

Interner Bericht

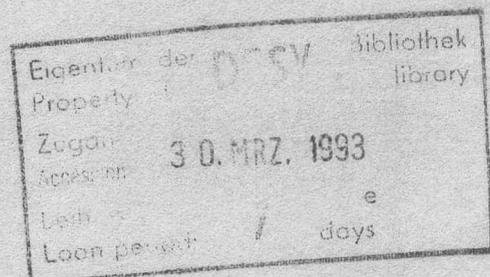
DESY FH1K-93-01

März 1993

Implementierung des siliziuminstrumentierten PLUG-Kalorimeters in den H1-Detektor

von

M. Ruffer



IMPLEMENTIERUNG
DES SILIZIUMINSTRUMENTIERTEN
PLUG-KALORIMETERS
IN DEN H1-DETEKTOR

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Mattias Ruffer ✓
aus Hamburg

Hamburg
1992

IMPLEMENTIERUNG
DES SILIZIUMINSTRUMENTIERTEIN
PLUG-KALORIMETERS
IN DEN HI-DETEKTOR

DISSERTATION

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. G. Andersson-Lindström
Prof. Dr. H. H. Duhm

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. G. Andersson-Lindström
Prof. Dr. K. Wick

Datum der Disputation: 20. Januar 1993

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack

Abstract

To cover the very forward region of the H1 detector a silicon instrumented sampling calorimeter for hadronic energy measurements has been employed for the first time. Large area silicon detectors have been developed to guarantee for this calorimeter the needed very compact design, and provide an absolute charge-energy calibration, an excellent signal to noise ratio and allow the use of very fast readout electronics. The application of extremely thin readout planes gives rise to some peculiarities not observed when using conventional readout, which are investigated in comparison of test experiments and MONTE CARLO simulations. Within the frame of program packages, which include all subdetectors of H1, some software modules have been developed. These cover monitoring of the hardware, automatic calibration of the readout electronics and the offline event simulation and reconstruction for the PLUG calorimeter. Extensive simulations have been performed, which reveal the properties of the PLUG calorimeter stand alone and as part of the H1 detector. First comparisons show within the investigated aspects pleasing agreement of data and simulations. This allows to draw the conclusion that the PLUG calorimeter largely corresponds to the features deduced from simulations.

Kurzfassung

Zur Abdeckung des extremen Vorwärtswinkelbereichs des H1-Detektors wird erstmalig in einem Experiment der Hochenergiephysik ein siliziuminstrumentiertes Sampling-Kalorimeter zur hadronischen Energiemessung eingesetzt. Die für dieses PLUG-Kalorimeter entwickelten großflächigen Siliziumdetektoren garantieren neben der erforderlichen kompakten Bauform eine absolute Energie-Eichung, ein sehr gutes Signal-Rausch-Verhältnis und ermöglichen den Einsatz einer sehr schnellen Auslese-Elektronik. Der Einsatz der extrem dünnen Ausleseschichten bringt gegenüber herkömmlichen Kalorimetern einige Besonderheiten mit sich, die im Vergleich von Testexperimenten und MONTE CARLO Simulationen untersucht werden. Im Rahmen von Programmpaketen, die alle Subdetektoren des H1-Experiments umfassen, wurden Software Module entwickelt. Diese dienen der ständigen Überwachung des Zustandes der Hardware, der automatischen elektronischen Kalibration und ermöglichen im *offline*-Bereich die Ereignissimulation und -rekonstruktion im Bereich des PLUG-Kalorimeters. Umfangreiche Simulationen dokumentieren die Eigenschaften des PLUG-Kalorimeters als Einzelkomponente sowie die sich im Verbund des H1-Detektors ergebenden Verhältnisse. Erste Vergleiche mit Daten zeigen unter den untersuchten Gesichtspunkten zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen und lassen den Schluß zu, daß das PLUG-Kalorimeter weitgehend den aus den Simulationen abgeleiteten Eigenschaften entspricht.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Das HERA-Projekt	4
1.1 Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage	4
1.1.1 Technische Daten von HERA	5
1.2 Die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung	8
1.2.1 Ereignisklassifizierung	8
1.2.2 Kinematische Beschreibung	9
1.2.3 Bestimmung der Strukturfunktion des Protons	12
1.3 Das H1-Experiment	13
1.3.1 Aufbau des H1-Detektors	13
1.3.2 Experimentelle Bestimmung der Kinematik	18
1.4 Das PLUG-Kalorimeter	22
1.4.1 Physikalische Motivation	22
1.4.2 Aufbau und technische Daten des PLUG-Kalorimeters	28
1.5 Inaktives Material im Vorwärtsbereich des H1-Detektors	32
2 Die Physik von Teilchenkaskaden	34
2.1 Elektromagnetische Kaskaden	34
2.1.1 Elektroneninduzierte Prozesse	34
2.1.2 Photoneninduzierte Prozesse	38
2.1.3 Schauerentwicklung	39
2.2 Hadronische Kaskaden	41
2.2.1 Intranukleare Kaskaden	42
2.2.2 π^- -Einfang	43
2.2.3 Internukleare Kaskaden	44
2.2.4 Schauerentwicklung	47

3	Kalorimeterphysik	49
3.1	Linearität	51
3.2	Energie-Auflösung	55
3.3	Siliziumdetektoren als Auslesematerial	59
3.4	Testexperimente mit siliziuminstrumentierten Kalorimetern	60
3.4.1	Elektromagnetische Experimente	60
3.4.2	Hadronische Experimente	61
4	Die H1-Software für das PLUG-Kalorimeter	65
4.1	Das MONTE CARLO Verfahren in der Hochenergiephysik	65
4.2	Das H1-Detektor Simulationsprogramm H1SIM	66
4.2.1	Das Simulationspaket GEANT	68
4.2.2	Besonderheiten bei der Simulation von Teilchenschauern in Sampling-Kalorimetern mit sehr dünnen aktiven Schichten	70
4.3	Ereignis-Rekonstruktion für das PLUG-Kalorimeter	75
4.3.1	Modularität und Datenstruktur von H1REC	75
4.3.2	Skalierung der Rohdaten	76
4.3.3	Gruppierung von Kanälen	78
5	Ereignissimulation und -rekonstruktion für das PLUG-Kalorimeter	81
5.1	Simulation von Schauern im PLUG-Kalorimeter	81
5.1.1	Die longitudinale Schauerentwicklung	81
5.1.2	Signalhöhenverteilung	84
5.1.3	Sampling-Fraction	91
5.1.4	Vergleich von GHEISHA und H1FLUKA	97
5.2	Energieabsorption vor dem PLUG-Kalorimeter	104

5.2.1	Die Komponenten des inaktiven Materials im Vorwärtsbereich des H1-Detektors	104
5.2.2	Informationsgehalt der MONTE CARLO-Daten	105
5.2.3	Der Einfluß der Wolfram-Blende zur Abschirmung der Synchrotronstrahlung	109
5.2.4	Winkelscan mit 30 GeV Pionen	110
5.2.5	Simulation von LEPTO-Ereignissen im H1-Detektor . . .	140
5.3	Zusammenfassung	157
6	Erste Daten vom PLUG-Kalorimeter	162
6.1	Elektronisches Rauschen	162
6.2	Elektron-Proton Streu-Ereignisse	163
6.3	Vergleich mit MONTE CARLO Daten	167
7	Zusammenfassung und Ausblick	169
A	Anhang	172
A.1	Bemerkungen	172
A.2	Die Auslese-Elektronik des PLUG-Kalorimeters	173
A.3	Die elektronische Kalibration	175
A.4	Ständige Messung von Detektor-Eigenschaften	178
A.4.1	Aufnahme von Strom-Spannungs-Kennlinien	178
A.4.2	Bestimmung der für vollständige Verarmung notwendigen Spannung	178
	Literaturverzeichnis	181

Einleitung

Streuprozesse aller Art bilden seit einigen Jahrzehnten ein zentrales Thema der physikalischen Forschung. Begonnen hat dieses besondere Interesse mit den Experimenten, die die Nichtanwendbarkeit der klassischen Theorien auf atomare Prozesse bewiesen und das Entstehen der Quantenmechanik einleiteten.

Die Erforschung der Struktur der Materie hat sich seitdem immer stärker mit der Untersuchung der zwischen ihren Bestandteilen wirkenden Kräfte verwohen. Die erreichte Auflösung stieg dabei mit dem bei einzelnen Streuprozessen erfolgenden Impulsübertrag, der durch Steigerung der Schwerpunktennergie ständig erhöht werden konnte.

Mit HERA als Proton-Elektron-Speicherring entstand eine bisher einmalige Anlage, die den heute erforschten kinematischen Bereich der Hadron-Lepton-Streuung stark erweitern wird. Zur Erzielung einer möglichst hohen Schwerpunktennergie wurde eine starke Impuls-Asymmetrie der Stoßpartner in Kauf genommen, da der für die Elektronen erreichbare Impuls durch die Synchrotronstrahlung auf einen gegenüber den Protonen sehr kleinen Wert begrenzt ist.

Zur Ausschöpfung des Potentials der mit HERA prinzipiell zu beantwortenden Fragestellungen folgen aus dieser Asymmetrie besondere Anforderungen für die Meßgeräte. Der hohe Laborimpuls des Schwerpunktsystems erfordert eine besonders gute Abdeckung des (in dessen Bewegungsrichtung) vorwärts liegenden Winkelbereiches. Das unvermeidliche Strahlrohr stellt die technische Grenze des nicht erfaßbaren Bereiches dar.

Mit der Entscheidung der H1-Kollaboration für ein Hauptkalorimeter mit Flüssig-Argon-Auslese wurde diese Grenze erheblich nach außen geschoben, da dessen aktiver Bereich erst innerhalb des zur Kühlung des Argons notwendigen Kryostaten beginnen kann. Um auch zwischen Strahlrohr und dem durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckten Winkelbereich eine Messung des Energieflusses zu ermöglichen, wurde daher ein zusätzliches Kalorimeter vorgeschlagen. Die Forderung nach einer möglichst kompakten Bauform ergab sich aus dem sehr beschränkten zur Verfügung stehenden Raum. Aus den physikalischen Fragestellungen folgt die Forderung nach einer im Vergleich zum Flüssig-Argon-Kalorimeter moderaten Energie- aber guten Ortsauflösung.

Ein mit Siliziumdetektoren instrumentiertes Sampling-Kalorimeter stellt eine für diese Anforderungen interessante Realisierungsmöglichkeit dar. Siliziumdetektoren sind extrem dünn, sie können bei normaler Umgebungstemperatur betrieben werden und in vielfältigen Formen und Größen hergestellt werden. Die geringe Stärke der Detektoren macht die Ausleseschichten für die longitudinale Ausdehnung des Kalorimeters nahezu vernachlässigbar. Die frei wählbare Granularität ermöglicht eine genaue Anpassung an die gewünschte Ortsauflösung sowie eine praktisch vollständige Instrumentierung des lateral zur Verfügung stehenden Raumes. Diese Bauart bietet somit ein hohes Potential zur Erfüllung der gestellten Ansprüche.

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung des aus diesen Überlegungen entstandenen „PLUG“-Kalorimeters von den ersten Entwürfen bis zur Implementierung in den H1-Detektor und der ersten Datennahme dokumentiert.

Gliederung

Nach einer kurzen Darstellung der Fragestellungen, denen mit HERA nachgegangen werden soll, und einer Beschreibung der technischen Daten wird die tiefinelastische Lepton-Hadron-Streuung als einer der Forschungsschwerpunkte dargestellt. Der Beschreibung des H1-Detektors folgt ein Abschnitt über das PLUG-Kalorimeter, der in Betrachtungen über dessen physikalische Motivation sowie seine Realisierung unterteilt ist.

Einem Kapitel über die der Funktion aller Kalorimeter zugrundeliegenden Physik der Teilchenkaskaden schließt sich eine Diskussion der Eigenschaften von Kalorimetern an, wobei besonderes Gewicht auf die Eigenschaften siliziuminstrumentierter Kalorimeter gelegt wird. Bisher durchgeführte Testexperimente werden vorgestellt.

Im vierten Kapitel werden die – im Rahmen von allgemeiner H1-Software – entwickelten Simulations- und Ereignisrekonstruktionsprogramme vorgestellt. Dabei werden Besonderheiten hervorgehoben, die bei der Simulation von Teilchenschauern in siliziuminstrumentierten Kalorimetern zu beachten sind, und es wird versucht, die Zuverlässigkeit der MONTE CARLO Simulation für solche Kalorimeter einzuschätzen.

Das fünfte Kapitel hat die Darstellung von Simulationsdaten zum Inhalt. Dabei werden im ersten Teil die Eigenschaften des PLUG-Kalorimeters als Einzeldetektor untersucht. Der zweite Teil stellt die bei der Simulation von Teilchen im Vorwärtsbereich des H1-Detektors gewonnenen Daten vor. Eine detaillierte Studie über das Verhalten von Pionen, die vom Wechselwirkungspunkt aus unter verschiedenen Polarwinkeln gestartet werden, läßt eine Einschätzung der Wirkung einzelner Komponenten des inaktiven Materials zu. Abschließend

werden die Ergebnisse diskutiert, die auf der Simulation von gleichzeitig gestarteten Teilchen beruhen, wie sie von Ereignisgeneratoren für die Elektron-Proton-Streuung geliefert werden. Diese Daten stellen daher eine Prognose für die Verhältnisse dar, wie sie beim regulären Betrieb des H1-Detektors zu erwarten sind.

Eine erste Analyse der Daten des PLUG-Kalorimeters aus dem Herbst 1992 wird im letzten Kapitel vorgestellt und mit MONTE CARLO Simulationen verglichen.

- Durch die hohe Schwerpunktsenergie wird es möglich, Strukturen des Protons in der Größenordnung 10^{-12} m, also ungefähr eines Tausendstels seines Durchmessers, zu erforschen. Die Möglichkeit, die transversale Polarisation des Elektronenstrahls in eine longitudinale zu drehen, erweitert den bisher bekannten Bereich der Strukturfunktionen durch den Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Helizitäten. Die mögliche Verwendung von Positronen stellt einen weiteren Fortschritt zur Verfügung. So kann z.B. die „independente“ Natur des geladenen Stromes, die $\sigma^{ep}(\epsilon^2, p) = \sigma^{ep}(\epsilon^2, p) = 0$ fordert, überprüft werden.
- Die Standardtheorie der starken Kraft kann einer sehr weitgehenden Prüfung unterzogen werden, da im mit HERA zugänglichen kinematischen Bereich erstmals Abweichungen vom Störungsverhalten im nicht störungstheoretischen Bereich dieser Theorie festgestellt werden könnten.
- Die Erzeugung der schweren Quarks („strange charm bottom“) hat einen recht hohen Wirkungsquerschnitt. Daher können bei HERA die Eigenschaften der aus ihnen aufgebauten Teilchen mit bisher nicht erreichbarer Genauigkeit untersucht werden. Ein „top“-Quark dagegen wird man bei HERA kaum finden, da die Ergebnisse von LEP eine Mindestmaße für dieses Teilchen voraussetzen, die bereits zu hoch für eine Erzeugung bei HERA in einer für sichere Aussagen benötigten Anzahl liegt.
- Der zugängliche kinematische Bereich bei HERA deckt den gesamten Übergang von der dominierenden elektromagnetischen Wechselwirkung

1 Das HERA-Projekt

1.1 Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage

Mit der Fertigstellung von HERA¹ wurde der erste und zumindest für die nächsten Jahre einzige Elektron-Proton-Speicherring der Welt in Betrieb genommen. Er ist in vielerlei Hinsicht zu den in den letzten Jahren fertiggestellten e^+e^- -Speicherringen (LEP) oder pp - bzw. $p\bar{p}$ -Ringern (SPS, TEVATRON) komplementär. Bei diesen liegt das Hauptgewicht der Forschung entweder auf dem Gebiet der elektroschwachen oder auf dem der starken Wechselwirkung. Mit Hilfe von HERA können auf beiden Gebieten ergänzende Untersuchungen durchgeführt werden, und bisher gar nicht zugängliche Forschungsgebiete eröffnen sich:

- Durch die hohe Schwerpunktenenergie wird es möglich, Strukturen des Protons in der Größenordnung $10^{-18} m$, also ungefähr eines Tausendstels seines Durchmessers, zu erforschen. Die Möglichkeit, die transversale Polarisation des Elektronenstrahls in eine longitudinale zu drehen, erweitert den bisher bekannten Bereich der Strukturfunktionen durch den Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Helizitäten. Die mögliche Verwendung von Positronen stellt einen weiteren Freiheitsgrad zur Verfügung. So kann z.B. die „linkshändige“ Natur des geladenen Stromes, die $\sigma^{CC}(e^-p) = \sigma^{CC}(e^+p) = 0$ fordert, überprüft werden.
- Die Standardtheorie der starken Kraft kann einer sehr weitgehenden Prüfung unterzogen werden, da im mit HERA zugänglichen kinematischen Bereich erstmals Abweichungen vom Skalierungsverhalten im nicht störungstheoretischen Bereich dieser Theorie festgestellt werden könnten.
- Die Erzeugung der schweren Quarks („*strange, charm, bottom*“) hat einen recht hohen Wirkungsquerschnitt. Daher können bei HERA die Eigenschaften der aus ihnen aufgebauten Teilchen mit bisher nicht erreichbarer Genauigkeit untersucht werden. Ein „*top*“-Quark dagegen wird man bei HERA kaum finden, da die Ergebnisse von LEP eine Mindestmasse für dieses Teilchen voraussagen, die bereits zu hoch für eine Erzeugung bei HERA in einer für sichere Aussagen benötigten Anzahl liegt.
- Der zugängliche kinematische Bereich bei HERA deckt den gesamten Übergang von der dominierenden elektromagnetischen Wechselwirkung

¹Hadron-Elektron-Ring-Anlage

über die γ/Z^0 -Interferenz bis hin zur Dominanz der (dann nicht mehr) schwachen Wechselwirkung ab. Dabei kann die Struktur der neutralen und der geladenen schwachen Ströme detailliert untersucht werden.

Die Wahrscheinlichkeit für Ereignisse, bei denen ein Z^0 oder W^\pm ausgetauscht wird, ist aufgrund deren hoher Masse (ca. 91 bzw. 80 GeV) bei kleinen Impulsüberträgen stark unterdrückt. Bei steigendem Impulsübertrag kommt es dann zu Interferenzerscheinungen zwischen der elektromagnetischen und der schwachen Kraft. Erst bei den sehr hohen mit HERA erreichbaren Impulsüberträgen erlangen die Wirkungsquerschnitte vergleichbare Werte (Vgl. Abb. 1.1).

- Die exklusive Photoproduktion von Einzelteilchen durch Prozesse der Art $\gamma q \rightarrow \gamma q/\gamma g$ oder $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ ermöglicht die Erforschung der Struktur des Photons, insbesondere Abweichungen von der Punktförmigkeit und die Untersuchung seiner „hadronischen“ Struktur.²
- Die Erzeugung von exotischen Teilchen, deren Existenz verschiedene Ansätze zur Vereinigung aller Wechselwirkungen postulieren, ist prinzipiell möglich, vorausgesetzt, daß diese nicht zu hohe Massen haben (und daß es sie wirklich gibt). Angeregte Leptonen (e^* , q^*), supersymmetrische SLEPTONS oder SQUARKS, LEPTOQUARKS als gebundene Zustände von Leptonen und Quarks oder Higgsteilchen können dann produziert und nachgewiesen werden.

Für eine ausführliche Diskussion dieser und weiterer Untersuchungsgegenstände sei auf [HER87, HER91] verwiesen.

1.1.1 Technische Daten von HERA

Elektronen mit einer Energie von 30 GeV und Protonen mit 820 GeV werden in zwei Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. Um diese herum wurden unabhängig voneinander Detektoren zur meßtechnischen Erfassung der ablaufenden Prozesse aufgebaut.

Elektronen und Protonen werden in jeweils 210 „Teilchenpaketen“ oder „Bunches“ in zwei übereinanderliegenden Ringen von 6,3 km Länge gegenläufig beschleunigt. Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bunches beträgt daher nur 92 ns. Diese hohe Rate stellt an die experimentell benötigte Zeitauflösung besondere Anforderungen, die weit über das hinausgehen, was bei bisherigen Speicherringen zu leisten war. Bei zukünftigen Experimenten der

²Ein Photon hat dieselben Quantenzahlen wie ein Rho-Meson und kann daher auch als ein solches mit einem Proton in Wechselwirkung treten.

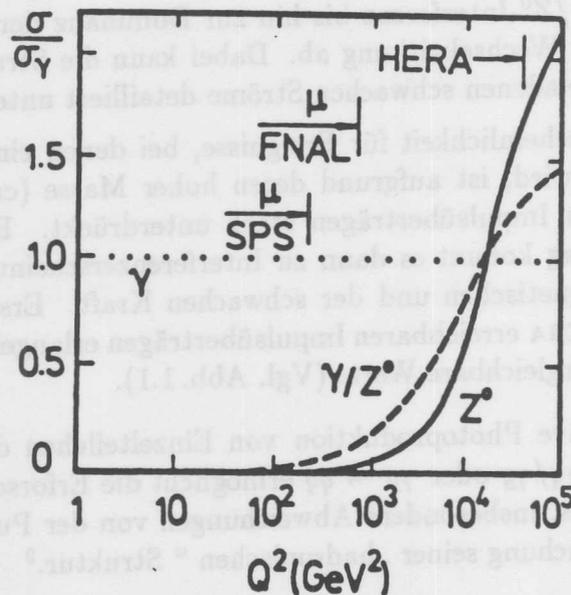


Abb. 1.1: Die relative Größe der Wirkungsquerschnitte für den reinen γ , den reinen Z^0 und ihrer Interferenz als Funktion des Impulsübertrages. Die Obergrenze dieses Übertrages für einige der bestehenden Beschleuniger ist eingetragen.[ING87]

Hochenergiephysik wie dem amerikanischen *Superconducting Supercollider SSC* oder dem *Large Hadron Collider LHC* in Genf werden diese Raten zur Erzielung einer hohen Luminosität nochmals um ein Mehrfaches höher liegen. Dort werden dann extrem kurze Auslesezeiten der Detektoren erforderlich sein, da auch die Wirkungsquerschnitte bei Hadron-Collidern so hoch sind, daß es zu mehreren Ereignissen pro *Bunchcrossing* kommen kann.

Die angestrebte Gesamtzahl von gespeicherten Protonen beträgt $2,1 \times 10^{13}$, die der Elektronen $0,8 \times 10^{13}$. In den Wechselwirkungsbereichen werden diese in ein gemeinsames Strahlrohr gelenkt. Die Ausdehnung der Teilchenpakete soll für die Elektronen $0,26 \text{ mm}$ in horizontaler, $0,02 \text{ mm}$ in vertikaler und $8,0 \text{ mm}$ in longitudinaler Richtung betragen. Die Protonenpakete sind mit $0,29 \text{ mm}$, $0,07 \text{ mm}$ und 110 mm wesentlich weiter ausgedehnt, da sie aufgrund der fehlenden Synchrotronstrahlung keiner „Strahlungsdämpfung“ unterliegen.

Mit diesen Daten wird eine Luminosität von $1,5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 1,5 \times 10^5 \text{ pb s}^{-1}$ erreicht. Unter Berücksichtigung des totalen Wirkungsquerschnittes folgt daraus, daß es mit einer Rate von ca. 1 kHz zu inelastischen Elektron-Proton-Streuungen kommt. D.h., es kommt im Mittel nur bei jedem zehntausendsten *Bunchcrossing* zu einem der angestrebten Prozesse. Die Rate von Proton-Gas- oder Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen wird allerdings um Größenordnungen höher liegen, so daß eine schnelle Auslese besonders in Strahlrohrnähe nicht so sehr dem Erfassen der Elektron-Proton Streu-Prozesse dient, sondern dem sicheren Ausschluß von Untergrundereignissen.

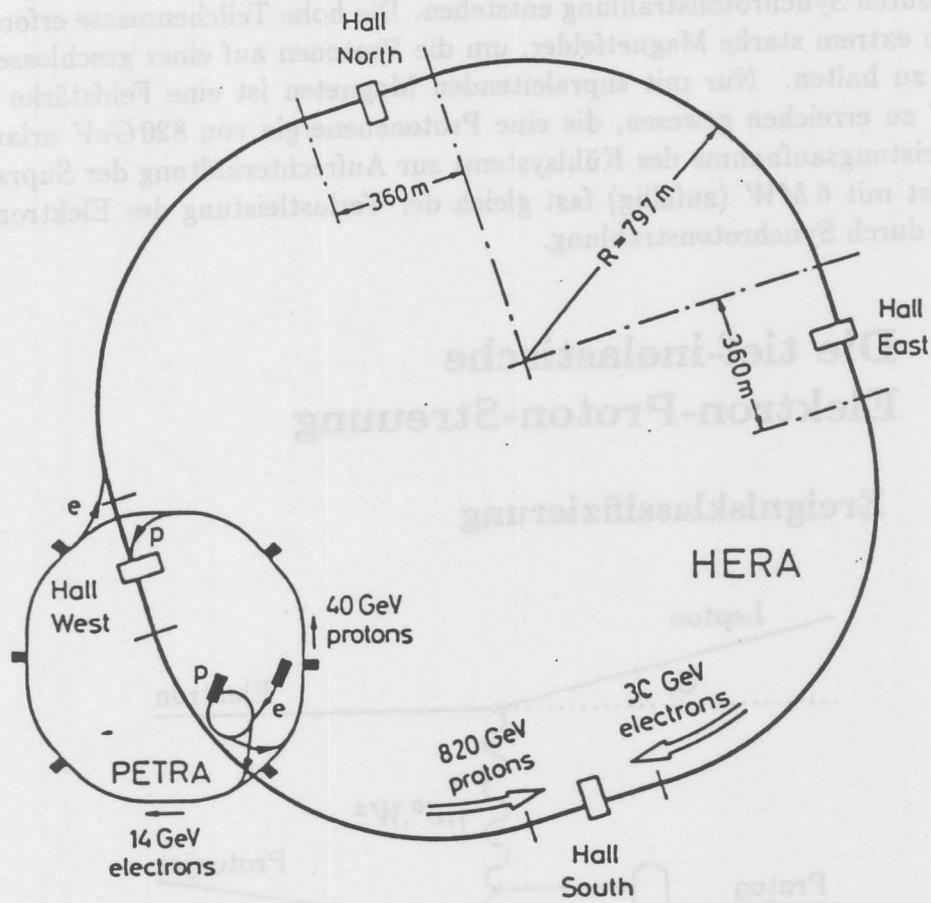


Abb. 1.2: HERA und ihre Vorbeschleuniger (aus [WOL86])

Jedes Elektron verliert bei einem Umlauf im Mittel 127 MeV seiner Energie durch Synchrotronstrahlung. Die gesamte Verlustleistung aller gespeicherten Elektronen nur durch diese Strahlung beträgt $6,5 \text{ MW}$. Dieser Energieverlust begrenzt die Elektronenenergie auf die im Vergleich zur Protonenenergie bescheidenen 30 GeV . Zur Krümmung des Elektronenstrahles reichen normalerweise Magnete mit einer Feldstärke von $0,165 \text{ T}$ aus.

Der Protonenbeschleuniger kommt dagegen mit einer RF-Leistung von 1 MW aus, da aufgrund der höheren Masse der Protonen praktisch keine Energieverluste durch Synchrotronstrahlung entstehen. Die hohe Teilchenmasse erfordert jedoch extrem starke Magnetfelder, um die Protonen auf einer geschlossenen Bahn zu halten. Nur mit supraleitenden Magneten ist eine Feldstärke von $4,68 \text{ T}$ zu erreichen gewesen, die eine Protonenenergie von 820 GeV erlaubt. Die Leistungsaufnahme des Kühlsystems zur Aufrechterhaltung der Supraleitung ist mit 6 MW (zufällig) fast gleich der Verlustleistung des Elektronenringes durch Synchrotronstrahlung.

1.2 Die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung

1.2.1 Ereignisklassifizierung

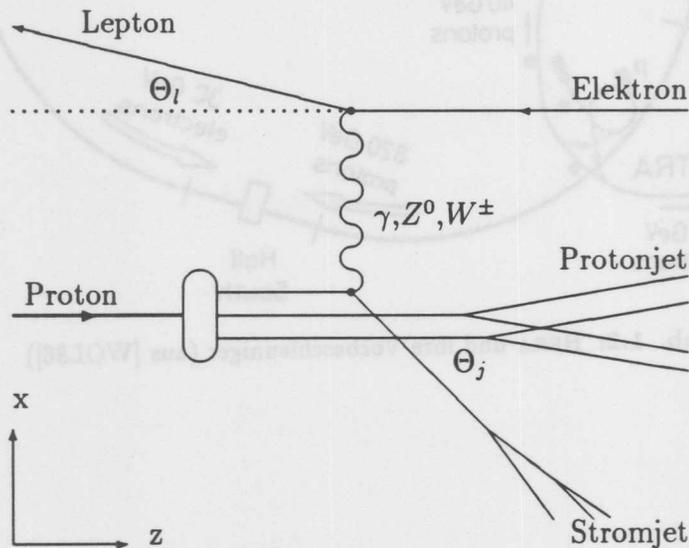


Abb. 1.3: Schematische Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung

In Abbildung 1.3 ist der Mechanismus der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung schematisiert. Das Proton besteht im Naiven

Parton Modell aus drei Quarks. Das Elektron tritt durch den Austausch eines Bosons mit einem dieser Quarks in Wechselwirkung. Der Impulsübertrag erfolgt dabei durch ein Quant der elektromagnetischen oder der schwachen Kraft.

Wenn es sich bei diesem um ein γ oder ein Z^0 handelt, behält das Elektron seine Identität. Dieser Ereignistyp wird als „Ereignis mit neutralem Strom“ oder als *Neutral Current Event* (NC) bezeichnet. Im Gegensatz dazu verändern Ereignisse mit „geladenem Strom“ (*Charged Current Events* (CC)) durch den Austausch eines W^\pm die Identität des Leptons: Aus dem Elektron wird ein Neutrino.

Obwohl nur *ein* Quark den Impulsübertrag aufnimmt, kann dieses nicht unmittelbar als freies Teilchen das Proton verlassen, da es nicht farbneutral ist. Die Vorgänge nach dem eigentlichen Streuvorgang sind einer störungstheoretischen Behandlung im Rahmen der QCD nicht zugänglich. Man nimmt jedoch an, daß die Partonen des Protons in einem zweiten Schritt geeignet rekombinieren, um einen „erlaubten“ hadronischen Endzustand zu formen. Im einfachsten Fall (wie in Abbildung 1.3) kann nach dieser Fragmentierung ein „Jet“ von Teilchen dem getroffenen Quark zugeordnet werden. Auch der „Rest“ des Protons fragmentiert zum sogenannten Proton-, Target- oder *Spectator-Jet*.

Statt solcher 2-Jet-Ereignisse können jedoch auch mehr Jets im Endzustand zu finden sein, z.B. durch *Gluon-Bremsstrahlung*: Vor oder nach der Elektron-Proton-Streuung wird von dem Quark ein Gluon abgestrahlt, das ebenfalls einen Jet bildet. Als weitere Quelle für mehr Jets ist die *Boson-Gluon-Fusion* zu nennen, bei der ein Quark-Antiquark-Paar entsteht und die auch die Hauptquelle für die Erzeugung der schweren Quarks darstellt.

1.2.2 Kinematische Beschreibung

Bei einer „inkluisiven“ Betrachtung des ep-Streuprozesses, d.h. unter Zusammenfassung des gesamten hadronischen Systems³ zu einem Vierervektor, reduziert sich der zur Beschreibung notwendige Aufwand auf den eines Zweikörper-Streuproblems. Dies entspricht der Auffassung, daß die Streuung des Elektrons als elastischer Stoß an einem der Valenzquarks des Protons erfolgt, ohne daß die anderen Quarks daran beteiligt sind.

Energie und Impuls der beteiligten Leptonen können in allen Fällen gleichgesetzt werden, da deren Massen vernachlässigbar sind. Auch für das Proton ist

³Dazu gehören natürlich auch „elektromagnetische“ Teilchen, die bei der Jet-Fragmentierung entstehen.

in den meisten Betrachtungen eine Berücksichtigung der Masse nicht nötig, so daß $p_p = E_p$ gesetzt werden kann.⁴

Aufgrund der azimuthalen Symmetrie des *head-on*-Streuprozesses⁵ sowie der Erhaltung von Impuls und Energie sind drei Größen zur Beschreibung dieser Kinematik ausreichend. Skalarprodukte von Vierervektoren sind dazu besonders geeignet, da diese lorentzinvariant sind, also in jedem Inertialsystem den gleichen Wert annehmen.

Die z-Richtung wird üblicherweise als mit der Flugrichtung des primären Protons übereinstimmend gewählt. Wird die x-z-Ebene so gelegt, daß sowohl das primäre Elektron als auch das gestreute Lepton in ihr liegen, ist die folgende Darstellung der Vierervektoren $P_i = (E_i, p_{ix}, p_{iy}, p_{iz})$ der beteiligten „Teilchen“ möglich. Dabei bezeichnet der Index e das primäre Elektron, l das gestreute Lepton, p das primäre Proton und H das gesamte hadronische System:

$$P_e = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \quad P_l = \begin{pmatrix} E_l \\ E_l \sin \theta_l \\ 0 \\ -E_l \cos \theta_l \end{pmatrix} \quad P_p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ p_p \end{pmatrix} \quad P_H = \begin{pmatrix} E_H \\ p_{H\perp} \\ 0 \\ p_{H\parallel} \end{pmatrix}$$

Es liegt also auch der Vierervektor des *gesamten* hadronischen Systems in dieser Ebene, wobei die einzelnen Jet-Teilchen im allgemeinen große Impuls-komponenten auch in y -Richtung aufweisen werden.

Als kinematische Variablen zur Beschreibung des primären quasielastischen Zweikörper-Streuprozesses sind drei Größen ausreichend⁶:

- Das Quadrat der **Schwerpunktenergie** s ist eine Konstante, solange die Energie der Primärteilchen fest ist⁷:

$$\begin{aligned} s &\equiv (P_p + P_e)^2 = P_p^2 + 2P_p P_e + P_e^2 \\ &= 2E_e E_p (1 - \beta_e \beta_p \cos \theta_e) + m_e^2 + m_p^2 \\ &\cong 4E_e E_p \end{aligned}$$

⁴Es wird dann also $\beta_p = 1$ gesetzt. Der dadurch verursachte Fehler ist sehr klein:

Es gilt $1 - \beta = 1 - \sqrt{1 - 1/\gamma^2} \approx \frac{1}{2\gamma^2}$. Mit $\gamma_p = 874$ folgt $1 - \beta_p = 5,5 \times 10^{-7}$.

⁵Bei HERA treffen die Teilchen unter einem Winkel von genau 180° aufeinander.

⁶Das \cong -Zeichen wird dann verwendet, wenn die Näherung nur auf der Vernachlässigung der Ruhmassen von Elektron und Proton beruht.

⁷Obwohl bei HERA während eines Experimentes die Energie der Teilchen natürlich so konstant wie möglich gehalten wird, können sogenannte „Strahlungskorrekturen“ notwendig sein, wenn eines der beteiligten Teilchen durch die Emission eines Photons (oder Gluons) vor dem eigentlichen Streuprozeß Energie verliert.

Der Viererimpulsübertrag $q \equiv P_e - P_l = P_H - P_p$ als charakteristische Größe (invariante Masse) des Austauschteilchens dient dabei zur Definition von zwei möglichen, den Streuprozess bei fester Schwerpunktennergie beschreibenden Variablen:

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 :

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(P_e^2 - 2P_e P_l + P_l^2) \quad 0 < Q^2 < s$$

- Die invariante Masse des gesamten hadronischen Systems W^2 :

$$W^2 \equiv P_H^2 = (q + P_p)^2 \quad m_p^2 < W^2 < s$$

Statt Q^2 und W^2 werden häufig auch zwei andere, dimensionslose Variablen benutzt:

- Die Bjorken-Skalen-Variable x :

$$x \equiv \frac{Q^2}{2(q \cdot P_p)} \quad 0 < x < 1$$

Obwohl x durch rein kinematische Größen definiert wurde, wobei keinerlei Annahmen über eine innere Struktur der Streupartner notwendig waren, kann x im *Naiven Parton Modell* eine „anschauliche“ Bedeutung beigemessen werden. Die invariante Masse des am Stoß beteiligten Quarks $m_i = P_i^2$ vor dem Stoß, sowie nach dem Stoß⁸ $m_f = P_f^2$ wird vernachlässigt sowie auch alle zwischen den Quarks wirkenden Kräfte (QCD-Korrekturen). Es sei angenommen, daß das getroffene Quark vor dem Stoß einen Viererimpulsanteil $P_i = x' P_p$ am Impuls des Protons P_p getragen habe:

$$\underbrace{P_f^2}_{=m_f=0} = (P_i + q)^2 = \underbrace{P_i^2}_{=m_i=0} + 2P_i \cdot q + q^2 = 2x' P_p \cdot q - Q^2 \quad \text{also} \quad x' = \frac{Q^2}{2P_p \cdot q} = x$$

Die Bjorken-Skalen-Variable x ist also unter dieser Näherung als Viererimpulsanteil des „getroffenen“ Quarks an dem des Protons zu verstehen.

- Die y -Variable hat im Protonenruhesystem die Bedeutung des Energieverlustes ν des Elektrons, normiert auf den maximal möglichen Energieübertrag ν_{max} :

$$y \equiv \frac{q \cdot P_p}{P_p \cdot P_e} = \frac{2q \cdot P_p}{s} = \frac{q \cdot P_p}{2E_p E_e} = \frac{\nu}{\nu_{max}}$$

$$\nu \equiv \frac{q \cdot P_p}{m_p} \quad \text{mit} \quad 0 < \nu < \nu_{max} \equiv \frac{2E_e E_p}{m_p}$$

⁸Bei Ereignissen mit geladenem Strom ändert sich das *flavour* des getroffenen Quarks – also auch seine *tatsächliche* Masse.

Im Protonenruhesystem ist $q \cdot P_p = (E_e - E_l)m_p$, und ν ist daher der Energieübertrag vom Elektron auf das Proton.

Die Abhängigkeit der kinematischen Größen voneinander kommt z.B. in den folgenden Relationen zum Ausdruck.

$$\begin{aligned}
 xys &= \frac{Q^2}{2(q \cdot P_p)} \frac{q \cdot P_p}{P_p \cdot P_e} (P_p + P_e)^2 \\
 &= Q^2 \frac{(P_p + P_e)^2}{2(P_p \cdot P_e)} \\
 &= Q^2 \frac{P_p^2 + 2P_p \cdot P_e + P_e^2}{2(P_p \cdot P_e)} \\
 &\cong Q^2 \\
 (1-x)ys &= \left(1 + \frac{q^2}{2P_p \cdot q}\right) \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot P_e} (P_p + P_e)^2 \\
 &= \frac{(2P_p \cdot q + q^2)P_p \cdot q}{P_p \cdot q} \frac{P_p^2 + 2P_p \cdot P_e + P_e^2}{2P_p \cdot P_e} \\
 &\cong P^2 + 2P_p \cdot q + q^2 = (P_p + q)^2 = W^2 \\
 \Rightarrow W^2 &= \frac{1-x}{x} Q^2 \quad \text{oder} \quad Q^2 + W^2 = ys(x+1-x) = ys
 \end{aligned}$$

In diesen Relationen drückt sich auch die Redundanz aus, die bei der Messung der kinematischen Variablen erreicht werden kann.

1.2.3 Bestimmung der Strukturfunktion des Protons

Eines der Hauptanliegen der Forschung bei HERA ist die Erweiterung des Wissens um die innere Struktur des Protons, die mit Hilfe von Strukturfunktionen beschrieben wird. Diese lassen sich als Fouriertransformierte der Impulsverteilungen der Valenz- und Seequarks sowie der Gluonen im Proton verstehen.

Die Strukturfunktionen F_1, F_2, F_3 hängen unmittelbar mit den inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitten $d^2\sigma/dxdQ^2$ zusammen. Für NC-Ereignisse ergibt die Standardtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung in niedrigster Ordnung:

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

Zwischen F_1 und F_2 besteht die Callan-Gross-Beziehung,

$$2xF_1 = F_2$$

wenn die Massen der Quarks sowie alle QCD-Effekte vernachlässigt werden. Ansonsten nimmt die longitudinale Strukturfunktion $F_L = F_2 - 2xF_1$ einen endlichen Wert an, der aber – außer bei sehr kleinem x – vernachlässigt werden kann. Unter Berücksichtigung der Lepton-Polarisation ergibt sich dann für linkshändige (L) und rechtshändige (R) Elektronen:

$$\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^- p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[(1 + (1-y)^2) F_2^{L,R}(x, Q^2) + (1 - (1-y)^2) x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right]$$

Die Strukturfunktionen im Standard-Modell sind gegeben durch:

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

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

wobei über alle *flavours* f – also alle existierenden Quarksorten – summiert wird. q_f und \bar{q}_f sind die Wahrscheinlichkeitsdichten dafür, ein Quark bzw. Antiquark der entsprechenden Sorte mit einem Impulsbruchteil x am Proton zu finden. Die Koeffizienten sind dabei durch

$$A_f^{L,R}(Q^2) = e_f^2 - 2e_f(v_e \pm a_e)v_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2(v_f^2 + a_f^2)P_Z^2$$

$$B_f^{L,R}(Q^2) = \mp 2e_f(v_e \pm a_e)a_f P_Z \pm 2(v_e \pm a_e)^2 v_f a_f P_Z^2$$

gegeben. Hierbei ist e_f die Quarkladung, und $v_f = (T_{3f} - 2e_f \sin^2 \theta_W) / \sin 2\theta_W$ und $a_f = T_{3f} / \sin 2\theta_W$ sind die Vektor- und Axialvektor Kopplungen ausgedrückt durch die dritte Komponente des schwachen Isospins T_{3f} und den Weinberg-Winkel θ_W . $P_Z = Q^2 / (Q^2 + m_Z^2)$ gibt das Verhältnis von Photon- und Z-Propagator an. [ING87]

Ähnliche Zusammenhänge lassen sich auch bei CC-Ereignissen angeben. Durch Kombination der Wirkungsquerschnitte für e^-p - und e^+p -Streuprozesse mit verschiedenen Polarisationsrichtungen der Elektronen und evtl. auch der Protonen lassen sich die Strukturfunktionen bis zu einem Impulsübertrag von 314 GeV und einem Bjorken- x bis ca. 10^{-5} herab bestimmen. Damit wird der bisher bekannte Bereich um drei Größenordnungen erweitert.

1.3 Das H1-Experiment

1.3.1 Aufbau des H1-Detektors

Die Anforderungen, die an einen Detektor für HERA gestellt werden, sind aufgrund der sehr verschiedenen Ereignistypen und des großen Bereichs der kinematischen Variablen sehr hoch.

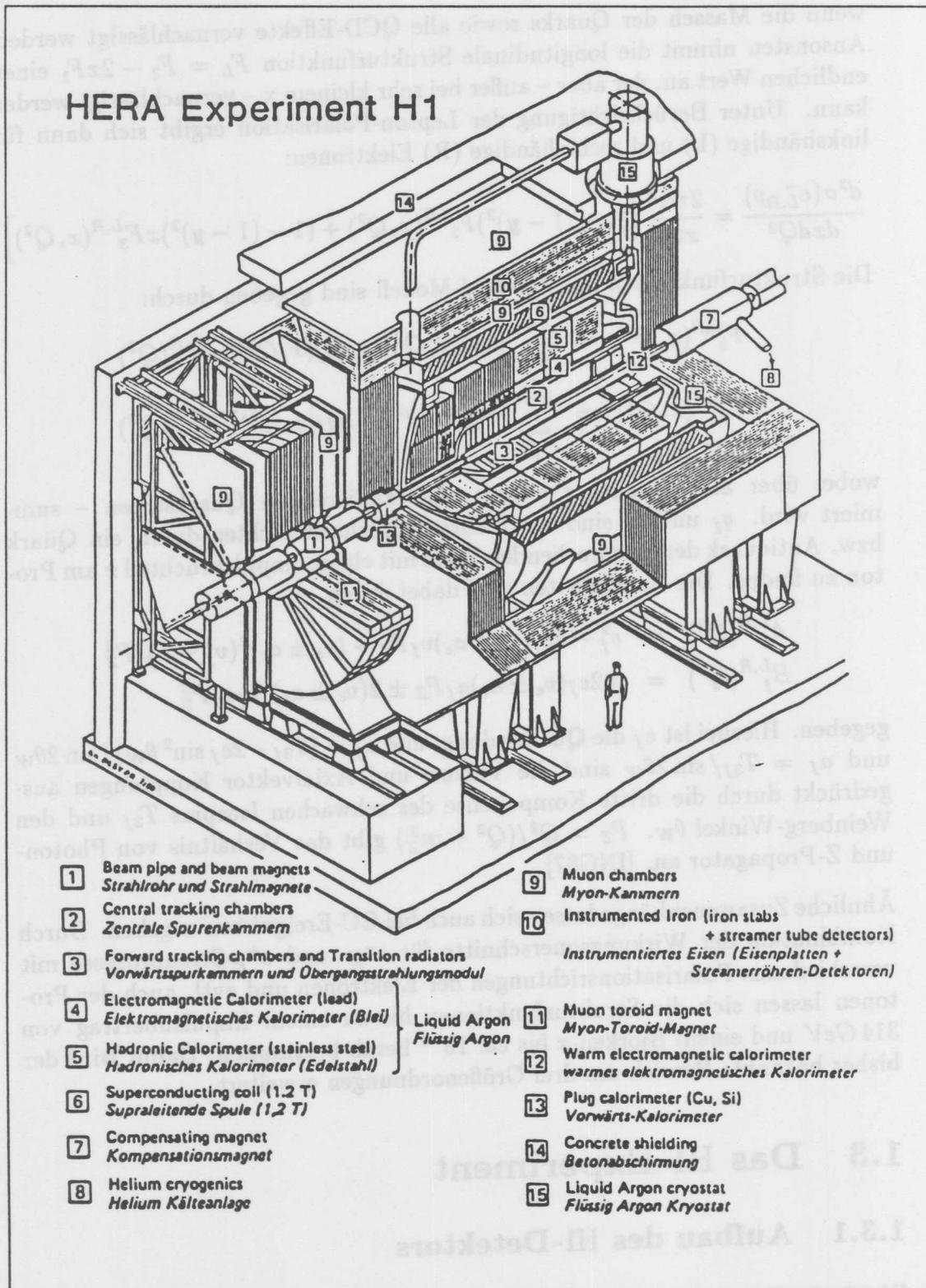


Abb. 1.4: Der Aufbau des H1-Detektors [DESY]

Folgende Anforderungen waren besonders zu beachten:

- Es soll eine möglichst vollständige Erfassung aller Teilchen erreicht werden. Insbesondere der Energiefluß in Abhängigkeit vom Raumwinkel muß gut zu bestimmen sein.
- Eine gute Trennung des gestreuten Elektrons von Teilchen des Strom-Jets ist wichtig zur Bestimmung der Kinematik bei kleinem Impulsübertrag.
- Die Energie-Auflösung sollte so gut wie möglich sein, um die statistischen Fehler bei der kinematischen Einordnung von selteneren Ereignisarten klein zu halten. Besonders hoher Wert wurde bei H1 auf eine exzellente elektromagnetische Energieauflösung gelegt.
- Die absolute Kalibration darf nicht schlechter als 1% sein, da es sonst zu großen systematischen Fehlern in der Bestimmung der kinematischen Variablen kommt.
- Im Spurenkammerbereich ist eine gute Orts- und Impulsauflösung notwendig, um auch exklusive Physik zu ermöglichen, bei der die Struktur von evtl. sehr eng gebündelten Jets aufgelöst werden muß.
- Auch hochenergetische Myonen müssen sicher erkannt und ihre Energie bestimmt werden. Dies ist von großer Bedeutung bei der Suche nach schweren Quarks.

Der Aufbau der HERA-Detektoren ist geprägt durch den großen Impuls des Schwerpunktsystems von Elektron und Proton, der zu einem starken Lorentz-Boost von 790 GeV in Proton-Richtung führt. Dies spiegelt sich deutlich in einer starken Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wieder.

Aus Abb. 1.5 ist ablesbar, daß nur in einem kleinen kinematischen Bereich Energie in den sogenannten Rückwärtsbereich mit Streuwinkeln größer als 150° gelangt.

Im einzelnen besteht der H1-Detektor aus den folgenden Komponenten [H1C86, H1C87]. Die Zahlen verweisen dabei auf Abb. 1.4.

- Der zentrale Zylinder enthält mehrere Jet-, Drift und Proportionalkammern, die eine gute Bestimmung der Vertizes und Spuren von geladenen Teilchen im Zentral- [2] und Vorwärtsbereich erlaubt [3]. Übergangsstrahlungsdetektoren unterstützen die Elektron-Hadron-Trennung.

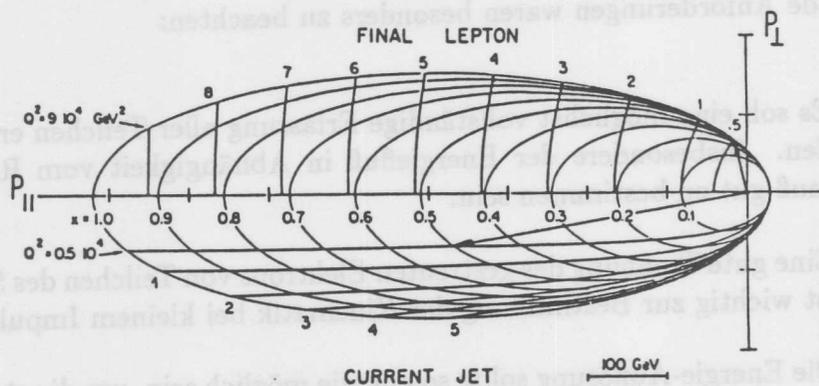


Abb. 1.5: Die longitudinalen ($P_{\parallel} = P \times \cos \theta$) und transversalen ($P_{\perp} = P \times \sin \theta$) Impulskomponenten des gestreuten Leptons (oben) und des Strom-Jets (unten). Das Lepton wird nur bei sehr kleinen Q^2 um weniger als 180° gestreut, der Stromjet wird nur bei sehr kleinem Bjorken- x (Fixed Target-Bereich, Vgl. nächster Abschnitt) im Rückwärtsbereich des H1-Detektors zu suchen sein.

- Das Flüssig-Argon-Kalorimeter⁹ ist zusammengesetzt aus fünf einzelnen Ringen, die jeweils aus einem inneren elektromagnetischen Teil [4] mit Blei-Absorbern und einem äußeren hadronischen Teil [5] mit nichtmagnetischen Edelstahlabsorbern bestehen. Mit insgesamt etwa 45 000 elektronischen Kanälen ist das LAr sehr fein segmentiert. Es deckt den Winkelbereich von ca. $3,5^\circ$ bis 152° ab.
- Das BEMC¹⁰ [12] im Bereich zwischen 152° und 175° dient als elektromagnetisches Blei-Szintillator-Kalorimeter hauptsächlich der Messung des gestreuten Elektrons bei kleinen Streuwinkeln. Zur Verbesserung der Elektron-Hadron-Trennung und zur Identifizierung von nicht aus dem Wechselwirkungspunkt stammenden Teilchen befinden sich dahinter zwei Flugzeitähler.
- In einer Öffnung des Eisenjochs zur Rückführung des magnetischen Flusses befindet sich das PLUG-Kalorimeter¹¹ [13]. Dieses deckt den extremen Vorwärtswinkelbereich von ca. $0,7^\circ$ bis ca. $3,2^\circ$ ab.
- Die supraleitende Spule [6] sorgt im zentralen Teil für ein Magnetfeld von $1,2 T$, das eine gute Impulsmessung von geladenen Teilchen erlaubt. Die Auflösung beträgt ungefähr $\sigma(P)/P \approx 0,003 \times P [GeV/c]$.

⁹Im folgenden wird dieses auch mit LAr für „Liquid Argon Calorimeter“ abgekürzt.

¹⁰Engl. Abk. für: „Backward Electromagnetic Calorimeter“ – Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter

¹¹Aus dem Englischen: „Plug“ bedeutet soviel wie „Stecker“ oder „Stopfen“.

Integriert in das Eisen des Magnetjochs befinden sich Plastik-Streamer-Röhren [10] und Myon-Kammern [9] zum Nachweis von Ausläufern hadronischer Schauer und der Identifizierung und Impulsbestimmung von hochenergetischen Myonen.

- Ergänzt wird die Myon-Identifizierung durch eine Toroid-Spule [11] und weitere Myon-Kammern [9].

Die wesentlichen Unterschiede zum anderen Experiment bei HERA – dem ZEUS-Detektor – sind die folgenden:

- Die Spule zur Erzeugung des Magnetfeldes im zentralen Bereich liegt bei ZEUS *innerhalb* des Kalorimeters. Dadurch wird ein kräftigeres Magnetfeld erzeugt, wodurch die Impulsauflösung mit $\sigma(P)/P \approx 0,0018 \times P [GeV/c]$ deutlich besser als im H1-Detektor wird. Nachteilig an dieser Anordnung wirkt sich das zusätzliche Material vor dem Kalorimeter aus.
- Während bei H1 auf das sogenannte „Energy Weighting“ (Vgl. z.B. [LOC92]) zur Erzielung einer guten Energieauflösung und -linearität gesetzt wurde, hat man bei ZEUS durch die Verwendung von Uran als Absorbermaterial und organische Szintillatoren als Auslesemedium durch Erzielung eines e/h -Verhältnisses (Vgl. S. 54) von 1 eine optimale hadronische Energie-Auflösung erreicht.
- Der Winkelbereich in der extremen Vorwärtsrichtung ist beim H1-Detektor durch das PLUG-Kalorimeter etwas besser abgedeckt als bei ZEUS, wodurch sich ein etwas größerer nutzbarer kinematischer Bereich bei H1 ergibt.

Der prinzipiell mit HERA zugängliche Bereich wird durch die „kinematische Grenze“ (Engl.: *Kinematical Limit*) begrenzt: Nur wenn das getroffene Quark den vollen Impuls des Protons trägt ($x=1$), kann der Maximalwert für Q^2 – das Quadrat der Schwerpunktenergie – erreicht werden, sonst sinkt dieser Wert mit x . Weitere Einschränkungen folgen aus der Detektorgeometrie, dem Auflösungsvermögen und der Präzision der absoluten Kalibration. In Abb. 1.6 sind die leicht unterschiedlichen Akzeptanz-Konturen bei Messung des hadronischen Energieflusses für die beiden HERA-Experimente dargestellt. Diese beruhen auf MONTE CARLO Simulationen, die mit idealisierter Geometrie der Detektoren durchgeführt wurden [FEL87]. Sie müssen daher aufgrund mangelnder Berücksichtigung tatsächlicher Unzulänglichkeiten der Detektoren als zu optimistisch angesehen werden.

Der minimale Transversalimpuls von $10 GeV/c$ ist sowohl bei H1 als auch bei ZEUS notwendig für eine sichere Entscheidung der Trigger-Logik. Im Bereich

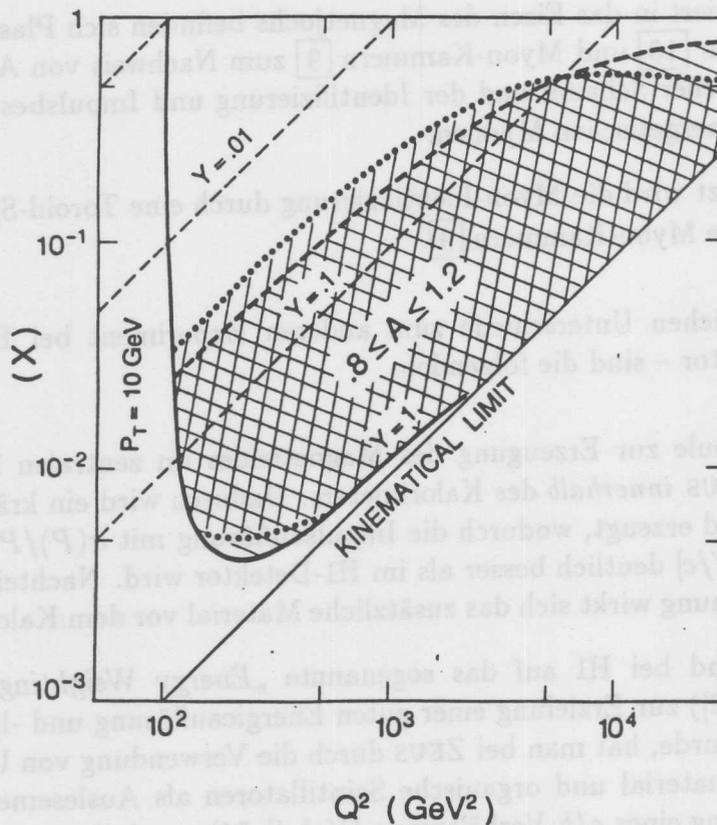


Abb. 1.6: Die Konturen der Bereiche, in denen die verschmierte Akzeptanz zwischen 0,8 und 1,2 bleibt, für die beiden HERA-Experimente in der x - Q^2 -Ebene. Zwischen den gestrichelten Linien liegt der dem ZEUS-Detektor zugängliche Bereich, der gepunktete Bereich gilt für den H1-Detektor. (Aus [FEL87])

um $x=0,05$ ist der H1-Detektor aufgrund der etwas schlechteren Elektron-Hadron-Trennung leicht eingeschränkt. Der ZEUS-Detektor ermöglicht mit seiner besseren hadronischen Energieauflösung die sichere Messung von Ereignissen mit sehr hohem Q^2 bis zu etwas höheren Werten von x . Die bessere Abdeckung des Vorwärtsbereichs durch das PLUG-Kalorimeter des H1-Detektors verschiebt die Grenze in y zu etwas kleineren Werten.

1.3.2 Experimentelle Bestimmung der Kinematik

Zur Auswertung der inklusiven Messungen wird der zugängliche (x, Q^2) -Bereich so in Bins eingeteilt, daß in jedem dieser nach einer angemessenen Meßzeit genügend Ereignisse zu finden sind, um statistisch sinnvolle Aussagen treffen zu können.

Durch Meßfehler kann es zur falschen Einordnung von Ereignissen in diese Bins kommen. Als Maß für die Qualität eines Verfahrens zur Bestimmung

der Kinematik dient die „verschmierte Akzeptanz“ $A(x, Q^2)$. Sie ist definiert durch [FEL87]:

$$\sigma_{\text{wirklich}}(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\text{gemessen}}(x, Q^2)}{A(x, Q^2)}$$

Ihr Wert hängt ab von der Auflösung des Detektors und der relativen Anzahl der Ereignisse in benachbarten Bins.

Da der Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem x und Q^2 stark abnimmt, bedarf es einer integrierten Luminosität von mehr als 100 pb^{-1} , um auch den Bereich hoher Impulsüberträge zu erforschen¹².

Insbesondere in der ersten Zeit wird man sich daher auf den Bereich der NC-Ereignisse mit kleinem Bjorken- x ($x < 0,02$) konzentrieren müssen. Diese Situation ist, mit der Interpretation von x als Impulsanteil des getroffenen Quarks, einer Situation äquivalent, bei der das Proton fast steht, einem *Fixed Target Experiment*. Daher ist es verständlich, dass das gestreute Elektron bei nicht zu großem Impulsübertrag ($Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) kaum abgelenkt wird und im BEMC eine Bestimmung seiner Energie und des Streuwinkels erfolgen kann.

Dann lassen sich alle kinematischen Größen im Laborsystem durch Energie und Streuwinkel des gestreuten Leptons ausdrücken, sind also gut meßbar:

$$\begin{aligned} Q^2 &= 2E_l E_e (1 + \beta_e \beta_l \cos \theta_l) - m_e^2 - m_l^2 \\ &\cong 4E_l E_e \cos^2 \frac{\theta_l}{2} \\ W^2 &\cong 4E_p \left(E_e - E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2} \right) - 4 \left(E_e E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2} \right) \\ x &\cong \frac{E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_l}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_l}{2} \right)} \\ y &\cong 1 - \frac{E_l}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_l}{2} \\ \nu &= 2 \frac{E_p}{m_p} \left(E_e - E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2} \right) \end{aligned}$$

Unter den Annahmen des *Naiven Parton Modells*, die zum Verständnis der Bjorken- x -Variable als Viererimpulsanteils des getroffenen Quarks am Proton geführt haben, lassen sich die kinematischen Variablen auch aus der Energie E_j und dem mittleren Winkel θ_j des Current-Jet bestimmen.

¹²Dieser Wert wäre bei nominaler Luminosität nach ca. 77 Tagen ununterbrochenen Betriebes erreicht.

Das Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 läßt sich aus der Bilanz für das getroffene Quark allein berechnen:

$$Q^2 = -q^2 = -(xP_p - P_j)^2 \quad \text{mit} \quad P_j = \begin{pmatrix} E_j \\ -E_j \sin \theta_j \\ 0 \\ E_j \sin \theta_j \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow Q^2 = 4x E_p E_j \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Problematisch hierbei ist allerdings, daß die Identifizierung eines Jets und die Bestimmung seiner Parameter von dem Algorithmus abhängen, mit dem diese aus den Detektordaten gewonnen werden. Trotzdem ist diese Methode sehr nützlich, um Strahlungskorrekturen zu finden. Hat das Elektron vor dem eigentlichen Streuprozeß ein Photon abgestrahlt, liefert die Bestimmung der Kinematik nur mit Hilfe des gestreuten Elektrons deutliche Fehler, da seine Energie dann nicht der dafür angenommenen Strahlenergie entsprach.

Bei bekannter Elektronenenergie können folgende Formeln zur Bestimmung der Kinematik aus den Eigenschaften des Stromjets dienen:

$$\begin{aligned} Q^2 &\approx \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - \frac{E_j}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_j}{2}} \\ x &\approx \frac{E_j \cos^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_j}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_j}{2}\right)} \\ y &\approx \frac{E_j}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_j}{2} \end{aligned}$$

Eine Methode, die Kinematik ohne einen Jet-Algorithmus aus dem hadronischen Energiefluß zu bestimmen, ist von JACQUET und BLONDEL entwickelt worden [BLO89]. Dazu werden y und Q^2 aus Summen über Funktionen von Eigenschaften aller gemessenen Teilchen i mit Ausnahme des gestreuten Elektrons bestimmt:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{zi})}{2E_l}$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{p_1^2}{1 - y_{JB}} \quad \text{mit} \quad p_1^2 \equiv \left(\sum_i p_{xi} \right)^2 + \left(\sum_i p_{yi} \right)^2$$

Bjorken- x kann dann aus der Relation $Q^2 = sxy$ bestimmt werden.

Zur Bestimmung der kinematischen Variablen kommt es im extremen Vorwärtswinkelbereich vor allem auf die möglichst vollständige Bestimmung der Impulskomponenten aller Teilchen i an.

Da in diesem Bereich keine Bestimmung der Teilchenimpulse durch die Spurenkammern erfolgen kann und eine Auflösung der häufig dicht gebündelten Jets in einzelnen Teilchen nicht möglich ist, wird die Bestimmung der Impuls-komponenten p_i der einzelnen Teilchen durch die Messung der Energie E_j in einzelnen Kalorimeterzellen ersetzt. Die Summation erfolgt dann statt über die Teilchen i über alle kalorimetrischen Zellen j . Dabei werden die folgenden Ersetzungen vorgenommen:

$$p_{zi} \Rightarrow E_j \times \cos(\theta) = E \times \frac{z_j}{\sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2}}$$

$$p_{xi} \Rightarrow E_j \times \tan(\theta) \times \cos \phi = E \times \frac{x_j}{z_j}$$

$$p_{yi} \Rightarrow E_j \times \tan(\theta) \times \sin \phi = E \times \frac{y_j}{z_j}$$

Da für nahezu alle Teilchen $\beta \approx 1$ gilt, ist der Fehler, der durch die Gleichsetzung von Energie und Impuls entsteht, nur gering. Größere Fehler entstehen durch die Granularität der Auslesezellen, da in der Berechnung die gesamte, innerhalb einer Zelle deponierte Energie in ihrem Schwerpunkt zusammengezogen wird (Vgl. z.B. [BER91a]).

Bei der kinematischen Einordnung von NC-Ereignissen geringen Impulsübertrages liefert die „hadronische“ lediglich eine hilfreiche Redundanz zur „elektronischen“ Methode. Bei wachsendem Q^2 gewinnt die Messung des hadronischen Energieflusses immer mehr an Bedeutung, bis sie schließlich bei $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ geringere Fehler als die Analyse des gestreuten Elektrons ergibt.

Die Bestimmung der Kinematik mit Hilfe des gestreuten Elektrons liefert die besten Ergebnisse im Bereich:

$$5 \times 10^{-5} < x < 0,6 \quad Q^2 > 5 \text{ GeV}^2 \quad y > 0,1$$

Für den Bereich

$$0,01 < x < 0,5 \quad Q^2 > 100 \text{ GeV}^2 \quad y > 0,03$$

ist die Messung des Hadronenflusses die überlegene Methode.

In anderen Bereichen kann eine Kombination beider Methoden die beste Lösung darstellen. Für eine ausführliche Diskussion dieses Themas sei auf [HER91], Abschnitt 1 verwiesen. Bei CC-Ereignissen ist man selbstverständlich vollständig auf die Messung der Hadronen angewiesen, da das gestreute Lepton als Neutrino nicht meßbar ist.

1.4 Das PLUG-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Hauptkalorimeter des H1-Detektors kann konstruktionsbedingt nicht den extremen Vorwärtswinkelbereich abdecken, da der zur Kühlung des Argons notwendige doppelwandige Kryostat einen Mindestabstand zwischen Strahlrohr und aktivem Argon bedingt. Daher liegt der minimale Polarwinkel, unter dem der Energiefluß mit diesem Kalorimeter noch erfaßt werden kann, bei ca. $3,5^\circ$.

Zur Bestimmung der kinematischen Variablen, ohne die kaum eine sinnvolle Analyse der Ereignisse möglich ist, kommt es im extremen Vorwärtswinkelbereich vor allem auf die möglichst gute Bestimmung der **transversalen Energie**

$$E_{\perp} \equiv \sqrt{\left(\sum_i E_{xi}\right)^2 + \left(\sum_i E_{yi}\right)^2}$$

an. Zwar nimmt diese bei fester Teilchenenergie mit abnehmendem Polarwinkel θ ab, der Energiefluß aber nimmt zum Strahlrohr hin wegen der starken Asymmetrie in der Proton- bzw. Elektron-Energie schnell zu.

Zur Erweiterung des erfaßbaren Winkelbereiches bis auf $0,7^\circ$ wurde ein zusätzliches PLUG-Kalorimeter konzipiert. Nach einer Betrachtung über den physikalischen Nutzen, den eine Erweiterung des erfaßbaren Winkelbereiches bis an das Strahlrohr heran hat (Abschnitt 1.4.1), werden in Abschnitt 1.4.2 die Überlegungen dargelegt, die zur Entwicklung des realisierten PLUG-Kalorimeters geführt haben.

1.4.1 Physikalische Motivation

Zur Abschätzung der transversalen Energie, die einer Messung durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter konstruktionsbedingt durch das „Loch“ um die Strahlachse entgeht, wurden mittels des Ereignisgenerators LEPTO6.1¹³ [LUND] die Vierervektoren der Sekundärteilchen von ep-Streuprozessen in zwei kinematischen Bereichen erzeugt. Die Verteilung der kinematischen Variablen entspricht dabei – innerhalb der vorgegebenen Grenzen – der erwarteten Häufigkeit ihres Auftretens im Experiment. Dabei wurden nicht nur der Streuprozess in niedrigster Ordnung wie in Abb. 1.3 zugelassen, sondern auch Prozesse

¹³Auch die Ereignisgeneratoren benutzen das MONTE CARLO Verfahren. Ihre Ergebnisse beruhen auf Extrapolationen des heute bekannten kinematischen Bereiches der tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuung auf die Kinematik bei HERA.

höherer Ordnung wie *Boson-Gluon-Fusion* oder *Gluon-Bremsstrahlung* entsprechend ihren Wirkungsquerschnitten mit einbezogen.¹⁴

Wegen der starken Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2 und x ist bei der geringen integrierten Luminosität, wie sie nach einigen Monaten Betrieb von HERA zu erwarten ist, nur der Bereich kleiner Impulsüberträge mit statistisch signifikanter Anzahl von Ereignissen bevölkert. Zur Untersuchung dieses Bereichs wurden Ereignisse mit $Q^2 > 6 \text{ GeV}^2$ generiert.

Zur präzisen Vermessung der relativ seltenen Ereignisse mit hohem Q^2 ist eine möglichst vollständige und korrekte Erfassung aller Teilchen von essentieller Bedeutung, da es sonst leicht zur „Wanderung“ von Ereignissen aus einem (Q^2, x) -Bin in einen anderen kommen kann, wodurch es zu großen Fehlern in der Bestimmung der Strukturfunktionen kommen würde. (Vgl. [BER91a]). Daher wurde eine zweite Klasse von Ereignissen mit $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$ erzeugt. Bjorken- x wurde nach unten auf 0,01 begrenzt. Auf diese Weise wird bei kleinem Winkel des Strom-Jets eine minimale Jet-Energie erzwungen. Dies stellt eine sinnvolle Einschränkung dar, da Ereignisse mit zu kleiner Jet-Energie wegen der damit verbundenen schlechten Energie-Auflösung der Kalorimeter keine ausreichend genauen Untersuchungen erlauben.

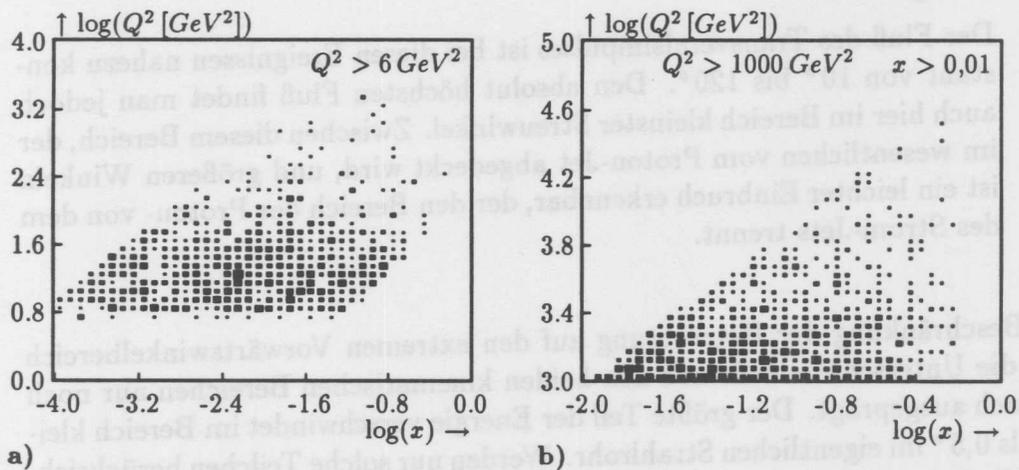


Abb. 1.7: Verteilung der generierten Ereignisse in der (x, Q^2) -Ebene

Bei Betrachtung der Verteilung des Energieflusses über den gesamten Polarwinkelbereich zeigen sich deutliche Unterschiede in den beiden Ereignisklassen:

¹⁴Bei solchen Ereignisklassen reichen x und Q^2 nicht mehr zur vollständigen Beschreibung der Kinematik aus, da durch die zusätzlichen Jets, die dann entstehen, neue Freiheitsgrade dazukommen. Auch verliert dann x seine anschauliche Bedeutung, die ihm im Naiven Parton Modell gegeben werden konnte.

- Bei kleinem Q^2 ist die Energie im wesentlichen auf zwei getrennte Bereiche konzentriert. Kleine Streuwinkel des Elektrons sorgen dafür, daß diese Energie im Bereich des BEMC deponiert wird. Die Schwelle von 6 GeV^2 in Q^2 macht sich in einem minimalen Streuwinkel des Elektrons bemerkbar und führt zu einem Abbruch des Energieflusses bei $\theta = 175^\circ$. Im vorderen Winkelbereich fällt der Energiefluß sehr schnell mit dem Winkel ab.

Da das Verhältnis von transversalem zu longitudinalem Impuls mit dem Streuwinkel bis 90° zu- und dann wieder abnimmt, ergibt sich für den Fluß des Transversalimpulses P_\perp ein etwas anders gewichtetes Bild. Zwar ist der mittlere Winkelbereich gegenüber den Randbereichen nicht mehr so stark unterdrückt, jedoch wird der größte Teil des Transversalimpulses immer noch von den Teilchen in der extremen Vorwärtsrichtung und im Bereich von 170° getragen.

- Die Ereignisse mit hohem Impulsübertrag zeigen ab einem Polarwinkel von ca. 5° einen wesentlich flacheren Abfall des Energieflusses. Im Bereich von 45° bis 120° bleibt der Fluß mit ca. $1 \text{ GeV}/^\circ$ nahezu konstant. Im rückwärtigen Teil bei größeren Winkeln fließt nur noch sehr wenig Energie.

Der Fluß des Transversalimpulses ist bei diesen Ereignissen nahezu konstant von 10° bis 120° . Den absolut höchsten Fluß findet man jedoch auch hier im Bereich kleinster Streuwinkel. Zwischen diesem Bereich, der im wesentlichen vom Proton-Jet abgedeckt wird, und größeren Winkeln ist ein leichter Einbruch erkennbar, der den Bereich des Proton- von dem des Strom-Jets trennt.

Bei Beschränkung der Betrachtung auf den extremen Vorwärtswinkelbereich sind die Unterschiede zwischen den beiden kinematischen Bereichen nur noch schwach ausgeprägt. Der größte Teil der Energie verschwindet im Bereich kleiner als $0,5^\circ$ im eigentlichen Strahlrohr. Werden nur solche Teilchen berücksichtigt, die bei geradliniger Extrapolation ihrer Spur vom Wechselwirkungspunkt zum PLUG-Kalorimeter dessen instrumentierten Bereich erreichen würden, ergibt sich bei kleinem Q^2 ein integrierter mittlerer Fluß des Transversalimpulses von $1,15 \text{ GeV}/c$ und bei $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$ ein Wert von $0,79 \text{ GeV}/c$.

Die Ereignisse mit hohem Q^2 zeigen dabei einen etwas steileren Abfall des Energieflusses mit dem Winkel, und die Verteilung des gesamten im PLUG-Bereich fließenden Transversalimpulses zeigt einen Ausläufer zu höheren Werten. Dies deutet daraufhin, daß bei kleinem Q^2 auch Teilchen des Strom-Jets in diesen Winkelbereich gelangen.

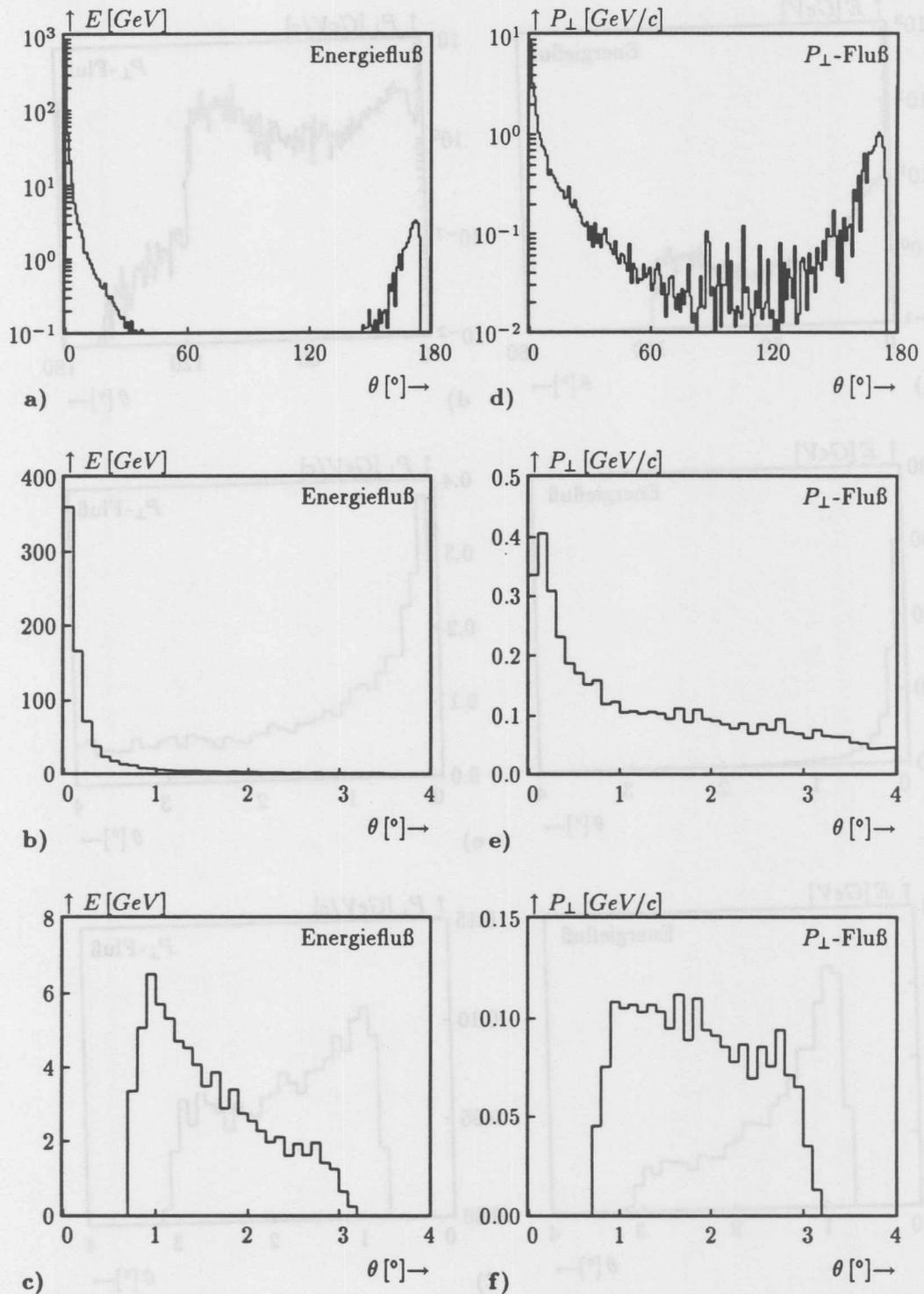


Abb. 1.8: Der Fluß der Energie und des Transversalimpulses in Abhängigkeit vom Polarwinkel für Ereignisse mit $Q^2 > 6 \text{ GeV}^2$.

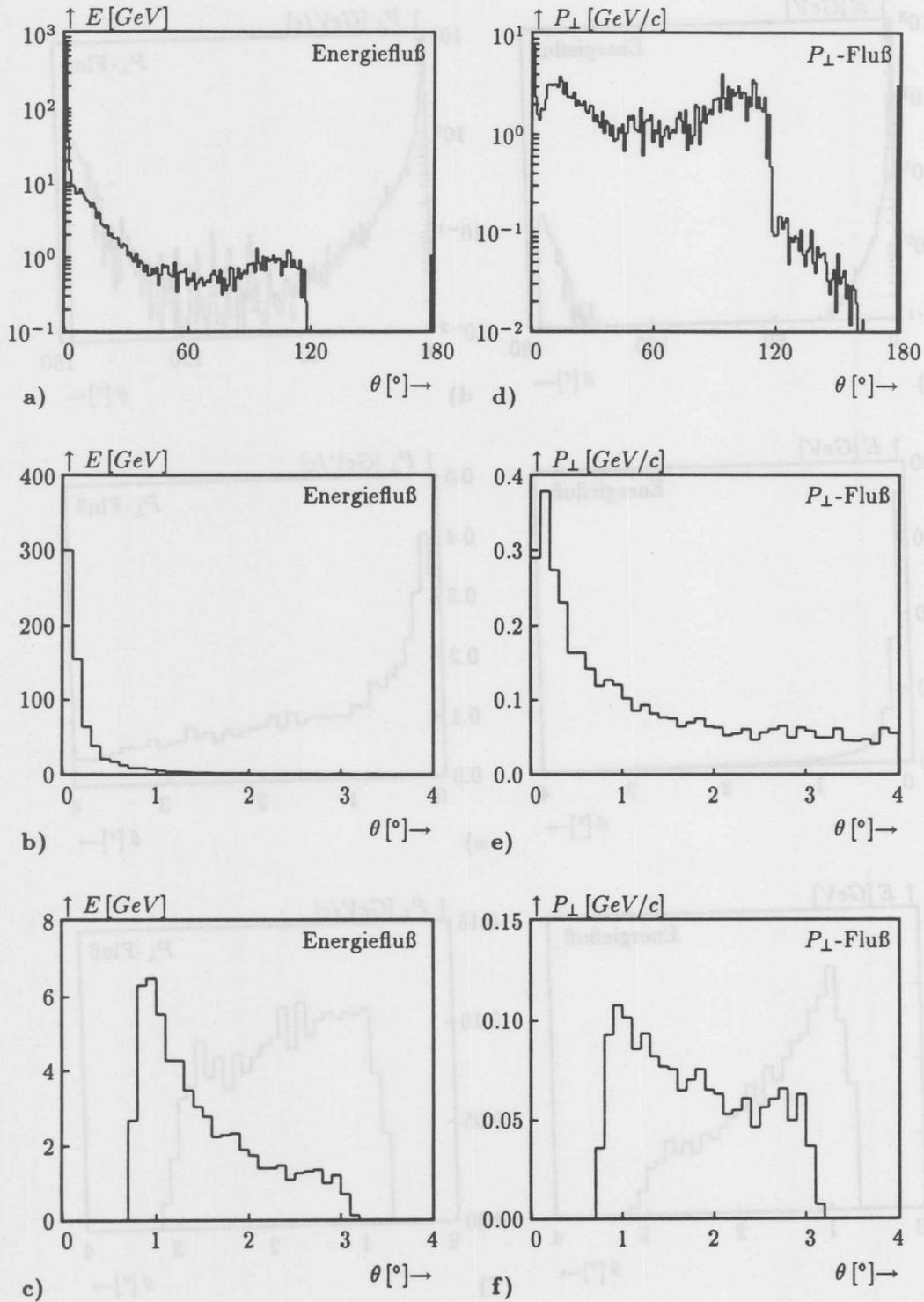


Abb. 1.9: Der Fluß der Energie und des Transversalimpulses in Abhängigkeit vom Polariswinkel für Ereignisse mit $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$ und $x > 0,05$.

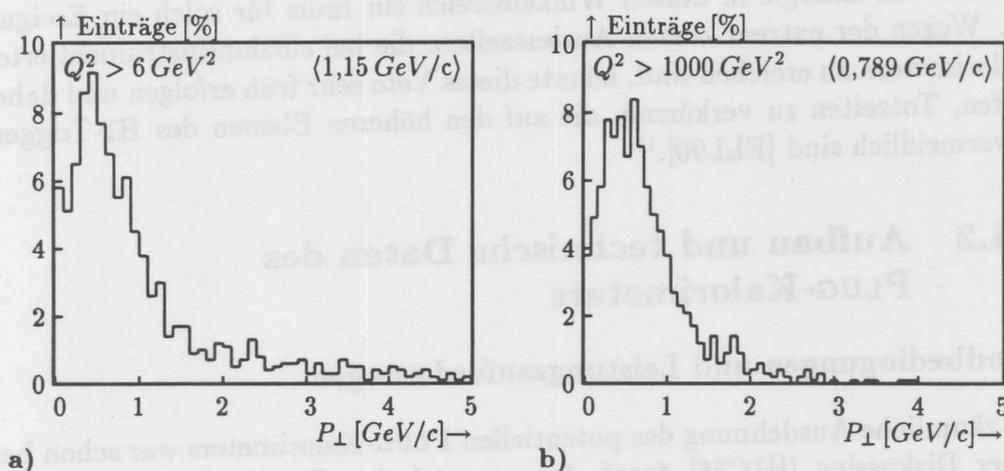


Abb. 1.10: Anteil des Transversalimpulses, der in den PLUG-Winkelbereich fließt.

Das wesentliche Ergebnis dieses Vergleichs ist jedoch, daß der vom LAr nicht abgedeckte Winkelbereich im wesentlichen vom Proton-Jet erreicht wird. Dies scheint nahezu unabhängig von der Kinematik der Ereignisse der Fall zu sein.

Damit erhält die Untersuchung des hadronischen Systems bei kleinen Impulsüberträgen besonders Bedeutung für die Kalibration des Gesamtexperimentes: Die Bestimmung der Kinematik kann hier im Experiment durch das gestreute Elektron erfolgen. Daher kann dann in jedem Einzelfall auch Energie und Impuls des hadronischen Systems *berechnet* werden. Es bieten sich daher sehr gute Möglichkeiten zur Kontrolle der Meßdaten im Vorwärtsbereich. Bei bekannter Kinematik ist es so möglich, den komplizierten Übergangsbereich zwischen PLUG-Kalorimeter und Flüssig-Argon-Kalorimeter und den Einfluß des inaktiven Materials vor dem PLUG-Kalorimeter mit hoher Statistik intensiv zu studieren.

Die gewonnenen Erkenntnisse können aufgrund der im Vorwärtsbereich annähernd konstanten Ereignistopologie daher gut genutzt werden, um das PLUG-Kalorimeter zu einer wertvollen Ergänzung des Flüssig-Argon-Kalorimeters zur Bestimmung des Transversalimpulses zu machen, wenn eine Messung mit Hilfe des gestreuten Elektrons nicht möglich ist.

Eine weitere nützliche Hilfe kann das PLUG-Kalorimeter bei der Erkennung und Unterdrückung von Proton-Gas und Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen sein. Diese Untergrundereignisse werden mit einer Rate von ca. 10 kHz erwartet und sind daher wesentlich häufiger als die inelastische Elektron-Proton-Streuung mit ca. 1 kHz bei nominaler Luminosität.

Bei der Kollision von Protonen mit „stehenden“ Atomen ist der Energiefluß, der von den Sekundärteilchen getragen wird, sehr stark nach vorne gerichtet.

Das PLUG-Kalorimeter kann daher helfen, im H1-Trigger ein Veto zu erzeugen, da sehr viel Energie in dessen Winkelbereich ein Indiz für solch ein Ereignis ist. Wegen der extrem kurzen Auslesezeiten, die bei siliziuminstrumentierten Kalorimetern zu erreichen sind, könnte dieses Veto sehr früh erfolgen und daher helfen, Totzeiten zu verkürzen, die auf den höheren Ebenen des H1-Triggers unvermeidlich sind [ELL90].¹⁵

1.4.2 Aufbau und technische Daten des PLUG-Kalorimeters

Randbedingungen und Leistungsanforderungen

Die räumliche Ausdehnung des potentiellen PLUG-Kalorimeters war schon bei seiner Diskussion [H1C86] durch die geometrischen Randbedingungen stark eingeschränkt. Diese beschränken die Länge in z -Richtung durch den zwischen dem Kryostaten und einem Quadrupolmagneten verbleibenden Platz auf weniger als 70 cm. Die Position innerhalb einer Öffnung des Eisenjochs verlangt einen sparsamen Umgang mit dem lateral zur Verfügung stehenden Raum.

- Das PLUG-Kalorimeter muß sehr kompakt sein, um auf der zur Verfügung stehenden Länge so viel Energie wie möglich zu absorbieren.
- In lateraler Ausdehnung ist eine vollständige Instrumentierung der Absorberstruktur zu erreichen, um den Bereich zwischen Strahlrohr und LAr möglichst vollständig abzudecken.

Als Konsequenz zur Erfüllung der Hauptaufgabe des PLUG-Kalorimeters – die Bestimmung der transversalen Energie – wurde mehr Gewicht auf das räumliche als das energetische Auflösungsvermögen gelegt.

- Die Ortsauflösung soll für Teilchen mit Vertex am Wechselwirkungspunkt in eine Winkelauflösung von unter 5 mrad resultieren. Der Schwerpunkt muß bei einer Distanz von fünf Metern dann mit einer Genauigkeit von ungefähr zweieinhalb Zentimetern bestimmbar sein.
- Die Energie-Auflösung sollte im Bereich von $100\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ liegen. Wegen des hohen Energieflusses, der in diesem Bereich erwartet wird, ist dieser im Vergleich zum Flüssig-Argon-Kalorimeter hohe Wert ausreichend.

¹⁵Die zur Zeit verwendete Ausleseelektronik des PLUG-Kalorimeters ist baugleich mit der für das LAr entwickelten, und viel zu langsam, um diesen Vorteil der Siliziuminstrumentierung auszunutzen. Für eine spätere Ausbaustufe des H1-Detektors soll diese Elektronik daher durch eine mit schnellerer Auslese ersetzt werden.

- Die Energie-Linearität ist nicht von der übergeordneten Bedeutung, die sie im Hauptkalorimeter des H1-Detektors besitzt. Jedoch sollten die Abweichungen von dieser ab einer Energie von einigen GeV nicht mehr als zehn bis zwanzig Prozent betragen.

Realisierung

Zur Erzielung eines möglichst kompakten Designs ist ein *Sampling-Kalorimeter* mit Silizium-Detektoren als Auslesematerial beim heutigen technischen Entwicklungsstand die optimale Lösung. Die geringe Stärke dieser Detektoren von einigen hundert Mikrometern ist für die Gesamtlänge eines Kalorimeters nahezu vernachlässigbar, so daß nur die Wahl des Absorbermaterials die Höhe der absorbierten Energie bestimmt.

Wahl des Absorbermaterials

Der Anteil der Energie, den ein hadronischer Schauer in einem Kalorimeter abgibt, ist abhängig von dessen Stärke in nuklearen Wechselwirkungslängen, der Größe, die die Längenskala der longitudinalen Entwicklung solcher Schauer beschreibt (Vgl. Kap. 2). Ihr Wert nimmt mit zunehmender Atommasse ab, so daß grundsätzlich ein Absorbermaterial möglichst hoher Ordnungszahl zu bevorzugen ist, wenn das Hauptgewicht auf der Kompaktheit des Kalorimeters, liegt und sonst keine weiteren Nebenbedingungen zu erfüllen sind.

Energielinearität und -auflösung eines *Sampling-Kalorimeters* sind davon abhängig, in welchen Abständen die hauptsächlich im Absorbermaterial stattfindende Schauerentwicklung von den Ausleeschichten gemessen wird, von der Auslesefrequenz oder dem sogenannten „*Sampling*“ des Kalorimeters. In Bezug auf die genannten Eigenschaften wird annähernde Materialunabhängigkeit erreicht, wenn dieses für elektromagnetische Schauer in Strahlungslängen X_0 und für hadronische Schauer in Wechselwirkungslängen λ angegeben wird. Das Verhältnis von Strahlungslänge zu Wechselwirkungslänge nimmt mit zunehmender Kernladungszahl systematisch ab.

Für das PLUG-Kalorimeter stellt eine Stärke von einer halben Wechselwirkungslänge die maximale Absorberschichtdicke dar, die aufgrund einer einfachen Abschätzung zur Erzielung der geforderten Energieauflösung noch ausreichend wäre. Außerdem wird die geforderte Sensitivität für niederenergetische elektromagnetische Schauer nur dann erreicht, wenn das *Sampling* nicht schlechter als sechs Strahlungslängen gewählt wird.

Wolfram ($^{183,85}_{74}W$, $\lambda=9,585\text{ cm}$, $X_0=0,3505\text{ cm}$) wurde in einem ersten Entwurf [H1C85] wegen seiner extrem kurzen Wechselwirkungslänge als Absorbermaterial für das PLUG-Kalorimeter diskutiert. Mit diesem Material hätte sich in

Bezug auf die angestrebte Absorption möglichst großer Anteile der hadronischen Schauer ein Optimum erzielen lassen.

Die benötigte Anzahl der Ausleseschichten wird in diesem Fall durch die sehr kleine Strahlungslänge bestimmt. Eine halbe Wechselwirkungslänge entspricht fast $14 X_0$ und ergäbe daher ein viel zu grobes *Sampling* für elektromagnetische Schauer. Um das PLUG-Kalorimeter mit einer konstanten Auslesefrequenz auszustatten, wären daher bei einer Gesamtlänge von 6λ ca. dreißig Detektorebenen notwendig gewesen.

Eine sparsamere Lösung wäre durch den Umstand ermöglicht worden, daß elektromagnetische Schauer im Vergleich zu hadronischen Schauern sehr kurz sind und daher nicht im gesamten Kalorimeter die für elektromagnetische Schauer benötigte feine Instrumentierung erforderlich ist. Hätte man nur den vorderen Teil des PLUG mit einem feinen *Sampling* von viermal $6 X_0$ ausgestattet um dann mit Abständen von $1/2 \lambda$ fortzufahren, so wären insgesamt 16 Detektorebenen zur vollen Instrumentierung notwendig gewesen. Der Anteil der in den Ausleseschichten deponierten Energie ist bei solch einer Anordnung vom Schauerstartpunkt abhängig, und die Kalibrierung hadronischer Schauer daher erschwert.

Außerdem ist auch bei dieser Variante die Zahl der benötigten Detektoren noch zu hoch, um diese im Labor des Instituts herzustellen. Eine externe Herstellung hätte in Verbindung mit den teuren Absorberplatten sehr hohe Kosten verursacht.

Eine interessante Alternative bietet die Verwendung von Kupfer als Absorber. Dieses hat eine Strahlungslänge von $1,436 \text{ cm}$ und eine Wechselwirkungslänge von $15,06 \text{ cm}$. Eine Absorberschicht von 8 cm Stärke entspricht daher $5,571$ Strahlungs- und $0,531$ Wechselwirkungslängen, trifft also beide Forderungen, die durch elektromagnetische bzw. hadronische Schauer entstehen. Nachteilig wirkt sich die reduzierte Gesamtlänge von $4,3 \lambda$ auf die longitudinalen Leckverluste aus. Da jedoch schon aus geometrischen Gründen mit beträchtlichen Verlusten in lateraler Richtung zu rechnen ist, kann dieser Umstand im Hinblick auf die erheblich reduzierten Kosten akzeptiert werden.

Mechanischer Aufbau

Das PLUG-Kalorimeter befindet sich in einer dafür vorgesehenen Öffnung des Eisenjochs im Abstand von 476 cm bis 545 cm vom Wechselwirkungspunkt (Abb. 1.11).

Es besteht aus zwei getrennten Halbzylindern, die jeweils mit einer Jochhälfte fest verbunden sind. Jeder Halbzylinder ist aus acht Kupferplatten von $7,5 \text{ cm}$

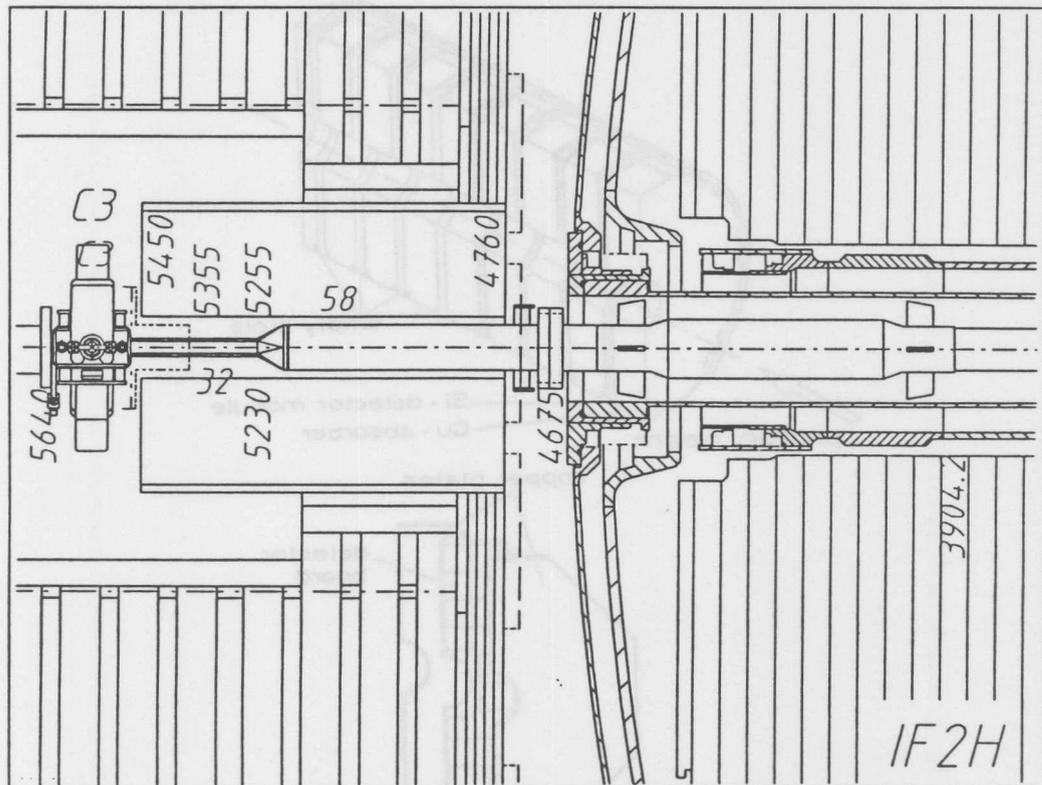


Abb. 1.11: Ausschnitt einer technischen Zeichnung des H1-Detektors mit dem vorderen Teil des LAR, dem sogenannten „Inneren Vorwärtskalorimeter IF“, dem PLUG-Kalorimeter und Teilen des doppelwandigen Kryostaten mit seinen Flanschen.

Stärke und einer abschließenden dünneren Kupferplatte aufgebaut. Diese werden von einer umschließenden Konstruktion aus nichtmagnetischem Edelstahl so auf Abstand gehalten, daß acht fertig montierte Detektormodule in die dazwischen bleibenden Lücken geschoben werden können (Abb. 1.12).

Bei Öffnung des H1-Detektors durch Auseinanderfahren der beiden Jochhälften besteht daher die Möglichkeit, einzelne Detektormodule zu entnehmen, im Labor zu testen, eventuell defekte Detektoren zu tauschen und die Module als komplette Einheiten wieder zu installieren.

Ein Detektormodul besteht aus zwei 5 mm starken Kupferplatten, zwischen denen sich auf einer G10-Platine die jeweils einzeln auf einer Aluminiumkeramik montierten Siliziumdetektoren befinden (Abb. 1.13). Um die Fläche möglichst vollständig zu überdecken, wurden 32 quadratische, 4 rechteckige und 6 dreieckige Detektoren pro Detektormodul verwendet. Die Gesamtzahl der Detektoren beträgt daher 772 in 16 Detektormodulen.

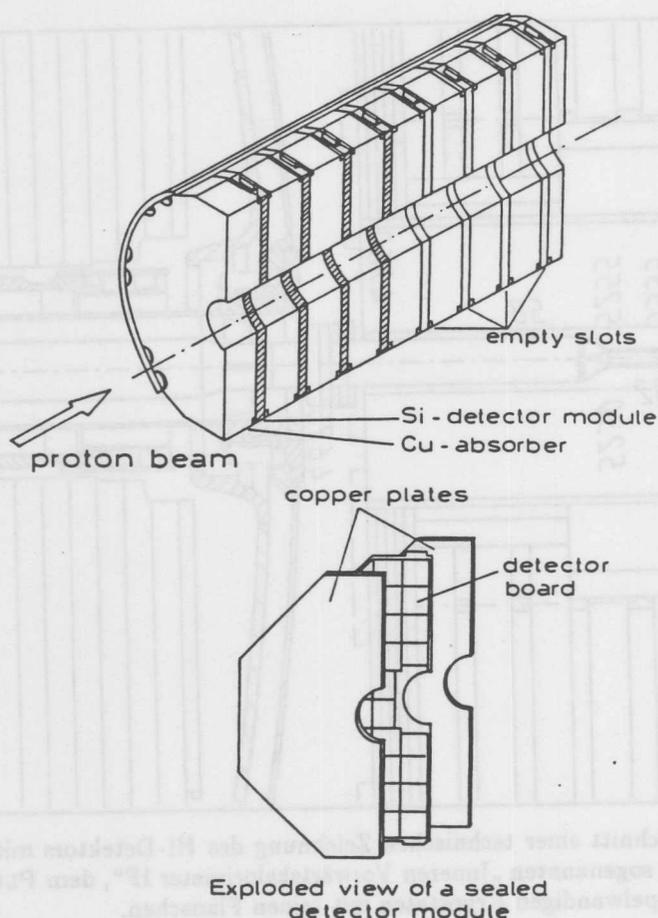


Abb. 1.12: Aufbau einer Hälfte des PLUG-Kalorimeters und Explosionsbild eines Detektormodules

1.5 Inaktives Material im Vorwärtsbereich des H1-Detektors

Bei der ursprünglichen Planung wurde davon ausgegangen, daß das PLUG-Kalorimeter durch den Kryostaten und das Strahlrohr mit einer maximalen Materialstärke entsprechend *einer* Wechselwirkungslänge abgeschirmt werden würde. Die weiteren Planungen unter genauer Berücksichtigung der zur Gewährleistung der Statik notwendigen Materialstärken ließen diesen Wert auf ein mehrfaches ansteigen. Neben der Verstärkung der Kryostatwandung resultiert auch die Verkleinerung des Strahlrohrdurchmessers in einer deutlichen Verschlechterung der Situation, da dieses im inneren Bereich des PLUG-Kalorimeters den alleinigen Beitrag zum inaktiven Material stellt. Nach den ursprünglichen Plänen wäre bis zu einem Polarwinkel von $1,5^\circ$ praktisch kein „totes“ Material zu durchdringen gewesen, zu etwas größeren Winkeln hätte das

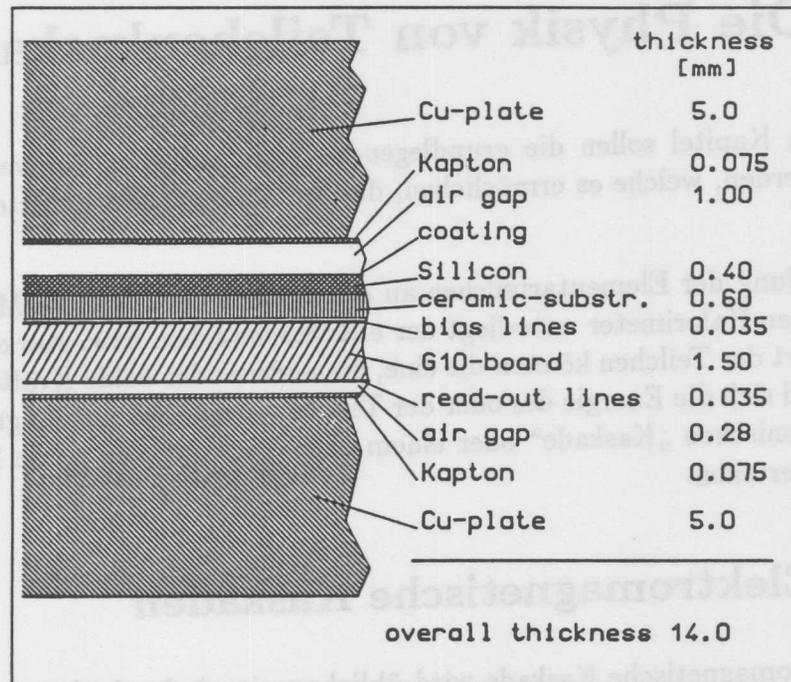


Abb. 1.13: Querschnitt eines Detektormodules

Strahlrohr einen Betrag von einer Wechselwirkungslänge gestellt, und erst im Übergangsbereich der beiden Kalorimeter ab ca. $2,0^\circ$ wären größere Beträge an inaktivem Material aufgetreten.

Eine zwischen Wechselwirkungspunkt und PLUG im Strahlrohr befindliche Wolfram-Blende wurde vom ursprünglich geplanten Wert von 1 cm Stärke auf das vierfache verstärkt, um eine Schädigung der zentralen Spurenkammern durch Synchrotronstrahlung auszuschließen. Eine ausführliche Diskussion der durch das inaktive Material entstehenden Problematik erfolgt in Abschnitt 5.2.1.

2 Die Physik von Teilchenkaskaden

In diesem Kapitel sollen die grundlegenden physikalischen Sachverhalte erläutert werden, welche es ermöglichen, die Energie von Elementarteilchen zu messen.

Die Kopplung der Elementarteilchen an die Materie der für diese Messungen entwickelten Kalorimeter unterliegt der elektroschwachen bzw. starken Kraft. Je nach Art der Teilchen können die eine, die andere oder beide Kräfte wirken. Dabei wird sich die Energie des oder der Teilchen in einer elektromagnetischen oder hadronischen „Kaskade“ oder einem „Schauer“ auf eine große Zahl von Teilchen verteilen.

2.1 Elektromagnetische Kaskaden

Eine elektromagnetische Kaskade wird üblicherweise dadurch charakterisiert, daß an ihrer Entwicklung nur Photonen und Elektronen¹ beteiligt sind. Diese Definition macht das Übertragen von Energie auf elektromagnetische Schauer irreversibel, da diese Teilchen nicht der starken Kraft unterliegen, und daher keine Rückübertragung auf Hadronen erfolgen kann.²

Als Auslöser einer solchen Kaskade kommen – außer den Elektronen und Photonen selbst – alle Leptonen (z.B. $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$) und auch Hadronen mit elektromagnetischen Zerfallskanälen (z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) in Frage.

2.1.1 Elektroneninduzierte Prozesse

Strahlungsverlust

Korrespondierend zur Abstrahlung von elektromagnetischer Energie durch zeitlich veränderliche Ströme in der klassischen Physik, kommt es in der Quantenphysik als Folge der Wechselwirkung hochenergetischer Elektronen mit dem

¹Wenn hier und im folgenden von Elektronen gesprochen wird, sind immer auch Positronen gemeint, außer wenn explizit zwischen diesen unterschieden wird.

²Die schwache Kraft ist für Elektronen im TeV -Bereich nicht mehr vernachlässigbar. Daher ist auch Hadron- und Neutrino-Produktion möglich. Dies hat jedoch für den Energiebereich von HERA keine praktische Bedeutung und ist experimentell kaum gemessen worden. Die Gamma-Kernwechselwirkung soll die Photonen nicht als elektromagnetische Schauerpartikel disqualifizieren, da ihr Wirkungsquerschnitt selbst bei hohen Kernladungszahlen für kalorimeterspezifische Anwendungen nur eine vernachlässigbare Rolle spielt.

Coulomb-Feld von Atomkernen zur Abstrahlung von Photonen. Dieser Prozeß wird *Bremsstrahlung* genannt und ist verantwortlich für den Strahlungsverlust der Elektronen.

Bei der Bremsstrahlung wird Energie des primären Elektrons auf ein Photon übertragen. Der zur Impulserhaltung notwendige Energieübertrag auf den Atomkern ist vernachlässigbar, da die Masse jedes Atomkerns viel größer als die eines Elektrons ist.

Bei Energien ab ca. 1 GeV steigt der Strahlungsverlust nahezu linear mit der Energie an [PER87]:

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{X_0}$$

Die Strahlungslänge X_0 beinhaltet in dieser Gleichung alle materialabhängigen Größen. Sie entspricht der Länge, auf der das Elektron den $(1-1/e)$ -ten Teil (ca. 63%) seiner Energie abgestrahlt hat. Ihr Wert läßt sich mit 10 %-iger Genauigkeit parametrisieren durch [PDB90]:

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1) \cdot \ln(287 \cdot \sqrt{Z})} \quad \left[\frac{g}{cm^2} \right]$$

Das Spektrum der erzeugten Photonen ist gleichverteilt im Bereich von Null bis zur Energie des Elektrons [MAR69]. Der mittlere Polarwinkel des Photons in diesem Energiebereich beträgt [PER87]:

$$\phi \approx \frac{m_e c^2}{E_{kin}}$$

Er ist oberhalb 1 GeV also kleiner als $511 \text{ keV} / 1 \text{ GeV} = 0.511 \text{ mrad}$ und trägt damit kaum zur Schaueraufweitung bei.

Kollisionsverlust

Dagegen liegt der maximale Energieübertrag bei Streuung an den Hüllenelektronen in der Größenordnung der kinetischen Energie selbst.³ Wenn Elektronen⁴ sich in dichter Materie bewegen, verlieren sie Energie durch das Anstoßen solcher „ δ -Elektronen“.⁵

³Bei der Bhabha-Streuung von Positronen an Elektronen kann wegen der gleichen Masse die gesamte Energie übertragen werden. Møller-Streuung von Elektronen an Elektronen erlaubt Energietransfer bis zur halben kinetischen Energie. Von größeren Überträgen zu reden (und damit zu rechnen) ist sinnlos, da die Teilchen nicht unterscheidbar sind.

⁴Die folgenden Betrachtungen gelten im Prinzip auch für andere geladene Teilchen. Es ergeben sich jedoch leichte teilchenabhängige Unterschiede in den numerischen Werten.

⁵Dieser Kollisionsverlust wird im folgenden – wie allgemein üblich – vereinfachend auch „Ionisation“ genannt.

Das Spektrum dieser δ -Elektronen hat die Form [PER87]:

$$dN/dE \approx 1/E \quad (2.1)$$

Sehr hohe Energieüberträge sind also verhältnismäßig selten.

Durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma_E(T)dT$ für die Erzeugung eines δ -Elektrons im Energiebereich $[T, T+dT]$ über den zulässigen Energietransferbereich ergibt sich eine Formel zur Berechnung des *mittleren differentiellen Energieverlustes*, die Bethe-Bloch-Formel [STE84]:

$$-\frac{dE}{\rho dx} = \frac{0.154Z}{\beta^2 A} \left[F(\beta) - 2 \ln(I) - 2 \frac{C_{k,L}}{Z} - \delta \right]$$

mit

$$F(\beta) = \ln \left[\frac{m_e T \beta^2 \gamma^2}{2} \right] - \left[\frac{2}{\gamma} - 1 + \beta^2 \right] \cdot \ln(2) + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left[1 - \frac{1}{\gamma} \right]$$

Z : Kernladungszahl

A : Massenzahl

I : Ionisationspotential

T : kinetische Energie

m_e : Elektronenmasse

$C_{k,L}$: k und L Schalenkorrektur⁶

δ : Dichtekorrektur

ρ : Dichte des Materials

$\beta = \frac{v}{c}$ mit Teilchengeschwindigkeit v

$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

Diese Funktion ist gültig, sobald die Geschwindigkeit v eines geladenen Teilchens so hoch ist, daß es nicht durch temporäre Umladungsprozesse neutralisiert wird.

Unter dieser Voraussetzung fällt der mittlere Energieverlust anfangs mit $1/v^2$, durchläuft bei $\gamma \approx 3$ ein Minimum, um dann logarithmisch mit der Teilchenenergie wieder anzusteigen. Schließlich begrenzen Polarisierungseffekte bei sehr hohen Energien einen weiteren Anstieg. Der asymptotische Wert liegt bei Festkörpern nur ca. 10% über dem Minimalwert. Der Energieverlust konvergiert für alle einfach geladenen Teilchen gegen einen Wert zwischen ein und zwei $MeV/g\,cm^{-2}$.

Zur Berechnung des mittleren Energieverlustes eines Elektrons bei der Durchquerung einer Materieschicht endlicher Stärke d ist zur Bestimmung des Energieverlustes das Integral

$$\int_0^d \frac{dE}{dx} |_{E(x)} dx$$

⁶Die Schalenkorrektur berücksichtigt, daß bei niedrigen Energien die Mittelung des Ionisationspotentials nicht zulässig ist. Bei hoher Energie führt die Polarisierung des Mediums zu einer Sättigung des Anstiegs. Die Schalen- und Dichtekorrektur und ihre Material- und Energieabhängigkeit wird durch semi-empirische Formeln beschrieben [STE71].

auszuwerten. Da es sich bei der Erzeugung der δ -Elektronen um einen stochastischen Prozeß handelt, unterliegen die tatsächlichen Werte des Energieverlustes bei gleichen Anfangsvoraussetzungen einer Wahrscheinlichkeitsverteilung. Die Form dieser Verteilung ist dabei von der Stärke der Schicht abhängig.

Im Extremfall einer monoatomaren Schicht hat diese Verteilung fast dieselbe Form wie das Spektrum der δ -Elektronen nach Gleichung 2.1, da bei einer Durchquerung mit sehr großer Wahrscheinlichkeit nicht mehr als ein solches δ -Elektron angestoßen wird.

Bei sehr dicken Materieschichten sorgt die additive Überlagerung der Energie einer großen Zahl von δ -Elektronen nach dem „Zentralen Grenzwertsatz der Wahrscheinlichkeitstheorie“ dafür, daß die Verteilung des Energieverlustes sich der Normalverteilung annähert.

Im Übergangsbereich ergibt sich eine stark asymmetrische Verteilung. Der wahrscheinlichste Wert ist dann wesentlich kleiner als der Mittelwert, da die Erzeugung einzelner hochenergetischer δ -Elektronen sehr stark ins Gewicht fällt und einen Ausläufer zu sehr hohen Werten bewirkt. In diesem Bereich stellt die Landau-Verteilung eine brauchbare Näherung für den gesamten Energieverlust dar.

Coulombstreuung

Das Coulomb-Feld der Atomkerne führt zu Ablenkungen in der Bahn von geladenen Teilchen. Bei Vernachlässigung des Spins und der Elektronenhülle sowie unter der Annahme eines unendlich schweren punktförmigen Kerns läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ pro Raumwinkelelement $d\omega$ durch die Rutherford-Formel berechnen [PER87]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{Ze^2}{pv} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$$

Erwartungsgemäß wächst die Wahrscheinlichkeit für große Streuwinkel mit sinkenden Teilchenimpulsen. Die extrem starke Abhängigkeit vom Streuwinkel θ bedeutet, daß die überwiegende Zahl der Streuprozesse bei sehr kleinen Streuwinkeln – also mit großem Stoßparameter – erfolgt.⁷

Unter der Bedingung, daß eine Mindestanzahl von Einzelstreuprozessen stattfindet, läßt sich Molières Theorie der Vielfachstreuung anwenden. Diese ermöglicht die Berechnung der Verteilung von Ablenkungswinkeln nach Durchgang

⁷Die mathematische Divergenz des Integrals bei $\theta \rightarrow 0$ wird physikalisch aufgrund der Abschirmung durch die Hüllenelektronen bei großem Stoßparameter aufgehoben. Dies bedeutet auch, daß die Zahl der Streuprozesse in einer dünnen Materieschicht abzählbar ist.

eines geladenen Teilchens durch eine Materieschicht. Sie liefert jedoch keine Werte für die gegenüber dem linearen Durchgang vergrößerte Spurlänge oder den lateralen Versatz. Die sogenannte Molière-Verteilung hat einen annähernd gaußförmigen Teil, dessen Breite gegeben ist durch [PDB90]:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{zE_s}{pv} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad \text{mit} \quad E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} \times m_e c^2 = 21,2 \text{ MeV}$$

Demnach skaliert auch die mittlere quadratische Winkelablenkung in der schon bekannten Strahlungslänge. Während dieser Anteil auf der Überlagerung von vielen kleinen Einzelstreuungsprozessen beruht, verursachen einzelne große Streuwinkel einen Ausläufer der Verteilung zu größeren Ablenkwinkeln. Dieser fällt ungefähr mit θ^{-3} ab [MOL48].

Die laterale Aufweitung einer elektromagnetischen Kaskade wird im wesentlichen durch diese Vielfachstreuung verursacht.

2.1.2 Photoneninduzierte Prozesse

Paarbildung

Die Konversion eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar ist ab einer Energie von $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ möglich. Dieser Prozeß kann quantenelektrodynamisch als eine Art Umkehrung der Bremsstrahlung angesehen werden, und er zeigt dementsprechend ähnliche Eigenschaften. So wird auch hier zur Impulserhaltung ein virtuelles Photon mit einem Atomkern ausgetauscht, wobei der Öffnungswinkel zwischen Elektron und Positron für die Schauerentwicklung vernachlässigbar klein bleibt. Der Wirkungsquerschnitt ist oberhalb von ca. 1 GeV nahezu konstant und dominiert alle anderen Prozesse. Die mittlere Konversionslänge beträgt das 9/7-fache der Strahlungslänge.

Comptoneffekt

Bei Photonenenergien unterhalb von einigen MeV wird die Streuung an den äußeren quasifreien Hüllenelektronen zum wichtigsten Prozeß. Diese kann kinematisch wie eine elastische Streuung beschrieben werden, wobei das primäre Photon verschwindet und ein neues Photon die nicht auf das Elektron übertragene Energie übernimmt.

Photoeffekt

Schließlich überwiegt bei kleinsten Energien⁸ die Ionisation von Atomen, wobei die Photonenenergie vollständig auf ein Hüllenelektron übertragen wird.

⁸Da der Wirkungsquerschnitt mit einer Potenz von ungefähr 5 von der Kernladungszahl abhängt, wächst diese Energie von 10 keV bei H bis zu 1 MeV bei U .

2.1.3 Schauerentwicklung

Im hochenergetischen Teil der elektromagnetischen Schauerentwicklung stellt sich die Energieabhängigkeit der beteiligten Prozesse etwas vereinfacht folgendermaßen dar:

- Der differentielle Strahlungsverlust $\frac{dE_{Rad}}{dx}$ steigt linear mit der Elektronenenergie. Der auf die Energie E des Teilchen bezogene *relative* Energieverlust $\frac{dE_{Rad}}{dx} / E$ durch die Erzeugung von Bremsstrahlungsphotonen ist also unabhängig von der Energie.
- Der differentielle Kollisionsverlust $\frac{dE_{Ion}}{dx}$ ist konstant. Der relative Energieverlust dE_{Ion}/E durch die Erzeugung von δ -Elektronen sinkt also im Verhältnis zum relativen Strahlungsverlust bei zunehmender Energie mit $1/E$.
- Für die hochenergetischen Photonen ist alleine die Paarbildung von Bedeutung – mit asymptotisch konstantem Wirkungsquerschnitt.

Die Schauerentwicklung beruht damit im wesentlichen auf dem „abwechselnden“ Auftreten von Bremsstrahlung und Paarbildung verbunden mit einem geometrischen Anwachsen der Teilchenzahl, da beide Prozesse ungefähr in Strahlungslängen skalieren.⁹

Die kritische Energie E_c liegt definitionsgemäß dort, wo der Kollisionsverlust auf einer Strahlungslänge gleich dem Energieverlust durch Bremsstrahlung ist. Sie markiert also den Punkt der Schauerentwicklung, an dem die Elektronen ihre Energie nicht mehr hauptsächlich auf Photonen mit relativ großer Reichweite, sondern auf Elektronen mit kleiner Energie und Reichweite übertragen. Die kritische Energie läßt sich parametrisieren durch [AMA81]:

$$E_c \approx \frac{550}{Z} \text{ MeV}$$

Auch für die Photonen gewinnen Compton- und Photo-Effekt mit kleiner werdener Energie an Bedeutung, womit der totale Absorptionsquerschnitt stark anwächst (Vgl. Abb. 2.1).¹⁰

⁹Eine konsequente mathematische Behandlung unter Annahme dieser Vereinfachungen für den gesamten Energiebereich führt zu „Rossi's Approximation B“ [ROS52]. Diese sagt wesentliche Eigenschaften elektromagnetischer Schauer mit erstaunlicher Genauigkeit voraus.

¹⁰Bei schweren Elementen wird bei einer Energie von einigen MeV ein „Loch“ zwischen Compton- und Paarbildungseffekt durchlaufen. Dies führt dazu, daß Photonen von einigen MeV z.B. in Uran eine freie Weglänge von mehreren Strahlungslängen haben.

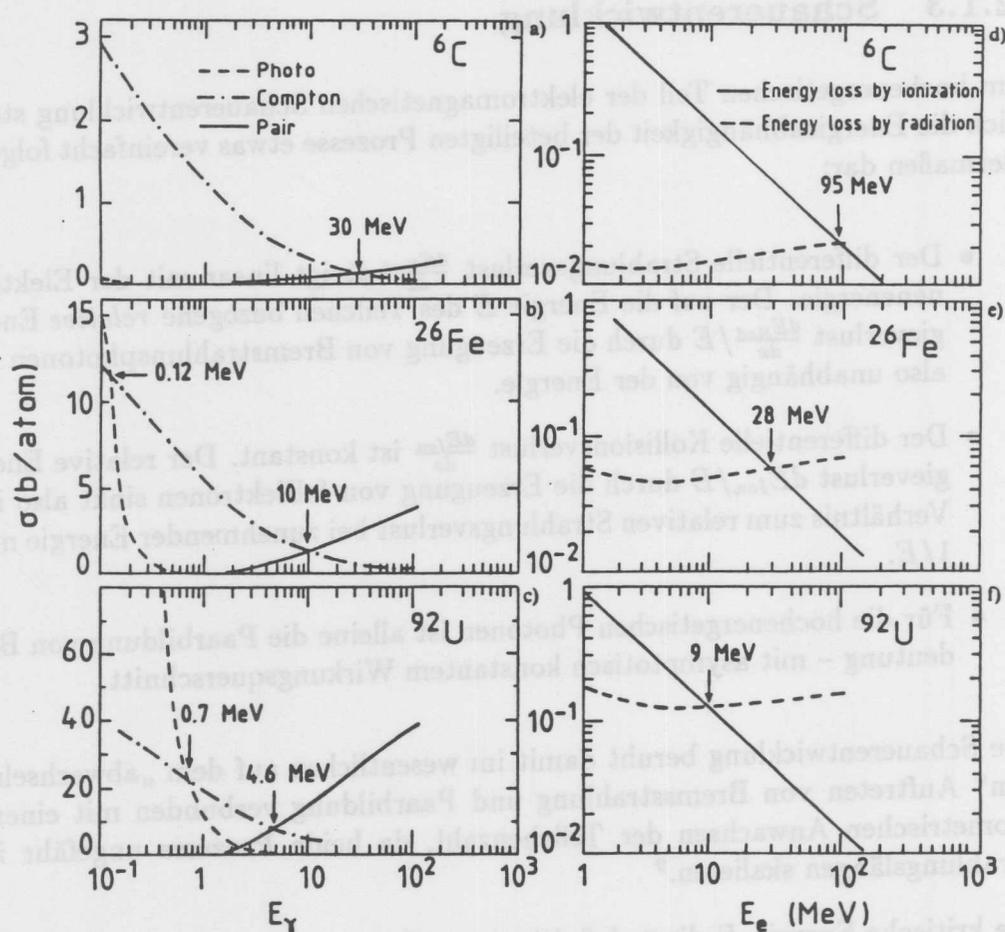


Abb. 2.1: Die Energieabhängigkeit der für Photonen (links) relevanten Wirkungsquerschnitte, und des Energieverlustes von Elektronen durch Ionisation bzw. Bremsstrahlung für Kohlenstoff, Eisen und Uran [FAB89]

Für die Parametrisierung der longitudinalen Schauerentwicklung eignet sich eine Gammaverteilung, deren Parameter durch die Normierung der Schauertiefe x auf die Strahlungslänge X_0 nur noch schwach materialabhängig sind [AMA81]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt} \quad \text{mit} \quad t = \frac{x}{X_0} \quad (2.2)$$

$$t_{max} = \alpha/b \quad b \approx 0,5$$

Eine Parametrisierung für die Tiefe t_{max} der maximalen Energiedeposition ergibt [PDB90]:

$$t_{max} = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - 0,5$$

Die laterale Verteilung zeigt im vorderen Teil des Schauers einen Kern sowie einen annähernd exponentiellen Abfall nach außen, der mit zunehmender

Schauertiefe immer flacher verläuft (Vgl. Abb. 2.2). Der Molière-Radius

$$R_m = \frac{E_s}{E_c} X_0$$

kann zur Abschätzung des lateralen *containment* dienen. Innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von $1 R_m$ ($2 R_m$) werden 90% (95%) der Energie deponiert.

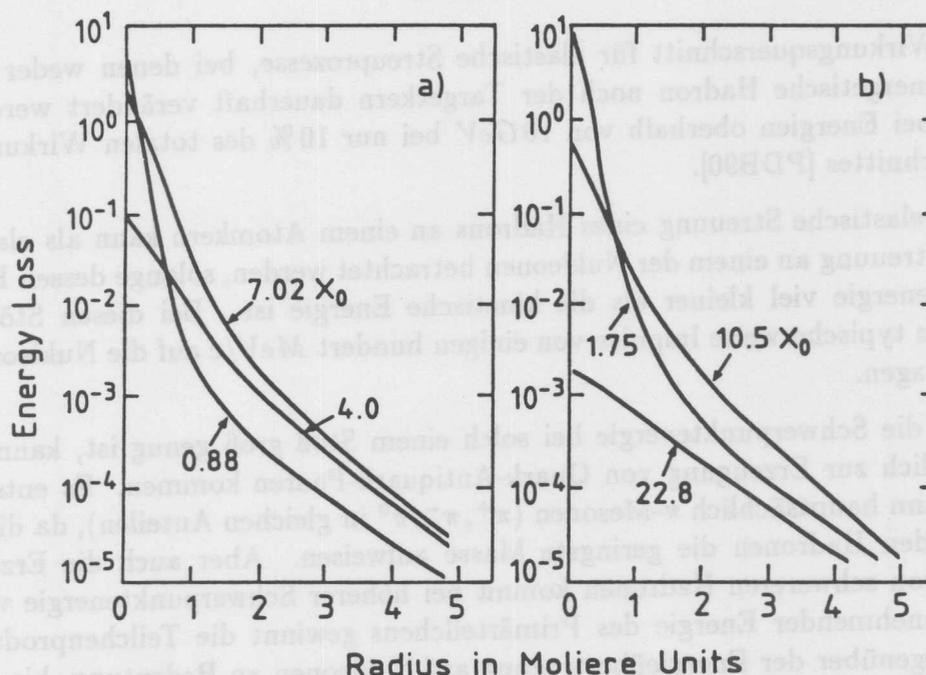


Abb. 2.2: Die laterale Verteilung der Energiedeposition in Blei ausgelöst durch ein 1 GeV Elektron (EGS4 Simulation) Die Einheiten auf der x-Achse sind Molière-Radien. [FAB89]

Eine detaillierte Studie der elektromagnetischen Schauerentwicklung ist z.B. bei [PET92] zu finden. Diese berücksichtigt auch die nach der Normierung auf Strahlungslänge und kritische Energie verbleibenden Materialabhängigkeiten, sowie Korrelationen zwischen der longitudinalen und lateralen Schauerentwicklung.

2.2 Hadronische Kaskaden

Unter vielen Aspekten zeigen die von Hadronen ausgelösten Schauer ähnliche Eigenschaften wie die elektromagnetischen Schauer, obwohl die Mechanismen der Teilchenproduktion gänzlich verschieden sind.

Bremsstrahlung spielt aufgrund der relativ großen Masse der Hadronen praktisch keine Rolle mehr, da der Wirkungsquerschnitt mit $1/m^2$ fällt. Bei Pionen bedeutet dies eine Unterdrückung um $(m_\pi/m_e)^2 \approx 40000$ gegenüber Elektronen. Die Aufteilung der Energie eines Hadrons auf eine größere Zahl von Schauerteilchen vollzieht sich stattdessen in inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen. Das hier vorgestellte Beschreibungsmodell beruht in den wesentlichen Punkten auf den in [BRÜ87] entwickelten Ideen.

2.2.1 Intranukleare Kaskaden

Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuprozesse, bei denen weder das hochenergetische Hadron noch der Targetkern dauerhaft verändert werden, liegt bei Energien oberhalb von 10 GeV bei nur 10% des totalen Wirkungsquerschnittes [PDB90].

Die inelastische Streuung eines Hadrons an einem Atomkern kann als elastische Streuung an einem der Nukleonen betrachtet werden, solange dessen Bindungsenergie viel kleiner als die kinetische Energie ist. Bei diesen Stößen werden typischerweise Impulse von einigen hundert MeV/c auf die Nukleonen übertragen.

Wenn die Schwerpunktenenergie bei solch einem Stoß groß genug ist, kann es zusätzlich zur Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren kommen. Es entstehen dann hauptsächlich π -Mesonen (π^+ , π^- , π^0 in gleichen Anteilen), da diese unter den Hadronen die geringste Masse aufweisen. Aber auch die Erzeugung von schwereren Hadronen kommt bei höherer Schwerpunktenenergie vor. Mit zunehmender Energie des Primärteilchens gewinnt die Teilchenproduktion gegenüber der Energieübertragung auf Nukleonen an Bedeutung, bis die erzeugten Teilchen bei sehr hohen Energien den wesentlichen Teil der Energie erhalten.

Alle diese Teilchen können im selben Kern mit ähnlichen Folgen erneut an einem Nukleon gestreut werden – es kommt zur Ausbildung einer *intranuklearen Kaskade* (Abb. 2.3).

Nach einer Zeit von ca. 10^{-22} s ist diese Kernzertrümmerung (engl.: *Spallation*) und Teilchenproduktion abgeschlossen. Sowohl die angestoßenen Nukleonen als auch eventuell erzeugte Teilchen haben den Kern verlassen. Die mittlere Inelastizität beträgt ungefähr 0,5, d.h. die halbe Energie des Primärteilchens wird auch von diesem davongetragen, dies ist der sogenannte *leading particle effect*. Der mittlere Transversalimpuls der Sekundärteilchen liegt bei $0,35\text{ GeV}/c$ [FAB85].

Der Restkern bleibt stark angeregt zurück. Die Größe seiner Anregungsenergie ist korreliert mit der Anzahl der hochenergetischen Schauerteilchen, die den Kern im ersten Schritt verlassen haben.

Schon bevor der Kern durch interne Streuprozesse zu einem thermischen Gleichgewicht gelangt ($\tau \approx 10^{-18} \text{ s}$), kann ein großer Teil dieser Energie durch einzelne Protonen, Neutronen oder schwerere Kernbruchstücke wie ^2H , ^3H oder α -Teilchen emittiert werden. Die übrige Energie wird durch das „Abdampfen“ von weiteren Kernbestandteilen und Emission von Gammaquanten abgegeben. Das Fehlen der Coulombbarriere für Neutronen sowie deren überproportionales Vorkommen in den schweren Kernen läßt diese dabei den größeren Anteil der Energie davontragen.

Eine Bilanz der Primärenergie und der Gesamtenergie aller Teilchen, die den Kern verlassen haben, fällt negativ aus, da für die Freisetzung jedes Nukleons dessen Bindungsenergie aufgewendet werden mußte. Diese Bindungsenergieverluste sind begrenzt durch die gesamte Bindungsenergie des Kernes. Sie nehmen im Mittel mit der Atommasse zu.

2.2.2 π^- -Einfang

Auch nach dem Verlust der kinetischen Energie eines geladenen Hadrons durch Ionisation ohne Auslösung einer intranuklearen Kaskade, kommt es – außer bei Protonen – noch zu Reaktionen. Während sonstige positive Hadronen dann einfach in Ruhe zerfallen, kommt es bei negativ geladenen Mesonen auch dann zu einer Kernreaktion. Diese übernehmen nach dem „Steckenbleiben“ die Rolle eines zusätzlichen Elektrons in einem Atom, und schließlich unter Aussendung von neuen Teilchen von diesem eingefangen. Da insbesondere Pionen in hadronischen Schauern häufig vorkommen, soll hier der Ablauf nach dem Steckenbleiben eines π^- kurz skizziert werden.

Da Pionen von den Hüllenelektronen unterscheidbar sind, fallen sie unter Aussendung von Photonen durch alle erlaubten „pionischen“ Niveaus bis zu einem Niveau, dessen Wahrscheinlichkeitsdichte einen deutlichen Überlapp mit dem Kern zeigt. Aufgrund der im Vergleich zum Elektron großen Masse des Pions hat dieses einen sehr kleinen „Bohrschen Radius“, so daß der Überlapp mit dem Kern schnell groß wird. Der Einfang findet daher bei Wismut schon bei einer Hauptquantenzahl größer als 4 statt (Vgl. [SHI86]).

Die meisten Pionen werden an der Oberfläche des Kernes eingefangen. Dies liegt einerseits an dem mit R^2 wachsenden Raumelement. Andererseits spielt die Kinematik der Vorgänge eine große Rolle.

Die Absorption eines π^- von einem Nukleon bedeutet auf der Quarkebene die Vernichtung eines $u\bar{u}$ -Paares. Aus Pion und Neutron würden also drei d -Quarks übrigbleiben, ein entsprechendes Hadron ist jedoch viel zu massereich. Dieser Prozeß ist daher wegen seines negativen Q -Wertes nicht möglich.

Auch $\pi^-p \rightarrow n$ ist als freier Streuprozess kinematisch nicht möglich. Der Energieüberschuß von ca. 140 MeV kann nicht in Bewegungsenergie umgesetzt werden, da die Impulserhaltung dies verbietet.

Neben diesen theoretischen Überlegungen gibt es auch deutliche experimentelle Hinweise darauf, daß die Absorption des Pions an temporären Konstellationen von mehreren Nukleonen erfolgt. Da dann mehr als zwei Teilchen an dem Vorgang beteiligt sind, kann die Energiebilanz bei positivem Q -Wert aufgehen.

Dabei scheint es sich um Strukturen zu handeln, die die Form von Deuteronen oder – seltener – von α -Teilchen haben. Bei der Absorption durch so ein „Deuteron“ werden dann zwei Neutronen mit gleicher Energie aber entgegengesetzter Bewegungsrichtung abgegeben. Bei der Messung im Laborsystem kommt es durch die Fermi-Bewegung zu einer Verschmierung dieser Situation.

Außerdem kann diese Messung nur erfolgen, wenn keines der beiden Teilchen in den Kern eindringt, sondern beide annähernd tangential von dessen Oberfläche entfliehen. Ansonsten kommt es zu ähnlichen Vorgängen wie bei der oben besprochenen Spallation mit der damit verbundenen Aufteilung der Energie auf viele Nukleonen.

Die für die Freisetzung der Sekundärteilchen zur Verfügung stehende Energie ist dabei gerade die Ruhemasse des π^- abzüglich der Massendifferenz von Neutron und Proton. Deren gesamte kinetische Energie wiederum ist dieser Wert vermindert um die Bindungsenergien dieser Teilchen.

Aufgrund dieses qualitativen Bildes der ablaufenden Vorgänge ist es verständlich, daß der größte Teil der Ruheenergie des Pions von Neutronen davongetragen wird. Es kommt aber auch vor, daß eine große Zahl von stark ionisierenden Teilchen freigesetzt wird.

2.2.3 Internukleare Kaskaden

Als Ergebnis dieser Kernzertrümmerung mit Teilchenerzeugung und anschließender Evaporation entsteht typischerweise eine Vielzahl verschiedener Teilchen entlang einer großen Energieskala. Je nach Art und Energie werden diese auf charakteristisch verschiedene Weise ihren Weg durch die Materie fortsetzen. Die Gesamtheit aller dieser Teilchenspuren wird als *internukleare Kaskade* bezeichnet.

Hochenergetische, (semi-)stabile Hadronen

Hadronen, deren Energie hoch ($E \gtrsim 1 \text{ GeV}$) und deren Lebensdauer lang ($\tau \gtrsim 10^{-9} \text{ s}$) genug sind, können in anderen Kernen neue intranukleare Kaskaden auslösen. Die Weglänge, die ein Pion in einem Material bis dorthin im

Mittel zurücklegt, wird *Wechselwirkungslänge* genannt. Sie läßt sich parametrisieren durch

$$\lambda \approx 35 A^{1/3} [\text{gcm}^{-2}]$$

Diese Größe wächst also – gemessen in Einheiten der Flächendichte – mit dem Radius der Kerne.

Hochenergetische geladene Pionen mit ihrer Zerfallszeit von ca. 10^{-8} s können bei dieser Betrachtung als stabil betrachtet werden, da diese Zeit im Vakuum einer Reichweite von mehreren Metern entspricht – die relativistische Vergrößerung dieser Strecke noch außer acht gelassen.

Instabile Teilchen

Instabile Teilchen mit kurzen Zerfallszeiten werden häufig vor Auslösung einer neuen intranuklearen Kaskade „im Flug“ zerfallen, oder – bei größeren Zerfallszeiten – nach Verlust ihrer kinetischen Energie durch Ionisation in Ruhe. In jedem Fall bedeutet dies die Umwandlung von Ruhemasse in kinetische Energie der Sekundärteilchen.

Viele Zerfallskanäle beinhalten die Erzeugung von Neutrinos, von denen keine weitere Wechselwirkung mit der Materie unseres Planeten zu erwarten ist, und deren Energie daher als verloren betrachtet werden kann.

Auch Myonen im Ausgangskanal haben bei hoher Energie große Reichweiten, da sie diese als nahezu minimal ionisierende Teilchen nur langsam verlieren.¹¹ Ein Zerfall der Myonen $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \bar{\nu}_e \nu_\mu$ ist wegen der relativ großen Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-6}$ s erst nach einer größeren Strecke oder nach dem Steckenbleiben zu erwarten.

Neutrale Mesonen

Einen wichtigen Sonderfall stellen die neutralen Mesonen wie π^0 's oder K^0 's wegen ihrer elektromagnetischen Zerfallskanäle dar. Besonders neutrale Pionen kommen in hadronischen Schauern sehr häufig vor. Diese haben eine Lebensdauer von nur $\tau \approx 10^{-16}$ s und zerfallen fast hundertprozentig entsprechend $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Sie lösen daher während der Entwicklung eines hadronischen Schauers praktisch direkt am Entstehungsort elektromagnetische Subschauer aus. Wegen der Irreversibilität solch einer Übertragung von hadronischer Energie geht diese dem hadronischen Schauer vollständig verloren. Stattdessen wird diese Energie mit der für elektromagnetische Schauer typisch hohen Dichte schnell deponiert.

¹¹Die kritische Energie von Myonen liegt bei ca. 200 GeV. Unterhalb dieser Energie ist der Kollisionsverlust größer als der Strahlungsverlust.

Da die Teilchenproduktion erst mit höherer Primärenergie effektiv wird, werden neutrale Pionen nur in den „frühen“, hochenergetischen Hadron-Kern-Reaktionen erzeugt. Mit steigender Primärenergie nimmt einerseits die Zahl dieser Reaktionen mit π^0 -Erzeugung zu. Andererseits reduziert der damit anwachsende elektromagnetische Anteil des Schauers die Gesamtzahl der Hadron-Nukleon-Reaktionen pro GeV der Primärenergie. Insgesamt ergibt sich ein ungefähr logarithmischer Anstieg des π^0 -Anteils mit der Gesamt-Energie [FAB85]:

$$f_{\pi^0} \approx 0,1 \times \ln(E [GeV]) \quad \text{für} \quad E > 10 GeV$$

Dieser Wert unterliegt aber starken, nicht normalverteilten Schwankungen, da die Erzeugung der neutralen Pionen entscheidend vom Ausfall der ersten intranuklearen Kaskaden eines hadronischen Schauers abhängt, für den es sehr vielfältige Möglichkeiten gibt.

Niederenergetische geladene Hadronen

Mit dem Absinken der Energie unter ca. $1 GeV$ verliert die Wechselwirkungslänge ihre Bedeutung, da der Wirkungsquerschnitt der Kernwechselwirkungen hier starke Resonanzerscheinungen zeigt. Wenn die Energie eines geladenen Hadrons in diesen Bereich fällt, tritt der Energieverlust durch Ionisation zunehmend in Konkurrenz zur Spallation. Die Ionisationsdichte niederenergetischer Teilchen wächst hier mit sinkender Energie stark an, so daß solche Teilchen ihre Energie auf einer sehr kurzen Strecke deponieren. Geladene Kernbestandteile aus der Evaporation deponieren ihre Energie daher in unmittelbarer Nähe des Kernes, dem sie entstammen.

Niederenergetische Neutronen

Neutronen, deren Energie für eine Spallation nicht mehr ausreicht – wie die aus der Evaporation – diffundieren große Strecken durch die Materie, bevor sie absorbiert werden.

Da der Einfangquerschnitt mit $1/v^2$ von ihrer Geschwindigkeit v abhängt, erfolgt diese Absorption im wesentlichen erst dann, wenn die Neutronen durch elastische Streuprozesse auf thermische Energien moderiert worden sind. Je schwerer dabei die Kerne des Absorbermaterials sind, desto mehr solcher Streuprozesse sind nötig, bis es dazu kommt. Entsprechend wächst die Zeitskala dieses Einfangs von $10^{-9}s$ bei stark wasserstoffhaltigen Materialien bis zu $10^{-6}s$ bei Elementen mit hoher Atommasse.

Nach Einfang eines Neutrons wird die Bindungsenergie von einigen MeV in Form von Photonen abgegeben.

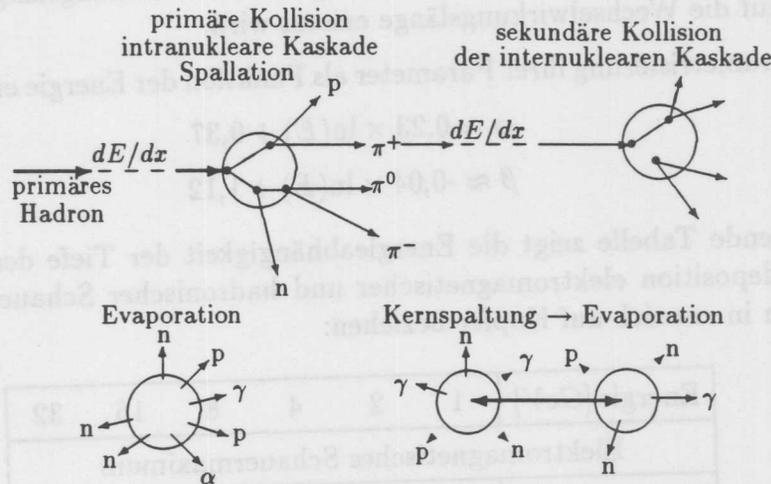


Abb. 2.3: Schema einer Hadron-Kern Wechselwirkung mit nachfolgender Evaporation bzw. Kernspaltung (in Anlehnung an eine Abbildung in [BRU87])

2.2.4 Schauerentwicklung

Die Möglichkeiten für den individuellen Ablauf einer hadronischen Kaskade sind ungleich vielfältiger als die elektromagnetischer Schauer. Es kommen schon bei jeder einzelnen intranuklearen Kaskade hunderte von deutlich verschiedenen Reaktionsabläufen mit vergleichbaren Wahrscheinlichkeiten vor [WIG86].

Als Folge hiervon zeigen hadronische Schauer wesentlich größere Fluktuationen in Bezug auf Ausdehnung und Energiedeposition.

Die dauerhafte Veränderung der Materie resultiert in Bindungsenergieverlusten. Die Energie von Neutrinos wird nicht deponiert. Die Bilanz der tatsächlich deponierten Energie und der des primären Hadrons fällt daher i.a. negativ aus.¹²

Ein hoher elektromagnetischer Anteil durch π^0 -Erzeugung und -Zerfall vermindert Bindungsenergieverluste, da diese Energie vollständig und auf kleinem Raum deponiert wird.

Wegen der unterschiedlichen Längenskalen des rein hadronischen und des elektromagnetischen Anteils eines hadronischen Schauers ist eine sehr gute Anpassung des mittleren longitudinalen Schauerprofils nur mit der Überlagerung zweier Gamma-Funktionen zu erreichen. Für eine ungefähre Abschätzung

¹²Bei Uran als Absorbermaterial kann es durch Kernspaltung mit positivem Q-Wert Ausnahmen geben.

reicht jedoch auch hier eine einfache Gamma-Funktion wie im elektromagnetischen Fall aus, wenn die Normierung auf die Strahlungslänge durch eine solche auf die Wechselwirkungslänge ersetzt wird.

Eine Parametrisierung ihrer Parameter als Funktion der Energie ergibt [SEI89]:

$$\alpha \approx 0,23 \times \ln(E) + 0,37$$

$$\beta \approx -0,04 \times \ln(E) + 1,12$$

Die folgende Tabelle zeigt die Energieabhängigkeit der Tiefe der maximalen Energiedeposition elektromagnetischer und hadronischer Schauer, wobei die Angaben in *cm* sich auf Kupfer beziehen:

Energie [GeV]	1	2	4	8	16	32
Elektromagnetisches Schauermaximum						
[X_0]	4,4	5,1	5,8	6,5	7,2	7,9
[cm]	6,3	7,3	8,4	9,4	10,4	11,4
Hadronisches Schauermaximum						
[λ]	0,33	0,48	0,63	0,80	0,98	1,2
[cm]	5,0	7,2	9,5	12,0	15,0	18,0

In Kupfer liegen also die Schauermaxima der verschiedenen Teilchenarten im unteren Energiebereich relativ nahe zusammen. Der Abfall hadronischer Schauer nach dem Maximum erfolgt aber bei jeder Energie erheblich langsamer, und die Abweichungen vom mittleren Schauerprofil sind wesentlich stärker ausgeprägt als bei elektromagnetischen Schauern. (Vgl. z.B. die Darstellung individueller hadronischer Schauer in [SEI89].)

Auch die Dichte der Energiedeposition unterliegt wesentlich stärkeren Schwankungen.

- Die hochenergetischen Schauerteilchen verlieren auf dem Weg zwischen den intranuklearen Kaskaden nur wenig mehr Energie als es dem Minimum der Bethe-Bloch-Formel entspricht.
- Verläßt ein Teilchen jedoch diesen Energiebereich der Bethe-Bloch-Formel, deponiert es den Rest seiner kinetischen Energie mit einer auf dem letzten Wegstück stark zunehmenden Ionisationsdichte.
- Noch wesentlich höhere Ionisationsdichten werden in der unmittelbaren Umgebung einer Spallationsreaktion oder einer π^- -Absorption auftreten. Hier geben die niederenergetischen geladenen Evaporationsprodukte auf kleinstem Raum ($\lesssim 1 \text{ mm}^3$) Energiebeträge ab, für die ein Schauerteilchen einen Weg von mehreren Zentimetern zurücklegen müßte.

3 Kalorimeterphysik

Jedes Teilchen, das in dichter Materie einen Teilchenschauer von nicht zu großer Ausdehnung entwickelt, ist der Messung seiner Energie durch Kalorimeter zugänglich, da diese dann nahezu vollständig in einem Block Materie absorbiert werden kann. Dies können also nicht nur geladene, sondern auch neutrale Teilchen wie Neutronen oder Photonen sein, wenn diese genügend hochenergetisch sind.

Ein Kalorimeter zeichnet sich dadurch aus, daß es ein Signal abgibt, dessen Höhe im Mittel in einer eindeutigen Beziehung zum Betrag dieser deponierten Energie steht.

Technisch genutzt werden heute hauptsächlich die Ionisation und Anregung der Materie – resultierend in Ladungstrennung – und die Phänomene des Szintillations- und Čerenkov-Lichtes.

Die oben geforderte Beziehung ist nicht nur dann zu erfüllen, wenn die gesamte Energie des Teilchens zum Signal beiträgt, sondern auch dann, wenn dies ein fester Bruchteil derselben ist. Diese Überlegung führte zur Entwicklung sogenannter „*Sampling*“-Kalorimeter¹, bei denen sich Absorberschichten und Detektormaterialien in longitudinaler Richtung des Schauers abwechseln.

Ein großer Vorteil dieser Anordnung gegenüber Kalorimetern aus reinem Detektormaterial ist die Möglichkeit, Absorbermaterialien mit hoher Kernladungszahl und damit kleiner Strahlungs- bzw. Wechselwirkungslänge zu benutzen, und so ein kompakteres Design zu erreichen.

Zur Diskussion der Eigenschaften von Kalorimetern ist eine klare Begriffsbildung und -trennung unentbehrlich. Diese soll an dieser Stelle so vorgenommen werden, daß dabei noch keine explizite Unterscheidung von voll aktiven und *Sampling*-Kalorimetern notwendig wird:

- Die **Primärenergie** E_{inc} ist die Summe der effektiven Energien² aller auf das Kalorimeter treffenden Teilchen.
- Leck-Verluste oder **Leakage** E_{leak} tritt dann auf, wenn (primäre oder sekundäre) Teilchen das Kalorimeter verlassen. Bei der Bestimmung ihrer Höhe wird wie oben die effektive Energie aller solcher Teilchen addiert. Neutrinos werden hier jedoch nicht berücksichtigt.

¹Im Englischen heißt *Sample* soviel wie „Stichprobe“.

²Für die Definition dieser Begriffe siehe Bemerkung 3 in Anhang A.1.

- Unter der vom Kalorimeter **absorbierten Energie** E_{abs} wird die Differenz von E_{irc} und E_{leak} verstanden.
- Energieanteile werden als **deponierte Energie** E_{dep} bezeichnet, wenn sie von einem geladenen Teilchen zur Ionisation der Materie aufgewendet werden, ohne daß die Sekundärelektronen genug Energie haben dürfen, um ihrerseits noch ionisierend zu wirken.
- Energie, die zur Überwindung der Bindungsenergie von Nukleonen aufgebracht, sowie solche, die von Neutrinos davongetragen wird, soll als **unsichtbare Energie** E_{irvis} bezeichnet werden.
- **Sichtbare Energie** E_{vis} schließlich ist der Anteil der deponierten Energie, der tatsächlich unmittelbar das Signal des Kalorimeters verursacht. Da in Siliziumdetektoren teilchenunabhängig jede Energiedeposition in gleichem Maße zum Signal beiträgt, ist bei siliziuminstrumentierten Kalorimetern E_{vis} einfach der in den Detektoren deponierte Anteil von E_{dep} . Bei Szintillatoren ebenso wie bei Flüssig-Argon kommt es durch Sättigungseffekte zu einer Reduzierung dieses Anteils.

Mit diesen Definitionen ergeben sich folgende Verhältnisse zwischen diesen Größen:

$$E_{irc} = E_{abs} + E_{leak} \quad \text{mit} \quad E_{abs} = E_{dep} + E_{irvis}$$

$$E_{vis} \leq E_{dep}$$

Bei Sampling-Kalorimetern teilt sich die deponierte Energie auf die Absorber- und Ausleseschichten auf:

$$E_{dep} = E_{dep}|_{\text{Absorber}} + E_{dep}|_{\text{Auslesematerial}}$$

$$E_{vis} \leq E_{dep}|_{\text{Auslesematerial}}$$

Es soll an dieser Stelle der grundsätzliche Unterschied des Energieverlustes eines Teilchens bei der Durchquerung einer Materieschicht und der dadurch verursachten Energiedeposition betont werden. Am Extremfall des Beispiels einer monoatomaren Schicht wird dies besonders deutlich (Vgl. auch S. 37). Während der Energieverlust der kinetischen Energie eines eventuell erzeugten δ -Elektrons entspricht, beläuft sich der Wert der damit verbundene Energiedeposition – im oben genannten Sinne – nur auf die Höhe der Bindungsenergie dieses Elektrons.

Erst mit zunehmender Schichtdicke wird das Verhältnis der Energiedeposition zum Energieverlust größer, da im zunehmendem Maße δ -Elektronen ihre Energie selbst in der Materieschicht deponieren. Anders ausgedrückt, werden

immer höher liegende Werte aus der (Landau-)Verteilung des Energieverlustes tatsächlich deponiert.

Üblicherweise wird eine Sampling-Fraction \tilde{SF} durch den Quotienten

$$\tilde{SF} \equiv \frac{E_{\text{dep}}|_{\text{Auslesematerial}}}{E_{\text{abs}}}$$

definiert. Diese Definition hat den Vorteil, daß sie zwar von Art und Aufbau des Kalorimeters abhängt, in erster Näherung jedoch nicht von seiner Ausdehnung, da eventuell auftretendes *Leakage* beide Anteile ungefähr im gleichen Verhältnis reduziert. Sie ist daher für theoretische Überlegungen bei der Konstruktion von Sampling-Kalorimetern eine nützliche Größe.

Für die Diskussion von Eigenschaften von Kalorimetern hat sich das idealisierte Konzept eines „minimal ionisierenden Teilchens“ *MIP*³ als nützlich erwiesen. Dieses zeichnet sich dadurch aus, daß es bei unendlicher Reichweite in einer Materieschicht der Dicke d den Energiebetrag $\Delta E = d \times (dE/dx)|_{\text{min}}$ deponiert, wobei $(dE/dx)|_{\text{min}}$ dem Minimalwert der Bethe-Bloch-Formel entspricht.

Die Sampling-Fraction m_{ip} eines *MIPs* wird daher durch

$$m_{\text{ip}} = \frac{\Delta E_{\text{min}}|_{\text{Auslese}}}{\Delta E_{\text{min}}|_{\text{Absorber}}}$$

bestimmt. Sie bildet damit eine natürliche Einheit für die Größe der Sampling-Fraction realer Teilchen.

Für den praktischen Umgang mit einem realen Kalorimeter ist die durch

$$SF \equiv \frac{E_{\text{vis}}}{E_{\text{rc}}}$$

definierte Sampling-Fraction besser als \tilde{SF} geeignet, da die vom Kalorimeter absorbierte Energie E_{abs} experimentell kaum bestimmt werden kann.⁴

3.1 Linearität

Die Gesamtenergie von mehreren, verschiedenartigen Teilchen, die gleichzeitig auf ein Kalorimeter treffen, wird nur dann korrekt bestimmt, wenn die Sampling-Fraction dieses Kalorimeters für alle diese Teilchen denselben Wert annimmt. Für den allgemeinen Fall müßte sie daher sowohl energie- als auch teilchen-unabhängig sein.

³Die übliche Abkürzung entstammt der englischen Bezeichnung „*Minimal Ionizing Particle*“.

⁴Der Reduzierung von E_{vis} gegenüber E_{dep} für Flüssig-Argon- und Szintillator-Kalorimeter kann mit Hilfe des Birk'schen Gesetzes abgeschätzt werden.[BIR64]

Leakage

Als erstes sollen die Auswirkungen der endlichen Größe realer Kalorimeter besprochen und danach für die weitere Diskussion vernachlässigt werden. Unter Annahme der (für siliziuminstrumentierte Kalorimeter exakten) Beziehung $E_{vis} = E_{dep}$ muß dann auch nicht mehr zwischen \tilde{SF} und SF unterschieden werden.

Die longitudinale Ausdehnung von Teilchenschauern nimmt logarithmisch mit der Primärenergie zu, während die laterale Ausdehnung nahezu konstant bleibt. Daher bewirkt die endliche Tiefe realer Kalorimeter ein Absinken der Sampling-Fraction mit steigender Energie, da ein größer werdender Anteil der Schauerenergie nicht mehr in diesem deponiert wird, sondern als Leakage verlorengeht.

Vollständig aktive Kalorimeter

Im Falle eines Kalorimeters aus vollständig aktivem Material ist die Forderung nach einer energieunabhängigen Sampling-Fraction für *elektromagnetische* Schauer sehr gut erfüllt, da die gesamte Schauerenergie zur Ionisation des Auslesematerials beiträgt. Im Falle von Hadronen als Primärteilchen besteht dagegen eine deutliche Energieabhängigkeit des Verhältnisses E_{dep}/E_{abs} .

Niederenergetische Hadronen deponieren ihre Energie aufgrund ihres hohen differentiellen Energieverlustes auf einem relativ kleinen Wegstück, ohne daß sie eine Hadron-Nukleon-Reaktion auslösen. Erst wenn ihre Energie so hoch wird, daß ihre Reichweite in den Bereich der Wechselwirkungslänge kommt, ist eine solche Reaktion wahrscheinlich.

Solange es nicht dazu kommt, wird wie im Fall der elektromagnetischen Schauer die gesamte kinetische Energie deponiert. Daher wird ein voll aktives Kalorimeter für niederenergetische Protonen und Elektronen bei gleicher Energie ein Signal derselben Höhe abgeben.

Bei geladenen Mesonen kommt es auch bei dieser geringen kinetischen Energie schon zu unsichtbaren Energieanteilen, da diese entweder unter Bindungsenergieverlusten von einem Kern eingefangen werden oder unter Neutrino-Erzeugung zerfallen.

Mit höher werdender Energie mehren sich die Hadron-Nukleon-Reaktionen und damit wachsen die Bindungsenergieverluste. Sobald die Energie für die Pionenerzeugung ausreicht, sorgt der wachsende elektromagnetische Anteil wieder für eine Reduzierung der unsichtbaren Energie und ein Anwachsen der Sampling-Fraction.

Die Sampling-Fraction voll aktiver Kalorimeter ist also nur für elektromagnetische Schauer energieunabhängig und zeigt bei Hadronen ein Absinken im Bereich einiger GeV und dann wieder einen langsamen Anstieg, der aber nicht den Wert elektromagnetischer Schauer erreicht.

Sampling-Kalorimeter

Sampling-Kalorimeter besitzen konstruktionsbedingt eine Ansprechschwelle. Nur solche Teilchen, die über genug Energie verfügen, um die erste Absorberschicht zu durchdringen, liefern überhaupt ein Signal. Diese Energieschwelle ist von der Teilchenart und dem Aufbau des Kalorimeters abhängig. Sie ist umso höher, je dicker die Absorberschichten sind.

Elektronen und Photonen deponieren ihre Energie schon ab einigen MeV Primärenergie über die Erzeugung einer kleinen Kaskade von Sekundärteilchen [FAB89]. Auch wenn die Eigenschaften solcher Schauer noch weit vom Hochenergielimes der asymptotisch konstanten Wirkungsquerschnitte entfernt sind, so zeigen sie doch schon die typischen Eigenschaften des abwechselnden Energietransportes durch Elektronen und Photonen mit einem Schauermaximum, das im Mittel mit zunehmender Energie immer tiefer im Kalorimeter liegt.

Bei Beschuß eines Kalorimeters mit solchen Teilchen ist daher zunächst ein kontinuierlicher Anstieg der Sampling-Fraction e mit der Primärenergie zu erwarten. Ein konstanter Wert wird ungefähr dann erreicht, wenn das Schauermaximum die Tiefe der ersten Ebene des Auslesematerials überschreitet.

Bei Normierung von e auf die Sampling-Fraction eines $MIPs$ ergibt sich ein Wert, der stets kleiner als eins ist. e/mip liegt typischerweise zwischen 0,7 und 0,8. Dies liegt hauptsächlich an dem mit Z^5 steigenden Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt, der niederenergetische Photonen ihre Energie hauptsächlich im Absorbermaterial mit der höheren Kernladungszahl deponieren läßt.

Bei Hadronen ergibt sich im Bereich niedriger Energien ein ganz anderes Bild. Niederenergetische Hadronen, die keine Kernreaktion auslösen, bewirken *kein* Signal, solange ihre Reichweite kleiner als die Absorberschichtdicke bleibt. Ein plötzlicher schneller Anstieg ist in den Energiebereichen zu erwarten, in denen das Ende einer Teilchenspur direkt vor einer Ausleseschicht liegt, bzw. mit leicht steigender Energie durch diese hindurchwandert. Besonders extrem wird die Überhöhung der Sampling-Fraction ausfallen, wenn es sich um ein π^- handelt, das bei seinem Einfang durch einen Atomkern gleich mehrere stark ionisierende Teilchen freisetzen kann.

Bei weiter steigender Energie haben Änderungen in der Spurlänge, die kleiner als die Dicke der Absorberschichten sind, keine Auswirkungen auf die Zahl

der durchquerten Ausleseschichten. Daher bleibt das Signal dabei konstant. Insgesamt ist im Niederenergiebereich ein „treppenförmiger“ Verlauf des Kalorimetersignals mit der Primärenergie eines Hadrons zu erwarten, wobei die Absätze noch eine gewisse Überhöhung aufweisen.

Wie im Falle voll aktiver Kalorimeter kommt es zu einem Absinken der Sampling-Fraction, sobald die Hadronen genug Energie besitzen, um Kernreaktionen auszulösen, da hierbei ein Teil der Energie unsichtbar wird.

Zur Diskussion der Verhältnisse bei einem veränderlichen elektromagnetischen Schaueranteil ist es sinnvoll, eine für den rein hadronischen Anteil „intrinsische“ Sampling-Fraction

$$h|_{intr} \equiv \frac{E_{vis} - E_{vis}|_{elm}}{E_{abs} - E_{abs}|_{elm}}$$

zu definieren.

Zum Wert des Zählers tragen hierbei hauptsächlich die annähernd minimal ionisierenden Spuren der geladenen Schauerteilchen bei. Da im Nenner die unsichtbare Energie voll enthalten ist, ergibt sich für $h|_{intr}$ ein Wert, der bei den meisten Kalorimetern kleiner als e ist.

Das sogenannte „intrinsische“ e/h -Verhältnis

$$\frac{e}{h|_{intr}} \equiv \frac{\frac{e}{m_{\text{MIP}}}}{\frac{h|_{intr}}{m_{\text{MIP}}}}$$

ist dann größer als eins.

Da der elektromagnetische Anteil eines hadronischen Schauers systematisch mit der Primärenergie wächst, trägt ein immer größer werdender Anteil des Schauers mit einer höheren Sampling-Fraction als der „Rest“ des Schauers bei. Die gesamte „extrinsische“ Sampling-Fraction h eines hadronischen Schauers steigt dann also mit der Primärenergie an, und das e/h -Verhältnis sinkt ab.

Ein annähernd lineares Verhalten eines Kalorimeters kann erreicht werden, indem das intrinsische e/h -Verhältnis durch geeignete Maßnahmen auf eins gebracht wird. Problematisch bleibt auch dann der niederenergetische Bereich ($E \lesssim 5 \text{ GeV}$), indem der elektromagnetische Anteil noch sehr klein ist, die unsichtbare Energie aber bereits systematisch zunimmt.

Dazu kann einerseits die elektromagnetische Sampling-Fraction reduziert werden. Z.B. ist möglich, das e/m_{MIP} -Verhältnis durch Einfügen von Material niedriger Kernladungszahl zwischen Absorber- und Ausleseschichten zu reduzieren. Im Absorber produzierte niederenergetische Elektronen werden dann in dieser

Zwischenschicht absorbiert. Die Produktion neuer Elektronen ist durch die vergleichsweise niedrige kritische Energie in diesem Material stark unterdrückt (Vgl. z.B. [SICa, SICb, FED91]).

Andererseits ist es auch möglich, die hadronische Sampling-Fraction z.B. durch Einfügen von wasserstoffhaltigem Auslesematerial in Kombination mit Uran als Absorber deutlich zu erhöhen. Neben der Kernspaltung mit positivem Q -Wert im Uran, machen sich hier Neutron-Proton-Stöße im Auslesematerial bemerkbar, die einen Teil der bei der Freisetzung dieser Neutronen unsichtbar gewordenen Energie wieder sichtbar werden lassen. Für eine ausführliche Diskussion dieses Themas siehe z.B. [BRÜ87] und, speziell auf siliziuminstrumentierte Kalorimeter bezogen, siehe [FED91].

3.2 Energie-Auflösung

Die Höhe des Signals, welches ein Kalorimeter abgibt, wenn es von einem hochenergetischen Elementarteilchen getroffen wird, ist in gewisser Weise zufällig, da auf quantenmechanischen Prozessen beruhend.

Zur Verbreiterung der Signalverteilung bei konstanter Primärenergie E_{inc} tragen verschiedene und voneinander unabhängige Prozesse bei.

- Fluktuationen in der Ausdehnung eines Schauers variieren das Verhältnis

$$\frac{E_{obs}}{E_{inc}}$$

Da die Ausdehnung eines Schauers nur logarithmisch mit E_{inc} wächst, gilt auch für die dadurch verursachten Fluktuationen $\sigma_{lck} \propto \ln E_{inc}$.

- Mit intrinsischen Fluktuationen sind Variationen des Verhältnisses

$$\frac{E_{dep}}{E_{obs}}$$

gemeint. Weil bei elektromagnetischen Schauern keine unsichtbare Energie vorkommt, gibt es auch diese Fluktuationen in diesem Fall nicht.

Bei hadronischen Schauern dagegen herrschen starke, nicht normalverteilte Fluktuationen von E_{miss} vor. Die Größe der Bindungsenergieverluste hängt entscheidend vom Ausfall der kleinen Anzahl von Kern-Nukleon-Reaktionen ab. Energieverluste durch Neutrinos sind hauptsächlich abhängig von der Anzahl der erzeugten geladenen Mesonen, und von der Energie, die sie zum Zeitpunkt ihres Zerfalls noch besitzen.

Ein hoher elektromagnetischer Anteil durch den Zerfall von neutralen Pionen kann diese Verluste bei einzelnen Schauern sehr klein halten.

Die Abhängigkeit der intrinsischen Fluktuationen von der Primärenergie liegt bei $\sigma_{\text{intr}}/E_{\text{inc}} \approx 50\%/\sqrt{E_{\text{inc}} [\text{GeV}]}$ [AMA81].

- Die Quantisierung der tatsächlich das Signal erzeugende Größe sorgt für Streuungen im Verhältnis

$$\frac{E_{\text{vis}}}{E_{\text{dep}} |_{\text{Auslesematerial}}}$$

Bei Verwendung von Szintillatoren ist das die Zahl der Photonen, bei Flüssig-Argon-Auslese die Zahl der freigesetzten Elektronen und bei Halbleitern als aktivem Material die Zahl der Elektron-Loch-Paare. In jedem Fall folgt diese Zahl N bei festem Mittelwert einer Poisson-Verteilung, für die $\sigma/N = 1/\sqrt{N}$ gilt. Dieser Beitrag zur Signalfuktuation kann bei Szintillatoren aufgrund der relativ hohen Energie, die für die Erzeugung eines einzelnen Photons aufgebracht werden muß, nicht immer vernachlässigt werden. Bei Silizium-Auslese werden nur $3,6 \text{ eV}$ pro Elektron-Loch-Paar benötigt, und auch bei Flüssig-Argon-Kalorimetern mit ca. 20 eV pro Elektron wird N so groß, daß dieser Beitrag vernachlässigbar klein bleibt.

- Energieunabhängig verursacht das elektronische Rauschen einen konstanten Beitrag zur Verbreiterung der Signalverteilung. Dieses beruht einerseits auf dem Stromrauschen und andererseits auf dem kapazitiven Rauschen der Vorverstärker. Durch das unterschiedliche Frequenzverhalten der Rausch- und Signalanteile ist es möglich, durch ein entsprechendes Frequenzverhalten der Elektronik ein für das jeweilige Auslesematerial optimales Signal-Rausch-Verhältnis zu gewinnen.

Durch Ausschluß von solchen Kanälen, deren Signalhöhe unterhalb einer bestimmten Schwelle liegt, kann deren Beitrag zum Gesamtrauschen eliminiert werden. Dieses Verfahren wird *Zero Suppression* genannt. Bei N Signalen, die mit einer Breite σ und einem Mittelwert von null normalverteilt sind, werden der Anteil der Kanäle, die zum Signal beitragen, und die Standardabweichung $\sum_N \sqrt{x^2/(N-1)}$ entsprechend Abb. 3.1 kleiner, wenn die Höhe des *Zero Suppression*-Levels erhöht wird.

Wie hoch in einem speziellen Fall dieses Level tatsächlich gelegt werden kann, ist abhängig von der Höhe des kleinsten Signales, das zum Gesamtsignal eines Kalorimeters beitragen soll. Die untere Grenze wird hier durch das kleinste physikalisch sinnvolle Signal gegeben. Dieses wird durch ein MIP erzeugt. Im allgemeinen wird daher angestrebt, die Schwelle, ab der Signale nicht mehr unterdrückt werden, nicht höher zu

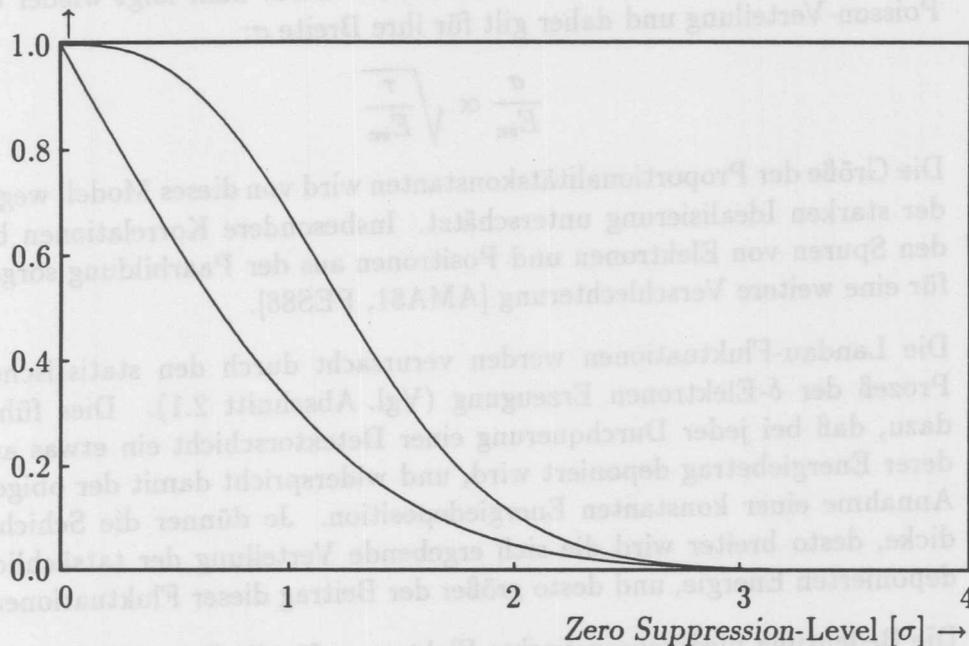


Abb. 3.1: Der Anteil der im Mittel zum Signal beitragenden Kanäle (untere Kurve) und die Standardabweichung als Funktion der Höhe der *Zero Suppression*. [Numerische Integration]

gelegen, als es der Signalhöhe eines MIPs abzüglich eines Mehrfachen der Breite des Rauschen entspricht.

Je geringer das elektronische Rauschen der einzelnen Kanäle im Verhältnis zur Signalhöhe eines MIPs ist, desto höher kann das *Zero Suppression*-Level gelegt werden, und desto besser läßt sich das gesamte Rauschen eines Kalorimeters weiter reduzieren. Wenn kein kohärentes Rauschen auftritt, können die (eventuell durch *Zero Suppression* verminderten) Rauschbeiträge quadratisch addiert werden, um das elektronische Gesamtrauschen abzuschätzen.

Die folgenden Beiträge zur Signalverbreiterung treten nur bei Sampling-Kalorimetern auf.

- Die Ursache der Sampling-Fluktuationen elektromagnetischer Schauer wird am deutlichsten am stark vereinfachenden Bild von „Rossi's Approximation B“ [ROS52]. Da in diesem Bild alle Elektronen/Positronen denselben konstanten differentiellen Energieverlust erleiden, ist die gesamte Spurlänge aller Teilchen zusammen proportional zu E_{inc} . Die Anzahl der Kreuzungspunkte der Teilchenbahnen mit den aktiven Schichten

eines Sampling-Kalorimeters ist es daher auch, und sie ist umgekehrt proportional zur Dicke der Absorberschichten. Diese Zahl folgt wieder der Poisson-Verteilung und daher gilt für ihre Breite σ :

$$\frac{\sigma}{E_{inc}} \propto \sqrt{\frac{\tau}{E_{inc}}}$$

Die Größe der Proportionalitätskonstanten wird von diesem Modell wegen der starken Idealisierung unterschätzt. Insbesondere Korrelationen bei den Spuren von Elektronen und Positronen aus der Paarbildung sorgen für eine weitere Verschlechterung [AMA81, PES88].

- Die Landau-Fluktuationen werden verursacht durch den statistischen Prozeß der δ -Elektronen Erzeugung (Vgl. Abschnitt 2.1). Dies führt dazu, daß bei jeder Durchquerung einer Detektorschicht ein etwas anderer Energiebetrag deponiert wird, und widerspricht damit der obigen Annahme einer konstanten Energiedeposition. Je dünner die Schichtdicke, desto breiter wird die sich ergebende Verteilung der tatsächlich deponierten Energie, und desto größer der Beitrag dieser Fluktuationen.
- Die Bedeutung niederenergetischer Elektronen für die Energiedeposition nimmt mit Abnahme der Schichtdicke zu. Da mit sinkender Teilchenenergie auch die Auswirkungen der Vielfachstreuung zunehmen, werden die Teilchen immer stärker von der senkrechten Durchquerung der Ausleseschicht abweichen und entsprechend ihrer tatsächlichen Spurlänge mehr Energie deponieren. Dieser Effekt wird Weglängenfluktuation genannt.
- Wenn die Schichtdicke des Auslesemediums eines Kalorimeters reduziert wird, ist das gleichbedeutend mit einer Erhöhung des räumlichen Auflösungsvermögens. Inhomogenitäten in der Energiedeposition werden insbesondere dann erkennbar, wenn es nicht zu Sättigungseffekten bei hoher Ionisationsdichte kommt. Besonders die stark ionisierenden Teilchen aus der mit den Hadron-Nukleon-Reaktionen verbundene Evaporationsprozessen verursachen solche „hot spots“ (Vgl. S. 48).

Kommt es in einer Ausleseschicht zur Bildung eines solchen, und ist auch noch die Gesamtzahl der Ausleseschichten relativ gering, so kann die durch diesen Spot deponierte Energie dieselbe Größenordnung wie die Summe aller anderen Energiedepositionen erreichen. Die Verteilung der deponierten Energie bei Beschuß mit monoenergetischen Hadronen zeigt dann einzelne „Ausreißer“ mit hoher sichtbarer Energie.

Die Fluktuationen, die durch diese starken Inhomogenitäten der Energiedeposition in hadronischen Schauern verursacht werden, nehmen ab, wenn das Verhältnis von $E_{dep}|_{Auslese}/E_{dep}|_{Absorber}$ zunimmt, äquivalent zu einem abnehmenden Auflösungsvermögen, daß diese Inhomogenitäten immer schlechter erkennt.

Bei hadronischen Schauern verursachen die intrinsischen Fluktuationen den weitaus größten Anteil der Breite der Signalverteilung. Sampling-Kalorimeter mit geschickter Wahl von Absorber- und Auslesematerialien (e/h -Verhältnis=1) können eine *bessere* Linearität und Energie-Auflösung erreichen als vollständig aktive Kalorimeter.

Im allgemeinen sind die Sampling-Fluktuationen bei hadronischen Schauern zu vernachlässigen, während sie bei elektromagnetischen Schauern den Hauptanteil der Gesamtfuktuationen ausmachen.

3.3 Siliziumdetektoren als Auslesematerial

Siliziumdetektoren werden seit langem in der Kernphysik erfolgreich für die hochauflösende Spektroskopie eingesetzt. In der Hochenergiephysik werden sie seit einigen Jahren als Vertex-Detektoren oder *Presampler* zur Verbesserung vorhandener Kalorimeter verwendet (Vgl. z.B. [ZEI92]). Als Instrumentierung für ein eigenständiges hadronisches Kalorimeter sind Siliziumdetektoren zum ersten Mal im PLUG-Kalorimeter des H1-Detektors zum Einsatz gekommen. Für zukünftige Experimente der Hochenergiephysik wird der Einsatz siliziuminstrumentierter Subdetektoren diskutiert (Vgl. z.B. [HAL91]).

Siliziumdetektoren sind anderen Auslesematerialien in vielen Punkten überlegen. Ihr Betrieb ist in normaler Atmosphäre bei Zimmertemperatur möglich. Die intrinsische Energieauflösung ist extrem hoch, da für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nur $3,6\text{ eV}$ benötigt werden. Beim Einsatz in der Hochenergiephysik ist daher das kapazitive Rauschen der Vorverstärker die entscheidende Quelle für die Verbreiterung der Signalverteilung.

Sofern die Detektoren vollständig verarmt werden, wird eine hundertprozentige Ladungssammlung erreicht – und zwar auch bei der höchsten vorkommenden Ionisationsdichte. Es gibt also keine Sättigungseffekte, wie bei Flüssig-Argon oder Szintillatoren. Daher ist eine absolute Kalibration der Signalhöhe von Siliziumdetektoren möglich, d.h. die gemessene Ladung steht in einem perfekt linearen Verhältnis zur deponierten Energie.⁵

Die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger liegt bei 10^5 ms^{-1} . Daher sind Ladungssammelzeiten unter 20 ns erreichbar. Dies ist besonders wichtig im Hinblick auf die immer höher werdenden Ereignisraten bei zukünftigen Experimenten der Hochenergiephysik.

Das im 1.Institut entwickelte Verfahren zur Produktion der für das PLUG-Kalorimeter benötigten Siliziumdetektoren beruht auf einer Kombination von

⁵Das für das PLUG-Kalorimeter entwickelte Kalibrationsverfahren wird in Abschnitt A.3 beschrieben.

zwei Methoden. Oberflächensperrschicht-Detektoren werden in einem Planar-Prozeß hergestellt. Als Ausgangsmaterial dienen 3" Wafer von $400\ \mu\text{m}$ Stärke und einem spezifischen Widerstand von ca. $5\ \text{k}\Omega\text{cm}$. Zu Details des Herstellungsverfahrens siehe [FRE89]. Hier sei nur betont, daß die fertigen, auf einer Aluminiumkeramik montierten Detektoren in quadratischer, recht- oder dreieckiger Form über eine hervorragende Homogenität verfügen. Sowohl die Streuungen in der aktiven Fläche als auch in der Stärke der Detektoren sind kleiner als ein Prozent [LIN].

Bei einer Sperrspannung unter hundert Volt sind die Detektoren vollständig verarmt. Der Dunkelstrom der Detektoren liegt bei einer Fläche von $25\ \text{cm}^2$ typischerweise bei $200\ \text{nA}$.

Untersuchungen zur Strahlungshärte bezüglich einer Schädigung der Detektoren durch das Neutronenstrahlungsfeld bei H1 zeigen, daß für die Detektoren des PLUG-Kalorimeters eine Lebensdauer von mehr als zehn Jahren zu erwarten ist. (Vgl. [WUN92] und dort angegebene Referenzen)

3.4 Testexperimente mit siliziuminstrumentierten Kalorimetern

Vor Beginn der Arbeiten an HERA und H1 wurden bereits erste Testexperimente zur Untersuchung der Brauchbarkeit von Siliziumdetektoren als Instrumentierung von Sampling-Kalorimetern durchgeführt. Dabei wurde von Anfang an großer Wert auf die gute Reproduzierbarkeit der Meßdaten mit MONTE CARLO Programmen gelegt. Parallel zu Entwicklung und Bau des H1-Detektors wurden weitere Experimente durchgeführt. Auch dabei ging es wesentlich um die Frage nach der Verlässlichkeit von Simulationsprogrammen. Dies ist von besonderer Bedeutung für das PLUG-Kalorimeter, da einerseits eine experimentelle Kalibration des Kalorimeters selbst wegen dessen später Fertigstellung nicht durchgeführt wurde, andererseits eine experimentelle Studie über den Einfluß des toten Materials wegen dessen komplexer Struktur gar nicht durchführbar gewesen wäre. Für beide Problemkreise ist die MONTE CARLO Simulation die einzige Möglichkeit, zu quantitativen Aussagen zu gelangen, so daß deren Zuverlässigkeit von ausschlaggebender Bedeutung ist.

3.4.1 Elektromagnetische Experimente

Am DESY-Teststrahl wurde ein Blei-Silizium-Kalorimeter von $12\ \text{cm}$ Länge mit einem Sampling von einer Strahlungslänge bei Elektronenenergien zwischen $1,5$

und 5 GeV getestet [BOR85]. Dieses Kalorimeter zeigte eine hervorragende Linearität, nachdem kleine Korrekturen für das durch die kleine Länge bedingte Leakage angebracht worden waren.

Der Vergleich mit dem MONTE CARLO Programm EGS fiel erst befriedigend aus, nachdem eine spezielle Behandlung der Vielfachstreuung implementiert worden war. Dann konnte sowohl der absolute Wert der sichtbaren Energie als auch die Energieauflösung von $20,7\%/\sqrt{E \text{ GeV}}$ reproduziert werden (Vgl. Abb. 3.2). Später gelang auch die gute Reproduktion der experimentellen Daten mit GEANT, wobei wieder der Algorithmus der Vielfachstreuung besondere Aufmerksamkeit verlangte. An der großen Zuverlässigkeit der Simulation elektromagnetischer Schauer auch in experimentell ungetesteten Konfigurationen bestehen kaum noch Zweifel (siehe auch Abschnitt 4.2.2).

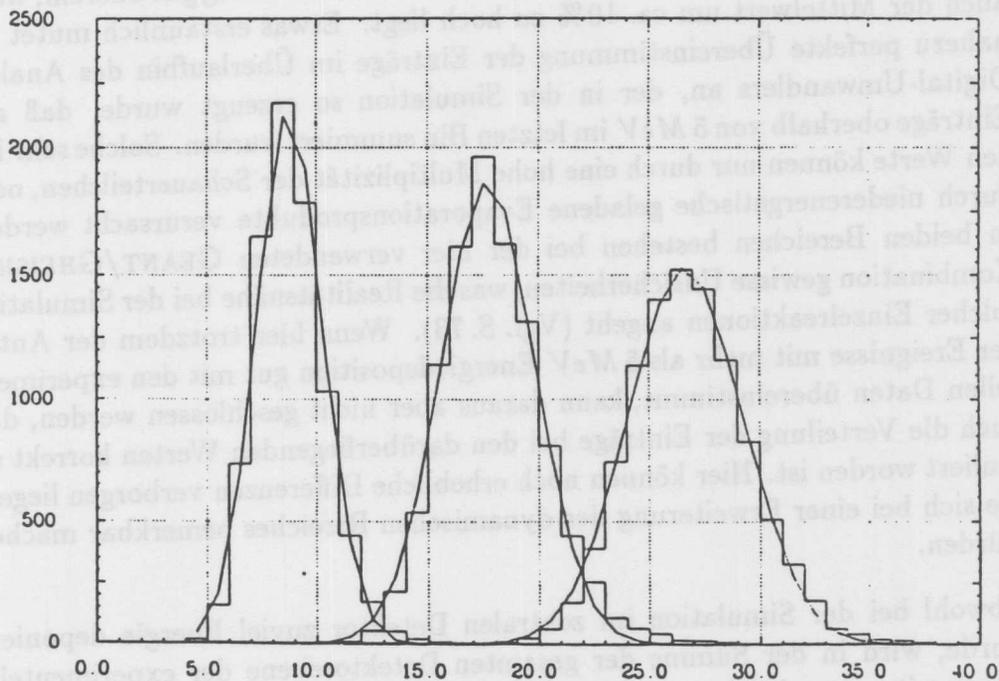


Abb. 3.2: Spektren der sichtbaren Energie des Si-Cu-Kalorimeters. Die Histogramme repräsentieren die experimentellen Daten, die durchgezogenen Kurven basieren auf den MONTE CARLO Simulationen. Einheiten sind sichtbare Energie in MeV, bzw. Zahl der Ereignisse pro Bin.

3.4.2 Hadronische Experimente

In Zusammenarbeit mit der SICAPO-Kollaboration⁶ wurden Experimente angestellt, die die grundsätzliche Brauchbarkeit von siliziuminstrumentierten Ka-

⁶Silicon Calorimeter and Polarimeter

lorimetern auch für zukünftige Hochenergieexperimente demonstriert haben, bei denen ein e/h -Verhältnis nahe an eins, sogenannte „Kompensation“ von essentieller Bedeutung ist [FED91]. Hier wurde insbesondere Uran als Absorbermaterial eingesetzt, da dies bis jetzt das einzige Material ist, bei dem experimentell nachgewiesen werden konnte, daß sich Kompensation erreichen läßt.

Hier werden die experimentellen Daten vorgestellt und mit MONTE CARLO-Daten verglichen, die mit einer Detektorebene in einem Uran-Silizium-Kalorimeter gewonnen wurden. Diese Ebene wurde in einer Tiefe von einer Wechselwirkungslänge mit 12 GeV Pionen beschossen.

Die experimentelle Verteilung der Signalhöhen im zentralen Detektor Abb. 3.3 stimmt mit der aus den Simulationen gewonnenen Verteilung gut überein, wenn auch der Mittelwert um ca. 10% zu hoch liegt. Etwas erstaunlich mutet die nahezu perfekte Übereinstimmung der Einträge im Überlaufbin des Analog-Digital-Umwandlers an, der in der Simulation so erzeugt wurde, daß alle Einträge oberhalb von 5 MeV im letzten Bin summiert wurden. Solche sehr hohen Werte können nur durch eine hohe Multiplizität der Schauerteilchen, oder durch niederenergetische geladene Evaporationsprodukte verursacht werden. In beiden Bereichen bestehen bei der hier verwendeten GEANT/GHEISHA-Kombination gewisse Unsicherheiten, was die Realitätsnähe bei der Simulation solcher Einzelreaktionen angeht (Vgl. S. 73). Wenn hier trotzdem der Anteil der Ereignisse mit mehr als 5 MeV Energiedeposition gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt, kann daraus aber nicht geschlossen werden, daß auch die Verteilung der Einträge bei den darüberliegenden Werten korrekt simuliert worden ist. Hier können noch erhebliche Differenzen verborgen liegen, die sich bei einer Erweiterung des dynamischen Bereiches bemerkbar machen würden.

Obwohl bei der Simulation im zentralen Detektor zuviel Energie deponiert wurde, wird in der Summe der gesamten Detektorebene der experimentelle Wert weit unterschritten. Da dieser durch das summierte Rauschen der Elektronik mit einer relativ großen Unsicherheit versehen ist, kann die These, daß die simulierten Daten einem zu schlanken Schauer entsprechen, nicht eindeutig entschieden werden.

Als weitere Unsicherheit kommt hinzu, daß nicht auszuschließen ist, daß der als eindimensional angenommene Teststrahl von einem „Halo“ aus unerwünschten und unberücksichtigten Sekundärteilchen umgeben war. Dies könnte die flachere laterale Verteilung der experimentellen Daten sowie deren hohen Mittelwert gut erklären [FED91].

Weitere Testexperimente wurden in Zusammenarbeit mit dem ITEP in Moskau mit einem Aufbau durchgeführt, der eine sehr variable Anordnung von Auslese-

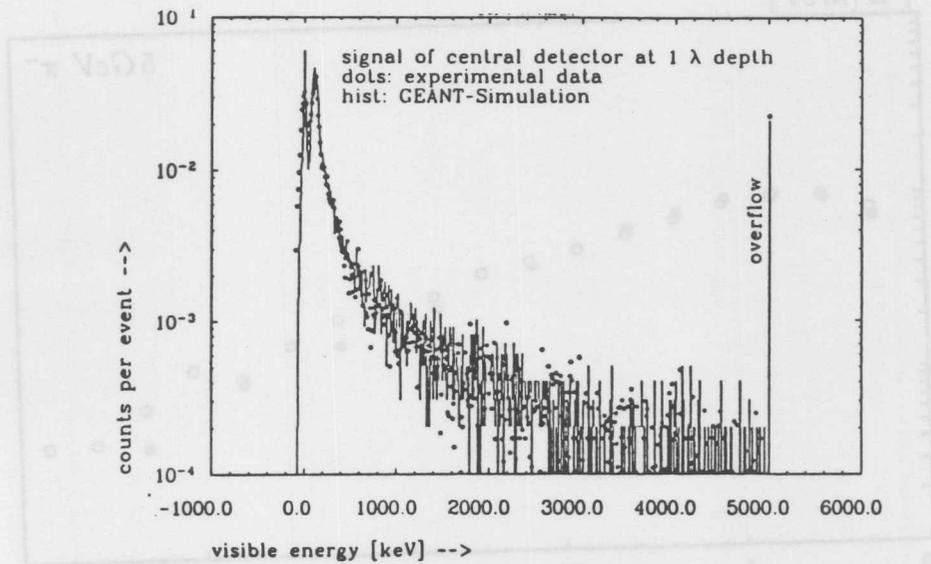


Abb. 3.3: U-Si-Kalorimeter: Die Verteilung der Signalhöhen im zentralen Detektor

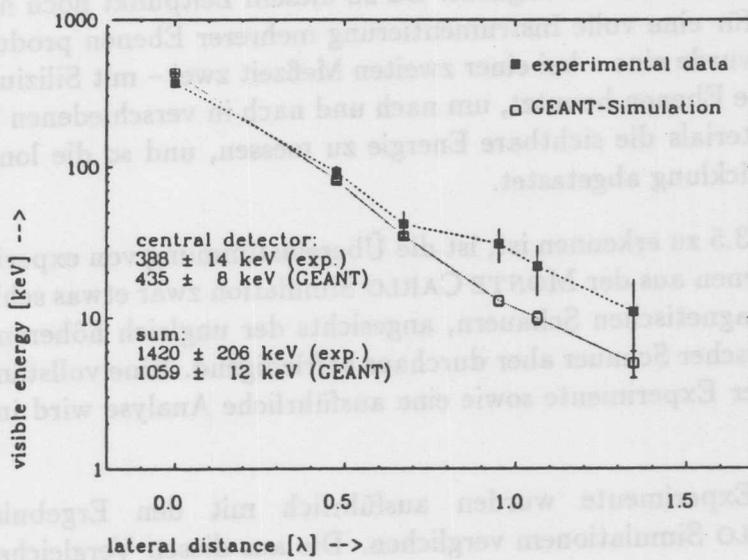


Abb. 3.4: U-Si-Kalorimeter: Die laterale Verteilung der Energiedeposition

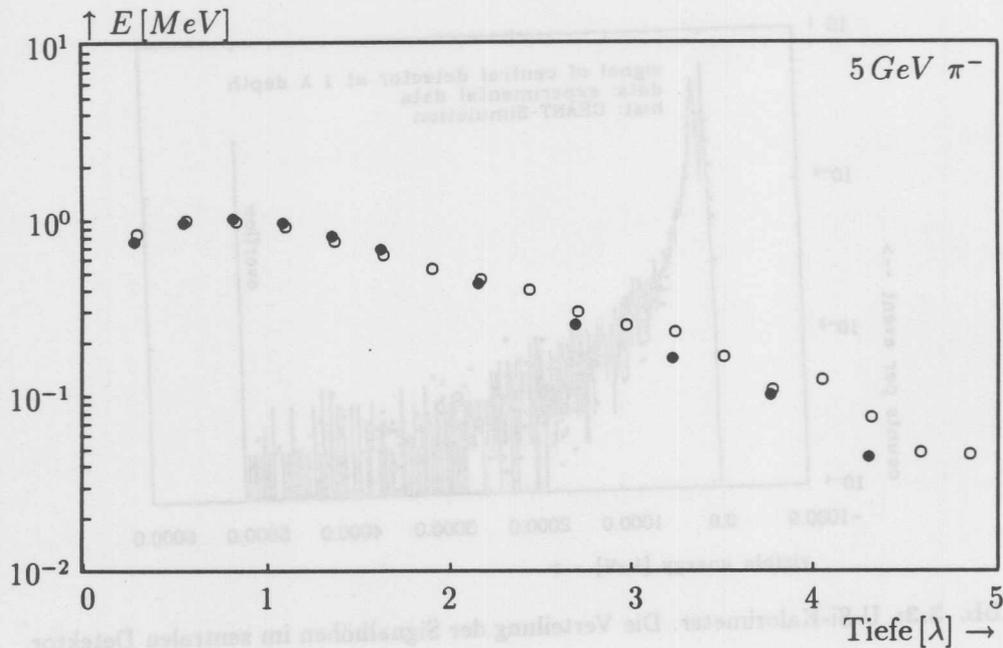


Abb. 3.5: Die longitudinale Schauerentwicklung von negativen Pionen in einer Absorberstruktur aus Eisen im Vergleich zwischen Experiment (gefüllte Kreise) und MONTE CARLO Simulation.

und Absorberschichten ermöglicht. Da zu diesem Zeitpunkt noch nicht genug Detektoren für eine volle Instrumentierung mehrerer Ebenen produziert worden waren, wurde eine – bei einer zweiten Meßzeit zwei – mit Siliziumdetektoren bestückte Ebenen benutzt, um nach und nach in verschiedenen Tiefen des Absorbermaterials die sichtbare Energie zu messen, und so die longitudinale Schauerentwicklung abgetastet.

Wie in Abb. 3.5 zu erkennen ist, ist die Übereinstimmung von experimentellen Daten mit denen aus der MONTE CARLO Simulation zwar etwas schlechter als bei elektromagnetischen Schauern, angesichts der ungleich höheren Komplexität hadronischer Schauer aber durchaus befriedigend. Eine vollständige Darstellung dieser Experimente sowie eine ausführliche Analyse wird in [EBE89] dargestellt.

Alle diese Experimente wurden ausführlich mit den Ergebnissen von MONTE CARLO Simulationem verglichen. Die aus diesen Vergleichen gewonnenen Erfahrungen werden in Abschnitt 4.2.2 diskutiert.

4 Die H1-Software für das PLUG-Kalorimeter

In diesem Kapitel werden, neben einer allgemeinen Vorstellung der Programme zur Ereignissimulation und -rekonstruktion für das H1-Experiment, die im Rahmen dieser Arbeit spezifisch für das PLUG-Kalorimeter entwickelten Programmteile erläutert.

4.1 Das MONTE CARLO Verfahren in der Hochenergiephysik

Die MONTE CARLO Simulation des Verhaltens von Elementarteilchen in Materie ist heute ein unverzichtbarer Bestandteil aller Experimente der Hochenergiephysik. Die experimentellen Daten der immer komplizierter werdenden Detektoren können nur aufgrund umfangreicher Simulationen richtig und ausreichend interpretiert werden. Auch die Entwicklung von Detektoren für zukünftige Experimente kann nicht mehr auf die MONTE CARLO Simulation zur Festlegung geeigneter Designs verzichten.

Aufgrund dieser hohen Bedeutung, nicht zuletzt auch für das H1-Experiment und das PLUG-Kalorimeter, soll hier ein kurzer Abriß der grundsätzlichen Funktionsweise solcher Programme gegeben werden, wobei besonderes Gewicht auf die Problematik der Simulation der deponierten Energie in sehr dünnen Ausleseschichten gelegt wird.

Das MONTE CARLO Verfahren ist ein numerisches Simulationsverfahren, das auf stochastischen Prinzipien beruht. Es kann bei der Suche nach numerischen Lösungen auf vielen Gebieten der Mathematik angewendet werden, z.B. im Bereich der Differentialgleichungen.

Besonders gerne wird es von Naturwissenschaftlern angewendet, wenn die untersuchten Systeme an sich schon stochastischer Natur sind. Dies trifft sicherlich für quantenmechanische Mehrteilchensysteme zu, denen bei gegebenem Anfangszustand eine Vielzahl von Entwicklungsmöglichkeiten offensteht.

Wenn es gelingt, für alle daran beteiligten Einzelprozesse Wahrscheinlichkeitsdichten der jeweils möglichen Endzustände anzugeben, ist das MONTE CARLO Verfahren anwendbar. Zufallszahlen, die entsprechend diesen Dichten erzeugt werden, ermöglichen dann die Berechnung von einzelnen Entwicklungsgeschichten des gegebenen Systems. Deren Gesamtzahl ist nur durch die zur Verfügung stehende Rechenzeit begrenzt.

Für jede dieser Geschichten können dann die interessierenden makroskopischen Größen berechnet werden. Es ergibt sich eine Stichprobe der stochastischen Grundgesamtheit, die eine Schätzung der Verteilungsfunktionen dieser Größen erlaubt.

Streuprozesse sind die elementaren Vorgänge der Hochenergiephysik und der Physik der Teilchenschauer. Diese sind ausreichend beschrieben durch Angabe ihrer differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die oben geforderte Voraussetzung des MONTE CARLO Verfahrens ist daher erfüllt, falls diese Wirkungsquerschnitte für alle in Frage kommenden Prozesse bekannt sind.

Für die elementaren elektromagnetischen Prozesse liefert die Quantenelektrodynamik auf theoretischem Wege sehr genaue Voraussagen. Die Theorie der Quantenchromodynamik zur Beschreibung der hadronischen Streuprozesse ist dagegen noch weit von zuverlässigen Angaben für alle benötigten Wirkungsquerschnitte entfernt.

Dieser unklarer Situation entsprechend gibt es verschiedene Ansätze zur Gewinnung derselben. Keines der bisher für die Kalorimeter-Simulation verwendeten Verfahren kommt jedoch ohne Parametrisierungen aus. Das bedeutet hier, daß nicht alle einzelnen Streuprozesse einer Nukleon-Kern-Reaktion bis zum Erreichen eines neuen stabilen Zustandes explizit simuliert werden. Stattdessen werden für Multiplizitäten, Energie- und Winkelverteilungen geeignet erscheinende Funktionen gewählt, deren Parameter mit Hilfe experimenteller Daten aus der Hochenergiephysik, der Kernphysik und z.T. auch durch Anpassung an vorhandene Kalorimeter-Daten „getunt“ werden.

4.2 Das H1-Detektor Simulationsprogramm H1SIM

H1SIM wurde entwickelt, um auf künstlichem Wege Daten zu erhalten, die formal mit den vom H1-Detektor erzeugten übereinstimmen. Als Eingabe erwartet H1SIM die Vierervektoren von einem oder mehreren Teilchen.

Die Simulation der Teilchenschauer bzw. die Energiedeposition, die diese verursachen, werden im Rahmen des Simulationspaketes GEANT vorgenommen [BRU87].

Der geometrische Aufbau des H1-Detektors kann dabei in verschiedenen Granularitäten simuliert werden. In einer stark vereinfachten groben Geometrie dient GFLASH [GRI90] dazu, mit Hilfe von parametrisierten Schauerprofilen schnelle Simulationen durchzuführen. Die so produzierten Simulationsdaten hoher Statistik sind realitätsnah genug, um die Akzeptanz des H1-Detektors

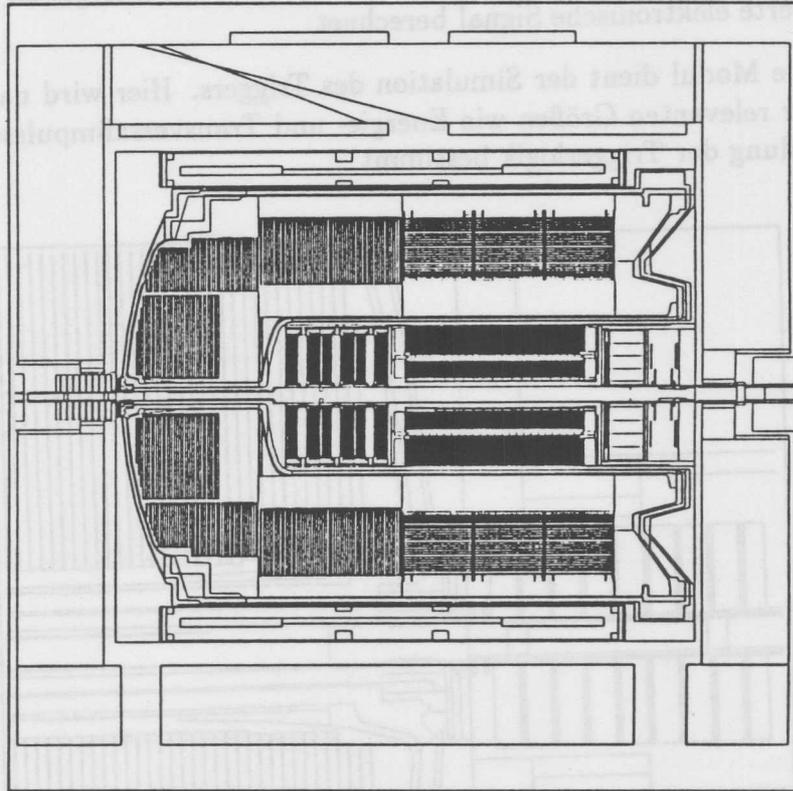


Abb. 4.1: Graphische Ausgabe des geometrischen Aufbau des H1-Detektors, wie er in H1SIM simuliert wird.

für verschieden Ereignisklassen zu studieren, so z.B. bei der Suche nach schweren Quarks [FEE91].

Für Studien, die eine genaue Berücksichtigung von einzelnen Details verschiedener Detektorkomponenten verlangen, kann die Geometrie einzelner Subdetektoren (oder des gesamten Experimentes) auch in sehr detaillierter Weise simuliert werden (Vgl. z.B. Abb. 1.11 auf S. 31 mit Abb. 4.2).

Die Hauptanwendung ist die Simulation kompletter Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung. Dazu werden mit entsprechenden Ereignisgeneratoren die Vierervektoren aller Sekundärteilchen einer solchen Streuung erzeugt (Vgl. z.B. [LUND]).

Im ersten Modul von H1SIM dient GEANT dazu, die Energiedeposition in allen aktiven Bereichen des H1-Detektors zu bestimmen.¹

¹Zusätzlich werden hier auch Daten über Energiedeposition im nichtaktiven Material gespeichert. Obwohl diese in den echten Daten natürlich nicht vorhanden sind, lassen sich so wertvolle Informationen über die Funktion des H1-Detektor gewinnen.

Im zweiten Teil von H1SIM wird die Digitalisierung dieser Daten simuliert. Für jeden Subdetektor wird das aufgrund der deponierten Energie zu erwartende digitalisierte elektronische Signal berechnet.

Das letzte Modul dient der Simulation des Triggers. Hier wird nach Bestimmung der relevanten Größen wie Energie- und Transversalimpulssummen die Entscheidung der Triggerlogik bestimmt.

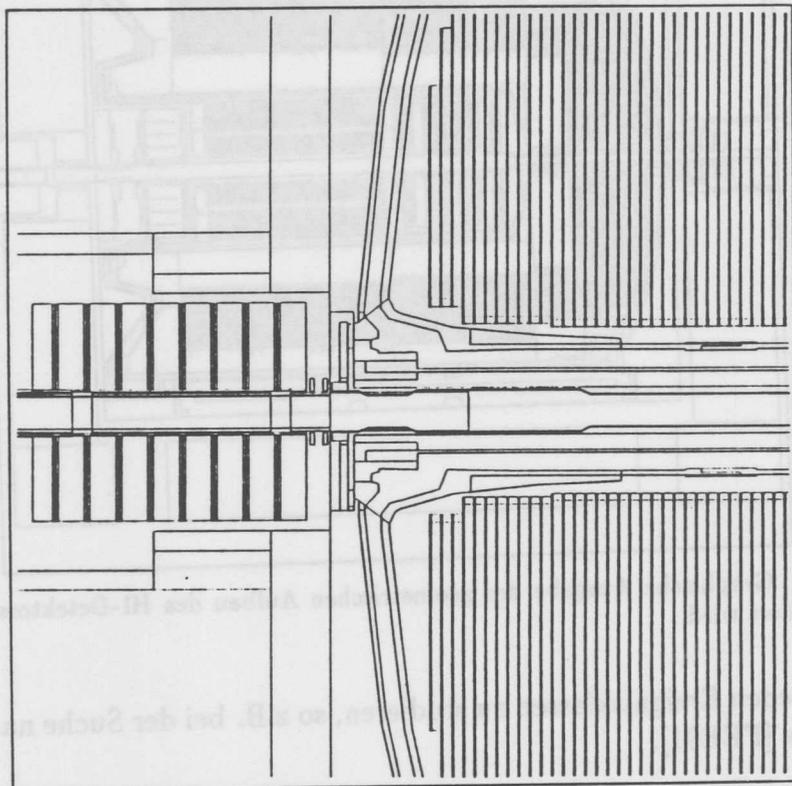


Abb. 4.2: Ausschnitt von Abb.4.1. Ein Vergleich mit der technischen Zeichnung 1.11 vermittelt einen Eindruck von der Detailtreue der Simulationsgeometrie.

4.2.1 Das Simulationspaket GEANT

Das Programmpaket GEANT hat sich in den letzten Jahren zum meistverwendeten Programmpaket zur Detektorsimulation entwickelt. Hohe Modularität und ein Geometrieteil, der die einfache Programmierung auch komplexester Detektoren erlaubt, waren für diese Entwicklung wichtige Voraussetzungen.²

²Jedoch spielt auch die hohe Kooperationsbereitschaft der verschiedenen Gruppen, die an der Entwicklung oder Anwendung solcher Programme arbeiten, eine große Rolle. Dies dokumentieren am deutlichsten die Proceedings der *Conferences for Computing in High*

Die Simulation von elektromagnetischen Schauern wurde ursprünglich an EGS3 angelehnt, inzwischen jedoch stark weiterentwickelt. Für die Simulation der Hadron-Kern-Wechselwirkungen stehen wahlweise GHEISHA oder H1FLUKA³ zur Verfügung.

Obwohl beide Programmteile bei der expliziten Simulation einzelner Hadron-Kern-Reaktionen im Vergleich zu detaillierten Experimenten erhebliche Schwächen zeigen (Vgl. [ZAH92]), ergeben sich bei der Simulation von Schauern im Hauptkalorimeter des H1-Detektors zufriedenstellende Übereinstimmung mit den am SPS des CERN durchgeführten Testmessungen [GAY91, RUD91]. Insbesondere die Verwendung von GHEISHA resultiert hierbei in besonders gute Übereinstimmung, nachdem einige Parameter vom Autoren dieses Programmteiles auf genau diese Anwendung abgestimmt worden sind.

Die Definition der deponierten Energie auf S.50 scheint die Simulation der Teilchenkaskaden bis in den Bereich der chemischen Bindungsenergien zu erfordern. Ohne daß der Wert von E_{dep} in einzelnen Auslesezellen verändert wird, kann bei der MONTE CARLO Simulation diese Forderung soweit abgeschwächt werden, daß die Sekundärelektronen mit Sicherheit nicht über genug Energie verfügen dürfen, um noch eine Mediumsgrenze zu überqueren, bevor sie diese – im strengen Sinne – endgültig deponieren.

Zur Berechnung der deponierten Energie durch geladene Teilchen approximiert GEANT dessen Spur durch einen Polygonzug. Die Weite der einzelnen Schritte wird dabei begrenzt durch die Mediumsgrenzen und durch das Eintreten diskreter Ereignisse, sowie durch den pro Schritt erlaubten maximalen relativen Energieverlust, der vom Benutzer begrenzt werden kann (Parameter DEEMAX).

Die Spur eines Teilchens wird solange verfolgt, bis seine Energie unter den vom Benutzer festzulegenden „Energie-Cut“ fällt.⁴ An diesem Ort wird die Spur des Teilchens beendet und seine kinetische Energie wird hier deponiert. Bei instabilen Teilchen kommt es dann noch zu einer Kern-Einfangs-Reaktion oder dem Zerfall des Teilchens.

Energy Physics [MC91]. Auf dieser jährlich stattfindenden Konferenz werden viele Erfahrungen von Anwendern mit den GEANT-Entwicklern diskutiert, die dann unmittelbar in die weitere Entwicklung von GEANT einbezogen werden.

³Die hier diskutierte Version stimmt nicht ganz mit der offiziellen FLUKA-Version überein, da diese unabhängig von dessen Entwicklern an GEANT angepaßt wurde [RUD91]. Ab GEANT3.15 ist auch eine offizielle Version in diesem Paket enthalten.

⁴Je nach Teilchenart können hier unterschiedliche Werte gewählt werden: CUTELE für Elektronen und Positronen, CUTGAM für Gammas, CUTHAD für geladen Hadronen, CUTNEU für Neutronen und CUTMUO für Myonen. Der zulässige Minimalwert beträgt in allen Fällen 10 keV.

Die Häufigkeit des Auftretens von Bremsstrahlung und der Erzeugung von δ -Elektronen kann über die Parameter BCUTE und DCUTE⁵ beeinflusst werden. Diese stellen Energieschwellen dar, unterhalb derer keine expliziten Sekundärteilchen mehr erzeugt werden.

Stattdessen wird die jeweilige Schrittweite mit dem mittleren zu erwartenden differentiellen Energieverlust durch die Erzeugung von Sekundärteilchen *unterhalb* dieser Schwellen⁶ multipliziert, und dieser Betrag wird dann am Ende dieses Schrittes deponiert.

Da sich auf diesem Schritt bei expliziter Simulation *aller* Sekundärteilchen die Energie des Teilchens bereits laufend verringert hätte, ergibt sich hierbei ein systematischer Berechnungsfehler, der umso höher ausfällt, je größer die auf diesem Wegstück deponierte Energie ist. Insbesondere bei sehr niederenergetischen Teilchen ist die Energieabhängigkeit sehr ausgeprägt, so daß hier große Fehler entstehen, wenn die genannten Energieschwellen zu hoch gelegt werden.

Aus dieser Betrachtung folgt, daß Energieschwellen und Energie-Cuts umso niedriger gelegt werden müssen, je dünner die Schicht ist, in der realistische Werte für die deponierte Energie simuliert werden sollen.

4.2.2 Besonderheiten bei der Simulation von Teilchenschauern in Sampling-Kalorimetern mit sehr dünnen aktiven Schichten

Elektromagnetische Schauer

Die Simulation von elektromagnetischen Schauern in siliziuminstrumentierten Kalorimetern wurde bereits in einigen – zum Teil mit der Entwicklung des PLUG-Kalorimeters zusammenhängenden – Arbeiten ausführlich diskutiert [EBE89, FED91, HCS91, SEI89]. Hier wurde gezeigt, daß sich unter den folgenden Voraussetzungen sowohl mit EGS als auch mit GEANT sehr gute Übereinstimmung von experimentellen Ergebnissen und den Simulationen erreichen läßt.

- Für 400 μm starke Siliziumdetektoren sind die kleinstmöglichen Werte von 10 keV sowohl für die Energie-Cuts als auch Erzeugungsschwellen hinreichend niedrig, da die Reichweite von Teilchen dieser Energie klein

⁵Der Minimalwert für DCUTE und BCUTE beträgt 10 keV.

⁶Dieser wird im Prinzip nach dem gleichen Verfahren wie die Bethe-Bloch-Formel (Vgl. S. 36) ermittelt, nur wird jetzt nicht bis zum maximal möglichen, sondern nur bis zur gewünschten Energieschwelle als maximalem Übertrag integriert. Außerdem wird der Energieverlust durch Bremsstrahlung bis zur entsprechenden Schwelle ebenfalls berücksichtigt.

gegen diese Stärke ist. Es ist aber zu beachten, daß auch in den Randschichten des unmittelbar benachbarten Absorbermaterials diese niedrigen Cuts gewählt werden, da sonst keine niederenergetischen Teilchen aus dem Absorber in das Auslesematerial gelangen können.

- Mit der Berechnung des Energieverlustes am Ende eines Schrittes müssen grundsätzlich auch die Auswirkungen der Vielfachstreuung berücksichtigt werden.⁷
- Der relative Energieverlust in Auslesematerial und Absorberrandschichten muß auf Werte um 1 % begrenzt werden. Dies stellt einerseits sicher, daß der „kontinuierliche“ Energieverlust korrekt berechnet wird. Andererseits wird so erreicht, daß die Vielfachstreuung häufig genug angewendet wird, um eine realistische „Krümmung“ der Spur niederenergetischer Teilchen und damit auch eine gute Näherung für deren Spurlänge zu gewährleisten.

Hadronische Schauer

Bei der Simulation von hadronischen Schauern kommt es durch extrem dünne Ausleeschichten ebenfalls zu besonderen Problemen, wie sich z.B. bei der Simulation der Effizienz eines siliziuminstrumentierten „Presamplers“ zur Elektron-Hadron-Trennung gezeigt hat [ZEI92].

Durch das hohe Auflösungsvermögen (Vgl. S. 58) siliziuminstrumentierter Kalorimeter für die Inhomogenitäten hadronischer Schauer müssen diese sehr detailgetreu simuliert werden.

Diese Inhomogenitäten treten insbesondere in der unmittelbaren Nähe von Hadron-Kern-Reaktionen auf. Dort kann es zu einer hohen Multiplizität von neu entstandenen Teilchen, von aus dem Kern geschlagenen Nukleonen und von Evaporationsteilchen kommen. Die nach der Spallation oder einem π^- -Einfang verbleibende Anregungsenergie des Restkerns wird – soweit nicht von

⁷Bei der älteren GEANT Version 3.11 war dies noch nicht der Fall. Dort wurde ein Algorithmus zur Berechnung der Auswirkungen der Vielfachstreuung nur angewendet, wenn entweder eine Mediumsgrenze erreicht wurde oder die Schrittlänge eine halbe Strahlungslänge erreicht hatte. Für niederenergetische Elektronen ($E \lesssim 1 \text{ MeV}$) wurde der Gültigkeitsbereich der angewendeten Modelle offensichtlich verlassen, wenn nach Durchquerung einer $400 \mu\text{m}$ starken Siliziumschicht Streuwinkel über 90° auftraten, so daß Elektronen an der Mediumsgrenze (sogar zum Vakuum) „reflektiert“ wurden [SEI89].

Nach einigen Modifikationen, die häufigere Anwendung der Vielfachstreuung zur Folge hatten, lieferte GEANT3.11 ähnlich zuverlässige Resultate wie EGS4. Diese Modifikationen sind in ähnlicher Weise ab Version 3.12 in GEANT enthalten.

Neutronen davongetragen – auf einem eng begrenzten Raumgebiet deponiert.⁸

Besonders wichtig ist die korrekte Simulation, wenn der Durchmesser dieses Bereiches von derselben Größenordnung wie die Stärke der Ausleseschichten ist. Diese geringe Stärke macht einerseits die Wahrscheinlichkeit, daß eine solche Reaktionen gerade in einer Ausleseschicht stattfindet, relativ klein.⁹ Andererseits wird das Verhältnis der Energiedeposition bei Eintritt dieses Falles zu der eines den Detektor nur durchquerenden Hadrons sehr groß. Dann kann das Gesamtsignal eines Kalorimeters vollkommen durch diese eine Reaktion dominiert werden.

Die Höhe der tatsächlich in den Ausleseschichten deponierten Energie ist daher sehr empfindlich von der Zahl der produzierten Teilchen abhängig, auf die die Bindungsenergie verteilt wird. Sind dies nur wenige relativ hochenergetische Teilchen, so wird die Reichweite zumindest einiger dieser groß genug sein, um einen Teil ihrer Energie außerhalb des Auslesematerials zu deponieren. Wird derselbe Energiebetrag dagegen auf eine große Zahl von Teilchen verteilt, bleibt die Reichweite jedes Einzelteilchens so klein, daß deren Gesamtenergie in der Ausleseschicht deponiert wird.

Dieser Energiebetrag kann dann die Größenordnung von einigen zehn *MeV* erreichen, und damit der Energiedeposition entsprechen, die sonst nur von mehreren hundert minimal ionisierenden Teilchen verursacht wird. Als Sekundärteilchen einer Kernverdampfung in einem Siliziumdetektor mit einer annähernd isotropen Winkelverteilung und einem irgendwo im Detektor liegenden Entstehungsort ist die Länge, die noch in diesem auf gerader Linie zurückgelegt werden kann, natürlich sehr starken Schwankungen unterworfen. Die Stärke der Detektoren trifft aber die typische Größenordnung dieser möglichen Weglänge und macht die Simulation dieser Teilchen daher besonders kritisch. Schon ein einzelnes niederenergetisches Proton oder α -Teilchen kann sehr viel Energie deponieren, wenn es eine Strecke von $400 \mu\text{m}$ in Silizium zurücklegen kann, bevor es dieses verläßt (Vgl. Abb. 4.3).

⁸Bei dieser Überlegung wird selbstverständlich davon ausgegangen, daß die hadronischen Energie-Cuts so niedrig gewählt wurden, daß die Spuren der Evaporationsteilchen überhaupt explizit simuliert werden. Anderenfalls würde die Anregungsenergie von GEANT gleich an Ort und Stelle deponiert werden.

⁹Für das PLUG-Kalorimeter läßt sich diese ungefähr abschätzen durch den Vergleich von Absorber- und Auslesematerialstärke in Wechselwirkungslängen:

$$\frac{d_{\text{Auslese}}[\lambda_{\text{Si}}]}{d_{\text{Absorber}}[\lambda_{\text{Cu}}]} = 1,65 \times 10^{-3}$$

Da es pro *GeV* der Energie eines Hadrons zu ungefähr ein bis zwei Nukleon-Kern-Reaktionen kommt, beträgt die Wahrscheinlichkeit für einen hadronischen Schauer von 10 GeV Energie grob geschätzt 1:50 dafür, daß eine solche Reaktion in einem Detektor stattfindet.

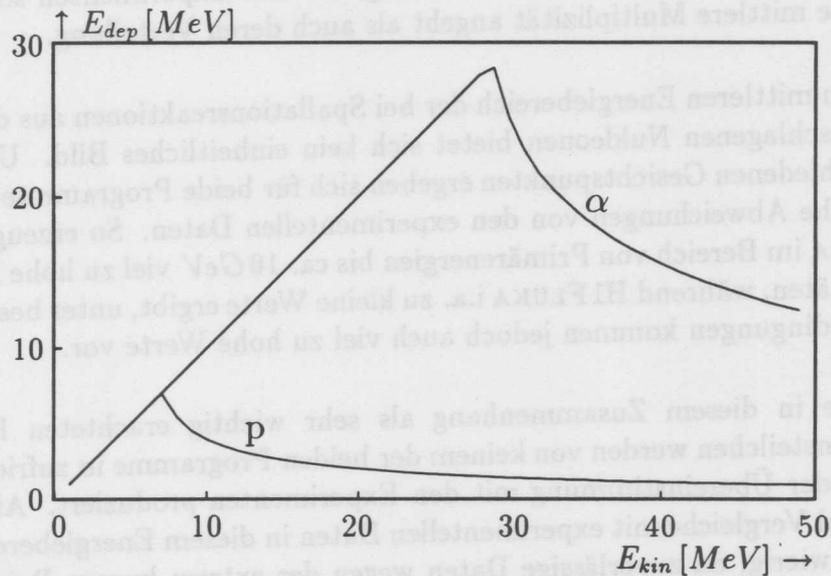


Abb. 4.3: Die Energiedeposition von niederenergetischen Protonen und α -Teilchen in einer $400 \mu m$ starken Siliziumschicht.

Die Ergebnisse des bereits erwähnten Vergleiches von GHEISHA und FLUKA einzelner Hadron-Kern-Reaktionen mit experimentellen Daten [ZAH92] lassen sich aufgrund deren Komplexität kaum in wenigen Sätzen darstellen. Die zentralen Punkte sollen jedoch wegen ihrer gerade erläuterten besonderen Bedeutung für die Simulation von Schauern im PLUG-Kalorimeter kurz angeführt werden:¹⁰

- GHEISHA produziert¹¹ Teilchen mit zu hoher mittlerer Multiplizität. Auffallender jedoch ist, daß die Form dieser Verteilungen *nicht* gut mit der experimentellen Multiplizitätsverteilung übereinstimmt, sondern in vielen Fällen im Bereich kleiner Multiplizitäten zu niedrige Werte zeigt und stattdessen einen Ausläufer zu sehr hohen Multiplizitäten hat. Weiterhin sind die Schauerteilchen im allgemeinen zu stark in Vorwärtsrichtung konzentriert.

¹⁰Der Autor der Arbeit kommt in seiner Zusammenfassung zu Schlußbemerkungen, die von der folgenden Darstellung teilweise erheblich abweichen, da er seine Argumentation hauptsächlich auf die reduzierten Momente der Multiplizitätsverteilungen stützt, ohne die offensichtlichen Abweichungen zwischen Experiment und Simulationsergebnissen in den entsprechenden Figuren zu berücksichtigen.

¹¹An dieser Stelle ist mit „Produktion“ wirklich die Erschaffung von Teilchen-Antiteilchen-Paaren gemeint. Die bei der Spallation und Evaporation entstehenden Teilchen werden dagegen nicht diesem Sinne „produziert“, da sie bereits in der Kernmaterie vorhanden waren. Der Bequemlichkeit halber wird dieser Unterschied im folgenden nicht immer explizit erwähnt, solange er aus dem Zusammenhang klar hervorgeht.

- H1FLUKA dagegen zeigt im Bereich der Teilchenproduktion eine vergleichsweise gute Übereinstimmung mit den Experimenten sowohl was die mittlere Multiplizität angeht als auch deren Verteilung.
- Im mittleren Energiebereich der bei Spallationsreaktionen aus dem Kern geschlagenen Nukleonen bietet sich kein einheitliches Bild. Unter verschiedenen Gesichtspunkten ergeben sich für beide Programmteile erhebliche Abweichungen von den experimentellen Daten. So erzeugt GHEISHA im Bereich von Primärenergien bis ca. 10 GeV viel zu hohe Multiplizitäten, während H1FLUKA i.a. zu kleine Werte ergibt, unter bestimmten Bedingungen kommen jedoch auch viel zu hohe Werte vor.
- Die in diesem Zusammenhang als sehr wichtig erachteten Evaporationsteilchen werden von keinem der beiden Programme in zufriedenstellender Übereinstimmung mit den Experimenten produziert. Allerdings sind Vergleiche mit experimentellen Daten in diesem Energiebereich sehr schwierig, da zuverlässige Daten wegen der extrem kurzen Reichweiten dieser Teilchen kaum gewonnen werden können.

Von GHEISHA werden Evaporationsteilchen nur bei kleinen Primärenergien erzeugt. Bei höherer Energie erhalten diese Teilchen selbst soviel Energie, daß sie nicht mehr aus einer Kernverdampfung stammen können. Der Verteilung der Anregungsenergie auf die verschiedenen Nukleonen und schwereren Kernbruchstücke ist weit von den experimentellen Daten entfernt.

Bei H1FLUKA sind die mittleren Multiplizitäten generell viel zu hoch, und es werden nur Neutronen und Protonen emittiert.

Aufgrund der mit der viel zu hohen Multiplizität einhergehenden stark übertrieben hohen Energiedeposition in der Umgebung von Spallationsreaktionen, und der besonderen Empfindlichkeit von siliziuminstrumentierten Kalorimetern für solche Inhomogenitäten, wird H1FLUKA bei der Simulation von Schauern im PLUG-Kalorimeter nur in Einzelfällen zur Demonstration dieses Effektes herangezogen. Ansonsten wird generell GHEISHA verwendet.

Für die Simulationen zur Beurteilung der Beeinflussung des Proton-Jets durch das inaktive Material zwischen Wechselwirkungspunkt und PLUG-Kalorimeter ist durch die Verwendung von GHEISHA mit etwas zu optimistischen Ergebnissen zu rechnen, da die hochenergetischen Sekundärteilchen von diesem Programmteil zu sehr in Vorwärtsrichtung gebündelt werden. Auch hier wird H1FLUKA nur in einem Fall zur Abschätzung der Größenordnung dieses Fehlers angewendet.

4.3 Ereignis-Rekonstruktion für das PLUG-Kalorimeter

Die Verarbeitung der Daten, wie sie vom Datenaufnahmesystem geliefert werden, erfolgt in mehreren Stufen im Rahmen des Programmpaketes H1REC. Beginnend mit der Skalierung der digitalisierten Rohdaten, über die Zusammenfassung der Informationen verschiedener Subdetektoren werden Datenstrukturen erzeugt, die als Basis für die eigentliche physikalische Analyse der Elektron-Proton-Streuung dienen können.

Dieses Programmpaket wird zur *offline*-Analyse der H1-Daten benutzt, eine vereinfachte Version wird aber auch *online*-Analysen ermöglichen.

Hier soll neben einem allgemeinen Überblick insbesondere auf die für das PLUG-Kalorimeter entwickelten Module PSCALE und PCLUST eingegangen werden.

4.3.1 Modularität und Datenstruktur von H1REC

Die Verarbeitung der Daten erfolgt grundsätzlich innerhalb von Modulen mit klar definierten Ein- und Ausgabestrukturen [EGL90]. So ist die gleichzeitige Mitarbeit vieler Autoren an verschiedenen europäischen Instituten an der Programmentwicklung möglich. Außerdem kann der Benutzer sich aus dem Satz der vorhandenen Module die von ihm benötigten zu seinem individuellen Programm zusammenstellen oder sie sogar interaktiv einzeln aufrufen [SHE92]. Dabei sind keine detaillierten Kenntnisse des Programmablaufes *innerhalb* eines Moduls erforderlich.

Da es in FORTRAN77 keine strukturierten Datentypen gibt, entschied sich die H1-Kollaboration zur Verwendung des BOS-Systems [BOS86], das eine einfache Speicherung der Daten in Form von rechteckigen Tabellen (BOS-Bänke) erlaubt. Dabei wird durch die Verwendung eines großen COMMON-Blockes eine dynamische Speicherverwaltung emuliert. So wird es möglich, während der Rekonstruktion erzeugte Daten in neuen Bänken von a priori unbekannter Größe abzulegen.¹²

Die Aufgabe jedes Moduls ist die Datenreduktion bei gleichzeitiger Erhöhung der Informationsqualität. Die neu gewonnenen Daten stehen in verschiedenen aber festen Relationen zum *Input*. Erlaubt sind dabei die vom DDL [DDL90]

¹²Allerdings besteht bei diesem Verfahren die Gefahr der Zerstörung der Modularität des Gesamtprogramms, wenn durch Programmierfehler die Ausführung des einen Moduls das Datensegment eines anderen verändert.

beschriebenen Relationstypen. Diese lassen sich einfach aufbauen durch zusätzliche Spalten innerhalb der BOS-Bänke oder durch intermediäre Bänke, die nur Zeiger enthalten.

Es werden grundsätzlich keine Eingabebänke von einem Modul verändert. So ist gewährleistet, daß einzelne Teile der Rekonstruktion mit veränderten Parametern wiederholt werden können, ohne daß eine sehr rechenzeitintensive Neuverarbeitung aller Daten notwendig wird. Alle rekonstruierten Daten werden in neue Bänke geschrieben, die mit Hilfe ihrer Relationen auf die zugrundeliegenden Daten „zeigen“.

Es wird also ein *relationales Datenbanksystem* aufgebaut, das es erlaubt, von einem Objekt hoher Informationsdichte (z.B. einem „Teilchen“) bis zu den zugrundeliegenden Digitalisierungen zurückzugelangen.

4.3.2 Skalierung der Rohdaten

Bei den Rohdaten der H1-Kalorimeter handelt es sich – bis auf Skalierungsfaktoren – um die im aktiven Material gemessene Ladung. Das Modul PSCALE für das PLUG-Kalorimeter sowie entsprechende Module für die anderen Kalorimeter wurden entwickelt, um von dieser Ladung ausgehend zu „kalibrierter Energie“ zu gelangen. Dies bedeutet, daß der beste Wert für die in der Aussezelle deponierte Energie bestimmt und daraus die im gesamten Kalorimeter absorbierte Energie abgeleitet werden soll.

Das Skalierungsverfahren läßt sich in drei Stufen einteilen.

1. Bereits bei der Datennahme werden Signale kleiner als $2\sigma_{Noise}$ unterdrückt, da es sich bei ihnen mit größter Wahrscheinlichkeit um Rauschen handelt. Bei einer Verteilung des Rauschspektrums nach einer Gauß-Verteilung blieben dabei noch einige Prozent der Kanäle mit einem Rauschsignal erhalten (Vgl. Abschnitt 3.2).

Für das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors wären das ca. tausend Kanäle bei einem sonst „leeren“ Ereignis. Um einerseits die Datenmenge soweit wie möglich zu reduzieren, andererseits jedoch auch die Suche nach kleinen aber echten Signalen nicht zu verhindern, muß hier ein Kompromiß eingegangen werden.

Da das Rauschen des Flüssig-Argon-Kalorimeters bereits nahe an die Signalhöhe von Myonen heranreicht, kann diese Schwelle nicht so hoch gelegt werden, daß das Rauschen vollständig eliminiert wird. Hier versucht man sich mit einem *topological noise cut* zu helfen: Einzelne isolierte Kanäle mit kleiner Signalhöhe werden ignoriert, da ein geladenes Teilchen immer eine Spur oder einen Schauer erzeugt.

Für das PLUG-Kalorimeter ist eine höhere Schwelle anwendbar, da durch die Verwendung von Siliziumdetektoren der Signal-Rausch-Abstand höher liegt.¹³ Die Energiedeposition von minimal ionisierenden Teilchen übertrifft bereits deutlich oberhalb die Breite des Rauschens, und es kann schon bei der Datennahme eine so hohe Schwelle angesetzt werden, daß praktisch nur noch „echte“ Signale in die Rohdaten gelangen.

Nur für einzelne Kanäle, die aufgrund eines geschädigten Detektors oder eines Fehlers der Elektronik eine breitere Rauschverteilung aufweisen, ist es nötig, in PSCALE noch eine weitere *zero suppression* vorzunehmen. Die Breite des Rauschens wird bei jeder Kalibration des PLUG-Kalorimeters mitbestimmt (Vgl. Abschnitt A.3) und in die H1-Datenbank geschrieben wird. Von dort kann daher am Beginn eines Rekonstruktionslaufes die Information über Kanäle mit besonders hohem Rauschen gewonnen werden.

2. Da für Siliziumdetektoren eine absolute Energieeichung möglich ist, wird die Ladung aller Kanäle, die im ersten Schritt nicht ausgeschaltet wurden, in eine entsprechende Energiedeposition umgerechnet, indem einfach mit einem Faktor multipliziert wird. (siehe Kap. 3.3).

3. Von der deponierten Energie auf die tatsächlich im PLUG-Kalorimeter absorbierte Energie zu schließen, ist dagegen ein viel weniger eindeutig durchzuführender Schritt. Die Sampling-Fraction des PLUG-Kalorimeters wird sich im nächsten Kapitel als stark von Art und Energie des primären Teilchens abhängig erweisen. Insbesondere weicht das e/h -Verhältnis stark von 1 ab und im niederenergetischen Bereich kommt es durch das grobe Sampling zu Nichtlinearitäten. Da die Zusammensetzung des Teilchen-Jets, der das PLUG-Kalorimeter trifft, vollkommen unbekannt ist, ist es nicht möglich, die jeweils „richtige“ Sampling-Fraction anzuwenden. Stattdessen kann nur ein mittlerer Wert benutzt werden.

Der Wert, den diese Größe annimmt, ist abhängig von der Zusammensetzung des Teilchengemisches, welches das PLUG-Kalorimeter tatsächlich trifft. Neben der Zusammensetzung des primären Proton-Jets spielt auch der Einfluß des toten Materials vor dem PLUG-Kalorimeter eine große Rolle. Ein Versuch, den Wert für die „beste“ Sampling-Fraction zu finden, wird am Ende von Abschnitt 5.2.5 vorgestellt.

¹³Die Verwendung einer Elektronik, die nicht optimal auf die Verwendung mit Siliziumdetektor abgestimmt ist, verhindert, daß das volle Potential dieser Detektoren genutzt wird. Ein Verhältnis der Signalhöhe eines Myons zur Breite des Rauschens von acht ist experimentell mit Detektoren des PLUG-Typs erreicht worden [EBE89].

4.3.3 Gruppierung von Kanälen

Wie in Kap. 2 erläutert, wird die Energie eines hochenergetischen Einzelteilchens in einem Festkörper durch einen Teilchenschauer deponiert. Die Energiedeposition erfolgt dabei im wesentlichen in einem zusammenhängenden Raum, dessen Größe in Strahlungslängen und Moliere-Radien bzw. Wechselwirkungslängen skaliert.

Sampling-Kalorimeter sind üblicherweise so fein segmentiert, daß ein Schauer seine Energie über viele Kanäle verteilt. Daher ist es möglich, zu erkennen, daß mehrere Teilchen solch ein Kalorimeter simultan an räumlich getrennten Stellen getroffen haben. Neben der „inkluisiven Physik“, bei der nur der Energiefluß als Funktion des Raumwinkels von Interesse ist, gibt es viele Fragestellungen, für deren Bearbeitung einzelne Teilchen und ihr Viererimpuls gemessen werden müssen.

Für die Ereignis-Rekonstruktion im Kalorimeter-Bereich resultiert hieraus die Aufgabe, Algorithmen zu entwickeln, die die Energiedeposition in vielen einzelnen Kanälen zu Bündeln oder „Clustern“ zusammenfassen. Diese werden beschrieben durch Energie, Schwerpunkt und eine Hauptachse. Das Ziel ist es, diese Cluster so zusammenzustellen, daß diese Größen jeweils möglichst gut zu einem der eingetroffenen Teilchen passen.

Die bei HERA zu erwartenden, aus vielen Einzelteilchen bestehenden, sehr enggebündelten „Jets“ überfordern jedoch auch die Ortsauflösung der fein segmentierten H1-Kalorimeter. In solchen Fällen wird daher versucht, den gesamten Jet zusammenzufassen, abgegrenzt von benachbarten Einzelteilchen.

Obwohl für die drei H1-Kalorimeter unabhängig voneinander solche Algorithmen entwickelt worden sind, ist die prinzipielle Vorgehensweise bei allen dieselbe. Alle Algorithmen suchen nach den „heißesten“ Kanälen, da diese aller Wahrscheinlichkeit nach im Schauerschwerpunkt liegen. Anschließend wird auf die eine oder andere Weise versucht, die übrigen Kanäle diesen zuerst gefundenen zuzuordnen.

Dabei besteht ein Zielkonflikt. Während die gute Trennung benachbarter Schauer strenge Kriterien zur Zusammenfassung fordert, verlangt die möglichst vollständige Vereinigung aller zu einem Teilchenschauer gehörenden Kanäle eher leicht zu erfüllende Kriterien.

Daher muß jeder Algorithmus Parameter besitzen, mit deren Hilfe ein „Tuning“ möglich ist. Ein vernünftiger Anfangswert für diese Parameter ergibt sich aus Überlegungen über die erwarteten Schauer und deren Ausdehnung sowie die Granularität des verwendeten Kalorimeters. Der für eine spezifische Anwendung optimale Wert kann durch Variation der Parameter bei Anwendung des fertigen Programmes auf MONTE CARLO-Daten gefunden werden.

Der für das PLUG-Kalorimeter entwickelte Algorithmus verfügt über zwei Parameter, die in verschiedenen Stufen den Ablauf beeinflussen:

1. Alle Kanäle, deren Energieinhalt den Wert des Parameters EHOT übersteigt, werden als „heiß“ gekennzeichnet. Falls maximal einer dieser Bedingung genügt, werden alle Kanäle zu einem Cluster zusammengefaßt.
2. Ausgehend vom „heißesten“ Kanal werden die Abstände zu allen anderen heißen Kanälen geprüft. Liegt so ein Abstand unterhalb des Wertes des Parameters MAXD, so wird dieser Kanal dem Ausgangskanal zugeordnet und von der Liste der heißen Kanäle gelöscht. Nach Prüfung aller heißen Kanäle sind dem heißesten Kanal alle benachbarten heißen Kanäle zugeordnet worden. Für diese werden dann ebenfalls die Abstände zu den verbliebenen heißen Kanälen geprüft und gegebenenfalls zugeordnet. Diese Prozedur wird solange fortgeführt, bis die Gruppe soweit „gewachsen“ ist, daß sie keine neue Zuordnung mehr liefert, weil eventuell verbliebene heiße Kanäle von jedem Gruppenmitglied weiter als MAXD entfernt sind. Alle bis hierhin zusammengefaßten Kanäle erhalten denselben Clusterindex.

Solange die Liste der heißen Kanäle nicht geleert ist, wird mit dem heißesten verbliebenen Kanal als Ausgangskanal unter dem nächsten Clusterindex das gesamte oben beschriebene Verfahren durchlaufen. Die heißen Kanäle sind damit nach Beendigung dieser Stufe in Gruppen mit gleichen Clusterindizes eingeteilt, die gegeneinander einen gewissen Mindestabstand einhalten, deren einzelne Mitglieder aber nahe beieinander liegen.

3. Der letzte Schritt besteht in der Zuordnung der nicht als heiß markierten Kanäle. Dies geschieht, indem für jeden dieser Kanäle der Abstand zu den „Energieschwerpunkten“ der im zweiten Schritt festgelegten Gruppen bestimmt wird. Der kürzeste Abstand ist entscheidend für die Gruppenzugehörigkeit.

Da es sich bei dem unter 2. beschriebenen Verfahren um einen rekursiven Algorithmus handelt, ist FORTRAN zu dessen Programmierung nicht sehr gut geeignet. Entgegen (zumindest unter Physikern) weit verbreiteter Anschauung ist jedoch prinzipiell auch die Programmierung solcher Algorithmen mit FORTRAN möglich, wenn auch nicht so elegant wie in PASCAL oder C. Dazu muß allerdings einiger Gebrauch von „GO TO“ gemacht werden und einige Felder müssen als selbstverwalteter Stapelspeicher genutzt werden. Dies führt zu einem sehr unübersichtlichen Programmtext.

Als weitere Konsequenz ergibt sich, daß die maximale Rekursionstiefe durch die Dimensionierung dieser Felder vor der Übersetzung des Programms und nicht

durch die Größe des während der Laufzeit zur Verfügung stehenden Speicherplatzes bestimmt wird. Im vorliegenden Fall begrenzt aber schon die endliche Anzahl der Kanäle die benötigte Rekursionstiefe, so daß dies kein prinzipielles Hindernis darstellt.

1. Alle Kanäle deren Energieinhalt den Wert des Parameters $MAXD$ übersteigt, werden als „heiß“ gekennzeichnet. Falls maximal einer dieser Bedingungen genügt, werden alle Kanäle zu einem Cluster zusammengefaßt.

2. Ausgehend vom „heißesten“ Kanal werden die Abstände zu allen anderen heißen Kanälen geprüft. Liegt so ein Abstand unterhalb des Wertes des Parameters $MAXD$, so wird dieser Kanal dem Ausgangskanal zugeordnet und von der Liste der heißen Kanäle gelöscht. Nach Prüfung aller heißen Kanäle sind dem heißesten Kanal alle benachbarten heißen Kanäle zugeordnet worden. Für diese werden dann ebenfalls die Abstände zu den verbleibenden heißen Kanälen geprüft und gegebenenfalls zugeordnet. Dieser Prozedur wird solange fortgesetzt, bis die Gruppe soweit „gewachsen“ ist, daß sie keine neue Zuordnung mehr erhält, weil eventuell verbleibende heiße Kanäle von jedem Gruppenmitglied weiter als $MAXD$ entfernt sind. Alle bis hierhin zusammengefaßten Kanäle erhalten denselben Clusterindex.

Solange die Liste der heißen Kanäle nicht geleert ist, wird mit dem heißesten verbleibenden Kanal als Ausgangskanal unter dem nächsten Clusterindex das gesamte oben beschriebene Verfahren durchlaufen. Die heißen Kanäle sind damit nach Besichtigung dieser Stufe in Gruppen mit gleichem Clusterindex eingeteilt, die gegeneinander einen gewissen Mindestabstand einhalten, deren einzelne Mitglieder aber nahe beieinander liegen.

3. Der letzte Schritt besteht in der Zuordnung der nicht als heiß markierten Kanäle. Dies geschieht, indem für jeden dieser Kanäle der Abstand zum dem „Energieschwerpunkt“ der im zweiten Schritt festgelegten Gruppen bestimmt wird. Der kürzeste Abstand ist entscheidend für die Gruppenzugehörigkeit.

Da es sich bei dem unter 2. beschriebenen Verfahren um einen rekursiven Algorithmus handelt, ist FORTRAN zu dessen Programmierung nicht sehr gut geeignet. Entgegen (zumindest unter PDP-11) weit verbreiteter Anschauung ist jedoch prinzipiell auch die Programmierung solcher Algorithmen mit FORTRAN möglich, wenn auch nicht so elegant wie in PASCAL oder C. Dazu muß allerdings einiger Gebrauch von „GO TO“ gemacht werden und einige Fehler müssen als selbstverworfener Stapelüberlauf gedeutet werden. Dies führt zu einem sehr unübersichtlichen Programmtext.

Als weitere Konsequenz ergibt sich, daß die maximale Rekursionstiefe durch die Dimensionierung dieser Felder vor der Übersetzung des Programms und nicht

5 Ereignissimulation und -rekonstruktion für das PLUG-Kalorimeter

Im folgenden werden mit Hilfe des Rekonstruktionsprogrammes HIREC ausgewertete Simulationsdaten vorgestellt und diskutiert. Simuliert wurden im Rahmen von H1SIM Teilchenschauer im PLUG-Kalorimeter allein und solche, die am Wechselwirkungspunkt starten, um den Einfluß des toten Material vor dem PLUG-Kalorimeter zu studieren. Bei Pionen wird ein Vergleich zwischen GHEISHA und H1FLUKA durchgeführt.

5.1 Simulation von Schauern im PLUG-Kalorimeter

Der H1-Detektor ist wie alle modernen Detektoren der Hochenergiephysik aus vielen Subdetektoren aufgebaut. Größtmöglicher physikalischer Erkenntnisgewinn ist dann zu erlangen, wenn eine zusammenfassende Betrachtung der Daten aller Subdetektoren gelingt.

Bevor dies geschehen kann, ist es aber notwendig, daß die Eigenschaften der Subdetektoren einzeln gut verstanden werden. In diesem Abschnitt werden daher die Ergebnisse der Simulation von Teilchenschauern im PLUG-Kalorimeter vorgestellt und diskutiert. Als Auslöser dieser Schauer werden Elektronen und Pionen direkt an der Frontplatte des PLUG-Kalorimeters gestartet. Die Primärenergie wird im Bereich zwischen 1 und 32 GeV variiert. Um laterale Leckverluste bei diesen Simulationen zu minimieren, wurde der Einschubpunkt bei $x = y = 12,5 \text{ cm}$ gewählt – weitmöglichst von Strahlrohr und äußerer Begrenzung entfernt. Pro Energie und Teilchenart wurden jeweils 1000 Ereignisse simuliert.

Diskutiert werden das „Sampling“ der longitudinalen Schauerentwicklung, die Signalhöhenverteilung und die Energie- und Teilchenabhängigkeit der Sampling-Fraction.

5.1.1 Die longitudinale Schauerentwicklung

Nach der Parametrisierung 2.2 auf S. 40 variiert die Tiefe des elektromagnetischen Schauermaximums zwischen 1 und 32 GeV von 6,3 cm bis 11,4 cm. Für

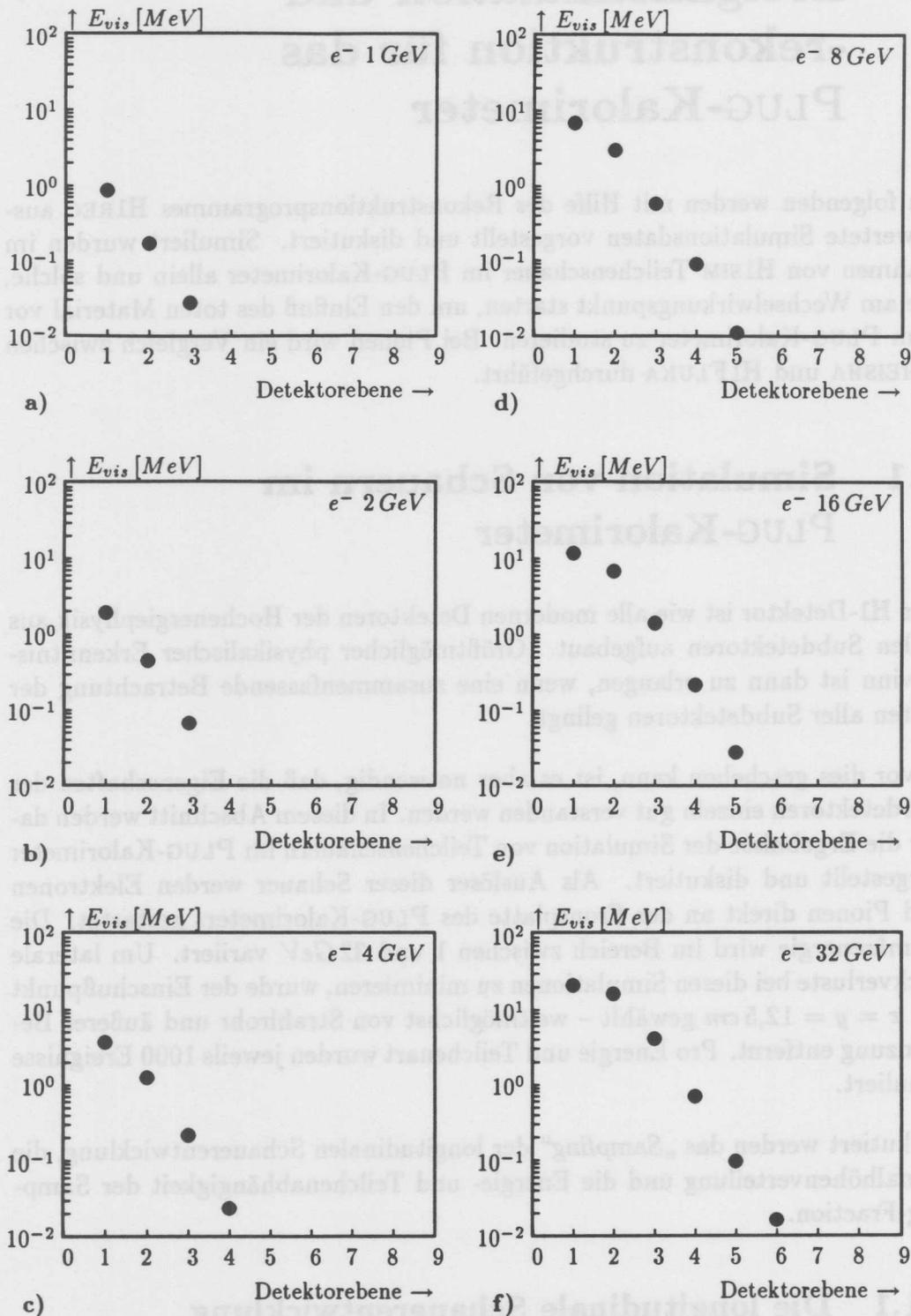


Abb. 5.1: Longitudinale Schauerentwicklung von Elektronen

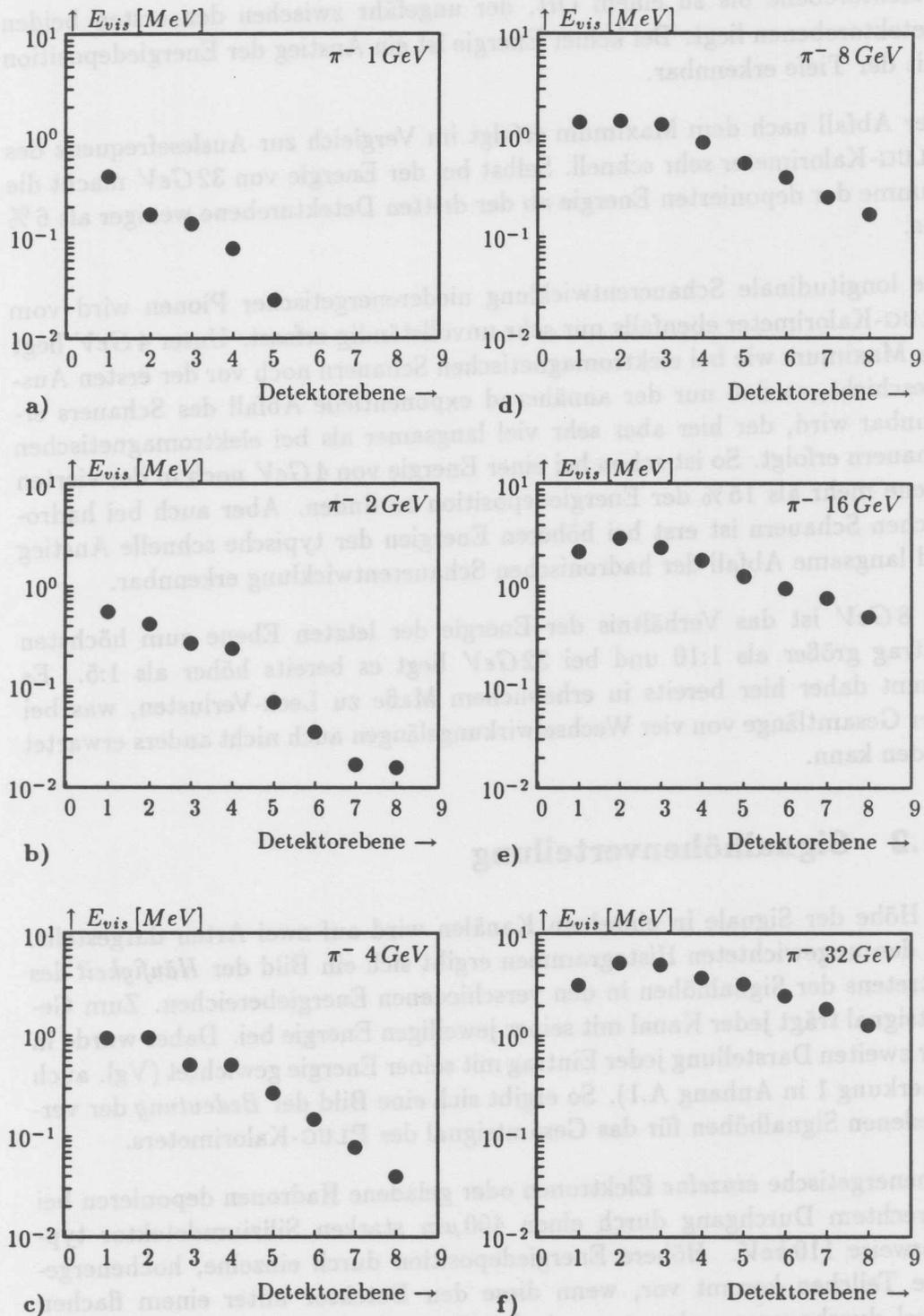


Abb. 5.2: Longitudinale Schauerentwicklung von Pionen

das PLUG-Kalorimeter ist das *Sampling* mit 8 cm dicken Absorberschichten daher sehr grob: Das Schauermaximum wandert von einem Ort vor der ersten Detektorebene bis zu einem Ort, der ungefähr zwischen den ersten beiden Detektorebenen liegt. Bei keiner Energie ist ein Anstieg der Energiedeposition mit der Tiefe erkennbar.

Der Abfall nach dem Maximum erfolgt im Vergleich zur Auslesefrequenz des PLUG-Kalorimeter sehr schnell. Selbst bei der Energie von 32 GeV macht die Summe der deponierten Energie ab der dritten Detektorebene weniger als 6 % aus.

Die longitudinale Schauerentwicklung niederenergetischer Pionen wird vom PLUG-Kalorimeter ebenfalls nur sehr unvollständig erfasst. Unter 4 GeV liegt das Maximum wie bei elektromagnetischen Schauern noch vor der ersten Ausleseschicht, so daß nur der annähernd exponentielle Abfall des Schauers erkennbar wird, der hier aber sehr viel langsamer als bei elektromagnetischen Schauern erfolgt. So ist schon bei einer Energie von 4 GeV noch in der vierten Ebene mehr als 15 % der Energiedeposition zu finden. Aber auch bei hadronischen Schauern ist erst bei höheren Energien der typische schnelle Anstieg und langsame Abfall der hadronischen Schauerentwicklung erkennbar.

Bei 8 GeV ist das Verhältnis der Energie der letzten Ebene zum höchsten Eintrag größer als 1:10 und bei 32 GeV liegt es bereits höher als 1:5. Es kommt daher hier bereits in erheblichem Maße zu Leck-Verlusten, was bei einer Gesamtlänge von vier Wechselwirkungslängen auch nicht anders erwartet werden kann.

5.1.2 Signalthöhenverteilung

Die Höhe der Signale in einzelnen Kanälen wird auf zwei Arten dargestellt. Aus den ungewichteten Histogrammen ergibt sich ein Bild der *Häufigkeit* des Auftretens der Signalthöhen in den verschiedenen Energiebereichen. Zum Gesamtsignal trägt jeder Kanal mit seiner jeweiligen Energie bei. Daher wurde in einer zweiten Darstellung jeder Eintrag mit seiner Energie gewichtet (Vgl. auch Bemerkung 1 in Anhang A.1). So ergibt sich ein Bild der *Bedeutung* der verschiedenen Signalthöhen für das Gesamtsignal des PLUG-Kalorimeters.

Hochenergetische *einzelne* Elektronen oder geladene Hadronen deponieren bei senkrechtem Durchgang durch einen 400 μm starken Siliziumdetektor typischerweise 110 keV. Höhere Energiedeposition durch einzelne, hochenergetische Teilchen kommt vor, wenn diese den Detektor unter einem flachen Winkel durchqueren, oder wenn sie bei ihrem Durchgang hochenergetische δ -Elektronen produzieren. Einzelne niederenergetische Teilchen können wesentlich mehr Energie als solche mit hoher Energie deponieren.

Die Signalhöhenverteilung in den einzelnen Kanälen des PLUG-Kalorimeters variiert über mehrere Größenordnungen, da bis zu mehrere hundert Teilchen zum Signal eines Kanals beitragen können. Im wesentlichen wird die von Teilenschauern hervorgerufene Signalhöhenverteilung durch deren Ausdehnung und Dichte sowie deren Fluktuationen bestimmt. Daher wirken sich die charakteristischen Unterschiede elektromagnetischer und hadronischer Schauer hierbei deutlich aus.

Elektromagnetische Schauer

Die Energiedeposition in den Detektoren siliziuminstrumentierter Kalorimeter durch elektromagnetische Schauer erfolgt zu einem wesentlichen Anteil durch niederenergetische Elektronen. Dreißig Prozent der Energie wird von Teilchen mit weniger als 1 MeV kinetischer Energie deponiert [EBE89].

Unterhalb dieser Energie besteht eine mit sinkender Energie steigende Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Weg eines Elektrons durch Vielfachstreuung soweit verlängert wird, daß es seine *gesamte* Energie in einem Siliziumdetektor abgibt. Dieser Effekt wird noch verstärkt durch den mit abnehmender Energie schnell anwachsenden differentiellen Energieverlust. Die Spanne der Energiedeposition durch *ein* Elektron in *einem* Detektor reicht also ungefähr von hundert keV bis zu einem MeV.

Die Siliziumdetektoren des PLUG-Kalorimeters mit ihrer Fläche von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ decken die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers zu über 95 % ab, da der Molières-Radius R_m von Kupfer nur 1,47 cm beträgt. Weil die longitudinale Ausdehnung solcher Schauer nur logarithmisch mit der Energie zunimmt und die laterale Ausdehnung nahezu keine Abhängigkeit von dieser zeigt, steigt die Dichte der Teilchenspuren und damit die Höhe der Energiedeposition mit zunehmender Energie schnell an. Da jeweils zwei hintereinanderliegende Detektoren elektronisch summiert zu einem Kanal zusammengefasst werden, ist zu erwarten, daß im gesamten hier simulierten Energiebereich der größte Teil der Gesamtenergie in nur einem Kanal zu finden sein wird. Die den benachbarten Detektoren zugeordneten Kanäle werden nur vom „Halo“ des Schauers erreicht, d.h. sie zeigen Signalhöhen, die der Energiedeposition von nur wenigen Teilchen entsprechen.

Mit diesen Überlegungen wird die Form der Verteilungen in Abb. 5.3 und 5.4 verständlich. Der niederenergetische Teil bis zum Minimum ist den, von der Schauerachse aus gesehen, äußeren sowie den weiter hinten liegenden Detektoren zuzuordnen. Mit steigender Energie wird auch in diesen, am Rande des Schauers liegenden Detektoren mehr Energie deponiert, so daß dieses Minimum von einem Wert unter einem MeV bis über zehn MeV wandert. Parallel damit verursacht das sich in den Bereich der ersten beiden Detektorebenen

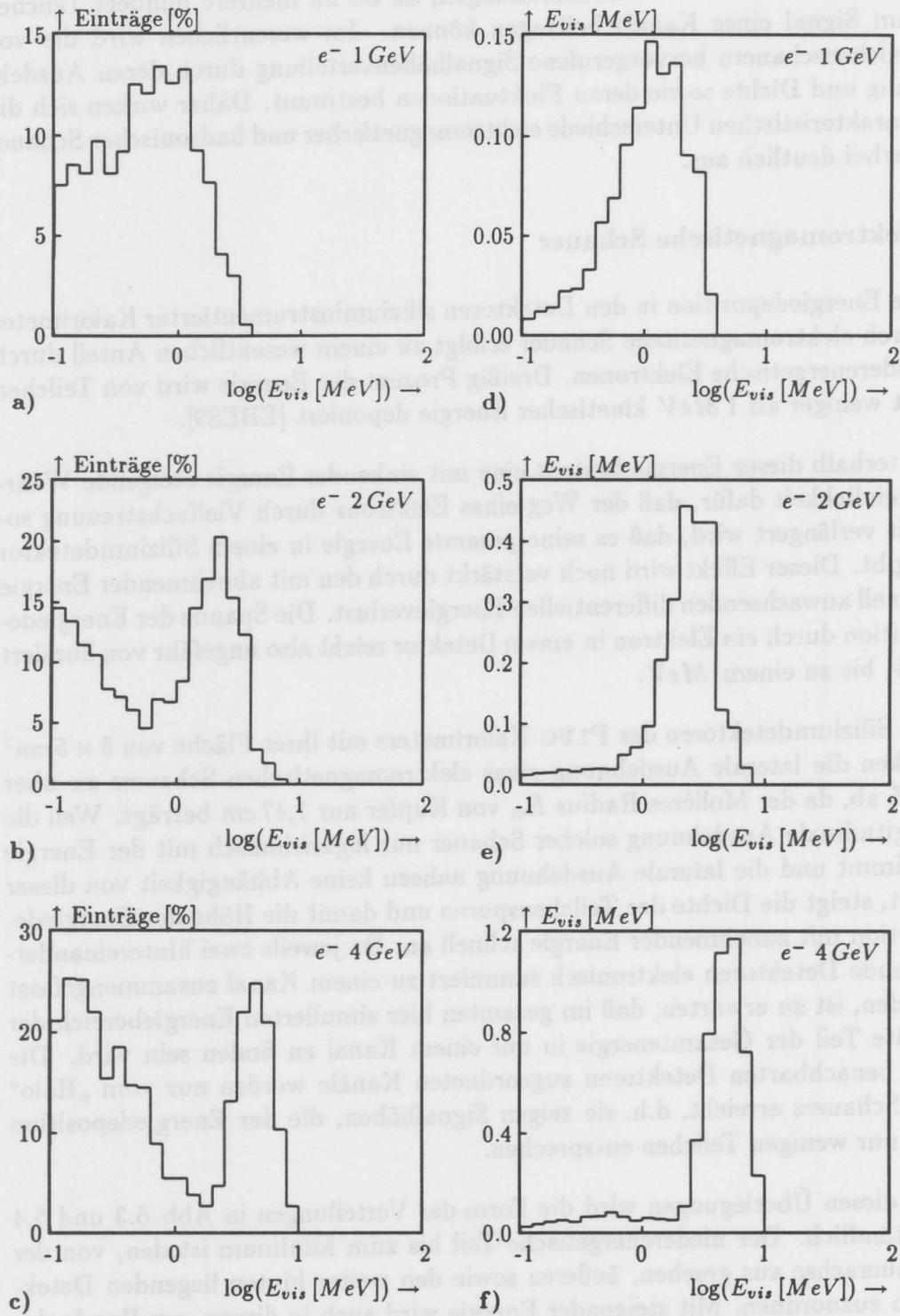


Abb. 5.3: Signalthöhenverteilung ausgelöst durch Elektronen im PLUG-Kalorimeter

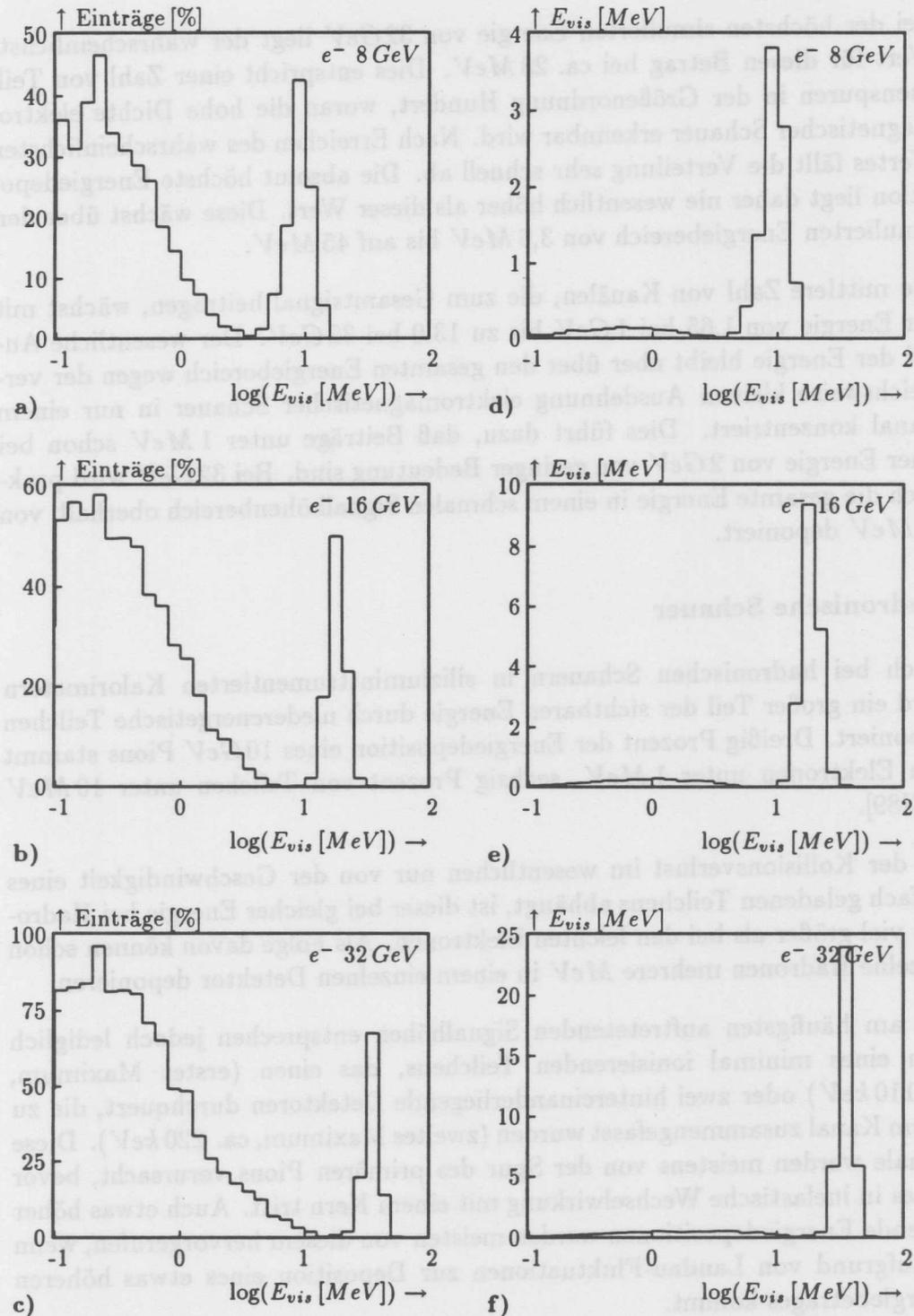


Abb. 5.4: Signalthöhenverteilung ausgelöst durch Elektronen im PLUG-Kalorimeter

wandernde Schauermaximum hohe Beträge an deponierter Energie in den zentralen Detektoren.

Bei der höchsten simulierten Energie von 32 GeV liegt der wahrscheinlichste Wert für diesen Betrag bei ca. 28 MeV . Dies entspricht einer Zahl von Teilchenspuren in der Größenordnung Hundert, woran die hohe Dichte elektromagnetischer Schauer erkennbar wird. Nach Erreichen des wahrscheinlichsten Wertes fällt die Verteilung sehr schnell ab. Die absolut höchste Energiedeposition liegt daher nie wesentlich höher als dieser Wert. Diese wächst über den simulierten Energiebereich von $3,6\text{ MeV}$ bis auf 45 MeV .

Die mittlere Zahl von Kanälen, die zum Gesamtsignal beitragen, wächst mit der Energie von 1,65 bei 1 GeV bis zu 13,0 bei 32 GeV . Der wesentliche Anteil der Energie bleibt aber über den gesamten Energiebereich wegen der vergleichsweise kleinen Ausdehnung elektromagnetischer Schauer in nur einem Kanal konzentriert. Dies führt dazu, daß Beiträge unter 1 MeV schon bei einer Energie von 2 GeV von geringer Bedeutung sind. Bei 32 GeV wird praktisch die gesamte Energie in einem schmalen Signalthöhenbereich oberhalb von 10 MeV deponiert.

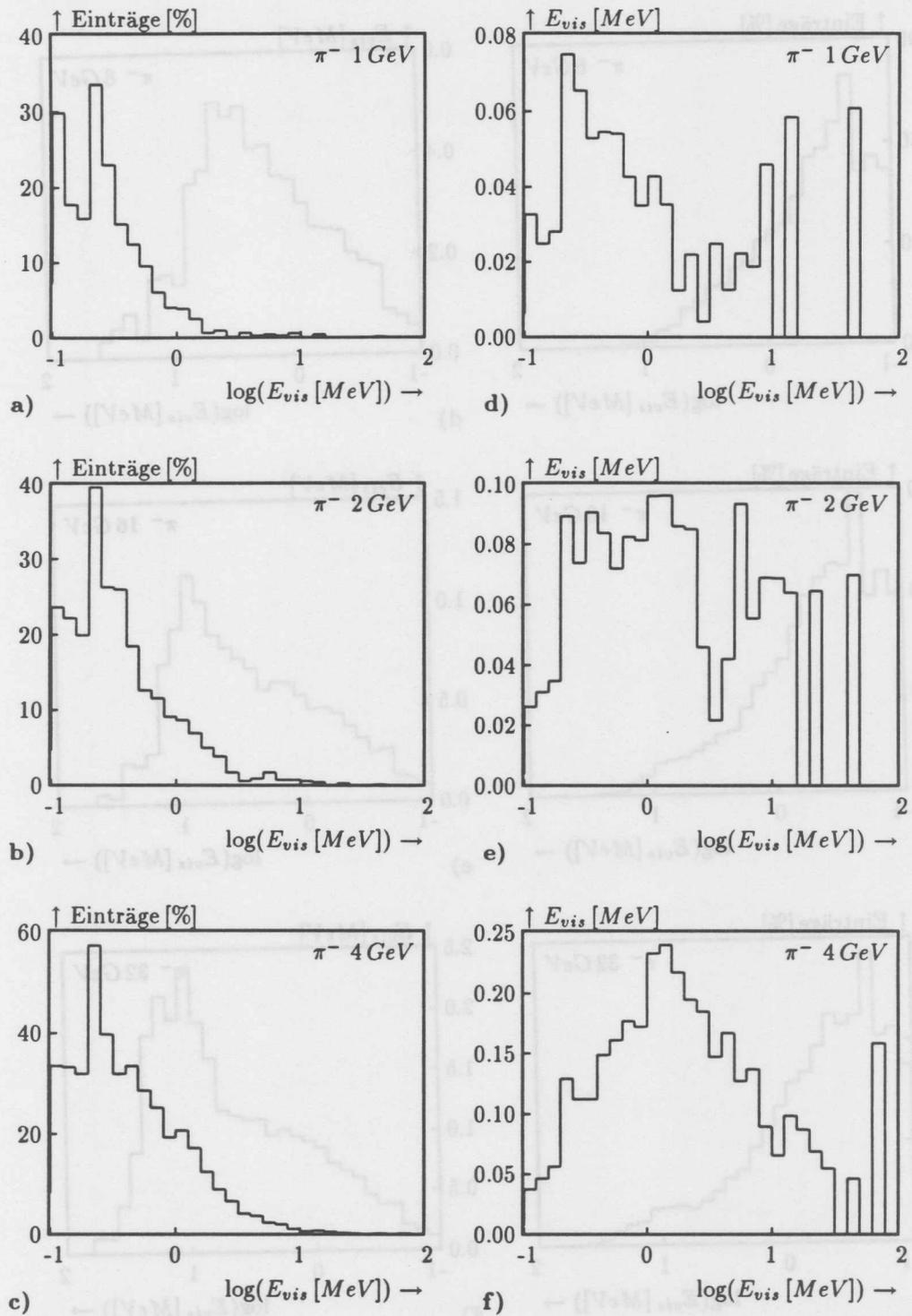
Hadronische Schauer

Auch bei hadronischen Schauern in siliziuminstrumentierten Kalorimetern wird ein großer Teil der sichtbaren Energie durch niederenergetische Teilchen deponiert. Dreißig Prozent der Energiedeposition eines 10 GeV Pions stammt von Elektronen unter 1 MeV , sechzig Prozent von Teilchen unter 10 MeV [SEI89].

Da der Kollisionsverlust im wesentlichen nur von der Geschwindigkeit eines einfach geladenen Teilchens abhängt, ist dieser bei gleicher Energie bei Hadronen viel größer als bei den leichten Elektronen. Als Folge davon können schon einzelne Hadronen mehrere MeV in einem einzelnen Detektor deponieren.

Die am häufigsten auftretenden Signalthöhen entsprechen jedoch lediglich dem eines minimal ionisierenden Teilchens, das einen (erstes Maximum, ca. 110 keV) oder zwei hintereinanderliegende Detektoren durchquert, die zu einem Kanal zusammengefasst wurden (zweites Maximum, ca. 220 keV). Diese Signale werden meistens von der Spur des primären Pions verursacht, bevor dieses in inelastische Wechselwirkung mit einem Kern tritt. Auch etwas höher liegende Energiedepositionen werden meistens von diesem hervorgerufen, wenn es aufgrund von Landau-Fluktuationen zur Deposition eines etwas höheren Energiebetrages kommt.

Der Beitrag dieser Signalthöhen zum Gesamtsignal nimmt jedoch schnell ab, da es wie bei den Elektronen in der gewichteten Signalthöhenverteilung zur

**Abb. 5.5:** Signalthöhenverteilung ausgelöst durch Pionen im PLUG-Kalorimeter

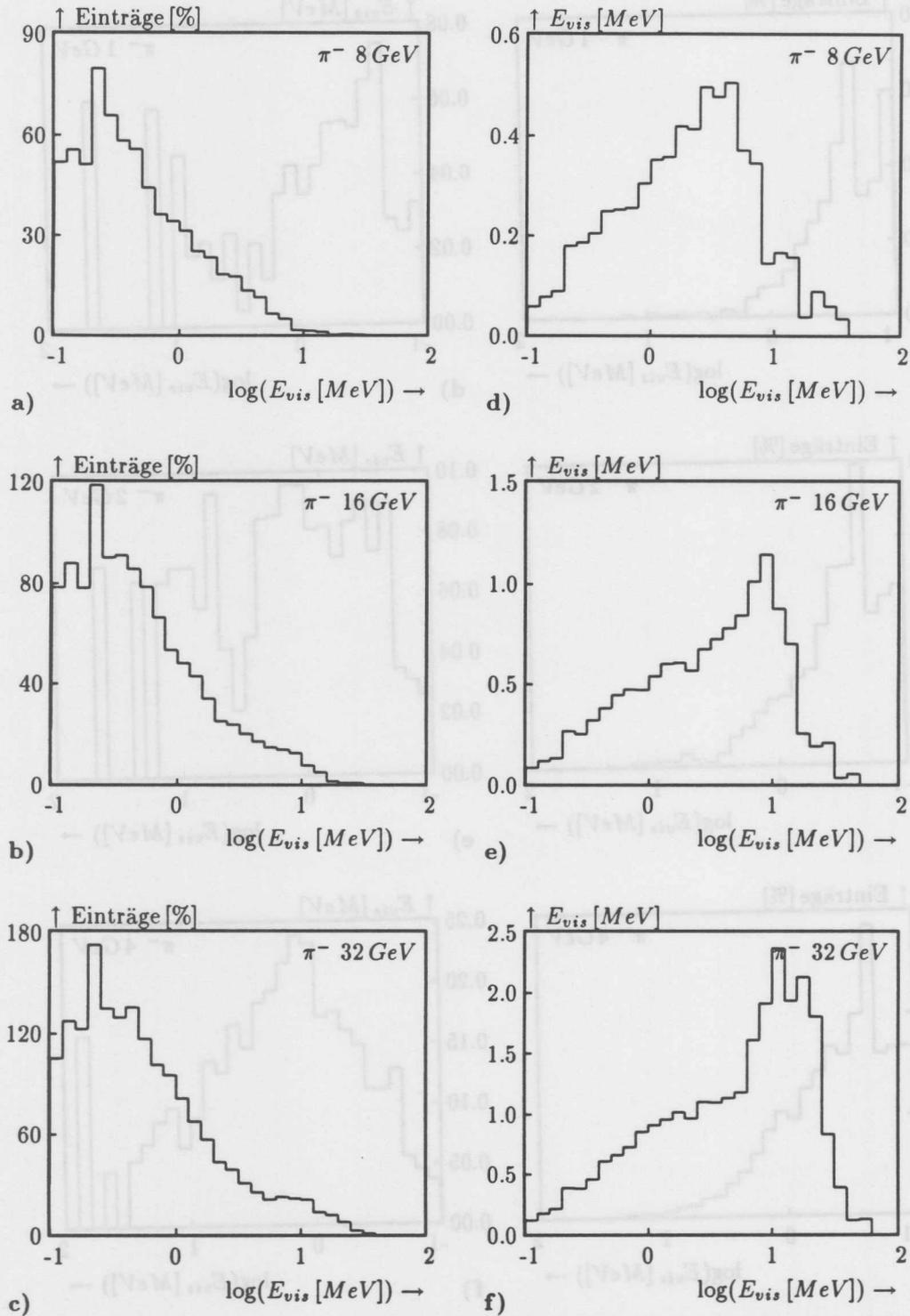


Abb. 5.6: Signalhöhenverteilung ausgelöst durch Pionen im PLUG-Kalorimeter

Ausbildung eines, wenn auch viel breiteren Maximums kommt, das sich mit zunehmender Energie bis in den Bereich einiger MeV verschiebt. Dessen wahrscheinlichster Wert bleibt aber mit ca. $10 MeV$ weit unter dem für Elektronen.

Der absolute Maximalwert¹ liegt dagegen schon bei $1 GeV$ Pionenenergie bei $45 MeV$ und steigt nur langsam bis auf knapp $100 MeV$ bei $32 GeV$.

Dies deutet darauf hin, daß nicht die zunehmende Dichte der Teilchenspuren wie bei den Elektronen, sondern einzelne „hot spots“ die Ursache für diese relativ seltenen, extrem hohen Einträge sind. Diese werden durch die hohe Ionisationsdichte in der Nähe von Hadron-Kern-Reaktionen verursacht.

Gerade die Zuverlässigkeit der Simulation von niederenergetischen Evaporationsteilchen ist jedoch sowohl bei GHEISHA als auch bei H1FLUKA sehr gering. In den experimentellen Daten der SICAP0- und ITEP-Experimente sind derartig hohe Signale in einzelnen Detektoren nicht nachweisbar. Grundsätzlich ist dieser Effekt aber auch im Experiment zu erwarten, es ist aber zu vermuten, daß die Höhe der Energiedeposition im Silizium von den benutzten hadronischen MONTE CARLO Programmen überschätzt wird.

Der deutliche Gegensatz zwischen der Häufigkeit und dem Gewicht solcher Einträge mit hoher Signalhöhe ist besonders ausgeprägt bei kleineren Energien. Er läßt starke Fluktuationen im Gesamtsignal erwarten, da in den seltenen Fällen der extrem hohen Signalhöhen dieses nahezu vollkommen durch diesen einen Kanal dominiert wird. Es kommt daher besonders bei kleiner Primärenergie zu „Ausreißern“ in der Sampling-Fraction.

5.1.3 Sampling-Fraction

Das PLUG-Kalorimeter im H1-Detektor wird von vielen Teilchen gleichzeitig getroffen. Dies liegt an seiner Lage im extremen Vorwärtswinkelbereich, in dem fast immer einige Teilchen des Proton-Jets zu finden sind. Wesentlich erhöht wird diese Multiplizität durch das inaktive Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem PLUG-Kalorimeter.

Daher wird es häufig nicht möglich sein, die von den eintreffenden Teilchen ausgelösten Schauer räumlich zu trennen. Die dann summarisch bestimmte Energie dieser Teilchen stimmt nur dann exakt mit der Summe der einzeln gemessenen Teilchen überein, wenn das Signal des PLUG-Kalorimeters linear mit der Energie der Einzelteilchen ansteigt.

¹Dessen Höhe ist natürlich von der Zahl der Ereignisse abhängig. Für die hier zu treffende Aussage zeigt sich aber schon bei der vorliegenden Statistik der grundsätzliche Unterschied elektromagnetischer und hadronischer Schauer.

Elektromagnetische Schauer

Aufgrund der Bestimmung der Energie mit im wesentlichen nur zwei Detektorebenen nimmt die Sampling-Fraction für Elektronen erst ab einem Wert zwischen 4 und 8 GeV einen konstanten Wert an (Vgl. Abb. 5.9). Auch wird die Form der Verteilung erst in diesem Bereich annähernd gaußförmig. Die Energielinearität ist dann besser als 1% und die Energieauflösung liegt bei $\sigma/E = (80 \pm 2)\% / \sqrt{E_{inc} [GeV]}$.

Hadronische Schauer

Ein minimal ionisierendes Teilchen verliert in den 8 cm starken Kupferplatten der Absorberschichten des PLUG-Kalorimeters ca. 100 MeV . Daher kann kein geladenes Teilchen geringerer Energie einen Siliziumdetektor direkt erreichen. Wie bereits in Abschnitt 3.1 diskutiert, sorgt diese relativ große Stärke der Absorberschichten des PLUG-Kalorimeters für eine recht hohe Ansprechschwelle, an die sich zu höheren Energien ein Bereich starker Nichtlinearitäten anschließt, bevor es mit der Ausbildung von hadronischen Schauern zu einer verhältnismäßig konstanten Sampling-Fraction kommt.

Ein besonderer Effekt ergibt sich bei einer Primärenergie von 250 MeV . Obwohl hier nur von 44% der Ereignisse überhaupt Energie im Silizium deponiert wird, liegt die über alle Ereignisse gemittelte Sampling-Fraction deutlich höher als bei jeder anderen Energie. Hervorgerufen wird dieser hohe Mittelwert dadurch, daß die Reichweite des Pions bis zum Steckenbleiben ungefähr der Länge von 8 cm entspricht. Das π^- wird daher in einigen Fällen in der unmittelbaren Nähe eines Detektors oder in einem solchen steckenbleiben. Die daraufhin von diesem Kern emittierten niederenergetischen Sekundärteilchen deponieren dann sehr viel Energie im aktiven Material und erzeugen so ein stark überhöhtes Gesamtsignal.

Bei 500 MeV zeigt sich in 36% der Fälle kein Signal, bei 1 GeV sind es 26% und noch bei 2 GeV Primärenergie ergibt sich in 6% der Ereignisse keine Energiedeposition im Silizium. In diesem Energiebereich zeigt die Sampling-Fraction der Pionen noch eine sehr stark asymmetrische Form.

Die gesamte absorbierte Pionenenergie ist in Abb. 5.10 in Abhängigkeit von der Primärenergie aufgetragen. Schon bei 1 GeV kommt es durch Zerfall der Pionen zu einem gewissen Anteil an *Leakage*. Mit steigender Energie wächst auch der Anteil der Energie, der aufgrund der relativ kleinen Ausdehnung des PLUG-Kalorimeters aus diesem „herausleckt“. Bei der höchsten Energie von 32 GeV macht dieser Anteil immerhin 23,4% aus und stellt daher schon eine wesentliche Quelle für Nichtlinearitäten und zusätzliche Fluktuationen dar.

In Abb. 5.11 sind die Anteile der absorbierten Pionenenergie aufgetragen. Wie es von der Theorie hadronischer Schauer qualitativ vorhergesagt wird, sinkt

mit dem Anwachsen des elektromagnetischen Anteils der hadronische Anteil und damit auch die unsichtbare Energie.

Die Sampling-Fraction für die Pionen wird ab einer Energie von 4 GeV annähernd konstant, obwohl mit weiter zunehmender Energie das *Leakage* logarithmisch zunimmt. Ihr Wert bleibt dabei aber ca. 40% unter dem für die elektromagnetischen Schauer. Genau aus diesem Grunde kann der ebenfalls logarithmisch zunehmende elektromagnetische Anteil der hadronischen Schauer die abnehmende absorbierte Energie ausgleichen. Würde die sichtbare auf die absorbierte Energie bezogen, also \tilde{SF} statt SF aufgetragen (Vgl. S. 51), ergäbe sich hier ein monotoner Anstieg.

Die Verteilung der sichtbaren Energie ist geprägt durch einen ungefähr gaußförmigen Anteil mit einer relative Breite von $\sigma/E \approx 150\% / \sqrt{E_{inc} [\text{GeV}]}$. Allerdings verursacht ein Ausläufer, der sich bis zu sehr hohen Werten erstreckt, daß die Standardabweichung RMS mit $\text{RMS}/E \approx 200\% / \sqrt{E_{inc} [\text{GeV}]}$ stark vergrößert wird.

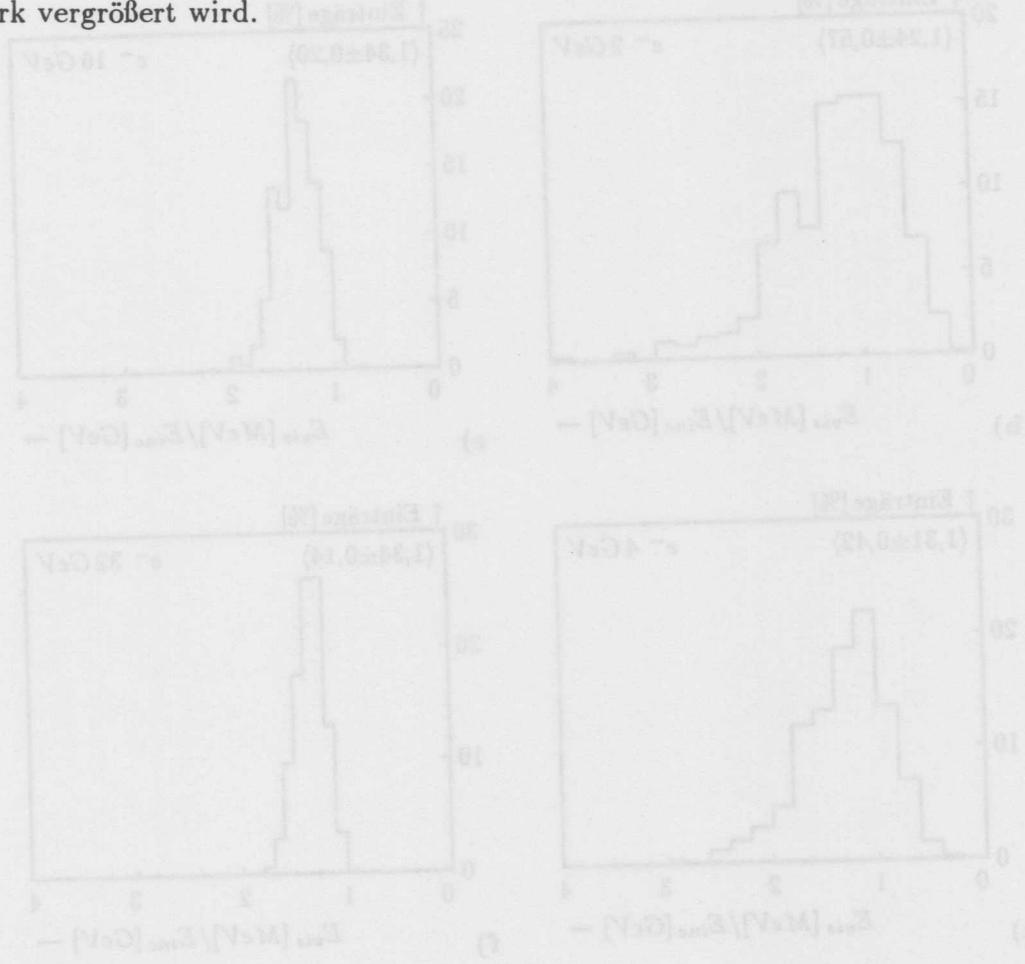


Abb. 5.7: Die Sampling-Fraction von Elektronen im PLUG-Kalorimeter

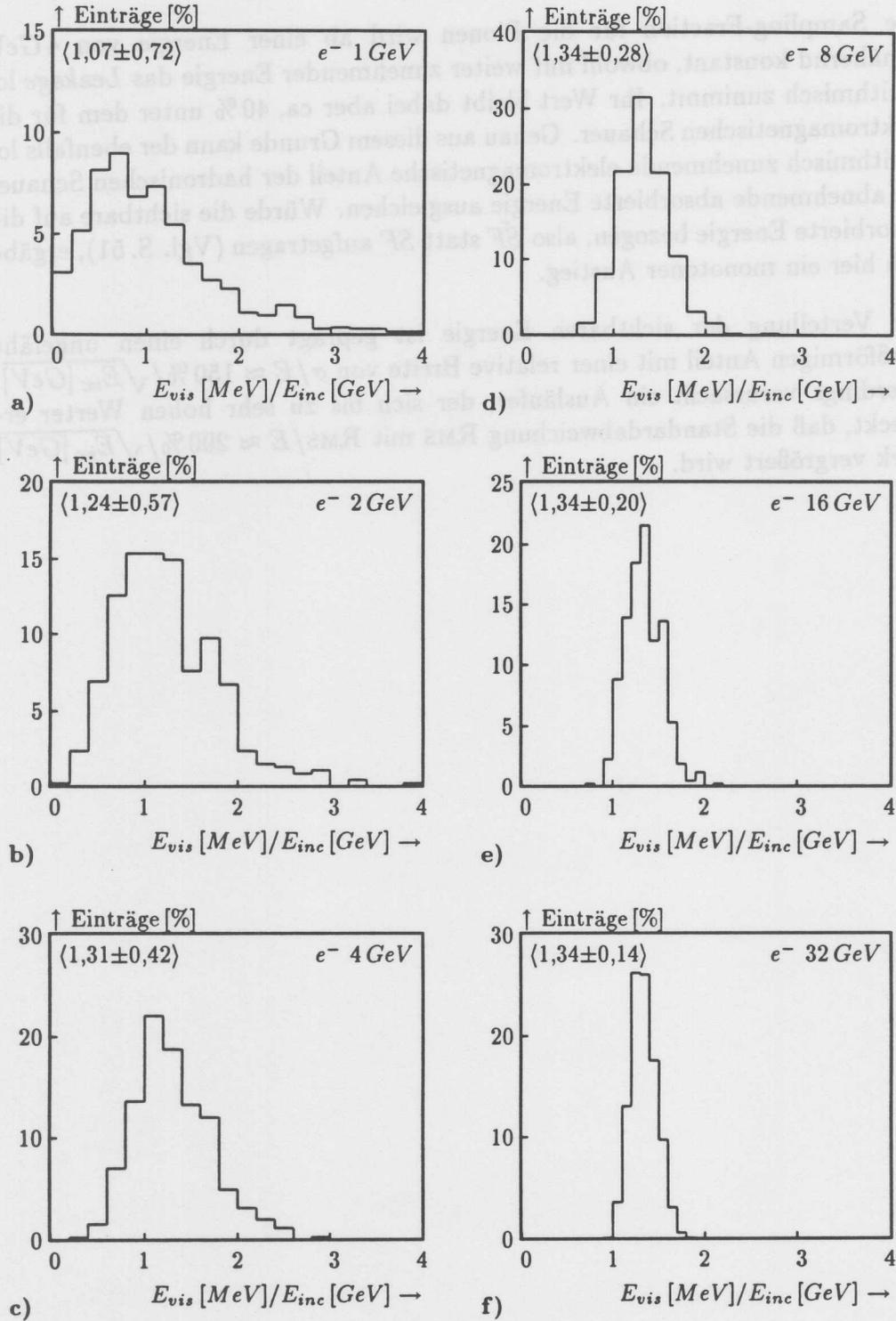


Abb. 5.7: Die Sampling-Fraction von Elektronen im PLUG-Kalorimeter

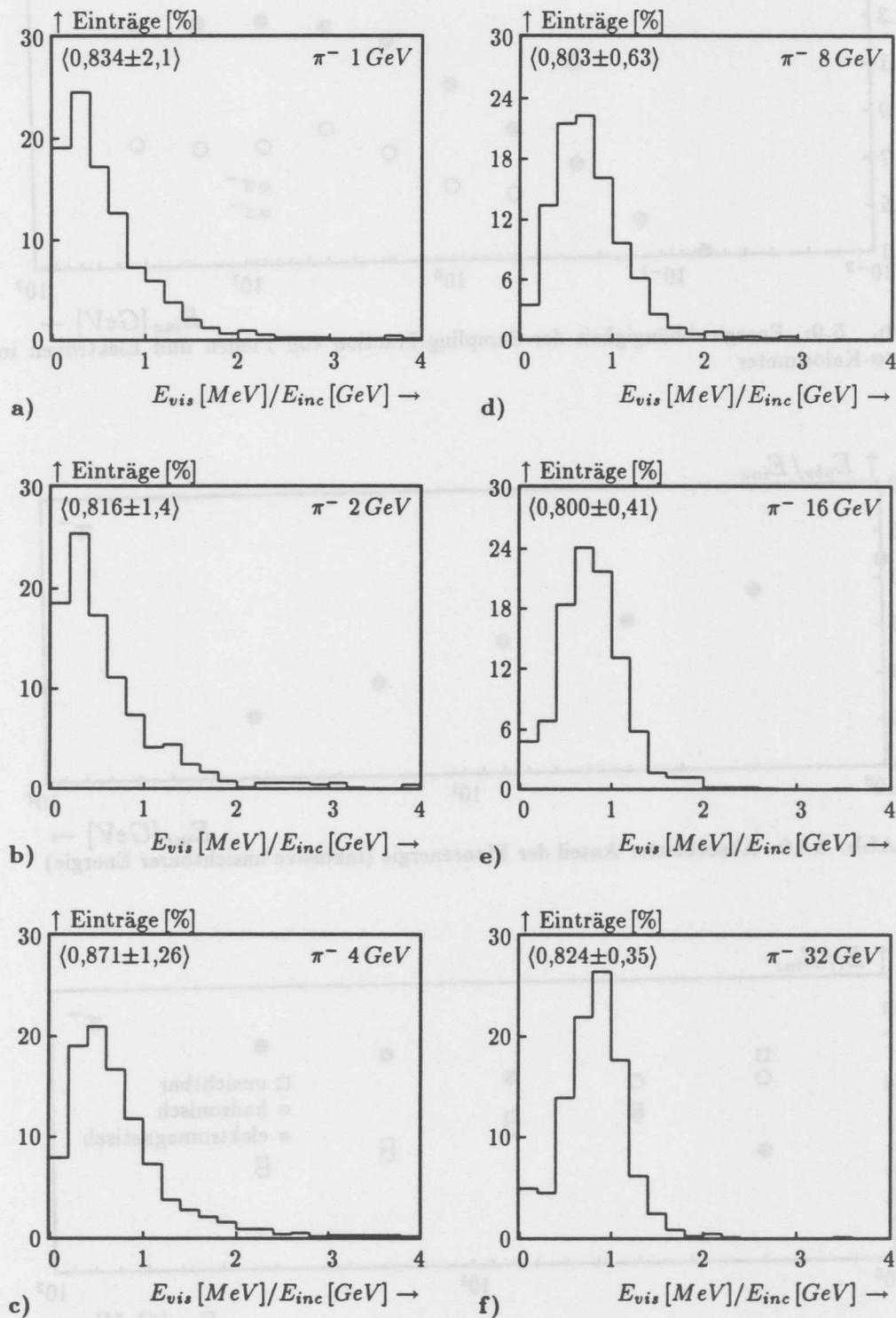


Abb. 5.8: Die Sampling-Fraction von Pionen im PLUG-Kalorimeter

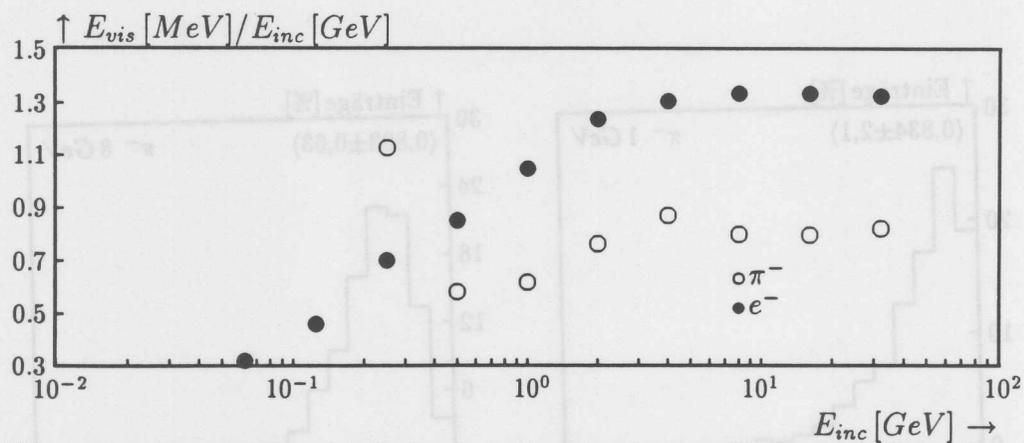


Abb. 5.9: Energieabhängigkeit der Sampling-Fraction von Pionen und Elektronen im PLUG-Kalorimeter

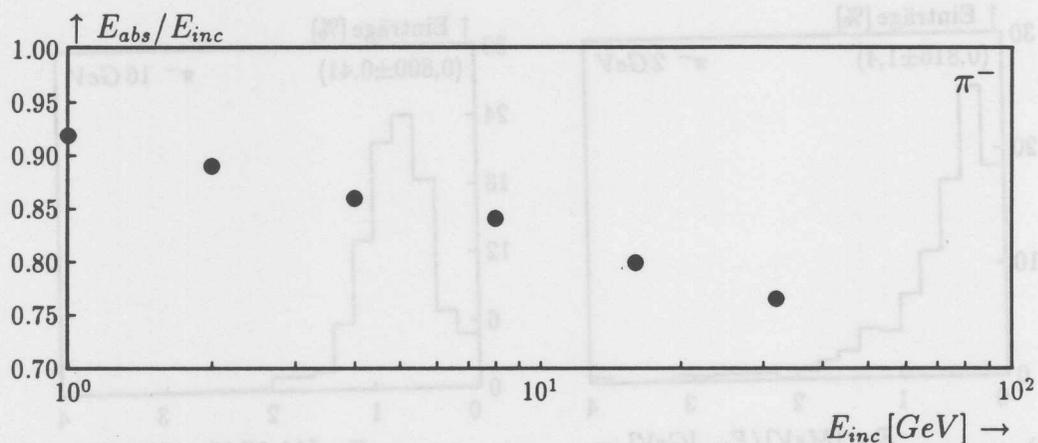


Abb. 5.10: Absorbierter Anteil der Pionenergie (inklusive unsichtbarer Energie)



Abb. 5.11: Anteile der absorbierten Pionenergie

5.1.4 Vergleich von GHEISHA und H1FLUKA

Trotz der deutlichen Unterschiede zwischen GHEISHA und H1FLUKA bei der Simulation von einzelnen Hadron-Kern-Reaktionen [ZAH92] zeigen sich beim Vergleich der mit den beiden Programmen erzielten Simulationsdaten in vielerlei Beziehung keine großen Unterschiede. Hier werden die Simulationsergebnisse von Schauern verglichen, die durch 2 und 16 GeV Pionen im PLUG-Kalorimeter ausgelöst wurden.

Die im PLUG-Kalorimeter absorbierte Energie zeigt bei beiden Energien Verteilungen mit ähnlichen Mittelwerten. Bei Verwendung von GHEISHA schmiegt sich die Verteilung – besonders bei kleinerer Energie – jedoch näher an die Primärenergie an. Es kommt also häufiger zur Ausbildung von kompakteren Schauern, deren Energie nahezu komplett absorbiert wird.

Bei beiden Energien und mit beiden Programmen deponieren ungefähr drei Prozent der Ereignisse weniger als 1 GeV Energie. Hierbei handelt es sich um Pionen, die keine inelastische Wechselwirkung erleiden, sondern das PLUG als nahezu minimalionisierendes Teilchen durchqueren. Da auch bei Verwendung des Ereignisgenerators von FLUKA die Wirkungsquerschnitte von GHEISHA geliefert werden, ist verständlich, daß die Häufigkeit dieser Ereignisse – abgesehen von der statistischen Unsicherheit – in beiden Fällen gleich ist.

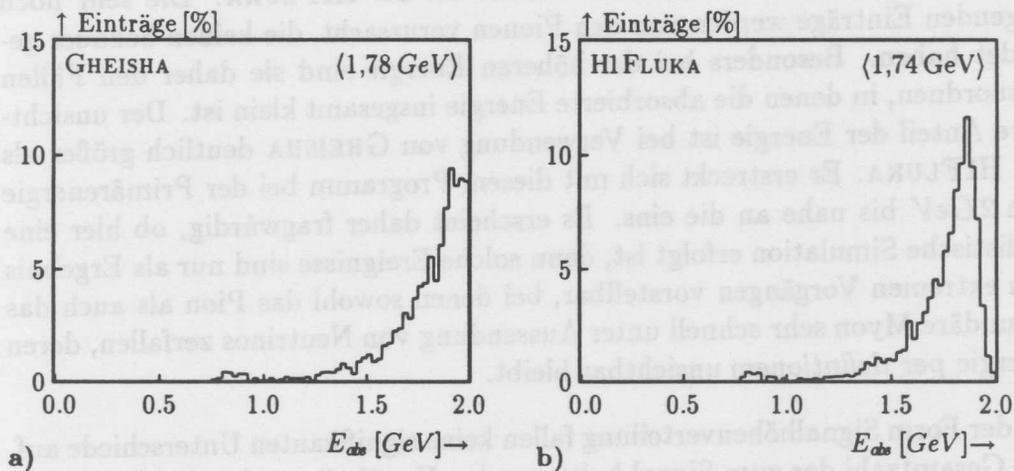


Abb. 5.12: 2 GeV π^- – Die im PLUG-Kalorimeter absorbierte Energie

In Abb. 5.15 ist die absorbierte Energie in den elektromagnetischen, den rein hadronischen und den unsichtbaren Anteil aufgespalten aufgetragen. Deutliche Abweichungen zwischen den Programmen entstehen beim elektromagnetischen und beim unsichtbaren Anteil. Der elektromagnetische Anteil liegt bei H1FLUKA deutlich höher als bei GHEISHA und zeigt bei 16 GeV eine

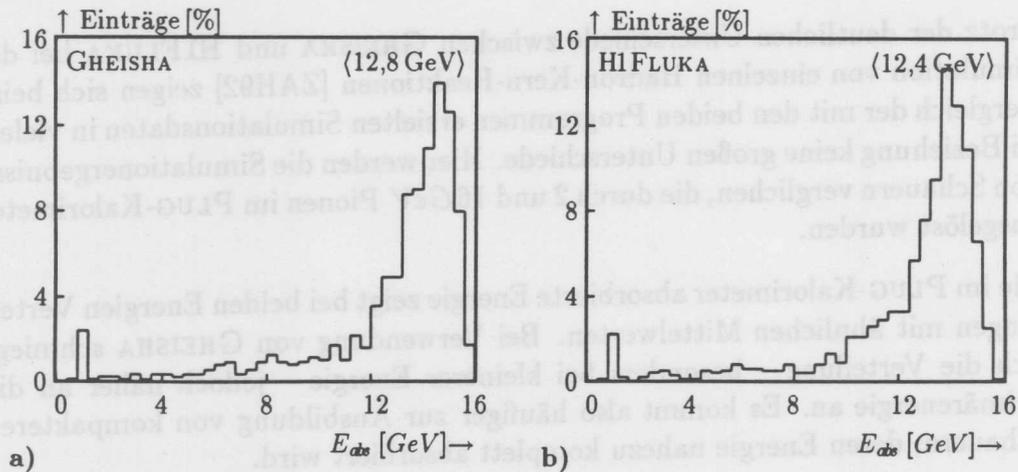


Abb. 5.13: 16 GeV π^- – Die im PLUG-Kalorimeter absorbierte Energie

Verteilung, deren wahrscheinlichster Wert ungefähr mit dem Mittelwert zusammenfällt. Dies steht im Widerspruch zur Theorie hadronischer Schauer, die „schiefe“ Verteilungen erwarten läßt. Bei GHEISHA ist die Abweichung des elektromagnetischen Anteils von einer Normalverteilung wesentlich stärker ausgeprägt. Der rein hadronische Anteil nimmt bei beiden Programmen verhältnismäßig ähnliche Werte an wobei aber mit zunehmender Energie der Mittelwert bei GHEISHA schneller wächst als bei H1FLUKA. Die sehr hoch liegenden Einträge werden von den Pionen verursacht, die keinen Schauer gebildet haben. Besonders bei der höheren Energie sind sie daher den Fällen zuzuordnen, in denen die absorbierte Energie insgesamt klein ist. Der unsichtbare Anteil der Energie ist bei Verwendung von GHEISHA deutlich größer als bei H1FLUKA. Er erstreckt sich mit diesem Programm bei der Primärenergie von 2 GeV bis nahe an die eins. Es erscheint daher fragwürdig, ob hier eine realistische Simulation erfolgt ist, denn solche Ereignisse sind nur als Ergebnis von extremen Vorgängen vorstellbar, bei denen sowohl das Pion als auch das sekundäre Myon sehr schnell unter Aussendung von Neutrinos zerfallen, deren Energie *per definitionem* unsichtbar bleibt.

An der Form Signalthöhenverteilung fallen keine signifikanten Unterschiede auf. Die Gesamtzahl der zum Signal beitragenden Kanäle liegt aber bei H1FLUKA deutlich höher. Dies ist einerseits eine Folge des kleineren unsichtbaren Anteils, deutet andererseits aber auch auf eine größere laterale Ausdehnung der von H1FLUKA generierten Schauer hin.

Die Sampling-Fraction fällt bei H1FLUKA wegen des kleineren unsichtbaren Anteils niedriger aus. Da dieser Unterschied besonders ausgeprägt bei der kleineren Energie ist, kommt es hier auch zum größeren Effekt.

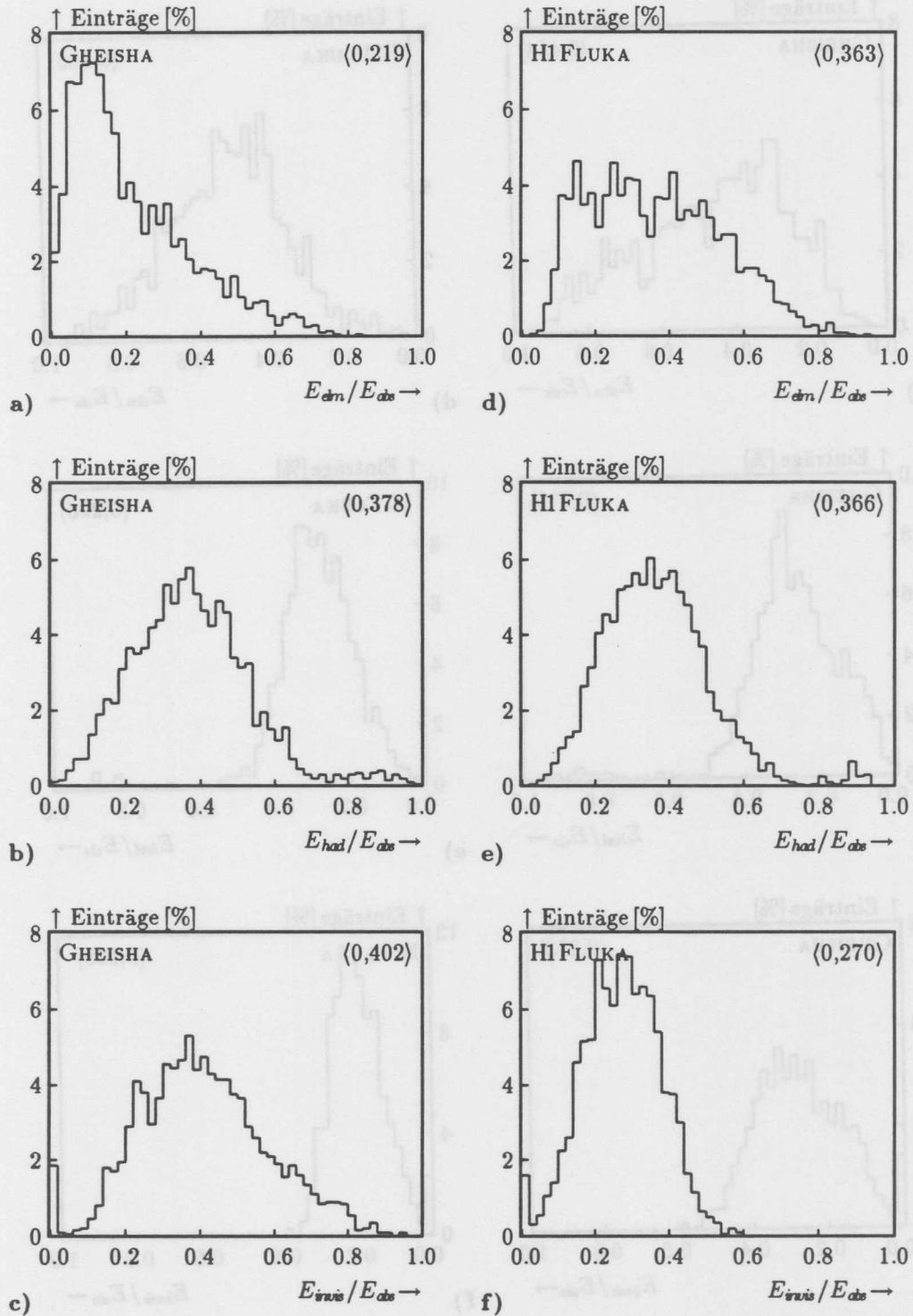


Abb. 5.14: $2\text{ GeV } \pi^-$ - Anteile der absorbierten Energie bei der Simulation mit GHEISHA und HI FLUKA.

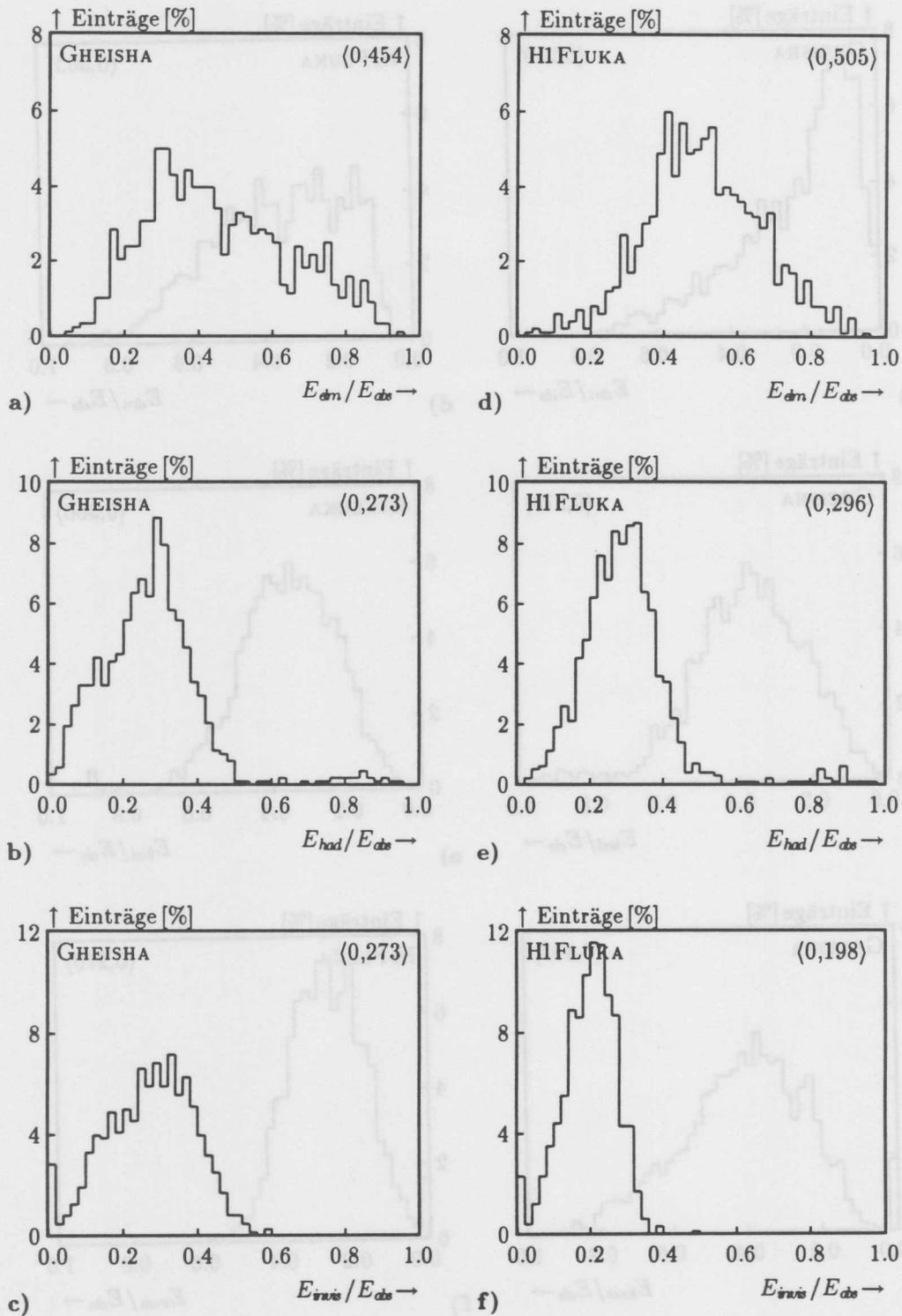


Abb. 5.15: 16 GeV π^- - Anteile der absorbierten Energie bei der Simulation mit GHEISHA und HI FLUKA.

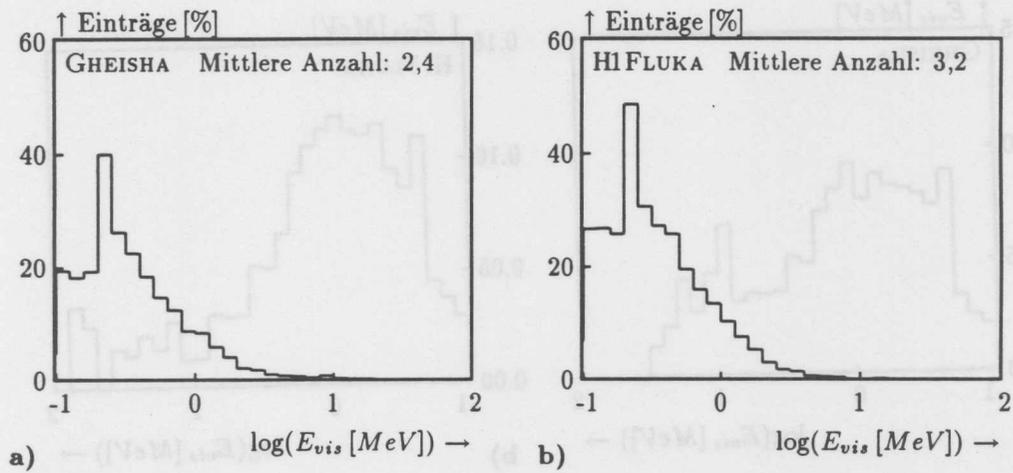


Abb. 5.16: $2\text{ GeV } \pi^-$ - Signalthöhenverteilung im Vergleich zwischen GHEISHA und HI FLUKA.

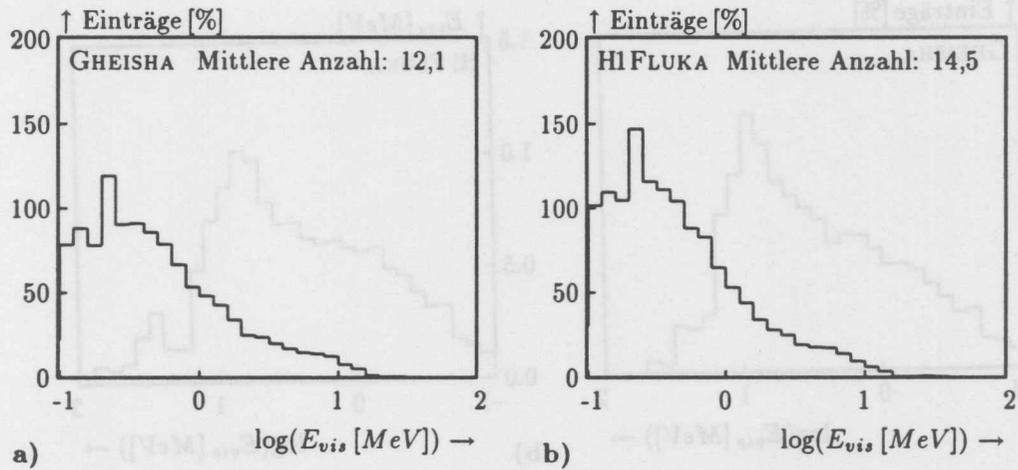


Abb. 5.17: $16\text{ GeV } \pi^-$ - Signalthöhenverteilung im Vergleich zwischen GHEISHA und HI FLUKA.

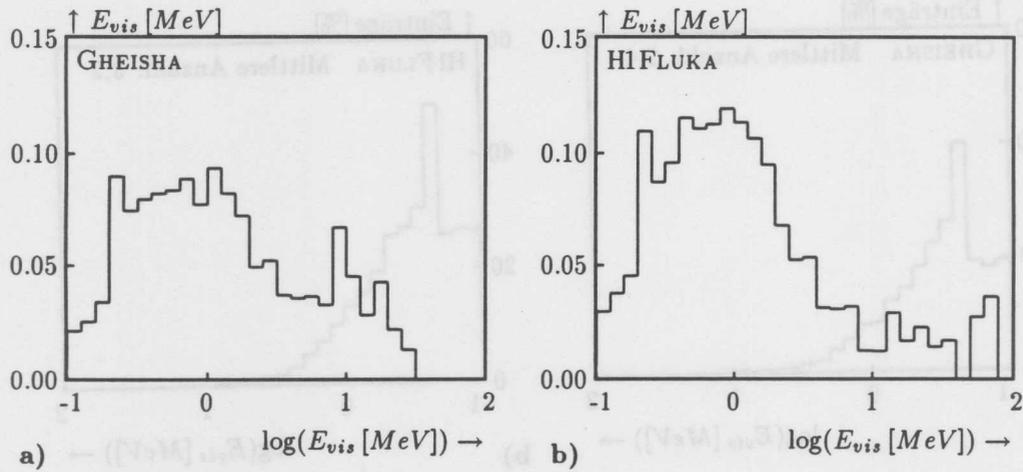


Abb. 5.18: $2 GeV \pi^-$ - Gewichtete Signalhöhenverteilung im Vergleich zwischen GHEISHA und HIFLUKA.

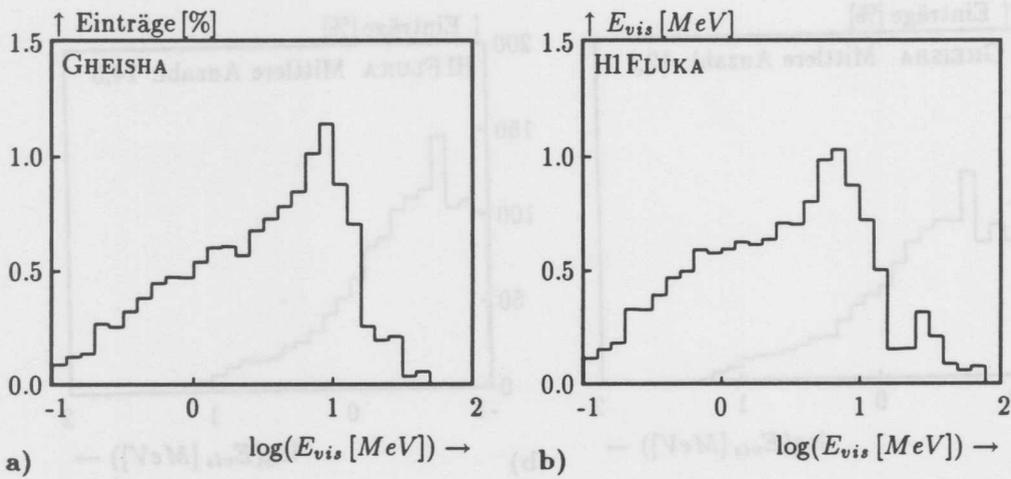


Abb. 5.19: $16 GeV \pi^-$ - Gewichtete Signalhöhenverteilung im Vergleich zwischen GHEISHA und HIFLUKA.

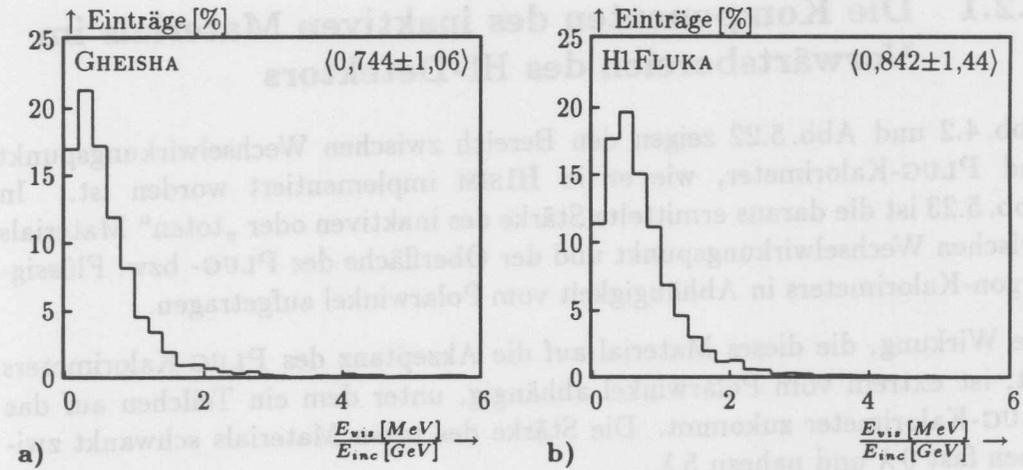


Abb. 5.20: 2 GeV π^- – Die Sampling-Fraction bei Beschuß des PLUG-Kalorimeters mit 2 GeV Pionen im Vergleich zwischen GHEISHA und HI FLUKA.

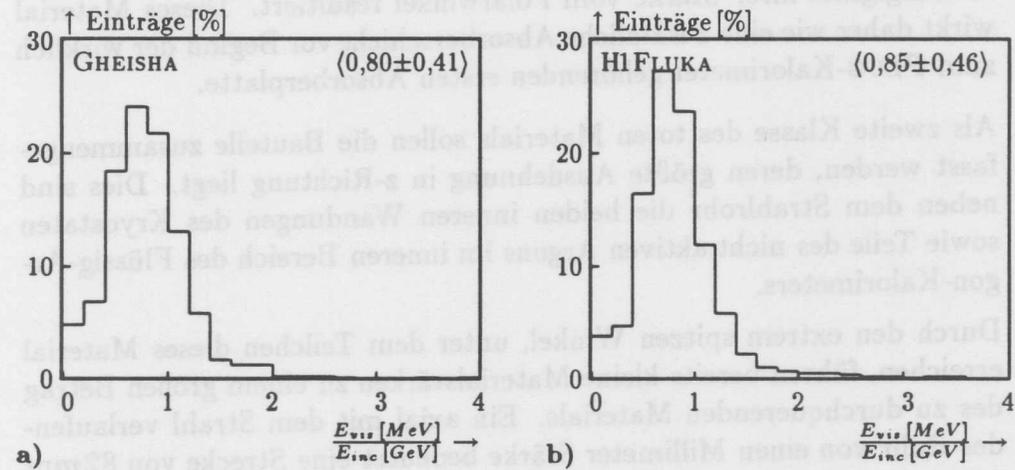


Abb. 5.21: 16 GeV π^- – Die Sampling-Fraction bei Beschuß des PLUG-Kalorimeters mit 16 GeV Pionen im Vergleich zwischen GHEISHA und HI FLUKA.

5.2 Energieabsorption vor dem PLUG-Kalorimeter

5.2.1 Die Komponenten des inaktiven Materials im Vorwärtsbereich des H1-Detektors

Abb. 4.2 und Abb. 5.22 zeigen den Bereich zwischen Wechselwirkungspunkt und PLUG-Kalorimeter, wie er in H1SIM implementiert worden ist. In Abb. 5.23 ist die daraus ermittelte Stärke des inaktiven oder „toten“ Materials zwischen Wechselwirkungspunkt und der Oberfläche des PLUG- bzw. Flüssig-Argon-Kalorimeters in Abhängigkeit vom Polarwinkel aufgetragen.

Die Wirkung, die dieses Material auf die Akzeptanz des PLUG-Kalorimeters hat, ist extrem vom Polarwinkel abhängig, unter dem ein Teilchen auf das PLUG-Kalorimeter zukommt. Die Stärke des toten Materials schwankt zwischen fast 0λ und nahezu 5λ .

Das Material vor dem PLUG-Kalorimeter besteht aus einer Vielzahl von Komponenten. Da diese jedoch nach Lage und Orientierung charakteristisch verschiedene Wirkungen auf die Akzeptanz des PLUG-Kalorimeter zeigen, ist für ihre Diskussion eine entsprechende Zusammenfassung in Gruppen sinnvoll.

1. Die äußere Doppelwandung des Kryostaten sowie die Flansche direkt vor dem PLUG-Kalorimeter müssen von Teilchen aus dem Wechselwirkungspunkt nahezu senkrecht durchdrungen werden, woraus eine nur schwache Abhängigkeit ihrer Stärke vom Polarwinkel resultiert. Dieses Material wirkt daher wie eine zusätzliche Absorberschicht vor Beginn der wirklich zum PLUG-Kalorimeter gehörenden ersten Absorberplatte.
2. Als zweite Klasse des toten Materials sollen die Bauteile zusammengefasst werden, deren größte Ausdehnung in z-Richtung liegt. Dies sind neben dem Strahlrohr die beiden inneren Wandungen des Kryostaten sowie Teile des nicht aktiven Argons im inneren Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

Durch den extrem spitzen Winkel, unter dem Teilchen dieses Material erreichen, führen bereits kleine Materialstärken zu einem großen Betrag des zu durchquerenden Materials. Ein axial mit dem Strahl verlaufendes Rohr von einer Millimeter Stärke bedeutet eine Strecke von 82 mm ($17,9 \text{ mm}$), die ein Teilchen unter einem Winkel von $0,7^\circ$ ($3,2^\circ$) in diesem Material zurückzulegen hat.

Winzige Veränderungen der Flugbahn eines Teilchens bedeuten im allgemeinen, daß dieses tote Material an einer ganz anderen z-Koordinate getroffen wird – oder auch gar nicht.

3. Als dritte Klasse bleiben die Anteile des toten Materials, die weit vor dem PLUG-Kalorimeter liegen. Hier gestreute Teilchen erreichen auch bei kleinen Streuwinkeln die Kalorimeter an Orten, die weit von deren geradlinig extrapolierten Auftreffpunkten entfernt liegen.

Zur Abschirmung des H1-Detektors von der starken Synchrotronstrahlung des Elektronenringes wurden in das Strahlrohr mehrere Wolfram-Blenden eingebaut. Diese sind z.T. in ihrer Position verschiebbar, und erst nach einer längeren Erfahrungsperiode werden ihre endgültigen Positionen festgelegt werden können. Zur Zeit befindet sich eine solche Blende von 4 cm Stärke bei $z=212\text{ cm}$ ungefähr auf halber Strecke zwischen Wechselwirkungspunkt und dem PLUG-Kalorimeter. Diese überdeckt den Winkelbereich von $1,1^\circ$ bis $2,5^\circ$.

Bei Polarwinkeln um $0,8^\circ$ wird das Strahlrohr an der Stelle getroffen, wo es sich von 9 cm auf 4 cm verjüngt hat. Es stellt dann wegen seiner großen scheinbaren Dicke ein wesentliches Hindernis dar. Kommt es hier zu einer inelastischen Wechselwirkung, werden die Sekundärteilchen ebenfalls relativ weit entfernt vom PLUG erzeugt und erreichen dieses bei etwas größeren Streuwinkeln gar nicht. Dieser Abschnitt des Strahlrohres wirkt daher stark streuend und/oder absorbierend und kann daher nicht so eindeutig wie die Wolfram-Blende eingeordnet werden.

5.2.2 Informationsgehalt der MONTE CARLO-Daten

Zur Diskussion des Einflusses der verschiedenen Komponenten des inaktiven Materials im Vorwärtsbereich des H1-Detektors wurden Simulationen mit H1SIM durchgeführt und die so gewonnenen Daten im Rahmen von H1REC weiterverarbeitet. Im einzelnen wurden folgende Informationsquellen ausgewertet:

- Die „Starting Track Banks“ enthalten die Orts- und Impulskoordinaten sowie die Identität jedes Teilchens, das einen Subdetektor erreicht. Diese Informationen stellen für Teilchenschauer, die bereits vor Erreichen eines Subdetektors begonnen haben, eine Art Zwischenstand dar: Einerseits läßt sich aus ihnen unmittelbar der Einfluß des toten Materials ableiten. Andererseits liefern sie die Referenz, an der sich die Funktion des jeweiligen Subdetektors unabhängig von der Beeinflussung durch dieses Material ermitteln läßt.

Im folgenden werden diese Bänke genutzt, um die vom PLUG-Kalorimeter im Idealfall meßbare Energie zu bestimmen und um Energiespektrum und Art des Teilchengemisches zu bestimmen, das an der Oberfläche des PLUG-Kalorimeters zu erwarten ist.

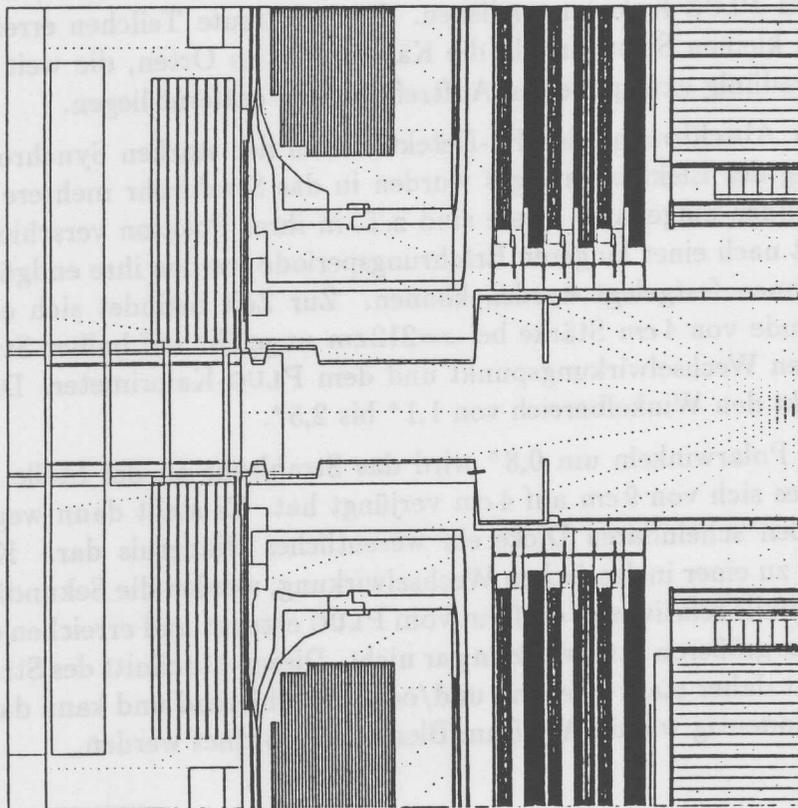
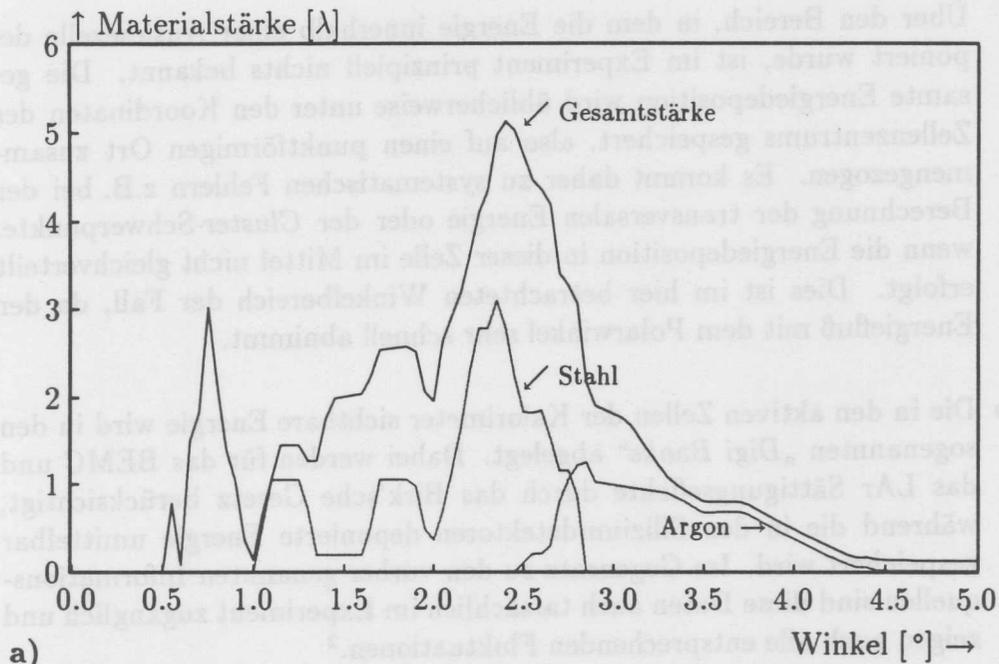


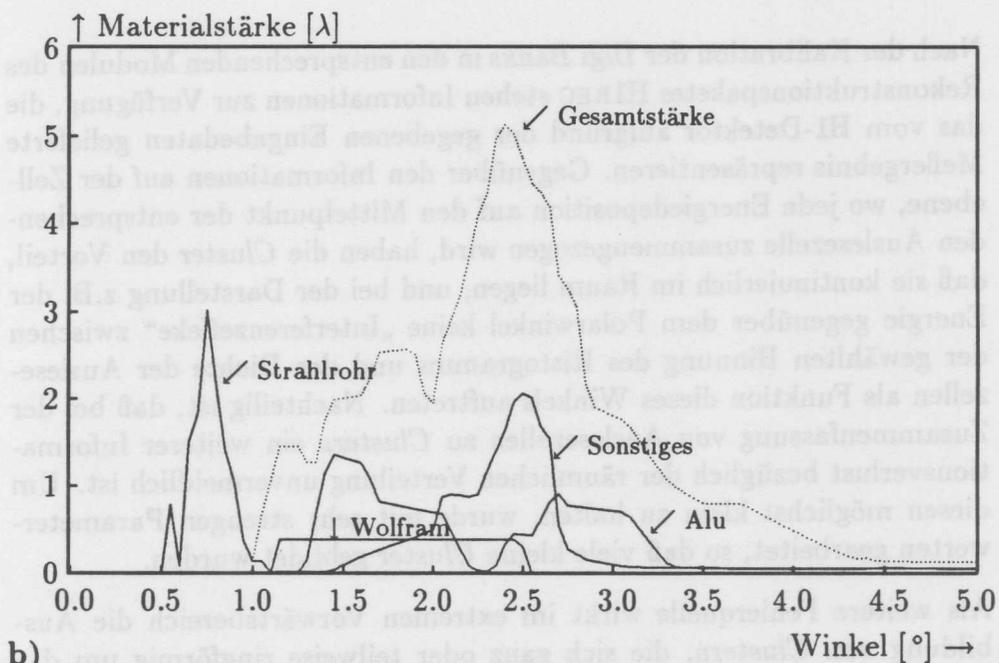
Abb. 5.22: Der Bereich zwischen Wechselwirkungspunkt und PLUG-Kalorimeter. In der Darstellung der H1SIM-Geometrie wurde die z-Achse um einen Faktor 10 gestaucht.

- Die „Fully Calibrated Energy Banks“ [BER91b] erlauben es, die tatsächlich *absorbierte* Energie sowohl in den Subdetektoren als auch im toten Material zu ermitteln. Dazu wird neben der deponierten auch die unsichtbare Energie ermittelt und gespeichert. Aus der Bilanz der Energie des Projektils mit der aller entstehenden Sekundärteilchen einer Hadron-Kern-Reaktion wird der Bindungsenergieverlust berechnet, und die Energie von Neutrinos aus Teilchenzerfällen wird berücksichtigt. Die so bestimmte Energie unterliegt daher weder den intrinsichen Fluktuationen hadronischer Schauer, noch denen, die durch das *Sampling* entstehen.

In den Kalorimetern wird jedem Raumpunkt durch eine entsprechende „Mapping“-Funktion eine Auslesezone zugeordnet und unter deren Kanalnummer werden elektromagnetische, hadronische und unsichtbare Energie-Anteile abgespeichert. Im inaktiven Material außerhalb der Subdetektoren wird eine grobe Aufteilung des Raumes in Zylinderkoordinaten vorgenommen, um eine gewisse Granularität auch für die dort absorbierte Energie zu gewährleisten.



a)



b)

Abb. 5.23: Die Stärke des inaktiven Materials in Wechselwirkungslängen vor dem PLUG- (bzw. ab ca. 3° vor dem Flüssig-Argon-Kalorimeter) in Abhängigkeit vom Polarwinkel. Neben der Gesamtstärke des toten Materials sind in der oberen Figur die durch die Stahlteile des Kryostaten sowie durch inaktives Flüssig-Argon im Inneren dieses Kryostaten verursachten Anteile aufgetragen. In der unteren Figur sind die restlichen Anteile erkennbar. Im innersten Bereich unterhalb eines Polarwinkels von 1° ist dies praktisch nur das Strahlrohr, von ca. $1,2^\circ$ bis $2,5^\circ$ trägt das Wolfram der Synchrotronstrahlungsblende ungefähr $0,4 \lambda$ bei, die Aluminiumkomponente des Kryostaten zeigt in zwei Winkelbereichen einen Beitrag. Alle nicht explizit aufgetragenen Materialarten wurden als „Sonstiges“ zusammengefaßt. Im wesentlichen handelt es sich um Bauteile des Kryostaten.

Über den Bereich, in dem die Energie innerhalb einer Auslesezone deponiert wurde, ist im Experiment prinzipiell nichts bekannt. Die gesamte Energiedeposition wird üblicherweise unter den Koordinaten des Zellenzentrums gespeichert, also auf einen punktförmigen Ort zusammengezogen. Es kommt daher zu systematischen Fehlern z.B. bei der Berechnung der transversalen Energie oder der *Cluster*-Schwerpunkte, wenn die Energiedeposition in dieser Zelle im Mittel nicht gleichverteilt erfolgt. Dies ist im hier betrachteten Winkelbereich der Fall, da der Energiefluß mit dem Polarwinkel sehr schnell abnimmt.

- Die in den aktiven Zellen der Kalorimeter sichtbare Energie wird in den sogenannten „*Digi Banks*“ abgelegt. Dabei werden für das BEMC und das LAr Sättigungseffekte durch das Birk'sche Gesetz berücksichtigt, während die in den Siliziumdetektoren deponierte Energie unmittelbar gespeichert wird. Im Gegensatz zu den vorher genannten Informationsquellen sind diese Daten auch tatsächlich im Experiment zugänglich und zeigen auch alle entsprechenden Fluktuationen.²
- Nach der Kalibration der *Digi Banks* in den entsprechenden Modulen des Rekonstruktionspaketes H1REC stehen Informationen zur Verfügung, die das vom H1-Detektor aufgrund der gegebenen Eingabedaten gelieferte Meßergebnis repräsentieren. Gegenüber den Informationen auf der Zellebene, wo jede Energiedeposition auf den Mittelpunkt der entsprechenden Auslesezone zusammengezogen wird, haben die *Cluster* den Vorteil, daß sie kontinuierlich im Raum liegen, und bei der Darstellung z.B. der Energie gegenüber dem Polarwinkel keine „Interferenzeffekte“ zwischen der gewählten Binnung des Histogramms und der Dichte der Auslesezellen als Funktion dieses Winkels auftreten. Nachteilig ist, daß bei der Zusammenfassung von Auslesezellen zu *Clustern* ein weiterer Informationsverlust bezüglich der räumlichen Verteilung unvermeidlich ist. Um diesen möglichst klein zu halten, wurde mit sehr strengen Parameterwerten gearbeitet, so daß viele kleine *Cluster* gebildet wurden.

Als weitere Fehlerquelle wirkt im extremen Vorwärtsbereich die Ausbildung von *Clustern*, die sich ganz oder teilweise ringförmig um das Strahlrohr herumziehen, so daß im Extremfall der Energie-Schwerpunkt *im* Strahlrohr liegt. Auch hier können die Fehler durch strenge Kriterien bei der *Cluster*-Bildung reduziert werden.

²Das experimentell bestimmte elektronische Rauschen kann bei der Rekonstruktion optional zu den MONTE CARLO Daten addiert werden. Im folgenden wurde darauf verzichtet, da dessen Einfluß gegenüber den untersuchten Effekten vernachlässigbar ist.

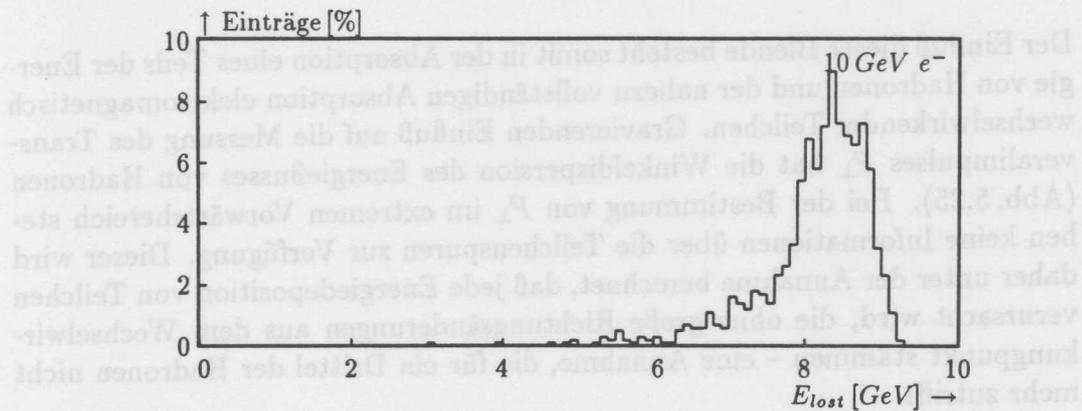


Abb. 5.24: Die in der Wolfram Blende absorbierte Energie bei Beschuß mit 10 GeV Elektronen

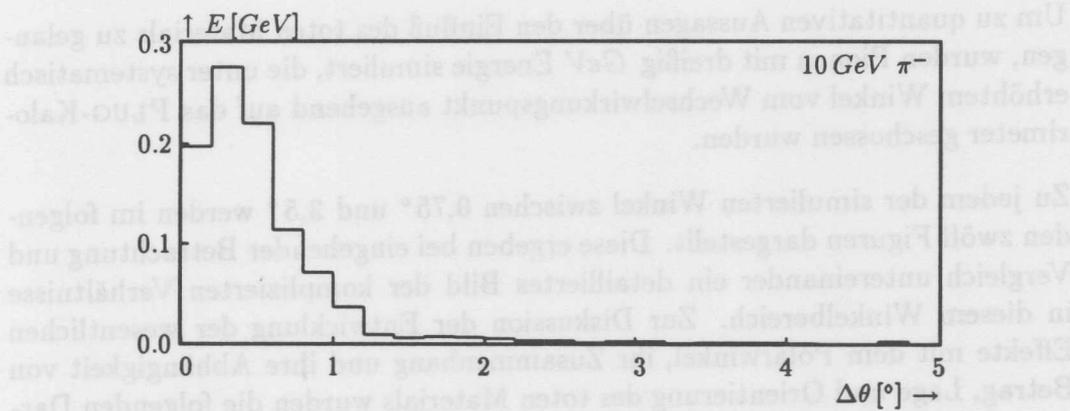


Abb. 5.25: Der Energiefluß in Abhängigkeit von der Abweichung des Polarwinkels von der Flugrichtung eines 10 GeV Pions, das vom Wechselwirkungspunkt aus auf die Wolframblende geschossen wird. 47 % (70 %) des Energieflusses bleibt innerhalb eines Konus von $0,4^\circ$ ($0,6^\circ$). 7,5 % wird um mehr als $1,4^\circ$ abgelenkt.

5.2.3 Der Einfluß der Wolfram-Blende zur Abschirmung der Synchrotronstrahlung

Die Stärke der Wolfram-Blende entspricht ungefähr elf Strahlungslängen. Daher liegt das Schauermaximum elektromagnetischer Schauer ungefähr in ihrer Mitte und sie werden nahezu vollständig absorbiert (Vgl. Abb. 5.24). In Wechselwirkungslängen gemessen ergibt sich ein Wert von 0,4. Daher werden nur zwei Drittel ($e^{-0.4} \approx 2/3$) aller hochenergetischen Hadronen die Blende ohne Wechselwirkung mit einem Wolframkern durchqueren. Dabei erzeugte Sekundärteilchen werden – sofern sie die Blende überhaupt verlassen – eine andere Impulsrichtung als das Primärteilchen aufweisen. Auch solche Hadronen, die keine Kernwechselwirkung erleiden, verlieren einen Teil ihrer Energie (ca. 90 MeV) und werden durch Vielfachstreuung abgelenkt.

Der Einfluß dieser Blende besteht somit in der Absorption eines Teils der Energie von Hadronen und der nahezu vollständigen Absorption elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen. Gravierenden Einfluß auf die Messung des Transveralimpulses P_{\perp} hat die Winkeldispersion des Energieflusses von Hadronen (Abb. 5.25). Bei der Bestimmung von P_{\perp} im extremen Vorwärtsbereich stehen keine Informationen über die Teilchenspuren zur Verfügung. Dieser wird daher unter der Annahme berechnet, daß jede Energiedeposition von Teilchen verursacht wird, die ohne große Richtungsänderungen aus dem Wechselwirkungspunkt stammen – eine Annahme, die für ein Drittel der Hadronen nicht mehr zutrifft.

5.2.4 Winkelscan mit 30 GeV Pionen

Um zu quantitativen Aussagen über den Einfluß des toten Materials zu gelangen, wurden Pionen mit dreißig GeV Energie simuliert, die unter systematisch erhöhtem Winkel vom Wechselwirkungspunkt ausgehend auf das PLUG-Kalorimeter geschossen wurden.

Zu jedem der simulierten Winkel zwischen $0,75^{\circ}$ und $3,5^{\circ}$ werden im folgenden zwölf Figuren dargestellt. Diese ergeben bei eingehender Betrachtung und Vergleich untereinander ein detailliertes Bild der komplizierten Verhältnisse in diesem Winkelbereich. Zur Diskussion der Entwicklung der wesentlichen Effekte mit dem Polarwinkel, ihr Zusammenhang und ihre Abhängigkeit von Betrag, Lage und Orientierung des toten Materials wurden die folgenden Darstellungen gewählt:

Figur a) Die Summe der effektiven Energie aller das PLUG-Kalorimeter erreichenden Teilchen aus den *Starting Track Banks*.

Figur b) Alle das PLUG-Kalorimeter erreichenden Teilchen in einem Lethargy-Plot.³

Figur c) Wie b), aber jedes Teilchen mit seiner Energie gewichtet.⁴

Figur d) Die im gesamten PLUG-Kalorimeter absorbierte Energie.

Figur e) Die im LAr absorbierte Energie.

Figur f) Die Summe aller in den Kalorimetern absorbiierter Energiebeträge.

Figur g) Die gesamte im toten Material innerhalb des H1-Detektors absorbierte Energie.

³Vgl. Bemerkung 2 in Abschnitt A.1.

⁴Vgl. Bemerkung 1 in Abschnitt A.1.

Figur h) Die Korrelation der innerhalb und außerhalb der Kalorimeter absorbierten Energiebeträge.

Figur i) Die transversale Energie (Vgl. S. 22), aus der in PLUG und LAr absorbierten Energie bestimmt – also ohne Berücksichtigung des Auflösungsvermögens der Kalorimeter. In der Figur sind der Mittelwert der Verteilung und der tatsächliche Transversalimpuls des primären Pions – der „Sollwert“ – eingetragen.

Figur j) Die Cluster-Energien des PLUG-Kalorimeters, eingetragen an ihrem Schwerpunkt in einer Ebene senkrecht zur Protonenrichtung.

Figur k) Die Cluster-Energien des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

Figur l) Die Cluster-Energie aller Cluster als Funktion des Polariswinkels.

Figur a)-c) beruhen auf der „PS“ genannten *Starting Track Bank*, d)-i) auf den *Fully Calibrated Energy Banks*, j)-k) auf den *Cluster-Bänken*. Durch die große Zahl der Figuren ist es unvermeidlich, daß der eine spezielle Figur erläuternde Text nicht in deren unmittelbarer Nähe erscheinen kann. Um trotzdem eine gewisse begleitende Kommentierung der Figuren zu ermöglichen, ist zu jeder der Doppelseiten, die die einem Winkel zugeordneten Figuren zeigen, ein kurzer Block aus Text und einigen Zahlen beigefügt.

Dieser besteht aus einer Aufzählung der unter dem jeweiligen Startwinkel zu durchdringenden Komponenten des toten Materials. Dann folgen einige numerische Werte:

1. D_λ : Die Stärke des toten Materials in Wechselwirkungslängen.
2. $\exp(-D_\lambda)$: Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion eine kompakte Materieschicht der Stärke D_λ ohne Wechselwirkung durchdringt.
3. F_{PS} : Tatsächlicher Anteil der primären Pionen, der die PLUG-Oberfläche erreicht hat, also keine inelastische Wechselwirkung im toten Material ausgelöst hat.
4. E_λ : Der Anteil der Energie, den ein hadronischer Schauer, der durch ein 30 GeV Pion ausgelöst wird, in einem massiven Block der Stärke D_λ verlieren würde [SEI89].
5. E_{Dead} : Die tatsächlich im toten Material absorbierte Energie.

Den Abschluß bilden einige kommentierende Stichworte.

In Abb. 5.60 auf S. 158 werden zusammenfassend die Mittelwerte aller absorbierten Energieanteile als Funktion des Winkels aufgetragen.

Zum besseren Verständnis der folgenden Ausführungen ist ein Vergleich insbesondere mit Abb. 5.22 hilfreich, da neben der reinen Stärke des toten Materials auch dessen Lage von großer Bedeutung ist. Allerdings ist zu bedenken, daß durch die Komprimierung der z -Achse zwar ein guter Überblick ermöglicht wird, aber auch alle Polarwinkel auf dieser Graphik um diesen Faktor zu groß wirken.

Das bis zu einem Winkel von 1° zu durchquerende Material besteht ausschließlich in der Strahlrohrwandung. Die z -Koordinate, an der dieses von einem Teilchen aus dem Wechselwirkungspunkt getroffen wird, wandert mit Zunahme des Polarwinkels sehr schnell von einem Ort direkt vor dem PLUG-Kalorimeter zu einem Punkt, an dem das Strahlrohr sich von 9 cm auf 4 cm Radius verjüngt.

$\theta=0,5^\circ$ Bei einem Polarwinkel von $0,5^\circ$ wird das Strahlrohr erst innerhalb des PLUG-Kalorimeters getroffen. Im LAr wird praktisch keine Energie absorbiert und auch das PLUG-Kalorimeter wird nur von selten von einigen Ausläufern der Schauer erfaßt. Ein mittlerer Anteil von 20 GeV der Pionenenergie verläßt bei diesem Winkel den H1-Detektor. Auf eine detaillierte Darstellung der Einzelfiguren wurde daher verzichtet.

$\theta=0,75^\circ$ Bei $0,75^\circ$ liegt der Auftreffpunkt der Pionen dagegen schon kurz vor der Übergangsstelle der beiden verschiedenen Strahlrohrdurchmesser, also fast 2 m näher am Wechselwirkungspunkt. Das Strahlrohr hat bei diesem Winkel eine scheinbare Stärke von 3λ . Es kommt also sehr häufig vor, daß Pionen mit einem Kern inelastisch in Wechselwirkung treten, bevor sie dem PLUG nahe gekommen sind. Für die Sekundärteilchen besteht daher eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, dieses gar nicht zu erreichen. Stattdessen gehen sie zum Teil im Strahlrohr verloren oder erreichen – nach Durchquerung der Kryostatwandungen – das Flüssig-Argon-Kalorimeter.

Der Anteil der Ereignisse, deren Eintrag im höchsten Bin der Figur (a) liegt, entspricht dem Anteil der Pionen, die keine Kern-Wechselwirkung auslösen und daher lediglich wenig Energie durch Ionisation verlieren. Bei diesem Winkel kommt das nur bei ungefähr jedem achten Pion vor. Eine einfache Abschätzung aufgrund der Stärke des toten Materials in Wechselwirkungslängen läßt dagegen erwarten, daß nur jedes zwanzigste Pion das PLUG ohne Wechselwirkung erreicht. Da jedoch das Strahlrohr sehr dünn ist, wird ein Teil der Pionen durch elastische Vielfachstreuung so weit abgelenkt, daß diese das Strahlrohr vorzeitig verlassen. Der Winkel von $0,75^\circ$ fällt gerade auf ein lokales Maximum der Verteilung des toten Materials. Eine kleine Richtungsänderung ist

daher ausreichend für eine deutliche Erhöhung der Wahrscheinlichkeit, daß das PLUG dann ohne Kern-Reaktion erreicht wird.

Der größere Teil der Energie wird aber durch die Ausläufer von Teilchenschauern mit hoher Multiplizität (b) an die Oberfläche des PLUG-Kalorimeters getragen, wobei auch Teilchen mittlerer Energie erheblich zum Energiefluß beitragen (c). Im Vergleich der Figuren (b) und (c) wird die trotz ihrer großen Anzahl sehr geringe Bedeutung der niederenergetischen Teilchen unter ca. 100 MeV erkennbar. Da neben deren Gesamtenergie auch die Sampling-Fraction des PLUG-Kalorimeters für solche Teilchen (Vgl. Abb. 5.9) sehr klein ist, tragen sie zum PLUG-Signal kaum etwas bei. Aus den Teilchenspektren der Abb. 5.34, bei denen die Histogramme der Figuren (c) und (d) für Elektronen/Positronen, Photonen und Hadronen getrennt aufgetragen wurden, ist erkennbar, daß insbesondere niederenergetische Elektronen und Positronen sehr häufig vorkommen, dabei aber kaum Energie tragen. Dies ist der Grund, warum bei später durchgeführten Simulationen zur Einsparung eines erheblichen Anteils der Rechenzeit der entsprechende Energie-Cut von 10 auf 50 MeV angehoben wurde. Dadurch kommt es in der Figur (b) bei den meisten Winkeln zu einem deutlichen Bruch bei dieser Energie.

Die im PLUG absorbierte Energie (d) ist i.a. kleiner als die effektive Energie der das PLUG erreichenden Teilchen, da es bei hochenergetischen Teilchenschauern zu longitudinalen Leckverlusten kommt. Bei diesem sehr kleinen Winkel ist dieser Effekt besonders stark ausgeprägt, da es bei Teilchen, die das PLUG nahe am Strahlrohr erreichen, auch bei niedriger Teilchenenergie zu lateralen Leckverlusten kommt.

Die im LAr absorbierte Energie (e) erreicht Werte bis zu 15 GeV. Trotz der auf den inneren Bereich des PLUG-Kalorimeters gerichteten Flugrichtung des primären Pions wird im Mittel rund ein Drittel der in den Kalorimetern absorbierten Energie im viel weiter außen liegenden LAr gefunden.

Die Summe der in beiden Kalorimetern absorbierten Energie (d) zeigt eine annähernd gaußförmige Verteilung, während die Verteilungen der Einzelkalorimeter zu höherer Energie hin monoton abfallen. Daraus ist zu schließen, daß sehr niedrige Energie in einem der Kalorimeter immer mit relativ hoher Energie in dem anderen zusammenfällt. Der primäre Energiefluß wird also praktisch nie komplett im toten Material absorbiert, aber häufig stark aus seiner ursprünglich auf das PLUG gerichteten Flugbahn abgelenkt. Der Mittelwert der in den Kalorimetern absorbierten Energie entspricht mit knapp 10 GeV etwa einem Drittel der Pionenenergie. Auch im toten Material wird ca. ein Drittel der Energie (e) absorbiert, und das letzte Drittel verläßt den H1-Detektor – größtenteils durch das Strahlrohr.

Die Korrelation (f) zwischen der im toten Material und der in den Kalorimetern absorbierten Energie zeigt neben einem nahezu gleichverteilten Unter-

grund eine Ansammlung von Ereignissen in dem Bereich, in dem sowohl in den Kalorimetern als auch im toten Material acht bis zwölf GeV absorbiert werden. Nur wenn keine Energie aus dem H1-Detektor herausleckt, kommen die Datenpunkte auf der Geraden von (0,30) nach (30,0) zu liegen, da sich die 30 GeV des primären Pions dann auf Kalorimeter und totes Material aufteilen.

Die transversale Energie (i) liegt im Mittel um eine Faktor zwei zu niedrig, erreicht jedoch auch Werte, die zu hoch liegen. Diese hohen Werte werden nur von Ereignissen erreicht, bei denen ein Teil der Energie zu weit außen liegenden Kalorimeterzellen des LAr gestreut wird.

Die Verteilung der *Cluster*-Energie im PLUG-Kalorimeter (j) zeigt relativ weit verstreute Einträge im Bereich des Zielpunktes des primären Pions. Dabei ist noch zu berücksichtigen, daß durch den Vorgang des Zusammenfassens von Kanälen zu *Clustern* bereits eine Konzentration der Energiedeposition stattgefunden hat, da die räumliche Verteilung der Energie eines *Clusters* auf seinen Mittelpunkt zusammengezogen wird. Der zusammen mit den LAr-*Clustern* (k) daraus resultierende Energiefluß als Funktion des Polarwinkels (l) zeigt im PLUG eine Breite von $\sigma \approx 1^\circ$, während die ins LAr gestreute Energie *Cluster* bildet, die sich im Bereich von ca. 3° bis über 6° hinaus erstrecken. Dabei ist die transversale Energie eines *Clusters* bei 6° *achtmal* so groß wie die eines solchen mit gleicher Energie bei $0,75^\circ$.

Die Lücke zwischen den beiden Kalorimetern entsteht durch zwei sich verstärkende Effekte. Einerseits wird die Energiedeposition im PLUG auf die Mittelpunkte der Auslezellen nach *innen* gezogen, im LAr dagegen nach *außen*. Andererseits werden *Cluster* nicht durch Kombination von Zellen aus PLUG und LAr gebildet, sondern nur aus jeweils einem Kalorimeter. Daher wird die Energie der am Rand der Kalorimeter liegenden Zellen durch die Kombination mit weiter im Kalorimeterinneren liegenden von diesem weggezogen. Tatsächlich besteht *keine* echte Lücke im Raumwinkel zwischen den beiden Kalorimetern, wie es sich z.B. an der oberen Figur der Abb. 5.61 des „Event Display“ [EVL90] erkennen läßt, die auf einer Zentralprojektion der Auslezellen beruht. Eventuell ist eine Zusammenfassung von *Clustern* aus LAr und PLUG für einen späteren Zeitpunkt vorgesehen, wenn der Einfluß des toten Materials gut genug verstanden ist.

$\theta=1^\circ$ Bei Vergrößerung des Winkels auf ca. 1° ändert sich die Situation grundlegend. Das Strahlrohr wird jetzt in dem Bereich von ca. $0,9^\circ$ bis $1,9^\circ$ durchstrahlt, in dem sich dieses verjüngt – also nahezu senkrecht. Der Kryostat wird noch nicht getroffen, so daß nur ein minimaler Betrag an totem Material zu durchdringen ist – hier kommt es regelrecht zu einem „Fenster“ im toten Material. Folglich erreichen mehr als 70% der Pionen mit nahezu unveränderter Energie das PLUG-Kalorimeter. Diese tragen im Mittel aller Ereignisse 21 GeV während die sehr viel größere Zahl der niederenergetischen Teilchen kaum Energie trägt.

Da das lokale Minimum des toten Materials sehr schmal ist, genügen kleine Änderungen der Flugbahn eines Pions durch elastische Streuprozesse um die scheinbare Stärke des zu durchquerenden Materials stark zu erhöhen. Dies führt dazu, daß bei diesem Winkel *weniger* Pionen das PLUG ohne Wechselwirkung erreichen und *mehr* Energie im toten Material absorbiert wird als es der Fall wäre, würde das gesamte tote Material durch eine kompakte Scheibe der jeweils vorliegenden „integrierte“ Materialstärke ersetzt. Diese Situation ist daher den Verhältnissen bei $0,75^\circ$ komplementär, wo die Pionen dem lokalen Maximum durch kleine Änderungen in der Flugbahn „ausweichen“ können.

Das Spektrum der im PLUG absorbierten Energie ist gegenüber der *Starting Track* Energie deutlich vermindert, da es nicht nur longitudinale Leckverluste, sondern wegen der Nähe des Einschußpunktes zum inneren Rand des PLUG auch hier noch zu erheblichen lateren Verlusten kommen kann. Einige Pionen deponieren nur wenig mehr Energie als ein *mip* und verlassen dann PLUG-Kalorimeter und H1-Detektor ohne inelastische Wechselwirkung. Im LAr wird praktisch keine Energie absorbiert, da es kaum zu Streuprozessen kommt, die den Energiefluß wesentlich aufweiten könnten.

Die tote Energie bleibt vergleichsweise klein, daher versammeln sich im Korrelationsplot nahezu alle Datenpunkte in der linken oberen Ecke. Die sich von dort aus nach unten ziehende Punktreihe entspricht Ereignissen, bei denen das Pion das PLUG zwar unbeschadet erreicht, dann in diesem einen Schauer aber erst spät oder gar nicht auslöst. Die sich diagonal herunterziehenden Datenpunkte sind Ereignissen zuzuordnen, bei denen eine Pion-Nukleon-Reaktion einen ansteigenden Teil der Energie im toten Material zurückläßt.

Die Verteilung der transversale Energie (i) ist in ihrer Form der Verteilung der im PLUG absorbierten Energiesehr ähnlich, da wegen der kaum vorhandenen Ablenkung des Energieflusses praktisch nur *Leakage* den Sollwert reduziert.

Die *Cluster* im PLUG liegen sehr konzentriert um 1° . Dieser zu große Wert entsteht durch das Zusammenziehen der Energie eines Detektors auf seinen Mittelpunkt sowie dadurch, daß Teilchen, die im Strahlrohr verschwinden, nicht zur Energiedeposition beitragen. Sie bilden somit kein Gegengewicht zu den Teilchen, die weiter außen liegende Detektoren erreichen. Im LAr liegende *Cluster* können wegen ihrer vernachlässigbaren Gesamtenergie unbeachtet bleiben.

Bei weiter vergrößertem Winkel geraten erst die Flansche direkt vor dem PLUG $\theta=1,25^\circ$ in die Flugbahn und wenig später auch die Wolfram-Blende. Unter einem Winkel von $1,25^\circ$ gestartete Pionen haben daher zwei in ihrer Wirkung sehr verschiedenartige Hindernisse zu überwinden. Einerseits die weit vom PLUG entfernte Blende. Kommt es in dieser zu Streuprozessen, wird der Energie dahinter eine veränderte Richtung und eine gewisse Aufweitung (Vgl. Abb. 5.25)

zeigen. Andererseits wird das Material direkt vor dem PLUG insbesondere niederenergetische Sekundärteilchen absorbieren, sowie – mit einer Stärke von 1λ – den größten Teil der hochenergetischen Hadronen aufschauern lassen. Elektromagnetische Schauer auslösende Sekundärteilchen aus hadronischen Kaskaden in der Wolfram-Blende werden hier nahezu vollständig absorbiert.

Es erreicht noch etwas weniger als ein Drittel der Pionen das PLUG ohne Wechselwirkung, 12% der Ereignisse bringen dagegen nur noch weniger als 1 GeV zur Oberfläche des PLUG-Kalorimeters. Ein kleiner Teil der Pionen wird aber im Wolfram soweit abgelenkt, daß er das tote Material in benachbarten „Lücken“ (z.B. bei 1°) durchdringen kann. So wird der Anteil der Pionen, der das PLUG ohne Schauerbildung erreicht, größer, als eine Abschätzung aufgrund des geradlinig zu durchquerenden Materials vermuten läßt.

Das Energiespektrum der Sekundärteilchen wächst zu kleinen Energien wieder sehr stark an. Es wird hier mehr Energie durch das Primärteilchen zur PLUG-Oberfläche transportiert als bei $0,75^\circ$, da das tote Material noch nicht wieder so hohe Werte wie unter diesem Winkel erreicht hat. Obwohl in 18% der Fälle im PLUG und in 65% der Fälle im LAr weniger als 1 GeV absorbiert wird, haben weniger als 3% der Ereignisse unter 3 GeV in beiden Kalorimetern zusammen. Ursache für diesen Effekt ist die Wolfram-Blende, die in einigen Ereignissen den Energiefluß so weit ablenkt, daß im PLUG kaum etwas absorbiert wird, dann aber relativ viel im LAr.

Es wird zwar insgesamt weniger Energie ins LAr gestreut als bei $0,75^\circ$, die Cluster sind jedoch weiträumiger verteilt. Dies liegt am von vornherein größeren Polarwinkel der Primärteilchen, aber auch der kürzere Abstand des ersten Hindernisses zum Wechselwirkungspunkt spielt eine Rolle.

Die Verteilung der transversalen Energie fällt vom Sollwert $0,65 \text{ GeV}$ aus zu kleineren Werten annähernd linear bis auf 3% der Ereignisse mit weniger als $0,05 \text{ GeV}$ ab. Diese extrem kleinen Werte treten auf, wenn die in den Kalorimetern absorbierte Energie insgesamt sehr klein ist. Aber auch hohe Energie in den Kalorimetern führt zu einem niedrigen Transversalimpuls, falls der Energieschwerpunkt in der Nähe des Strahlrohres liegt. Dies ist dann der Fall, wenn Schauerteilchen sich auf das Strahlrohr bezogen gegenüberliegen, und ihre transversale Energie gegenseitig aufheben. Oberhalb des Sollwertes liegen hier schon recht häufig Ereignisse, bei denen ein Teil der Energie sehr weit nach außen gestreut wurde, ohne daß es zu solch einer Ausbalancierung gekommen ist.

$\theta=1,5^\circ$ Bei Vergrößerung des Polarwinkels verschiebt sich der Auftreffpunkt auf die äußere Kryostatwandung schnell in Richtung Wechselwirkungspunkt. Unter einem Winkel von $1,5^\circ$ wird der Kryostat bei geradliniger Extrapolation der Flugbahn ca. 1 m vor dem PLUG getroffen. Eine leichte Ablenkung dieser

Bahn durch elastische Streuung in der Wolfram-Blende davor verschiebt diesen Punkt jedoch sehr weit in z -Richtung. Die Sekundärteilchen, die nach einer inelastischen Streuung in dieser Wandung entstanden sind, werden umso weniger Energie im PLUG deponieren, je weiter entfernt von dessen Oberfläche diese eingetreten ist, da dann die Wahrscheinlichkeit wächst, daß sie entweder ganz im toten Material gestoppt werden oder das PLUG nicht treffen.

Jeweils 15% der Ereignisse bringen entweder nahezu die gesamte oder fast gar keine Energie an die PLUG-Oberfläche, und die gesamte dazwischenliegende Energiespanne wird relativ gleichmäßig ausgefüllt. Diese Energie wird zum größeren Teil von Schauerteilchen getragen – das primäre Pion erreicht nur noch in jedem sechsten Ereignis das PLUG.

Die Energie im LAr erreicht in mehr als der Hälfte der Fälle Werte oberhalb von 1 GeV . Die tote Energie ist weiter gewachsen und beträgt mit $10,9\text{ GeV}$ bereits mehr als ein Drittel der Gesamtenergie. Die gesamte in den Kalorimetern absorbierte Energie erreicht im Mittel nur noch $13,9\text{ GeV}$ und ist bis auf ein schwach ausgeprägtes Maximum bei 8 GeV gleichmäßig im gesamten möglichen Bereich verteilt.

Im Korrelationsplot zeigen sich zwei Ansammlungen von Ereignissen. Einmal solche, bei denen der größte Teil der Energie in den Kalorimetern absorbiert wird und kaum tote Energie vorkommt. Von diesen ausgehend zieht sich eine schmale Reihe von Ereignissen senkrecht nach unten, bei denen ein Schauer im H1-Detektor sehr spät bis gar nicht mehr entsteht. Die andere Ansammlung zeigt sich im Bereich um 10 GeV in den Kalorimetern und 12 bis 18 GeV im toten Material. Hier ist es wahrscheinlich so, daß es sich um relativ früh aufschauernde Pionen handelt, bei denen nur noch die Ausläufer die Kalorimeter erreichen.

Die Cluster sowohl im PLUG als auch im LAr liegen etwas weiter verstreut als bei den Winkeln ab 1° , aber noch nicht so weit wie bei $0,75^\circ$.

Bei 2° wird die vordere innere Ecke des Kryostaten getroffen. Bei gerader Flugbahn verläuft diese dann zwischen den beiden Kryostatwandungen und erreicht das PLUG durch eine schmale Lücke im direkt vor diesem liegenden Material. Kleine Ablenkungen in der Wolfram-Blende oder der Kryostatwandung können aber dazu führen, daß dieser schmale Bereich nicht mehr getroffen wird und dann erheblich mehr totes Material zu durchqueren ist. Daher liefert bei diesem Winkel die naive analytische Berechnung des Pioneneanteils, der das PLUG unbeschadet erreichen sollte, einen zu hohen Wert. Statt 14% werden nur 10% erreicht.

Es zeigen sich keine grundsätzlich neuen Effekte, sondern eine Fortsetzung der Tendenz, die den im LAr absorbierten Anteil auf Kosten des PLUG-Anteils

reduziert. Der im toten Material bleibende Anteil bleibt annähernd konstant, da dessen Stärke kaum verändert ist. Auch gibt es hier keine Lücken im toten Material, durch die etwas abgelenkte Pionen einen leichteren Weg zum PLUG finden könnten.

$\theta=2,5^\circ$ Bei $2,5^\circ$ wird das PLUG-Kalorimeter bei gerader Extrapolation nur noch an der inneren Spitze eines Dreieckdetektors getroffen, und es wird das Maximum an zu durchdringendem Material erreicht. Der Anteil der Ereignisse mit fast voller Energie an der PLUG-Oberfläche geht auf 3% zurück und über 50% der von den Pionen ausgelösten Schauer lassen nahezu keine Energie im PLUG, der Mittelwert sinkt auf 3 GeV . Im LAr wird bereits mehr als doppelt soviel Energie absorbiert wie im PLUG. Die von beiden Kalorimetern zusammen absorbierte Energie bleibt kleiner als die im toten Material absorbierte. Die transversale Energie erreicht im Mittel nicht mal den halben Sollwert, es bleiben aber einige Ereignisse mit zu hohen Werten.

$\theta=3,0^\circ$ Bei 3° ist der absolut äußerste Rand des PLUG erreicht. Das LAr liegt jetzt bereits mit einer „Ecke“ vor diesem, so daß der größere Teil der Energie in diesem absorbiert wird. Nur noch rund jedes dreißigste Pion erreicht das PLUG, ohne vorher einen Schauer auszulösen. Die Energie dieser Pionen geht dem H1-Detektor aber zum größten Teil ganz verloren, da diese im PLUG nicht mehr absorbiert werden können. Insgesamt wird von der mittleren Energie von 4 GeV , die das PLUG erreicht, 70% absorbiert. Im toten Material wird immer noch mehr Energie absorbiert als in den Kalorimetern. Die transversale Energie erreicht im Mittel weniger als ein Drittel ihres Sollwertes.

Es kommt insgesamt zu erheblichem *Leakage*, da beide Kalorimeter nur noch gestreift werden. Ein kleiner Anteil von Ereignissen läßt insgesamt nicht mehr als 1 GeV im H1-Detektor.

$\theta=3,5^\circ$ Ein Polarwinkel von $3,5^\circ$ liegt dann endgültig außerhalb des vom PLUG-Kalorimeter abgedeckten Winkelbereichs. Die Doppelwandung des Kryostaten ist immer noch von innen zu durchdringen. Das vor den aktiven Teilen des LAr liegende inaktive LAr trägt aber mit fast einer Wechselwirkungslänge den wesentlichen Anteil des toten Materials.

Streuprozesse in diesem Material lassen das PLUG in einzelnen Ereignissen noch bis zu 15 GeV absorbieren. Im Mittel sinkt dieser Wert aber auf $1,1\text{ GeV}$ ab. Das an die PLUG-Oberfläche gelangende Teilchenspektrum zeigt die typische Form eines hadronischen Schauers. Im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird ca. die Hälfte der Energie absorbiert, im toten Material noch $3,4\text{ GeV}$. Es geht dem H1-Detektor also ein erheblicher Anteil der Energie durch *Leakage* verloren, da das LAr immer noch von innen getroffen wird, so daß es noch nicht seine volle Tiefe erreicht hat.

$\theta>4^\circ$ Bei noch größeren Winkeln sinkt auch die Stärke des inaktiven Argons im

Innenbereich des Kryostaten und stellt ab $4,5^\circ$ kein Hindernis mehr dar. Schließlich bleiben das Strahlrohr, die vorderen Spurenkammern und die Kryostatwandung als Beiträge zum toten Material. Das Strahlrohr ist hier sehr viel dünner als im vorderen Bereich und muß nicht mehr unter so extrem spitzen Winkel durchdrungen werden. Die Kryostatwandung ist unter sehr stumpfen Winkel zu durchdringen, da sie nicht mehr im koaxialen Bereich getroffen wird. Insgesamt summiert sich das tote Material auf eine vergleichsweise geringe Stärke von $0,055 \lambda$ bei 5° und stellt damit für hadronische Schauer kaum noch ein Hindernis dar.

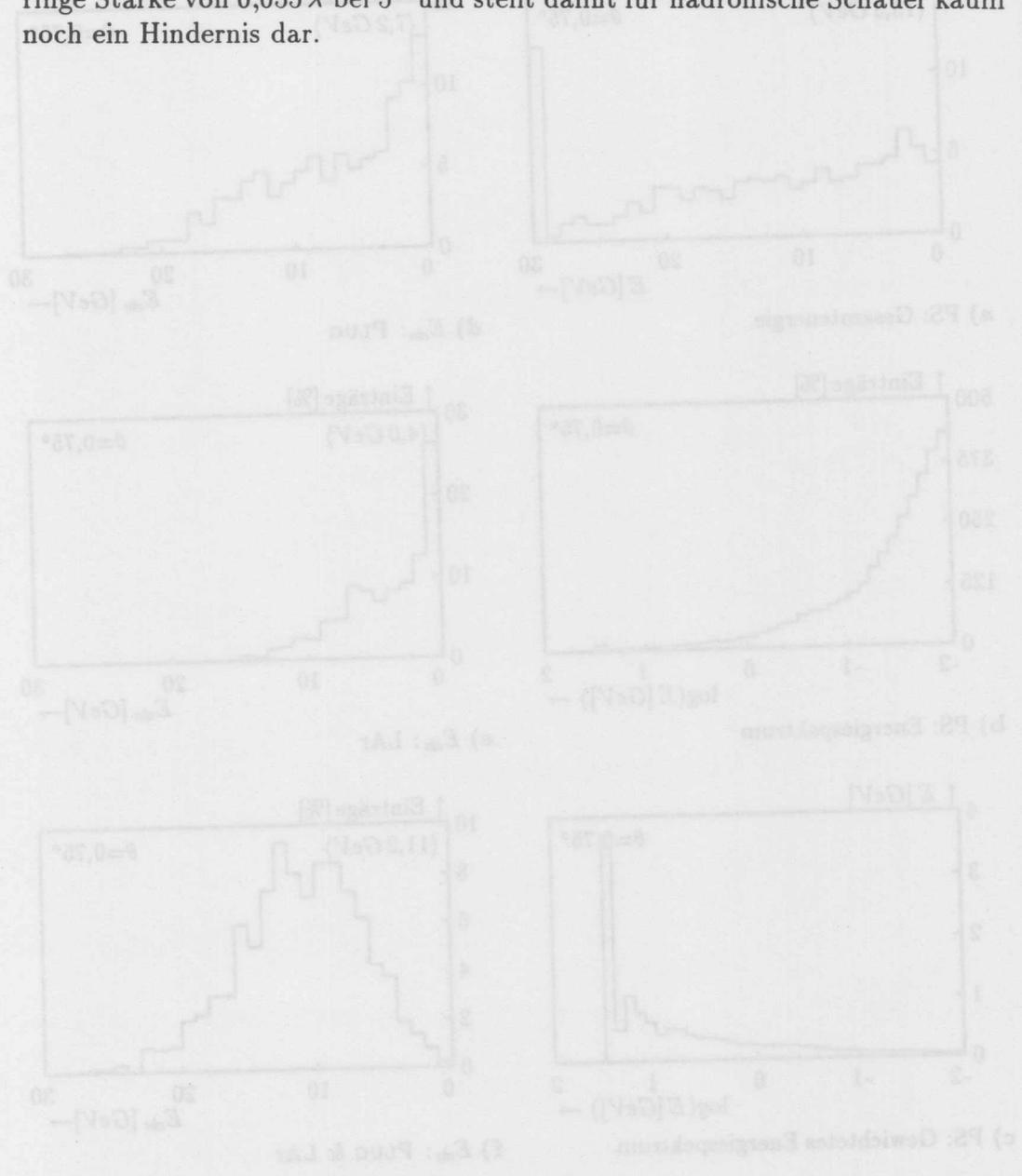
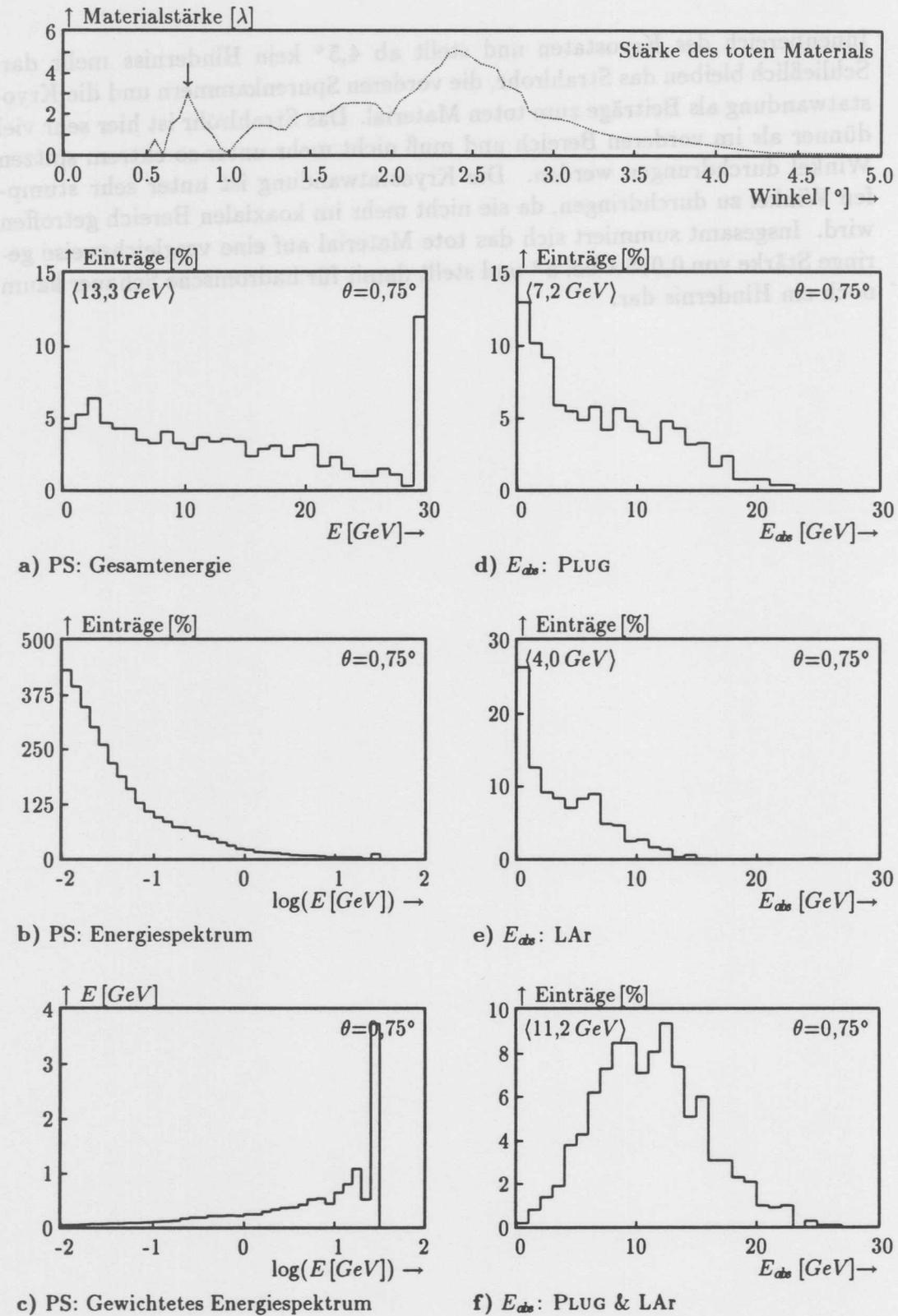


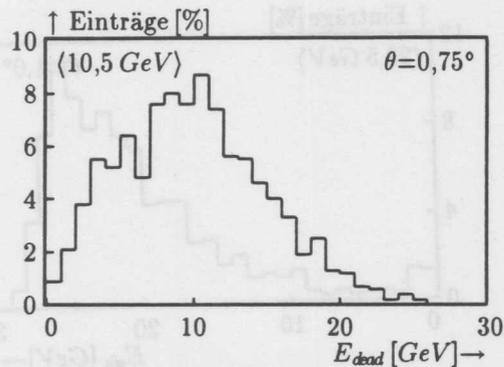
Abb. 5.28: 50 GeV π^- - $\theta = 0,75^\circ$

Abb. 5.26: $30 \text{ GeV } \pi^- - \theta = 0,75^\circ$

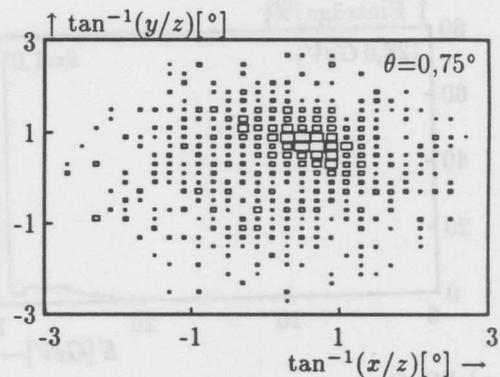
Strahlrohr unter spitzem Winkel 2 m vor PLUG

$$D_\lambda = 3,0 \quad \exp(-D_\lambda) = 4,9\% \quad F_{PS} = 12\% \quad E_\lambda = 75\% \quad E_{Dead} = 35\%$$

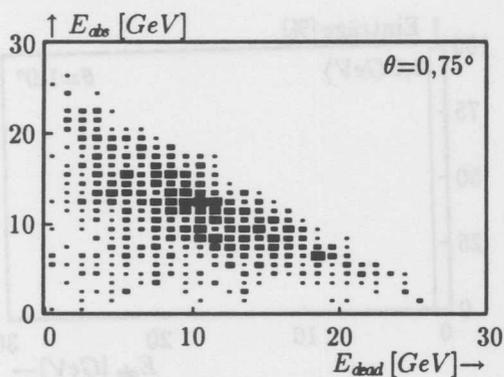
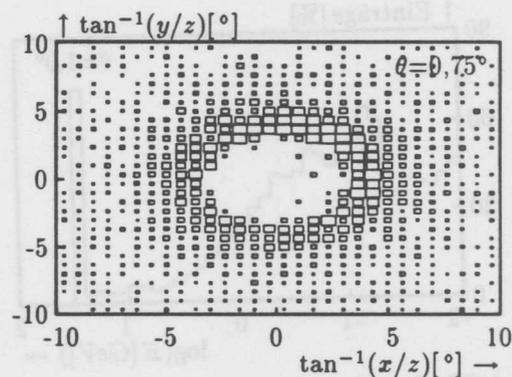
Frühe Schauerbildung, daher weiträumig verteilte Energie; Bei Schauerbildung erzeugte Teilchen haben i.a. weniger Material zu durchdringen als Primärteilchen.; Hohes (laterales) Leakage aus PLUG (46%); Relativ viel Energie im LAr; „Gaußförmiges“ Energiespektrum in beiden Kalorimetern zusammen.



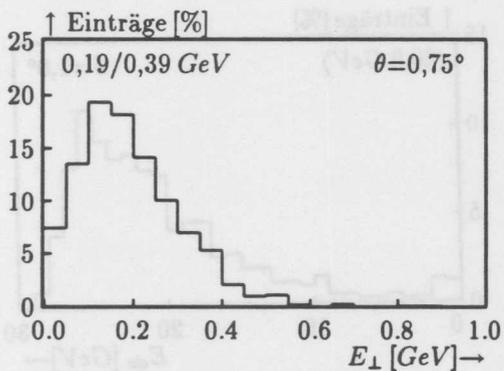
g) Gesamte tote Energie



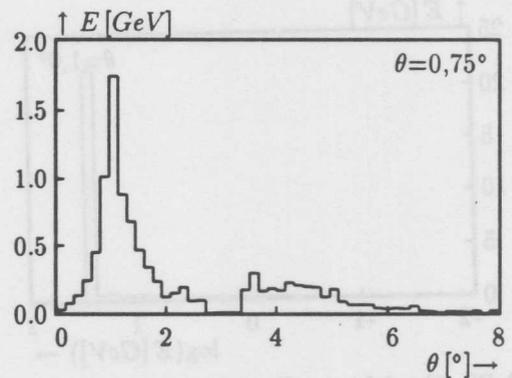
j) Cluster: PLUG

h) Korrelation $E_{dead} \leftrightarrow E_{obs}$ 

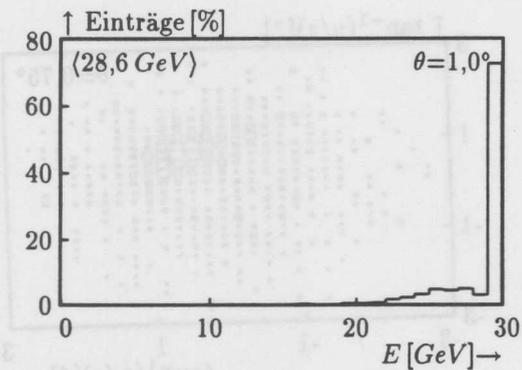
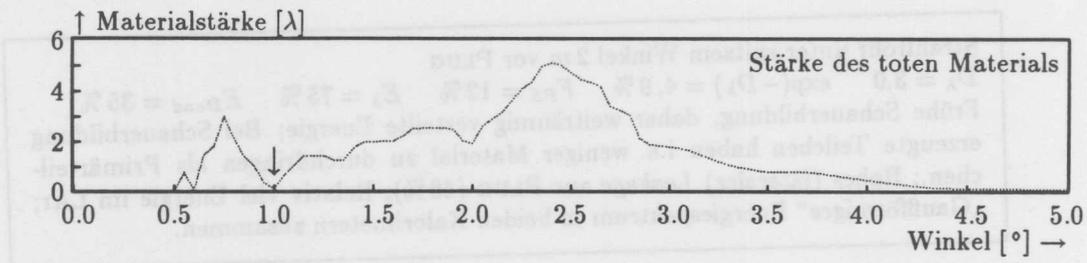
k) Cluster: LAr



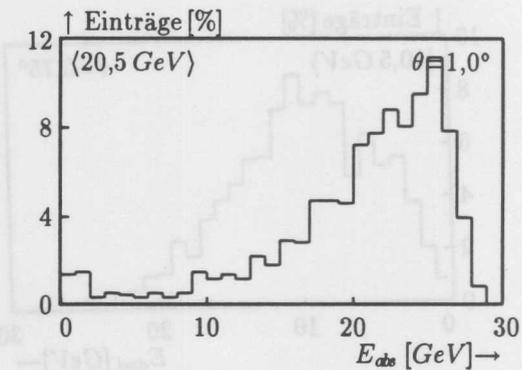
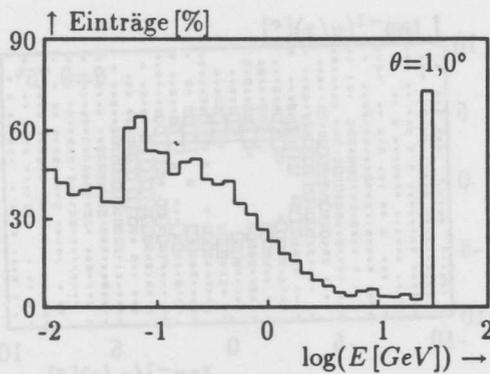
i) Transversale Energie



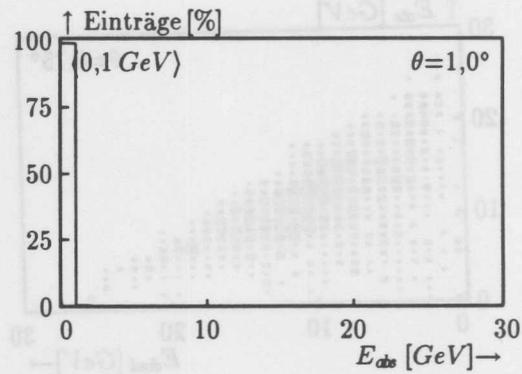
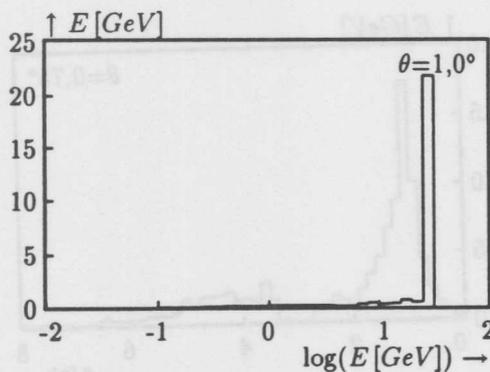
l) Cluster-Energie: PLUG & LAr



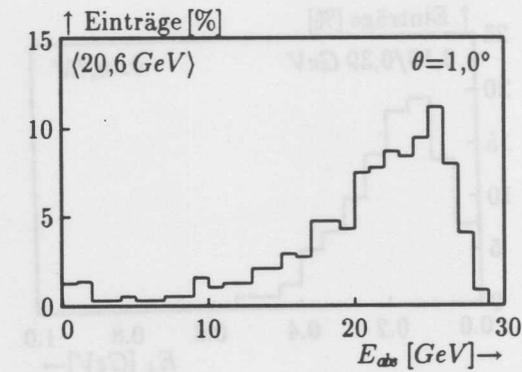
a) PS: Gesamtenergie

d) E_{obs} : PLUG

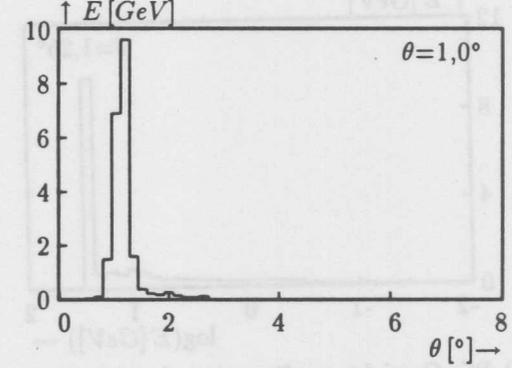
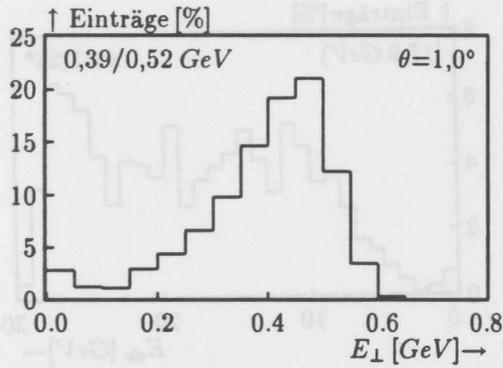
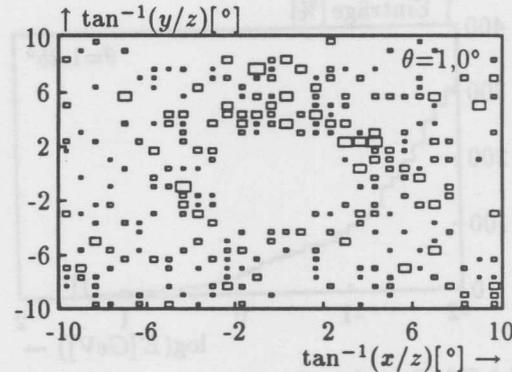
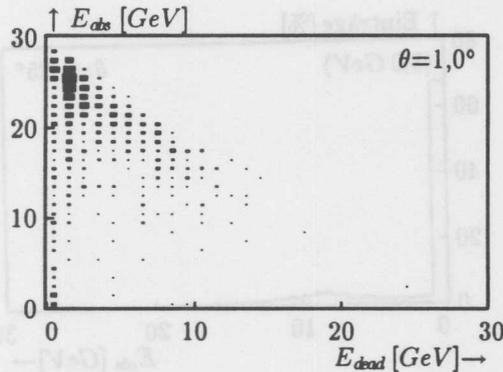
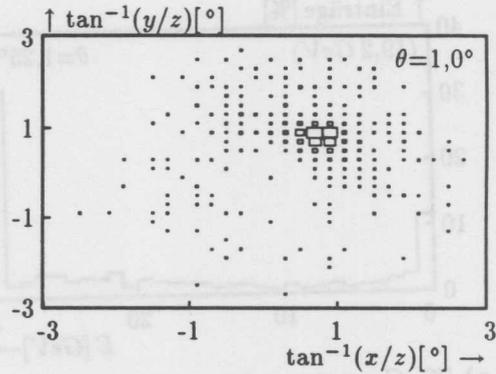
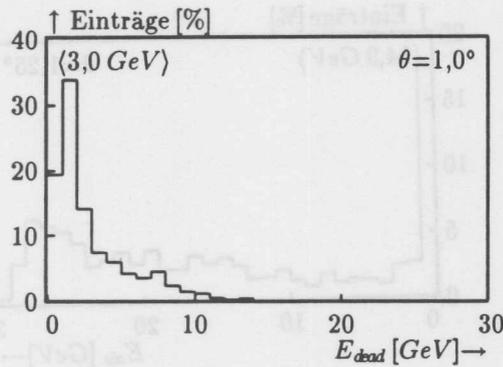
b) PS: Energiespektrum

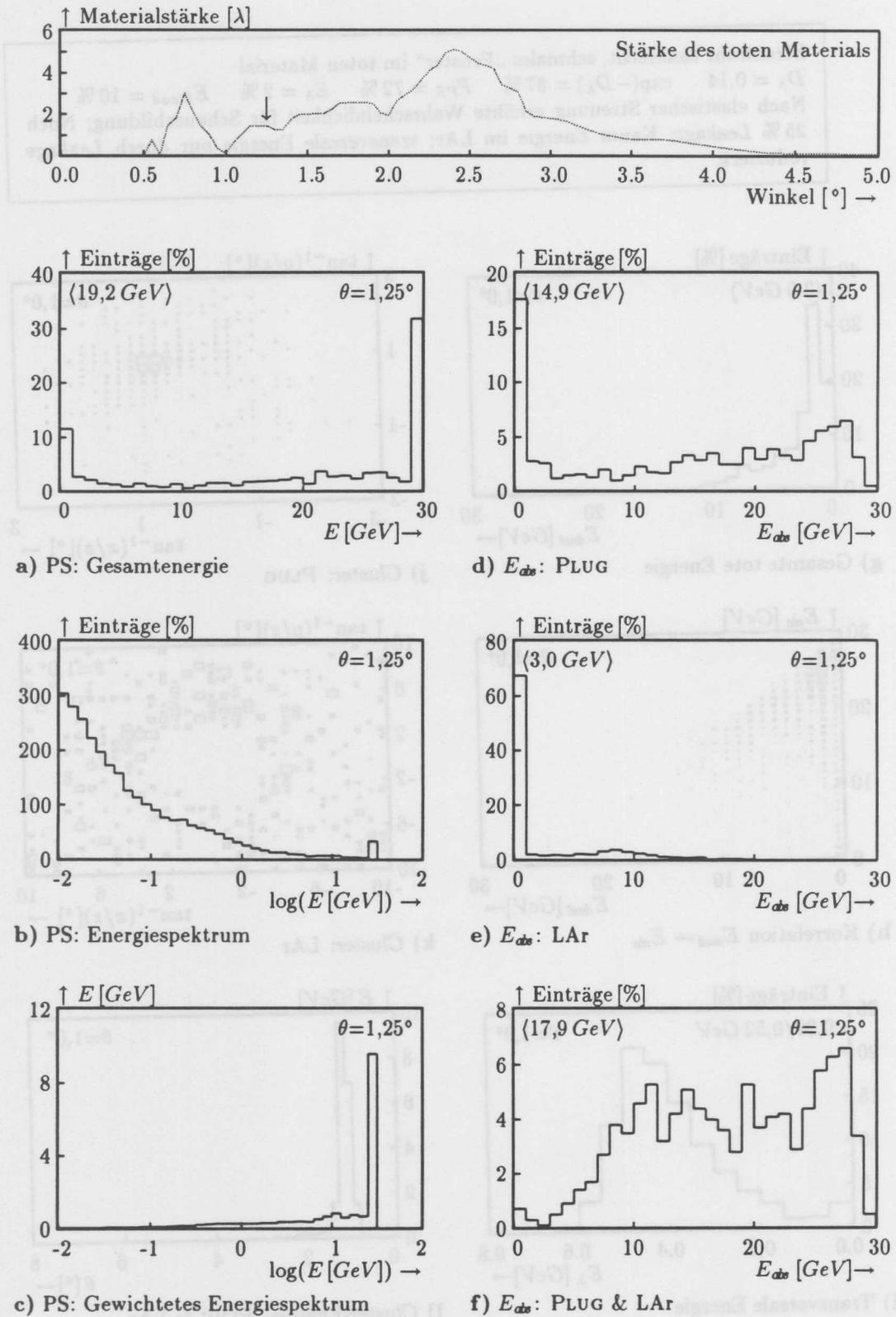
e) E_{obs} : LAr

c) PS: Gewichtetes Energiespektrum

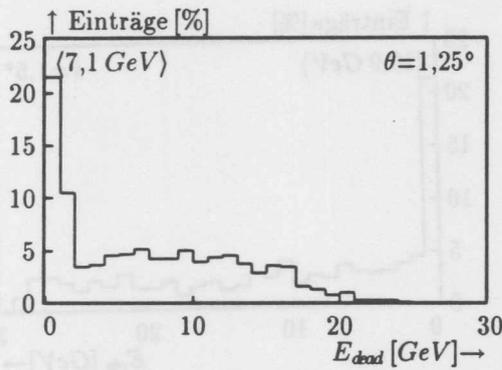
f) E_{obs} : PLUG & LArAbb. 5.27: $30 \text{ GeV } \pi^- - \theta = 1,0^\circ$

Strahlrohr senkrecht, schmales „Fenster“ im toten Material
 $D_\lambda = 0,14$ $\exp(-D_\lambda) = 87\%$ $F_{PS} = 72\%$ $E_\lambda = 2\%$ $E_{Dead} = 10\%$
 Nach elastischer Streuung erhöhte Wahrscheinlichkeit für Schauerbildung; Noch
 25% Leakage; Kaum Energie im LAr; transversale Energie nur durch Leakage
 reduziert.

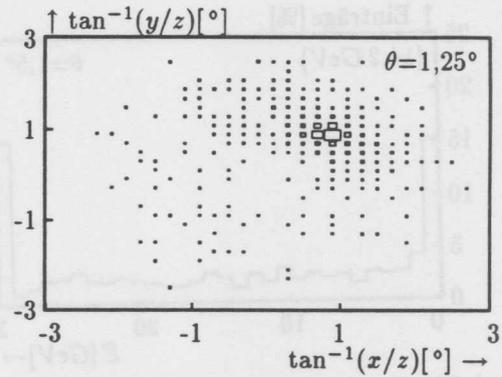


Abb. 5.28: $30 \text{ GeV } \pi^- - \theta = 1,25^\circ$

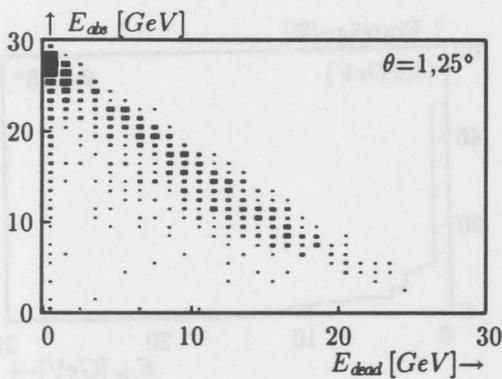
Wolfram, Strahlrohr senkrecht, Flansch direkt vor PLUG
 $D_\lambda = 1,45$ $\exp(-D_\lambda) = 23\%$ $F_{PS} = 32\%$ $E_\lambda = 40\%$ $E_{Dead} = 24\%$
 Hadron-Kern-Wechselwirkung in Blende streuen relativ viel Energie ins LAr; Ereignisse mit überhöhter transversaler Energie treten auf.



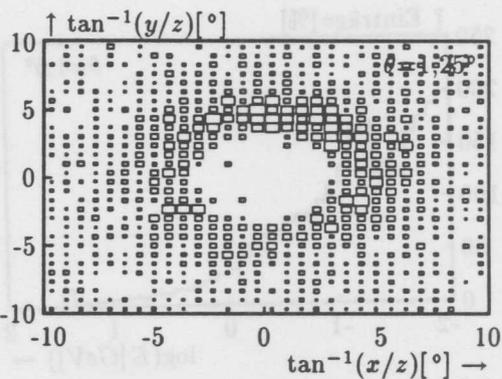
g) Gesamte tote Energie



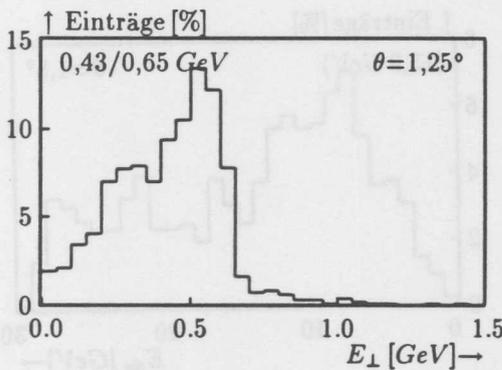
j) Cluster: PLUG



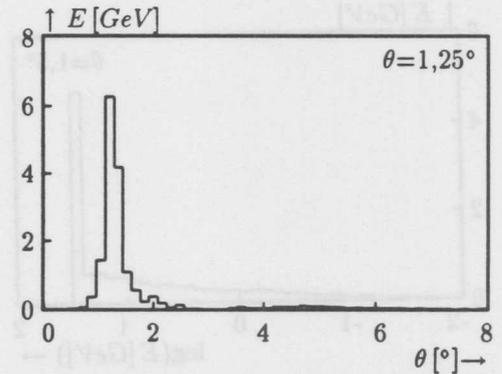
h) Korrelation $E_{dead} \leftrightarrow E_{abs}$



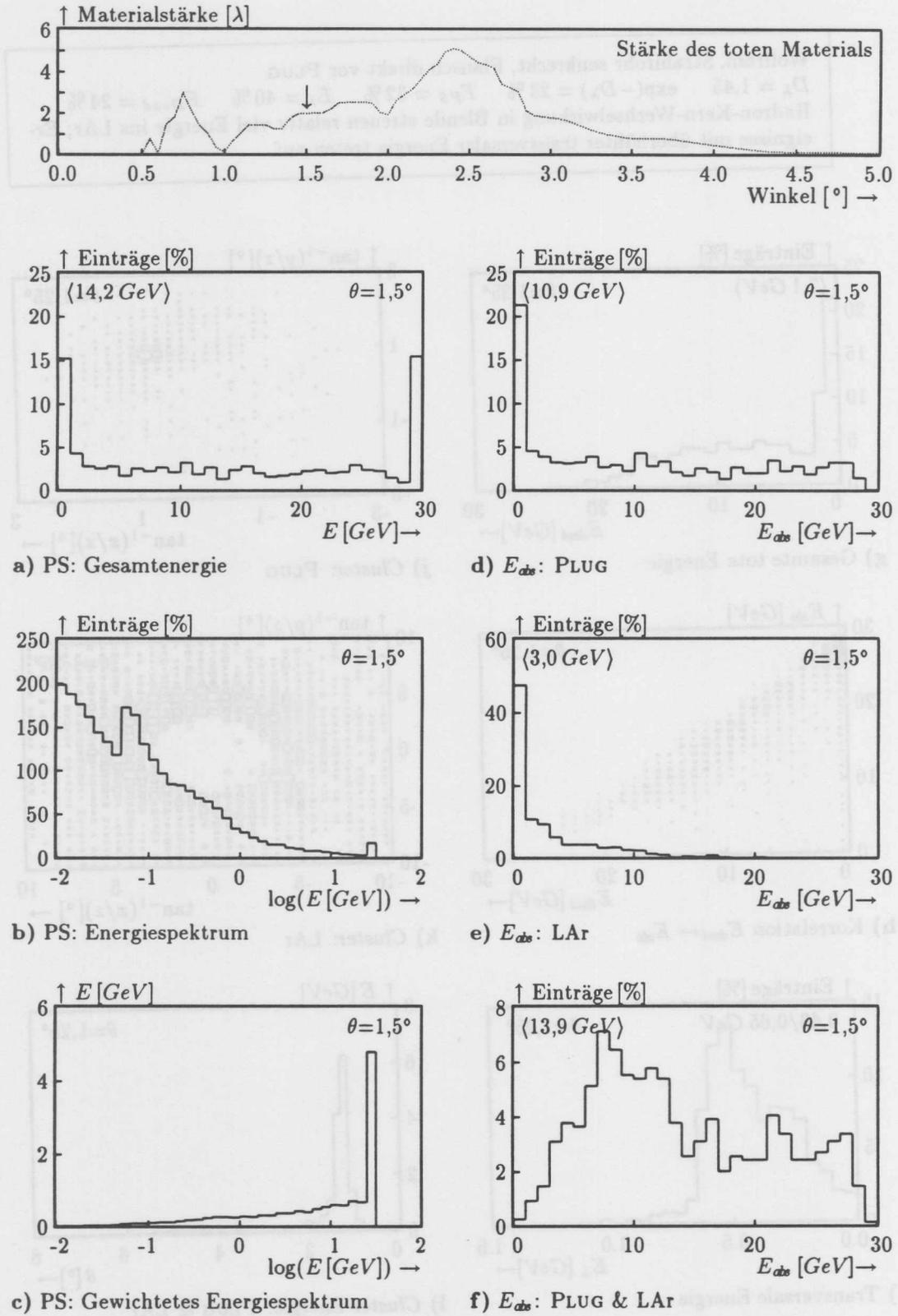
k) Cluster: LAr



i) Transversale Energie



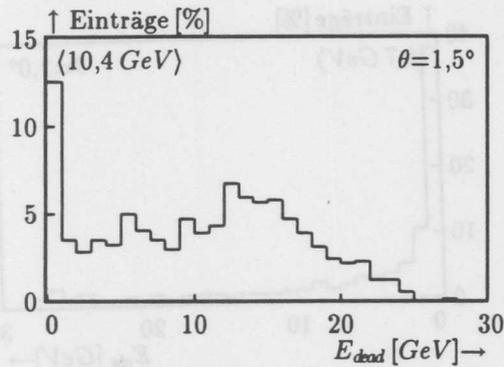
l) Cluster-Energie: PLUG & LAr

Abb. 5.29: 30 GeV π^- — $\theta = 1,5^\circ$

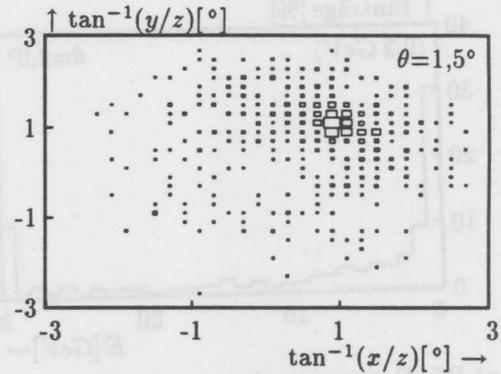
Wolfram, Strahlrohr senkrecht, innere Kryostatwandung

$D_\lambda = 2,0$ $\exp(-D_\lambda) = 14\%$ $F_{PS} = 15\%$ $E_\lambda = 57\%$ $E_{Dead} = 35\%$

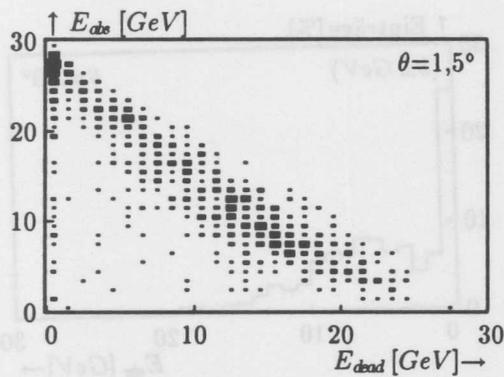
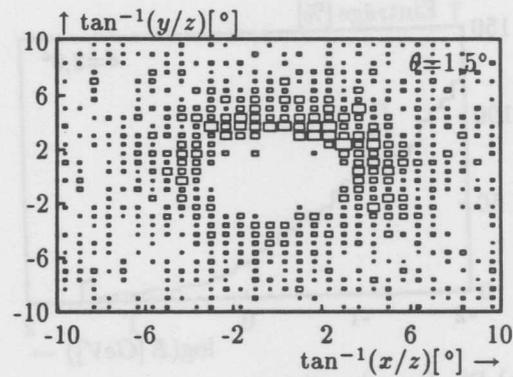
Gleichviel Ereignisse mit voller und keiner Energie an PLUG-Oberfläche; Tote Energie erreicht 1/3 der Gesamtenergie; Transversale Energie erreicht noch 1/2 des Sollwertes durch Energie im LAr.



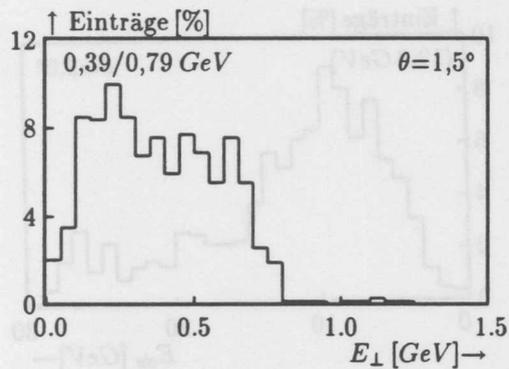
g) Gesamte tote Energie



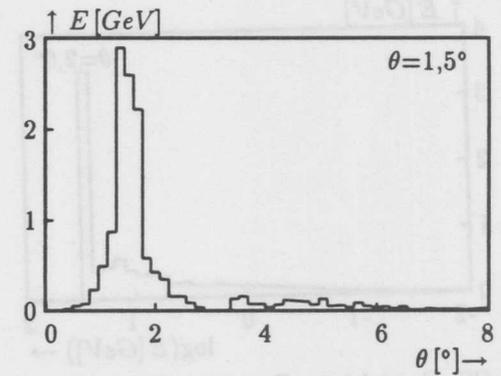
j) Cluster: PLUG

h) Korrelation $E_{dead} \leftrightarrow E_{obs}$ 

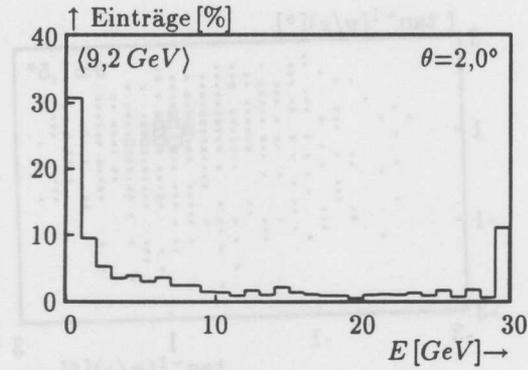
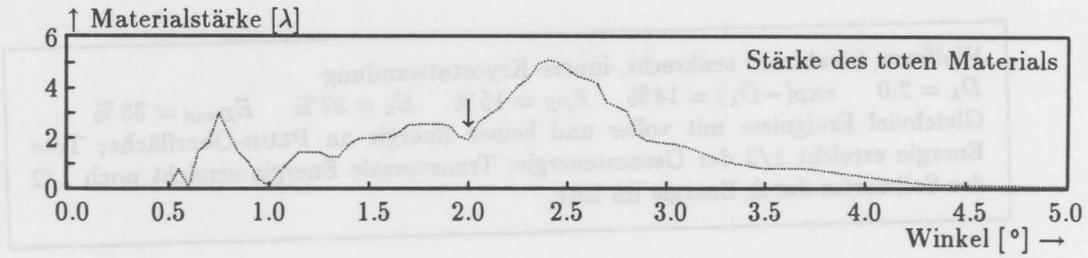
k) Cluster: LAr



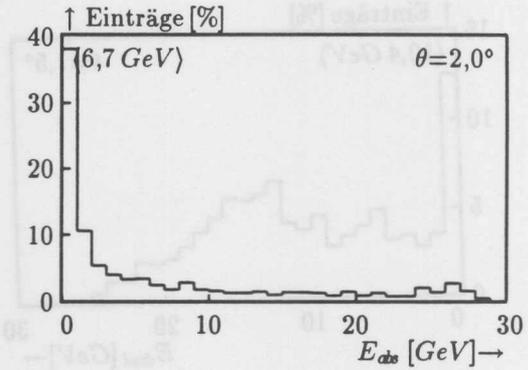
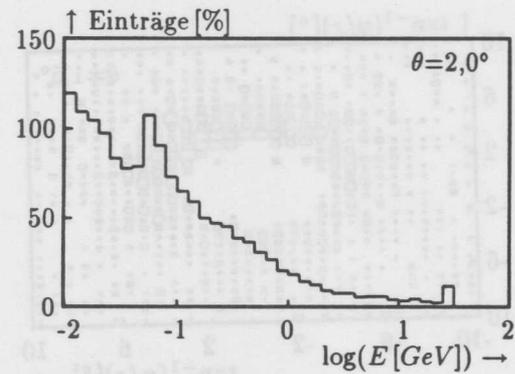
i) Transversale Energie



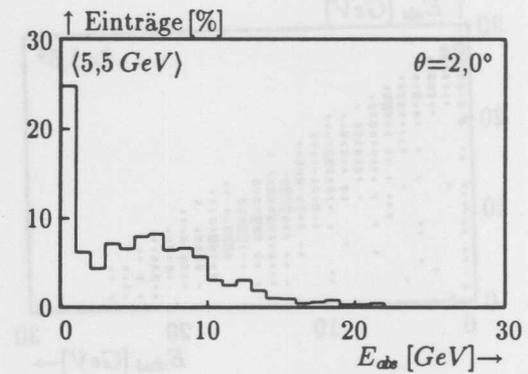
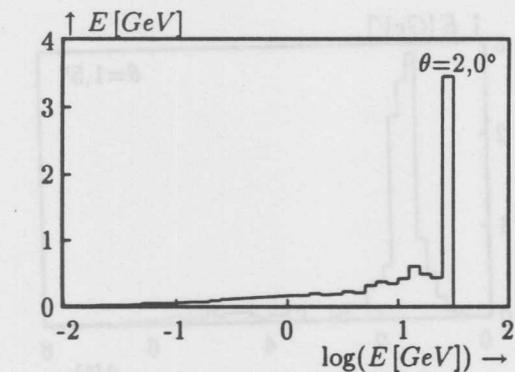
l) Cluster-Energie: PLUG & LAr



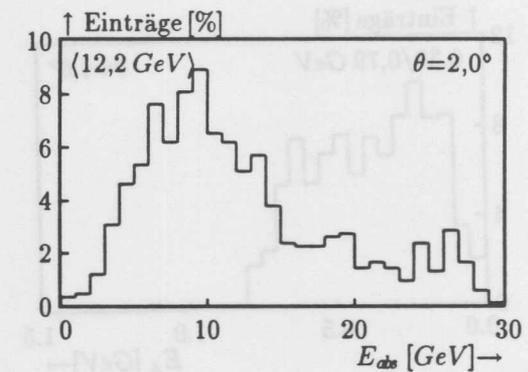
a) PS: Gesamtenergie

d) E_{obs} : PLUG

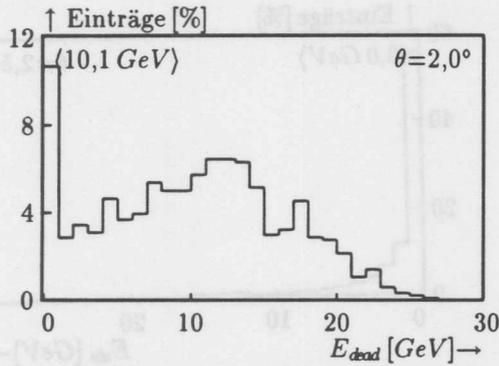
b) PS: Energiespektrum

e) E_{obs} : LAr

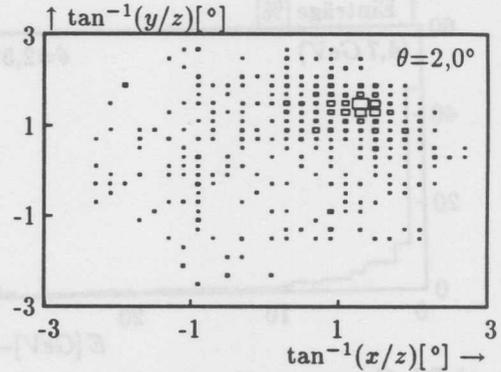
c) PS: Gewichtetes Energiespektrum

f) E_{obs} : PLUG & LArAbb. 5.30: 30 GeV π^- — $\theta = 2,0^\circ$

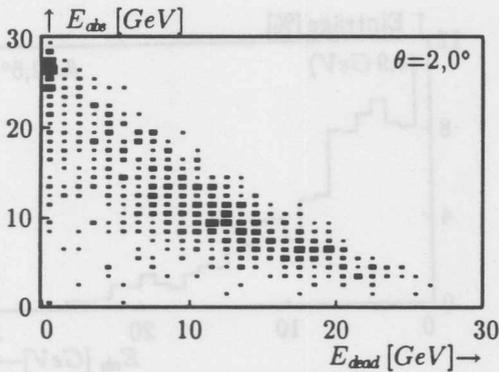
Wolfram, innere Kryostatwandung weit vor PLUG
 $D_\lambda = 1,95$ $\exp(-D_\lambda) = 14\%$ $F_{PS} = 10\%$ $E_\lambda = 55\%$ $E_{Dead} = 30\%$
 Ähnliche Verhältnisse wie bei $1,5^\circ$, aber Energie im PLUG weiter reduziert, im LAr weiter erhöht.



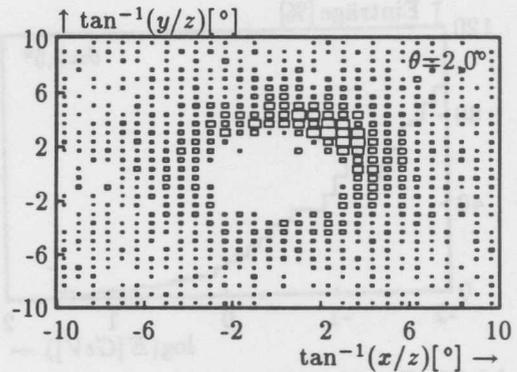
g) Gesamte tote Energie



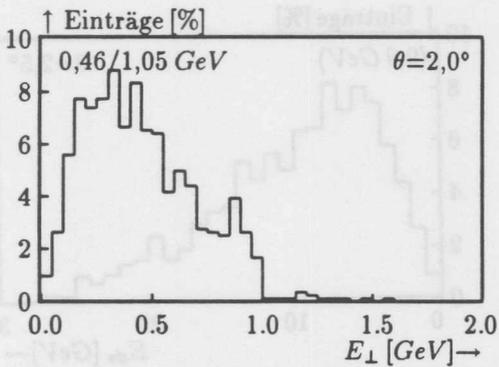
j) Cluster: PLUG



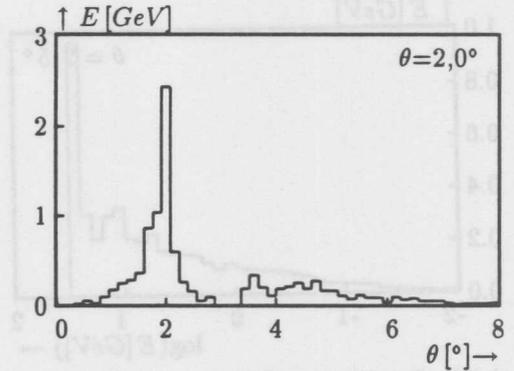
h) Korrelation $E_{dead} \leftrightarrow E_{obs}$



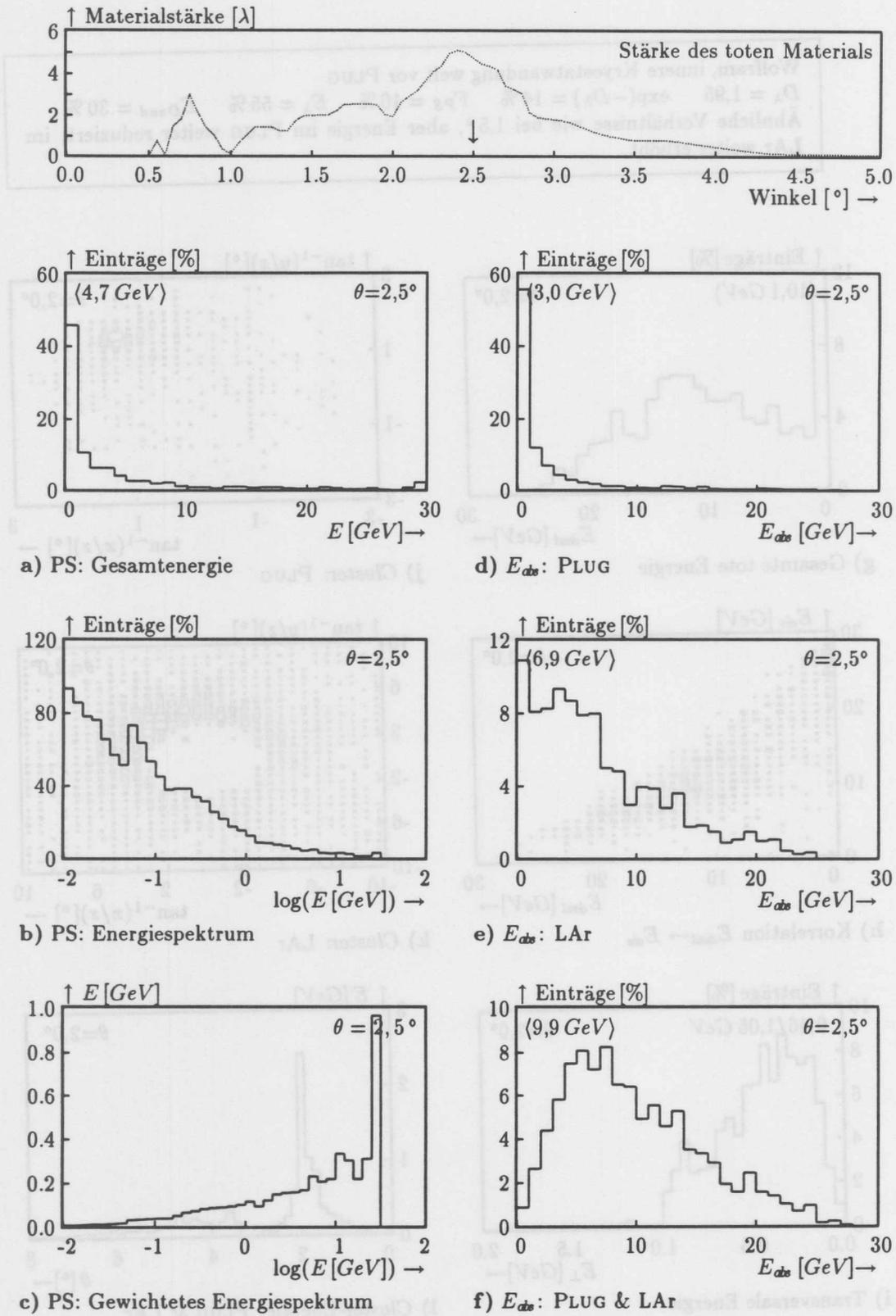
k) Cluster: LAr



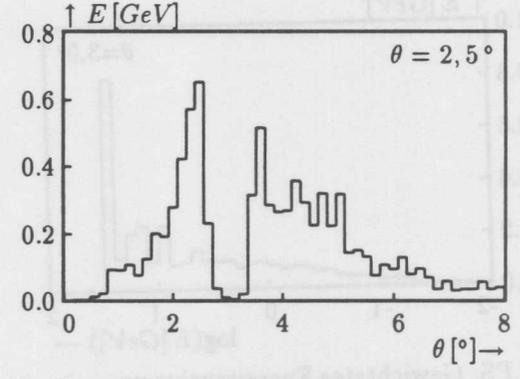
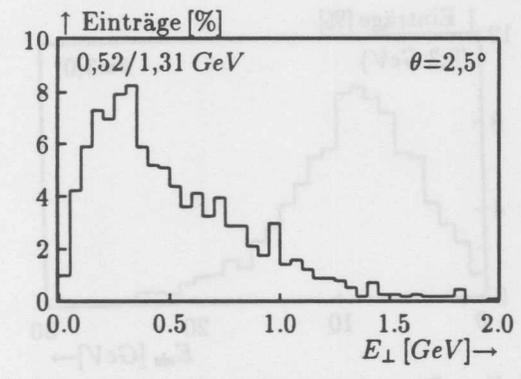
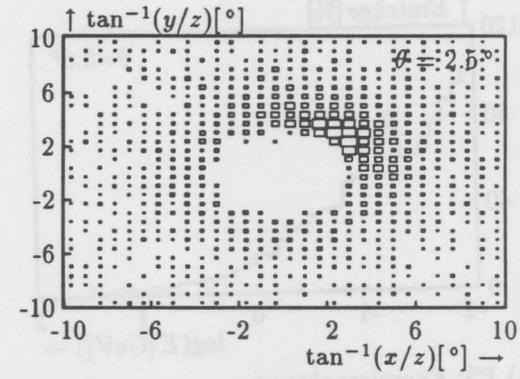
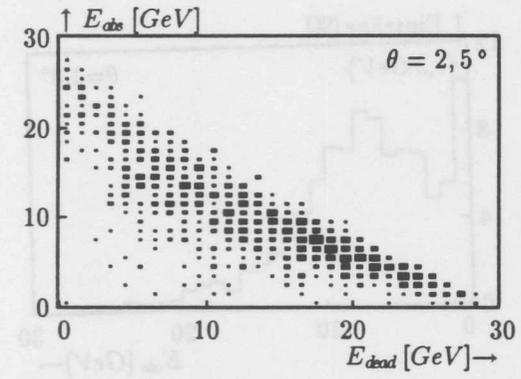
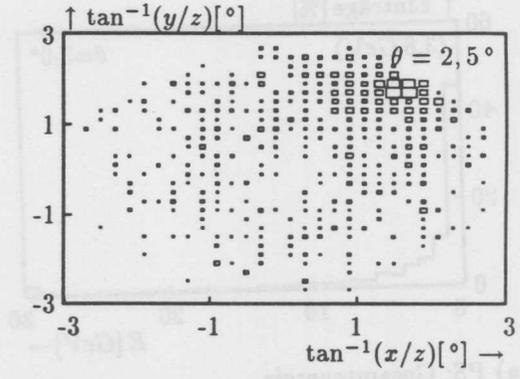
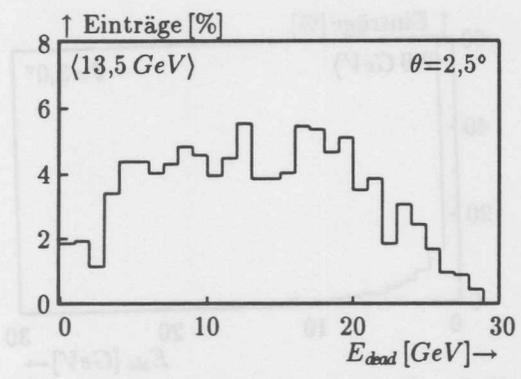
i) Transversale Energie

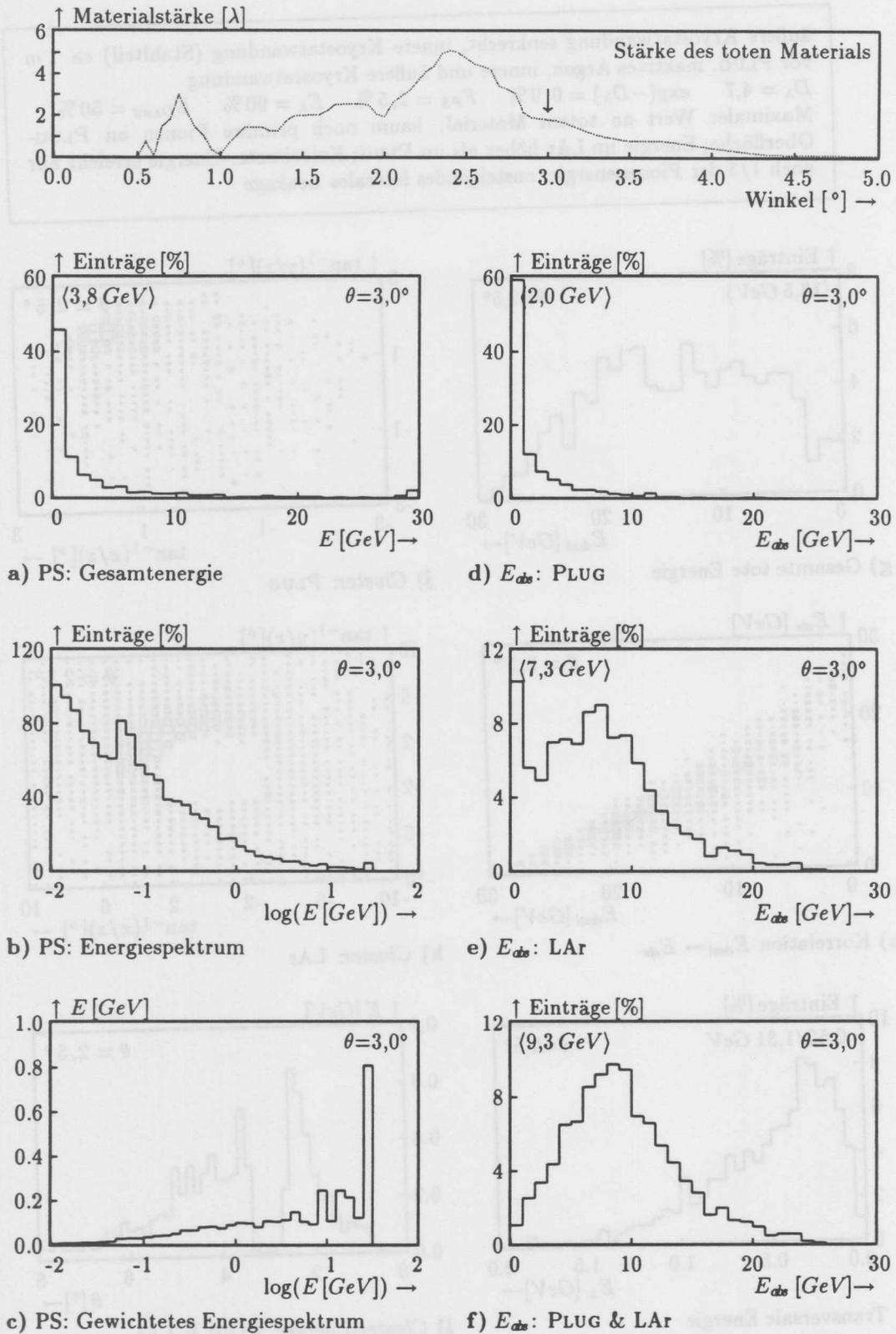


l) Cluster-Energie: PLUG & LAr

Abb. 5.31: 30 GeV π^- — $\theta = 2,5^\circ$

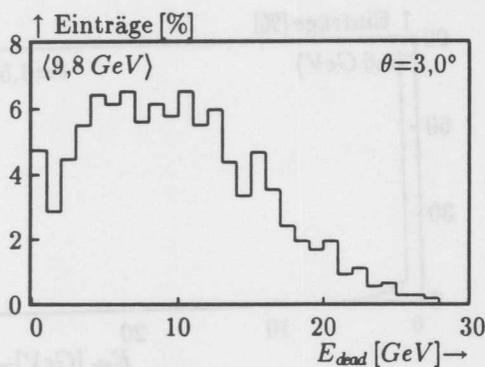
äußere Kryostatwandung senkrecht, innere Kryostatwandung (Stahlteil) ca. 1 m vor PLUG, inaktives Argon, innere und äußere Kryostatwandung
 $D_\lambda = 4,7$ $\exp(-D_\lambda) = 0,9\%$ $F_{PS} = 2,5\%$ $E_\lambda = 90\%$ $E_{Dead} = 50\%$
 Maximaler Wert an totem Material; kaum noch primäre Pionen an PLUG-Oberfläche; Energie im LAr höher als im PLUG; Kalorimeter-Energie erreicht nur noch 1/3 der Pionenenergie; ansteigendes laterales Leakage



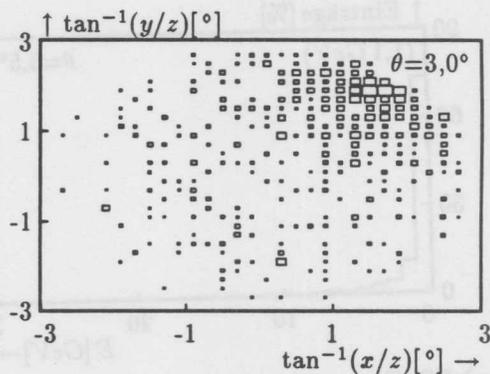
Abb. 5.32: 30 GeV π^- — $\theta = 3,0^\circ$

Kryostatwandungen 2 m vor PLUG, inaktives Argon, „Ecke“ vom aktiven Teil des LAr, Kryostatwandungen, „Ecke“ vom PLUG

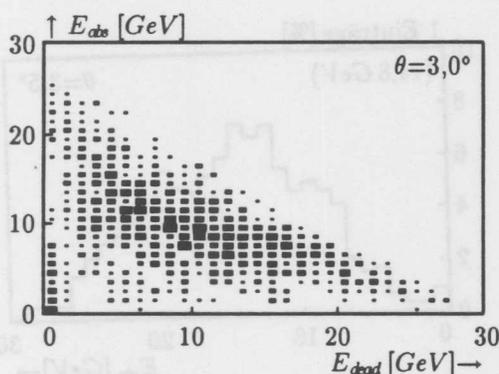
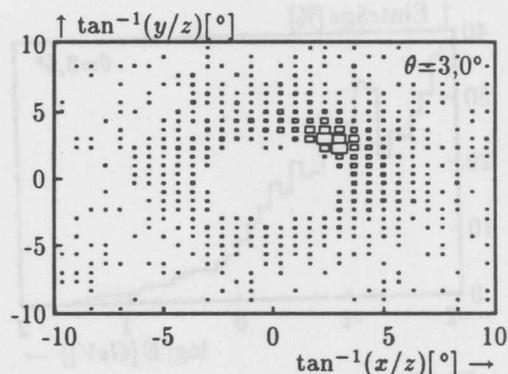
$D_\lambda = 1,8$ $\exp(-D_\lambda) = 16,4\%$ $F_{PS} = 2,3\%$ $E_\lambda = 51\%$ $E_{Dead} = 33\%$
 uerster Rand des PLUG erreicht; Mehr Energie im toten Material als in Kalorimetern; Dreimal soviel Energie im LAr wie im PLUG; erhebliches Gesamt-Leakage, da beide Kalorimeter nur noch gestreift werden.



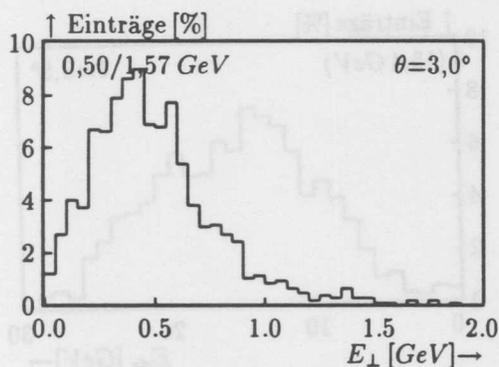
g) Gesamte tote Energie



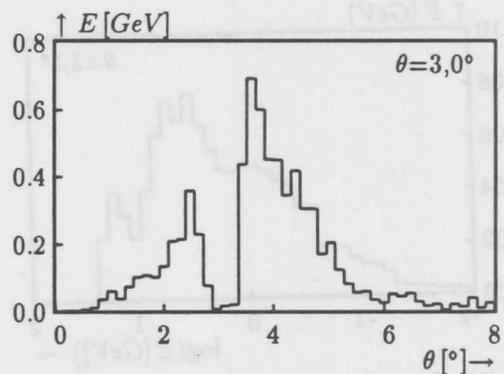
j) Cluster: PLUG

h) Korrelation $E_{dead} \leftrightarrow E_{obs}$ 

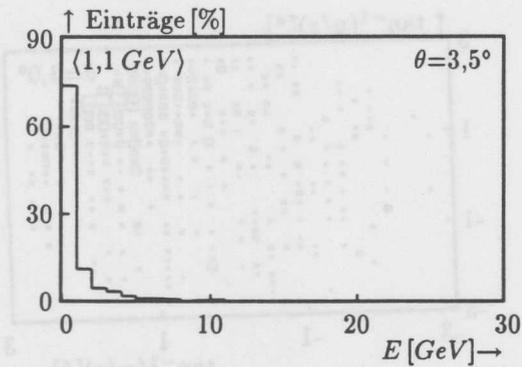
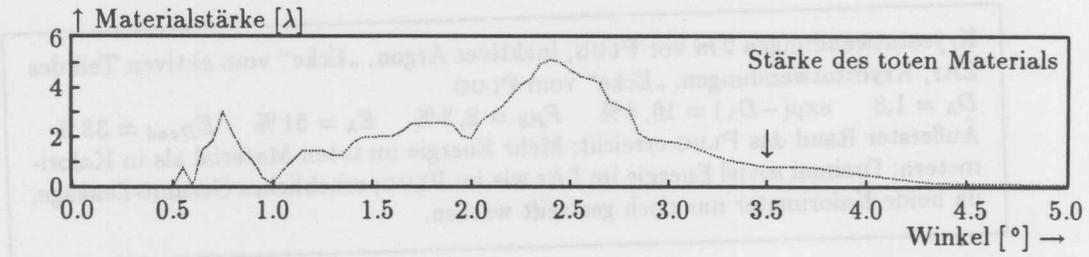
k) Cluster: LAr



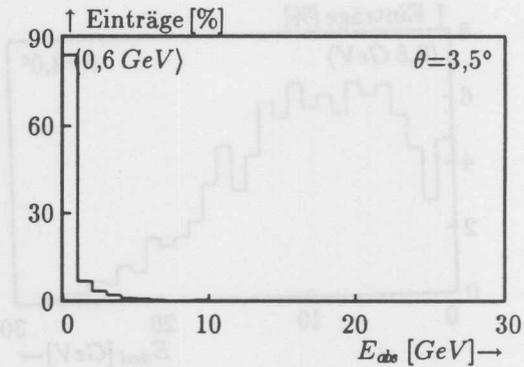
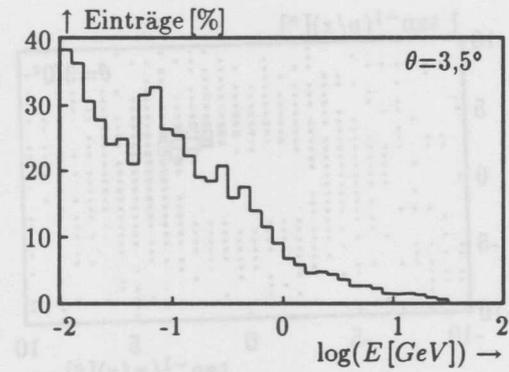
i) Transversale Energie



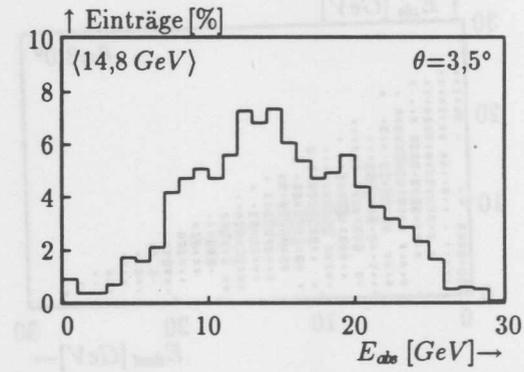
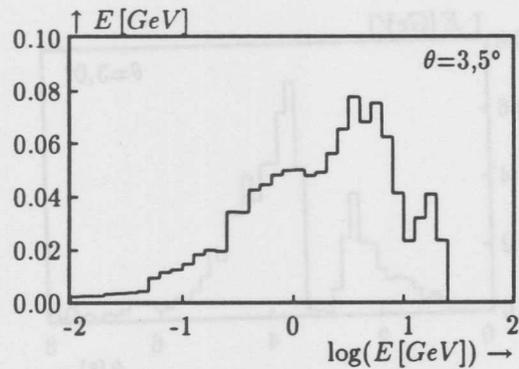
l) Cluster-Energie: PLUG & LAr



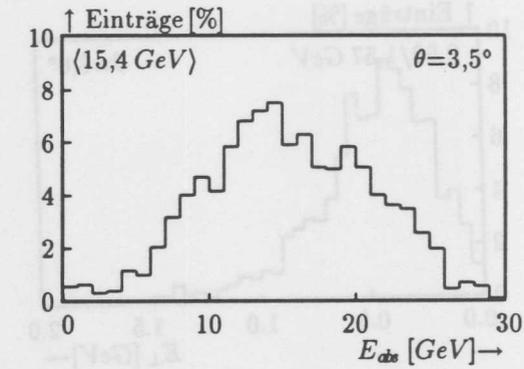
a) PS: Gesamtenergie

d) E_{obs} : PLUG

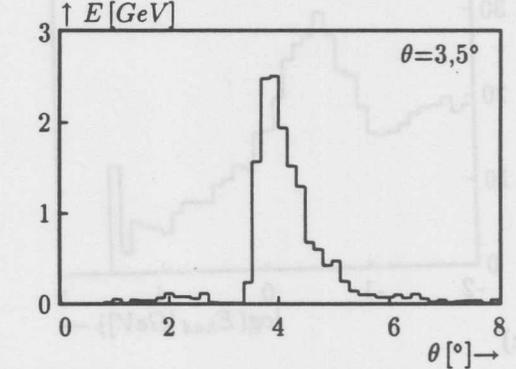
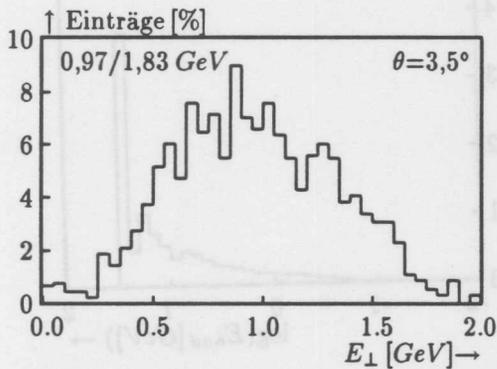
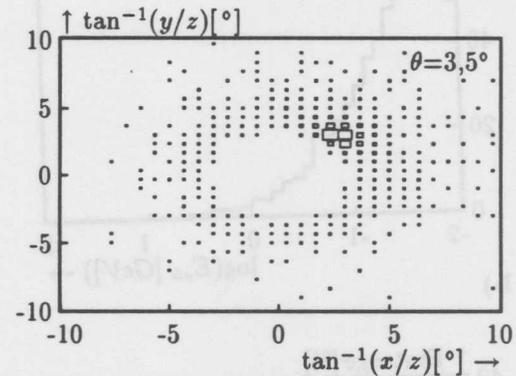
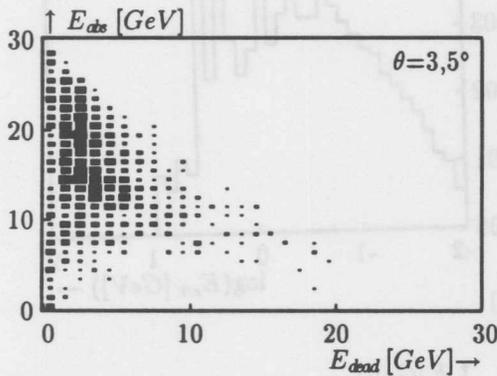
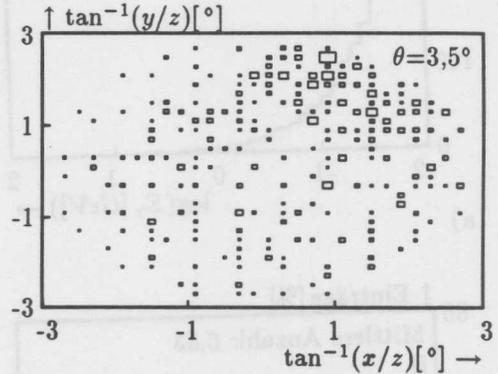
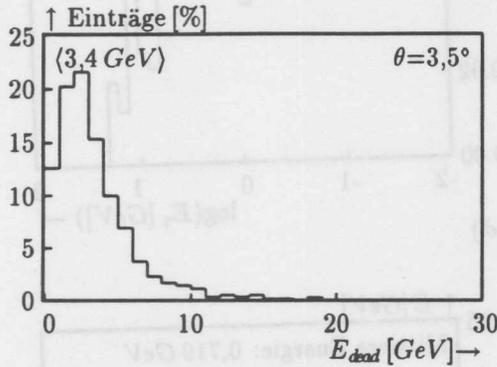
b) PS: Energiespektrum

e) E_{obs} : LAr

c) PS: Gewichtetes Energiespektrum

f) E_{obs} : PLUG & LArAbb. 5.33: $30 \text{ GeV } \pi^- - \theta = 3,5^\circ$

Kryostatwänden senkrecht, inaktives Argon, größere „Ecke“ des LAr, kein PLUG
 $D_\lambda = 0,8$ $\exp(-D_\lambda) = 45\%$ $F_{PS} = 0\%$ $E_\lambda = 18\%$ $E_{Dead} = 11\%$
 Kleiner Anteil der Pionenenergie wird durch Ausläufer von Schauern ins PLUG getragen; Longitudinales Leakage aus LAr.



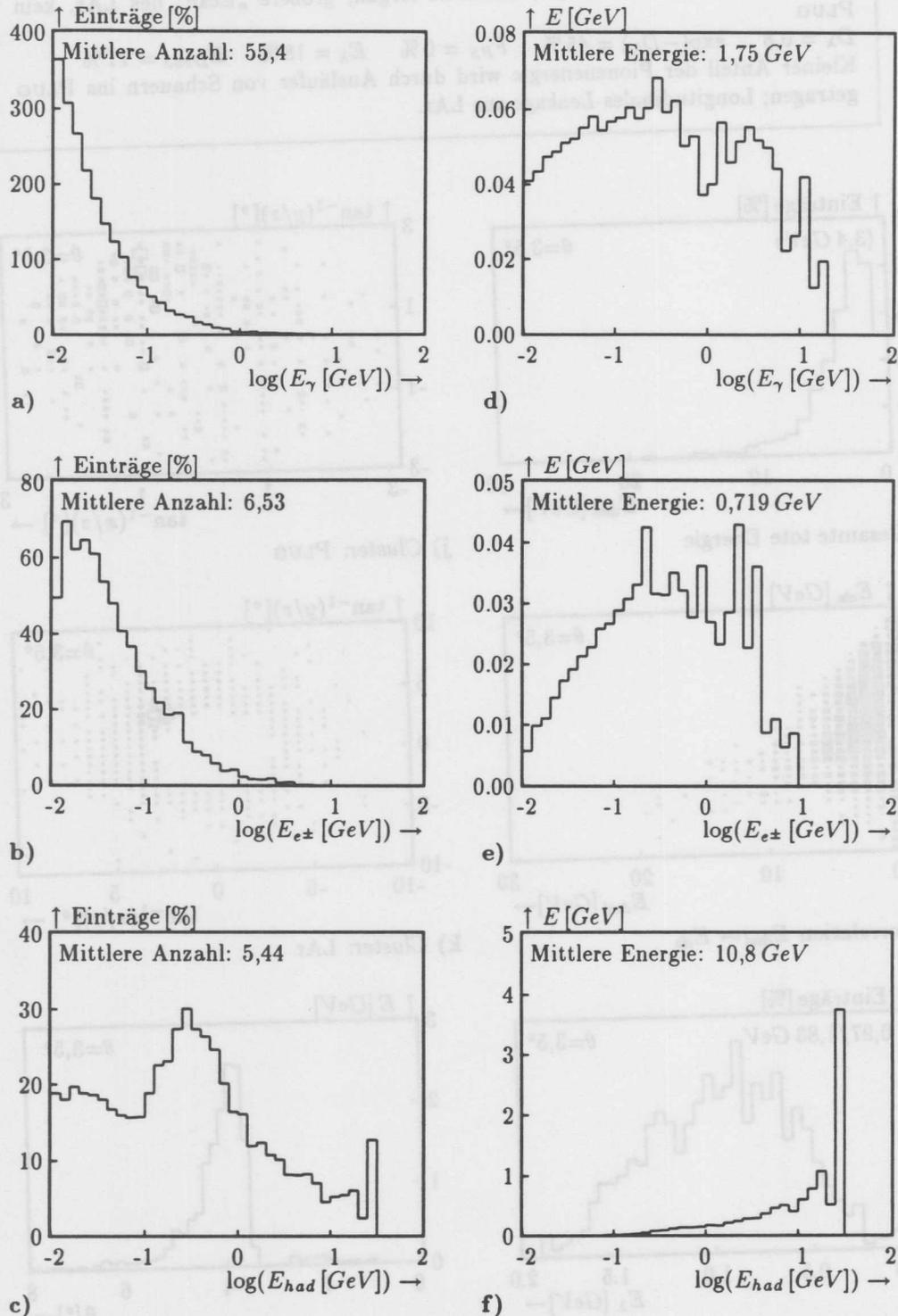


Abb. 5.34: Teilchenspektren an der PLUG-Oberfläche ausgelöst durch 30 GeV Pionen, die am Wechselwirkungspunkt unter $\theta=0,75^\circ$ gestartet wurden. In den ungewichteten Histogrammen links ist die mittlere Anzahl von Teilchen pro Ereignis angegeben, rechts in den energiegewichteten Spektren die im Mittel von allen Teilchen zusammen pro Ereignis getragene Energie.

Vergleich mit H1FLUKA

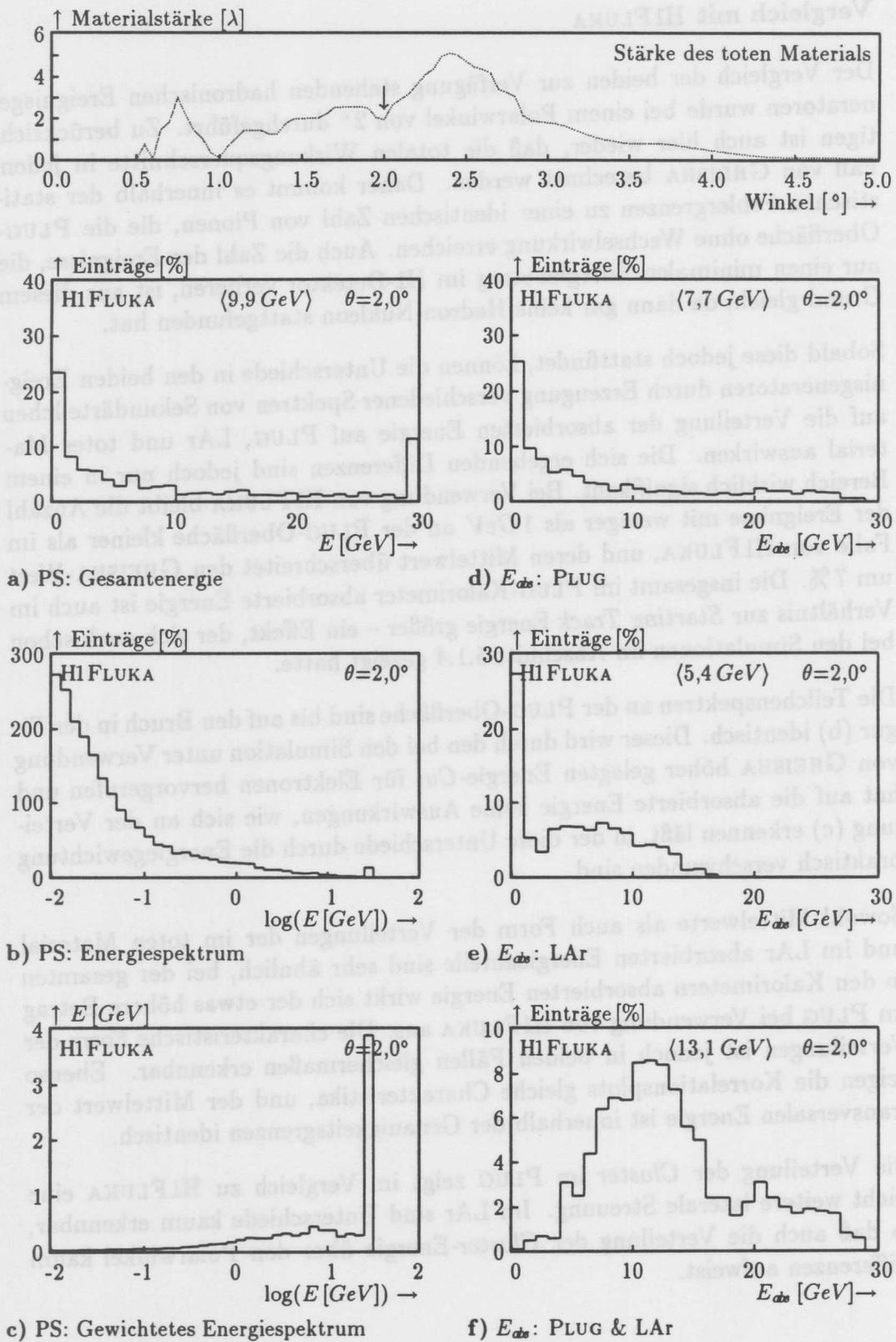
Der Vergleich der beiden zur Verfügung stehenden hadronischen Ereignisgeneratoren wurde bei einem Polarwinkel von 2° durchgeführt. Zu berücksichtigen ist auch hier wieder, daß die totalen Wirkungsquerschnitte in jedem Fall von GHEISHA berechnet werden. Daher kommt es innerhalb der statistischen Fehlergrenzen zu einer identischen Zahl von Pionen, die die PLUG-Oberfläche ohne Wechselwirkung erreichen. Auch die Zahl der Ereignisse, die nur einen minimalen Energiebetrag im H1-Detektor verlieren, ist aus diesem Grund gleich, da dann gar keine Hadron-Nukleon stattgefunden hat.

Sobald diese jedoch stattfindet, können die Unterschiede in den beiden Ereignisgeneratoren durch Erzeugung verschiedener Spektren von Sekundärteilchen auf die Verteilung der absorbierten Energie auf PLUG, LAr und totes Material auswirken. Die sich ergebenden Differenzen sind jedoch nur in einem Bereich wirklich signifikant. Bei Verwendung von H1FLUKA bleibt die Anzahl der Ereignisse mit weniger als 1 GeV an der PLUG-Oberfläche kleiner als im Falle von GHEISHA, und deren Mittelwert überschreitet den GHEISHA-Wert um 7%. Die insgesamt im PLUG-Kalorimeter absorbierte Energie ist auch im Verhältnis zur *Starting Track* Energie größer – ein Effekt, der sich auch schon bei den Simulationen im Abschnitt 5.1.4 gezeigt hatte.

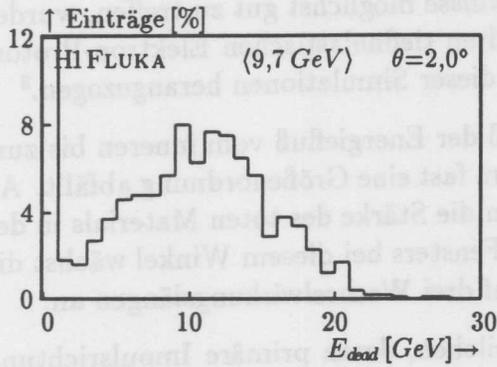
Die Teilchenspektren an der PLUG-Oberfläche sind bis auf den Bruch in der Figur (b) identisch. Dieser wird durch den bei den Simulation unter Verwendung von GHEISHA höher gelegten Energie-Cut für Elektronen hervorgerufen und hat auf die absorbierte Energie keine Auswirkungen, wie sich an der Verteilung (c) erkennen läßt, in der diese Unterschiede durch die Energiegewichtung praktisch verschwunden sind.

Sowohl Mittelwerte als auch Form der Verteilungen der im toten Material und im LAr absorbierten Energieanteile sind sehr ähnlich, bei der gesamten in den Kalorimetern absorbierten Energie wirkt sich der etwas höhere Betrag im PLUG bei Verwendung von H1FLUKA aus. Die charakteristische Form der Verteilungen ist jedoch in beiden Fällen gleichermaßen erkennbar. Ebenso zeigen die Korrelationsplots gleiche Charakteristika, und der Mittelwert der transversalen Energie ist innerhalb der Genauigkeitsgrenzen identisch.

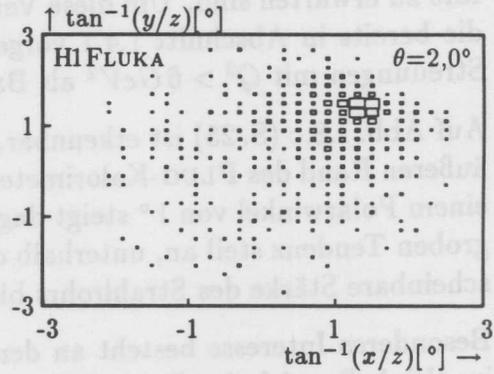
Die Verteilung der *Cluster* im PLUG zeigt im Vergleich zu H1FLUKA eine leicht weitere laterale Streuung. Im LAr sind Unterschiede kaum erkennbar, so daß auch die Verteilung der *Cluster*-Energie über den Polarwinkel kaum Differenzen aufweist.

Abb. 5.35: $30 \text{ GeV } \pi^- - \theta = 2,0^\circ$

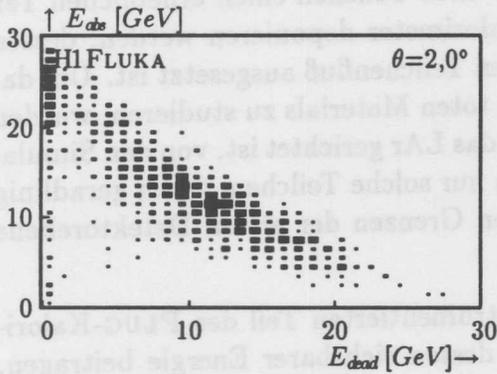
Hier wurde mit HI FLUKA simuliert.



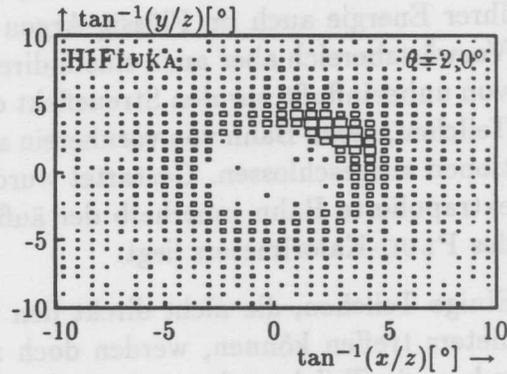
g) Gesamte tote Energie



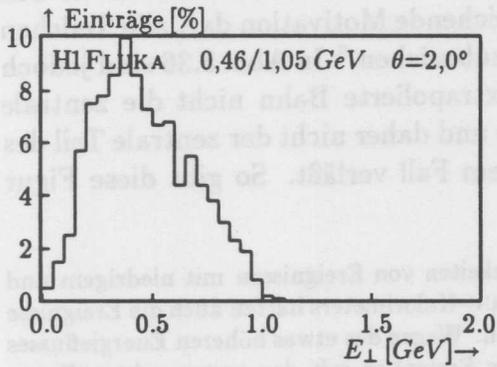
j) Cluster: PLUG



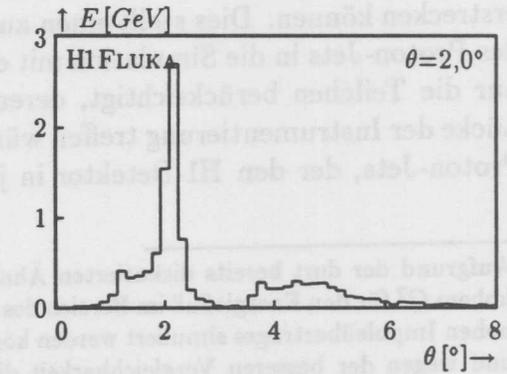
h) Korrelation $E_{dead} \leftrightarrow E_{abs}$



k) Cluster: LAr



i) Transversale Energie



l) Cluster-Energie: PLUG & LAr

5.2.5 Simulation von LEPTO-Ereignissen im H1-Detektor

Nach der Simulation des Verhaltens von einzelnen Teilchen im extremen Vorwärtsbereich des H1-Detektors werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse der Simulation mehrerer gleichzeitig gestarteter Teilchen vorgestellt. Dies kommt den realen Verhältnissen viel näher, die beim Betrieb des H1-Detektors zu erwarten sind. Um diese Verhältnisse möglichst gut zu treffen, wurden die bereits in Abschnitt 1.4.1 vorgestellten tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuungen mit $Q^2 > 6 \text{ GeV}^2$ als Basis dieser Simulationen herangezogen.⁵

Auf Abb. 1.8.c (S. 25) ist erkennbar, daß der Energiefluß vom inneren bis zum äußeren Rand des PLUG-Kalorimeters um fast eine Größenordnung abfällt. Ab einem Polarwinkel von 1° steigt dagegen die Stärke des toten Materials in der groben Tendenz steil an, unterhalb des Fensters bei diesem Winkel wächst die scheinbare Stärke des Strahlrohrs bis auf drei Wechselwirkungslängen an.

Besonderes Interesse besteht an den Teilchen, deren primäre Impulsrichtung im Winkelbereich des PLUG-Kalorimeters liegt. Aufgrund der Ergebnisse des letzten Abschnittes ist zu erwarten, daß diese Teilchen einen erheblichen Teil ihrer Energie auch im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponieren werden, dessen Vorwärtsbereich aber auch einem direkten Teilchenfluß ausgesetzt ist. Um davon unbeeinflusst nur den Streueffekt des toten Materials zu studieren, wurden Teilchen, deren Bahn von vornherein auf das LAr gerichtet ist, von den Simulationen ausgeschlossen. Gestartet wurden nur solche Teilchen, deren geradlinig extrapolierte Bahn innerhalb der äußeren Grenzen der ersten Detektorebene des PLUG-Kalorimeters liegt.

Einige Teilchen, die nicht direkt den instrumentierten Teil des PLUG-Kalorimeters treffen können, werden doch zu dessen sichtbarer Energie beitragen, indem sie Teilchenschauer im toten Material des Strahlrohrs *innerhalb* des PLUG-Kalorimeters auslösen, die sich dann bis in den instrumentierten Teil erstrecken können. Dies stellt eine ausreichende Motivation dar, alle Teilchen des Proton-Jets in die Simulation mit einzubeziehen.⁶ In Abb. 5.36 sind jedoch nur die Teilchen berücksichtigt, deren extrapolierte Bahn nicht die zentrale Lücke der Instrumentierung treffen würde und daher nicht der zentrale Teil des Proton-Jets, der den H1-Detektor in jedem Fall verläßt. So gibt diese Figur

⁵Aufgrund der dort bereits diskutierten Ähnlichkeiten von Ereignissen mit niedrigem und hohem Q^2 für den Energiefluß im Bereich des PLUG-Kalorimeters hätten auch die Ereignisse hohen Impulsübertrages simuliert werden können. Wegen des etwas höheren Energieflusses und wegen der besseren Vergleichbarkeit dieser Ereignisse mit den ersten echten Daten wurden diese nicht gewählt.

⁶Teilchen, die den H1-Detektor ohne Wechselwirkung verlassen, sind für den Bedarf an Rechenzeit vernachlässigbar.

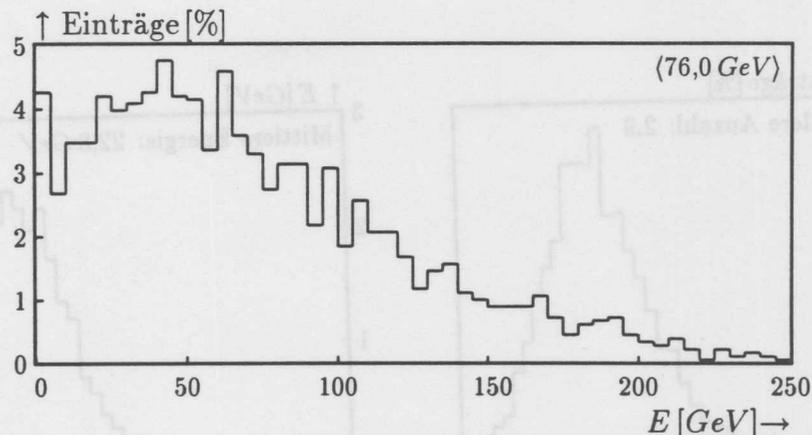


Abb. 5.36: Energie der gestarteten Teilchen, deren Flugrichtung im PLUG-Winkelbereich liegt

einen Anhaltspunkt für die Energie, die von einem „perfekten“ H1-Detektor im aktiven Winkelbereich des PLUG-Kalorimeter gemessen werden könnte.

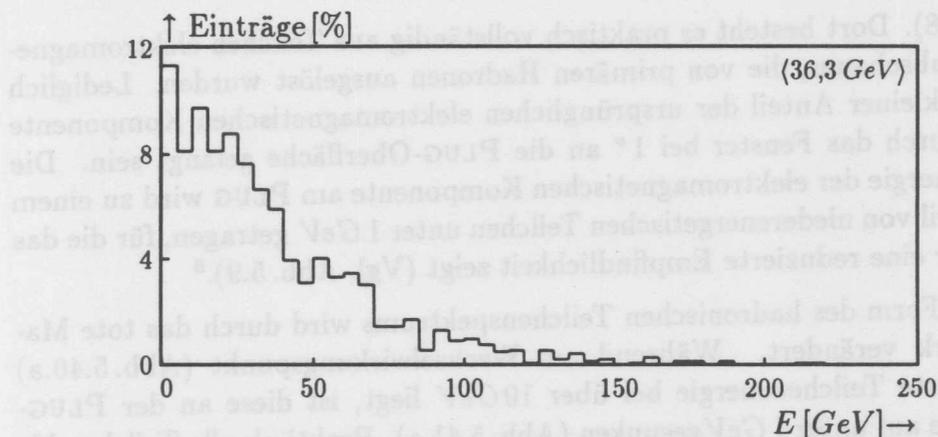


Abb. 5.37: PLUG-Tracks: Gesamtenergie aller die PLUG-Oberfläche erreichenden Teilchen

Die Energie, die die PLUG-Oberfläche erreicht (Abb. 5.37), beträgt weniger als die Hälfte der Energie aller auf seinen instrumentierten Bereich zielenden Teilchen am Wechselwirkungspunkt. Ein Vergleich der Energiespektren der Teilchen am Wechselwirkungspunkt mit denen am PLUG zeigt deutlich, daß ein hoher Anteil der primär gestarteten Teilchen im toten Material inelastisch gestreut wurde.

Durch die Absorption praktisch aller primären elektromagnetischen Teilchen im toten Material⁷ zeigt das Spektrum dieser Teilchenklasse an der PLUG-Oberfläche (Abb. 5.39) keine Ähnlichkeit mehr mit dem primären Spektrum

⁷Dies ist meistens die Wolfram-Blende. Es bliebe jedoch auch nach einer hypothetischen Entfernung dieser Blende genug totes Material, um die primäre elektromagnetische Komponente zu absorbieren.

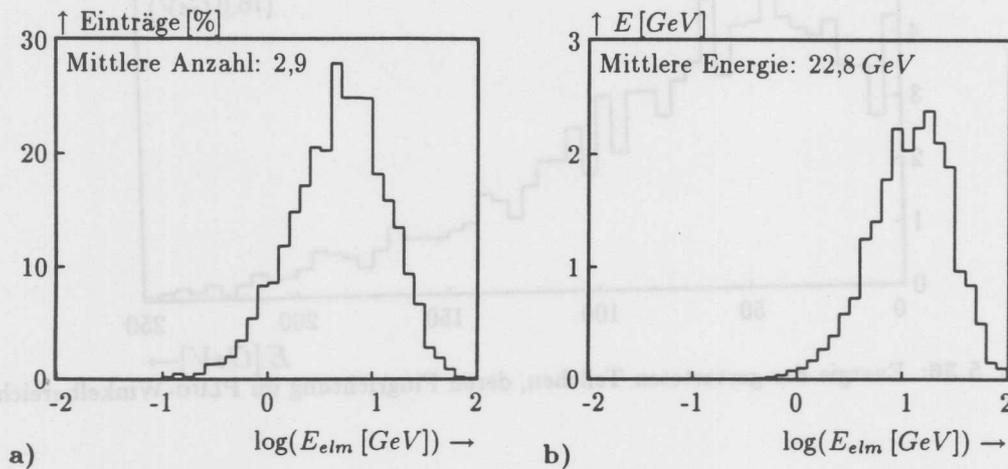


Abb. 5.38: Energiespektrum elektromagnetischer Teilchen am Wechselwirkungspunkt

(Abb. 5.38). Dort besteht es praktisch vollständig aus Teilchen elektromagnetischer Subschauer, die von primären Hadronen ausgelöst wurden. Lediglich ein ganz kleiner Anteil der ursprünglichen elektromagnetischen Komponente könnte durch das Fenster bei 1° an die PLUG-Oberfläche gelangt sein. Die Gesamtenergie der elektromagnetischen Komponente am PLUG wird zu einem großen Teil von niederenergetischen Teilchen unter 1 GeV getragen, für die das PLUG nur eine reduzierte Empfindlichkeit zeigt (Vgl. Abb. 5.9).⁸

Auch die Form des hadronischen Teilchenspektrums wird durch das tote Material stark verändert. Während am Wechselwirkungspunkt (Abb. 5.40.a) die häufigste Teilchenenergie bei über 10 GeV liegt, ist diese an der PLUG-Oberfläche auf unter 1 GeV gesunken (Abb. 5.41.a). Praktisch alle Teilchen bis zu einigen GeV sind als Schauerteilchen anzusehen, da sie im ursprünglichen Energiespektrum praktisch nicht vorkamen. Es ist jedoch auch zu erkennen, daß einige der Hadronen höchster Energie ohne inelastische Wechselwirkung bis zur PLUG-Oberfläche vordringen konnten. Insbesondere ist erkennbar, daß der größte Anteil der hadronischen Energie immer noch von Teilchen mit mehr als 10 GeV getragen wird (Abb. 5.41.b). Die Schauerteilchen sind dagegen relativ unbedeutend für den Energietransport bis zum PLUG. Dies ändert sich auch dann nicht, wenn die elektromagnetische Komponente der Abb. 5.38 mit hinzugezogen würde, wie es aufgrund deren mutmaßlicher Entstehungsgeschichte gerechtfertigt wäre.

Im zentralen Teil absorbierte Energie (Abb. 5.42) beruht vollständig auf den Verlusten in der Wolfram-Blende. Deren Wert wird im Vergleich mit denen, die

⁸Durch das geplante Einfügen einer nullten Detektorebene für das PLUG-Kalorimeter ist eine deutliche Verbesserung der Empfindlichkeit für diese Teilchen zu erwarten.

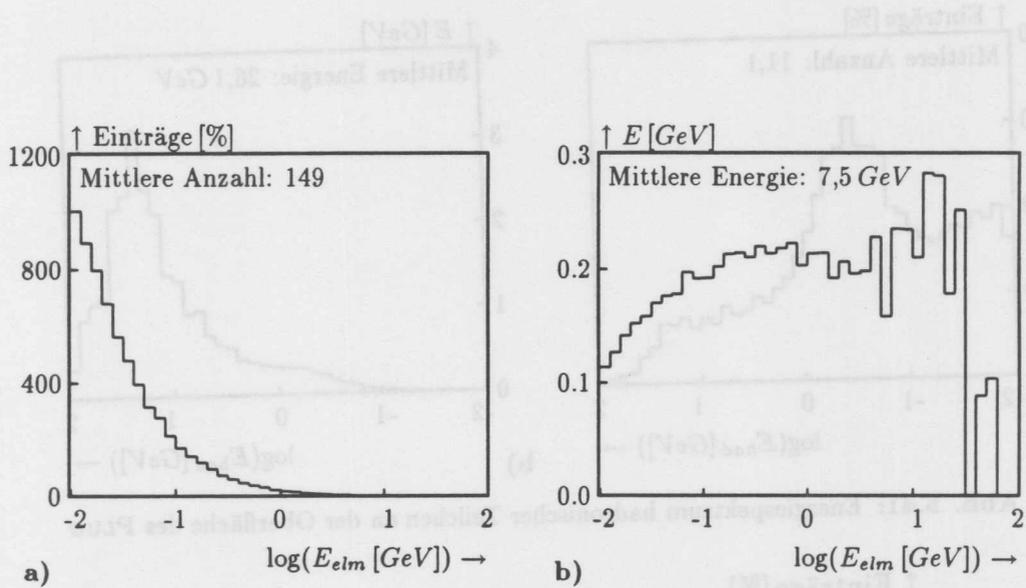


Abb. 5.39: Energiespektrum elektromagnetischer Teilchen an der Oberfläche des PLUG

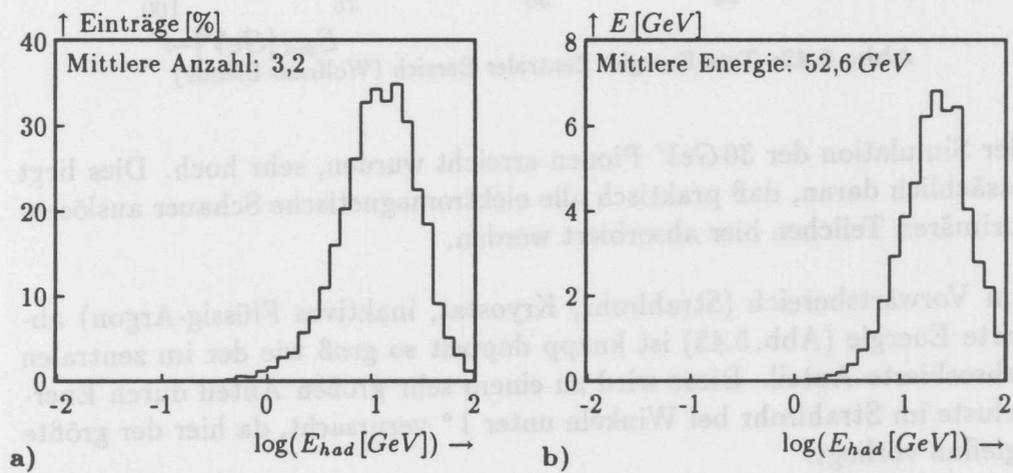


Abb. 5.40: Energiespektrum hadronischer Teilchen am Wechselwirkungspunkt

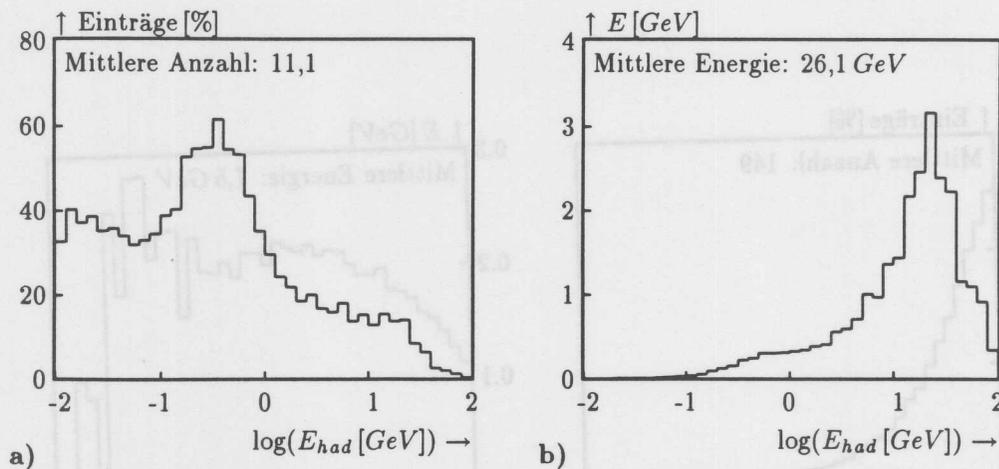


Abb. 5.41: Energiespektrum hadronischer Teilchen an der Oberfläche des PLUG

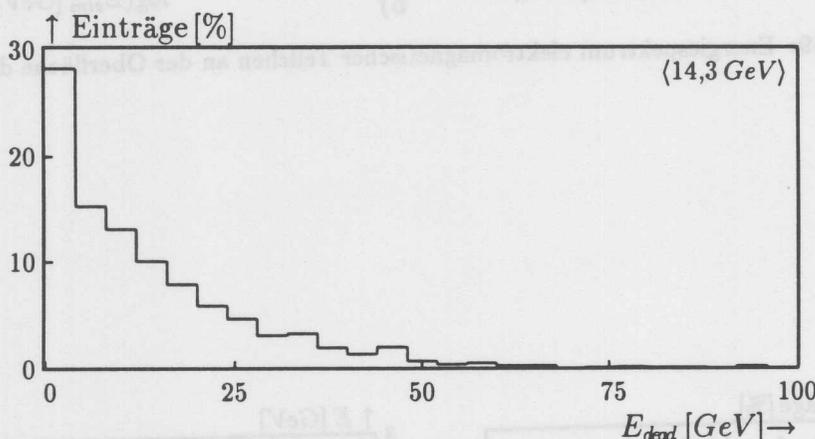


Abb. 5.42: Tote Energie: Zentraler Bereich (Wolfram-Blende)

bei der Simulation der 30 GeV Pionen erreicht wurden, sehr hoch. Dies liegt hauptsächlich daran, daß praktisch alle elektromagnetische Schauer auslösenden primären Teilchen hier absorbiert werden.

Die im Vorwärtsbereich (Strahlrohr, Kryostat, inaktives Flüssig-Argon) absorbierte Energie (Abb. 5.43) ist knapp doppelt so groß wie der im zentralen Teil absorbierte Anteil. Diese wird zu einem sehr großen Anteil durch Energieverluste im Strahlrohr bei Winkeln unter 1° verursacht, da hier der größte Energiefluß vorliegt.

In der Differenz der totalen im toten Material absorbierten Energie (Abb. 5.44) und der Summe der gerade diskutierten Anteile bleiben ca. 14 GeV, die im toten Material in der zentralen Strahlrohr-Öffnung des PLUG absorbiert wurden.

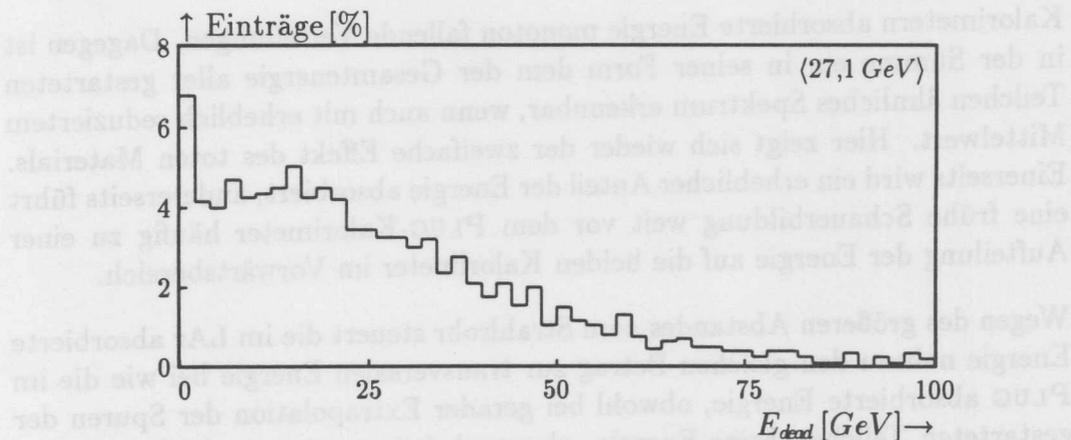


Abb. 5.43: Tote Energie: Vorwärtsbereich (Strahlrohr, Kryostat etc. bis zur Vorderkante des PLUG-Kalorimeters)

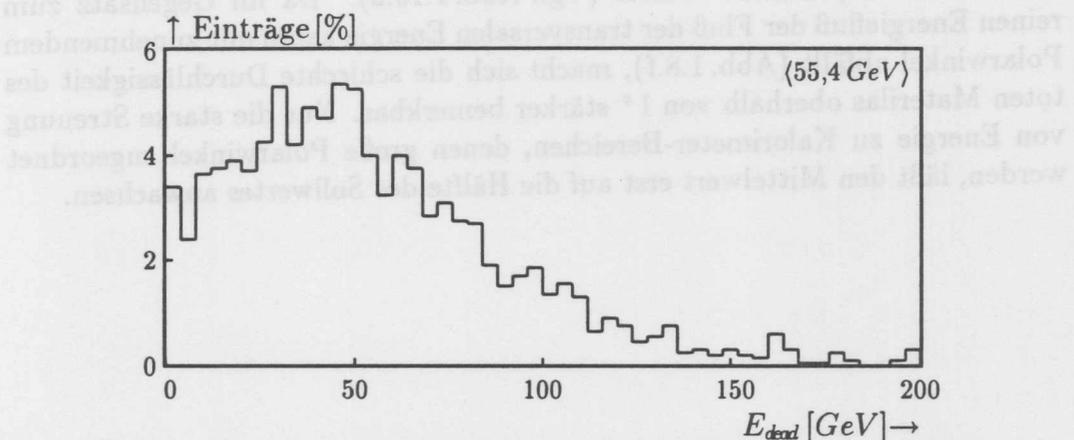


Abb. 5.44: Tote Energie: Insgesamt (Zentral- und Vorwärtsbereich sowie im toten Material seitwärts vom PLUG)

Das Verhältnis der im PLUG absorbierten Energie (Abb. 5.45) zur an dessen Oberfläche angekommener Energie ist hier mit 87% höher als bei allen Simulationen mit 30 GeV Pionen. Dies liegt einerseits an der höheren elektromagnetischen Komponente, die auf kleinem Raum vollständig absorbiert wird, andererseits an dem im Mittel weicherem Energiespektrum der ankommenden Teilchen, woraus geringere longitudinale Leckverluste resultieren.

Im LAr wird mehr als ein Viertel der Kalorimeter-Energie absorbiert. Da der primäre Energiefluß steil mit dem Polarwinkel abfällt, muß es sich hierbei zu einem wesentlichen Teil um Energie handeln, die von Schauerteilchen aus dem inneren Bereich des toten Materials in das LAr getragen wurde. Diese These wird unterstützt durch das Ergebnis der Simulation von Pionen unter einem Startwinkel von $0,75^\circ$. Dort wurde das Strahlrohr weit vor dem PLUG getroffen und ebenfalls ein merklicher Anteil der Energie von weit innen nach außen ins LAr gestreut.

Wie bei der Simulation der Einzelpionen zeigt auch hier die in den einzelnen

Kalorimetern absorbierte Energie monoton fallende Verteilungen. Dagegen ist in der Summe ein in seiner Form dem der Gesamtenergie aller gestarteten Teilchen ähnliches Spektrum erkennbar, wenn auch mit erheblich reduziertem Mittelwert. Hier zeigt sich wieder der zweifache Effekt des toten Materials. Einerseits wird ein erheblicher Anteil der Energie absorbiert, andererseits führt eine frühe Schauerbildung weit vor dem PLUG-Kalorimeter häufig zu einer Aufteilung der Energie auf die beiden Kalorimeter im Vorwärtsbereich.

Wegen des größeren Abstandes zum Strahlrohr steuert die im LAr absorbierte Energie nahezu den gleichen Betrag zur transversalen Energie bei wie die im PLUG absorbierte Energie, obwohl bei gerader Extrapolation der Spuren der gestarteten Teilchen *keine* Energie, also auch keine transversale Energie das LAr erreicht hätte. Insgesamt erreicht die transversale Energie im Mittel nur die Hälfte des primären Wertes (Vgl. Abb. 1.10.a). Da im Gegensatz zum reinen Energiefluß der Fluß der transversalen Energie kaum mit zunehmendem Polarwinkel abfällt (Abb. 1.8.f), macht sich die schlechte Durchlässigkeit des toten Materials oberhalb von 1° stärker bemerkbar. Nur die starke Streuung von Energie zu Kalorimeter-Bereichen, denen große Polarwinkel zugeordnet werden, läßt den Mittelwert erst auf die Hälfte des Sollwertes anwachsen.

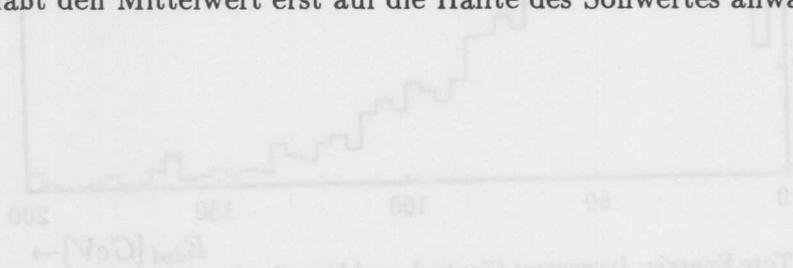


Abb. 5.44: Totenergie: Gesamt- und Vorwärtsbereich sowie im toten Material

Das Verhältnis der im PLUG absorbierten Energie (Abb. 5.43) zur an dessen Oberfläche ankommenden Energie ist hier mit 87% höher als bei allen Simulationen mit 30 GeV Proton. Dies liegt einerseits an der höheren elektromagnetischen Komponente, die auf kleinen Werten vollständig absorbiert wird, andererseits an dem im Mittel weichen Energiepektrum der ankommenden Teilchen, woraus geringere logarithmische Leckverluste resultieren.

Im LAr wird mehr als ein Viertel der Kalorimeter-Energie absorbiert. Da der primäre Energiefluß teil mit dem Polarwinkel abfällt, muß es sich hierbei um einen wesentlichen Teil der Energie handeln, die von Schauerresten aus dem inneren Bereich des toten Materials in das LAr getragen wurde. Diese These wird unterstützt durch das Ergebnis der Simulation von Protonen unter einem Strahlwinkel von $0,75^\circ$. Dort wurde das Strahlrohr weit vor dem PLUG getroffen und ebenfalls ein merklicher Anteil der Energie von weit innen nach außen ins LAr gesteuert.

Wie bei der Simulation der Einschießung zeigt auch hier die in den einzelnen

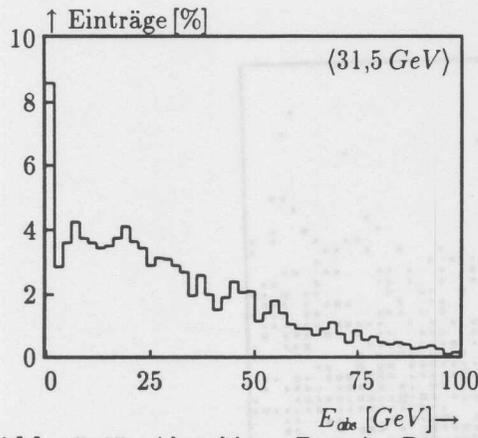


Abb. 5.45: Absorbierte Energie: PLUG

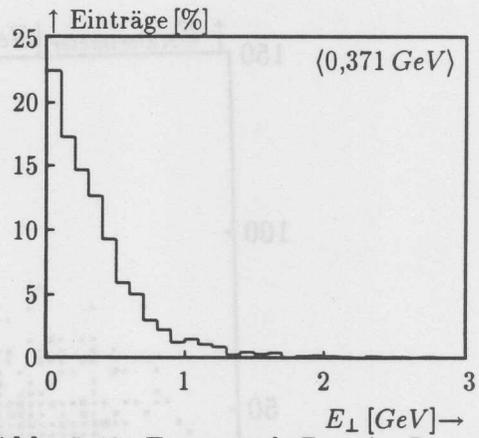


Abb. 5.48: Transversale Energie: PLUG

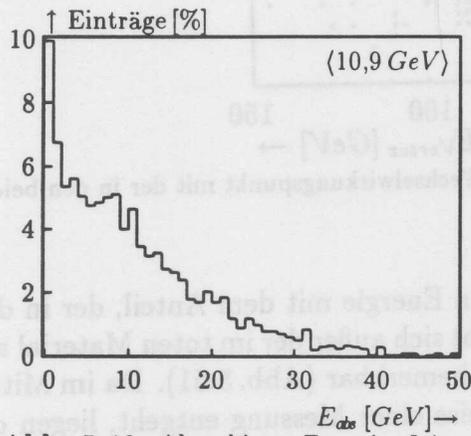


Abb. 5.46: Absorbierte Energie: LAr

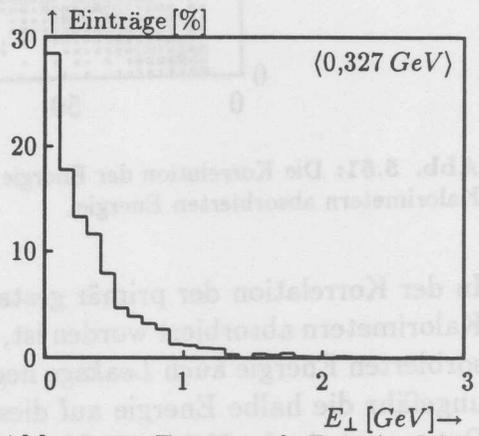


Abb. 5.49: Transversale Energie: LAr

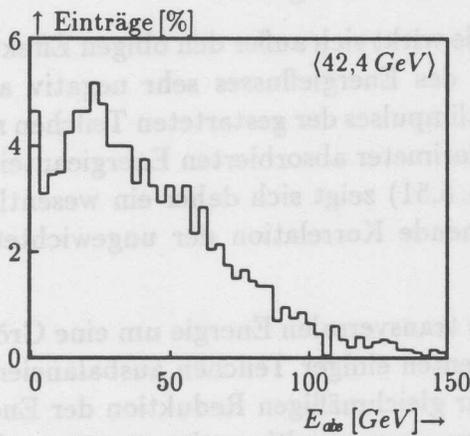


Abb. 5.47: Absorbierte Energie: PLUG & LAr

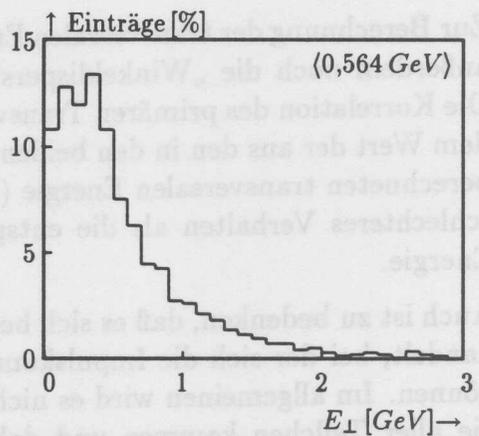


Abb. 5.50: Transversale Energie: PLUG & LAr

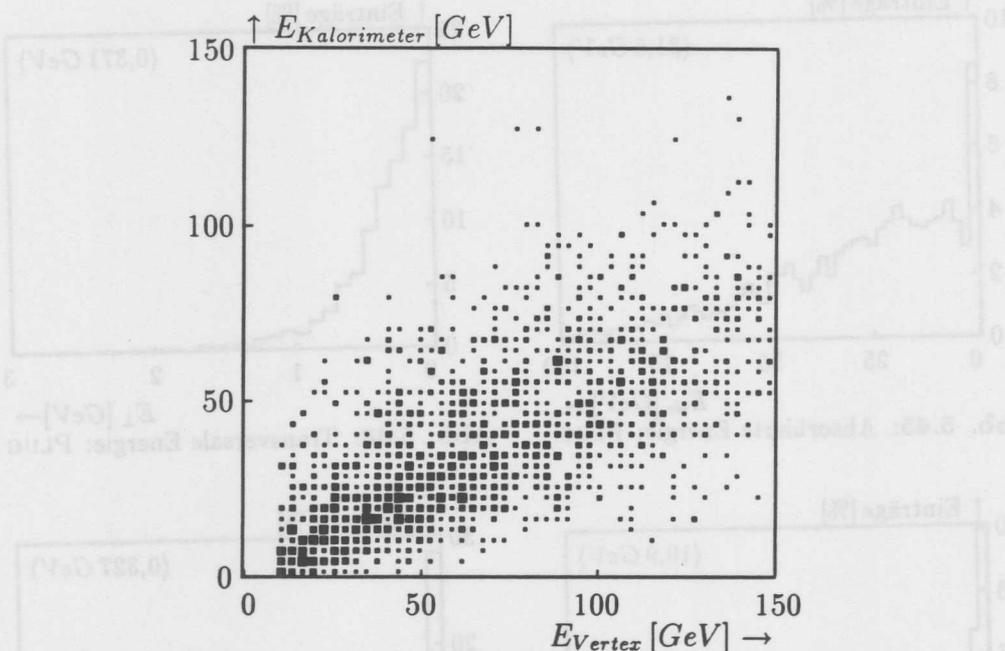


Abb. 5.51: Die Korrelation der Energie am Wechselwirkungspunkt mit der in den beiden Kalorimetern absorbierten Energie.

In der Korrelation der primär gestarteten Energie mit dem Anteil, der in den Kalorimetern absorbiert worden ist, macht sich außer der im toten Material absorbierten Energie auch *Leakage* negativ bemerkbar (Abb. 5.51). Da im Mittel ungefähr die halbe Energie auf diese Weise einer Messung entgeht, liegen die Datenpunkte in der Nähe einer Geraden mit der Steigung 0,5. Mit zunehmender Primärenergie werden die Abweichungen von dieser größer.

Zur Berechnung der transversalen Energie wirkt sich außer den obigen Effekten außerdem noch die „Winkeldispersion“ des Energieflusses sehr negativ aus. Die Korrelation des primären Transversalimpulses der gestarteten Teilchen mit dem Wert der aus den in den beiden Kalorimeter absorbierten Energieanteilen berechneten transversalen Energie (Abb. 5.51) zeigt sich daher ein wesentlich schlechteres Verhalten als die entsprechende Korrelation der ungewichteten Energie.

Auch ist zu bedenken, daß es sich bei der transversalen Energie um eine Größe handelt, bei der sich die Impulskomponenten einiger Teilchen ausbalancieren können. Im allgemeinen wird es nicht zur gleichmäßigen Reduktion der Energie aller Teilchen kommen und daher zu einer resultierenden transversalen Energie, die nicht der primären Konfiguration der Teilchen entspricht. Diese kann alleine durch diesen Effekt, also ohne daß es zu einer Ablenkung des Energieflusses kommt, sowohl erheblich kleiner als auch größer werden.

Die laterale Verteilung der Cluster-Energie zeigt im PLUG den erwarteten steilen Abfall mit zunehmendem Polarwinkel. Einträge im Bereich des Strahlrohres

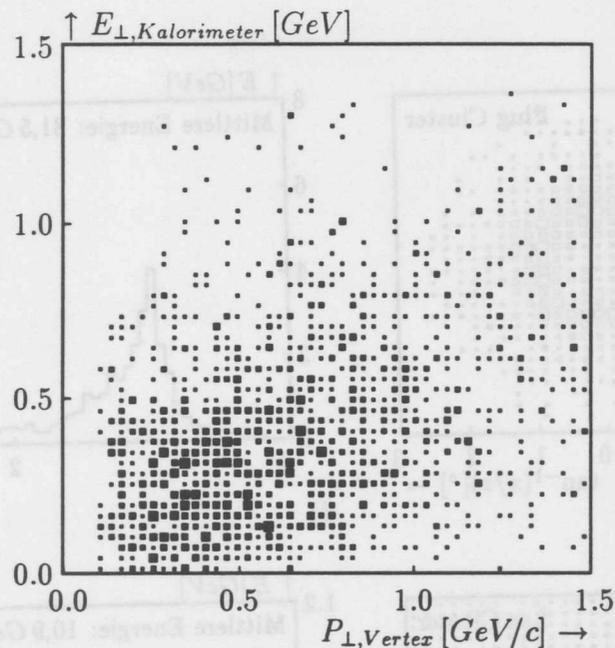


Abb. 5.52: Die Korrelation des Transversalimpulses aller Teilchen am Wechselwirkungspunkt mit der transversalen Komponente der in den Kalorimetern absorbierten Energie.

entstehen durch (teil-)ringförmige Cluster, deren Schwerpunkt innerhalb des nicht instrumentierten Bereiches liegt. Die Bildung solcher Cluster ist hier relativ häufig, da die laterale Verteilung der sichtbaren Energie (Abb. 5.54.b) sehr stark auf die inneren Detektoren konzentriert ist. Auch im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird hauptsächlich am inneren Rand des instrumentierten Bereiches Energie gefunden, weil die Sekundärteilchen aus den inelastischen Wechselwirkungen mit dem toten Material von dort aus meistens unter spitzen Winkel ins LAr eindringen. Da diese als Schauerteilchen in ihrer Energie schon deutlich gegenüber dem primären Energiespektrum reduziert sind, entwickeln sie i.a. nur relativ kurze Schauer. Ein Teil der Energie dringt aber auch bis zu weiter außen liegenden Kalorimeterzellen vor.

Der sich insgesamt ergebende Energiefluß als Funktion des Polarwinkels zeigt nur bei 1° einen Wert, der dem primären Energiefluß nahekommt. Dann erfolgt ein viel zu steiler Abfall, an den sich ein Ausläufer in einen Winkelbereich anschließt, aus dem der ursprüngliche Energiefluß ausgeschlossen worden war.

Die mittlere longitudinale Schauerentwicklung (Abb. 5.54.a) resultiert aus der Überlagerung von Schauern mit unterschiedlichsten Eigenschaften. Die typische Schauerentwicklung hochenergetischer Hadronen mit dem schnellen Anstieg und einem langsamen Abfall ist nicht erkennbar. Der vordere Teil des PLUG-Kalorimeters wird von niederenergetischen elektromagnetischen Schauern dominiert, die mit ihrer kurzen Ausdehnung den ansteigenden Teil von hochenergetischen, hadronischen Schauer nicht nur auffüllen, sondern die Ener-

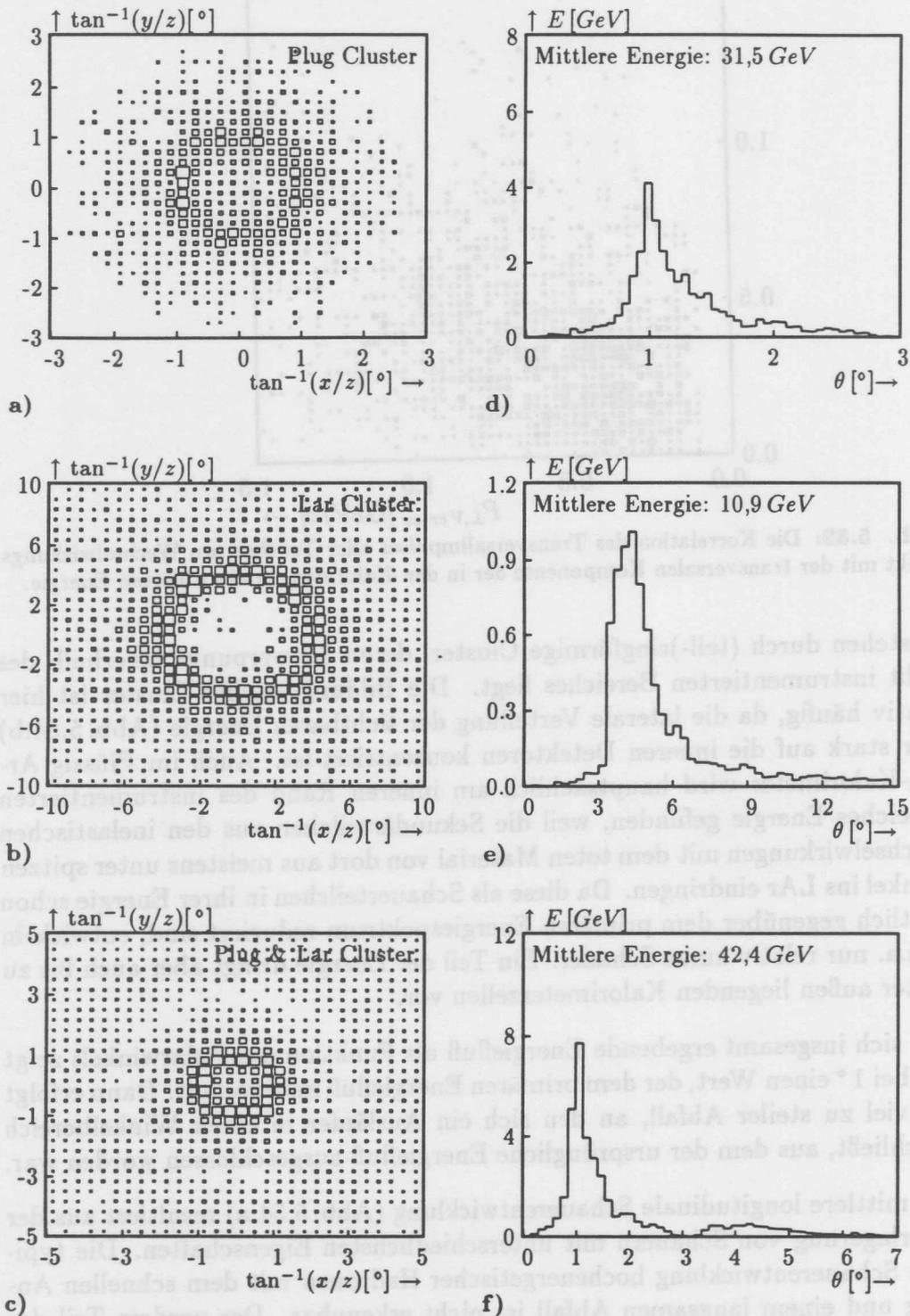


Abb. 5.53: Die laterale Verteilung der Clusterenergie in den Kalorimetern (links) und der daraus ermittelte Energiefluß als Funktion des Polarwinkels (rechts)

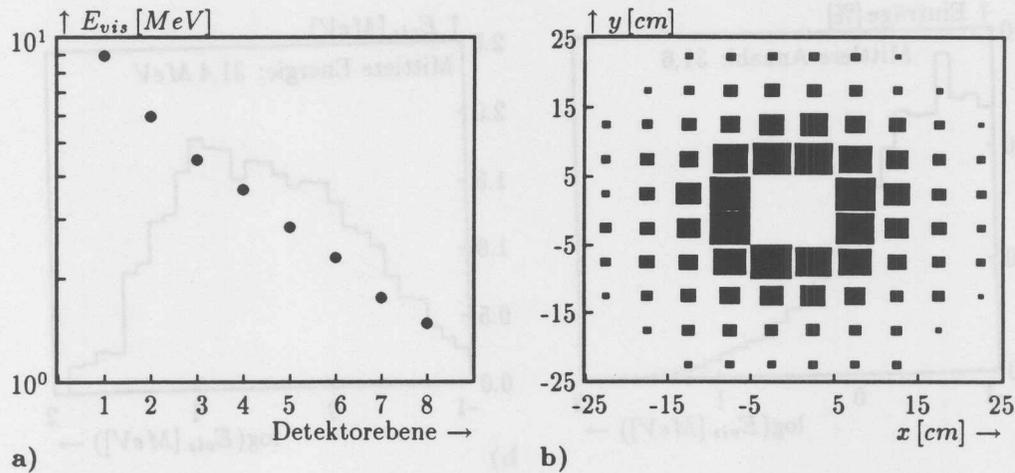


Abb. 5.54: Mittlere longitudinale Schauerentwicklung und laterale Verteilung der Energie-deposition in der Granularität der Detektoren des PLUG-Kalorimeters

gie in der ersten Detektorebene sogar einen Wert erreichen läßt, der deutlich über dem sich anschließenden exponentiellen Abfall liegt.

Die Signalthöhenverteilung (Abb. 5.55) zeigt Ähnlichkeiten mit den aus der Simulation der Pionen höherer Energie bekannten Form. Die Gesamtzahl der beteiligten Kanäle ist hier erwartungsgemäß höher, da die Energie hier lateral weiter verteilt auf das PLUG trifft. In der gewichteten Verteilung zeigt sich wieder der für hadronische Schauer im siliziuminstrumentierten PLUG typische Effekt, daß sehr selten vorkommende aber extrem hoch liegende Signalthöhen im Mittel einen relativ hohen Anteil der sichtbaren Energie tragen. Die am häufigsten vorkommende Signalthöhe liegt bei einem Wert, wie er ungefähr von einem minimal ionisierenden Teilchen hervorgerufen würde, das zwei zu einem elektronischen Kanal zusammengefaßte Detektoren durchquert.⁹

Die Bestimmung der vom PLUG absorbierten Energie aus der sichtbaren Energie ist keine triviale Aufgabe, denn die Sampling-Fraction des PLUG-Kalorimeters hängt von Art und Energie des Teilchens ab, dessen Energie bestimmt werden soll. Da das Teilchengemisch, das das PLUG-Kalorimeter im Einzelfall trifft, unbekannt ist, kann nur eine mittlere Sampling-Fraction zur Anwendung kommen. Die hier simulierten Ereignisse stellen gegenwärtig die wahrscheinlichste Vorhersage der tatsächlich im H1-Detektor herrschenden Verhältnisse dar. Es ist daher sinnvoll, aus den hier gewonnenen Daten den Faktor zu bestimmen, der von sichtbarer zu absorbierter Energie führt.

⁹Die genaue Lage dieses Wertes ist wegen seiner Häufigkeit geeignet durch Vergleich mit experimentellen Daten die elektronische Kalibration zu überprüfen.

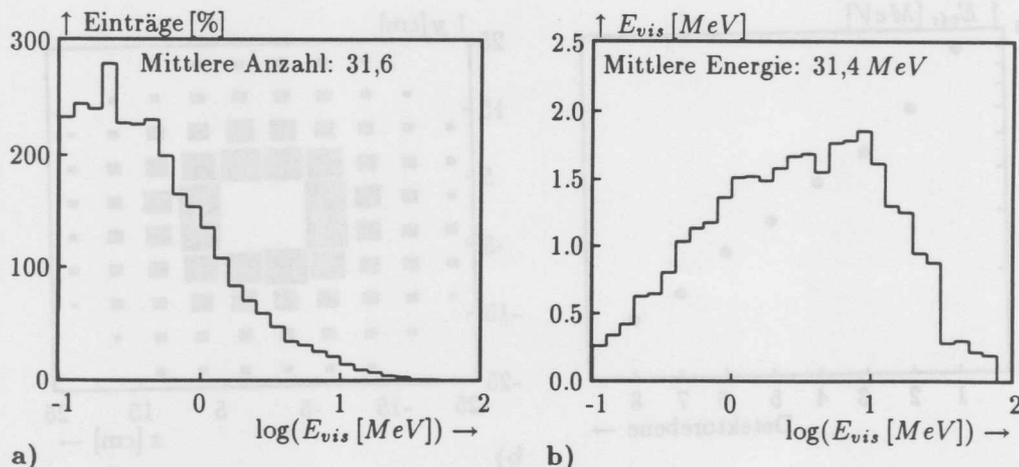


Abb. 5.55: Signalthöhenverteilung im PLUG-Kalorimeter

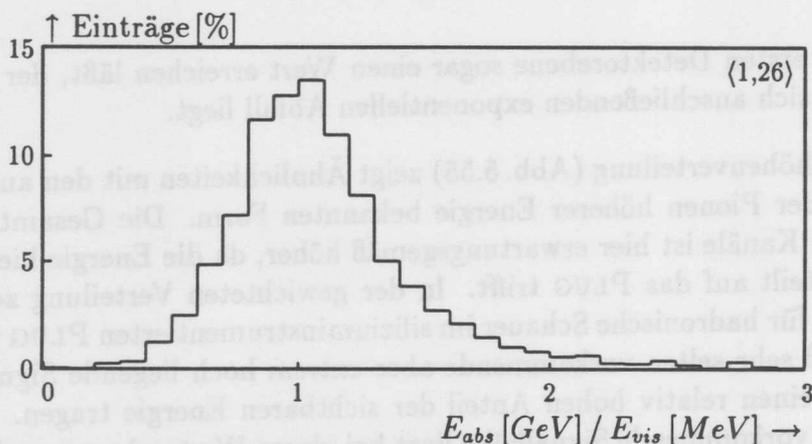


Abb. 5.56: Verhältnis von absorbiert zu sichtbarer Energie für alle Ereignisse mit mehr als 10 GeV primärer Energie am Wechselwirkungspunkt.

Zu diesem Zweck wurde für diese Ereignisse der entsprechende Quotient in ein Histogramm eingetragen. Wegen ihrer relativ kleinen Bedeutung wurden Ereignisse mit weniger als 10 GeV primärer Energie am Wechselwirkungspunkt von dieser Betrachtung ausgeschlossen. Die sich ergebende Verteilung zeigt einen annähernd gaußförmigen Teil mit einem wahrscheinlichsten Wert bei 1,1. Zu höheren Werten schließt sich ein Ausläufer an, der den Mittelwert auf 1,26 wachsen läßt. Dieser wird von Ereignissen eher geringerer Primärenergie verursacht und wird kürzer, wenn die Energieschwelle auf mehr als 10 GeV angehoben wird.

Der Mittelwert ist ebenfalls deutlichen Abhängigkeiten von dieser Schwelle unterworfen, da er von Ereignissen mit sehr hoher sichtbarer bei kleiner absorbiert Energie stark angehoben wird. Gerade an der Zuverlässigkeit dieser Er-

gebnisse bestehen jedoch Zweifel (Vgl. Abschnitt 5.1.2). Es spricht auch noch ein zweites Argument für die Wahl des wahrscheinlichsten Wertes statt des Mittelwertes als Kalibrationskonstante: Für die meisten Ereignisse ergibt sich so eine geringere Abweichung vom wahren Wert der absorbierten Energie.¹⁰

Simulationen mit reduziertem Anteil an inaktivem Material

Aus zwei Gründen sollen hier die Simulationen des letzten Abschnittes mit denselben Primärteilchen aber einem leicht reduzierten Anteil an inaktivem Material durchgeführt werden. Dafür wurde das Strahlrohr ganz weggelassen und die Wolfram-Blende auf eine Stärke von 1 cm reduziert.

Einerseits kommt diese Konfiguration den Abschätzungen für die Stärke des toten Materials zum Zeitpunkt der ursprünglichen Planung des H1-Detektors etwas näher als es die tatsächliche Realisierung ergeben hat, wenngleich immer noch wesentlich ungünstiger als bei der Planung und der Definition des Aufgabenbereiches des PLUG-Kalorimeters angenommen wurde. Aus der sich ergebenden Tendenz ist aber erkennbar, inwieweit eine tatsächliche Realisierung dieser ursprünglichen Planungen den dabei erwarteten Ansprüchen genügt hätte.

Andererseits ist schon heute geplant, das Strahlrohr gegen eines aus wesentlich dünnerem Material zu auszuwechseln. Auch für die Wolfram-Blende existiert eventuell die Möglichkeit, sie gegen eine aus dünnerem Material auszuwechseln, da die jetzige Stärke das Ergebnis einer sehr vorsichtigen Einschätzung des Synchrotronstrahlungsniveaus ist, die auf jeden Fall eine Schädigung der Spurenkammern ausschließen soll.

Für die Verteilung des toten Materials (Vgl. Abb. 5.23) bedeutet die hier vorgenommene Reduktion ein Verschwinden allen Materials unterhalb eines Winkels von 1° . Die dünnere Wolfram-Blende ändert zwar am Absolutbetrag des toten Materials relativ wenig, bedeutet aber, daß zwischen $1,1^\circ$ und $2,5^\circ$ kommende Teilchen auf dem Weg zum PLUG nicht so weit vor diesem einen Schauer bilden und ihre Energie daher nicht so weiträumig verteilen.

Die sich ergebenden Effekte stützen diese These: Die in der Blende deponierte Energie geht von $14,3 \text{ GeV}$ auf $1,1 \text{ GeV}$ zurück, die tote Energie im Bereich zwischen dieser Blende und der Oberfläche des PLUG-Kalorimetersteigt dagegen leicht von $27,1 \text{ GeV}$ auf $28,2 \text{ GeV}$ an, da hier jetzt ein höherer Teil der elektromagnetischen Schauer absorbiert wird, die ihre Energie nicht mehr vollständig im Wolfram verlieren. Die im PLUG absorbierte Energie steigt von $31,5 \text{ GeV}$

¹⁰Zwar wird die Summe aller quadratischen Abweichungen vom wahrscheinlichsten Wert größer als die entsprechende Summe bezogen auf den Mittelwert. Dieses Verhältnis kehrt sich aber schnell um, wenn einige seltene Ausreißer der Verteilung unberücksichtigt bleiben.

auf $43,8 \text{ GeV}$. Der im LAr absorbierte Anteil der Energie fällt von $10,9 \text{ GeV}$ auf ca. die Hälfte ($5,7 \text{ GeV}$), ein Effekt, der deutlich die stark streuende Wirkung der hier weggelassenen Bestandteile des H1-Detektors demonstriert.

In Abb. 5.57 ist der sich ergebende „Fluß“ der kalibrierten Energie der Clusterschwerpunkte den Simulationsergebnissen der realen Konfiguration gegenübergestellt. Nur im inneren Bereich des PLUG-Kalorimeters wird durch den Wegfall des Strahlrohres deutlich mehr Energie sichtbar, zu größeren Winkeln sind keine signifikanten Veränderungen feststellbar. Erst im Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters macht sich die Reduzierung des toten Materials wieder deutlich bemerkbar.

Der Gesamtfluß als Funktion des Winkels zeigt also bei Wegfall des Strahlrohres eine Umverteilung der weit nach außen gestreuten Energie in den innersten Bereich. Problematisch bleibt der Bereich ab ca. $1,2^\circ$. Hier fällt die absorbierte Energie im PLUG-Kalorimeter mit zunehmendem Winkel viel schneller ab als bei den gestarteten Teilchen (Vgl. Abb. 1.8.c).

Die Korrelation zwischen Primärenergie und dem in den Kalorimetern absorbierten Anteilen (Abb. 5.58) zeigt auch nach der Reduzierung des toten Materials eine breite Streuung. Die mittlere „Steigung“ ist dabei jedoch etwas größer geworden, da mehr Energie die Kalorimeter erreicht.

Keine Verbesserung dagegen ist bei der Korrelation der transversalen Energie zu erkennen. Dies liegt daran, daß deren Fluß kaum mit zunehmendem Winkel abfällt (Vgl. Abb. 1.8.f). Im großen Bereich ab $1,2^\circ$ bis zum äußeren Rand des PLUG-Kalorimeters ist aber auch ohne Strahlrohr keine effektive Bestimmung des Energieflusses möglich. Der auf der Balance von im Mittel sechs Teilchen (Vgl. Abb. 5.40 und 5.38) bestehende Wert der transversalen Energie wird auch dann schon empfindlich gestört, wenn nur eines dieser Teilchen unter einem größeren Polarwinkel in das tote Material eindringt, wo es mit hoher Wahrscheinlichkeit abgelenkt und/oder absorbiert wird.

Aufgrund dieser Überlegungen ist es auch nicht zu erwarten, daß eine Realisierung des ursprünglichen Designs, zu dessen Simulation das tote Material gegenüber der hier simulierten Anordnung nochmals um einen erheblichen Betrag vermindert werden müßte, die sichere Bestimmung der transversalen Energie über den gesamten Winkelbereich des PLUG-Kalorimeters garantiert hätte. Der unvermeidliche Kryostat im Übergangsbereich zwischen den beiden Kalorimetern stört die Messung der auf Absorption und Umlenkung von einzelnen Teilchen sehr empfindlich reagierende Messung zu stark.

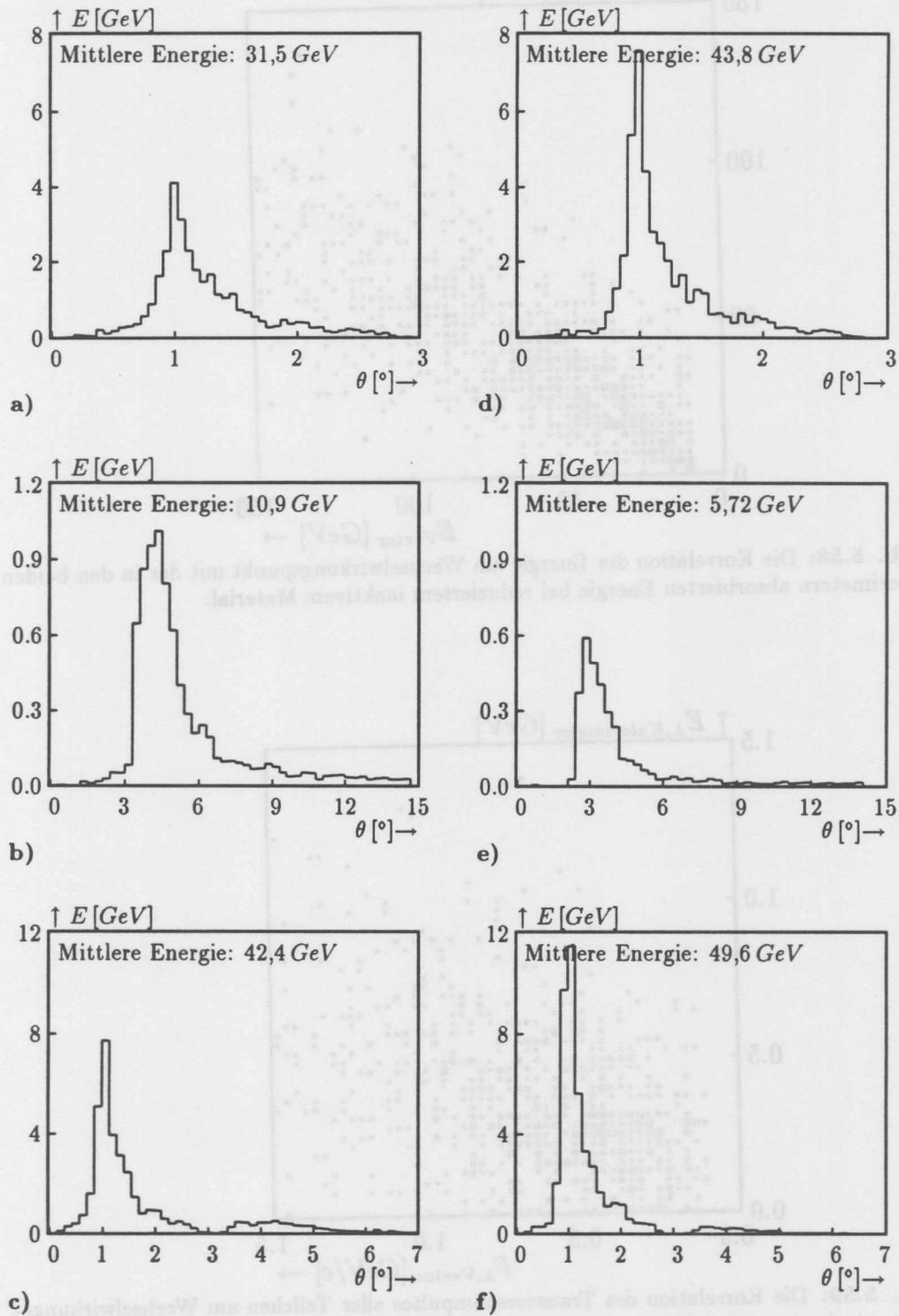


Abb. 5.57: Die Verteilung der Clusterenergie über den Polarwinkel. Links die Simulationen mit dem vollen toten Material, rechts mit reduziertem Material. Von oben nach unten: PLUG-Cluster, LAr-Cluster und der sich insgesamt ergebende Energiefluß.

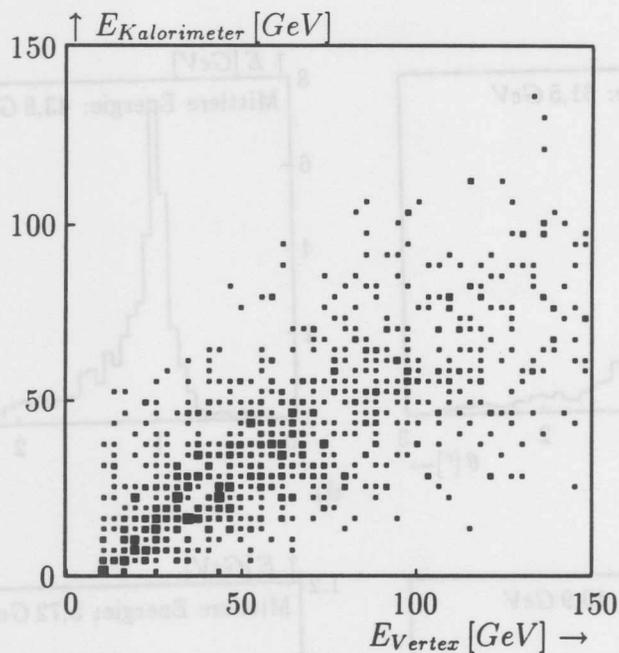


Abb. 5.58: Die Korrelation der Energie am Wechselwirkungspunkt mit der in den beiden Kalorimetern absorbierten Energie bei reduziertem inaktivem Material.

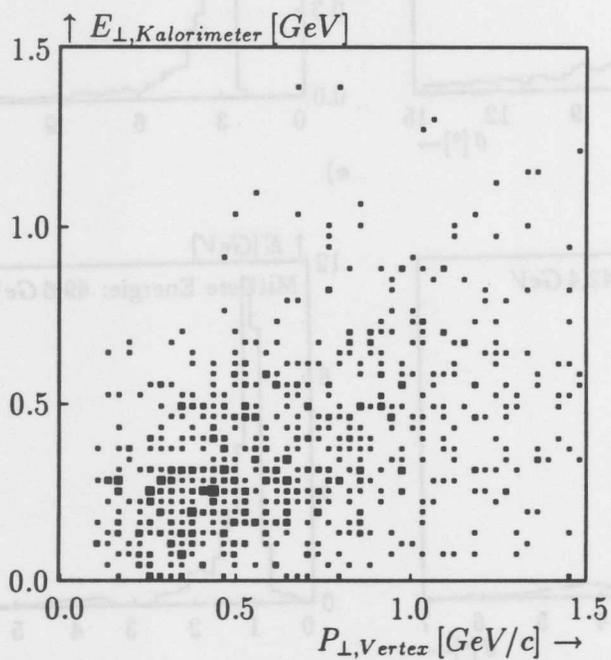


Abb. 5.59: Die Korrelation des Transversalimpulses aller Teilchen am Wechselwirkungspunkt mit der transversalen Komponente der in den Kalorimetern absorbierten Energie bei reduziertem inaktivem Material.

5.3 Zusammenfassung

Das PLUG als alleinstehendes Kalorimeter

Das grobe *Sampling* der Teilchenschauer im PLUG-Kalorimeter hat Nicht-linearitäten im unteren Energiebereich zur Folge. Ab einer Energie von einigen GeV wird sowohl für elektromagnetische als auch für hadronische Schauer eine annähernd konstante Sampling-Fraction erreicht. Die Energieauflösung liegt dann bei $80\%/\sqrt{E}$ für elektromagnetische Schauer und $150\%/\sqrt{E}$ für hadronische Schauer.

Als unsicher muß die Häufigkeit und Höhe der „Ausreißer“ in der von hadronischen Schauern deponierten sichtbaren Energie gelten, da die sie verursachenden Prozesse durch die verwendeten hadronischen Ereignisgeneratoren nicht realitätsnah genug simuliert werden, um zuverlässige Ergebnisse zu garantieren. Diese Problematik liegt in der geringen Stärke der Siliziumdetektor begründet.

Der Einfluß des toten Materials im Vorwärtsbereich des H1-Detektors

Die Aufteilung der Primärenergie auf das PLUG, das LAr und das tote Material hängt sehr stark vom Polarwinkel ab, da sich Betrag, Position und Orientierung des zu durchquerenden toten Materials mit diesem schnell ändern.

Die Darstellung der Mittelwerte von im toten Material bzw. den Kalorimetern absorbierter Energie von $30 GeV$ Pionen (Abb. 5.60) zeigt eine deutliche Korrelation zwischen dem Betrag des toten Materials und der Energie, die vor dem Kalorimeter absorbiert wird. Der Einfluß des toten Materials vor dem PLUG-Kalorimeter wird aber nicht allein mit der Angabe von dessen winkelabhängiger, über den Weg vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter integrierter Stärke determiniert. Weder die Anzahl der Pionen, die das tote Material durchdringen noch die Höhe der in diesem absorbierten Energie kann auf diese Weise zuverlässig abgeschätzt werden.

Die am PLUG-Kalorimeter ankommende Energie geht bei den Winkeln, an denen die extrem hohen Werte des toten Materials erreicht werden, nicht so weit zurück, wie es der Fall wäre, wenn eine massiver Scheibe entsprechender Stärke vor dem PLUG-Kalorimeter läge. Umgekehrt liefert dieses Modell zu optimistische Ergebnisse in den Bereichen mit sehr kleinen Werten an totem Material.

Diese Diskrepanzen ergeben sich dadurch, daß geladene Teilchen nicht exakt auf geradlinigen Wegen durch so dünnwandigen Rohre fliegen, wie sie in einigen Winkelbereichen die extrem hohen Werte an totem Material verursachen. Vielfachstreuung lenkt viele Teilchen soweit ab, daß sie in Richtungen

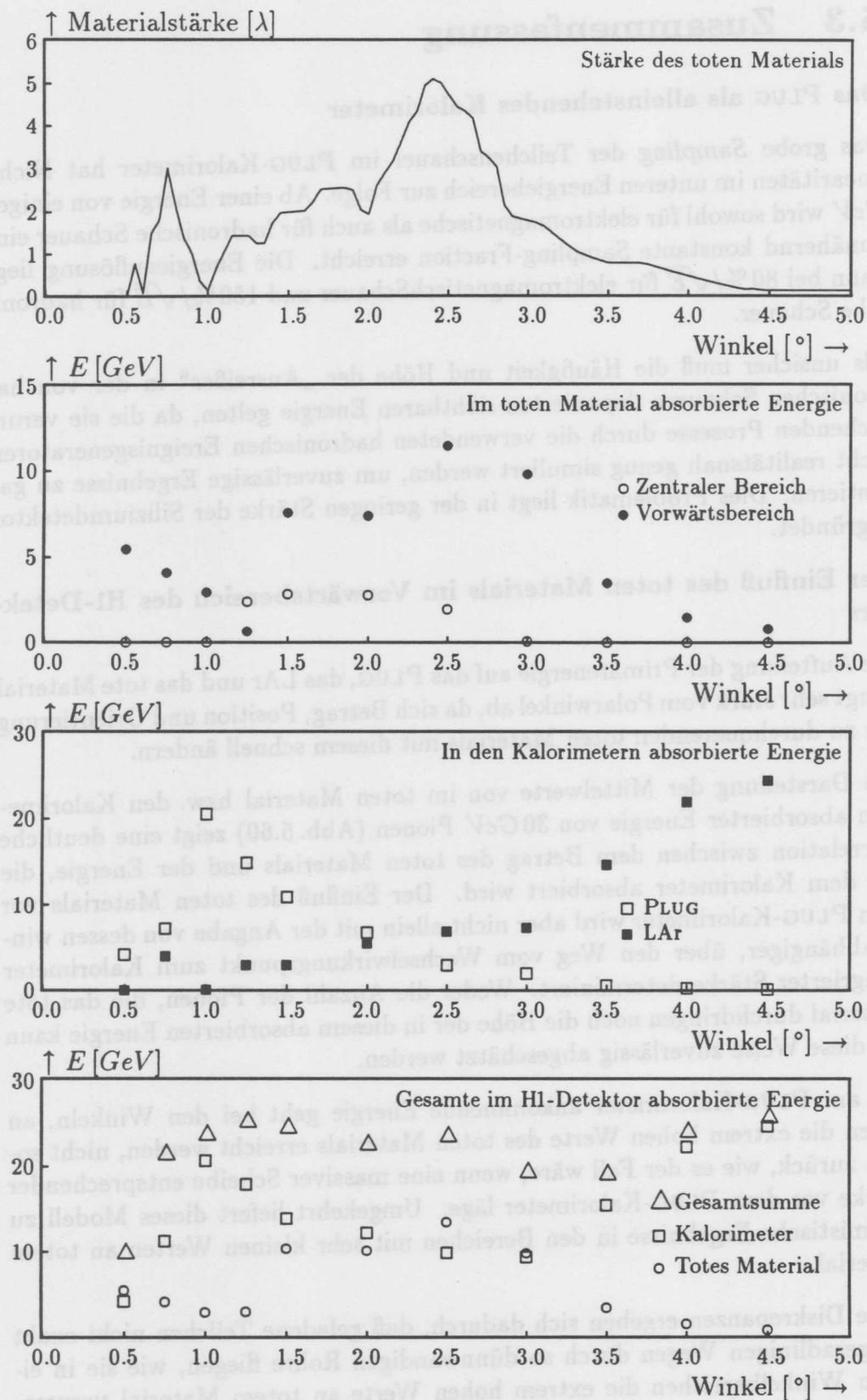


Abb. 5.60: Energieabsorption im toten Material, in den Kalorimetern und im gesamten H1-Detektor als Funktion des Polarwinkels

weiterfliegen, in denen deutlich weniger oder mehr Material zu durchqueren sein kann. Kommt es in den relativ dünnwandigen Rohren zu Kernwechselwirkungen, so besteht für die Sekundärteilchen eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, daß sie Flugrichtungen annehmen, in denen ganz andere Komponenten des toten Materials zu durchqueren sind.

Die im PLUG absorbierte Energie fällt oberhalb eines Polarwinkels von 1° monoton ab, während ein ebenfalls monoton zunehmender Anteil ins LAr gelangt. Oberhalb von 2° wird der LAr-Anteil größer als der des PLUG-Kalorimeters. Die im toten Material absorbierte Energie zeigt ein ungefähr dessen Stärke proportionalen Verlauf mit einem Maximum von mehr als einem Drittel der Pionenenergie. Die gesamte in den Kalorimetern absorbierte Energie zeigt dementsprechend ein dazu spiegelbildliches Verhalten. Nach einem relativ steilen Anstieg bis zu einem Winkel von 1° folgt ein Einbruch bei Zunahme des toten Materials. Erst bei Winkeln, die weit über dem Bereich liegen, der vom PLUG abgedeckt wird, wird annähernd die volle Pionenenergie im LAr absorbiert. Im Übergangsbereich der beiden Kalorimeter kommt es zu einem leichten Einbruch der insgesamt – von totem und aktivem Material – im H1-Detektor absorbierten Energie, da hier keines dieser beiden seine volle Tiefe zeigt und es außerdem noch zu lateralem *Leakage* kommt.

Die transversale Energie ist für die Rekonstruktion der Kinematik von ep-Streuprozessen von großer Bedeutung und eine wesentliche Motivation für die Entwicklung des PLUG-Kalorimeters gewesen (Vgl. Abschnitt 1.3.2). Im hier betrachteten extremen Vorwärtswinkelbereich hat nicht nur die Absorption von Energie außerhalb der Kalorimeter, sondern auch die Ablenkung der Flugbahn von Teilchen bzw. deren Sekundärteilchen erhebliche Verfälschungen bei deren Bestimmung zur Folge.

Die deutliche Abweichung des Verhaltens der im toten Material erzeugten Schauer vom naiven Modell einer Zusammenfassung des toten Materials in einer massiven Schicht direkt vor dem PLUG-Kalorimeter ist für die ihm im H1-Detektor zugeschriebenen Aufgaben nicht einheitlich zu beurteilen. Verhielte sich der Anteil der im toten Material absorbierten Energie entsprechend dieser Annahme, so würde einerseits im Mittel viel mehr Energie im toten Material absorbiert werden. Andererseits ist es derselbe Sachverhalt, der diese Reduktion der im toten Material absorbierte Energie bewirkt, der auch die Bestimmung der transversalen Energie erschwert: Die starke Aufweitung des Energieflusses läßt den Schauerteilchen die Chance, durch „Lücken“ im toten Material eines der H1-Kalorimeter zu erreichen. Die Ortskoordinaten der dadurch verursachten Energiedeposition weichen aber stark von dem Auftreffpunkt ab, der sich aus einer geradlinig bis zur Kalorimeter-Oberfläche extrapolierten Bahn ergibt. Da bei der Berechnung der transversalen Energie aufgrund

des Mangels an Informationen¹¹ über den wirklichen Verlauf einer Teilchenspur eine lineare Bahn vom Wechselwirkungspunkt bis zum Kalorimeter angenommen wird, können große Fehler entstehen.

Die Simulationen der Ereignisse von Elektron-Proton-Streuung im vorderen Teil des H1-Detektors wird dominiert durch den mit zunehmendem Polarwinkel extrem steil abfallenden Energiefluß. Das Material des Strahlrohres bei Winkeln unter 1° absorbiert einen sehr großen Teil der Energie und streut einen erheblichen Teil in viel weiter außen liegende Bereiche. Das „Fenster“ im toten Material bei 1° führt zu sehr hoher Energiedeposition im inneren Bereich des PLUG-Kalorimeters. Bei größeren Winkeln führt die zunehmende Stärke des vor den Kalorimetern liegenden Materials zusammen mit dem schnell kleiner werdenden Energiefluß zu einem extrem schnellen Abfall der im PLUG sichtbaren Energie, so daß der relativ hohe Anteil an transversalem Impuls, der in diesem Winkelbereich fließt, nicht bestimmt werden kann. Im Mittel führt die Streuung von Energie in das LAr zwar zu einer Anhebung der gemessenen transversale Energie, die individuelle Korrelation bleibt aber schlecht.

Die Möglichkeiten zur Korrektur des Energieverlustes bei einzelnen Ereignissen sind sehr eingeschränkt. Korrekturen sind grundsätzlich nur dann möglich, wenn es positive Korrelationen zwischen dem gemessenen Signal und der „toten“ Energie gibt. Elektromagnetische Schauer bleiben praktisch vollständig unsichtbar; Es gibt folglich auch keine nutzbare Korrelation. Die hadronische Schauerentwicklung unterliegt sehr starken Schwankungen und zeigt keine positive Korrelation zwischen der Energiedeposition im vorderen Teil des Schauers zu der im weiter hinten liegenden Teil [WIG86]. Dies gilt umso mehr dann, wenn der vordere Teil einige Wechselwirkungslängen stark ist, wie in einigen Winkelbereichen vor dem PLUG-Kalorimeter. Jeder Versuch, hier eine Korrelation zwischen der in bestimmten Bereichen der Kalorimeter und in der Nähe dieser Bereiche im toten Material absorbierten Energie zu finden, ist bisher gescheitert.

Die Möglichkeit, den *mittleren* Energiefluß vieler akkumulierter Ereignisse zu bestimmen, ist dagegen prinzipiell nur durch die Genauigkeit der MONTE CARLO Simulationen (einschließlich der Lund-Generatoren) eingeschränkt. Mithilfe des Wissens um die mittlere winkelabhängige Absorption und Winkeldispersion des Energiefluß ist es möglich, aus dem gemessenen Energiefluß auf den am Wechselwirkungspunkt herrschenden Fluß durch „Entfalten“ dieser Messungen zu schließen. Dies ist allerdings ein mathematisch aufwendiges Verfahren, das für die hier diskutierte Problematik aufgrund dessen hoher Komplexität die Durchführung sehr zahlreicher MONTE CARLO Simulation erfordert um eine ausreichende statistische Genauigkeit zu erreichen.

¹¹Die Spurenkammern des H1-Detektors liefern ab ca. 5° Teilstücke der Bahn von geladenen Teilchen.

6 Erste Daten vom PLUG-Kalorimeter

Während der Datennahmeperiode im Herbst 1992 war das PLUG-Kalorimeter mit vier von acht Detektorebenen instrumentiert. Es standen daher genug elektronische Kanäle zur Verfügung, um jedem einzelnen Detektor einen eigenen Kanal zuzuordnen.

Mit diesen vier im vorderen Teil des PLUG-Kalorimeters platzierten Ebenen ist eine Abtastung der Schauerentwicklung nur über eine Länge von zwei Wechselwirkungslängen möglich. Außerdem war nur die zweite Ebene vollständig mit allen drei Detektortypen bestückt, während bei den anderen Ebenen die zur Instrumentierung des innersten Ringes notwendigen Rechteckdetektoren fehlten. Da jedoch gerade hier der höchste Energiefluß erwartet wird, wurde diese erste Analyse auf die Daten der zweiten Ebene beschränkt und es wurde kein Versuch unternommen, von der sichtbaren auf die im PLUG absorbierte Energie zu schließen.

Trotzdem können hier schon einige grundsätzliche Erkenntnisse über die Funktion des PLUG-Kalorimeters sowie eine erste Einschätzung der Zuverlässigkeit der MONTE CARLO Simulationen gewonnen werden.

6.1 Elektronisches Rauschen

Wenn keiner der beiden Teilchenbeschleuniger in Betrieb ist, zeigt das PLUG-Kalorimeter das erwartete niedrige Rauschniveau. Eine *Zero Suppression* mit einer Höhe von $\pm 2\sigma$ erfolgte bereits *online*, wobei σ die individuelle Standardabweichung der Rauschbreite jedes einzelnen Kanal ist, wie sie bei der elektronischen Kalibration bestimmt wurde (Vgl. Anhang A.3). In Abb. 6.1 ist eine Asymmetrie in der Verteilung der verbleibenden positiven und negativen Signalhöhen erkennbar. Die elektronische Kalibration zur Bestimmung eines Polynoms dritter Ordnung zur Umrechnung von ADC-Einheiten in eine äquivalente Ladung erfolgte unmittelbar vor Beginn der Datennahmeperiode. Die in den zwei Monate später aufgenommenen (Rausch-)Daten vorliegende Asymmetrie läßt vermuten, daß es zwischenzeitlich zu einer leichten Verschiebung in den Eigenschaften der *Frontend-Elektronik* gekommen ist.¹

¹Während zur Zeit die Prozedur der elektronischen Kalibration zwar programmunterstützt aber noch „per Hand“ vorgenommen werden muß, wird es in Zukunft eine vollständige Automatisierung dieser Prozedur geben. Dann werden in jeder Pause des Strahlbetriebes die aktuellen Parameter der Elektronik aller Kalorimeter bestimmt und die Prozessoren des Datennahmesystems mit diesen Werten geladen.

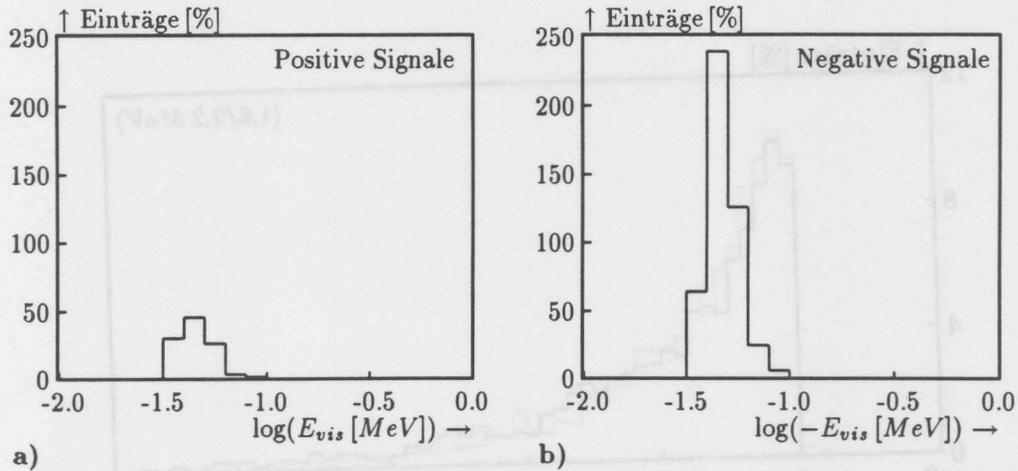


Abb. 6.1: Signalthöhenverteilung ohne Strahlbetrieb (Rauschen). Alle 84 Detektoren der zweiten Ebene sind eingetragen, sofern ihre Signalthöhe oberhalb der jeweiligen *Online Zero Suppression* von 2σ liegt.

Es ist aber deutlich erkennbar, daß durch eine Unterdrückung aller Kanäle mit Signalthöhen geringer als 100 keV – also noch unterhalb der Signalthöhe eines MIPs – das Rauschen praktisch vollständig eliminiert werden kann. Bei 800 untersuchten Ereignissen kam es unter den 84 Detektoren der zweiten Ebene nur zweimal zu einer (Rausch-)Signalthöhe mit einem Betrag knapp oberhalb von 100 keV .

6.2 Elektron-Proton Streu-Ereignisse

Für die folgenden Ausführungen wurden einige hundert Ereignisse sogenannter „DSTs“ (*Data Summary Tapes*) ausgewertet. Dabei wurde nicht nach bestimmten Ereignistypen ausgewählt. Diese Daten sind aber durch entsprechende *offline* Prozeduren [H1P91] so aus den Rohdaten ausgewählt, daß sie mit einiger Sicherheit auf Elektron-Proton-Streuungen beruhen, und nicht auf Untergrundereignissen wie z.B. Proton-Gas-Wechselwirkungen.

Die mittlere sichtbare Energie (Abb. 6.2) beträgt in der Summe aller Kanäle der zweiten Ebene nur ca. $1,8\text{ MeV}$, wenn alle Signale der zweiten Ebene addiert werden. Dies ist wesentlich weniger, als es die Simulationen der Ereignisse von tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung in Abschnitt 5.2.5 ergeben hatten. Der Grund dafür mag sein, daß ein erheblicher Teil der hier analysierten Ereignisse der Photoproduktion mit „quasireellem“ Photon ($Q^2 \approx 0$) als Austauscheteilchen zuzuordnen ist, bei denen weniger Energie im Winkelbereich des PLUG-Kalorimeters zu erwarten ist.

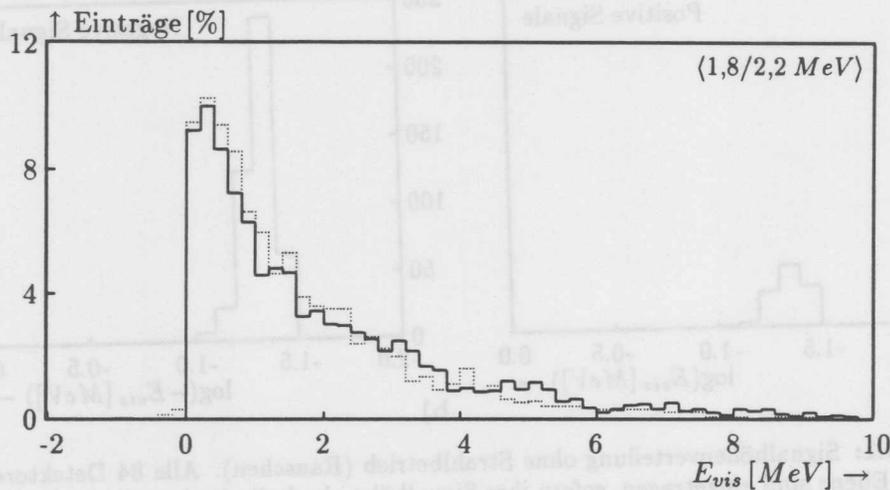


Abb. 6.2: Die statistische Verteilung der gesamten in der zweiten Ebene deponierten Energie. Gepunktet bei Addition aller Signale, durchgezogen nur positive Signale berücksichtigt.

In der Signalhöhenverteilung Abb. 6.3 fallen sofort die hohen negativen Signale auf, die keinesfalls auf dem elektronischen Rauschen beruhen können, wie aus den Daten des vorhergehenden Abschnittes eindeutig hervorgeht. Zwei andere Möglichkeiten kommen stattdessen in Frage:

- *Pile Up*, also eine so hohe Ereignisrate, daß es zu einer Verschiebung der Nulllinie kommt. Da der Pulsformer ein bipolares Signal erzeugt, kann diese Verschiebung auch in den negativen Bereich erfolgen.
- Übersprechen zwischen verschiedenen elektronischen Kanälen. Dabei wird die Impulsform verändert, so daß nicht unmittelbar klar ist, ob es zu positiven oder negativen parasitären Signalen kommt.

Der wesentliche Unterschied zwischen diesen beiden möglichen Ursachen besteht darin, daß *Pile Up* von dem abhängt, was *vor* dem aktuellen Ereignis geschehen ist, während Übersprechen definitionsgemäß nur vom aktuellen Ereignis abhängt. Im ersten Fall sollte daher die Verteilung der negative Signalhöhen unabhängig von der der positiven Signale sein.²

Um dies zu prüfen, wurden in Abb. 6.4 aus den gegebenen Ereignissen nur solche berücksichtigt, deren gesamte Energiedeposition in der zweiten Ebene 5 MeV übersteigt. Hier erstreckt sich die Verteilung der positiven Signalhöhen

²Dabei ist vorauszusetzen, daß die Strahlbedingungen unverändert bleiben, da eventuelles *Pile Up* praktisch vollständig von Untergrundereignissen verursacht wird, deren Rate stark von diesen Bedingungen abhängt.

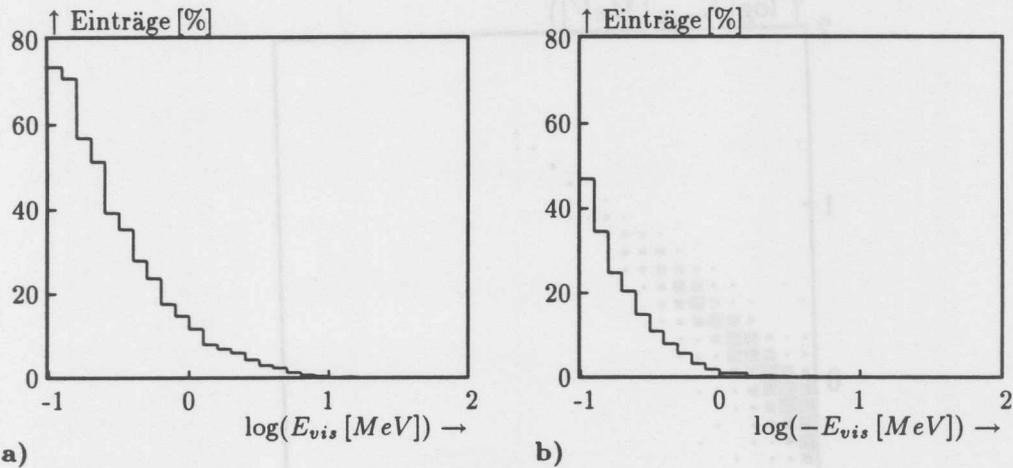


Abb. 6.3: Signalthöhenverteilung von Ereignissen, die auf Elektron-Proton Wechselwirkungen beruhen. a) Positive Signalthöhen, b) Negative Signalthöhen

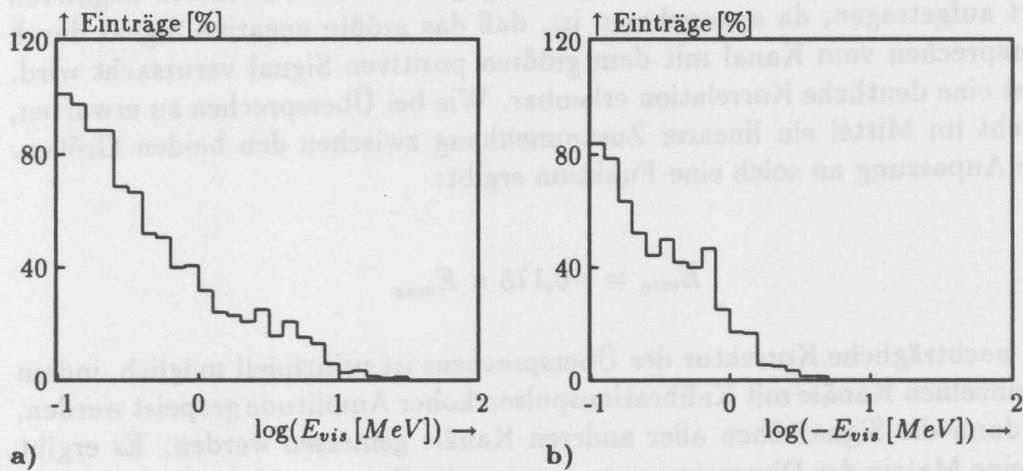


Abb. 6.4: Wie Abb.6.3, aber nur Ereignisse mit einer Energiedeposition von mehr als 5 MeV in der zweiten Ebene.

zu deutlich höheren Werten und es tragen im Mittel mehr Werte zum Signal bei. Derselbe Effekt läßt sich auch bei den negativen Signalen beobachten – ein klarer Hinweis auf Übersprechen mit negativer Übertragungsfunktion.

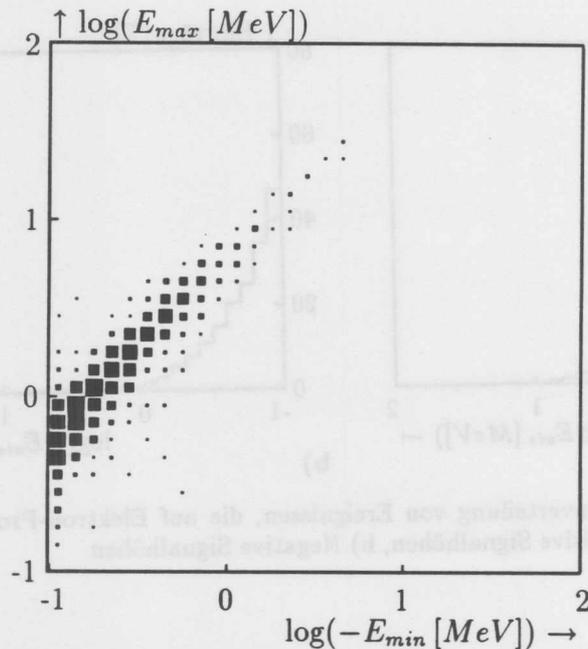


Abb. 6.5: Die Korrelation zwischen der bei den einzelnen Ereignissen höchsten negativen und höchsten positiven Signalhöhe.

Zur Abschätzung der Höhe dieses Übersprechens ist in Abb. 6.5 das jeweils höchste Signal aller einzelnen Ereignisse gegenüber dem höchsten negativen Wert aufgetragen, da anzunehmen ist, daß das größte negative Signal durch Übersprechen vom Kanal mit dem größten positiven Signal verursacht wird. Es ist eine deutliche Korrelation erkennbar. Wie bei Übersprechen zu erwarten, besteht im Mittel ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden Größen. Eine Anpassung an solch eine Funktion ergibt:

$$E_{min} = -0,175 \times E_{max}$$

Eine nachträgliche Korrektur des Übersprechens ist prinzipiell möglich, indem alle einzelnen Kanäle mit Kalibrationspulsen hoher Amplitude gespeist werden, und dann die Signalhöhen aller anderen Kanäle gemessen werden. Es ergibt sich eine Matrix der Dimension $n \times n$, wenn n die Gesamtzahl der vorhandenen Kanäle ist. Da Übersprechen jedoch nur zwischen benachbarten Kanälen zu erwarten ist, können die meisten Matrixelemente vernachlässigt werden.

Es gibt jedoch aufgrund von Laborversuchen klare Hinweise darauf, daß das Übersprechen durch einfache technische Änderungen bei der Einkopplung der

Bias-Spannung für die Detektoren zumindest erheblich reduziert werden kann, so daß in der nächsten Datennahmeperiode eine derartige nachträgliche Korrektur nicht nötig sein wird.

Für den Vergleich mit den MONTE CARLO Simulationen im nächsten Abschnitt wurden als einfachste Korrektur des Übersprechens alle Kanäle mit negativen Signalhöhen unberücksichtigt gelassen. Dabei wird die gesamte Energiedeposition immer noch unterschätzt, da es sicher auch vorkommt, daß Kanäle, die ein echtes Signal liefern, in ihrem Wert durch Übersprechen reduziert wurden. Das hier angewandte Verfahren liefert nur bei solchen Ereignissen korrekte Werte, wenn ausschließlich auf Kanäle übersprochen wurde, die sonst ein reines Rauschsignal abgeben hätten.

6.3 Vergleich mit MONTE CARLO Daten

Die Höhe der Gesamtenergie in der zweiten Detektorebene sowie die Form der Signalhöhenverteilung Abb. 6.3.a stimmen gut mit dem überein, was die Simulation von hadronischen Schauern von 4 GeV im PLUG-Kalorimeter ergeben hat (Vgl. Abb. 5.2.c auf S. 83 und Abb. 5.5.c auf S. 89).

Werden nur die Ereignisse ausgewertet, die in der zweiten Ebene insgesamt mehr als 5 MeV sichtbarer Energie deponiert haben, so ergibt sich für diese Ereignisse eine mittlere Energie von $8,6\text{ MeV}$, was nach einer sehr groben Abschätzung unter Zuhilfenahme der longitudinalen Schauerentwicklung aus Abb. 5.54.a in Abschnitt 5.2.5 die Annahme rechtfertigt, daß in den so ausgewählten Daten eine ähnliche mittlere Primärenergie vorliegt, wie bei den dort simulierten Ereignissen. Daher scheint es zulässig, die so ausgewählten Daten mit entsprechenden Figuren aus diesen Simulationen zu vergleichen.

Im Vergleich der Figuren 6.4.a und 5.55.b auf S. 152 zeigt sich eine bemerkenswert gute Übereinstimmung in der Form der Verteilungen. Da jedoch bei der Simulation alle Kanäle berücksichtigt und – wie im endgültigen Ausbaustadium vorgesehen – jeweils zwei hintereinanderliegende Kanäle elektronisch addiert wurden, sind gewisse Diskrepanzen zu erwarten. Insbesondere der „Zwei-MIP-Peak“, der in den Simulationsdaten deutlich zu erkennen ist, fehlt natürlich in den experimentellen Daten.

Die gute Übereinstimmung der Kurvenformen im oberen Signalhöhebereich ist dagegen mit diesem Unterschied zu vereinbaren, da die besonders hohen Signale meistens nicht auf einer Koinzidenz von zwei hohen Beträgen an deponierter Energie in zwei hintereinanderliegenden Kanälen beruhen, sondern auf *einem* besonders hohen Betrag in *einem* Detektor. Diese kommen praktisch nur dann vor, wenn eine Hadron-Nukleon-Reaktion in einem Siliziumdetektor

eine hohe Zahl an stark ionisierenden Teilchen freisetzt. Da dies relativ selten geschieht, ist das Zusammentreffen von zwei solchen Reaktionen in zwei hintereinanderliegenden Detektoren extrem unwahrscheinlich.

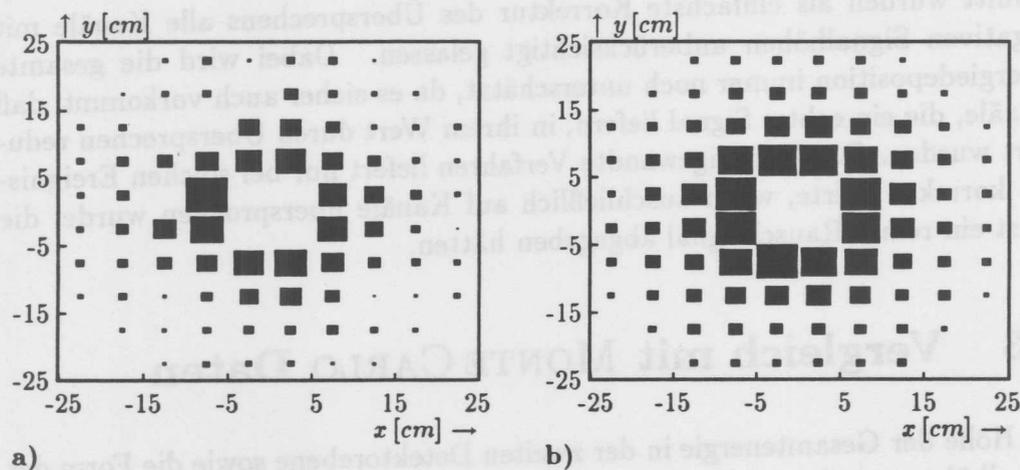


Abb. 6.6: a) Die mittlere laterale Verteilung der sichtbaren Energie in der zweiten Detektorebene für alle Ereignisse mit mehr als 5 MeV sichtbarer Energie. b) Die laterale Verteilung aus der Simulation von LEPTO-Ereignissen in Abschnitt 5.2.5

Unter Berücksichtigung der vielen möglichen Ungenauigkeiten sowohl was die Simulationen als auch die Auswertung der Daten angeht, erscheint der Grad der Übereinstimmung der lateralen Energieverteilung in Abb. 6.6 geradezu exzellent. Dabei ist zu berücksichtigen, daß im zweiten Quadranten einige Kanäle mit reduzierter Bias-Spannung betrieben wurden, weswegen die Signale dieser Detektoren unberücksichtigt blieben und die Lücken in der lateralen Verteilung der Energiedeposition entstehen. Unklar ist zu diesem Zeitpunkt, warum einer der inneren Rechteckdetektoren (Triggersegment 53) ein im Verhältnis zu Detektoren an äquivalenten Positionen überhöhtes Signal zeigt. Möglicherweise liegt bei diesem Kanal ein Defekt in der Ausleseelektronik vor.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Asymmetrie in den Impulsen der Stoßpartner bei HERA stellt besonders hohe Anforderungen an die experimentellen Aufbauten. Ein großer Teil des hadronischen Energieflusses erfolgt unter sehr kleinen Winkeln zur Protonenrichtung.

Das Hauptkalorimeter des H1-Detektors deckt diesen Winkelbereich nur bis zu einem Winkel von $3,5^\circ$ herunter ab, da der aktive Teil erst innerhalb eines doppelwandigen Kryostaten beginnt. Zur Erweiterung dieses Bereiches bis an das Strahlrohr heran wurde ein siliziuminstrumentiertes Kupfer-Kalorimeter konzipiert. Die frei wählbare Granularität der Siliziumdetektoren, der bei normaler Umgebungstemperatur mögliche Betrieb und die geringe Stärke der Detektoren ermöglichten die Realisierung eines Kalorimeters, das die geforderten Eigenschaften in nahezu optimaler Weise erfüllt. Umfangreiche Forschungs- und Entwicklungsarbeiten für ein Verfahren zur Herstellung von großflächigen Siliziumdetektoren speziell für den Einsatz im PLUG-Kalorimeter, wurden bereits 1985 begonnen und ermöglichen die volle Instrumentierung dieses Kalorimeters im Laufe des nächsten Jahres.

Neben Entwicklung und Bau dieses Kalorimeters wurden umfangreiche Arbeiten durchgeführt, um das PLUG-Kalorimeter in das Gesamtexperiment H1 zu integrieren. Außer Programmen zur ständigen Überwachung des Zustandes der Hardware und zur Kalibration der Auslese-Elektronik gehören dazu Routinen, die im Rahmen von allgemeiner Software für das H1-Experiment die Simulation sowie die Ereignisrekonstruktion im Bereich des PLUG-Kalorimeters ermöglichen.

Besonderes Gewicht wurde auf die Prüfung der Zuverlässigkeit der MONTE CARLO Simulation von Teilchen-Schauern in Kalorimetern mit sehr dünnen Ausleseschichten gelegt. Dies ist für das PLUG-Kalorimeter aus zwei Gründen von besonderer Bedeutung. Einerseits wurde ein dem PLUG äquivalentes Kalorimeter niemals durch Bestrahlung mit Hadronen kalibriert. Andererseits macht die besondere Lage im H1-Detektor und die Komplexität der Verteilung von inaktivem Material die am PLUG zu erwartenden Teilchenspektren in Art, Energie- und räumlicher Verteilung so unübersichtlich, daß nur extensive MONTE CARLO Simulationen eine Möglichkeit bieten, zu einem guten Verständnis der Daten des H1-Detektors aus diesem Bereich zu gelangen.

Die Eigenschaften siliziuminstrumentierter Absorberstrukturen wurden in verschiedenen Testexperimenten bestimmt. Diese Daten dienen neben dem Nachweis der prinzipiellen Funktionsfähigkeit von Kalorimetern mit Siliziumdetektoren als Auslesematerial dem Test verschiedener MONTE CARLO Programme. Bei der Simulation elektromagnetischer Schauer ist es als Folge dieser

Studien genau bekannt, wie diese Programme zu handhaben sind, um Ergebnisse zu erzielen, die maximal um wenige Prozent von den experimentellen Daten abweichen.

Bei der Simulation hadronischer Schauer ist die Situation nicht so klar, was sowohl an deren viel höherer Komplexität liegt als auch mit der Anwendung auf siliziuminstrumentierte Kalorimeter zusammenhängt. In Siliziumdetektoren wird eine hundertprozentige Ladungssammlung auch bei sehr hoher Ionisationsdichte erreicht. Zusammen mit der sehr geringen Stärke der Detektoren ergibt sich ein sehr hohes Auflösungsvermögen derartiger Kalorimeter für lokale Inhomogenitäten in der Energiedeposition hadronischer Schauer. Die Anforderungen, die dadurch an die Generatoren der hadronischen Wechselwirkungen gestellt werden, sind daher höher, als das bei herkömmlichen Kalorimetern der Fall ist. Es gibt experimentelle Hinweise, daß die verwendeten MONTE CARLO Programme die durch diesen Effekt hervorgerufenen Fluktuationen in der Signalhöhe siliziuminstrumentierter Kalorimeter überschätzen. Weitere Studien auch unter Verwendung anderer Generatoren sind erforderlich, um zu einer abschließenden Beurteilung der Zuverlässigkeit solcher Simulationen zu kommen.

Strahlrohr, Kryostatwandungen und anderes inaktives Material, das zwischen Wechselwirkungspunkt und den aktiven Bereichen der Kalorimeter im extremen Vorwärtswinkelbereich liegt, verursachen Verfälschungen der Meßdaten durch Absorption und Ablenkung des Energieflusses. Bei der Planung des H1-Detektors gemachte Abschätzungen über Betrag und Lage dieses Materials erwiesen sich im Laufe der weiteren Entwicklung als zu optimistisch. Ausführliche Simulationen zeigten, daß das inaktive Material heute für die Akzeptanz des H1-Detektors im extremen Vorwärtsbereich erhebliche Einschränkungen verursacht. Insbesondere die Bestimmung der transversale Energie, die von Teilchen mit Polarwinkeln bis zu 5° getragen wird, ist nur sehr eingeschränkt möglich.

Um diese Situation zu verbessern, ist bereits eine Erweiterung des PLUG-Kalorimeters geplant. Einige Flansche kommen knapp vor dem PLUG-Kalorimeter zu liegen und stellen so eine Art „nullte“ Absorberplatte dar. Aus dieser Interpretation des direkt vor dem PLUG-Kalorimeter liegenden Materials folgt auch unmittelbar die Idee zur Verbesserung der Situation: Eine zusätzliche Detektorebene vor der ersten Absorberplatte des PLUG würde dieses tote Material gewissermaßen zu einem Bestandteil des PLUG-Kalorimeter machen.

Der Hauptteil des inaktiven Materials wird vom Kryostaten gestellt, der als nicht veränderlich angesehen werden muß. Eine gewisse Reduzierung des inaktiven Materials wird im innersten Bereich durch den geplanten Austausch des Strahlrohres erreicht werden. Auch die Wolfram-Blende kann vielleicht in ihrer Stärke reduziert werden. Möglicherweise kann der durch das inaktive

Argon verursachte Anteil zu vermindert werden, indem dieses durch leichte Kunststoffteile aus dem innersten Bereich des Kryostaten verdrängt wird, wie das an anderen Positionen bereits der Fall ist.

Durch alle diese Maßnahmen werden sich jedoch nur graduelle Verbesserungen erreichen lassen. Weiter untersucht werden muß die Möglichkeit, aus den tatsächlich gemessenen Daten auf die im toten Material erfolgten Verfälschungen zu schließen und entsprechende Korrekturfunktionen zu entwickeln.

In dieser Hinsicht ist die gute Übereinstimmung der ersten Daten mit den durchgeführten Simulationen sehr bedeutend, weist sie doch darauf hin, daß die MONTE CARLO Simulation als wertvolles Hilfsmittel zur Bewältigung dieser Aufgabe eingesetzt werden kann.

Auch im Hinblick auf die Funktion des PLUG-Kalorimeters an sich läßt diese Übereinstimmung erwarten, daß das PLUG-Kalorimeter nicht nur unter den untersuchten Teilaspekten, sondern ganz generell den Erwartungen gerecht wird, die durch die Simulation von direkt in dieses eingeschossenen Einzelteilchen geweckt wurden.

Der Einsatz des PLUG-Kalorimeters im H1-Trigger kann erheblich an Bedeutung gewinnen, wenn die bei Einsatz von Siliziumdetektor mögliche, sehr kurze Auslesezeit von unter 100 ns genutzt würde. Die gegenwärtig im Einsatz befindliche Elektronik wurde für die langsame Ladungssammlung des Flüssig-Argon-Kalorimeters entwickelt und verhindert daher die Nutzung dieses großen Vorteils der Siliziuminstrumentierung. Studien zum Einsatz einer schnellen Elektronik wurden bereits begonnen.

A Anhang

A.1 Bemerkungen

1. Alle ungewichteten Histogramme, also solche, bei denen „bin-weise“ gezählt wird, wurden auf eine Ereigniszahl von Hundert normiert. Dies ist gemeint, wenn die y-Achse mit „Einträge[%]“ beschriftet ist und wurde nur aus praktischen Gründen so gewählt. Histogramme, bei denen es pro Ereignis mehrere Einträge geben kann (z.B. die Signalhöhenverteilung), können daher in der Summe ihrer Bin-Inhalte mehr als hundert ergeben. Gewichtete Histogramme dagegen wurden grundsätzlich auf *ein* Ereignis normiert.

Mittelwerte \bar{x} werden in Histogrammen in spitze Klammern eingeschlossen ($\langle \bar{x} \rangle$). Die Standardabweichung σ wird gegebenenfalls durch Anhängen ($\langle \bar{x} \pm \sigma \rangle$) angegeben. Diese Werte werden grundsätzlich unter Berücksichtigung aller Datenpunkte berechnet, auch wenn diese außerhalb der Darstellungsgrenzen liegen.

2. Zur Darstellung der Dichte $d\Phi(N)$ von Verteilungsfunktionen $\Phi(N)$, die erst bei großen Werten von N konvergieren, ist ein sogenannter „Lethargie-Plot“ sinnvoll. Dabei wird $N \times d\Phi/dN$ gegenüber $\ln(N)$ aufgetragen. Die Fläche zwischen zwei Werten von N bleibt dabei gegenüber der Auftragung von $d\Phi/dN$ gegenüber N erhalten:

$$\int_{E_0}^{E^1} E \times \frac{d\Phi(E)}{dE} d(\ln E) = \int_{E_0}^{E^1} \frac{d\Phi(E)}{dE} dE$$

Für Histogramme ergibt sich ebenfalls dieses Resultat, wenn die Datenpunkte vor Eintragung in dieses logarithmiert werden. Eine solche Darstellung wurde z.B. für die Teilchenspektren gewählt. In diesen Histogrammen ist die Fläche zwischen zwei Energiepunkten unmittelbar der in diesem Intervall existierenden Gesamtzahl der Teilchen proportional, bei energiegewichteten Histogrammen deren Gesamtenergie.

3. Im Zusammenhang mit der Diskussion von Kalorimetern ist es sinnvoll, eine *effektive Energie* E_{eff} zu definieren. Bei stabilen Teilchen ist dies einfach deren kinetische Energie. Die kinetische Energie von instabilen Teilchen wird um das Energieäquivalent der Massendifferenz ihrer Ruhemasse und der ihrer endgültigen Zerfallsprodukte erhöht. Die effektive Energie ist so definiert ein Maß für die prinzipiell in einem Kalorimeter meßbare Energie.

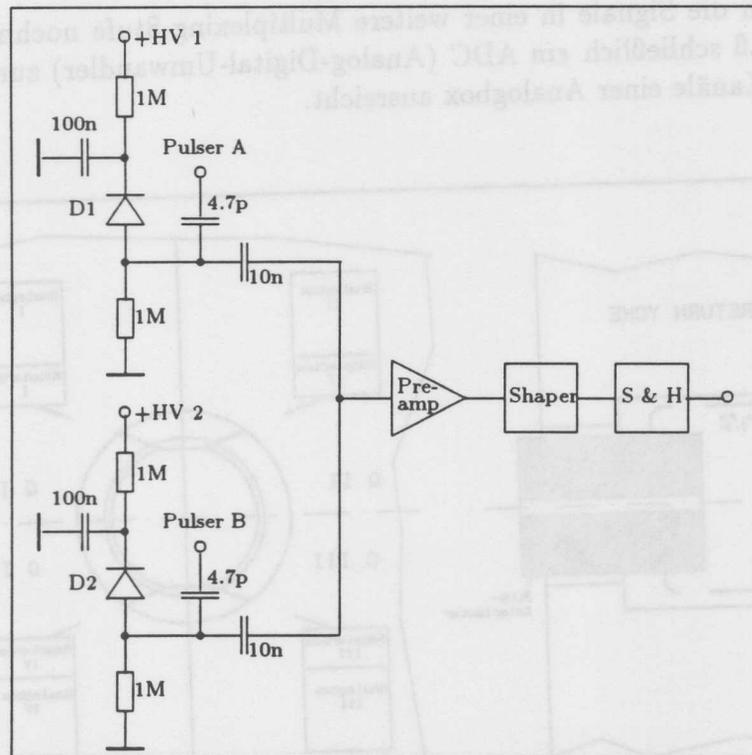


Abb. A.1: Prinzipschaltbild der Frontend-Elektronik

A.2 Die Auslese-Elektronik des PLUG-Kalorimeters

Die sogenannte Auslese- oder *Frontend*-Elektronik befindet sich so nah wie möglich am PLUG-Kalorimeter an der vorderen Außenseite des Eisenjochs. Sie besteht aus speziell für das PLUG-Kalorimeter entwickelten „Adapterboxen“ mit einem passiven Netzwerk zur Signalentflechtung und -addition, Biasspannungsversorgung und Einspeisung der Kalibrationssignale. Von den 772 Detektoren des PLUG-Kalorimeters werden jeweils zwei hintereinanderliegende gemeinsam ausgelesen, so daß sich eine Gesamtzahl von 336 Kanälen ergibt (Vgl. S. 173).

Die sogenannten „Analogboxen“ sind baugleich mit der für das Flüssig-Argon-Kalorimeter entwickelten *Frontend*-Elektronik. In ihnen befinden sich jeweils sechs „Motherboards“ mit dem analogen Teil der Ausleseelektronik für jeweils 16 Kanäle. Jeder Kanal ist mit einem integrierenden Vorverstärker, einem Signalformer und einem „*Sample and Hold*“-Hybridelement bestückt. Das Letztere hat die Aufgabe, die der ursprünglichen Ladung proportionale Spannung so lange zu halten, bis alle 16 Signale im Zeit-Multiplexing-Verfahren an die sogenannte „*Analog receiving unit*“ (Analoge Empfangs-Einheit) im „elektronischen Rucksack“ des H1-Detektors weitergegeben worden sind.

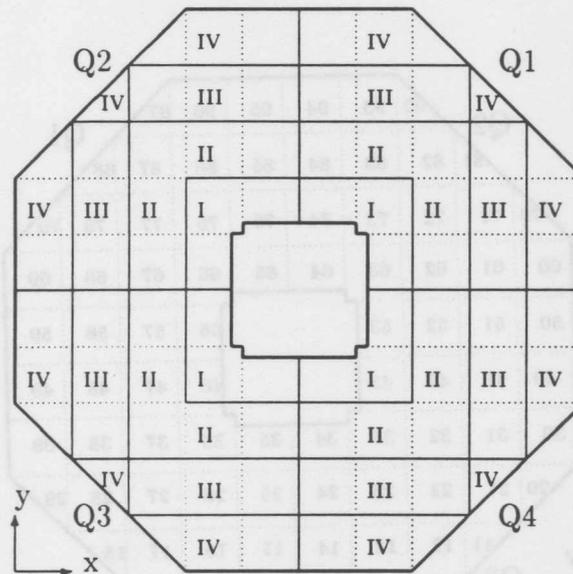


Abb. A.3: Zusammenfassung der Detektoren zu „Hochspannungs-Ringen“

A.3 Die elektronische Kalibration

Das Verfahren zur elektronischen Kalibration des PLUG-Kalorimeters beruht auf der von der Ionisationsdichte unabhängigen Beziehung zwischen der Energiedeposition und der freiwerdenden Ladungsmenge in Siliziumdetektoren.

Im ersten Schritt wird eine künstliche Ladungsquelle mit Hilfe einer α -Teilchenquelle (^{244}Cm , $5,805\text{ MeV}$) kalibriert. Diese besteht aus einem regelbaren Präzisionspulsgenerator, einem hinreichend langen BNC-Kabel und einem Kondensator in einer kleinen Aluminiumbox. Als Pulsform ist dabei entweder ein Rechtecksignal oder ein steiler Anstieg mit einem langsamen Abfall geeignet. In jedem dieser beiden Fälle wird der in Reihe geschaltete Kondensator durch den als Stromquelle dienenden Pulser eine Ladungsmenge $\Delta Q = C \times \Delta U$ aufnehmen, wenn die Höhe der Pulsflanke ΔU beträgt. Ein weiterer Stromfluß findet nicht statt, daher wird diese Ladungsquelle häufig „Charge Terminator“ genannt.

Mit Hilfe einer (nahezu beliebig aufgebauten) Ausleseelektronik nach dem Schema eines Zweiges von Abb. A.1 kann der Pulser dann so eingestellt werden, daß er dieselbe digitalisierte Signalhöhe hervorruft wie ein α -Strahler, der einen Siliziumdetektor in einem evakuierten Gefäß bestrahlt.

Dabei spielt es keine Rolle, welcher Anteil der injizierten Ladungsmenge tatsächlich von der Ausleseelektronik integriert wird, und wie groß der Anteil ist,

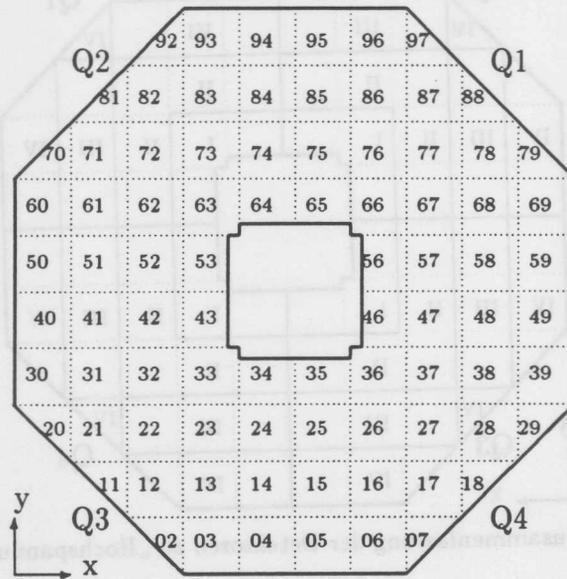


Abb. A.4: Plug Trigger Segmente

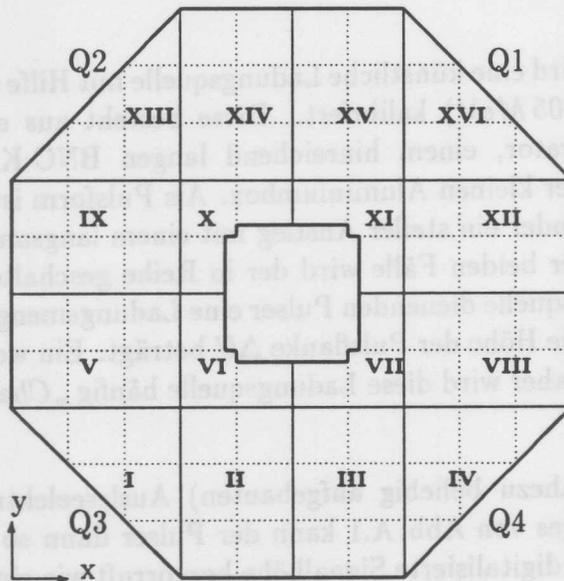


Abb. A.5: Plug Trigger Tower

der sich auf sonstige Kapazitäten verteilt, wenn die Messung des α -Signales und die Suche nach der äquivalenten Pulsereinstellung bei exakt gleichem Aufbau vorgenommen werden.

Für das PLUG-Kalorimeter stehen in der Nordhalle 32 ortsfeste Impulsgeneratoren zur Verfügung. Diese können programmgesteuert Rechteckimpulse von $16,4 \mu s$ Dauer zwischen $0 V$ und $-1 V$ mit einer Auflösung von 16 Bit abgeben. Zusammen mit den Kondensatoren von $4,7 pF$ an den Pulser-Eingängen der Adapterboxen lassen sich so auch mit diesen Generatoren definierte Ladungsmengen in die *Frontend*-Elektronik einspeisen.

Jeweils 8 dieser Generatoren versorgen einen Quadranten des PLUG-Kalorimeters. Um die Möglichkeit offenzuhalten, für jeden einzelnen Detektor die Spannungsabhängigkeit seiner Kapazität zu messen, müssen zwei zu einem elektronischen Kanal zusammengefasste Detektoren von verschiedenen Generatoren gespeist werden. Da auch das Übersprechverhalten benachbarter Detektoren untersucht werden soll, wurde die Möglichkeit verworfen, je einen Pulser einer Detektorebene zuzuordnen. Stattdessen versorgen jeweils zwei Pulser zwei zu verschiedenen elektronischen Ebenen gehörende Detektorebenen, wobei sie sich in jeder einzelnen Ebene schachbrettartig abwechseln.

Durch den im Labor auf das α -Präparat geeichten *Charge Terminator* kann für jeden einzelnen Detektor die (Spannungs-)Einstellung DAC_α des entsprechenden Pulsengenerators gefunden werden, bei der sich ein Signal ergibt, das den $5,805 MeV$ des α -Teilchens entspricht.

Nach Abzug der Nullpunktverschiebung DAC_0 kann für jeden Detektor das Energieäquivalent der Breite Δ eines Pulserkanals bestimmt werden:

$$\Delta = \frac{5,805 MeV}{DAC_\alpha - DAC_0}$$

Dabei zeigte sich, daß durch die Wahl eines Kondensatortyps mit sehr geringer Toleranz der Wert von Δ um weniger als 2% streut. Dieser im Vergleich zu sonstigen Fehlerquellen in der Kalibration des PLUG-Kalorimeters sehr kleine Wert erlaubt es daher – zumindest in der ersten Zeit – für alle Kanäle den Mittelwert von Δ über alle Detektoren zu verwenden.

Mit den so geeichten ortsfesten Pulsengeneratoren ist es jetzt jederzeit möglich, die gesamte elektronische Kette mit einer Ladungsmenge zu eichen, deren absolutes Energieäquivalent bekannt ist. Dazu wird programmgesteuert eine „Rampe“ aus ca. 25 verschiedenen Pulsereinstellungen abgefahren, die den benötigten dynamischen Bereich des ADC's überdecken. Für jeden Punkt dieser Rampe werden Mittelwert und Standardabweichung aus ca. 250 Einzelpulsen bestimmt und abgespeichert.

Mit einem zweiten Programm wird ein Polynom dritten Grades bestimmt, daß den aufgenommenen Daten optimal angepaßt ist. Diese Parameter dienen dann bei der Datennahme dazu, schon zu diesem Zeitpunkt nahezu alle Nichtlinearitäten der Elektronik auszugleichen. Die Standardabweichung stellt für jeden Kanal ein Maß für sein Rauschen dar und ermöglicht so eine individuelle *Zero Suppression*.

Die Daten für das PLUG-Kalorimeter bestehen für jedes Ereignis aus einer Menge von geordneten Zahlenpaaren. Die erste stellt die elektronische Kanalnummer dar, die zweite ist unmittelbar der in den Detektoren des jeweiligen Kanales deponierten Energie proportional, da die Nichtlinearitäten der Elektronik bereits *online* korrigiert worden sind.

A.4 Ständige Messung von Detektor-Eigenschaften

Um die Entwicklung der Detektorqualität zu verfolgen, ist es notwendig, die Spannungsabhängigkeit ihres Sperrstromes, ihrer Kapazität sowie des Detektorrauschens zu messen.

A.4.1 Aufnahme von Strom-Spannungs-Kennlinien

Das Spannungsversorgungsgerät für die *Bias*-Spannung der Detektoren erlaubt eine Strommessung für jeden einzelnen der 40 Kanäle. Diese kann entweder „per Hand“ am Frontpanel des Einschubes oder über ein Standard-Terminal erfolgen. Die Verwendung eines speziellen VME-Einchubes ermöglicht das rechnergesteuerte Setzen von Spannungen und die Auslese der Stromwerte für jeden einzelnen Kanal.

Es wurde ein Programm entwickelt, welches es ermöglicht, für einzelne oder Gruppen von Kanälen eine beliebige Reihe von Spannungswerten automatisch abzufahren und diese zusammen mit den dazugehörigen Strömen formatgebunden in Dateien abzulegen. Dabei kann der zulässige Strom sowie die Geschwindigkeit der Spannungsänderung begrenzt werden.

A.4.2 Bestimmung der für vollständige Verarmung notwendigen Spannung

Es muß jederzeit sichergestellt sein, daß die Detektoren des PLUG-Kalorimeters mit genügend hoher Spannung betrieben werden. Deren Minimalwert U_{Dept} liegt dort, wo sich die verarmte Raumladungszone durch den gesamten

Detektor erstreckt. Nur dann ist eine vollständige Ladungssammlung gewährleistet. Sinkt die Spannung unter U_{Depl} , so wird die verarmte Zone dünner und die Kapazität des Detektors steigt an. Der Wert von U_{Depl} muß individuell für jeden einzelnen Detektor ermittelt werden, da er sehr stark von Details des Herstellungsverfahrens abhängt. Zur Bestimmung von U_{Depl} kann die Spannungsabhängigkeit der Kapazität gemessen werden: Sobald eine weitere Spannungserhöhung keine Kapazitätsminderung zur Folge hat, ist diese erreicht.

Wenn durch den Kalibrationskondensator eine feste Ladungsmenge in einen Kanal injiziert wird, teilt sich diese im Verhältnis der vorhandenen Kapazitäten – einschließlich der des Detektors – auf. Nur die auf den Koppelkondensator fließende Ladung wird integriert und trägt zum Signal bei. Daher wird bei konstanter Pulshöhe erst dann das maximale Signal erreicht, wenn die Detektorkapazität minimal ist, dieser also vollständig verarmt ist.

Zur Durchführung dieser Messung wird die Spannung an einem Zweig eines Kanals auf seinem Sollwert gehalten, während am anderen Zweig eine Rampe von Spannungswerten durchfahren wird, die den Abknickpunkt der Kapazitätskurve umfaßt.

Für die automatisierte Aufnahme solcher Kurven der Signalhöhen in Abhängigkeit von der Detektorvorspannung müssen drei Systeme in koordinierter Weise zusammenarbeiten: die Spannungsversorgung, die Pulsgeneratoren und das Datennahmesystem. Das rechnergesteuerte Ansteuern der Generatoren und die Auslese der ADC's konnte im wesentlichen aus dem Kalibrationsprogramm übernommen werden. Dagegen mußte für das synchronisierte Abfahren der gewünschten Spannungsreihe eine Möglichkeit der Kommunikation zwischen den beiden Rechnern gefunden werden. Die Ankopplung dieser Rechner an das lokale Netzwerk ermöglichte den Verzicht auf die Herstellung einer direkten Verbindung zwischen diesen, indem die Kommunikation durch Transfer von Dateien realisiert wurde.

Auf beiden Rechnern werden – in beliebiger Reihenfolge – spezielle Programme gestartet. Das Programm auf dem Rechner zur Spannungsregelung sichert als erstes den momentanen Zustand der gesamten Spannungsversorgungseinheit. Dann wird eine Schleife gestartet, in der folgendes geschieht:

- Es wird einige Minuten lang versucht, eine Datei bestimmten Namens zu öffnen. Sobald dies gelingt, versucht das Programm, in dieser Datei stehende Kommandos wie „Kanal 7 anwählen“, „Spannung auf 15 V setzen“ oder „Originalzustand wiederherstellen“ auszuführen. Wenn der oder die Befehle ausgeführt werden konnten, wird eine Datei mit einem „OK“ an den Rechner zur Datennahme geschickt. Im Falle eines ungültigen Befehles, eines Überstromes oder sonstiger Fehler wird eine entsprechende Fehlermeldung in diese Datei geschrieben.

Im letzteren Fall sowie in dem Fall, daß innerhalb der vorgegebenen Zeit keine Befehlsdatei gefunden wird, werden alle eventuell gemachten Veränderungen an der Spannungsversorgungseinheit rückgängig gemacht, und das Programm wird gestoppt bis der Benutzer es fortsetzt oder endgültig abbricht.

Auf dem Rechner, der Pulsersteuerung und Datenauswertung übernimmt, werden nach dem Start zwei Eingabedateien geöffnet. In der ersten steht pro Zeile die Nummer eines Spannungsversorgungskanal, ein für diesen Kanal maximal erlaubter Stromwert und eine (beliebige) Reihe von Spannungswerten. Die zweite Datei enthält für jeden der vorhandenen Spannungskanäle eine Liste der zugeordneten Detektoren und Pulsgeneratoren.

Dann wird eine Befehlsdatei erzeugt, in der die Kanalnummer gewählt, der Strom und der erste Spannungswert gesetzt werden. Diese wird über das Netz an den spannungssteuernden Rechner gesendet, der wie oben beschrieben darauf reagiert. Im Falle von „OK“ als Antwort werden die Pulsgeneratoren aktiviert, die den Detektoren dieses Spannungskanales zugeordnet sind. Aus einigen hundert Pulsen werden Mittelwert und Standardabweichung berechnet, und unter ihrer Detektornummer gespeichert. Nachdem auch die anderen Spannungswerte für diesen Spannungskanal gesetzt und ihre Signale gespeichert wurden, werden die Detektornummern mit ihren Tripeln aus Spannungswert, Mittelwert und Standardabweichung in einer formatierten Datei gesichert.

Nachdem diese Prozedur auch für die anderen gewünschten Spannungskanäle durchlaufen wurde, wird dem spannungsregelnden Rechner signalisiert, den am Anfang bestehenden Zustand wiederherzustellen und das Programm beendet.

Aus den angelegten Dateien kann dann für jeden einzelnen Detektor die Verarmungsspannung bestimmt werden, sowie aus der Standardabweichung die Breite des Rauschbeitrages. Trotz der gemeinsamen Versorgung mehrerer Detektoren mit einer Spannungsquelle ist durch Kombination dieser Messungen mit den Spannungs-Strom-Kurven eine individuelle Diagnose der Eigenschaften einzelner Detektoren möglich.

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi; Fluctuations in Calorimetry Measurements; *Physica Scripta* 23, 409-423; 1981
- [RBE91] R. Bernier et al.; H1 Calorimeter Electronics; Internal Report H1 Collaboration (DESY) H1-07/92-237; Hamburg 1991
- [BIR64] J.B. Birks; *The Theory and Praxis of Scintillation Counting*; Pergamon Press; Oxford 1964
- [BER91a] G. Bernardi und W. Hildesheim; A detailed simulation of F_2 measurability at HERA; in [HER91]
- [BER91b] G. Bernardi et al.; „Calibrated Energies“ in H1 Detector Simulation; H1 Software Note Nr. 26; Hamburg 1991
- [BLO89] A. Blondel und F. Jaquet; *An ep facility for europe*; Ed. U. Amaldi; DESY 79/48; Hamburg 1979
- [BRÜ87] H. Brückmann et al.; On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters; DESY 87-064; Hamburg 1987
- [BRU87] R. Brun et al.; *GEANT3 User's Guide*; CERN-DD/EE 84-1; Genf 1987
- [BOR85] M. Bormann et al.; Test Measurements with a Silicon-Lead Sandwich Calorimeter for Electromagnetic Showers; *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 240, 63-68; 1985
- [BOS86] V. Blobel; *The BOS-System*; DESY Internal Report R1-88-01; Hamburg 1988
- [DDL90] U. Berthon et al.; A Data Management Tool Package for H1 Reconstruction and Analysis; H1 Software Note Nr. 8, (DESY); Hamburg 1990
- [EBE89] M. Eberle; *Diplomarbeit*; Universität Hamburg 1989
- [EAL89] M. Eberle et al.; Internal Report H1 Collaboration (DESY) H1-05/89-113; Hamburg 1989
- [EGL90] S. Egli et al.; BOS modules in H1 software – A set of rules and recommendations H1 Software Note Nr. 12, (DESY); Hamburg 1990

- [EGS85] W.R. Nelson et al.; The EGS4 Code System; SLAC-265; Stanford 1985
- [ELL90] R.J. Ellison; The H1 Trigger; Internal Report H1 Collaboration (DESY) H1-11/90-157; Hamburg 1990
- [FAB85] C.W. Fabjan et al.; Calorimetry in High-Energy Physics; CERN EP/85-54; Genf 1985
- [FAB89] C.W. Fabjan und R. Wigmans; Energy Measurement of Elementary Particles; CERN/EP 89-64; Genf 1989
- [FEE91] D. Feeken; Diplomarbeit; Universität Hamburg 1991
- [FED91] I. Fedder; Dissertation; Universität Hamburg 1991
- [FEL87] J. Feltesse; Measurement of inclusive differential cross sections; in [HER87]
- [FES85] H. Fesefeldt; The Simulation of Hadronic Showers, PITHA 85/02 (RWTH Aachen); 1985
- [FRE87] E. Fretwurst et al.; Technical Progress Report for the Development of the Plug Calorimeter, Internal Report H1 Collaboration (DESY) H1-TR110; Hamburg 1987
- [FRE85] E. Fretwurst et al.; Internal Report H1 Collaboration (DESY), H1-05/85-21; Hamburg 1985
- [GAY91] J. Gayler; DESY; Persönliche Mitteilung
- [GRI90] G. Grindhammer et al.; The Fast Simulation of Electromagnetic and Hadronic Showers; Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A290, 469; 1990
- [HAL91] G. Hall; Prospects for Silicon Detectors in the 1990s; 4th Topical Seminar on Experimental Apparatus for High Energy Particle Physics and Astrophysics; San Miniato; May 1990 (to be publ.)
- [HCS91] H. C. Schleyer; Diplomarbeit; Universität Hamburg 1992
- [HER87] R. D. Peccei (Ed.); Proceedings of the HERA Workshop; DESY; Hamburg 1987
- [HER91] W. Buchmüller und G. Ingelmann (Ed.); Physics at HERA; DESY; Hamburg 1991
- [H1S89] J. Meyer et al; Guide for H1 simulation program H1SIM; H1 Software Note Nr. 3 DESY; Hamburg 1989

- [H1P91] H. Albrecht et al.; A Guide to H1PHAN – an H1 physics analysis package; H1 Internal Note, DESY; Hamburg 1991
- [H1C86] H1 Collaboration; Technical Proposal for the H1 Detector (DESY); Hamburg 1986
- [H1C87] H1 Collaboration; Technical Progress Report (DESY); Hamburg 1987
- [ING87] G. Ingelmann et al.; Deep inelastic Physics and Simulation; in [HER87]
- [KLE87] K. Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung, 2. Auflage; B.G. Teubner-Verlag; Stuttgart 1987
- [LAN65] L.D. Landau; On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation; in: D. ter Haar (Ed.), Collected Papers of L.D. Landau, p. 417, Pergamon Press; Oxford 1965
- [LIN89] G. Lindström et al.; DESY 89-104; August 1989
- [LIN90] G. Lindström et al.; Silicon Detectors for Calorimetry – Developments for H1 at HERA; DESY 90-109; September 1990
- [LIN] G. Lindström et al.; Silicon calorimeters for High Energy Calorimeters; 5th Int. Conference on Instrum. for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, USSR, 1990, World Scientific, Ed. E.P. Solodov, 1990, S. 331
- [LOC92] P. Loch; Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets; Dissertation; Universität Hamburg 1992
- [LUND] H.U. Bengtson et al.; The Lund Monte Carlo Programs; CERN Pool programs; Genf 1987 W5035/W5045/W5046/W5047/W5048 long writeup
- [H1C85] H1 Collaboration; Letter of Intent for an Experiment at Hera; Hamburg 1985
- [LON75] E. Longo et al.; Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 128, 283; 1975
- [LOO90] V. Blobel; H1 Software Note Nr. 4 (DESY); Hamburg 1990
- [EVL90] S. Levonian; EVLOOK – an Interactive Program for the H1 Event Display; H1 Software Note Nr. 20 (DESY); Hamburg 1990
- [MAR69] T. Marmier, E. Sheldon; Physics of Nuclei and Particles, Vol. 1; Academic Press; New York und London 1969

- [MC91] K. Bos und B. van Eijk (Ed.); Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics; NIKHEF-H; Amsterdam 1991
- [MAY84] T. Mayer-Kuckuk; Kernphysik, 4. Auflage; B.G. Teubner-Verlag; Stuttgart 1984
- [MOL48] G. Molière; Zeitschrift f. Naturforschung 2a (1947) und 3a (1948)
- [PDB90] Particle Data Book, Review of Particle Properties; Phys. Let. B239; 1990
- [PER87] D.H. Perkins; Introduction to High Energy Physics, 3rd Edition; Addison-Wesley Publishing Company; Reading Massachusetts 1987
- [PES88] J. del Peso, E. Ros; On the Energy Resolution of Electromagnetic Sampling Calorimeters; DESY 88-094; Hamburg 1988
- [PET92] S. Peters Dissertation; MPI München; München 1992
- [DESY] Public Relation Abteilung; DESY
- [RUD91] M. Rudowicz; (MPI München); Persönliche Mitteilung
- [ROS52] B. Rossi; High Energy Particles; Prentice-Hall; New York 1952
- [SEI89] M. Seidel; Diplomarbeit; Universität Hamburg; 1989
- [SHE92] M. Shekelyan; The H1 Event display; H1 Software Note (DESY); 1992
- [SHI86] A. Shinora et al.; Nuclear Physics A456 (1986) Amsterdam
- [SICa] SICAPO Collaboration; The local hardening effect on electromagnetic showers: A way for signal equalization in Si/High-Z Hadron Calorimeters; CERN/EP 89-59; Geneva 1989
- [SICb] SICAPO Collaboration; Electromagnetic shower energy filtering effect; Physics Letters B, Volume 222; 1989
- [FRE89] E. Fretwurst et al.; Silicon Detector Developments for Calorimetry - Technology and Radiation Damage; Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A288(1), 1990
- [STE84] R.M. Sternheimer et al.; Density Effect for the Ionization Loss of charged Particles in various Substances; Atomic Data and Nuclear Tables 30, 261-271; 1984

Danksagung

Ich möchte mich bedanken bei:

- Prof. Dr. Gunnar Lindström für die Möglichkeit, als Mitglied einer kleinen Gruppe an so vielfältigen und abwechslungsreichen Aufgaben mitzuarbeiten, wie sie die Beteiligung an einer großen internationalen Kollaboration der Hochenergiephysik bietet;
- Dr. Eckhard Fretwurst und Dr. Volkhard Riech ebenso wie Dipl. Ing. Uwe Pein für die erfolgreiche Zusammenarbeit bei vielen kleinen und großen Problemen;
- meinem Büronachbarn und Freund Dipl. Phys. Martin Eberle für die Bereitschaft, nicht nur physikalische Problemfelder zu diskutieren;
- und allen anderen Mitgliedern der Gruppe „Nukleare Meßtechnik“ des 1. Instituts für Experimentalphysik für das angenehme Arbeitsklima;
- Dr. Christian Zeitnitz, Dr. Stefan Peters, Dr. Matthias Rudowicz und Dipl. Phys. Christoph Adam für die angenehme Arbeitsatmosphäre in der „Galerie“ des DESY;
- und vielen Mitgliedern der H1-Kollaboration, deren Aufzählung sicherlich unvollständig bleiben würde, und die deshalb nicht versucht wird;
- und schließlich möchte ich Nicola danken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit die meiste Zeit anteilnehmend begleitet hat.

- [STE71] R.M. Sternheimer und R.F. Peierls; General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of charged Particles; Phys. Rev. B3, 3681-3692; 1971
- [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
- [WUN92] R. Wunstorf; Dissertation; Universität Hamburg 1992
- [ZAH92] S.H.T. Zahrte; Diplomarbeit; Universität Hamburg 1992
- [ZEI92] C. Zeitnitz; Dissertation; Universität Hamburg 1992