

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK

WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

MPI-PhE/92-14

September 1992

Hadronische Schauersimulation
für den H1-Detektor

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von

Matthias Rudowicz

aus Hamburg

Hamburg

1992

8000 München 40 · Föhringer Ring 6

Alle Rechte vorbehalten

Max-Planck-Institut für Physik, München.

Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Matthias Rudowicz
aus Hamburg

Hamburg
1992

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Buschhorn
Prof. Dr. H. Spitzer

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. H. Spitzer

Datum der Disputation:

24. September 1992

Sprecher des Fachbereichs Physik und

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack

Abstract

A precise and fast simulation of electromagnetic and hadronic showers is required to determine the influence of the properties of the H1 detector on the results of physics analysis. A new method (H1FAST) to simulate electromagnetic and hadronic showers in complex detectors is introduced. The most important elements are the simulation of parametrized electromagnetic subshowers within the GEANT framework, the explicit generation of secondary particles from hadronic interactions, the space and energy dependent termination of nucleons and photons, and the analytic computation of the sampling effects using simple parametrizations.

Experimental data of calorimeter tests done at CERN for pions in the energy range $5 - 205 \text{ GeV}$ are compared with H1FAST simulations. The inelastic hadron nucleon scattering is simulated by the GHEISHA- or a special H1FLUKA-generator. It is shown that the H1FAST algorithm is able to reproduce the experimental results with a very high precision. The comparison of h/ϵ -ratios gives maximum deviations with respect to the experiment of less than 1% (2.5%) for the H1FLUKA (GHEISHA) generator. Detailed simulations of hadronic jets are used to verify the H1FAST algorithm for the H1 detector. The required CPU time is $15 - 25 \text{ s/event}$ (DESY-IBM 3090) for the simulation of neutral current events with momentum transfers of $50 - 5000 \text{ GeV}^2$.

Kurzfassung

Eine genaue und schnelle Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer ist erforderlich, um den Einfluß der Detektoreigenschaften auf die Ergebnisse einer Analyse sehr genau bestimmen zu können. Es wird ein neues, als H1FAST bezeichnetes Verfahren zur Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer in komplexen Detektoren vorgestellt. Wichtigste Elemente sind die Simulation parametrisierter elektromagnetischer Subschauer im GEANT-System, die explizite Erzeugung hadronischer Endzustände, die orts- und energieabhängige Terminierung von Nukleonen und Photonen sowie die analytische Berechnung der Sampling-Effekte mit Hilfe einfacher Parametrisierungen.

Experimentelle Daten des CERN-Kalorimetertests für Pionen mit Energien von $5 - 205 \text{ GeV}$ werden mit H1FAST-Simulationen verglichen. Dabei wird die Simulation der Hadron-Kern-Wechselwirkungen mit dem GHEISHA- bzw. einem speziellen H1FLUKA-Modell durchgeführt. Es wird gezeigt, daß der H1FAST-Algorithmus die experimentellen Ergebnisse mit großer Genauigkeit reproduzieren kann. Der Vergleich der h/ϵ -Verhältnisse ergibt maximale Abweichungen gegenüber dem Experiment von weniger als 1% (2.5%) mit dem H1FLUKA- (GHEISHA-) Generator. Detaillierte Simulationen hadronischer Jets werden verwendet, um das vorgestellte Verfahren für den H1-Detektor zu verifizieren. Der Rechenzeitbedarf beträgt $15 - 25 \text{ s/Ereignis}$ (DESY-IBM 3090) für die Simulation neutraler Stromereignisse mit Impulsüberträgen von $50 - 5000 \text{ GeV}^2$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
2	Grundlagen	11
2.1	ep-Physik bei HERA	11
2.1.1	Kinematik	12
2.1.2	Skaleninvarianz	14
2.2	Detektoren zur Messung der ep-Streuung	15
2.2.1	Sampling-Kalorimeter	15
2.2.2	H1-Detektor	17
2.3	Messung der Strukturfunktionen	20
2.3.1	Inklusive Messung des Wirkungsquerschnittes	21
2.3.2	Bestimmung des Akzeptanzbereiches	23
3	Teilchenschauer in Sampling-Kalorimetern	26
3.1	Prozesse in hadronischen Schauern	27
3.1.1	Hadron-Nukleon-Ebene	28
3.1.2	Innernukleare Ebene	34
3.1.3	Nukleare Ebene	35
3.1.4	Energieverlust durch Ionisation	36
3.1.5	Wechselwirkungen von Neutronen	38
3.2	Prozesse in elektromagnetischen Schauern	41
3.2.1	Elektronbremsstrahlung	41
3.2.2	Ionisationsverlust von Elektronen	43
3.2.3	Vielfachstreuung von Elektronen	43
3.2.4	e^-e^+ -Paarerzeugung	44
3.2.5	Compton-Streuung	45
3.2.6	Photoeffekt	46
3.3	Einfache Modelle elektromagnetischer Schauer	46
3.3.1	Totale Spurlänge und Sampling-Fluktuationen	46
3.3.2	Longitudinale und laterale Energieverteilungen	47
3.4	Energiedeposition bei hadronischen Schauern	49
3.4.1	Energieaufteilung	49
3.4.2	Sichtbare Energieanteile	54
3.4.3	Energieauflösung und das Verhältnis e/h	59

4	Hadronische Wechselwirkungen in der Detektorsimulation	65
4.1	Programme zur Detektorsimulation	65
4.2	Parametrisierung der hadronischen Wirkungsquerschnitte	67
4.3	Modelle für den hadronischen Endzustand	68
4.3.1	GHEISHA-Modell	68
4.3.2	EVENTQ-Modell des FLUKA-Systems	70
4.3.3	Modifikation und Ergänzung des EVENTQ-Modells für H1 .	72
4.4	Vergleich der Modelle	80
4.4.1	Meßbare Energien und intrinsische Energieverluste	80
4.4.2	π^0 -Anteile	81
4.4.3	Transversalimpulse	82
5	Schauersimulation im H1-Detektor mit H1FAST	85
5.1	Motivation und Bedingungen	85
5.2	Simulation der Kalorimetergeometrie	88
5.2.1	Geometrische Aspekte der Schauerentwicklung	89
5.2.2	Geometrische Aspekte der Signalbildung	90
5.2.3	Geometrische Aspekte der Signalauslese	91
5.3	Simulation von Schauerentwicklung und Signalbildung	93
5.3.1	GFLASH - Vollständige Parametrisierung in GEANT	93
5.3.2	H1FAST – Partielle Parametrisierung, Terminatoren und Spurverfolgung	95
5.3.3	Berücksichtigung der Sampling-Effekte	96
5.3.4	Terminatoren	104
5.4	Simulation perfekt rekonstruierter Energien	107
5.5	Rechenzeitbedarf der verschiedenen Optionen	112
6	Vergleiche mit Daten des Kalorimetertests	115
6.1	Aufbau des Kalorimetertests	115
6.1.1	IF-Kalorimeter	115
6.1.2	Teststrahl	116
6.2	Datennahme	117
6.2.1	Datenselektion	117
6.2.2	Ladungskalibration	118
6.3	Simulation des Testaufbaus	119
6.3.1	ARCET-Simulationsprogramm	119
6.3.2	Berücksichtigung apparativer Effekte	120
6.4	Simulation der Energiedeposition	121
6.4.1	Vergleich von Energieverteilungen	125
6.4.2	Reskalierung der Energiedeposition	129
6.4.3	Vergleich von Schauerstrukturen	132

7 H1-Detektorsimulation: Vergleich unterschiedlicher Algorithmen	145
7.1 Niederenergetische Hadron-Schauer	145
7.1.1 Vergleich von GHEISHA mit H1FLUKA	145
7.2 Vergleich von H1SIM, H1FAST und GFLASH	149
7.2.1 Simulation von u-Quark-Jets	149
7.2.2 Topologische Größen	151
7.2.3 Energiedeposition im inaktiven Bereich	154
7.2.4 Energiegewichtung	156
Zusammenfassung	159
A Parametrisierung elektromagnetischer und hadronischer Schauer	162
A.1 Elektromagnetische Schauer	162
A.1.1 Longitudinale Parametrisierung	162
A.1.2 Laterale Parametrisierung	163
A.2 Parametrisierung hadronischer Schauer	164
Literaturverzeichnis	166
Danksagung	174

Abbildungsverzeichnis

2.1	HERA-Speicherring	11
2.2	Neutraler und geladener Strom in der ep -Streuung	13
2.3	Proton-Strukturfunktion F_2^p	15
2.4	Ansicht des H1-Detektors	17
2.5	Ereignisdarstellung in einem idealisierten H1-Detektor	19
2.6	Ereigniszahlen bei HERA	21
2.7	Akzeptanzbereiche in der Q^2 , x -Ebene	25
3.1	Tot. und el. Wirkungsquerschnitte in der π^+p -Streuung	29
3.2	Mittlere geladene Multiplizität in der pp -Streuung	30
3.3	Unelastische Wirkungsquerschnitte für π^+p -induzierte Resonanzen	33
3.4	Potentialverlauf und Fermigas-Zustände im Kern	35
3.5	Energieverlust durch Ionisation und mittlere Reichweite	37
3.6	Wirkungsquerschnitte für Neutronen	40
3.7	Rel. Energieverlust für Elektronen in Blei	41
3.8	Tot. Wirkungsquerschnitte für Photonen	44
3.9	Mittlere freie Weglänge für Photonen	45
3.10	Long. und lat. Schauerentwicklungen für 6 GeV Elektronen	48
3.11	Mittlerer elektromagnetischer Anteil hadronischer Schauer als Funktion der einfallenden Energie für H1-Testkalorimeter	52
3.12	Energiebilanz für Pionschauer als Funktion der Energie	54
3.13	Energieverlust für Elektronen und Protonen in Kupfer	56
3.14	Sichtbarer Energieanteil für Protonen	58
3.15	Relative Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer als Funktion der einfallenden Energie im hadronischen H1-Kalorimeter	62
4.1	Energieflußverteilung in pp-Wechselwirkungen	69
4.2	Proton-Kern-Streuung im Bild der „multi-chain“ Fragmentation	71
4.3	Mittlerer intrinsischer Energieverlust in einzelnen unelastischen Wechselwirkungen von Pionen in Blei und Eisen	74
4.4	Mittlerer resultierender Transversalimpuls der Sekundärteilchen von einzelnen unelastischen Wechselwirkungen von Pionen in Blei	76
4.5	Mittlerer Anteil der π^0 -Energie einzelner unelastischer Wechselwirkungen von Pionen in Blei	77

Abbildungsverzeichnis

4.6	Intrinsische Energieverluste in einzelnen unelastischen Wechselwirkungen von Protonen im H1-Kalorimeter	78
4.7	Vergleich meßbarer Energieanteile in einzelnen unelastischen Wechselwirkungen	79
4.8	Mittlerer Anteil der π^0 -Energie einzelner unelastischer Wechselwirkungen im H1-Kalorimeter	81
4.9	Mittlerer Anteil des energiereichsten π^0 's an der π^0 -Energie einzelner unelastischer Wechselwirkungen im H1-Kalorimeter	82
4.10	Verteilungen des maximalen Transversalimpulses von Sekundärteilchen aus unelastischen Wechselwirkungen von Protonen	83
4.11	Transversalimpuls der Sekundärteilchen aus unelastischen Wechselwirkungen aufgetragen gegen den Longitudinalimpuls	84
5.1	GEANT-Modell des H1-Detektors	85
5.2	Detailansicht des H1-Detektors im Bereich des Plug-Kalorimeters . .	87
5.3	Detailansicht des H1-Detektors im Bereich des BEMC-Kalorimeters	88
5.4	Sampling-Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters	90
5.5	Sampling-Struktur des hadronischen Kalorimeters	91
5.6	Segmentation der Auslezellen im H1-Kalorimeter	92
5.7	Schematische Darstellung des Konzepts zur parametrisierten Simulation elektromagnetischer Subschaer	96
5.8	Relativer integrierter Signalanteil für Protonen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter mit unterschiedlichen Sättigungsfaktoren	99
5.9	Sättigungsfaktor k_B für Allen-Zusätze als Funktion von Argonschichtdicke und Allen-Konzentration	100
5.10	Relativer integrierter Signalanteil im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter für Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen . .	101
5.11	Relativer integrierter Signalanteil im PLUG- und BEMC-Kalorimeter für Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen	102
5.12	Schema zur Simulation perfekt rekonstruierter Energien	108
5.13	Verteilungen zur Simulation perfekt rekonstruierter Energien	109
5.14	Linien konstanter Jetenergien und -winkel in der Q^2 - x -Ebene	112
6.1	Laterale Aufteilung des IF-Kalorimeters	116
6.2	Aufbau des Kalorimeterteststands	118
6.3	Energieäquivalent des Rauschanteils für Pionschauer im IF	120
6.4	Energieverteilungen von 30 GeV-Pionschauern im IFE und IFH	121
6.5	Energieverteilungen für 5 und 10 GeV Pionschauer im IF	122
6.6	Energieverteilungen für 30 und 80 GeV Pionschauer im IF	123
6.7	Energieverteilungen für 120 und 205 GeV Pionschauer im IF	124
6.8	Mittlerer auf der elmag. Skala meßbarer Energieanteil für Pionschauer im IF	126
6.9	Vergleich der Energiefluktuationen für Pionschauer im IF	127
6.10	Longitudinale Profile für Pionschauer im IF	134

6.11	Energieverteilungen in einzelnen Lagen des IF für Pionschauer . . .	135
6.12	Laterale Energieverteilungen für Pionschauer im IF	136
6.13	Verteilungen der Cluster- und Zellenergien für Pionschauer im IF . .	138
6.14	Verteilungen der mittleren Clusterenergien und Zellen pro Cluster für Pionschauer im IF	139
6.15	Verteilungen der Anzahl der getroffenen Zellen für Pionschauer im IF	140
6.16	Energetische Größen zur Elektron-Pion-Trennung im IF	143
6.17	Topologische Größen zur Elektron-Pion-Trennung im IF	144
7.1	Energieverteilungen für π^+ - und p -Schauer mit $E_{kin} = 2 \text{ GeV}$ im IF	146
7.2	Energieverteilungen für π^+ - und p -Schauer mit $E_{kin} = 0.2 - 1 \text{ GeV}$ im IFE	147
7.3	Vergleich von Verteilungen der Cluster-Energien und -Winkel für Jets	150
7.4	Energieverteilungen für Jets bezogen auf Zellen und Cluster	152
7.5	Verteilungen der Größen $\langle rt \rangle$, E_{hot} und n_{Zel}^{hot} für Jets	153
7.6	Verteilungen des im inaktiven Bereich deponierten Verlustanteils und seiner Korrekturen	155
7.7	Verteilungen direkt meßbarer und optimierter Energien für Jets . . .	158

Tabellenverzeichnis

3.1	Erwartungswert von α_h für verschiedene Hadronen	27
3.2	Nukleare Absorptionslängen λ_0 für einige Materialien	30
3.3	Strahlungslängen X_0 für einige Materialien	42
5.1	Abschneideparameter in der H1-Detektorsimulation	86
5.2	Zusammensetzung der Sampling-Strukturen der H1-Kalorimeter . .	97
5.3	Parameter zur Berechnung der Sampling-Effekte	105
5.4	Rechenzeitbedarf für verschiedene Optionen in der H1-Kalorimeter- simulation	113
6.1	Longitudinale Segmentierung des IF-Kalorimeters	117
6.2	Vergleich der Energiemessungen für H1FAST-GHEISHA	130
6.3	Vergleich der Energiemessungen für H1FAST-H1FLUKA	131

Kapitel 1

Einleitung

Das physikalische Bild vom Aufbau der Materie wird heute durch das sogenannte Standardmodell beschrieben. Es kann die bisher vorliegenden experimentellen Resultate durch die Einführung weniger, grundlegender Teilchen und die Beschreibung ihrer Wechselwirkungen sehr gut erklären.

Im Standardmodell werden gegenwärtig 6 Quarks und 6 Leptonen sowie deren Antiteilchen als elementare materiebildende Teilchen betrachtet. Diese Teilchen mit halbzahligem Eigendrehimpuls (Fermionen) wechselwirken miteinander, indem bestimmte Teilchen mit ganzzahligem Eigendrehimpuls (Bosonen) ausgetauscht werden. Diese Austauscheteilchen charakterisieren die übertragene Wechselwirkung und können nur an Teilchen koppeln, die mit einer zur jeweiligen Wechselwirkung passenden Ladungsart versehen sind.

Der besondere Vorzug des Standardmodells beruht auf der Möglichkeit, die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen aus einem einheitlichen physikalischen Prinzip herleiten zu können. Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz erlaubt die Formulierung einer konsistenten Theorie, die alle bisher untersuchten Phänomene der Elementarteilchenphysik erklären kann und weitreichende Vorhersagen über das Verhalten der Natur in zukünftigen Experimenten gestattet. Die Überprüfung dieser Vorhersagen und die Suche nach Phänomenen, die nicht durch das Standardmodell erklärt werden können, werden die experimentelle Elementarteilchenphysik in den kommenden Jahren bestimmen.

Das experimentelle Vorgehen wird durch den Einsatz von großen Beschleunigern für Teilchenkollisionen bei sehr hohen Energien und Detektoren mit sehr komplexem Aufbau zur Messung der Kollisionsfragmente gekennzeichnet sein. Fast alle gegenwärtig betriebenen und geplanten Detektoren verwenden große Kalorimeter zur Messung des Energieflusses. Der Vergleich von experimentellen Ergebnissen und theoretischen Modellen erfordert den umfangreichen Einsatz von Rechenprogrammen zur Monte-Carlo-Simulation. Dabei benötigen die Berechnungen zur Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Teilchenkaskaden (oder auch Schauer) unter teilweise komplizierten geometrischen Randbedingungen der Kalorimeter den größten Rechenaufwand.

Die Verfahren zur Kalorimetersimulation lassen sich nach ihren Anforderungen in drei Gruppen einteilen:

1. Programme für höchst genaue Simulationen, die vorwiegend während der Entwicklungsphase der Detektoren benötigt werden. Sie müssen die für die verschiedenen Teilchenarten zu messenden Signale zuverlässig vorhersagen können. An ihre Rechengeschwindigkeit sind keine Bedingungen geknüpft.
2. Programme für genaue und umfangreiche Berechnungen, die in der Auswertungsphase der Experimente erforderlich sind. Sie müssen schnell und präzise sein, um für viele Ereignisklassen mit sehr hohen ($\lesssim 10^6$) Ereigniszahlen den Einfluß der Detektoreigenschaften in einer bestimmten Analyse sehr genau ermitteln zu können.
3. Programme für schnelle Studien, die in jeder Phase eines Experiments von Interesse sind. Sie müssen vor allen Dingen eine schnelle Abschätzung des Einflusses von geänderten theoretischen Modellen auf das Signalverhalten der Kalorimeter vor und auch während einer bestimmten Analyse ermöglichen.

Die zur Simulation der Kalorimeter benötigten präzisen und effektiven Rechenverfahren der zweiten Gruppe bilden den hauptsächlichlichen Gegenstand der vorliegenden Arbeit; Aspekte der beiden anderen Gruppen werden aber auch behandelt. Gegenüber der Darstellung der geometrischen Details der H1-Kalorimeter machen die Untersuchungen zur Entwicklung hadronischer Schauer den weitaus wichtigeren Anteil aus. Sie schließen elektromagnetische Subsauer als Teilmenge ein und werden aufgrund ihres universellen Ansatzes auch für andere Experimente von Interesse sein.

Die Motivation der vorliegenden Arbeit beruht aber in erster Linie auf den speziellen Forderungen des H1-Experiments an die Genauigkeit der Kalorimetersimulation. Sie ist ein wesentlicher Bestandteil der Analyse von HERA-Ereignissen und wird benötigt, um die Akzeptanz des Detektors als Funktion der kinematischen Variablen zu bestimmen. Der kinematisch zugängliche Bereich darf bei der Auswertung experimenteller H1-Daten nicht durch simulationsbedingte Beiträge zum systematischen Fehler eingeschränkt werden. Trotz der geforderten hohen Präzision sind die benötigten Rechenverfahren der Detektorsimulation aber so effektiv zu gestalten, daß eine wiederholte Simulation des Signalverhaltens von $10^6 - 10^7$ Ereignissen im H1-Detektor durchführbar wird. Die Auflösung des Konflikts der konkurrierenden Forderungen nach Präzision und Geschwindigkeit stellt die wesentliche Herausforderung der vorgelegten Arbeit dar.

Im einzelnen ergibt sich für die Arbeit der folgende Aufbau:

Im nächsten Kapitel wird beschrieben werden, wie am Speicherring HERA mit Hilfe des H1-Detektors die tief unelastische Elektron-Proton-Streuung untersucht werden soll, um weiteren Aufschluß über die Aussagekraft des Standardmodells zu erhalten. Die Messung der Strukturfunktionen des Protons durch die Bestimmung der inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte kann bei HERA in einer kinematischen Region durchgeführt werden, die bisher nicht zugänglich war.

Die Grundlagen der Schauerphysik, die im 3. Kapitel vorgestellt werden, erlauben ein genaues Verständnis der eingesetzten Sampling-Kalorimeter. Sie bilden den Ausgangspunkt zur Formulierung eines präzisen und effizienten Verfahrens zur Simulation des H1-Detektors. Es werden bekannte und neue Parametrisierungen der Sampling-Effekte für elektromagnetische und hadronische Schauer angegeben, die im 5. Kapitel bei der Entwicklung eines optimierten Simulationsverfahrens benötigt werden.

Als weitere Voraussetzung für dieses Verfahren wird im 4. Kapitel die Simulation unelastischer hadronischer Endzustände der Hadron-Kern-Streuung für das GHEISHA- und FLUKA-Modell mit theoretischen Erwartungen verglichen. Es zeigt sich, daß die Genauigkeitsansprüche an die hadronische Schauersimulation besonders schwer zu erfüllen sind. Für das zweite Modell werden daher Korrekturen diskutiert und Erweiterungen zur konsistenten Simulation der intranuklearen Kaskaden- und Evaporationsteilchen eingeführt. Das korrigierte und erweiterte Modell wird als H1FLUKA bezeichnet.

Mit der Kenntnis einfacher Parametrisierungen der Sampling-Effekte und der Existenz möglichst realistischer Generatoren für unelastische hadronische Endzustände kann dann im 5. Kapitel ein neues Verfahren zur präzisen Simulation komplexer Detektoren eingeführt werden. Wichtigste Elemente dieses als H1FAST bezeichneten Verfahrens sind die orts- und energieabhängige Terminierung niederenergetischer Nukleonen und Photonen, die analytische Berechnung der Sampling-Effekte sowie die Simulation elektromagnetischer Subschauer durch parametrisierte Energiedichteverteilungen. Der Einfluß unterschiedlicher Rekonstruktionsalgorithmen auf die Analyse der H1-Daten kann mit Hilfe eines Konzepts zur Simulation perfekt kalibrierter Energiedepositionen auf einfache Weise untersucht werden.

Im 6. Kapitel wird für H1FAST-Simulationen ein Vergleich mit experimentellen Daten des 1989 und 1990 am CERN durchgeführten Kalorimetertests für Pionen im Energiebereich von 5 – 205 GeV durchgeführt. Es wird gezeigt, wie für die hadronische Schauersimulation mit H1FAST eine hohe Genauigkeit bei der Simulation des h/c -Verhältnisses, der Fluktuationen in einzelnen Kalorimetern deponierter Energien und longitudinaler und lateraler Profile erreicht werden kann. Außerdem werden Verteilungen von verschiedenen Meßgrößen zur Schauertopologie für experimentelle Daten und Simulationen verglichen und ihre weitgehende Übereinstimmung gezeigt.

Zuletzt wird im 7. Kapitel ein Vergleich unterschiedlicher Simulationen hadronischer Jets im H1-Detektor durchgeführt. Das vorgestellte Konzept wird dabei in der Version benutzt, die von der H1-Kollaboration offiziell zur Simulation ihres Detektors eingesetzt wird. Durch den Vergleich mit der sehr detaillierten Option des Programmsystems H1SIM wird das H1FAST-Verfahren schließlich für die Simulation des Signalverhaltens hadronischer Endzustände im H1-Detektor verifiziert.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 ep-Physik bei HERA

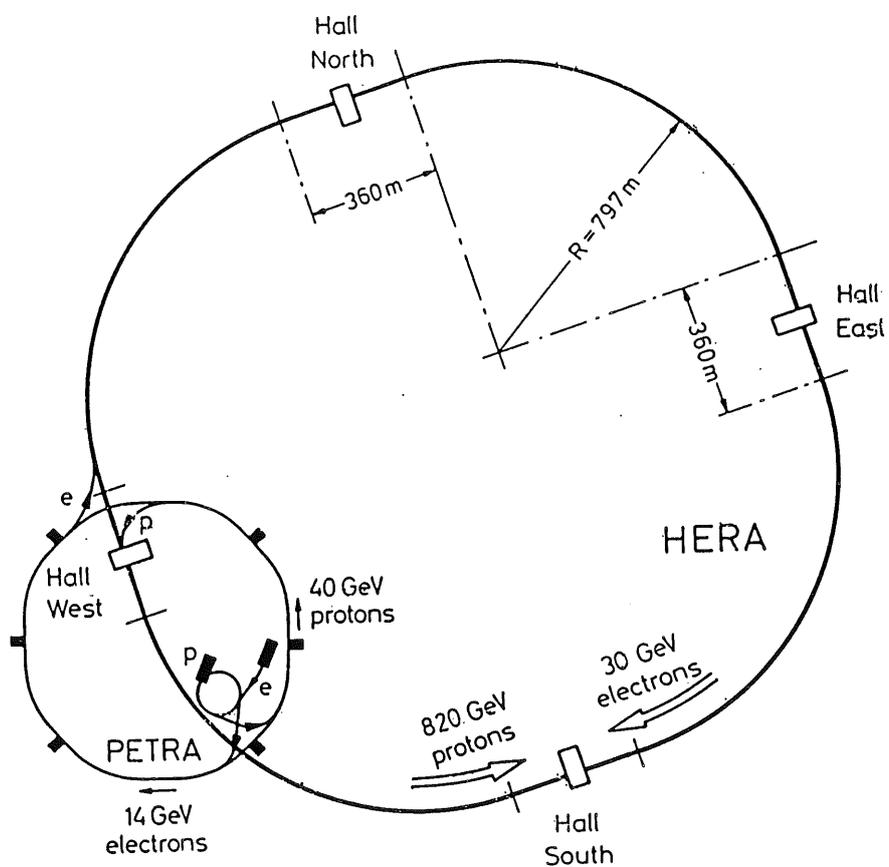


Abbildung 2.1: Schematische Ansicht des Beschleunigersystems von HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA¹ wurde gebaut, um die innere Struktur des Protons mit Hilfe der tief unelastischen Elektron-Proton-Streuung bei hohen Viererimpulsüberträgen untersuchen zu können. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Ansicht des Beschleunigersystems von HERA. Es werden zunächst Elektronen mit einer Energie E_e von 30 GeV und Protonen mit einer Energie E_p von 820 GeV zur Kollision gebracht. Dies entspricht einem Experiment, bei dem ein Elektronenstrahl der Energie 50 TeV auf ein feststehendes Ziel trifft. Die zur Verfügung stehende Schwerpunktenenergie beträgt dann 314 GeV . Bei einer ausgelegten Luminosität in der Größenordnung von $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ können pro Jahr und Experiment integrierte Luminositäten von 100 pb^{-1} erreicht werden. Es ist beabsichtigt, die Strahlenergien für Elektronen im Bereich $10 - 35 \text{ GeV}$ und für Protonen im Bereich $300 - 1000 \text{ GeV}$ unter Beibehaltung einer ausreichenden Luminosität zu variieren. Weiterhin ist HERA so konstruiert, daß auch longitudinal polarisierte Elektronen- oder Positronstrahlen erzeugt werden können.

Die maximalen Impulsüberträge Q^2 bei HERA betragen 10^5 GeV^2 . Die damit verbundenen kurzen Wellenlängen der Austauschteilchen erlauben eine genaue Untersuchung der Struktur des Protons. Eine Abschätzung des räumlichen Auflösungsvermögens mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{2Q} \approx 10^{-17} \text{ cm} \quad (2.1)$$

zeigt, daß Effekte auf einer Längenskala untersucht werden können, die einem Zehntausendstel des Protonradius entsprechen.

In der tief unelastischen ep -Streuung können das Elektron und das Proton miteinander wechselwirken, indem ein Photon oder intermediäres Vektorboson an das Elektron und ein Quark des Protons koppelt. In Abb. 2.2 sind die dabei möglichen Prozesse des neutralen Stroms (durch γ -, Z^0 -Austausch) und des geladenen Stroms (durch W^\pm -Austausch) dargestellt. Das Proton wird durch den hohen Impulsübertrag auf das Quark in einem Fragmentationsprozeß in eine Vielzahl von Hadronen überführt, die in sogenannte Jets gebündelt auseinanderfliegen. Im einfachsten Fall ergeben sich die in Abb. 2.2 angedeuteten Proton- und Stromjets.

2.1.1 Kinematik

Bei der Berechnung der Kinematik der in Abb. 2.2 gezeigten Ereignisse ist zu berücksichtigen, daß das beteiligte Quark einen zunächst unbekanntem Bruchteil ξ des Protonimpulses trägt. Es werden daher statt der 2 Parameter des elastischen Zweikörperproblems nun 3 Größen benötigt, um die Kinematik des Ereignisses festzulegen.

Das können z.B. [Wol86,Lom83]

$$s = (P + k)^2 \quad (2.2)$$

$$q^2 = (k - l)^2 \quad (2.3)$$

¹Hadron-Elektron-RingAnlage

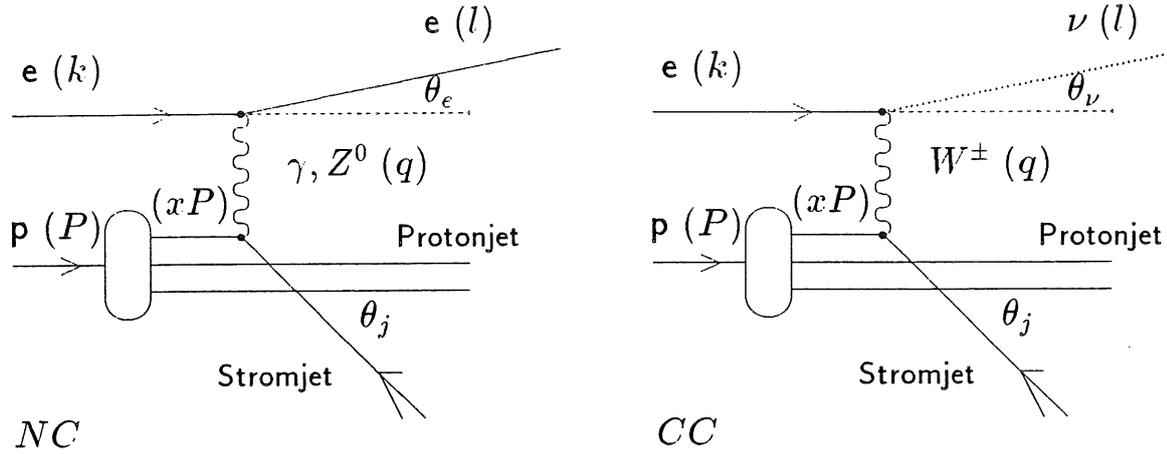


Abbildung 2.2: *Neutraler Strom* (engl.: *neutral current, NC*) und *geladener Strom* (engl.: *charged current, CC*) in der *ep*-Streuung (Die Viererimpulse der beteiligten Teilchen sind in Klammern angegeben)

$$W^2 = (q + P)^2 \quad (2.4)$$

sein, wobei die Schwerpunktenergie \sqrt{s} durch die Strahlenergie der Teilchen über $s \approx 4 E_e E_p$ gegeben ist. Die weiteren Bezeichnungen sind

- q^2 : Quadrat des Viererimpulsübertrages,
- W^2 : Quadrat der totalen hadronischen Masse des Endzustandes,
- P : Viererimpuls des Protons,
- k : Viererimpuls des Elektrons vor der Streuung,
- l : Viererimpuls des Leptons nach der Streuung.

In der tief unelastischen *ep*-Streuung ist es für viele Zwecke angenehmer, die dimensionslosen Bjorkenschen SkalenvARIABLEN

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot P)} = \frac{Q^2}{2 m_p \nu} \quad (2.5)$$

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} = \frac{2 m_p \nu}{s} \quad (2.6)$$

mit

$$Q^2 = -q^2, \quad \nu = \frac{q \cdot P}{m_p} \quad (2.7)$$

und der einfachen Beziehung

$$Q^2 = s x y \quad (2.8)$$

zu benutzen. Die invariante Masse W des hadronischen Systems erhält dann die Form

$$W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} - M_p^2. \quad (2.9)$$

Durch die Bedingung $M_p^2 \leq W^2 \leq s$ ergeben sich einige kinematische Grenzen für die oben definierten Variablen:

$$0 \leq x \leq 1, \quad 0 \leq y \leq 1, \quad 0 \leq Q^2 \leq 2M_p\nu, \quad 0 \leq \nu \leq (s - M_p^2)/(2M_p). \quad (2.10)$$

2.1.2 Skaleninvarianz

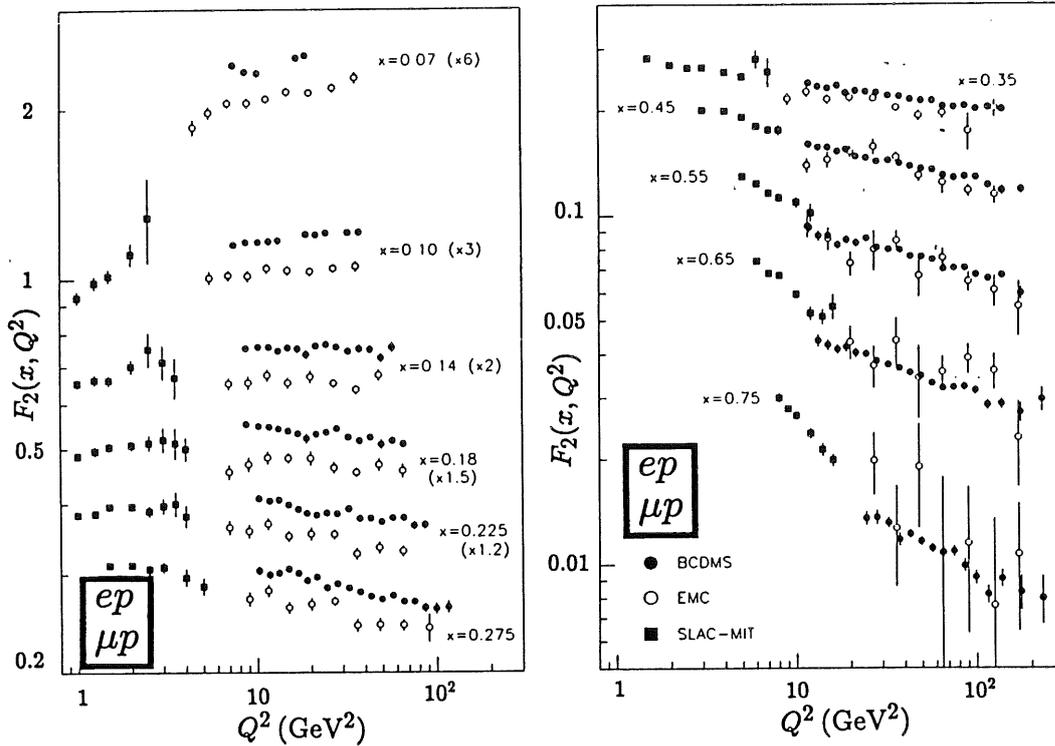
Bisher wurden bei der Bestimmung der Kinematik weder Annahmen über die Struktur des einlaufenden Protons noch über die Gestalt des hadronischen Endzustandes getroffen. Wird nun jedoch das Quark-Parton-Modell zugrunde gelegt, bei dem das Austauschboson wie in Abb. 2.2 an ein quasi freies Quark mit dem Vierervektor $p \equiv \xi(E_p, 0, 0, -E_p)$ koppelt und bei dem die Quarks des Anfangs- und Endzustandes als masselos ($p^2 = p'^2 = 0$) angenommen werden, folgt:

$$0 = p'^2 = (p + q)^2 = p^2 + 2p \cdot q + q^2 = \xi 2 P \cdot q - Q^2 \Rightarrow \xi = \frac{Q^2}{2 P \cdot q} =: x. \quad (2.11)$$

Die Bjorkensche Skalenvariable x kann im Quark-Parton-Modell daher als Impulsbruchteil ξ des Protons interpretiert werden, der vom getroffenen Quark getragen wird. Da im Rahmen dieses Modells die Quarks als frei und punktförmig angenommen werden, sollte die Strukturfunktion des Nukleons nicht vom Impulsübertrag (der Wellenlänge) des vermittelnden Austauschteilchens abhängen. Diese von Bjorken theoretisch geforderte Skaleninvarianz wurde prinzipiell experimentell bestätigt.

Genauere Messungen zeigen jedoch eine Verletzung dieses Skalenverhaltens, wie es in Abb. 2.3 für Messungen der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ gezeigt ist. Das reine Quark-Parton-Modell ist daher nicht ausreichend, die tatsächlich komplexe Struktur des Protons zu beschreiben. Im Rahmen der QCD kann man sich ein Proton aus 3 Quarks unterschiedlicher Farbladung (Valenzquarks) zusammengesetzt vorstellen, die gemeinsam ein farbneutrales (weißes) System bilden. Die durch Gluonen vermittelten Farbkräfte zwischen den Quarks halten das Proton zusammen und ermöglichen durch die mit ihnen verbundenen hohen Energiedichten die virtuelle (kurzzeitige) Erzeugung von zusätzlichen Quark-Antiquark-Paaren (Seaquarks) innerhalb des Protons. Mit wachsendem Impulsübertrag läßt sich diese *gluonische* Struktur des Protons immer besser auflösen, was schließlich zu einer Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen und damit zur Aufhebung der Skaleninvarianz führt.

Die bisher in der tief unelastischen Lepton-Nukleon-Streuung gewonnenen Daten für die Strukturfunktionen reichen bis zu einem Q^2 von einigen 10^2 GeV^2 , so daß mit HERA die Kenntnis der Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen um zwei Größenordnungen erweitert werden kann. Da bei wachsendem Impulsübertrag die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung fällt (asymptotische Freiheit), lassen sich die für die Skalenverletzung verantwortlichen Prozesse prinzipiell störungstheoretisch behandeln. Bei HERA wird es möglich sein, die theoretischen Vorhersagen dieser "perturbativen" QCD über das Verhalten der Strukturfunktion bei hohem Q^2 zu untersuchen.

Abbildung 2.3: Proton-Strukturfunktion F_2^p [Par90]

2.2 Detektoren zur Messung der ep-Streuung

Die physikalisch interessanten Ereignisse der ep -Streuung sollen mit den Detektorsystemen H1 und ZEUS ausgewählt (getriggert) und zur weiteren Auswertung aufgenommen werden. Beide Detektoren verwenden zur Impulsmessung geladener Teilchen innere Spurkammersysteme, die sich in einem homogenen Magnetfeld befinden, sowie äußere Kammersysteme zum Myonennachweis. Die Auslegung beider Detektoren ist aber wesentlich durch die Verwendung der großen Sampling-Kalorimeter aus Uran-Szintillator-Schichten im Falle des ZEUS-Detektors und aus Blei- bzw. Eisen-Absorberschichten und Flüssig-Argon-Auslese-Schichten im Falle des H1-Detektors bestimmt, mit denen die Energieflußmessungen zur Bestimmung der Strukturfunktionen durchgeführt werden.

2.2.1 Sampling-Kalorimeter

Als Kalorimeter wird in der Hochenergiephysik ein Detektor bezeichnet, der durch seinen Aufbau die Erzeugung eines Teilchenschauers und die Ausbildung eines elektronisch nachweisbaren Signals ermöglicht. Das meßbare Signal soll dabei weitestgehend zur Energie des zu messenden Teilchens proportional sein. Eine wesentliche

Voraussetzung hierfür ist, daß die Energie eines einfallenden Teilchens möglichst vollständig im Kalorimeter absorbiert wird.

Kalorimeter können aus einem Material aufgebaut werden, in dem die Teilchenvervielfachung und Signalbildung gleichzeitig stattfinden. Diese *homogenen* Kalorimeter erlauben eine sehr hohe Energieauflösung, verwenden aber kostspielige oder schwer zu handhabende Materialien (NaJ^2 , BGO^3 , Bleiglas) oder erfordern einen großen Platzbedarf (H_2O), um hohe Schauerenergien absorbieren zu können. Wegen der geringen erreichbaren Ortsauflösung sind homogene Kalorimeter zur Energieflußmessung nur bedingt geeignet.

Es ist daher günstiger, Kalorimeter in einer Schichtbauweise zu fertigen. Hier ermöglichen passive Schichten von hoher Massen- bzw. Ladungsträgerdichte die Erzeugung der Sekundärteilchen, und aktive Schichten geringerer Dichte erlauben die Ausbildung eines gut zu messenden Signals. Das Signal aus den aktiven Schichten stellt dabei nur eine Stichprobe (engl.: *sampling*) der totalen, in einem solchen Sampling-Kalorimeter deponierten Energie dar. Die Sekundärteilchen eines Schauers werden durch die unelastischen Prozesse der elektromagnetischen (Bremsstrahlung, Paarerzeug) und starken Wechselwirkung vorwiegend in den passiven Absorberschichten erzeugt. Die beiden Wechselwirkungen unterscheiden sich wesentlich in ihrem Kopplungsverhalten und in ihrer Reichweite, so daß sich elektromagnetische Schauer und "stark wechselwirkende" hadronische Schauer in Materie unterschiedlich ausbreiten.

Um hohe Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlungs- und e^-e^+ -Paarerzeugungsprozesse zu erhalten, werden daher in elektromagnetischen Sampling-Kalorimetern Absorbermaterialien mit einer hohen Ladungszahl Z verwendet. Die passiven Schichten sollten möglichst dünn gewählt werden, damit eine hohe Zahl von Auslese-schichten und damit von Schauerstichproben erreicht werden kann. Die statistischen Schwankungen (Sampling-Fluktuationen) der in den aktiven Schichten gemessenen Energien bestimmen die Energieauflösung elektromagnetischer Sampling-Kalorimeter.

In Kalorimetern, die besonders zur Messung hadronischer Schauer ausgelegt sind, beeinflussen nicht nur die Sampling-Fluktuationen das Verhalten der Energieauflösung sondern auch die intrinsischen Fluktuationen der hadronischen Schauerentwicklung. Die Auswahl des Absorber- und Auslesemediums und dessen Dickenverhältnis wird daher bei hadronischen Kalorimetern nach anderen Kriterien vorgenommen, die später erläutert werden sollen.

Durch die geeignete Unterteilung der aktiven Schichten in Auslezellen lassen sich in Sampling-Kalorimetern neben der Energie eines Schauers auch dessen Ausdehnung und Richtung bestimmen. Bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Prozesse, die in elektromagnetischen und hadronischen Schauern zur Teilchenerzeugung und Signalbildung führen, kann diese Ortsinformation auch zur Identifikation des den Schauer auslösenden Primärteilchens genutzt werden.

²Natriumjodid

³Wismut-Germaniumoxid

2.2.2 H1-Detektor

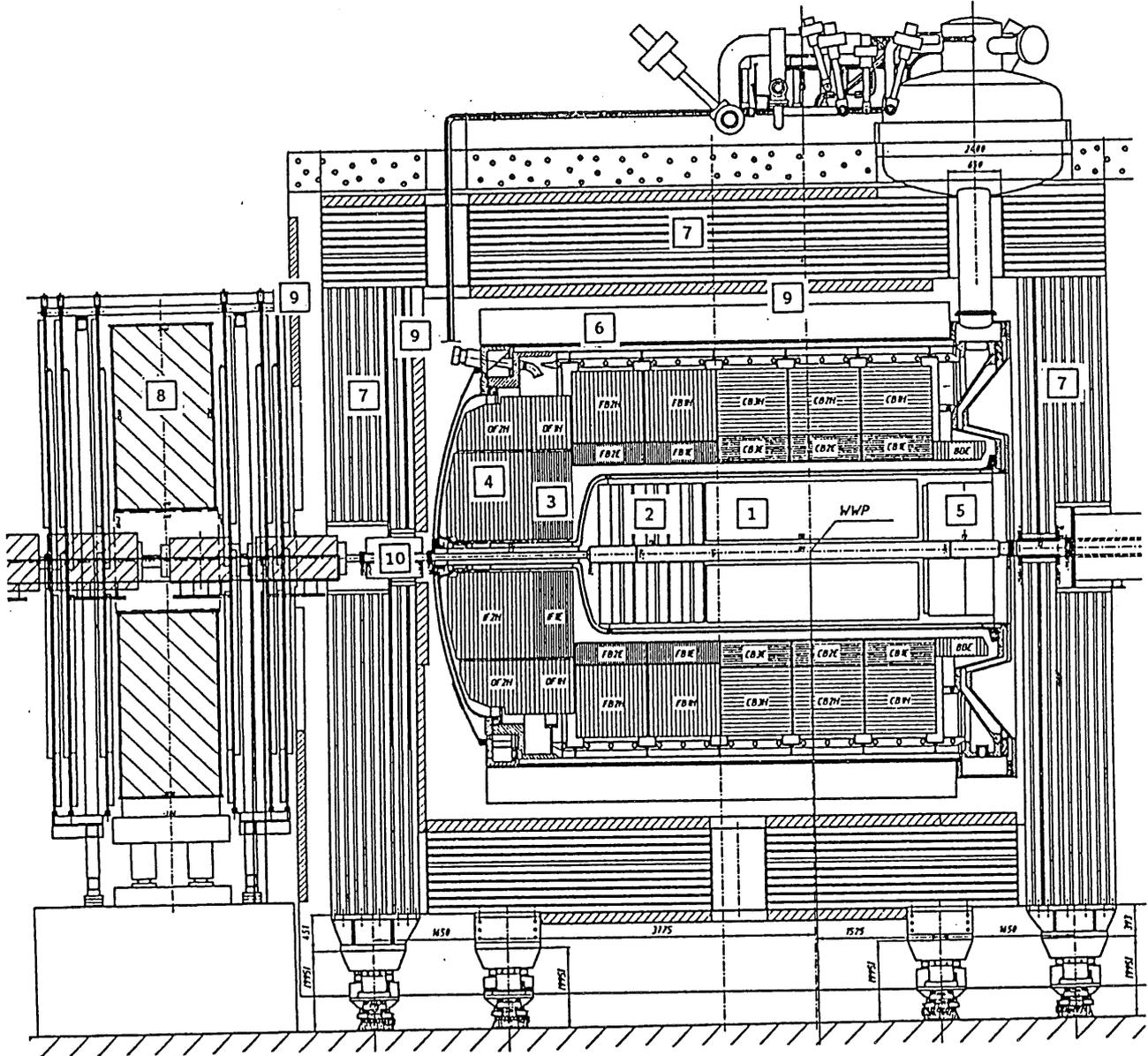


Abbildung 2.4: Ansicht des H1-Detektors parallel zur Strahlachse

Die Anordnung der einzelnen Komponenten des H1-Detektors [H185,H186,H187] ist in Abb. 2.4 dargestellt. Die Ereignistopologie von HERA mit einem resultierenden Laborimpuls von 790 GeV in Z-Richtung (Protonrichtung) erzwingt die asymmetrische Detektorauslegung. Das innere Spurkammersystem (engl.: tracking) gliedert sich in einen zentralen Bereich (1) und einen Vorwärtsbereich (2). Zum zentralen Bereich gehören Jetkammern zur r - ϕ - und Energieverlust-Messung, die durch innere und äußere Vieldraht-Proportionalkammern sowie Driftkammern zur präzisen z -Messung ergänzt werden. Der Vorwärtsbereich wird aus ebenen und radialen

Driftkammern gebildet, die durch drei Lagen von Vieldraht-Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren unterteilt werden.

Das Kalorimeter ist in einen elektromagnetischen Teil (3), bestehend aus Bleiplatten und Flüssig-Argon, sowie einen hadronischen Teil (4) aus Eisenplatten und Flüssig-Argon unterteilt. Es befindet sich in einem großen Kryostaten. Eine große supraleitende Spule (6) umgibt den Kryostaten, so daß nur wenig passives Material vor dem Kalorimeter verwendet wird und ein möglichst homogenes Magnetfeld im Spurkammersystem erreicht wird. Der Fluß des magnetischen Feldes wird über ein äußeres Eisenjoch (7) zurückgeführt. Dieses Eisenjoch ist mit Myonkammern (9) und Streamerröhren zur Messung der aus dem Kalorimeter kommenden Restteilchen instrumentiert. Die Kalorimetrie wird außerdem durch ein Silizium-Kupfer-Kalorimeter (10) in Protonrichtung und ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (5) in Elektronrichtung ergänzt. Dem weiteren Myonnachweis dienen die großen Myonkammern, die sich außerhalb des Eisenjochs in Vorwärtsrichtung im Feld eines Toroiden (8) befinden.

Durch das Zusammenwirken der einzelnen Komponenten des H1-Detektors können die folgenden physikalischen Anforderungen erfüllt werden:

- hohe Hermitizität zur Messung der fehlenden Energie in Ereignissen mit hochenergetischen Neutrinos,
- hohe Energieauflösung und feine Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters zur präzisen Messung isolierter Elektronen in neutralen Stromereignissen,
- gute Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters und feine Granularität zur inklusiven Messung des hadronischen Systems und zur Messung von Jet-Energien,
- gute Impuls- und Zweispurauflösung des Spurkammersystems zur Bestimmung von Jet-Topologien,
- gute Elektron-Pion-Separation durch die kombinierten Informationen des Spurkammersystems und des Kalorimeters,
- Myonnachweis und Energiemessung über nahezu den gesamten Raumwinkel, insbesondere zur Identifikation von Zerfällen schwerer Quarks und zum Hinweis auf möglicherweise neue physikalische Phänomene.

Die möglichen Informationen über ein Ereignis, die mit dem H1-Detektor gewonnen werden können, sind in Abb. 2.5 für eine idealisierte H1-Geometrie dargestellt. Die weitere Analyse dieser Informationen erfordert die Entwicklung einer Vielzahl von Algorithmen, mit denen z.B. die Elektron-Hadron-Trennung oder die Jet-Rekonstruktion durchgeführt werden können. Die genaue Effizienz der angewendeten Verfahren muß dabei durch die Verknüpfung von Ereignissimulation, Detektorsimulation und Rekonstruktionsalgorithmen ermittelt werden. Eine schnelle und möglichst genaue Detektorsimulation ist daher ein unentbehrliches Hilfsmittel bei der Erstellung von effizienten Programmen zur Ereignisrekonstruktion.

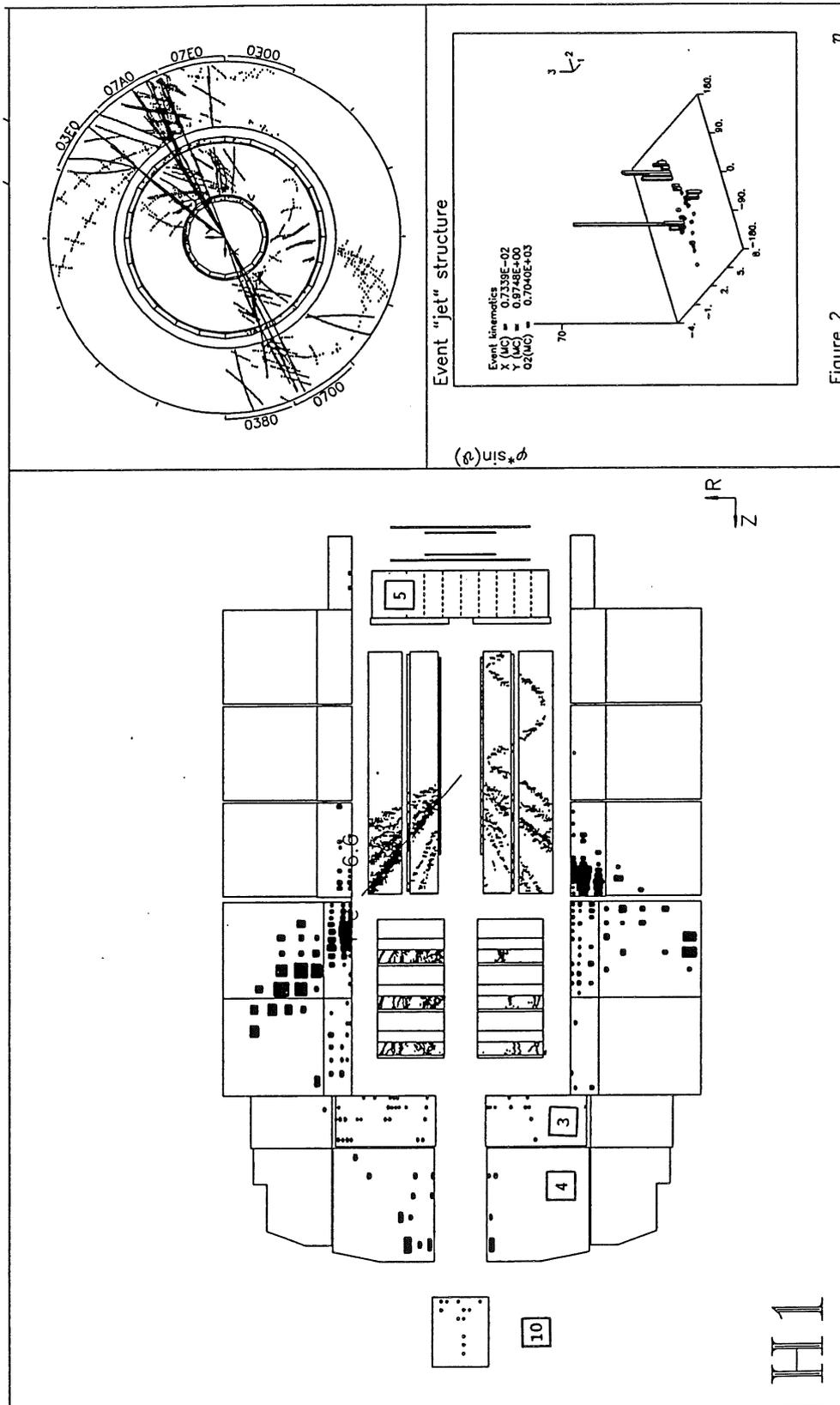


Figure 2

Abbildung 2.5: Schematische Ereignisdarstellung im H1-Detektor (Bezeichnungen siehe Abb. 2.4)

2.3 Messung der Strukturfunktionen

Die vordringliche experimentelle Aufgabe besteht bei HERA in der Untersuchung der Partonstruktur der Nukleonen. Die Voraussetzung für eine detaillierte und umfassende Bestimmung ihrer Strukturfunktionen wird die präzise und vollständige Messung der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(dx dQ^2)$ für inklusive neutrale (NC) und geladene (CC) Stromereignisse sein.

Im Standardmodell ist der differentielle NC-Wirkungsquerschnitt für Elektronen und Positronen mit den Strukturfunktionen $F_i^{NC}(x, Q^2)$, $i = 1, 2, 3$ wie folgt verknüpft:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}}{dx dQ^2}(\epsilon^\mp p) = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ y^2 x F_1^{NC} + (1-y) F_2^{NC} \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3^{NC} \right\} . \quad (2.12)$$

Bei Impulsüberträgen Q^2 , die unterhalb der Skala elektroschwacher Prozesse ($M_{Z^0}^2$) liegen, werden die elektromagnetischen Beiträge aus dem einfachen Austausch virtueller Photonen durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 beschrieben, die im Rahmen des Quark-Parton-Modells für Teilchen mit Spin 1/2 durch die Callan-Gross-Beziehung

$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) \quad (2.13)$$

verbunden sind. Diese Beziehung gilt nicht mehr, bei sehr kleinen x . Es sind dann QCD-Effekte zu berücksichtigen, die durch die longitudinale Strukturfunktion

$$F_L(x, Q^2) \equiv 2xF_1(x, Q^2) - F_2(x, Q^2) \quad (2.14)$$

beschrieben werden.

Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 haben Beiträge aus dem γ - und Z^0 -Austausch. Die Strukturfunktion F_3 hat nur den elektroschwachen Beitrag durch Z^0 -Austausch. Bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \ll M_{Z^0}^2$) verschwindet F_3 und der γ -Term in F_1 und F_2 dominiert. Es ergibt sich eine einfache Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes

$$\frac{d^2\sigma_{em}}{dx dQ^2}(\epsilon^- p) = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ (1 + (1-y)^2) F_2^{em}(x, Q^2) \right\} . \quad (2.15)$$

Die elektromagnetische Strukturfunktion F_2^{em} ist darin durch

$$F_2^{em}(x, Q^2) = \sum_{f=u,d,s,c} e_f^2 \left\{ x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2) \right\} \quad (2.16)$$

mit den Quark- bzw. Antiquarkdichteverteilungen q_f, \bar{q}_f und den elektrischen Ladungen e_f gegeben.

Für geladene Stromereignisse ist der differentielle CC-Wirkungsquerschnitt für Elektronen mit linkshändiger Helizität bzw. Positronen mit rechtshändiger Helizität mit den Strukturfunktionen $F_i^{CC}(x, Q^2)$, $i = 1, 2, 3$ verknüpft:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{dx dQ^2}(\epsilon_{LR}^\mp p) = \frac{G_F^2 M_W^4}{\pi x (M_W^2 + Q^2)^2} \left\{ y^2 x F_1^{CC} + (1-y) F_2^{CC} \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3^{CC} \right\} . \quad (2.17)$$

Die Integration der differentiellen Wirkungsquerschnitte ergibt für Struktur-
funktionen, die mit experimentell angepaßten Quarkdichteverteilungen und theo-
retischen Annahmen zur QCD-Entwicklung parametrisiert wurden, die in Abb. 2.6
angegebenen Anzahlen von Ereignissen. Dabei wurde eine integrierte Luminosität
von 200 pb^{-1} und die kinematischen Bedingungen $x > 0,01$ und $y > 0,01$ zu-
grunde gelegt. Die geringen Zahlen für neutrale Stromereignisse bei hohem Q^2
und geladene Stromereignisse überhaupt folgen aus dem Propagatorverhalten ent-
sprechend Q^{-4} bzw. $(Q^2 + M_W^2)^{-2}$ und zeigen, daß die genaue Untersuchung der
 ep -Wechselwirkungen bei hohem Q^2 eine Meßzeit von mehreren Jahren in Anspruch
nehmen wird. Die obigen Beziehungen zeigen, daß prinzipiell die Messung der Struk-
turfunktionen zur Messung der Wirkungsquerschnitte äquivalent ist.

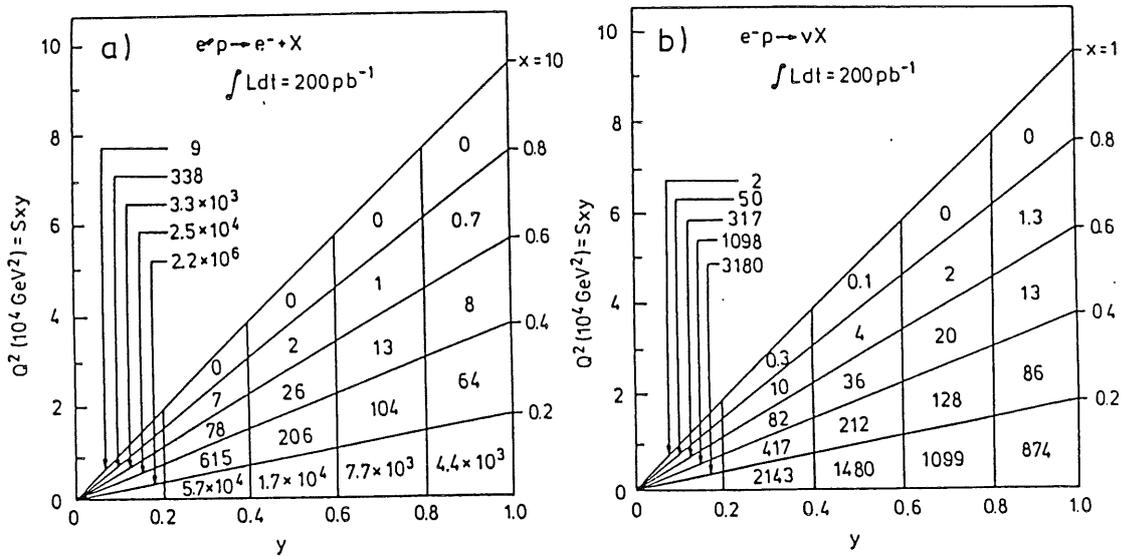


Abbildung 2.6: Ereigniszahlen bei HERA für NC- (a) und CC- (b) Ereignisse [Wol86]

2.3.1 Inklusive Messung des Wirkungsquerschnittes

Die fundamentalen Größen zur Bestimmung der verschiedenen Strukturfunktionen sind die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte. Sie werden praktisch bestimmt, indem alle Ereignisse gezählt werden, die in ein (x, Q^2) -Intervall geeigneter Größe fallen. Die wesentliche Fehlerquelle bei der Messung der Wirkungsquerschnitte liegt daher in der Bestimmung der Kinematik eines Ereignisses.

Im Falle neutraler Stromereignisse können zur Bestimmung der Kinematik z.B. die Variablen Q^2 und y bei bekannter Energie des einfallenden Elektrons E_e durch die Energie des auslaufenden Elektrons E'_e und dessen gegen die Protonrichtung

gemessenen Streuwinkel θ_e bestimmt werden:

$$Q^2 = 2 E_e E'_e (1 + \cos \theta_e) \quad (2.18)$$

$$x = \frac{E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E'_e}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_e}{2}\right)} \quad (2.19)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{2 E_e} (1 - \cos \theta_e) . \quad (2.20)$$

Im Falle des geladenen Stroms ist das auslaufende Lepton ein Neutrino und kann daher nicht der Bestimmung der Kinematik dienen. Die entsprechenden Informationen aus dem hadronischen Endzustand sind mit Hilfe der Gleichungen

$$Q^2 = \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - \frac{E_j}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_j}{2}} \quad (2.21)$$

$$y = \frac{E_j}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_j}{2} \quad (2.22)$$

zu gewinnen, wobei die Energie des Stromjets E_j und dessen Winkel zur Protonrichtung θ_j bei bekannter Protonenergie E_p aus gemessenen Daten zu rekonstruieren sind. Dieses Verfahren setzt allerdings voraus, daß der Stromjet richtig und vollständig separiert werden kann.

Ohne Annahmen über den Stromjet und QCD-Strahlungskorrekturen kommt das Jacquet-Blondel-Verfahren aus, das auf der Energie-Impuls-Erhaltung zwischen dem unsichtbaren Neutrino und dem hadronischen System beruht [Jac79]. Es erlaubt durch die Gleichungen

$$y = \frac{\sum_i (E_{h,i} - p_{z,i})}{2 E_e} \quad (2.23)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{T,i})^2}{1 - y} \quad (2.24)$$

mit

$E_{h,i}$: Energie des i -ten Hadrons

$p_{z,i}$: Impulskomponente parallel zur Protonrichtung z (Longitudinalimpuls)

$p_{T,i}$: Impulskomponente senkrecht zur Protonrichtung (Transversalimpuls).

die Bestimmung der Kinematik durch die direkt meßbaren Größen $\sum_i p_{T,i}$, $\sum_i p_{z,i}$ und $\sum_i E_{h,i}$. Insbesondere gehen in die Summationen von Gl. 2.23 und 2.24 Teilchen mit hohem Longitudinalimpuls und geringem Transversalimpuls, die das Strahlrohr nicht verlassen und daher im Detektor nicht nachgewiesen werden können, kaum ein. Je vollständiger ein Detektor den vollen Raumwinkel bedecken kann, desto höher ist die Genauigkeit dieses Verfahrens bei der inklusiven Messung der geladenen Ströme.

Eine präzise hadronische Energieflußmessung ist für geladene Stromereignisse das einzig mögliche Verfahren zur Bestimmung der kinematischen Variablen. Für neutrale Stromereignisse stehen hingegen vier meßbare Größen zur Bestimmung zweier Variablen zur Verfügung. Daraus folgt, daß es 6 denkbare Kombinationen zur Bestimmung der Kinematik gibt, die je nach kinematischem Bereich unterschiedliche Genauigkeiten bei der Bestimmung der kinematischen Variablen erlauben [Ben92].

Betrachtet man z.B. bei einer gegebenen Winkelauflösung den Einfluß einer endlichen Energieauflösung bei der Messung des gestreuten Elektrons auf die Genauigkeit mit der die Variable x durch Gl. 2.19 bestimmt werden kann:

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y} \frac{\delta E'_e}{E'_e}, \quad (2.25)$$

so ist zu erkennen, daß auch bei guter elektronischer Energieauflösung die Genauigkeit von x bei sinkendem y rasch fällt.

Andererseits wächst bei sinkendem y die Genauigkeit mit der x aus dem hadronischen System bestimmt werden kann. Für kleine y ($y \lesssim 0.4$) ist trotz schlechterer hadronischer Energieauflösung die Genauigkeit von x höher als bei der Bestimmung aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons.

Als weitere Möglichkeit sei das sogenannte Doppel-Winkel-Verfahren erwähnt, bei dem y und Q^2 aus den Winkeln θ_e des gestreuten Elektrons und θ_j des Stromjets bestimmt werden [Ben92]:

$$y = \frac{\sin \theta_j (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_j + \sin \theta_e + \sin(\theta_j + \theta_e)} \quad (2.26)$$

$$Q^2 = 4 E_e^2 \frac{\sin \theta_j (1 - \cos \theta_e)}{\sin \theta_j + \sin \theta_e - \sin(\theta_j + \theta_e)}. \quad (2.27)$$

Der Jetwinkel θ_j kann z.B. über das Jacquet-Blondel-Verfahren unter Vernachlässigung von Ruhmassen durch

$$\cos \theta_j = \frac{\sum E_i \cos \theta_i}{\sum E_i} \quad (2.28)$$

bestimmt werden und bleibt weitgehend unbeeinflusst von Fehlern der absoluten Energiemessungen E_i .

Obwohl die Elektronmessung prinzipiell für neutrale Stromereignisse ausreicht, kann durch die Hadronmessung eine höhere Genauigkeit in manchen kinematischen Bereichen erreicht werden. Außerdem beeinflussen Strahlungskorrekturen die Hadronmessung weniger als die Elektronmessung.

2.3.2 Bestimmung des Akzeptanzbereiches

Aufgrund der Meßunschärfen ist die in einem gegebenen kinematischen (x, Q^2) -Intervall gemessene Anzahl von Ereignissen nicht mit der tatsächlich produzierten Anzahl identisch. Unterschiede ergeben sich durch Ereignisse, die aus einem Intervall heraus und/oder in ein Intervall hinein gewandert sind. Der beobachtete ist

daher mit dem wahren Wirkungsquerschnitt über die Akzeptanzmatrix A mit den Koeffizienten a^{ij} gemäß

$$\sigma_{beob}^i = \sum_j a^{ij} \sigma_{wahr}^j \quad (2.29)$$

verknüpft. Die Indices i, j laufen jeweils über alle (x, Q^2) -Intervalle.

Die Akzeptanzmatrix A muß für den gegebenen Detektor bestimmt werden, um von einem beobachteten zu einem tatsächlichen Wirkungsquerschnitt zu gelangen. Technisch erfordert dies die sehr präzise Simulation des Detektorverhaltens für eine Vielzahl von Ereignisklassen. Die Entwicklung und Verifizierung eines solchen Programms zur Detektorsimulation ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Der systematische Fehler bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird durch den oben beschriebenen *Wanderungseffekt* bestimmt. Er wird vor allem durch

- Fehler in der absoluten Energiekalibration der einzelnen Kalorimeter,
- Fehler in der Interkalibration der verschiedenen Kalorimeter,
- unvollständige Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen,
- unvollständige Winkelbedeckung durch den Detektor,
- unzureichende Berücksichtigung von Energieverlusten in nicht instrumentierten Bereichen des Detektors und
- Fehler in der Winkelmessung des Detektors

verursacht.

Die mit dem H1-Detektor einer Messung zugänglichen kinematischen Bereiche sind in Abb. 2.7 für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden der Kinematik dargestellt [Ber92]. Diese Untersuchung beruht auf den in der vorliegenden Arbeit entwickelten Simulationsmethoden. Der Akzeptanzbereich, der allein durch die Elektronmessung abgedeckt wird, erstreckt sich zu kleinen Werten von x und Q^2 . Eine deutliche Erweiterung des Bereichs zu kleinen y -Werten erfolgt durch die kombinierte Hadron- (y) und Elektron- (Q^2) Messung. Es zeigt sich schließlich, daß mit dem Doppel-Winkel-Verfahren eine gewisse Erweiterung des Akzeptanzbereiches bei hohen x -Werten möglich ist.

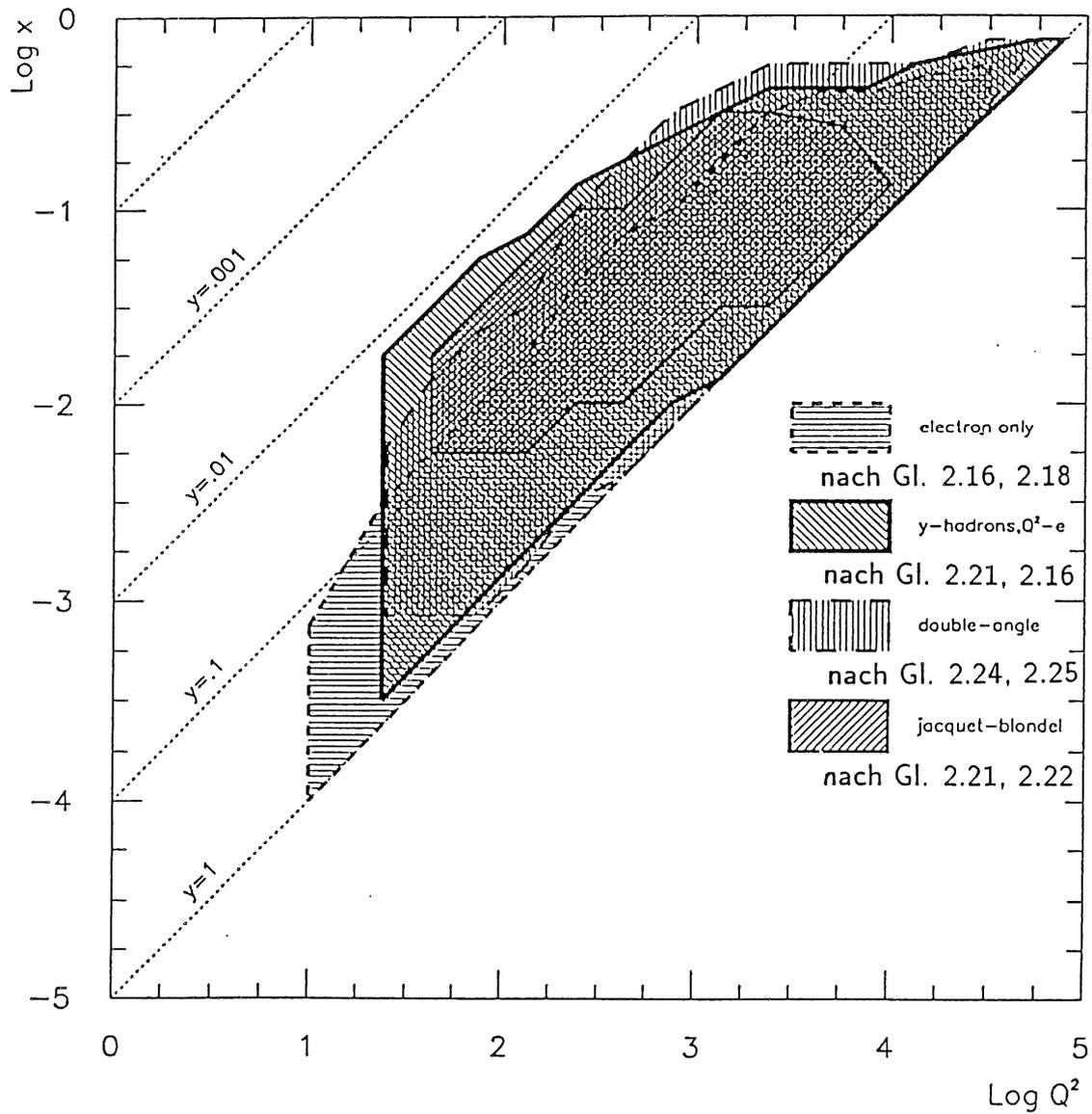


Abbildung 2.7: Akzeptanzbereiche in der Q^2, x -Ebene für die die systematischen Fehler der Größe $d^2\sigma/dx dQ^2$ weniger als 10% betragen

Kapitel 3

Teilchenschauer in Sampling-Kalorimetern

Hochenergetische Teilchen ($E \gg m$) verlieren ihre Energie beim Durchgang durch Materie vorwiegend bei der Erzeugung von Sekundärteilchen in unelastischen Wechselwirkungen. Teilchenschauer bilden sich aus, wenn die Sekundärteilchen in folgenden unelastischen Wechselwirkungen weitere neue Teilchen erzeugen, die wiederum unelastisch wechselwirken können. Hat die Energie der einzelnen Teilchen im Verlauf einer solchen Schauerentwicklung hinreichend abgenommen, gewinnen andere Energieverlustmechanismen an Bedeutung. Die niederenergetischen Teilchen tragen nicht mehr zur weiteren Ausbildung eines Schauers bei, sondern geben ihre kinetische Energie in atomaren Streuprozessen ab. Dabei treten verschiedene elektronisch meßbare Effekte auf. So können z.B. die durch die Ionisation der Atome freiwerdenden Ladungen oder die beim Übergang angeregter Atome in den Grundzustand ausgesandten Photonen oder die bei der Čerenkov-Strahlung entstehenden Photonen gesammelt und in ein elektronisches Signal umgewandelt werden.

Im folgenden sollen zunächst die Prozesse, die zur Teilchenvervielfachung und zur Energiedeposition in elektromagnetischen und hadronischen Schauern führen, genauer beschrieben werden. Anschließend werden einfache Modelle für elektromagnetische Schauer erläutert werden, die im weiteren Verlauf der Arbeit bei der Entwicklung vereinfachter Verfahren zur Berechnung elektromagnetischer Schauers benötigt werden. Das gegenwärtige Verständnis der Signalbildung durch hadronische Schauer wird schließlich anhand von Betrachtungen zu Energiebilanz und Energiefluktuationen diskutiert werden und die Voraussetzung für die Entwicklung möglichst effizienter Simulationsalgorithmen bilden.

3.1 Prozesse in hadronischen Schauern

In hadronischen Schauern können die Energieverlustmechanismen in einen hochenergetischen Bereich, in dem die Sekundärteilchen erzeugt werden, und einen niederenergetischen Bereich, der für die Signalbildung verantwortlich ist, unterschieden werden. Innerhalb dieser Bereiche ist das Wechselspiel der vielen möglichen Prozesse aber sehr komplex. Eine umfassende und präzise theoretische Beschreibung der Teilchenerzeugung, die im Rahmen des Standardmodells die Anwendung perturbativer QCD auf Vielteilchensysteme erforderte, ist gegenwärtig nicht möglich. Auch einfache analytische Verfahren zur modellhaften Beschreibung hadronischer Schauer können nicht, wie später für elektromagnetische Schauer, aufgestellt werden.

Berechnungen zur Entwicklung hadronischer Kaskaden basieren daher vor allem auf experimentellen Daten, die für eine Vielzahl von Hadron-Nukleon- (hN-) und Hadron-Kern- (hA-) Reaktionen aufgenommen wurden (siehe z.B. [Fre87] und dortige Referenzen). Häufig ist es erforderlich, auf theoretischen Modellen basierende Extrapolationen dieser experimentellen Daten zu verwenden. Solch phänomenologisch orientierte theoretische Modelle wurden in Rechenprogrammen implementiert und sollen im folgenden Kapitel im einzelnen behandelt werden. Hier werden zunächst die für die hadronische Schauerentwicklung wesentlichen Phänomene, grundlegenden Modelle und Definitionen angegeben.

Projektile	Impuls (GeV/c)	$\langle \alpha_h \rangle$
K^+	30 – 200	0.77
K^-	6.65 – 280	0.77
π^+	20 – 280	0.75
π^-	5 – 280	0.75
p	5 – 303	0.71
n	160 – 375	0.71
\bar{p}	6.65 – 280	0.67

Tabelle 3.1: Erwartungswert von α_h für verschiedene Hadronen [Fre87]

Die starke Hadron-Kern-Wechselwirkung kann in elastische hA-Wechselwirkungen, bei denen keine Sekundärteilchen entstehen, und in unelastische hA-Wechselwirkungen, in denen mindestens ein Sekundärteilchen gebildet wurde, unterteilt werden. Der Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{tot} setzt sich also aus einem elastischen σ_{el} und einem unelastischen Anteil σ_{unel} zusammen

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{unel} . \quad (3.1)$$

Der unelastische Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitt kann für Projektimpulse über etwa $5 GeV/c$ durch

$$\sigma_{unel}(hA) = \sigma_{unel}(hp) A^{\alpha_h} \quad (3.2)$$

auf etwa 10% genau beschrieben werden, wobei $\sigma_{inel}(hp)$ den entsprechenden Hadron-Proton-Wirkungsquerschnitt bedeutet. Für den in Tab. 3.1 aufgeführten, experimentell bestimmten Exponenten α_h gilt die Relation

$$\alpha_{\bar{p}} < \alpha_p \approx \alpha_n < \alpha_{\pi^-} \approx \alpha_{\pi^+} < \alpha_{K^-} \approx \alpha_{K^+} . \quad (3.3)$$

Die in den unelastischen Reaktionen entstandenen geladenen Sekundärteilchen werden häufig in 3 kinematische Gruppen unterteilt. Diese Unterteilung beruht auf der Verwendung von fotografischen Emulsionen für den Sekundärteilchennachweis aus hA-Reaktionen.

1. Die erste Gruppe von Teilchen mit relativistischen Geschwindigkeiten $\beta > 0.7$ erzeugt ihrer geringen Ionisationsdichte helle Spuren in fotografischen Emulsionen. Diese hochenergetischen Teilchen sorgen für die hadronische Schauerentwicklung und werden daher auch als Schauerteilchen (Index: s) bezeichnet.
2. Teilchen mit Geschwindigkeiten $0.3 < \beta < 0.7$ hinterlassen graue Spuren (Index: g) in der Emulsion. Es sind vorwiegend Protonen mit kinetischen Energien von $20 - 400 \text{ MeV}$, die im Verlauf einer innernuklearen Kaskade freigesetzt wurden.
3. Teilchen mit Geschwindigkeiten $\beta < 0,3$ erzeugen als stark ionisierende Teilchen dunkle Spuren (Index: d) und stammen aus dem Evaporationsprozeß des zurückbleibenden Restkernes.

Auch wenn diese Einteilung vorwiegend praktisch historisch bedingt ist, reflektiert sie die Tatsache, daß in hadronischen Schauern die Prozesse zur Teilchenvervielfachung in unterschiedlichen Energie-, Raum- und Zeitregionen ablaufen [Brü87]. Die Erzeugung von Sekundärteilchen in unelastischen hadronischen Wechselwirkungen durch Kernspaltungen wird daher in Anlehnung an die obige Einteilung in den folgenden Abschnitten:

- Hadron-Nukleon-Ebene ($t \sim 10^{-24} \text{ s}$)
- Innernukleare Ebene ($t \sim 10^{-22} \text{ s}$)
- Nukleare Ebene ($t \sim 10^{-18} \text{ s}$)

behandelt werden.

3.1.1 Hadron-Nukleon-Ebene

Parton-Ebene ($E \geq 10 \text{ GeV}$)

Im Energiebereich $E \gtrsim 10 \text{ GeV}$ dominieren die starken Wechselwirkungen einfallender Hadronen mit den Nukleonen der Kernmaterie auf der Ebene der Partonen. Die Nukleonen des Kerns können dabei als quasi frei betrachtet werden, so daß hier

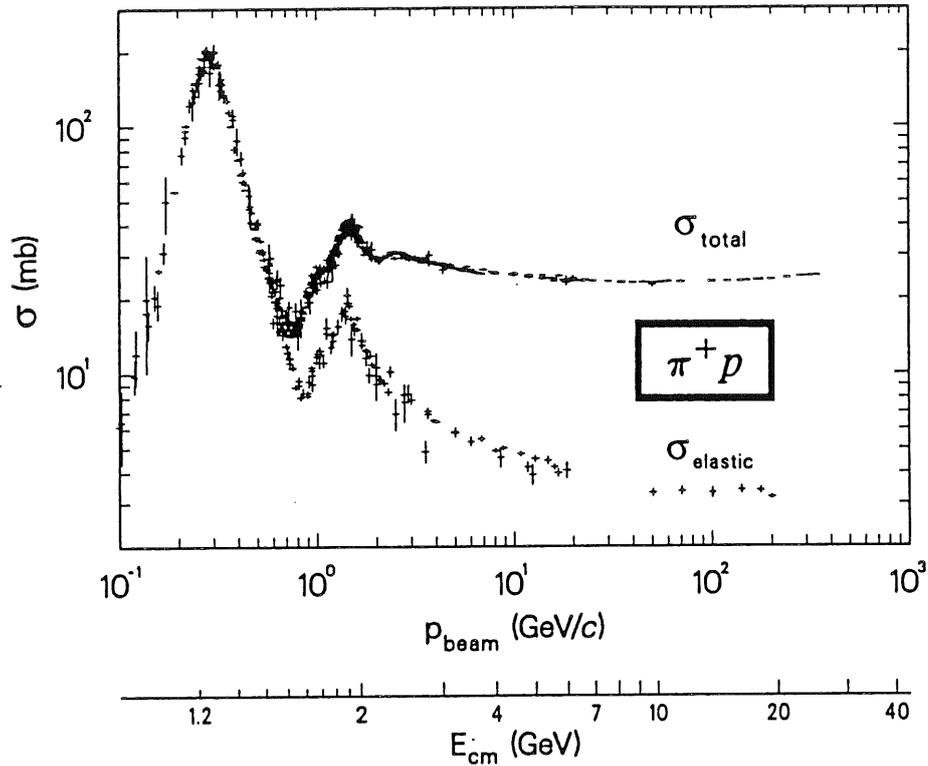


Abbildung 3.1: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte in der π^+p -Streuung als Funktion der Energie [Par90]

Ergebnisse der freien Hadron-Hadron-Streuung zur Beschreibung der Teilchenerzeugung herangezogen werden können. Der Wirkungsquerschnitt σ_i für die unelastische Hadron-Proton- bzw. Hadron-Neutron-Streuung ist oberhalb von etwa 10 GeV nahezu energieunabhängig (siehe Abb. 3.1) und wird daher zur Definition einer für die hadronische Schauerausbreitung typischen Größe verwendet. Die nukleare Absorptionslänge

$$\lambda_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] = \frac{A}{N_A \sigma_i} \quad (3.4)$$

mit

A : Massenzahl in $[g]$

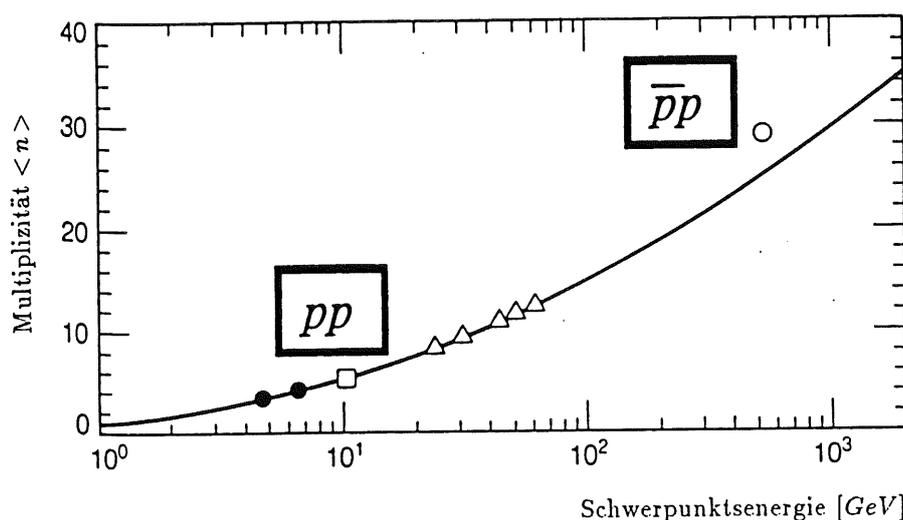
N_A : Avogadrozahl

σ_i : unelastischer np-Wirkungsquerschnitt im Bereich $60 - 375 \text{ GeV}$, [Par90]

gibt die mittlere freie Weglänge eines Neutrons des angegebenen Energiebereiches in Materie bis zu einer unelastischen Wechselwirkung an und ist für einige Materialien in Tab. 3.2 angegeben. LAr bezeichnet darin flüssiges Argon (engl.: Liquid Argon) und $G10$ ein Material, das zur Leiterplattenherstellung verwendet wird. Die Absorptionslängen können für andere Hadronen mit unterschiedlichen Energien durchaus von den angegebenen Werten abweichen.

In den unelastischen Reaktionen entstehen vorwiegend Pionen, aber auch in

Material	$\lambda_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right]$	$\lambda_0 [cm]$
LAr	117.2	83.7
Al	106.4	39.4
Fe	131.9	16.8
Pb	194.0	17.1
G10	90.2	53.1

Tabelle 3.2: Nukleare Absorptionslängen λ_0 für einige MaterialienAbbildung 3.2: Mittlere geladene Multiplizität in der pp - und $p\bar{p}$ -Streuung als Funktion der Schwerpunktsenergie [Par90]

geringerer Zahl Kaonen und Nukleonen, die durch weitere unelastische Wechselwirkungen die Schauerentwicklung fortsetzen. Die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen $\langle n_{ch} \rangle$ (siehe Abb. 3.2) kann für die pp -Streuung [Par90] durch

$$\langle n_{ch} \rangle_{pp} = 0.88 + 0.44 \ln s + 0.118(\ln s)^2 \quad (3.5)$$

und für die π^-p -Streuung [Fre87] durch

$$\langle n_{ch} \rangle_{\pi^-p} = 0.59 + 0.81 \ln s + 0.074(\ln s)^2 \quad (3.6)$$

als Funktion des Quadrates der Schwerpunktsenergie s parametrisiert werden. Für die Proton-Kern-Streuung zeigt eine Abschätzung der Multiplizität der Schauerteilchen [Ama81] als Funktion des einfallenden Impulses p_{in} und der Massenzahl A

$$\langle n_{ch} \rangle_{pA} \simeq A^{0.1} \ln p_{in} [GeV/c] \quad (3.7)$$

eine bemerkenswert schwache Abhängigkeit von der Massenzahl des Kerns. Eine genaue Untersuchung der Abhängigkeit $n_{ch}(A, p_{in})$ steht noch aus. Ebenso ist noch

nicht bestimmt, wie hoch der Anteil der Protonen mit $\beta > 0.7$ an den geladenen Schauerteilchen ist [Fre87].

Für die mittlere Zahl der erzeugten neutralen Pionen kann aufgrund der Isospinerhaltung der starken Wechselwirkung und der daraus folgenden Gleichberechtigung der Isospinstellungen der Pionen

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = \frac{\langle n_{\pi^+} \rangle + \langle n_{\pi^-} \rangle}{2} \quad (3.8)$$

angenommen werden. Für die pp-Streuung mit einem Impuls von $400 \text{ GeV}/c$ [Agu91] wurde experimentell

$$\sigma_{\pi^0} - \frac{\sigma_{\pi^+} + \sigma_{\pi^-}}{2} = 5.3 \pm 4.1 \text{ mb} \text{ bei } \sigma_{\pi^0} = 127.2 \pm 1.5 \pm 3.2 \text{ mb} \quad (3.9)$$

gefunden.

Die Multiplizitätsverteilungen zeigen das nach Koba, Nielsen und Olesen benannte KNO-Skalenverhalten [Kob72], bei dem das Produkt aus mittlerer Anzahl der Teilchen $\langle n \rangle$ und der Wahrscheinlichkeit P_n , n Teilchen in einem Ereignis zu finden, eine Funktion von $n/\langle n \rangle$ ist und nicht von der Energie abhängt:

$$\Psi(n/\langle n \rangle) = \langle n \rangle P_n \quad (3.10)$$

Dieses in $\bar{p}p$ -Kollisionen bis zu Energien von 60 GeV nachgewiesene Skalenverhalten gilt für Verteilungen verschiedener Arten von Schauerteilchen an unterschiedlichen Kernen [Fre87].

Der mittlere Longitudinalimpuls der Sekundärteilchen im Schwerpunktsystem p_{\parallel} steigt etwa linear mit der Kollisionsenergie an, so daß es günstig ist, eine dimensionslose Variable – das *Feynman-x* –

$$x_F = \frac{p_{\parallel}}{p_{\parallel, \max}} \approx \frac{2p_{\parallel}}{E_{cm}} \text{ mit } -1 < x_F < 1 \quad (3.11)$$

einzuführen. Der überwiegende Anteil der Sekundärteilchen wird in einem Bereich $|x_f| \lesssim 0.1$ erzeugt, der daher auch als Pionisierungsgebiet bezeichnet wird. Relativ wenige Teilchen werden im Bereich $0.1 \lesssim |x_f| \lesssim 0.9$, dem Fragmentationsgebiet des einfallenden Hadrons, und im Bereich $0.8 \lesssim |x_f| \lesssim 1.0$, dem diffraktiven Gebiet der führenden Teilchen, erzeugt.

Der Transversalimpuls p_{\perp} der erzeugten Teilchen ist nahezu energieunabhängig und beträgt im Mittel:

$$\langle p_{\perp} \rangle \simeq 0.3 - 0.4 \text{ GeV}/c \quad (3.12)$$

Für nicht zu hohe Transversalimpulse im Impulsbereich $p_{\perp} \lesssim 1.5 - 2.0 \text{ GeV}/c$ wird die Transversalimpulsverteilung der Sekundärteilchen durch eine Exponentialverteilung

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} \propto e^{-b\sqrt{m^2+p_{\perp}^2}} \quad (3.13)$$

mit $b \approx 6 (GeV/c)^{-1}$ beschrieben. Eine sorgfältige Analyse der in der pp-Streuung erzeugten Transversalimpulse (z.B. [Ber72]) zeigt, daß b und damit $\langle p_{\perp} \rangle$ von x_F und der Teilchenmasse abhängen. Insgesamt kann mit Gl. 3.13 das Verhalten von über 99% der Transversalimpulse wiedergegeben werden.

Für höhere Transversalimpulse $p_{\perp} \gtrsim 1.5 - 2.0 GeV$ ist Gl. 3.13 jedoch durch ein schwächer abfallendes Potenzgesetz [Cro75, Fre76] wie z.B.

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} \propto p_{\perp}^{-n} \quad (3.14)$$

mit $n = 4$ [Kal89] zu ersetzen. Diese qualitative Änderung des p_{\perp} -Verhaltens kann im Rahmen der QCD durch eine harte Quark-Quark-Streuung mit einfachem Gluon-Austausch verursacht werden.

Für hohe Transversalimpulse konnte eine Proportionalität der Hadron-Kern-Streuung bisher nicht erklärt werden. Es ist die spezielle Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Hadronen mit hohem p_{\perp} von der Massenzahl des Kerns:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} \propto A^{\alpha(p_{\perp})}. \quad (3.15)$$

Das Verhalten des Parameters $\alpha(p_{\perp})$, der größer ist als 1 und zudem mit wachsendem p_{\perp} ansteigt, zeigt, daß bei der Erzeugung hoher Transversalimpulse nukleare Phänomene, sogenannte kollektive Effekte, eine begünstigende Rolle spielen.

Resonanzbereich ($E \leq 5 GeV$)

Der Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitt wird im Energiebereich von einigen GeV durch die mögliche Bildung von Baryon-Baryon- bzw. Meson-Baryon-Resonanzen bestimmt. Unterhalb dieser Resonanzregion trägt ausschließlich die elastische Hadron-Nukleon-Streuung zum totalen Wirkungsquerschnitt bei.

Für die hN-Streuung kann der totale unelastische Wirkungsquerschnitt für die Resonanzerzeugung als Summe exklusiver Produktionsquerschnitte

$$\sigma_{unel} = \sum_i \sigma_{\epsilon x}^i \quad (3.16)$$

angegeben werden. Eine Zusammenstellung [Hän84a] der experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte aller exklusiven Reaktionen, die mehr als 2% zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen, ist in Abb. 3.3 für die πp -Streuung gezeigt.

Die Vorhersage des aus Resonanzzerfällen stammenden Teilchenspektrums in der Hadron-Kern-Streuung ist besonders schwierig, da zum einen eine Vielzahl von Resonanzen, die vorwiegend vermöge der starken Wechselwirkung zerfallen, gebildet werden können und zum anderen bei Resonanzbildung und -zerfall die kollektiven Effekte des Kerns berücksichtigt werden müssen.

Ein Beispiel ist die Antiprotonerzeugung mittels Protonen, die auf ein ruhendes Target geschossen werden. Der erforderliche Impuls für die Antiprotonerzeugung

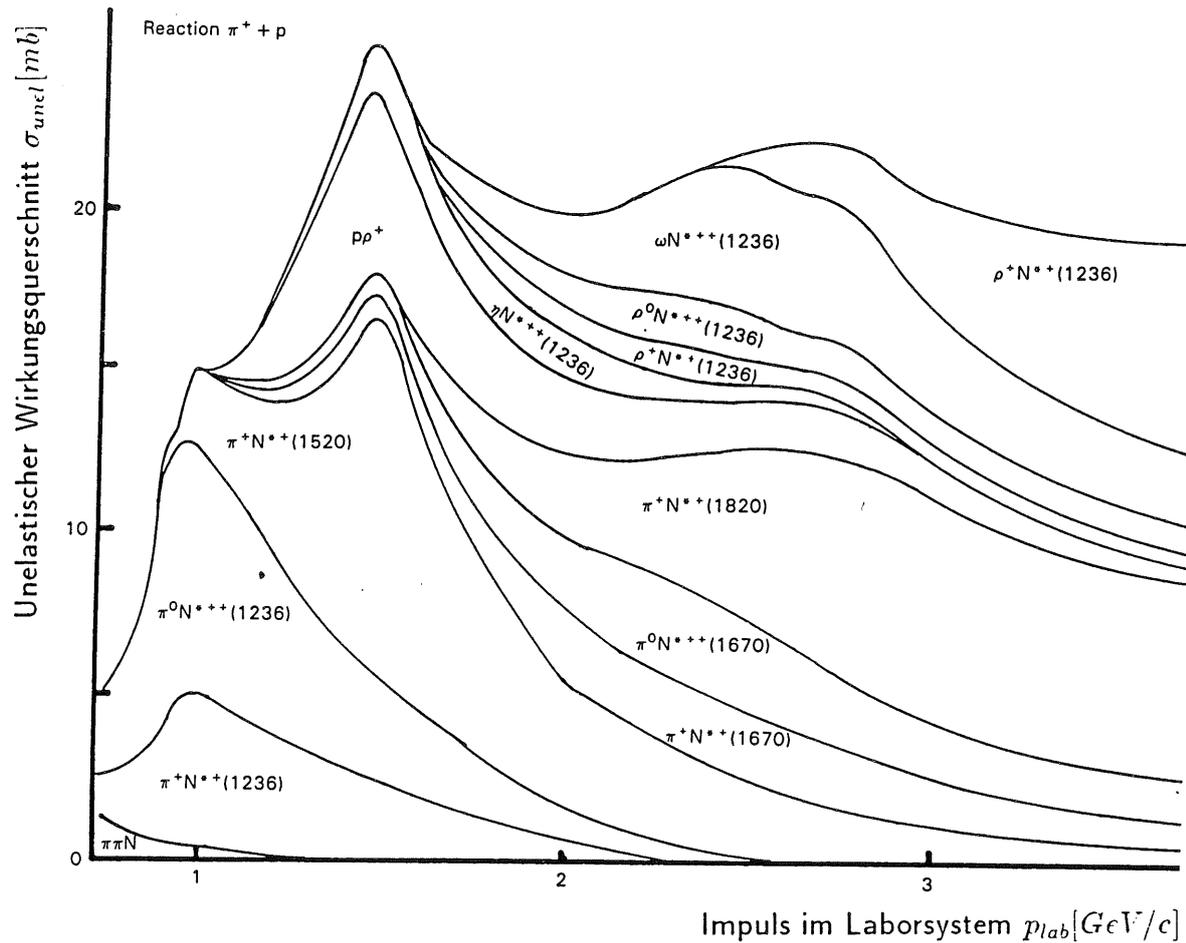


Abbildung 3.3: Unelastische Wirkungsquerschnitte für π^+p -induzierte Resonanzen
 Meson-Resonanzen: $\eta, \rho, \omega, K^*, \kappa, \bar{K}^*, \bar{\kappa}$
 Nukleon-Resonanzen: N^*
 Hyperon-Resonanzen: Y^*, Λ^*
 $h^*(m)$: $m = \text{Resonanzmasse (MeV)}$

beträgt $6.5 \text{ GeV}/c$, wenn man von der pp -Wechselwirkung mit einem einzelnen ruhenden Proton ausgeht. Antiprotonen wurden aber zuerst [Cha55] bei wesentlich geringeren Impulsen entdeckt. Eingehende Untersuchungen von Reaktionen des Typs $pCu \rightarrow \bar{p}X$ [Dor65] zeigten, daß bereits bei kinetischen Energien von 2.88 GeV Antiprotonen im Kern erzeugt werden können. Ähnliche Ergebnisse gab es auch für die Erzeugung anderer Teilchen unterhalb der Schwellenenergie (z.B. [San79]).

Ursprünglich wurde vermutet [Cha55], daß die nukleare Fermi-Bewegung für diesen Effekt verantwortlich sei. Einfache kinematische Berechnungen [Chi90] zeigen, daß mit Hilfe der Fermi-Energie T_F die erforderliche Schwerpunktenergie s

$$s = (m_p + M)^2 + 2M \left(T_p + \frac{m_p + T_p}{M} T_F \right) \quad (3.17)$$

mit

$$\begin{aligned}
m_p &= \text{Masse des Projektils} \\
T_p &= \text{kinetische Energie des Projektils} \\
M &= \text{Masse des Targetsystems}
\end{aligned}$$

erreicht werden kann.

Genauso gut wie ein zusätzlicher Energiebetrag aus der Fermi-Bewegung kann auch die Wechselwirkung mit gebundenen Nukleonsystemen innerhalb des Kerns, wie Quasi-Deuteron oder Quasi-Alphaeteilchen, über eine höhere Masse M in Gl. 3.17 für die erforderliche Schwerpunktenenergie sorgen. Welcher Mechanismus für die Teilchenerzeugung unterhalb der Schwellenenergie verantwortlich ist, kann bisher nicht eindeutig geklärt werden [Fre87]. Es kann daher nur eine vorwiegend phänomenologische Beschreibung der Sekundärteilchenerzeugung in Hadron-Kern-Wechselwirkungen gegeben werden.

3.1.2 Innernukleare Ebene

Die mittlere Anzahl von Projektil-Kollisionen mit einem Kern der Massenzahl A ist definiert durch

$$\langle \nu_A \rangle = A \frac{\sigma_{unel}(hp)}{\sigma_{unel}(hA)}. \quad (3.18)$$

Die dabei erzeugten Hadronen können noch innerhalb des Kerns mit weiteren Nukleonen wechselwirken und so eine innernukleare Kaskade auslösen. Jede Kollision mit einem Proton fügt dabei eine Ladungseinheit zur beobachteten Gesamtladung hinzu, während Kollisionen mit Neutronen die Gesamtladung unbeeinflusst lassen. Die totale mittlere Anzahl von innernuklearen Kollisionen kann daher durch [Ver91]

$$\langle \nu_T \rangle = \frac{A}{Z} (\langle Q \rangle - q_{in}) \quad (3.19)$$

abgeschätzt werden, wobei Q die Gesamtladung der Sekundärteilchen unter Ausschluß niederenergetischer Evaporationsprotonen ($E_{kin} < 40 \text{ MeV}$) und q_{in} die Ladung des Projektils bedeuten. Die Anzahl der Kaskadenkollisionen kann dann durch

$$\langle \nu_K \rangle = \langle \nu_T \rangle - \langle \nu_A \rangle \quad (3.20)$$

bestimmt werden. Experimentell [Mar84] wurden für ν_K Werte von bis zu 25 gefunden.

Zur Veranschaulichung der energetischen Verhältnisse im Kern [Mus88] ist das Kernpotential für Neutronen bzw. Protonen in Abb. 3.4 schematisch dargestellt. Aus dem einfachen Fermigas-Modell des Kerns folgt für die maximale kinetische Energie der Nukleonen im Kern:

$$E_F(N) = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_N r_0^2} \left(\frac{N_t}{A}\right)^{2/3} = 38.6 \left(\frac{N_t}{A}\right)^{2/3} \text{ MeV}, \quad (3.21)$$

wobei $r_0 = 1.4 \text{ fm}$ den typischen Nukleonenradius, N_t die Zahl der Neutronen bzw. Protonen im Kern und m_N die Neutronen-, bzw. Protonenmasse bezeichnet.

Bei einer Separationsenergie E_S von 8 MeV folgt für die Potentialtiefe $V_0 = E_F + E_S$ in schweren Kernen

$$V_0(n) \simeq 34 \text{ MeV} ; \quad V_0(p) = 31 \text{ MeV} . \quad (3.22)$$

Die Coulombbarriere V_C kann über

$$V_C = \frac{z Z e^2}{R} \simeq \frac{z Z}{A^{1/3}} \text{ MeV} \quad (3.23)$$

mit

$$e^2 = 1.44 \text{ MeV fm}$$

$$R = r_0 A^{1/3} : \text{ Kernradius}$$

$$Z : \text{ Kernladungszahl}$$

$$A : \text{ Kernmassenzahl}$$

$$z : \text{ Ladungszahl eines ein- oder auslaufenden Teilchens}$$

für Protonen in Blei auf 14 MeV geschätzt werden.

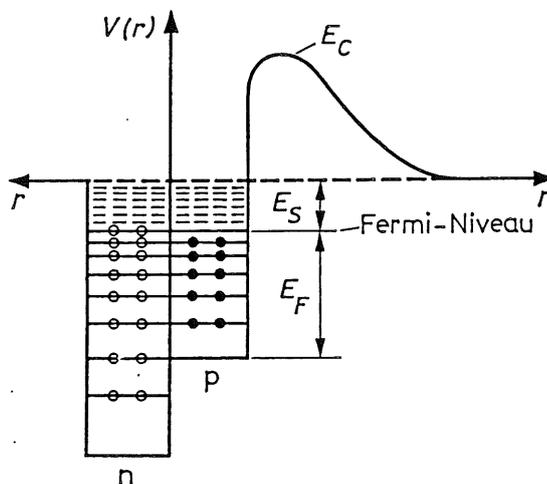


Abbildung 3.4: Potentialverlauf und Fermigas-Zustände für Protonen (p) und Neutronen (n) im Kern (Erläuterungen siehe Text) [MUS88]

Nur der energiereichere Teil der entweichenden Nukleonen kann zur weiteren Schauerentwicklung beitragen. Da Protonen beim Durchdringen der Materie einen Energieverlust durch Ionisation erleiden und die Coulombbarriere des Kerns überwinden müssen, beträgt hier die untere Grenze für die kinetische Energie etwa 100 MeV [Wig87]. Für Neutronen kann aufgrund der unelastischen Wirkungsquerschnitte [Par90] eine untere von $\gtrsim 50 \text{ MeV}$ angenommen werden.

3.1.3 Nukleare Ebene

Während der innernuklearen Kaskade wurde der Kern in einen angeregten Zustand versetzt. Der Übergang des Restkerns in den Grundzustand kann nun auf zwei

Arten erfolgen:

1. Die in der innernuklearen Kaskade begonnene Spallation (Zertrümmerung) kann durch die Evaporation von Nukleonen oder Kernfragmenten (d , t , ${}^3\text{He}$, α usw.) fortgesetzt werden. Die Abspaltung geladener Fragmente ist hier durch das Coulombpotential des Kerns unterdrückt, so daß vorwiegend Neutronen ausgesendet werden. Die Impulse der emittierten Teilchen sind isotrop im Laborsystem verteilt. Ihre kinetischen Energien sind von der Größenordnung 10 MeV .

2. Für schwere Kerne besteht die Möglichkeit, durch Kernspaltung in einen energetisch günstigeren Zustand überzugehen. Die Wahrscheinlichkeit zur Kernspaltung ist dabei proportional zu Z^2/A . Der Anteil der protoninduzierten Kernspaltung am totalen unelastischen Wirkungsquerschnitt beträgt z.B. für Blei 0.05 und für Uran 0.8 [Brü87]. Da im H1-Kalorimeter Blei und Eisen als Absorbermaterial verwendet werden, soll hier die Bedeutung der Kernspaltung für die weitere Schauerausbreitung nicht weiter ausgeführt werden.

Sowohl nach der Spallation als auch nach der Fission des Kerns verbleiben den Kernbruchstücken Restanregungen, die durch die Aussendung von γ -Strahlen abgegeben werden können. Das Energiespektrum der γ -Quanten hängt von der jeweiligen nuklearen Struktur ab, liegt aber vorwiegend unterhalb einer Energie von 2 MeV [Wig87].

3.1.4 Energieverlust durch Ionisation

Der mittlere Energieverlust schwerer geladener Teilchen durch Ionisation wird durch die sogenannte Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Bei Vernachlässigung von Korrekturgliedern, die Einflüsse von QED-Rechnungen höherer Ordnung berücksichtigen, erhält man [Par86]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{D Z \rho}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left\{ \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I(Z)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right\} \quad (3.24)$$

mit

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$$

$$\beta = v/c = |p|/E$$

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

$$I(Z) \simeq 16 Z^{0.9} \text{ eV für } Z > 1 : \text{Mittleres Ionisationspotential des Materials}$$

und

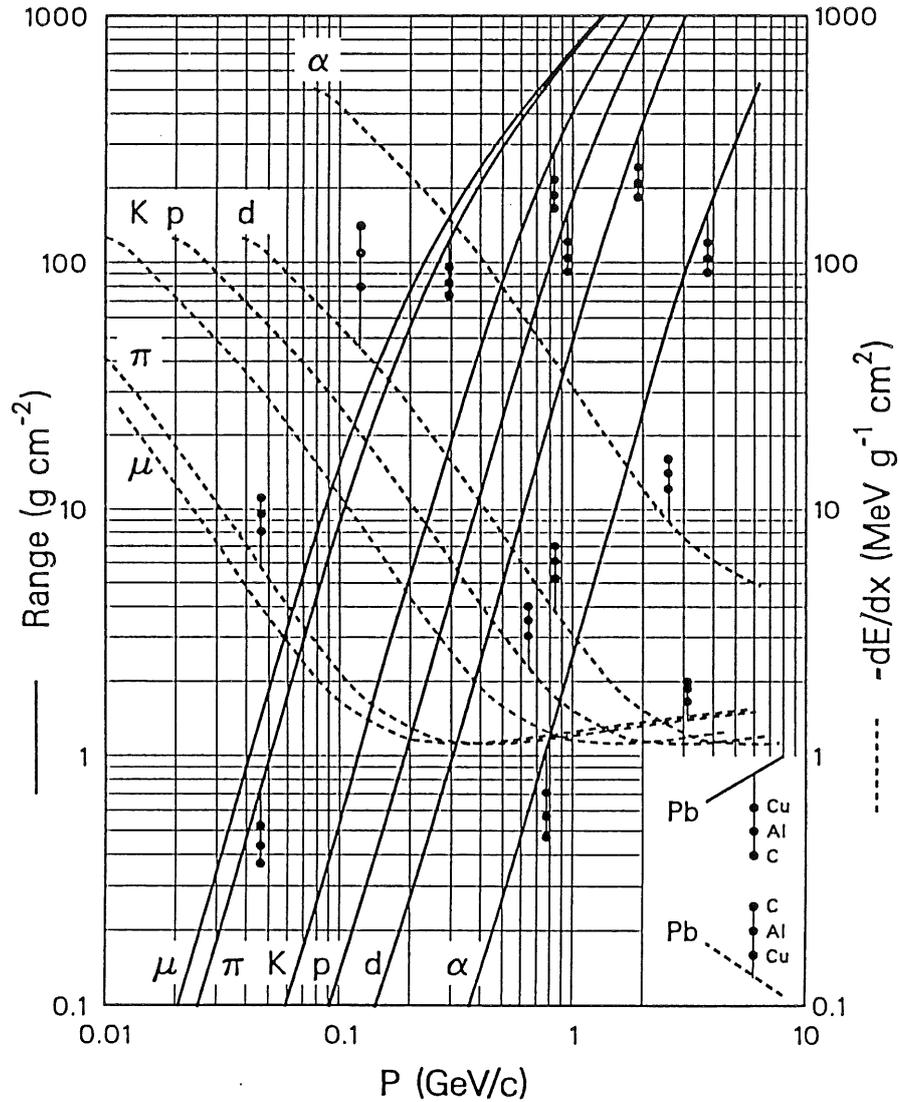


Abbildung 3.5: Ionisationsverlust für schwere geladene Teilchen und mittlere Reichweite als Funktion des Impulses [Par90]

- $\frac{dE}{dx}$: mittlerer Energieverlust pro Weglänge in $\left[\frac{MeV}{cm} \right]$
 ρ : Materialdichte in $\left[\frac{g}{cm^3} \right]$
 z : Ladungszahl des einfallenden Teilchens
 Z : Ladungszahl des Materials
 A : Massenzahl des Materials
 m_e : Elektronenmasse
 C : Schalenkorrektur
 δ : Dichtekorrektur.

Die Dichtekorrektur [Ste52] trägt relativistischen Sättigungseffekten Rechnung

und wird durch material- und energieabhängige semiempirische Formeln [Ste84]

$$\begin{aligned}\delta(X) &= 0 & X < X_0 \\ \delta(X) &= 4.6052 X + a(X_1 - X)^m + C & X_0 < X < X_1 \\ \delta(X) &= 4.6052 X + C & X_1 < X\end{aligned}$$

mit

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

beschrieben. Die Parameter a , C und m sowie X_0 und X_1 sind in [Ste84] für eine Vielzahl von Materialien tabelliert.

Die Schalenkorrekturen [Bar64]

$$\begin{aligned}C(I(Z), \eta) &= (0.422377/\eta^2 + 0.0304043/\eta^4 - 0.00028106/\eta^6) 10^{-6} I(Z)^2 \\ &+ (3.850190/\eta^2 - 0.1667989/\eta^4 + 0.00157955/\eta^6) 10^{-9} I(Z)^3 ,\end{aligned}$$

wobei $\eta = \beta\gamma$ gilt, verbessern die Beschreibung des Ionisationsverlustes bei niedrigen Geschwindigkeiten bis hinab zu $\eta \sim 0.13$, heben aber das divergente Verhalten der Bethe-Bloch-Gleichung für $\beta \rightarrow 0$ nicht auf. Für kleinere Energien kann eine einfache Abschätzung des Ionisationsverlustes durch $-dE/dx \propto \sqrt{E_{kin}}$ [Fed91] erfolgen.

In Abb. 3.5 ist der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation für verschiedene schwere geladene Teilchen als Funktion des Impulses aufgetragen. Weiterhin zeigt Abb. 3.5 die mittlere Reichweite

$$\langle R(E_T) \rangle = \int_{E_T}^0 \frac{dE}{-(dE/dx)} \quad (3.25)$$

bezogen auf den Impuls $p(E_T)$.

3.1.5 Wechselwirkungen von Neutronen

Neutronen reagieren mit Materie vermöge der starken Wechselwirkung. Aufgrund der kurzen Reichweite der starken Kraft besitzen Neutronen eine im Vergleich zu geladenen Teilchen große Reichweite in Materie. Je nach Energiebereich und Isotop sind bei der Neutron-Kern-Wechselwirkung verschiedene nukleare Prozesse von Bedeutung:

1. Elastische Kernstreuung $A(n, n)A$ ist für Neutronen im MeV-Bereich der dominierende Prozeß, um Energie zu verlieren.
2. Inelastische Streuungen $A(n, n')A^*$, $A(n, 2n')B$ etc. versetzen den Kern in einen angeregten Zustand, der später über Aussendung von Photonen zerfallen kann.

3. Strahlungseinfang $n + (Z, A) \rightarrow \gamma + (Z, A + 1)$ verfügt i. A. über einen mit $1/v$ (v : Geschwindigkeit des Neutrons) fallenden Wirkungsquerschnitt. In Blei beträgt der totale Einfangwirkungsquerschnitt $0.17 b$, was einer mittleren freien Weglänge von 180 cm entspricht. Es gibt aber für einige Kerne bestimmte Resonanzen bei denen der Wirkungsquerschnitt wie z.B. beim Cadmium $\sigma_{\text{capt}}(Cd) = 2450 b$ um Größenordnungen erhöht ist.
4. Andere Reaktionen, wie $(n, p), (n, d), (n, t) \dots$ bei denen ein Neutron absorbiert und ein geladenes Teilchen emittiert wird, finden vorwiegend im Bereich $1 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ keV}$ statt.
5. Kernspaltung ist bei Kernen hoher Massenzahl möglich und findet am häufigsten bei thermischen Energien ($\sim 1/40 \text{ eV}$) statt.
6. Sekundärteilchenerzeugung $nA \rightarrow nAX$ in hochenergetischen inelastischen Reaktionen ist für Energien $E > 100 \text{ MeV}$ möglich.

Für kalorimetrische Anwendungen ist von Bedeutung, daß ein nennenswerter Teil der Energie eines hadronischen Schauers von Neutronen aus nuklearen Evaporationsprozessen mit Energien von einigen MeV, den sogenannten schnellen Neutronen, getragen wird. Den in Abb. 3.6 gezeigten Wirkungsquerschnitten ist zu entnehmen, daß diese Neutronen ihre kinetische Energie fast ausschließlich durch Kernstreuung verlieren, bis es zu einem thermischen Gleichgewicht mit den umgebenden Atomen kommt. Im Verlaufe des thermischen Diffusionsprozesses kann es schließlich je nach Kerneigenschaften zu einem n-Einfang mit anschließender verzögerter γ -Emission oder Kernspaltung kommen. Es bestimmen daher die speziellen Kerneigenschaften der zum Kalorimeterbau verwendeten Materialien, ob und wie die Energie der Evaporationsneutronen zur Signalbildung beitragen kann.

Der mittlere relative Energieübertrag in Neutron-Kern-Stößen hängt über

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{1 - \alpha}{2} \quad \text{mit} \quad \alpha = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \quad (3.26)$$

von der Massenzahl A ab und beträgt für Argon 4.8 %. Eine wirksame Thermalisierung schneller Neutronen im MeV-Bereich kann daher nur in Medien mit geringer Massenzahl A erfolgen.

Aus dem logarithmischen Dekrement u der kinetischen Anfangsenergie E_0 eines Neutrons bis zur Energie E

$$u = \ln E_0 - \ln E \quad (3.27)$$

und der mittleren Lethargieänderung ξ während eines Stoßes

$$\xi = 1 + \frac{(A - 1)^2}{2A} \ln \frac{A - 1}{A + 1} \quad (3.28)$$

folgt für die mittlere Zahl von Streuungen [Leo87]

$$n = u/\xi. \quad (3.29)$$

Aus Gl. 3.29 folgt, daß im H1-Kalorimeter schnelle Neutronen mehrere hundert Kollisionen bis zur Thermalisierung erfahren müssen.

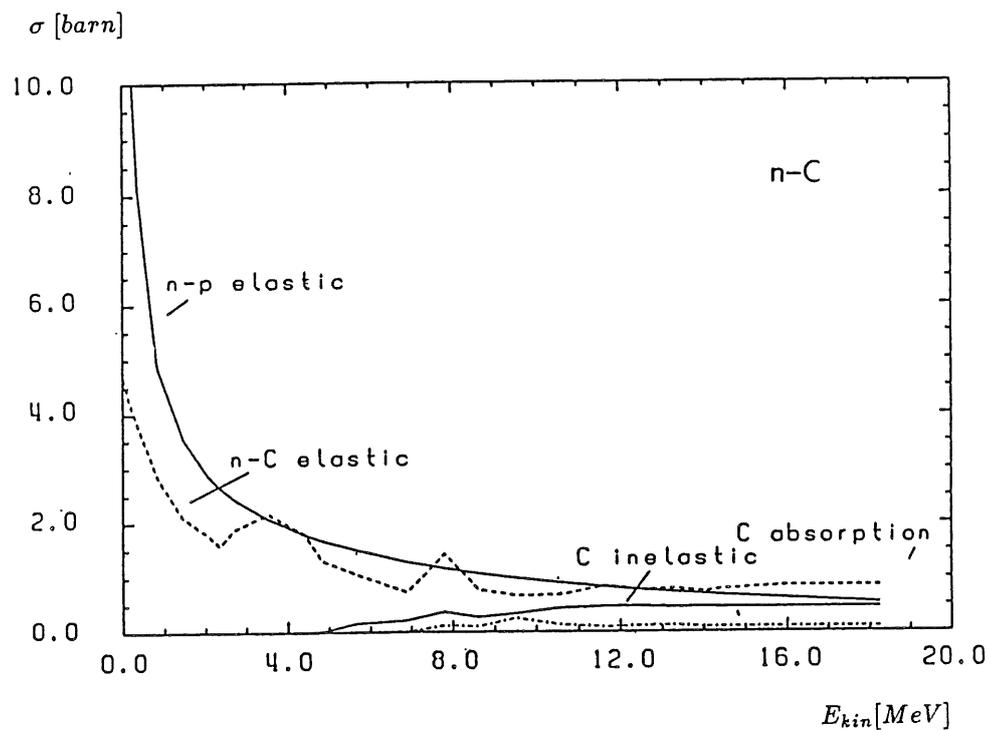
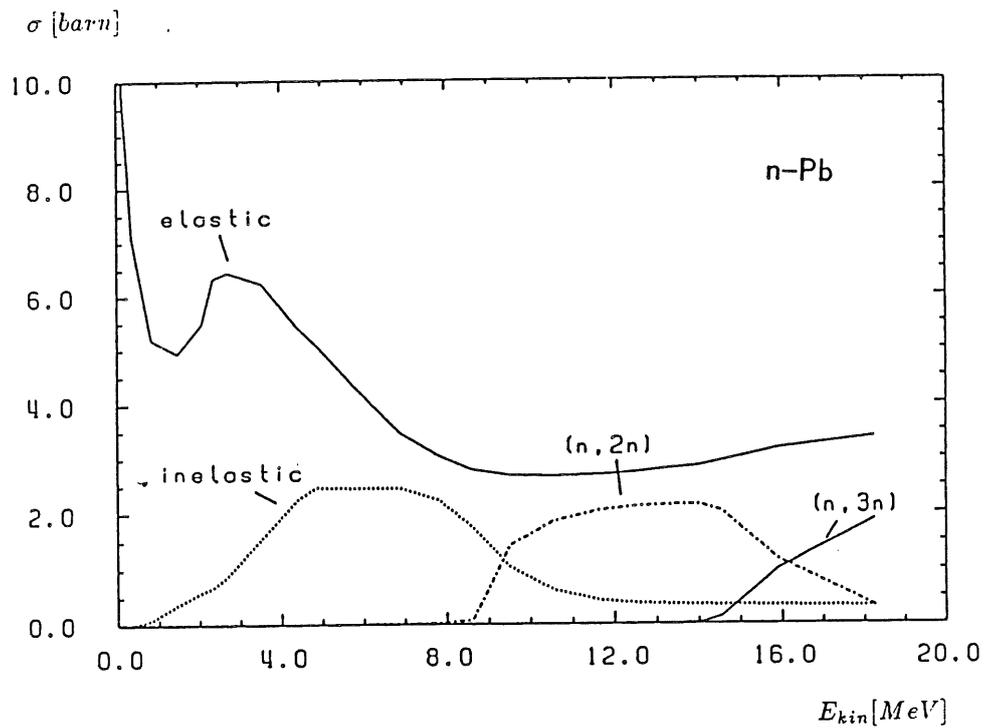


Abbildung 3.6: Wirkungsquerschnitte für Neutronen in Blei und Kohlenstoff als Funktion der Energie [Tym91]

3.2 Prozesse in elektromagnetischen Schauern

Prinzipiell können in der QED alle Prozesse berechnet werden, die während der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers auftreten. Dennoch ist es zur praktischen Beschreibung des Verhaltens elektromagnetischer Schauer in Materie vorteilhaft, einige phänomenologische Beschreibungen zu verwenden, die im folgenden erläutert werden.

3.2.1 Elektronbremsstrahlung

Die Energieabhängigkeit der verschiedenen Energieverlustmechanismen für Elektronen und Positronen ist in Abb. 3.7 für Blei angegeben. Bei hohen Energien dominiert der Bremsstrahlungsprozeß, der oberhalb von 1 GeV kaum noch von der Energie abhängt.

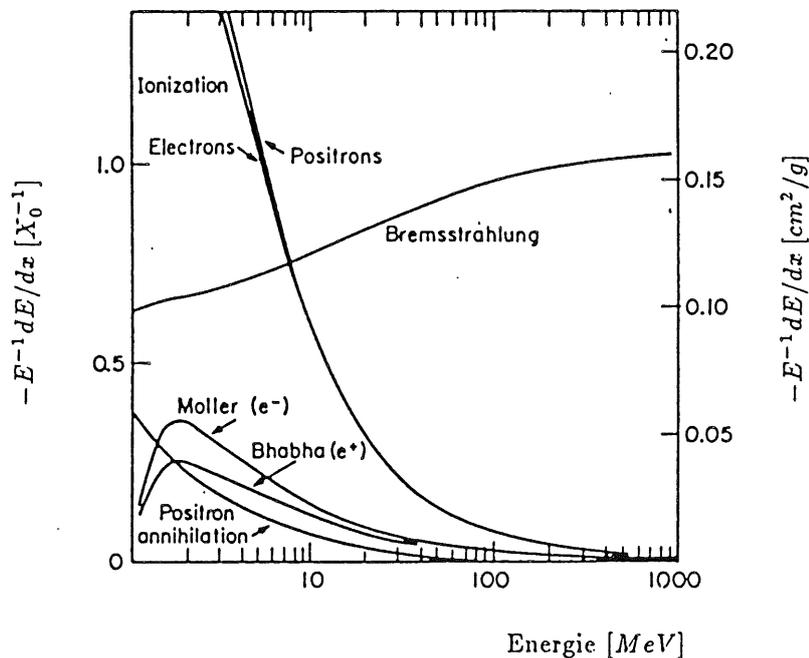


Abbildung 3.7: Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge in Blei als Funktion der Elektronen- bzw. Positronenenergie nach [Par86]

Über den relativen Energieverlust pro Weglänge x durch Bremsstrahlung von Elektronen der Energie $E > 1 \text{ GeV}$

$$-\frac{1}{E} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{brems}} = \frac{1}{X_0} \quad (3.30)$$

kann eine materialunabhängige Skala, die Strahlungslänge X_0 , eingeführt werden. Die Strahlungslänge ist als Entfernung X_0 definiert, über die ein hochenergetisches

($E \gtrsim 1 \text{ GeV}$) Elektron im Mittel den Bruchteil $(1 - 1/e)$ seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert. Für $Z \geq 5$ kann die Strahlungslänge durch [Par86]

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \frac{N_A}{A} Z(Z+1) r_e^2 \left[\ln(184.15 Z^{-1/3}) + S(Z) \right] \frac{\text{cm}^2}{g} \quad (3.31)$$

mit

$$S(Z) = \frac{1}{Z} \ln\left(\frac{1194}{Z^{2/3}}\right) - 1.202 \alpha^2 Z^2 + 1.0369 \alpha^4 Z^4 - \frac{1.008 \alpha^6 Z^6}{1 + \alpha^2 Z^2}$$

und

- α : Feinstrukturkonstante
- A : Massenzahl in [g]
- Z : Ladungszahl
- N_A : Avogadrozahl
- r_e : klassischer Elektronenradius in [cm]

parametrisiert werden.

Material	$X_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$	$X_0 [\text{cm}]$
<i>LAr</i>	19.55	14.0
<i>Al</i>	24.01	8.89
<i>Fe</i>	13.84	1.76
<i>Pb</i>	6.37	0.56
<i>G10</i>	33.0	19.4

Tabelle 3.3: Strahlungslängen X_0 für einige Materialien

In Tab. 3.3 sind die Strahlungslängen [Par90] der wichtigsten im H1-Kalorimeter verwendeten Materialien aufgeführt.

Das Strahlungsverhalten schwerer geladener Teilchen ($m \gg m_e$) kann mit Hilfe der Gl. 3.30 und Gl. 3.31 abgeschätzt werden, wenn in Gl. 3.31 der klassische Elektronenradius

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \quad (3.32)$$

durch einen entsprechenden Wert für Teilchen höherer Masse ersetzt wird. Es ist zu erkennen, daß Bremsstrahlung von schweren geladenen Teilchen, verglichen mit den elektronischen Strahlungsverlusten, von geringer Bedeutung ist und praktisch nicht zur Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade führt. Schwere geladene Leptonen (μ, τ) verlieren ihre Energie daher vorwiegend durch Ionisation. Schwere geladene Hadronen können hingegen in unelastischen Reaktionen der starken Wechselwirkungen eine Vielzahl von Sekundärteilchen erzeugen, von denen einige (π^0, η) sofort in Photonen, Elektronen und Positronen zerfallen und dabei elektromagnetische Subschauer erzeugen.

3.2.2 Ionisationsverlust von Elektronen

Für das niederenergetische Verhalten während der Deposition der Energie in atomaren Streuprozessen lassen sich ebenfalls einige zweckmäßige Vereinfachungen einführen. Die Elektronen geben ihre Energie in zahlreichen Streuungen durch Ionisation an das Medium ab. Die vielen Einzelreaktionen können zu einem quasi kontinuierlichen Prozeß zusammengefaßt werden, so daß von einem mittleren kontinuierlichen Energieverlust $\varepsilon(E)$ pro Strahlungslänge

$$\frac{\varepsilon(E)}{X_0} := - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^{ion} \quad (3.33)$$

ausgegangen werden kann. Wegen der geringen Energieabhängigkeit des absoluten Energieverlustes pro Strahlungslänge kann weiterhin das zunächst energieabhängige $\varepsilon(E)$ durch den konstanten Wert E_c ersetzt werden.

$$\frac{E_c}{X_0} := - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^{ion} \quad (3.34)$$

Die *kritische* Energie E_c bezeichnet dabei den Punkt der Energieskala, von dem an der mittlere Energieverlust durch Ionisation den Verlust durch Bremsstrahlung überwiegt.

3.2.3 Vielfachstreuung von Elektronen

Die laterale Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers kann mit der typischen Skaleneinheit des Molière-Radius beschrieben werden [Ama81]. Der Molière-Radius $[R_M]$ ergibt sich in der Theorie der Vielfachstreuung, wenn die laterale Ausdehnung eines Elektronenstrahls der Energie E_c nach Durchlaufen einer Schicht der Dicke $1 X_0$ betrachtet wird [Ama81]

$$1 R_M = \frac{E_{ms}}{E_c} X_0, \quad (3.35)$$

wobei

$$E_{ms} = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \approx 21.2 \text{ MeV}$$

eine Konstante aus der Theorie der Vielfachstreuung (engl.: multiple scattering) bezeichnet.

Näherungsweise können X_0 , E_c und R_M durch die folgenden einfachen Beziehungen [Ama81] ermittelt werden:

$$1 X_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.36)$$

$$E_c [\text{MeV}] \simeq \frac{550}{Z} \quad \left(\frac{\Delta E_c}{E_c} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.37)$$

$$1 R_M \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] \simeq 7 \frac{A}{Z} \quad \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right). \quad (3.38)$$

3.2.4 e^-e^+ -Paarerzeugung

Bei hohen Photonenergien $E_\gamma \lesssim 1 \text{ GeV}$ dominiert die Absorption von Photonen infolge e^-e^+ -Paarerzeugung gegenüber allen anderen Prozessen (vgl. Abb. 3.8). Für hochenergetische Photonen kann der Wirkungsquerschnitt zur e^-e^+ -Paarerzeugung [Par86] mit Hilfe der Strahlungslänge angegeben werden:

$$\sigma_{\text{paar}} = \frac{7A}{9N_A} \frac{1}{X_0} \text{ cm}^2. \quad (3.39)$$

Für die Wahrscheinlichkeit zur Paarerzeugung W_{paar} beim Durchqueren einer Schichtdicke dx folgt somit

$$W_{\text{paar}} dx = \frac{7 dx}{9 X_0}. \quad (3.40)$$

Nach Durchqueren der Schichtdicke $(9/7)X_0$ haben danach bis auf den Bruchteil $1/e$ alle Photonen ein e^-e^+ -Paar erzeugt. Die Entwicklung einer hochenergetischen elektron- oder photoninduzierten Kaskade kann somit auf der longitudinalen Skala der Strahlungslänge in materialunabhängiger Weise beschrieben werden.

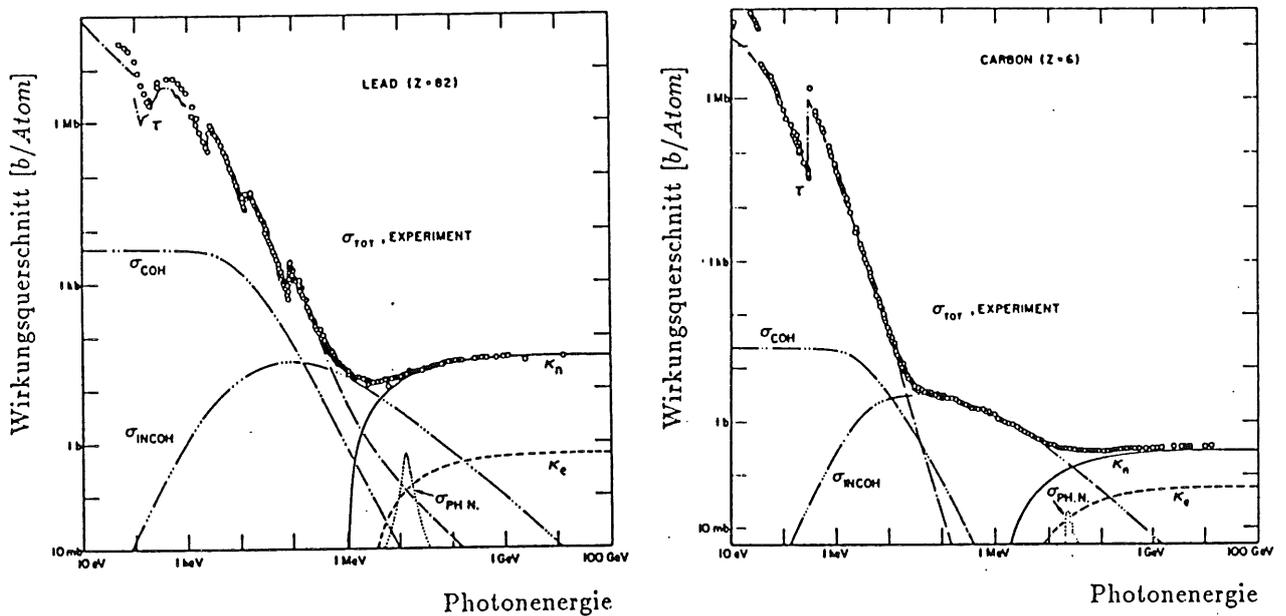


Abbildung 3.8:

Totale Wirkungsquerschnitte für Photonen in Blei und Kohlenstoff als Funktion der Energie nach [Par86] mit den einzelnen Beiträgen:

- | | |
|-------------------------|--|
| τ | : atomarer Photoeffekt |
| σ_{COH} | : koherente (Rayleigh-) Streuung |
| σ_{INCOH} | : inkoherente (Compton-) Streuung |
| κ_n | : Paarerzeugung im Coulombfeld des Kerns |
| κ_e | : Paarerzeugung im Coulombfeld eines Elektrons |
| $\sigma_{\text{PH.N.}}$ | : Photonukleare Absorption |

3.2.5 Compton-Streuung

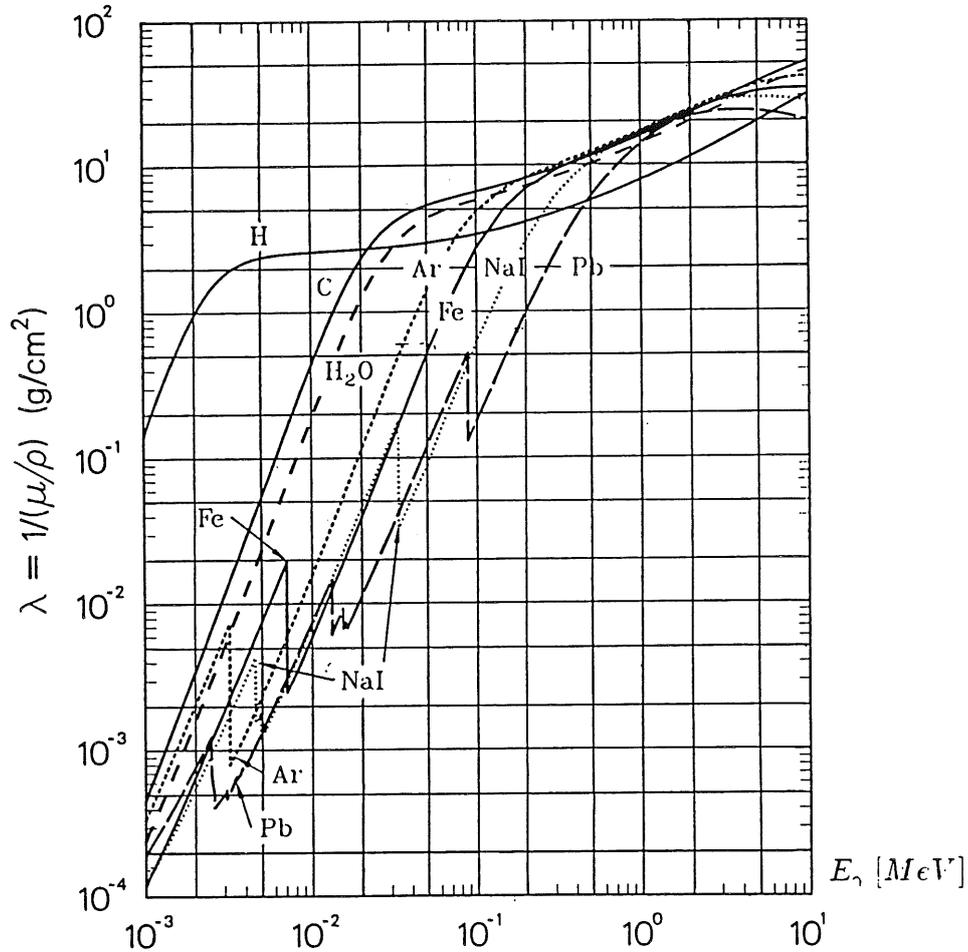


Abbildung 3.9: Mittlere freie Weglänge für Photonen als Funktion der Energie nach [Par90]

Aufgrund der besonderen Energieabhängigkeit des Paarbildungs- und Photoeffekts existiert im Bereich $2 \text{ MeV} - 10 \text{ MeV}$ ein Minimum im γ -Wirkungsquerschnitt. In diesem Bereich wird der γ -Wirkungsquerschnitt durch den Compton-Effekt dominiert, der hier durch [Mus88]

$$\sigma_c = \pi r_e^2 \frac{Z}{E_\gamma / (m_e c^2)} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{2 E_\gamma}{m_e c^2} \right) \quad (3.41)$$

mit den Bezeichnungen der Gl. 3.24 angenähert werden kann. Die sich aus den γ -Wirkungsquerschnitten ergebenden mittleren freien Weglängen

$$\lambda = \frac{1}{\mu/\rho} = \left(\frac{N_A}{A} \sigma_\gamma \right)^{-1} \quad (3.42)$$

sind in Abb. 3.9 für verschiedene Materialien dargestellt. Sie unterscheiden sich kaum im Energiebereich von $1 - 2 \text{ MeV}$ und wenig im darüberliegenden Bereich bis etwa 10 MeV für Materialien mit Kernladungszahl $Z > 1$.

3.2.6 Photoeffekt

Unterhalb des durch den Compton-Effekt dominierten Energiebereiches verlieren Photonen ihre Energie vorwiegend bei der Erzeugung von Photoelektronen.

Der Beitrag des atomaren Photoeffekts zum totalen Photonwirkungsquerschnitt beträgt unter Vernachlässigung der Einflüsse an den Absorptionskanten für Photonen der Energie $E_\gamma \ll m_e c^2$ [Kal89]:

$$\sigma_{Ph} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 4\sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2}, \quad (3.43)$$

ist also proportional zu Z^5 .

3.3 Einfache Modelle elektromagnetischer Schauer

Um die Signalbildung elektromagnetischer Schauer zu verstehen, ist es hilfreich, einige einfache Modelle zu betrachten. Sie werden später bei der Entwicklung praktischer Simulationsverfahren benötigt werden.

3.3.1 Totale Spurlänge und Sampling-Fluktuationen

In einem homogenen Kalorimeter kann die mittlere nachweisbare Spurlänge $\langle T_d \rangle$ eines Schauers der Energie E_0 durch (vgl. [Rud89])

$$\langle T_d \rangle [X_0] \simeq F(z) \frac{E_0}{E_c}, \quad (3.44)$$

mit

$$F(z) \simeq e^{-z} \left[1 + z \ln \left(\frac{z}{1.53} \right) \right] \quad (3.45)$$

und

$$z = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{E_{min}}{E_c} \quad (3.46)$$

bestimmt werden. E_{min} bezeichnet eine zum Nachweis erforderliche Mindestenergie und hängt von der experimentellen Anordnung ab.

In einem Sampling-Kalorimeter setzt sich die nachweisbare totale Spurlänge nur aus den Spuranteilen der geladenen Teilchen in den aktiven Schichten zusammen. In einer ersten Näherung kann davon ausgegangen werden, daß das Signal proportional zur Anzahl der Kreuzungen von Ausleseschichten durch die Wege der geladenen Teilchen ist. Beträgt die Dicke einer Lage (eine aktive und eine passive Schicht) $d[X_0]$, so gilt für die Zahl der Kreuzungen N_s :

$$N_s \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d} \quad (3.47)$$

und mit Gl. 3.44:

$$N_s \simeq F(z) \frac{E_0}{E_c d}. \quad (3.48)$$

Unter der Annahme, daß die einzelnen Kreuzungen voneinander unabhängig sind und die Größe N_s normalverteilt ist, folgt für die relative Streuung der Zahl der Kreuzungen:

$$\frac{\sigma_{N_s}}{N_s} = \frac{1}{\sqrt{N_s}}. \quad (3.49)$$

Eine untere Grenze für die relative Energieauflösung elektromagnetischer Sampling-Kalorimeter ergibt sich dann mit Gl. 3.48 zu

$$\frac{\sigma_E}{E}(e) = 3.2\% \sqrt{\frac{E_c [MeV]}{F(z)} \frac{d[X_0]}{E_0 [GeV]}}. \quad (3.50)$$

Aufgrund der statistischen Natur der Sampling-Fluktuationen verbessert sich die relative Energieauflösung mit wachsender Energie entsprechend der Beziehung

$$\frac{\sigma_E}{E}(e) = \frac{const}{\sqrt{E_0 [GeV]}}. \quad (3.51)$$

Der Test eines Kalorimeterstapels, der eine mit dem elektromagnetischen Teil des H1-Kalorimeters vergleichbare Sampling-Struktur aufwies, ergab eine totale Energieauflösung für elektromagnetische Schauer der Form [Bra87]

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{tot}(e) = \sqrt{\frac{a^2}{E_0 [GeV]} + \frac{b^2}{E_0^2 [GeV^2]} + c^2} \quad (3.52)$$

mit dem Parameter $a = 0.112 (\pm 0.03)$, der den Anteil der Sampling-Fluktuationen bestimmt. Dieser Wert stimmt nahezu mit dem theoretisch nach Gl. 3.50 ermittelten Wert $a = 0.108$ überein [Hil92]. Der Parameter $b = 0.25$ in Gl. 3.52 kann einem durch elektronisches Rauschen und der Parameter $c = 0.007$ einem durch die Impulsschärfe des Teststrahls und Kalibrationsfehler verursachten Beitrag zur totalen Energieauflösung zugeordnet werden.

Weitere Effekte, die die Auflösung verschlechtern, können in jedem Kalorimeter durch konstruktiv bedingte Inhomogenitäten der Auslesestruktur, wie z.B. Spalten (engl.: cracks) zwischen den gestapelten Sampling-Schichten, verursacht werden.

3.3.2 Longitudinale und laterale Energieverteilungen

Die longitudinale Entwicklung photoninduzierter Schauer in Bleiglas kann nach [Lon75] durch eine Gammaverteilung beschrieben werden

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_0 b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt}, \quad (3.53)$$

mit

$$\begin{aligned} b &\simeq 0.5 \\ a &= b \cdot t_{max}, \end{aligned}$$

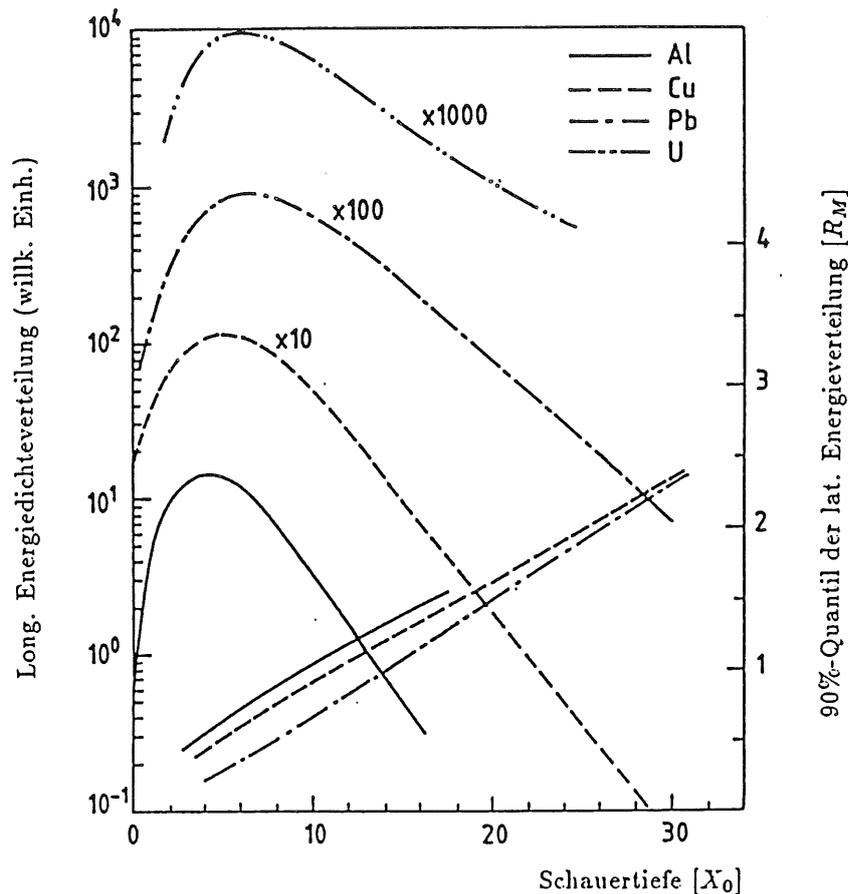


Abbildung 3.10: Longitudinale Schauerentwicklung für 6 GeV Elektronen in verschiedenen Materialien (linke Ordinate) und 90%-Quantil der lateralen Verteilungen als Funktion der Schauertiefe in Molière-Radien (rechte Ordinate) [FAB85].

wobei

$$t \quad : \quad \text{Schauertiefe in } [X_0]$$

$$t_{max} \quad : \quad 1.01 \left[\ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - 1 \right] \quad \text{in } [X_0]$$

bedeuten.

Die in Abb. 3.10 für 6 GeV Elektronen aufgetragenen longitudinalen Energieverteilungsdichten zeigen, daß die Schauerprofile in verschiedenen Materialien nur näherungsweise in Strahlungslängen skalieren. Mit wachsender Ladungszahl des Kalorimetermaterials werden die Verteilungen insgesamt breiter und ihre Maxima verschieben sich zu höheren Strahlungslängen.

Die laterale Verteilung der Energie eines Schauers wird neben der Vielfachstreuung der Elektronen, die bei der Berechnung des Molière-Radius zugrunde gelegt wurde, auch durch transversal auswandernde Photonen aus dem oben diskutierten Energiebereich des minimalen Wirkungsquerschnittes bestimmt. Eine laterale Skalierung in Molière-Radien ist daher nur näherungsweise gegeben (siehe Abb. 3.10). Qualitativ kann das Verhalten der lateralen Energiedeposition durch einen harten

Kern von etwa $0.2 R_M$ beschrieben werden, der von einem ausgedehnten Bereich geringer Energiedeposition (Halo) umgeben ist. Dabei erfolgen etwa 90 % der Energiedeposition innerhalb eines Molière-Radius und 95 % innerhalb von $2R_M$.

Die aufgestellten Zusammenhänge erklären qualitativ einige für die Kalorimetrie wichtige Beziehungen:

- Das Signal eines Schauers ist der einfallenden Energie proportional.
- Die relative Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters ist umgekehrt proportional zu \sqrt{E} .
- Die Schauerlänge ist dem Logarithmus der einfallenden Energie proportional.
- Die longitudinale Entwicklung eines Schauers skaliert in Strahlungslängen.
- Die laterale Ausbreitung eines Schauers skaliert in Molière-Radien.

Zur quantitativen Bestimmung der longitudinalen und lateralen Energieverteilungen wurde in der vorliegenden Arbeit die Z-Abhängigkeit durch die im Anhang aufgeführten unterschiedlichen Parametrisierungen für verschiedene Kalorimetertypen berücksichtigt.

3.4 Energiedeposition bei hadronischen Schauern

3.4.1 Energieaufteilung

Um die Signalbildung in einem hadronischen Kalorimeter besser verstehen zu können, ist es zweckmäßig, die Energie eines einfallenden Hadrons auf die verschiedenen Komponenten eines hadronischen Schauers aufzuteilen und das Signalverhalten der einzelnen Komponenten im Kalorimeter getrennt zu betrachten.

Unsichtbarer Energieanteil

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern ist zu berücksichtigen, daß ein wesentlicher Teil der Energie eines schauernden Hadrons möglicherweise nicht zur Signalbildung beiträgt. Zum nicht nachweisbaren Energieanteil zählt zunächst der Teil eines hadronischen Schauers, der die geometrischen Abmessungen eines gegebenen Kalorimeters verläßt. Zum besseren Verständnis des prinzipiellen Verhaltens hadronischer Schauer sei aber hier davon ausgegangen, daß der wesentliche Teil eines Schauers vollständig in einem Kalorimeter enthalten ist.

Der wichtigste nicht nachweisbare Energieanteil wird in Kernprozessen verbraucht. Während der Kernspallation müssen etwa $8 M\epsilon V$ pro Nukleon zur Überwindung der Bindungsenergie der Nukleonen an den Kern aufgebracht werden. Ein bestimmter Teil der dabei freigesetzten niederenergetischen Neutronen ($E_{kin} \lesssim 50 M\epsilon V$) kann ohne weitere Wechselwirkungen aus dem Kalorimeter entweichen. Auch die in den

Spallationen auf die Restkerne übertragene Rückstoßenergie wird wegen der geringen Reichweite der Kerne nicht zum Signal beitragen können und soll daher zu den prinzipiell unsichtbaren Energien aus Kernprozessen gerechnet werden.

Weiterhin tragen Neutrinos aus π - und K -Zerfällen nicht zur Signalbildung bei. Ihr Beitrag zum nicht nachweisbaren Energieanteil eines Schauers ist aber gegenüber dem in Kernprozessen verbrauchten Energieanteil von geringer Bedeutung. Im Verlauf einer Schauerentwicklung summieren sich die Beiträge, die der kalorimetrischen Messung nicht zugänglich sind, je nach einfallender Energie auf im Mittel bis zu 50% der Energie, die nicht durch elektromagnetische Subschauber deponiert wird. Je nach Art und Anzahl der beteiligten Kernprozesse ist dieser Wert starken Fluktuationen unterworfen.

Definition der meßbaren Energie

Auf der Ebene einer einzelnen unelastischen Wechselwirkung kann angegeben werden, welcher Teil der totalen Energie E_{tot} des einfallenden Teilchens im weiteren Verlauf der Schauerentwicklung überhaupt als meßbare Energie in einem Kalorimeter zur Verfügung stehen wird. Die meßbare Energie E_{meas} wird für die am häufigsten vorkommenden Teilchen gemäß

$$E_{meas} := E_{tot} + \begin{cases} -m_0 & \text{für } e^-, p, n, d, t, \alpha \\ +m_0 & \text{für } e^+, \bar{p}, \bar{n} \\ -m_p & \text{für } \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^- \\ +m_p & \text{für } \bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}^0, \bar{\Sigma}^+, \bar{\Sigma}^-, \bar{\Xi}^0, \bar{\Xi}^+, \bar{\Omega}^+ \\ 0 & \text{für Photonen und Mesonen} \end{cases} \quad (3.54)$$

berechnet, wobei m_0 die Ruhemasse des entsprechenden Teilchens und m_p die Ruhemasse des Protons bedeuten.

Bei der Berechnung von E_{meas} ist zu berücksichtigen, daß die Energien der Ruhmassen stabiler Teilchen überhaupt nicht, die Ruhmassen instabiler Teilchen je nach Zerfallskanal aber über die kinetischen Energien ihrer Zerfallsprodukte zur Signalbildung beitragen können. Für Antiteilchen ist zu beachten, daß nach Annihilationen mit stabilen Teilchen die zweifache Ruhemasse dieser Teilchen als meßbare Energieform zur Verfügung steht. Da apriori nicht angegeben werden kann, über welche Kanäle ein Zerfall stattfinden wird, und da der über die Neutrinos aus schwachen Zerfällen getragene Energieverlust für die Berechnung der intrinsischen Verluste aus Kernprozessen nicht wichtig ist, wird davon ausgegangen, daß die Ruhemasse von Mesonen vollständig in meßbare Energie überführt wird.

Der in einer unelastischen Wechselwirkung erzeugte intrinsische Energieverlust

$$E_{loss}^{int} = E_{meas}^{inc} - \sum_{i=1}^n E_{meas}^i \quad (3.55)$$

läßt sich schließlich einfach als Differenz von einfallender meßbarer Energie E_{meas}^{inc} und meßbarer Energie der Sekundärteilchen E_{meas}^i angeben.

Elektromagnetischer Energieanteil

Der elektromagnetische Energieanteil, der vorwiegend über den Zerfall der neutralen Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in Form von elektromagnetischen Subschauern deponiert wird, unterliegt starken Fluktuationen. Er hängt stark von der Anzahl der neutralen Pionen ab, die in der ersten unelastischen Wechselwirkung eines Schauers erzeugt wurden.

Als Näherungswert für den mittleren elektromagnetischen Anteil $\langle f_{em} \rangle$ eines hadronischen Schauers kann [Fab85]

$$\langle f_{em}(E) \rangle = \frac{\langle E_{\pi^0} \rangle}{E_{inc}} \simeq \kappa \ln(E_{inc} [GeV]) \quad (3.56)$$

mit $\kappa = 0.1$ angenommen werden, wenn die Energie des einfallenden Teilchens E_{inc} im Bereich von $10 - 100 GeV$ liegt. Außerhalb des angegebenen Bereiches kann die Funktion allerdings unphysikalische Werte für $\langle f_{em} \rangle$ ergeben.

Ein physikalisch sinnvollerer Verhalten im asymptotischen Bereich liefert ein einfaches Modell [Gro89], das zunächst die hadronische Aktivität im niederenergetischen Bereich bestimmt. Zu diesem Zweck wird z.B. die Anzahl der Kernspaltungen N durch eine Rekursionsformel

$$N(nE) = (1 - f_{\pi^0}) n N(E) \quad (3.57)$$

angegeben, in der E die Schauerenergie, f_{π^0} den in einer inelastischen Wechselwirkung im Mittel erzeugten π^0 -Anteil und n die Multiplizität der Schauerteilchen bedeuten. Unter den stark vereinfachenden Annahmen, daß $N(E)$ einem Potenzgesetz

$$N(E) = k E^m \quad (3.58)$$

gehört und f_{π^0} und n nicht von der Energie abhängen, folgt durch einsetzen :

$$m - 1 = \log_n(1 - f_{\pi^0}) \quad (3.59)$$

Wird jetzt angenommen, daß die hadronische Energie E_h überwiegend von niederenergetischen Hadronen stammt, und ein Skalenfaktor $E_0 = \mathcal{O}(1 GeV)$ eingeführt

$$E_h \propto N(E) \Rightarrow E_h = E_0^{1-m} E^m, \quad (3.60)$$

so folgt für den elektromagnetischen Energieanteil

$$\langle f_{em}(E) \rangle = 1 - \frac{E_h}{E} = 1 - \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\log_n(1 - f_{\pi^0})} \quad (3.61)$$

Aufgrund des Logarithmus in Gl. 3.61 variiert $\langle f_{em} \rangle$ nur wenig mit n und f_{π^0} . Der Hochenergie-Limes

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \langle f_{em}(E) \rangle = 1 \quad (3.62)$$

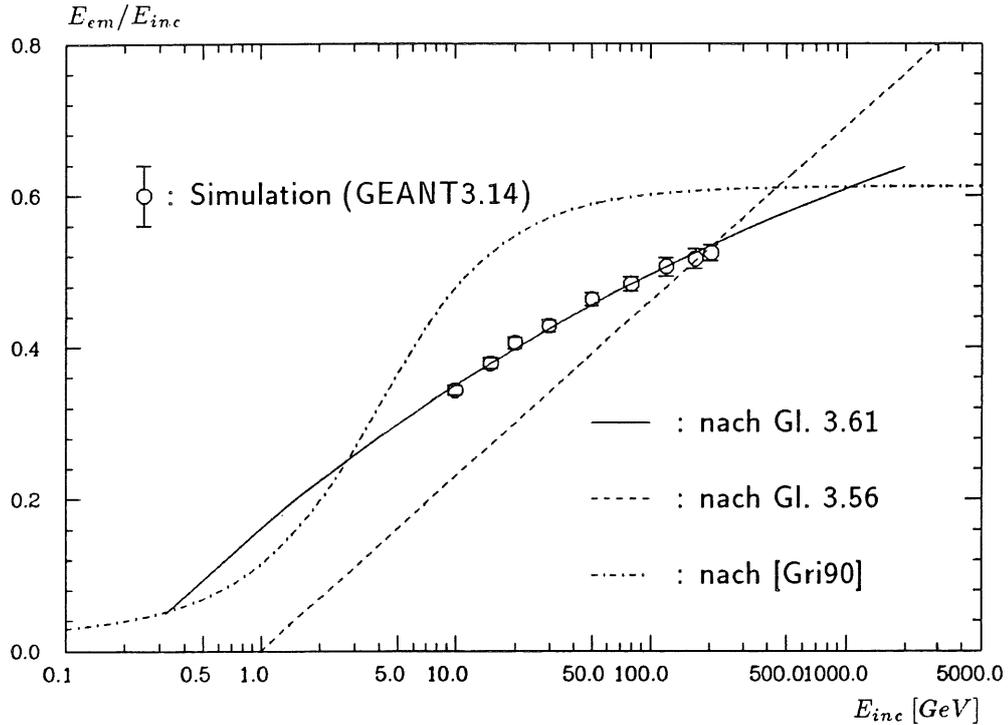


Abbildung 3.11: Mittlerer elektromagnetischer Anteil π^+ -induzierter hadronischer Schauer als Funktion der einfallenden Energie für simulierte H1-Kalorimeterdaten und verschiedene Parametrisierungen

zeigt das erwartete Verhalten. Der asymptotische Verlauf im niederenergetischen Bereich

$$\lim_{E \rightarrow E_0} \langle f_{em}(E) \rangle = 0 \quad (3.63)$$

legt nahe, den Skalenparameter E_0 mit einer Schwellenenergie zur π^0 -Erzeugung zu identifizieren.

In Abb. 3.11 ist der Verlauf des mittleren elektromagnetischen Anteils gezeigt, wie er sich aus der Anpassung von Gl. 3.61 an simulierte elektromagnetische Energieanteile im H1-Kalorimeter ergab. Unter Verwendung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurden die folgenden Werte für die Parameter gefunden:

$f_{em}(E)$	f_{π^0}	n	E_0	χ^2/dof
Anpassung	0.240 ± 0.010	12.03 ± 0.97	0.202 ± 0.005	0.63
nach [Gro89]	0.33	20.0	1.0	

Zum Vergleich sind in Abb. 3.11 elektromagnetische Anteile dargestellt, wie sie sich aus Gl. 3.56 und aus einer kombinierten Anpassung longitudinaler Energieverteilungen (vgl. A.10) an experimentelle Daten [Gri90] ergaben.

Hadronischer Energieanteil

Der verbleibende Teil der Energiedeposition, der im folgenden als rein hadronischer Teil bezeichnet werden soll, wird vor allem von geladenen Hadronen in atomaren Streuprozessen durch Ionisation im Kalorimeter deponiert.

Zum hadronischen Anteil der deponierten Energie sollen aber auch die Energiebeträge zählen, die von niederenergetischen Neutronen durch Kernstreuung mittelbar oder von Photonen aus nuklearen Prozessen direkt deponiert werden. In welchem Umfang diese beiden Energieformen zur Signalbildung in einem Sampling-Kalorimeter beitragen können, hängt sehr stark von der Wahl der Absorber- und Auslesematerialien und deren Dickenverhältnis ab.

Energiebilanz

Die einfallende Energie E_{inc} eines schauernden Hadrons kann somit in folgende Komponenten aufgeteilt werden:

E_{loss} Energiebetrag, der nicht zur Signalbildung beitragen kann und aus dem intrinsischen Energieverlust E_{loss}^{int} sowie aus dem geometrischen Energieverlust E_{loss}^{geom} besteht,

E_{em} Energiebetrag, der in Form von elektromagnetischen Subschauern deponiert wird,

E_{ion} Energiebetrag, der durch schwere geladene Teilchen ($m \gg m_e$) in Form von Ionisation im Kalorimeter deponiert wird,

E_n Energiebetrag, der von niederenergetischen Neutronen ($E_{kin} \lesssim 50 \text{ MeV}$) durch Kernstreuung mittelbar deponiert wird, und

E_γ Energiebetrag, der durch Photonen aus nuklearen Prozessen deponiert wird.

Wenn die hadronischen Anteile der Energiedeposition in

$$E_{had} = E_{ion} + E_n + E_\gamma \quad (3.64)$$

zusammengefaßt werden, lautet die Energiebilanz:

$$E_{inc} = E_{loss} + E_{had} + E_{em} \quad (3.65)$$

oder bezogen auf die einfallende Energie E_{inc}

$$1 = f_{loss} + f_{had} + f_{em} \quad \text{mit} \quad f_{had} = f_{ion} + f_n + f_\gamma . \quad (3.66)$$

Sie ist für π^+ -induzierte Schauer in einem Blei-Eisen-Flüssig-Argon Kalorimeter in Abb. 3.12 als Ergebnis von Simulationsrechnungen (GEANT314), die im folgenden Kapitel näher erläutert werden, dargestellt.

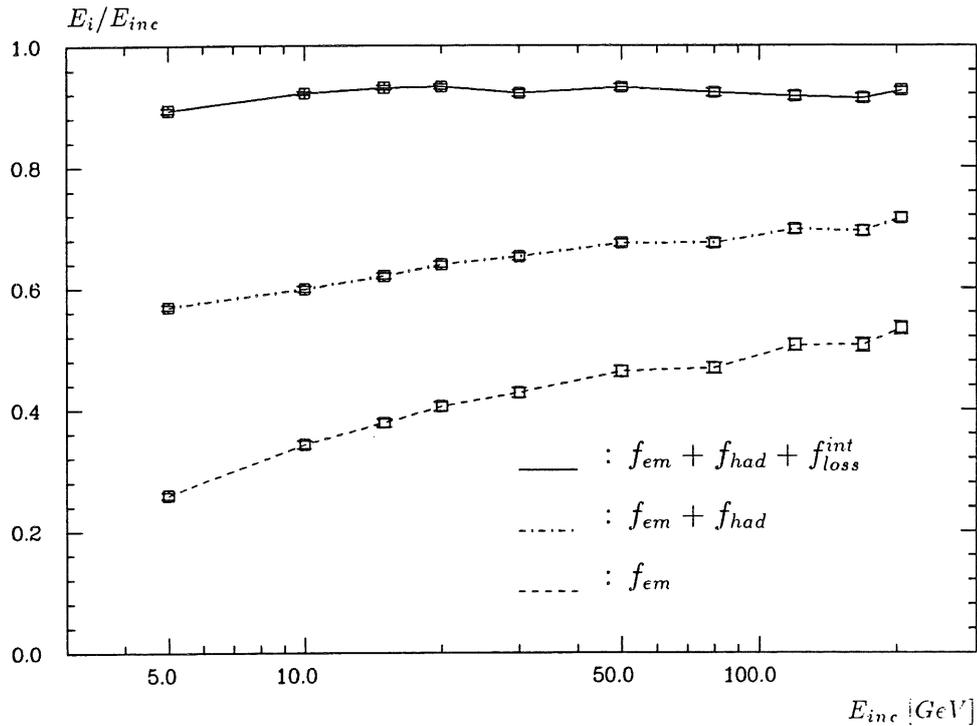


Abbildung 3.12: Energiebilanz für Pionschauer als Funktion der Energie
(Es gilt: $(f_{em} + f_{had} + f_{loss}^{int}) + f_{loss}^{geom} = 1$)

3.4.2 Sichtbare Energieanteile

Die in einem Sampling-Kalorimeter meßbare Energie hängt nicht nur von den verschiedenen in Gl. 3.65 aufgeführten Beiträgen ab, sondern auch von deren recht unterschiedlichen im aktiven Medium deponierten Anteilen. Das Verhalten dieser sichtbaren Anteile soll nun mit besonderem Blick auf die in dieser Arbeit zu simulierende Kalorimeterstruktur aus Pb-LAr- und Fe-LAr-Schichten für die verschiedenen Komponenten eines hadronischen Schauers untersucht werden.

Definitionen

Der in den Ausleseschichten meßbare Energieanteil der total deponierten Energie

$$S = \frac{E_a}{E_a + E_p} \quad (3.67)$$

mit:

- E_a : in der aktiven Schicht deponierte Energie
- E_p : in der passiven Schicht deponierte Energie

kann über den Energieverlust sogenannter minimal ionisierender Teilchen (mips) definiert werden. Ein „mip“ bezeichnet dabei ein idealisiertes Teilchen, das seine

Energie ausschließlich durch Ionisation verliert und dessen Energieverlust pro Strahlungslänge für alle Energien dem Ionisationsverlust entspricht, den ein einfach geladenes, schweres Teilchen (z.B. p^+) am Minimum seiner Energieverlustkurve (siehe Abb. 3.13) erfährt.

Mit Hilfe des tabellierten (z.B. [Par86]) minimalen Energieverlustes $dE/dx|^{mip}$ kann der sichtbare Energieanteil für die Schichtdicken d eines gegebenen Sampling-Kalorimeters über

$$\widetilde{mip} = \frac{d_a \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_a^{mip}}{d_a \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_a^{mip} + d_p \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_p^{mip}} \quad (3.68)$$

berechnet werden. Die Indizes a und p bezeichnen jeweils die Größen des aktiven, bzw. passiven Mediums.

e/mip

Unter den Annahmen, daß die mittlere Spurlänge $\langle t \rangle$ eines Schauers in einer Schicht etwa der Schichtdicke entspricht

$$\langle t_a \rangle \simeq d_a \quad , \quad \langle t_p \rangle \simeq d_p \quad (3.69)$$

und daß der mittlere Energieverlust von Elektronen durch Ionisation dem eines „mip's“ entspricht (siehe Abb. 3.13),

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^{ion}(\epsilon) \simeq \left. \frac{dE}{dx} \right|^{mip} \quad (3.70)$$

wäre zu erwarten, daß der sichtbare Energieanteil von elektromagnetischen Schauern $\bar{\epsilon} \equiv \epsilon$ gleich dem der minimal ionisierenden Teilchen $\widetilde{mip} \equiv mip$ wäre und somit $\epsilon/mip = 1$ gelten könnte¹.

Experimentell zeigt sich jedoch, daß für das Verhältnis e/mip in Sampling-Kalorimetern mit Absorbern einer hohen Ladungszahl immer $e/mip < 1$ gilt. Und zwar ist ϵ/mip umso kleiner, je größer der Unterschied der Ladungszahlen ΔZ von Auslese- und Absorbermaterial ist. Dieses experimentelle Ergebnis erklärt sich aus zwei Sachverhalten.

Zum einen ist der Einfluß der Vielfachstreuung auf die mittlere Spurlänge der Elektronen $\langle t \rangle$ zu berücksichtigen. Der Weg der geladenen Teilchen durch die aktiven Schichten $t_a [X_0]$ verlängert sich gegenüber der Dicke der aktiven Schicht $d_a [X_0]$ im Mittel um einen Faktor $1 / \langle \cos \Theta_{ms} \rangle$ [Ama81] entsprechend der Beziehung

$$\langle t_a \rangle = d_a / \langle \cos \Theta_{ms} \rangle \quad (3.71)$$

mit

$$\langle \cos \Theta_{ms} \rangle \approx \cos \frac{E_{ms}}{\pi E_c} \quad ,$$

¹Das Verhältnis eines sichtbaren Energieanteils \bar{k} bezogen auf den sichtbaren Energieanteil eines mip's \widetilde{mip} wird im folgenden mit der vereinfachten Schreibweise k/mip bezeichnet werden.

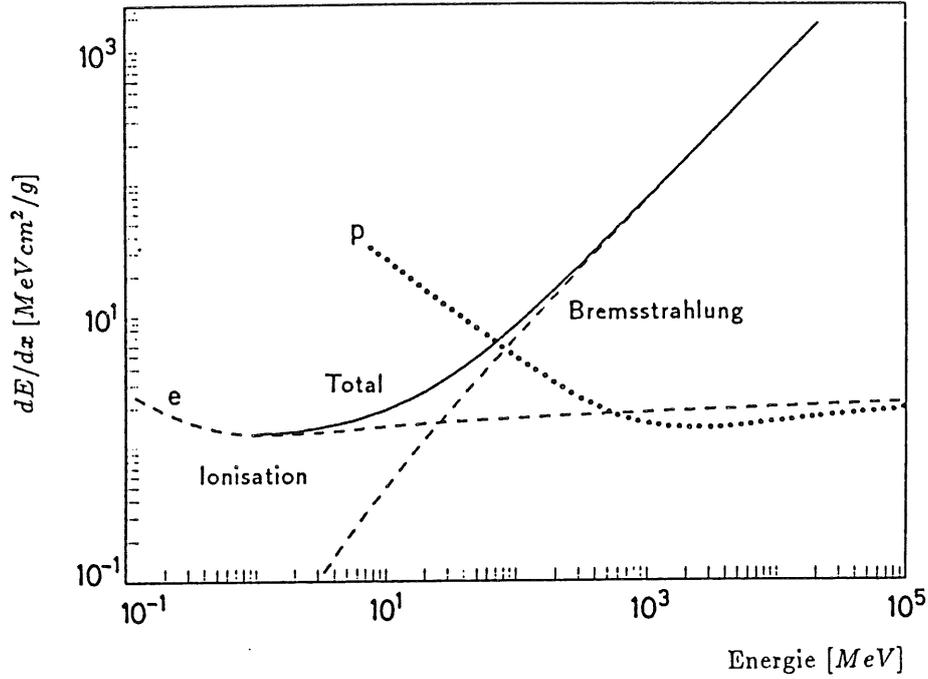


Abbildung 3.13: Bremsstrahlungs- und Ionisationsverlust für Elektronen verglichen mit dem Ionisationsverlust von Protonen in Kupfer [LEO87]

wobei E_{ms} die in Gl. 3.35 zur Beschreibung der lateralen Ausbreitung verwendete Konstante bezeichnet. Der sichtbare Energieanteil elektromagnetischer Schauer

$$\bar{\epsilon} = \frac{\langle t_a \rangle \cdot \langle \frac{dE}{dx} \rangle_a^{ion}}{\langle t_a \rangle \cdot \langle \frac{dE}{dx} \rangle_a^{ion} + \langle t_p \rangle \cdot \langle \frac{dE}{dx} \rangle_p^{ion}} \quad (3.72)$$

mit

$$\langle t_a \rangle \simeq d_a / \langle \cos \Theta_{ms} \rangle_a \quad \text{und} \quad \langle t_p \rangle \simeq d_p / \langle \cos \Theta_{ms} \rangle_p \quad \text{nach Gl. 3.71}$$

ist dann aufgrund der relativ größeren mittleren Spurlänge im Absorbermaterial $\langle t_p \rangle$ mit Sicherheit kleiner als \widetilde{mip} .

Zum anderen ist die starke Ladungszahlabhängigkeit (proportional zu Z^5) des Wirkungsquerschnittes für den atomaren Photoeffekt bei niedrigen Energien ($E < 1 \text{ GeV}$) zu beachten. Da zudem die Reichweite von Photoelektronen in dichtem Material weniger als 1 mm beträgt und rasch mit sinkender Energie abnimmt, werden die meisten Photonen und Elektronen ihre Energie vollständig im Absorbermaterial verlieren. Lediglich die an der Grenze zum aktiven Medium erzeugten Photoelektronen werden zum Signal beitragen. Prinzipiell erlaubt somit dieser Effekt durch die geeignete Wahl der Schichtdicken, das Verhältnis ϵ/mip in gewissen Grenzen zu beeinflussen. Die nicht voll zutreffende Bezeichnung dieses Sachverhalts als Übergangseffekt (engl.: transition effect) ist vor allem historisch bedingt.

In welchem relativen Umfang die beiden Phänomene den sichtbaren Energieanteil in Sampling-Kalorimetern beeinflussen, kann nur durch Simulationsrechnungen

genau bestimmt werden [Fla85]. Dabei ist einerseits die Schichtstruktur eines Kalorimeters und andererseits das Verhalten der niederenergetischen Schauerteilchen exakt nachzubilden.

Für einfache Sampling-Strukturen, die lediglich aus einer Absorber- und Ausleseschicht bestehen, konnte mit Hilfe umfangreicher Simulationsrechnungen eine einfache Parametrisierung [Pes90]

$$\frac{e}{mip} = \frac{1}{1 + a(Z_p - Z_a)} \quad (3.73)$$

mit:

- Z_a : Ladungszahl der aktiven Schicht
- Z_p : Ladungszahl der passiven Schicht
- $a \approx 0.007$

gewonnen werden. Der Parameter a hängt darin logarithmisch von der Schichtdicke der passiven Schicht ab und ist für eine Dicke von $1 X_0$ angegeben.

ion/mip

Das Verhältnis ion/mip bezeichnet den sichtbaren Ionisationsverlust von Protonen, geladenen Pionen und Myonen in einem hadronischen Schauer, bezogen auf den sichtbaren Anteil eines mip's. Da in hadronischen Schauern der überwiegende Teil der Ionisation von Spallationsprotonen stammt, wird das Verhalten von \widetilde{ion} durch das Verhalten von \widetilde{p} im Bereich des nichtrelativistischen Anstiegs der „ dE/dx -Kurve“ bestimmt. \widetilde{ion} weicht aus mehreren Gründen von \widetilde{mip} ab [Wig86]:

- Die begrenzte Reichweite niederenergetischer Protonen im Absorbermaterial führt zu einer Verringerung von \widetilde{ion} gegenüber \widetilde{mip} (siehe Abb. 3.14b.), die besonders bei geringen Schauerenergien von Bedeutung ist.
- Das Verhältnis $(dE/dx)_{aktiv}/(dE/dx)_{passiv}$ (siehe Abb. 3.14a.) hängt für nicht minimal ionisierende Teilchen von den verwendeten Materialien ab und führt im Energiebereich unterhalb von $1 GeV$ zu einem Anwachsen von \widetilde{ion} gegenüber \widetilde{mip} .
- Die Vielfachstreuung niederenergetischer Protonen verringert \widetilde{ion} gegenüber \widetilde{mip} entsprechend dem in Gl. 3.72 behandelten Zusammenhang.
- Weiterhin können Sättigungs- und Rekombinationseffekte in den Ausleseschichten das Verhältnis von ion/mip verringern. Diese apparativen Effekte hängen stark von der Wahl des Ausleseverfahrens eines Kalorimeters ab. Sie werden für die im H1-Detektor verwendeten Kalorimeter im 5. Kapitel berechnet werden.

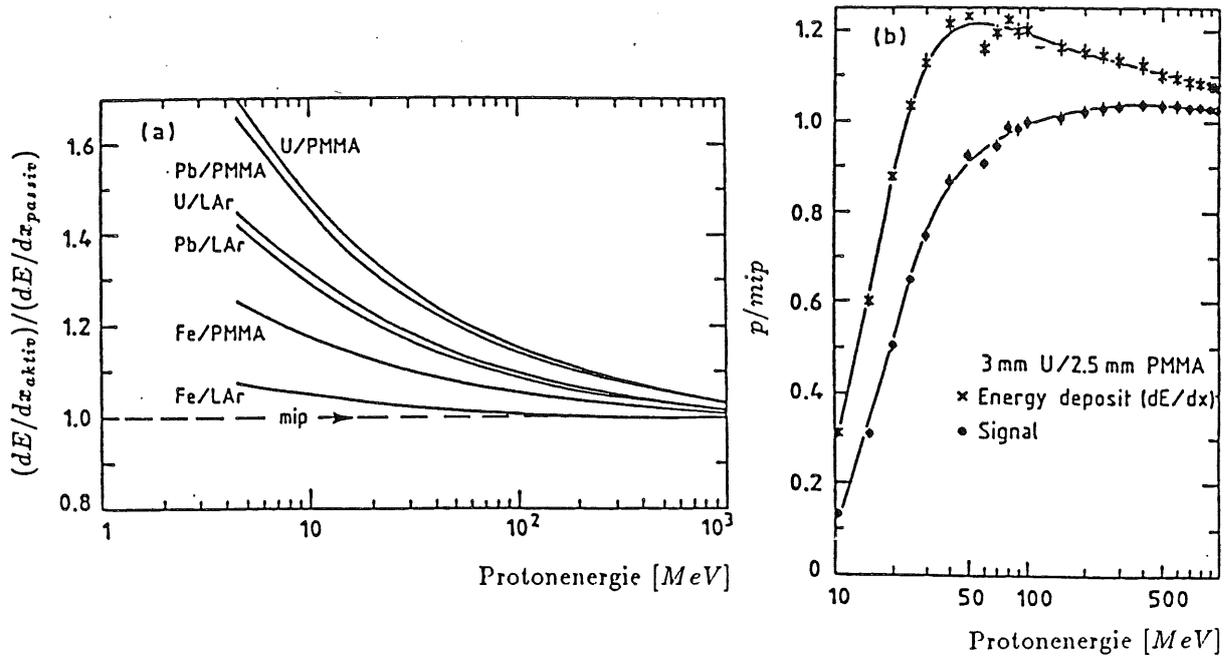


Abbildung 3.14:

- a.) Verhältnis der Ionisationsverluste von Protonen in Auslese- und Absorbermedien für verschiedene Materialkombinationen und
 b.) Sichtbarer Energieanteil für Spallationsprotonen (p/mip) als Funktion der Energie [WIG86]

γ/mip

Einen noch stärkeren Einfluß als auf e/mip hat der Übergangseffekt auf die Signalbildung der Schauerkomponente der nuklearen Photonen $f_\gamma \cdot \tilde{\gamma}$. Aufgrund der relativ geringen Energien der nuklearen γ 's gilt sicher

$$\gamma/mip < e/mip.$$

Bei einer beabsichtigten Kompensation der hadronischen Schauerverluste durch z.B. zusätzliche prompte Photonen aus Kernspaltungsprozessen ist diese Abschwächung des Signals der Komponente f_γ zu beachten.

n/mip

Zur Verringerung der Fluktuationen in der Energiedeposition ist es wichtig, den zunächst unsichtbaren Anteil der niederenergetischen Neutronen f_n für die Signalbildung nutzbar zu machen. Am wirkungsvollsten geschieht dies durch elastische n-p-Streuungen, die aufgrund der nahezu gleichen Masse der Stoßpartner einen maximalen Energieübertrag der Neutronen auf geladene Teilchen erlauben. Technisch kann diese mittelbare Nutzung der niederenergetischen Neutronen für die Signalbildung durch wasserstoffhaltige Auslemedien wie z.B. organische Szintillatoren und Flüssigkeiten oder wasserstoffhaltige Zusätze verwirklicht werden.

Eine andere Möglichkeit, den Anteil f_n zu nutzen, bietet die bei der Absorption thermischer Neutronen freiwerdende γ -Strahlung. So können z.B. schon geringe ($\sim 1\%$) Cadmium-Zusätze zu einem wirkungsvollen Neutroneneinfang führen. Die nach einem Neutroneneinfang vom Cadmium freigesetzte Energie beträgt etwa 9 MeV durch γ -Strahlung und entspricht damit etwa der in der Spallation aufgebrauchten Separationsenergie eines Nukleons. Die Nutzung dieses Effekts für das Kalorimetersignal stößt aber auf einige Schwierigkeiten:

- Zunächst müssen die Spallationsneutronen auf thermische Energien abgebremst werden.
- Die Freisetzung der γ -Strahlung erfolgt nicht prompt und erfordert daher je nach gewünschter Ausnutzung des Effekts verlängerte Signalintegrationszeiten [Wig91].
- Das Verhältnis γ/mip begrenzt die Wirksamkeit des Effekts für die Signalbildung der rein hadronischen Schauerkomponente.

Im H1-Kalorimeter wurden keine besonderen Maßnahmen ergriffen, den Anteil f_n zu nutzen. Hier können im günstigsten Fall der Neutron-Ar-Kern-Stöße im Mittel etwa 5% der Neutronenenergie auf ein geladenes Teilchen übertragen werden. Ein Teil der einfallenden Energie eines Hadronschauers entweicht daher in Form niederenergetischer Neutronen aus dem Kalorimeter.

3.4.3 Energieauflösung und das Verhältnis e/h

Die wichtigste Ursache für die Fluktuationen der Energiedeposition von hadronischen Schauern liegt in dem unterschiedlichen Verhalten der elektromagnetischen und hadronischen Schaueranteile sowie in deren wechselnden Anteilen an der total deponierten Energie. Wird zu Beginn eines Schauers ein hoher Anteil der einfallenden Energie in elektromagnetischen Subschauern ohne Energieverluste deponiert, so kann nur ein kleiner Teil der Energie in hadronischen Prozessen auf den unsichtbaren und den rein hadronischen Teil des Schauers aufgeteilt werden. In diesem Fall werden daher die Verluste im unsichtbaren Energieanteil gering sein. Im entgegengesetzten Fall eines niedrigen π^0 -Anteils kann hingegen ein hoher Energieanteil im Laufe der Schauerentwicklung in unsichtbare Energieformen umgewandelt werden.

Es folgen daraus die beiden Grundprobleme der Hadronkalorimetrie:

1. Hadronschauber erzeugen im Allgemeinen geringere Signale als Elektronschauber gleicher Energie.
2. Starke Fluktuationen der elektromagnetischen Komponente verschlechtern die Energieauflösung.

e/h -Verhältnis

Das unterschiedliche Signalverhalten kann in einem gegebenen Kalorimeter durch den Vergleich der gemessenen Signale ($\langle \Sigma \rangle$) elektromagnetischer und hadronischer Schauer gleicher einfallender Energie in der energieabhängigen Größe

$$\frac{e}{h} \Big|_m (E) := \frac{\langle \Sigma(\epsilon) \rangle}{\langle \Sigma(h) \rangle} \quad (3.74)$$

angegeben werden.

In Gl. 3.66 wurden die verschiedenen Beiträge zur rein hadronischen Komponente in der Größe

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

zusammengefaßt. In entsprechender Weise können auch die verschiedenen sichtbaren Anteile der einzelnen Komponenten so zu einer Größe \widetilde{had} zusammengefaßt werden, daß gelten möge:

$$\langle f_{had} \rangle \widetilde{had} = \langle f_{ion} \rangle \widetilde{ion} + \langle f_n \rangle \widetilde{n} + \langle f_\gamma \rangle \widetilde{\gamma}. \quad (3.75)$$

Mit den so definierten Größen kann das ϵ/h -Verhältnis auch durch

$$\frac{\epsilon}{h} \Big|_m (E) := \frac{E \bar{\epsilon}}{\langle E_{em}(E) \rangle \bar{\epsilon} + \langle E_{had}(E) \rangle \widetilde{had}}$$

oder bezogen auf die einfallende Energie $E = E_{inc}$ und den sichtbaren Anteil minimal ionisierender Teilchen (siehe Gl. 3.68) durch

$$\frac{e}{h} \Big|_m (E) := \frac{\frac{\epsilon}{mip}}{\langle f_{em}(E) \rangle \frac{\epsilon}{mip} + \langle f_{had}(E) \rangle \frac{had}{mip}} \quad (3.76)$$

ausgedrückt werden. Weiterhin kann durch die Einführung eines sogenannten intrinsischen ϵ/h -Verhältnisses [Wig87]

$$\frac{\epsilon}{h} \Big|_{intr} := \frac{\frac{\epsilon}{mip}}{1 - \langle f_{em} \rangle \frac{had}{mip}} = \frac{\frac{\epsilon}{mip}}{\langle f_{had} \rangle \frac{had}{mip}}, \quad (3.77)$$

das den sichtbaren Anteil der elektromagnetischen Komponente mit dem sichtbaren Anteil des nachweisbaren nicht elektromagnetischen Teils der Schauerenergie vergleicht, die Fähigkeit eines bestimmten Kalorimeters ausgedrückt werden, die intrinsischen Energieverluste zu kompensieren. Wenn bei der Auslegung eines Kalorimeters die unvermeidbaren Energieverluste f_{loss} möglichst gering gehalten werden können und gleichzeitig der elektromagnetische Signalanteil so eingestellt werden

kann, daß die Energieverluste durch einen hohen hadronischen Signalanteil kompensiert werden können, folgt für das intrinsische ϵ/h -Verhältnis:

$$\left. \frac{\epsilon}{h} \right|_{intr} = 1.$$

Da das meßbare mit dem intrinsischen ϵ/h -Verhältnis über

$$\left. \frac{\epsilon}{h} \right|_m (E) := \frac{\left. \frac{\epsilon}{h} \right|_{intr}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle \left(1 - \left. \frac{\epsilon}{h} \right|_{intr} \right)} \quad (3.78)$$

verknüpft ist, gilt im Falle vollständiger Kompensation ($\epsilon/h|_{intr} = 1$) auch für das meßbare ϵ/h -Verhältnis:

$$\left. \frac{\epsilon}{h} \right|_m = 1.$$

In Gl. 3.78 ist zu erkennen, daß bei vollständiger Kompensation die durch den π^0 -Anteil $\langle f_{em}(E) \rangle$ verursachte Energieabhängigkeit des meßbaren ϵ/h -Verhältnisses beseitigt wird. Dieser Sachverhalt ist bei der Messung der Energie von Jets, die aus Hadronen sehr unterschiedlicher Energie bestehen, von besonderer Wichtigkeit.

Intrinsische Energiefluktuationen

Jede Abweichung des ϵ/h -Verhältnisses von 1 durch Unter- oder Überkompensation führt zu einer Verstärkung der Energiefluktuationen, die durch die intrinsischen Verluste der hadronischen Schauerkomponente in Verbindung mit den Fluktuationen des π^0 -Anteils verursacht werden. Der Einfluß mangelnder Kompensation auf die relative Energieauflösung kann durch die Addition eines $\epsilon/h|_{intr}$ -abhängigen Terms zu den schauertypischen statistischen Fluktuationen σ' durch [Gro91]

$$\left(\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{tot} \right)^2 = \left(\frac{\sigma'}{E^{1-m/2}} \right)^2 + \left(1 - \frac{1}{\epsilon/h|_{intr}} \right)^2 \sigma_{\pi^0}^2 \quad (3.79)$$

ausgedrückt werden, wobei m wie in Gl. 3.59 definiert ist und σ_{π^0} die nahezu energieunabhängigen Fluktuationen des π^0 -Anteils bedeuten.

Durch die geeignete Wahl von Absorber- und Auslesematerialien und eine genaue Abstimmung ihrer Schichtdicken ist es möglich, das Signal der rein hadronischen Schauerkomponente so einzustellen, daß der additive Term in Gl. 3.79 verschwindet (siehe [Wig86]). Im ZEUS-Kalorimeter soll so durch die Verwendung von Uran- und Szintillatorschichten eine relative Energieauflösung für hadronische Schauer von

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{tot} \approx \frac{35\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (3.80)$$

erreicht werden.

Im H1-Kalorimeter wird einer bewährten Technologie mit Blei- bzw. Eisen-Flüssigargon-Schichten der Vorzug gegeben, die eine feine Segmentierung der Ausleseflächen insbesondere im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters erlaubt. Die hohen Fluktuationen, die hier durch die nichtkompensierende Auslegung des Kalorimeters entstehen, sollen nach der Signalaufnahme durch Software-Methoden reduziert werden.

Da sich die elektromagnetischen Subschauer und der rein hadronische Teil eines Schauers auf unterschiedlichen Skalen (X_0 , bzw. λ_0) ausbreiten, können die elektromagnetischen Anteile nachträglich ermittelt werden. Eine anschließende unterschiedliche Wichtung (engl.: weighting) der Komponenten f_{em} und f_{had} eines Schauers soll dann auch für das H1-Kalorimeter ein e/h -Verhältnis von nahezu 1 ergeben. Es wird erwartet [H187], daß nach der Wichtung die Energieauflösung für hadronische Schauer im H1-Kalorimeter

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{tot} (h) \approx \frac{50\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (3.81)$$

betragen wird.

Sampling-Fluktuationen

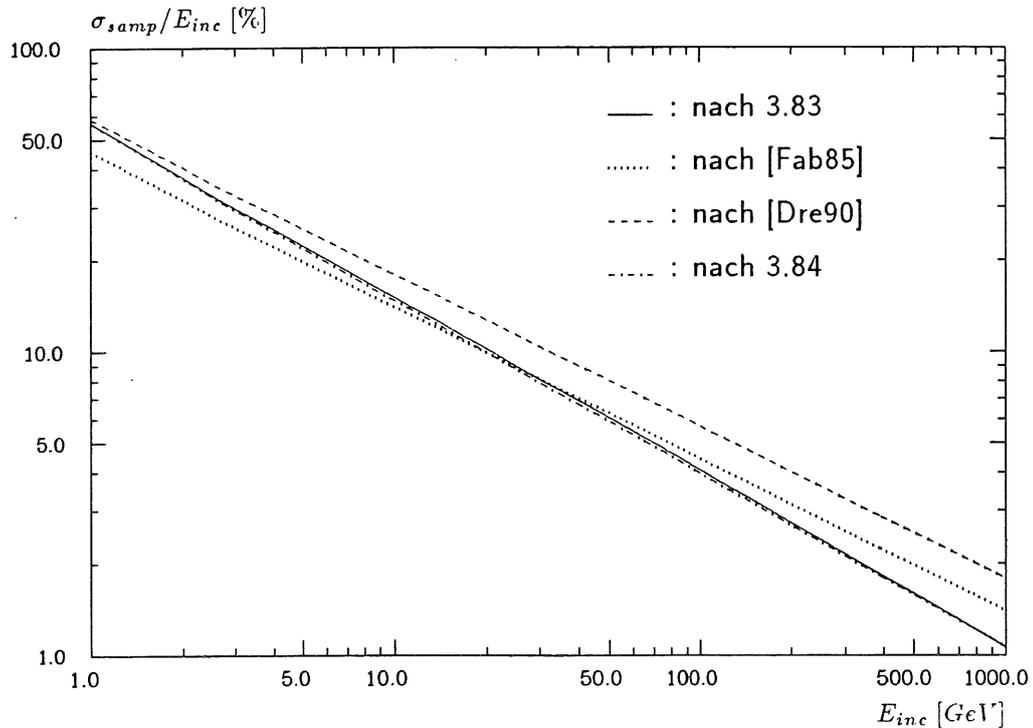


Abbildung 3.15: Relative Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer als Funktion der einfallenden Energie im hadronischen H1-Kalorimeter ($\Delta E = 23.7 \text{ MeV}$)

Im Parameter σ' der Gl. 3.79 sind die statistischen Einflüsse der Sampling-Fluktuationen enthalten. Für hadronische Schauer existieren bisher keine theoretischen

Modelle, mit denen die Sampling-Fluktuationen quantifiziert werden könnten. Aus Messungen an verschiedenen Kalorimetern wurde eine kalorimeterabhängige Parametrisierung [Fab85] für die Sampling-Fluktuationen

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{\text{samp}} \gtrsim C_{\text{samp}} \sqrt{\frac{\Delta E [\text{MeV}]}{E [\text{GeV}]}} , \quad (3.82)$$

mit $C_{\text{samp}} = 9\%$ gewonnen, wobei

$$\Delta E = d_a \left. \frac{dE}{dx} \right|_a^{\text{mip}} + d_p \left. \frac{dE}{dx} \right|_p^{\text{mip}} \quad \text{mit den Bezeichnungen der Gl. 3.68}$$

den Energieverlust in einer Sampling-Schicht bezeichnet. Ein Vergleich mit Gl. 3.50 zeigt, daß die Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer, die insgesamt durch weniger Teilchen erzeugt werden und die auch die Fluktuationen der Signalbildung schwerer geladener Teilchen beinhalten, deutlich größer sind als die elektromagnetischer Schauer. Messungen an Uran-Szintillator- und Blei-Szintillator-Kalorimetern [Dre90] ergaben, daß die hadronischen Sampling-Fluktuationen etwa doppelt so hoch sind wie die elektromagnetischen und mit $C_{\text{samp}} = 11.5\%$ geringfügig höher als in [Fab85] (9%) waren.

Beide Parametrisierungen sind in Abb. 3.15 dargestellt. Sie berücksichtigen nicht, daß mit zunehmender Schauerenergie der elektromagnetische Anteil mit wesentlich geringeren Sampling-Fluktuationen zunimmt. Für ein H1-Testkalorimeter wurde dieser Umstand in einer phänomenologischen Parametrisierung [Pet89] berücksichtigt. Sie wird hier für beliebige Sampling-Schichten durch

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{\text{samp}} = (A_{\text{samp}} - B_{\text{samp}} \ln E [\text{GeV}]) \sqrt{\frac{\Delta E [\text{MeV}]}{E [\text{GeV}]}} , \quad (3.83)$$

mit $A_{\text{samp}} = 11.1\%$ und $B_{\text{samp}} = 0.62\%$ verallgemeinert.

Die Abnahme der Sampling-Fluktuationen mit steigender Schauerenergie kann auch in einer rein theoretischen Betrachtungsweise aus der speziellen Energieabhängigkeit des Nenners $E^{1-m/2}$ in Gl. 3.79 gefolgert werden. Unter der Annahme statistischer Unabhängigkeit [Gro91] und unter Verwendung von Gl. 3.83 zur Normierung der Sampling-Fluktuationen ohne elektromagnetischen Schaueranteil bei $E = 1 \text{ GeV}$ lassen sich der theoretische und phänomenologische Ansatz vergleichen. Der Vergleich legt nahe, die Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer durch den kombinierten Ansatz

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{\text{samp}} = \frac{A_{\text{samp}} \sqrt{\Delta E [\text{MeV}]}}{(E [\text{GeV}])^{1-m/2}} \quad (3.84)$$

zu beschreiben. Die Übereinstimmung der in Abb. 3.15 gezeigten Energieabhängigkeit der phänomenologischen Beschreibung nach Gl. 3.83 und des kombinierten Ansatzes nach Gl. 3.84 ist nahezu perfekt. Der Parameter A_{samp} beschreibt daher den Anteil der rein hadronischen Sampling-Fluktuationen.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Zusammenhänge der Signalbildung elektromagnetischer und hadronischer Schauer erlauben es, in der Kalorimetersimulation häufig analytische Methoden zur Berechnung von Schauereigenschaften einzusetzen. Im übernächsten Kapitel wird ausführlich beschrieben werden, wie die hier erläuterten Modelle zeitaufwendige Monte-Carlo-Prozesse ganz oder teilweise ersetzen können.

Kapitel 4

Hadronische Wechselwirkungen in der Detektorsimulation

4.1 Programme zur Detektorsimulation

Das Programmpaket GEANT [Bru86] hat sich als Hilfsmittel zur Beschreibung von Detektorgeometrien bewährt und wurde daher zur Simulation des H1-Detektors verwendet [Mey89]. In der H1-Detektorsimulation werden GEANT-Routinen außerdem verwendet, um die Sekundärteilchen eines Ereignisses zu verwalten und deren Spurverfolgung durchzuführen.

Zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen wurde in GEANT der wesentliche Teil des Programmpaketes EGS4 [For78,Nel85] integriert. EGS hat sich als Standard-Programm zur Beschreibung elektromagnetischer Schauer etabliert. Für Elektronen und Positronen werden in EGS die genauen Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Prozesse Vielfachstreuung, Bremsstrahlung, Møller-Streuung, Bhabha-Streuung und Annihilation sowie für Photonen der Prozesse Paarerzeugung, Comptoneffekt und Photoeffekt berücksichtigt.

Die Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen von schweren geladenen Teilchen mit Materie und des Energieverlustes von Elektronen durch Ionisation erfolgt in GEANT durch spezielle Unterprogramme. Die Fluktuationen des Ionisationsverlustes um den Mittelwert können durch eine angenäherte Landau-Verteilung als quasikontinuierlicher Energieverlust und durch die explizite Erzeugung von δ -Elektronen simuliert werden. Für Myonen werden zusätzlich die Prozesse der Bremsstrahlung und der direkten e^-e^+ -Paarerzeugung simuliert.

Zur detaillierten Simulation von Hadron-Kern-Wechselwirkungen im Rahmen von Detektorsimulationen gibt es mehrere weithin anerkannte Programme. Sie benutzen vorwiegend phänomenologisch motivierte Parametrisierungen, um die hadronischen Endzustände der unelastischen Wechselwirkungen beschreiben zu können.

Innerhalb des Programms GEANT kann zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen eine spezielle Version des GHEISHA-Programms [Fes85,Fes86] verwendet werden. Unter den vielen weiteren hadronischen Spurverfolgungsprogrammen

sind derzeit die Programmsysteme CALOR89 [Gab89], HERMES [Clo88], HETC88 [Cha72,Als90], FLUKA [Aar90] und FLUNEV [Zaz90a] gebräuchlich, die sich vor allem durch die Art der Geometriebehandlung unterscheiden. Im Hinblick auf die hadronische Schauersimulation ist von besonderem Interesse, daß alle oben genannten Systeme die Simulation der unelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen oberhalb einer Energie von $5 - 10 \text{ GeV}$ mit abgeleiteten Versionen des von Ranft und Ritter [Ran83a] entwickelten NUCEVT-Codes durchführen [Als89].

Wesentlich verschieden ist die Simulation der Hadron-Nukleon- bzw. Hadron-Nukleus-Wechselwirkungen unterhalb dieses Energiebereiches und vor allem der zur Simulation der niederenergetischen Kernprozesse und Neutronen getroffenen Aufwand. FLUKA und FLUNEV verwenden für hadronische Reaktionen unterhalb eines Laborimpulses von $5 \text{ GeV}/c$ den NUCRIN-Code [Hän86], der in einer speziellen Version [Ped88] auch im GEANT-System verfügbar ist. CALOR89 und HERMES verwenden in diesem Energiebereich verschiedene Versionen des HETC, welches selbst das auf Bertini zurückgehende "intranukleare Kaskaden-Evaporations-Modell" [Ber69] verwendet. Zum Transport der niederenergetischen Neutronen ($E < 20 \text{ MeV}$) verwenden die eben genannten Systeme das MORSE-Programm [Emm75]. Auf diese Weise ist es möglich, alle kern- und neutronenphysikalischen Effekte, die z.B. beim Design von kompensierenden Kalorimetern von besonderer Wichtigkeit sind, detailliert zu simulieren.

Für die Simulation von Ereignissen, die mit dem H1-Detektor gemessen werden, ist eine sehr detaillierte Simulation dieser Effekte nicht entscheidend. Wichtiger ist hingegen,

- den zur Simulation eines Ereignisses erforderlichen Rechenzeitaufwand zu begrenzen und
- eine aus dem Vergleich mit speziellen Kalorimetertestdaten resultierende Einstellung von Simulationsparametern zuzulassen.

Diese Möglichkeit zur Anpassung der Parameter ist erforderlich, da für Hadron-Kern-Wechselwirkungen keine weitgehend berechenbaren theoretischen Modelle zur Verfügung stehen, wie etwa im Falle elektromagnetischer Wechselwirkungen die QED oder im Falle von Parton-Wechselwirkungen bei hohen Impulsüberträgen die perturbative QCD. Unvollkommenheiten der hadronischen Simulation sind daher unvermeidlich und führen zu einer gegenüber der elektromagnetischen Simulation eingeschränkten Vorhersagekraft.

Unter Berücksichtigung der vorliegenden Kalorimetertestdaten kann der Bereich, für den die hadronische Detektorsimulation vorhersagende Eigenschaften besitzen muß, allerdings eingeschränkt werden. Im übernächsten Kapitel wird der Vergleich von experimentellen Daten mit hadronischer Simulation ausführlich behandelt werden. An dieser Stelle sei aber schon erwähnt, daß Testmessungen für die H1-LAr-Kalorimeter nur für hadronische Schauer vorliegen, die durch π^- -Mesonen im Impulsbereich von $5 - 205 \text{ GeV}/c$ induziert wurden. Für das Verhalten aller anderen Schauerteilchen, insbesondere der reichlich während der Jet-Fragmentation

erzeugten Mesonen mit Impulsen von weniger als $5 \text{ GeV}/c$, muß die hadronische Simulation Vorhersagekraft besitzen. Um diese Vorhersagekraft trotz des Fehlens verbindlicher Rechenmodelle wenigstens relativ beurteilen zu können, war es wichtig, mindestens zwei, weitgehend voneinander unabhängige Simulationsmodelle für den hadronischen Endzustand zur Verfügung zu haben.

Das standardmäßig im GEANT-Programm vorhandene GHEISHA-Modell zur hadronischen Simulation besteht aus zwei unabhängigen Modulen, von denen das eine Modul die zur Simulation der freien Weglänge eines Teilchens erforderlichen Wirkungsquerschnitte bereit stellt und das andere Modul die Endzustandsteilchen im Falle einer hadronischen Wechselwirkung erzeugt. Als davon unabhängiges Modell zur Simulation der Endzustände unelastischer hadronischer Wechselwirkungen wurde im Rahmen dieser Arbeit das EVENTQ-Modul des FLUKA-Systems vorgesehen, indem ein universelles GEANT-EVENTQ-Schnittstellenprogramm implementiert wurde.

Beide Modelle für die hadronischen Endzustände werden nach der Beschreibung der Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte erläutert werden. Nach der Einführung notwendiger Korrekturen für das EVENTQ-Modell können dann beide Modelle auf der Ebene einzelner Wechselwirkungen miteinander verglichen werden. Der Vergleich der beiden Modelle mit experimentellen Daten auf Kalorimiterebene wird im übernächsten Kapitel erfolgen.

4.2 Parametrisierung der hadronischen Wirkungsquerschnitte

Für Laborimpulse im Bereich von $0.1 - 1000 \text{ GeV}/c$ liegen die experimentell bestimmten elastischen und unelastischen Wirkungsquerschnitte

- für die Hadron-Nukleon-Reaktionen $\pi^- N, \pi^+ N, K^- N, K^+ N, K_L^0 N, pp, \bar{p}N, np$
- sowie für die Hadron-Kern-Reaktionen von Pionen und Protonen auf Aluminium, Kupfer und Blei

in tabellierter Form vor. Für andere Hadronen ($K_S^0, \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^{0,-}$ und ihre Antiteilchen) werden die ladungsunabhängigen Näherungen der elastischen Vorwärtsstreuamplituden eines einfachen Quarkmodells [Fel69] zur Berechnung der jeweiligen Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitte verwendet. Die Berechnung der nicht tabellierten Wirkungsquerschnitte der Hadron-Kern-Streuung erfolgt unter Verwendung einer Parametrisierung entsprechend Gl. 3.2. Für die unelastische Kernstreuung von α -Teilchen, Deuterium und Tritium wird der geometrische Wirkungsquerschnitt zugrunde gelegt.

Zur Simulation von niederenergetischen ($100 \text{ keV} < E_{kin} < 32.7 \text{ MeV}$) Neutron-Kern-Reaktionen liegen die Werte für die totalen und unelastischen Wirkungsquerschnitte der Kerne $H, O, Al, Fe, Ni, Cu, Zr, Cd, Sn, I, Ba, Ta, Pb, Bi, U$ vor. Der Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang ist für die Energie von 65 keV

für alle Kernladungszahlen tabelliert und wird für andere Energien aus der Beziehung

$$\sigma_c(E) = 11.2 \sigma_c(65 \text{ keV}) E[\text{keV}]^{-0.577} \quad (4.1)$$

berechnet. Der Wirkungsquerschnitt für Kernspaltung ist für die Isotope ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu für Energien ab 100 keV tabelliert.

Zwischen den hoch- und niederenergetischen Bereichen werden Interpolationen verwendet, die nicht notwendigerweise experimentelle Daten von Kernreaktionen wiedergeben, aber geeignet sind, experimentelle Ergebnisse der Kalorimetrie vorherzusagen [Fes86].

Die Berechnung der elastischen und unelastischen Wirkungsquerschnitte in Hadron-Kern-Streuungen kann somit für alle Kerne und Teilchenarten im gesamten zu simulierenden Energiebereich durchgeführt werden. Beliebige Materialkombinationen und Verbindungen werden berücksichtigt, indem die Reaktionswahrscheinlichkeit aus den Wirkungsquerschnitten der beteiligten Elemente entsprechend ihrem jeweiligen Vorkommen in der Materialkombination ermittelt wird.

4.3 Modelle für den hadronischen Endzustand

4.3.1 GHEISHA-Modell

GHEISHA verwendet je nach Reaktionsenergie unterschiedliche Kollisionsmodelle, deren prinzipielle Wirkungsweise hier näher erläutert werden sollen. Die während der einzelnen Schritte verwendeten Verteilungen und deren Parameter sind in [Fes85] ausführlich dokumentiert.

Im Impulsbereich über $5 \text{ GeV}/c$ wird ein Modell zur Teilchenerzeugung verwendet, bei dem zunächst die Anzahl der Sekundärteilchen bestimmter Masse, Baryonzahl, Ladung und Seltsamkeit entsprechend verschiedener experimenteller Parametrisierungen bestimmt wird, denen dann unter Berücksichtigung geeigneter Verteilungen die Größen Transversalimpuls, Azimutwinkel und Longitudinalimpuls zugewiesen werden. Bei diesem Kollisionsmodell kommt es nicht darauf an, ob das fragmentierende Objekt ein Parton oder ein ausgedehntes Teilchen wie z.B. ein Hadron oder Kern ist [Fes90], solange eine universelle Parametrisierung des Energieflusses verwendet werden kann.

Die korrekte Beschreibung des Energieflusses ist der wichtigste Aspekt eines Kollisionsmodells im Hinblick auf kalorimetrische Untersuchungen. Der als Funktion der Winkelvariablen $\lambda = \cot \Theta / E_0$ parametrisierte Energiefluß der erzeugten Sekundärteilchen

$$\frac{1}{E_0} \frac{dE}{d\lambda} = \frac{M}{(1 + M^2 \lambda^2)^{3/2}}, \quad (4.2)$$

ist unabhängig von der Energie E_0 des fragmentierenden Objekts (vgl. Abb. 4.1). In obiger Gleichung bezeichnet dE den Energiebetrag, der in das Winkelintervall $d\lambda$ emittiert wird. Der Massenparameter M hängt von der Masse des fragmentierenden Objekts ab und ist einzustellen. Die hier für den Energiefluß eingeführte Verteilung

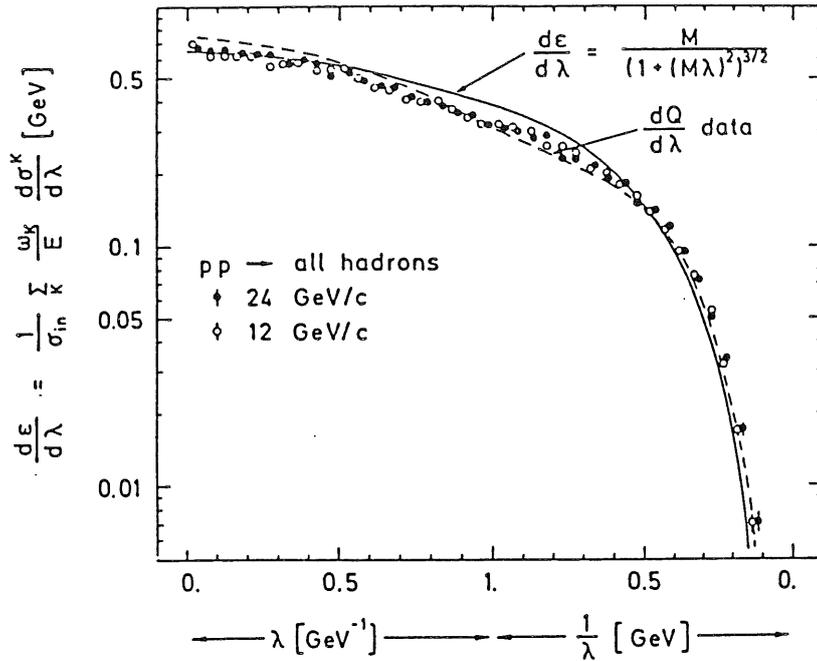


Abbildung 4.1: Energieflußverteilung in pp -Wechselwirkungen aufgetragen gegen die Winkelvariable $\lambda = \cot \Theta/E$ mit $M = 0.65 \text{ GeV}$ [Fes78]

wird auch auf die Winkelverteilung anderer, additiver Quantenzahlen wie Ladung und Seltsamkeit angewendet.

Im Energiebereich unter 5 GeV werden Effekte, die durch Bildung und Zerfall von Resonanzen dominiert werden, durch die Behandlung von Endzuständen niedriger Multiplizität als Quasi-Zweikörper-Prozesse pauschal eingeführt. Eine explizite Simulation bestimmter Resonanzen mit den dazugehörigen Zerfallskanälen erfolgt nicht.

Bei der Bildung der innernuklearen Kaskade wird berücksichtigt, daß nicht notwendigerweise alle in der Fragmentation erzeugten Sekundärteilchen schon innerhalb des Kernradius ihre Identität erlangen müssen. Es werden daher nur die im Schwerpunktsystem in Rückwärtsrichtung emittierten Teilchen zur Ermittlung der durch die innernukleare Kaskade zusätzlich freigesetzten Teilchen herangezogen.

Die auf der nuklearen Ebene stattfindenden Prozesse werden schon vor Beginn des Fragmentationsschrittes durch den Abzug eines bestimmten Betrages der kinetischen Energie des einfallenden Teilchens berücksichtigt. Dieser Energiebetrag wird im letzten Schritt der Simulation einer unelastischen Wechselwirkung verwendet, um die intrinsischen Energieverluste der Hadron-Kern-Streuung wiederzugeben und um die Evaporationsfragmente zu erzeugen, die isotrop im Laborsystem verteilt emittiert werden.

Auch wenn die Verwendung der verschiedenen Parametrisierungen von theoretischen Modellen inspiriert ist, darf das Programm GHEISHA doch nicht mit der Simulation eines Modells oder sogar einer Theorie verwechselt werden [Fes85]. Die in den einzelnen Verteilungen verwendeten Parameter wurden aber in ausführlichen Vergleichen mit experimentellen Daten so eingestellt, daß die mit GHEISHA be-

rechneten Kalorimetersignale mit den tatsächlich gemessenen Pulshöhenverteilungen verschiedener Kalorimetertypen gut übereinstimmen [Fes85,Fes86]. Es wurde dabei der präzisen Kalorimetersimulation eine höhere Bedeutung beigemessen als der korrekten Beschreibung einer einzelnen unelastischen Wechselwirkung [Fes91].

4.3.2 EVENTQ-Modell des FLUKA-Systems

Das EVENTQ-Modell des FLUKA-Programms besteht aus einem Modell zur Resonanzproduktion im Energiebereich von 50 MeV bis $5 \text{ GeV}/c$, NUCRIN [Hän86] genannt, und einem „multi-chain“ (dt.: Vielketten) Fragmentationsmodell auf Partonebene für Energien von 5 GeV bis etwa 20 TeV , NUCEVT [Ran83a] genannt.

Das NUCRIN-Modell erzeugt Hadronresonanzen entsprechend ihrer experimentell bestimmten exklusiven Wirkungsquerschnitte, die dann über die bekannten Kanäle zerfallen. Dabei werden alle Reaktionskanäle behandelt, die mehr als 2 % zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen. Im betrachteten Energiebereich werden alle unelastischen Reaktionen als Zweikörperwechselwirkungen des Typs

- einfache Resonanzerzeugung $h_1 + h_2 \rightarrow h_3 + h_4^*$ bzw. $\rightarrow h_3^* + h_4$,
- doppelte Resonanzerzeugung $h_1 + h_2 \rightarrow h_3^* + h_4^*$ oder
- direkte Resonanzerzeugung $h_1 + h_2 \rightarrow h_3^*$

behandelt, wobei h_1 das einfallende Hadron, h_2 das Targetnukleon und h_3^* , h_4^* Nukleon- bzw. Mesonresonanzen bezeichnen, die in stabile Hadronen zerfallen.

Der NUCEVT-Algorithmus berechnet die in einer Hadron-Kern-Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen mit Hilfe eines „multi-chain“ Fragmentationsmodells [Ran83b,Ran85], das sich als Verallgemeinerung eines „two-chain“ Fragmentationsmodells der Hadron-Hadron-Streuung ergibt. Im Falle der Hadron-Hadron-Streuung wird angenommen, daß die Wechselwirkung die Valenzquarks der Hadronen in zwei farbneutrale Systeme separiert, die in Sekundärteilchen fragmentieren. Bei Hadron-Kern-Streuungen ist zu berücksichtigen, daß entsprechend Gl. 3.18 mehrere Kollisionen stattfinden können. In Abb. 4.2 ist als Beispiel eine angenommene dreifach-Streuung in einer Proton-Kern-Wechselwirkung gezeigt. Zwei Ketten werden von Valenzquarks des Protons und des Targetnukleons T_1 erzeugt, wobei die Impulsbruchteile x entsprechend einer Verteilung

$$d \propto \frac{(1 - X)^n}{x} \quad \text{mit } n = 4(3) \text{ bei Baryonen (Mesonen)} \quad (4.3)$$

erzeugt werden. Die verbleibenden Kollisionen mit den Targetnukleonen T_2 und T_3 werden durch „ π^0 -ähnliche“ Mesonen verursacht, die aus Seequarks des ursprünglichen Projektils gebildet werden. Den Seequarks wird der Impulsbruchteil ebenfalls entsprechend Gl. 4.3 zugewiesen, wobei jetzt $n = 5$ angenommen wird. Die so gebildeten Ketten werden anschließend unter Verwendung des BAMJET-Codes [Rit84] in Jets stabiler Hadronen fragmentiert.

4.3.3 Modifikation und Ergänzung des EVENTQ-Modells für H1

Das EVENTQ-Modell des FLUKA-Systems kann im Hinblick auf das zur Sekundärteilchenerzeugung verwendete Modell des GHEISHA-Systems als komplementär angesehen werden, da es generell anstrebt, eine phänomenologisch korrekte Beschreibung einzelner Wechselwirkungen zu erreichen, und sollte daher als weitgehend redundantes Verfahren besonders bei Teilchenenergien unter 5 GeV in der Kalorimetersimulation für den H1-Detektor eingesetzt werden.

Es war bekannt,

- daß der zur Verfügung stehende EVENTQ-Code, im folgenden als FLUKA90 bezeichnet [Zaz90b], systematische Fehler [Als89] bei der Berechnung der Kinematik der Sekundärteilchen aufwies,
- daß grobe Unstetigkeiten in der Berechnung von Anregungsenergie im Energiebereich von $5 - 10 \text{ GeV}$ bestanden [Zaz89],
- daß ein zu hoher Anteil an π^0 -Energie zugewiesen wurde [Tym90] und
- daß aufgrund der unteren Abschneideenergie von 50 MeV Evaporationsnukleonen explizit nicht erzeugt wurden, sondern nur pauschal in Form der sogenannten Anregungsenergie berücksichtigt wurden.

Um den EVENTQ-Algorithmus im Rahmen des H1-Simulationsprogramms verwenden zu können, war es daher erforderlich,

- ein Schnittstellenprogramm zum GEANT-System vorzusehen,
- den zur Verfügung stehenden EVENTQ-Code hinsichtlich der korrekten Einhaltung von Energie-, Impuls- und Ladungserhaltung zu verbessern,
- die Berechnung der nuklearen Anregungsenergie und die Erzeugung der inner-nuklearen Kaskadennukleonen für das niederenergetische NUCRIN- und das hochenergetische NUCEVT-Modell zu vereinheitlichen,
- eine Routine zur Erzeugung von Evaporationsteilchen vorzusehen und
- eine Korrektur des erzeugten π^0 -Inhalts durch den Vergleich mit Kalorimeter-testdaten durchzuführen.

Zusammen mit dem EVENTQ-Code werden die aufgeführten Modifikationen in ihrer Gesamtheit als H1FLUKA bezeichnet werden. Die aufgeführten Modifikationen verfolgen zum einen das Ziel, auf der Basis einer Wechselwirkung im Energiebereich von $0 - 1000 \text{ GeV}$ ein phänomenologisch richtiges Modell zur Verfügung zu stellen. Zum anderen soll erreicht werden, daß durch die Einstellbarkeit des intrinsischen Energieverlustes und des π^0 -Anteiles einer Wechselwirkung die in einem Testkalorimeter gemessenen totalen Schauerenergien mit großer Präzision auch

bei Verwendung eines "schnellen" Algorithmus zur Detektorsimulation wiedergegeben werden können. Da vor der Erläuterung der Simulation der Testkalorimeter noch der "schnelle" Algorithmus zur Schauersimulation einzuführen ist, wird der Vergleich mit Kalorimetertestdaten erst später erfolgen. Die Auswirkungen der durchgeführten Einstellungen auf die Simulation der verschiedenen Größen, die eine einzelne Wechselwirkung betreffen, wird in diesem Kapitel erläutert werden.

GFLUKA - Schnittstelle zum GEANT-System

Um den EVENTQ-Algorithmus im Rahmen der H1-Detektorsimulation ausführen zu können war es erforderlich, zunächst eine Schnittstelle vom GEANT-Programmsystem zum EVENTQ-Modul zu implementieren. Diese mit GFLUKA bezeichnete Routine wird jeweils im Laufe der Spurverfolgung eines Hadrons aufgerufen, wenn eine hadronische Wechselwirkung möglich ist, und führt folgende Aktionen aus:

1. Initialisierung der von EVENTQ benötigten Datenfelder beim ersten Aufruf,
2. Auswertung der elastischen und unelastischen Wirkungsquerschnitte,
3. Übergabe der aktuellen Projektil- und Targeteigenschaften entsprechend der betreffenden Konversionstabellen an das EVENTQ-Modul,
4. Aufruf des EVENTQ-Moduls,
5. Konvertierung und Speicherung der vom EVENTQ-Modul erzeugten Sekundärteilchen gemäß den GEANT-Konventionen,
6. Erzeugung von Evaporationsnukleonen aus der von EVENTQ bestimmten Anregungsenergie mit Hilfe der Routine GFEVAP,
7. Modifikation des π^0 -Anteils eines Ereignisses und
8. Aktualisierung der Spur- und Kontrollvariablen des GEANT-Systems.

Berechnung der nuklearen Anregungsenergie

Abb. 4.3 zeigt, daß die Berechnung der intrinsischen Energieverluste einer Wechselwirkung im FLUKA90 im Energiebereich von 3 – 12 GeV, insbesondere die Ermittlung negativer intrinsischer Verluste für Eisen bei 8 – 9 GeV, physikalisch nicht sinnvoll ist. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der Verwendung unterschiedlicher Algorithmen zur Erzeugung der Anregungsenergie E_{ex} und der innernuklearen Kaskadenteilchen aus der Kaskadenenergie E_{casc} im NUCRIN- und NUCEVT-Modell.

Im H1FLUKA-Modell wurde ein sinnvolles Verhalten für die intrinsischen Energieverluste entsprechend der durchgezogenen bzw. strichpunktierten Linien in der Abb. 4.3 erreicht, indem der Algorithmus zur Erzeugung der innernuklearen Kaskadenteilchen und der Anregungsenergie [Hän84b] aus dem NUCRIN-Code extrahiert wurde und als Routine NUCASC dem NUCEVT-Algorithmus als neues Modul zur

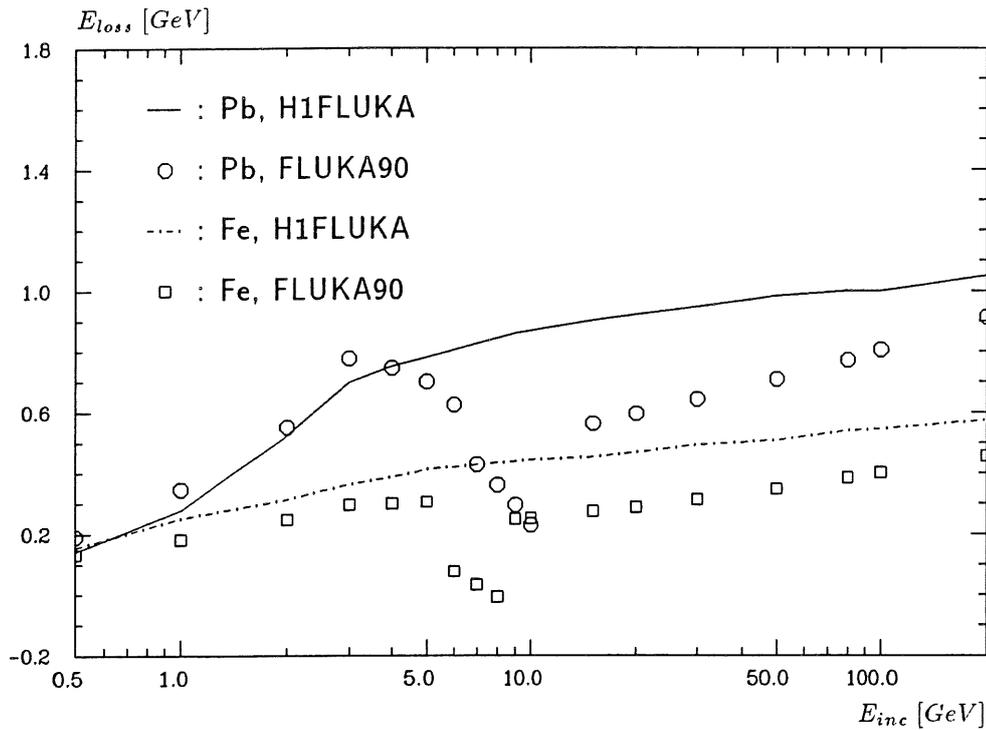


Abbildung 4.3: Mittlerer intrinsischer Energieverlust E_{loss} in einzelnen unelastischen Wechselwirkungen von Pionen in Blei und Eisen für FLUKA90 und H1FLUKA als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} (Die statistischen Fehler sind kleiner als 2%)

Erzeugung der Kaskadenteilchen und der Anregungsenergie vorgeschaltet wurde. Durch die Wahl einer Parametrisierung der mittleren Summe aus Kaskaden- und Anregungsenergie gemäß

$$\langle E_{ex} + E_{casc} \rangle = 0.033 \sqrt{A} (1 + 0.85 \lg E_{inc} [GeV] + 0.11 \sqrt{A}) \quad (4.4)$$

mit der kinetischen Energie des einfallenden Teilchens E_{inc} konnte eine sinnvolle Extrapolation für diese Größe mit einer stetigen Fortsetzung bei einer Übergangsenergie von 3 GeV innerhalb des NUCRIN-Modells für alle Kernladungszahlen A erreicht werden.

Erzeugung von Evaporationsnukleonen

Im Rahmen des FLUKA-Systems wird die kinetische Energie niederenergetischer Teilchen ($E_{kin} < 50 \text{ MeV}$) sowie eine verbleibende Anregungsenergie des Kerns in der Größe E_{ex} pauschal berücksichtigt. Eine Simulation des Fissions- bzw. des Evaporationsprozesses mit der Emission von Nukleonen oder Kernfragmenten erfolgt nicht. Da in der H1-Detektorsimulation die Evaporationsprotonen unterschiedlichen Einfluß auf die Signalbildung im elektromagnetischen (Pb-LAr) und hadronischen (Fe-LAr) Kalorimeter haben und da die Simulation der intrinsischen Energieverluste durch niederenergetische Neutronen und Bindungsenergieverluste von großer

Wichtigkeit beim Verständnis der Software-Wichtungsmethoden im Rahmen des H1-Rekonstruktionsprogrammes sind, wurde für H1FLUKA ein einfaches Evaporationsmodell vorgesehen.

Dieses Modell, das sich an grundlegenden Konzepten zur Kernfragmentation [Bon85,Mor75] orientiert, erzeugt Evaporationsprotonen und -neutronen aus der zur Verfügung stehenden Anregungsenergie E_{ex} , die bis auf einen einstellbaren Bruchteil f_{inv} , als Evaporationsenergie E_{evap} verwendet wird:

$$E_{evap} = (1 - f_{inv}) E_{ex} . \quad (4.5)$$

Der Bruchteil f_{inv} trägt dabei den Effekten Kernrückstoß, verzögerte γ -Emission, Emission schwerer Kernfragmente Rechnung, die im H1-Kalorimeter nicht zur Signalbildung beitragen.

Während der Evaporation werden aus den aktuell verbliebenen Nukleonen A_{act} eines Kerns Protonen mit der Wahrscheinlichkeit $P_p = Z_{act}/A_{act}$ zufällig ausgewählt. Dem ausgewählten Nukleon, dessen Ruhemasse mit der Kernmasse bereits zur Verfügung steht, wird eine kinetische Energie E_k zugewiesen, die entsprechend einer Exponentialverteilung mit dem Erwartungswert E_k verteilt ist. Im Falle von Protonen wird die Randbedingung gestellt, daß die ausgewählte kinetische Energie ausreicht, die Coulomb-Barriere mit einer nach Gl. 3.23 berechneten Energie zu überwinden.

Nachdem ein Evaporationsnukleon emittiert wurde, reduziert sich die verbleibende Evaporationsenergie E_{evap} um die Summe aus kinetischer Energie E_k und Bindungsenergie E_{bind} , die zur Überwindung des Kernpotentials aufgewendet werden mußte und nach [Wap58] im Mittel durch

$$E_{bind} [MeV] = 15.835 A - 18.33 A^{2/3} - 0.1785 \frac{(A - Z)^2}{A^{1/3}} - 23.20 \frac{Z^2}{A} - \frac{\Delta}{A^{1/2}} \quad (4.6)$$

mit

$$\Delta = \begin{cases} +11.2 & \text{für gerade-gerade Kerne} \\ -11.2 & \text{für ungerade-ungerade Kerne} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

gegeben ist.

Die Emission von Evaporationsnukleonen, die isotrop im gesamten Raumwinkelbereich erfolgt, wird solange fortgesetzt, wie E_{evap} ausreicht, um mindestens Neutronen mit mittlerer kinetischer Energie freizusetzen. In Abb. 4.4 ist zu erkennen, daß der mittlere resultierende Transversalimpuls der Sekundärteilchen durch die isotrope Evaporation von Nukleonen im H1FLUKA deutlich höher ist als im ursprünglichen FLUKA90. Im Hinblick auf die Erhaltung des Transversalimpulses in einer unelastischen Wechselwirkung ist zu berücksichtigen, daß der in Abb. 4.4 gezeigte Transversalimpuls durch den Kernrückstoß zu balancieren ist. Da ein typischer Transversalimpuls von $1 \text{ GeV}/c$ für Kerne mit 100 (20) Nukleonmassen schon bei kinetischen Energien von 5 (25) MeV erreicht wird, bleibt das Prinzip der Impulserhaltung auch nach Einführung des einfachen Evaporationsmodells gewahrt.

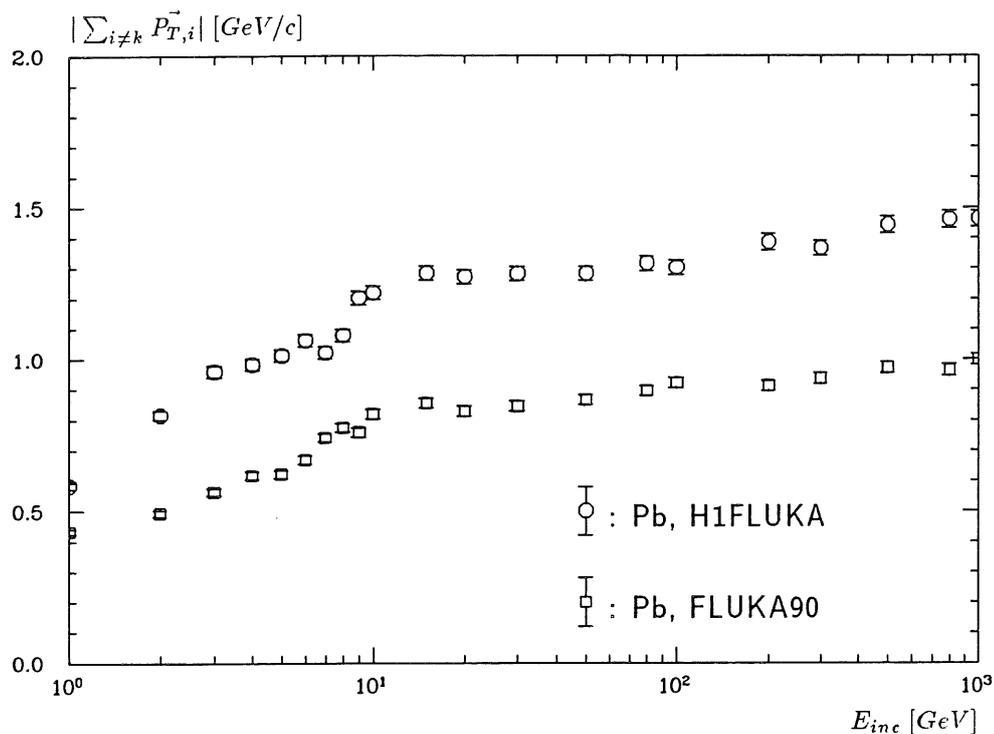


Abbildung 4.4: Mittlerer resultierender Transversalimpuls der Sekundärteilchen von einzelnen unelastischen Wechselwirkungen von Pionen in Blei für FLUKA90 und H1FLUKA als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} ohne Berücksichtigung des Restkernes ($i \neq k$)

Auf einfache Weise wird so erreicht, daß für beliebige Kerne eine sinnvolle Aufteilung der Evaporationsenergie in

- intrinsische Energieverluste
- kinetische Energie von Protonen und
- kinetische Energie von Neutronen

erfolgt. Diese Aufteilung ist für das Verständnis der Signalbildung in den unterschiedlichen H1-Kalorimetern ausschlaggebend. Indem die freien Parameter des Algorithmus durch den Vergleich mit H1-Kalorimetertestdaten auf die Werte: $f_{inv} = 0.25$, $E_k = 2(6) \text{ MeV}$ für Protonen (Neutronen) eingestellt wurden, konnte eine gute Übereinstimmung der Simulation mit experimentellen Ergebnissen erreicht werden. Es wird nicht beansprucht, und es ist auch nicht erforderlich, daß der Algorithmus die Details der Sekundärteilchenerzeugung bei niedrigen Energien, insbesondere die Energiespektren der einzelnen Spezies von Evaporationsfragmenten, vollständig beschreibt.

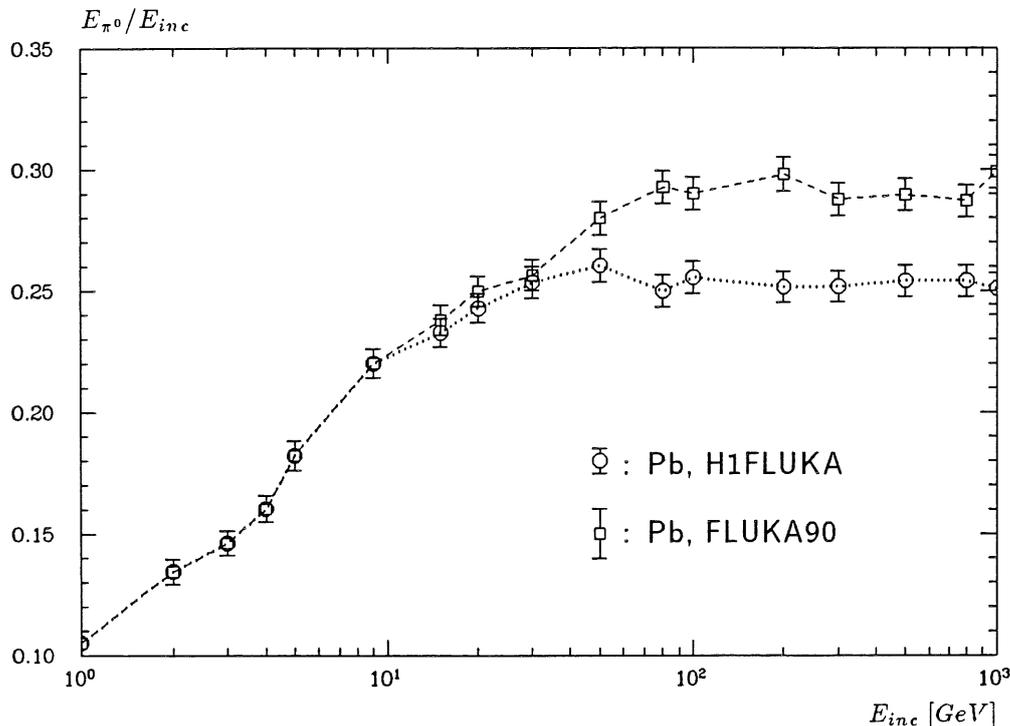
Modifikation des π^0 -Anteils

Abbildung 4.5: Mittlerer Anteil der π^0 -Energie einzelner unelastischer Wechselwirkungen von negativ geladenen Pionen in Blei für FLUKA90 und H1FLUKA als Funktion der einfallenden Energie E_{inc}

Die korrekte Einstellung des π^0 -Anteils einer Wechselwirkung ist von entscheidender Bedeutung für die präzise Simulation der Energieverteilungen in den H1-Kalorimetern. Aus Messungen an Hadron-Kern-Reaktionen liegen keine Ergebnisse vor [Fre87], die eine präzise Einstellung dieser Größe erlauben würden.

Ein Vergleich der im elektromagnetischen und im hadronischen Teil eines H1-Testkalorimeters gemessenen Energieverteilungen für geladene Pionen im Energiebereich von 5–205 GeV (vgl. Kapitel 6) mit den entsprechenden simulierten Verteilungen dieser Größen ergab die beste Übereinstimmung, wenn der im NUCEVT-Modell erzeugte π^0 -Anteil wie in Abb. 4.5 modifiziert wurde.

Zu diesem Zweck werden die im NUCEVT-Modul erzeugten neutralen Pionen in positive oder negative Pionen umgewandelt. Es werden für einfallende Energien über 12 GeV jeweils die Isospins der beiden π^0 's mit den höchsten Energien verändert, wenn für eine im Intervall $[0, 1]$ gleichverteilte Zufallszahl x gilt:

$$x < \min(0.453, 0.125 \ln E_{inc}[\text{GeV}] - 0.26) \quad (4.7)$$

In Abb. 4.5 ist zu erkennen, daß auf diese Weise ein π^0 -Energieanteil erreicht werden kann, der oberhalb von 30 GeV konstant etwa 0.25 beträgt.

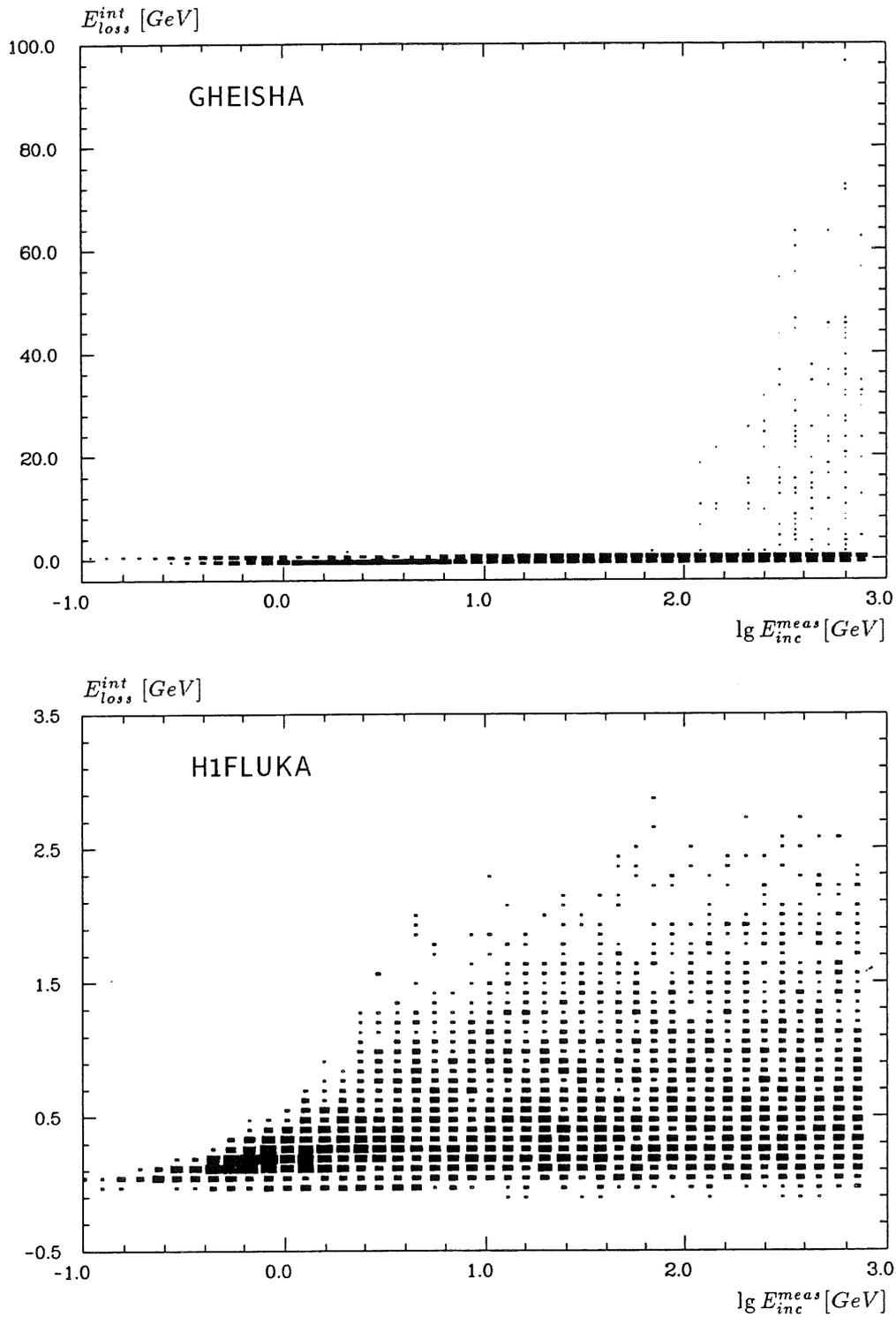


Abbildung 4.6: *Intrinsische Energieverluste E_{loss}^{int} in einzelnen unelastischen Wechselwirkungen von Protonen im H1-Kalorimeter für H1FLUKA (unten) und GHEISHA (oben) gegen den Logarithmus der einfallenden, meßbaren Energie E_{inc}^{meas} (Die Ordinaten sind unterschiedlich skaliert!)*

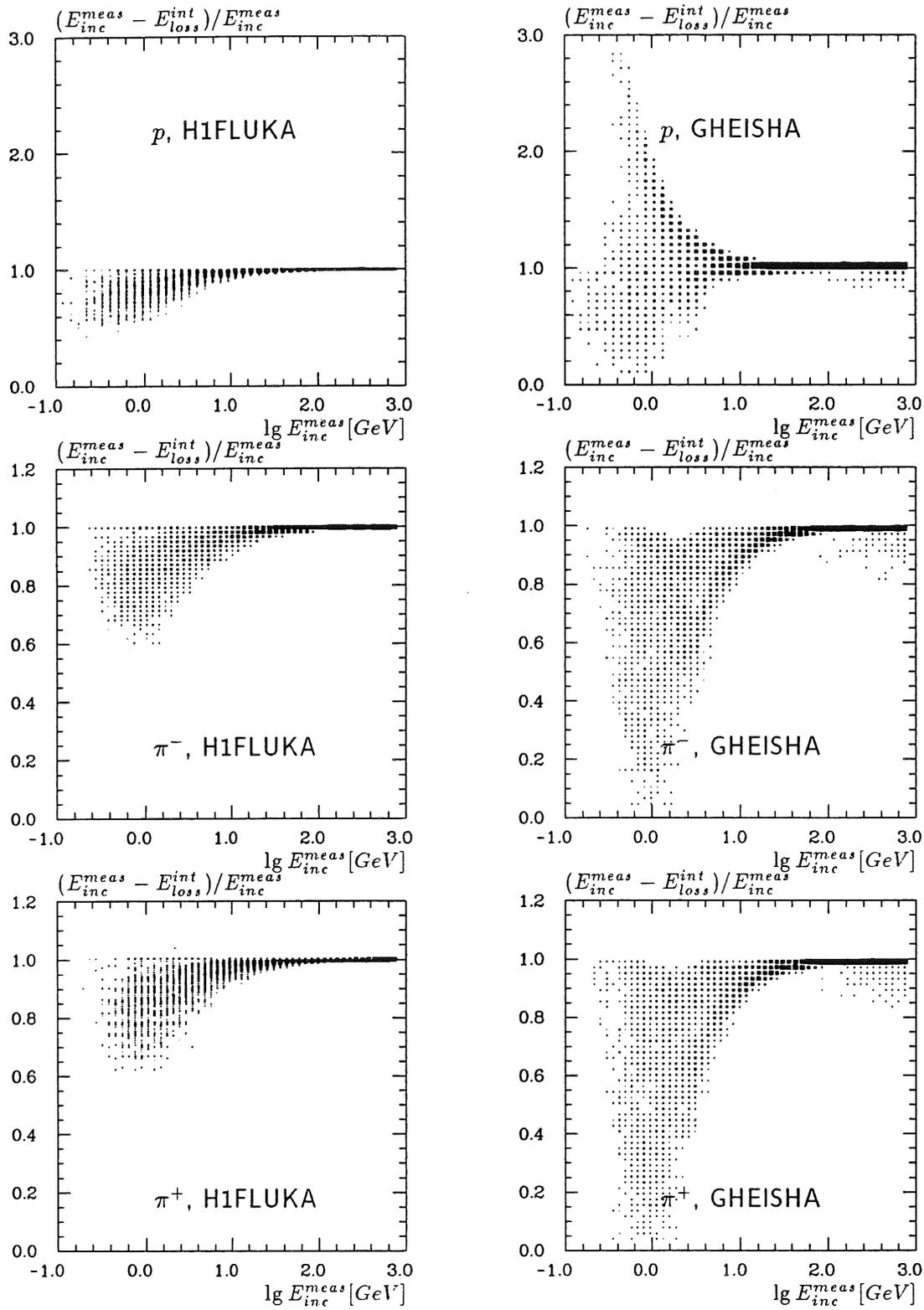


Abbildung 4.7: Vergleich der meßbaren Energieanteile der Sekundärteilchen aus einzelnen unelastischen Wechselwirkungen für H1FLUKA und GHEISHA

4.4 Vergleich der Modelle

Die Beurteilung des H1FLUKA- und GHEISHA-Modells zur Erzeugung der Sekundärteilchen des hadronischen Endzustands muß auf zwei unterschiedlichen Ebenen erfolgen. Zum einen ist für die H1-Detektorsimulation von entscheidender Bedeutung, daß Mittelwerte und Fluktuationen der Kalorimetersignale richtig wiedergegeben werden. Dabei ist die korrekte Beschreibung einer einzelnen Wechselwirkung zunächst von untergeordneter Bedeutung. Zum anderen sind in der Detektorsimulation aber auch andere Aspekte, wie z.B. Sekundärwechselwirkungen im Spurkammersystem oder Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit Restgasmolekülen oder der Wand des Strahlrohres zu betrachten, die eine möglichst genaue Simulation einzelner unelastischer Wechselwirkungen über den gesamten Energiebereich erfordern.

In diesem Abschnitt werden daher die beiden zur Verfügung stehenden Modelle auf ihre Eignung untersucht, einzelne unelastische hadronische Wechselwirkungen zu simulieren. Es wurden dazu π^+ , π^- und Protonen mit kinetischen Energien von $100 \text{ MeV} - 800 \text{ GeV}$ betrachtet, die im Bereich des inneren Vorwärtskalorimeters des H1-Detektors wechselwirkten. Ausgehend von h-A-Reaktionen des Typs

$$\pi^+, \pi^-, p \rightarrow Pb, Cu, Fe, Ar \quad (4.8)$$

wurden Aspekte der Energie- und Impulserhaltung, die besonders wichtig für die Simulation der Untergrundereignisse aus Strahl-Rohrwand-Wechselwirkungen sind, sowie der für die Kalorimetersimulation bedeutenden π^0 -Erzeugung der ersten Wechselwirkung untersucht. Im folgenden wird nur auf diejenigen Vergleiche eingegangen werden, die extreme Abweichungen von der theoretisch erwarteten Form aufwiesen.

4.4.1 Meßbare Energien und intrinsische Energieverluste

Die intrinsischen Energieverluste wurden entsprechend der in Gl. 3.55 angegebenen Form berechnet. Es wäre zu erwarten, einen Energieverlust entsprechend der im Spallationsprozeß aufgebrauchten Bindungsenergien der Nukleonen zuzüglich eines Energiebetrages für die kinetischen Energien nicht simulierter Kernfragmente und Restanregungen des Kerns im Mittel in der Größenordnung von einigen 100 MeV bis zu maximal $1 - 2 \text{ GeV}$ zu finden. In Abb. 4.6 (unten) ist dieses Verhalten der intrinsischen Verluste als Funktion des dekadischen Logarithmus der einfallenden kinetischen Energie für die H1FLUKA-Simulationen bestätigt. Im oberen Teil der Abbildung ist für GHEISHA zu erkennen, daß sehr hohe, nicht durch kernphysikalische Effekte zu erklärende Energieverluste auftreten. Im Energiebereich von $100 - 800 \text{ GeV}$ betragen die Verluste in 9,5% der Ereignisse mehr als 5 GeV und reichen bis zu 100 GeV .

Die Möglichkeit negative Energieverluste (also Energiegewinne) zu erzielen, ist sowohl in der oberen als auch in der unteren Abbildung oberhalb einer Energie von 10 GeV zu erkennen. Sie ergibt sich im Rahmen der H1FLUKA-Simulationen durch einfaches Hinzufügen der Fermi-Energie der Nukleonen zur Schwerpunktsenergie der

Hadron-Nukleon-Wechselwirkung. Abb. 4.7 zeigt, daß auf diese Weise für Protonen mit kinetischen Energien unter 1 GeV in GHEISHA (rechts oben) bis zum doppelten der einfallenden Energie hinzugewonnen werden kann. Dieses Verhalten, das in Abb. 4.7 ausschließlich für GHEISHA-simulierte Protonen auftritt, läßt sich nicht sinnvoll (vgl. Abschnitt 3.1.1) mit dem Modell der Fermi-Bewegung erklären. Weiterhin ist in Abb. 4.7 zu erkennen, daß mit GHEISHA bei einfallenden Energien über 100 GeV hohe intrinsische Verluste $(E_{inc}^{meas} - E_{loss}^{int})/E_{inc}^{meas} < 0.95$ auch für Pionen erzeugt werden.

4.4.2 π^0 -Anteile

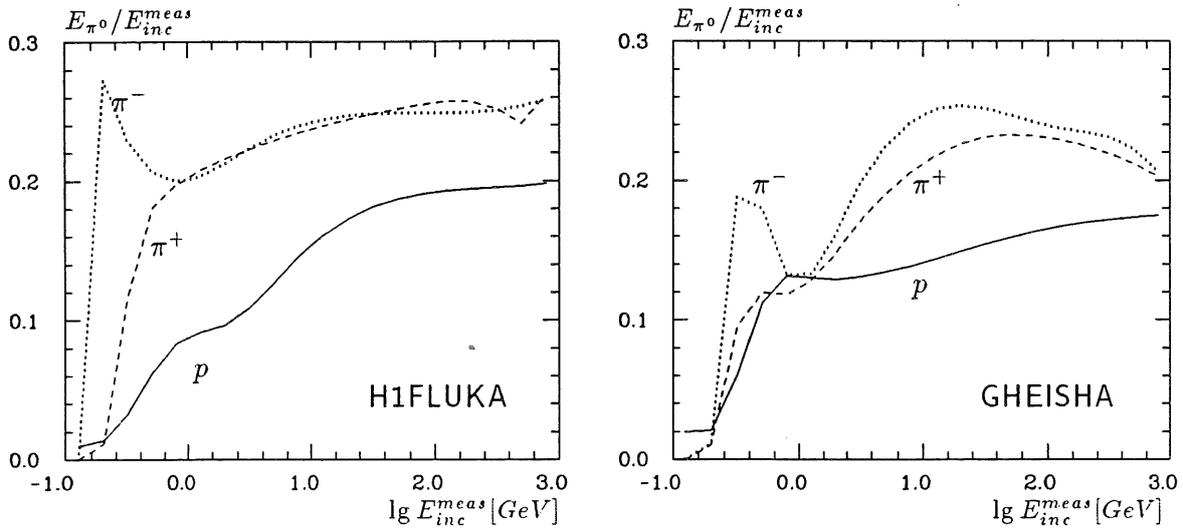


Abbildung 4.8: Mittlerer Anteil der π^0 -Energie einzelner unelastischer Wechselwirkungen von Pionen und Protonen im H1-Kalorimeter als Funktion des Logarithmus der einfallenden, meßbaren Energie E_{inc}^{meas}

Die mittleren π^0 -Anteile einzelner unelastischer Wechselwirkungen von Pionen und Protonen als Funktion des Logarithmus der einfallenden Energie sind in Abb. 4.8 für H1FLUKA (links) und GHEISHA (rechts) dargestellt. Qualitativ zeigt sich für beide Modelle, daß der π^0 -Anteil für Proton-induzierte Reaktionen 5-10% geringer ist als für Pion-induzierte Reaktionen und daß bei niedrigen Energien für negative Pionen durch den möglichen Kerneinfang des π^- aus einem mesonischen Atom und nachfolgender Ladungsaustauschreaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ein wesentlich höherer π^0 -Anteil als für positive Pionen erreicht wird.

Im Energiebereich über 10 GeV strebt für H1FLUKA der π^0 -Anteil für Pionen gegen etwa 25% und für Protonen gegen 20% bei 1 TeV ; für GHEISHA unterscheiden sich hier die π^0 -Anteile positiver und negativer Pionen und fallen von maximal 25% auf etwa 20% bei 1 TeV . Im gleichen Energiebereich steigt der π^0 -Anteil Proton-induzierter Reaktionen von etwa 12% auf 18%.

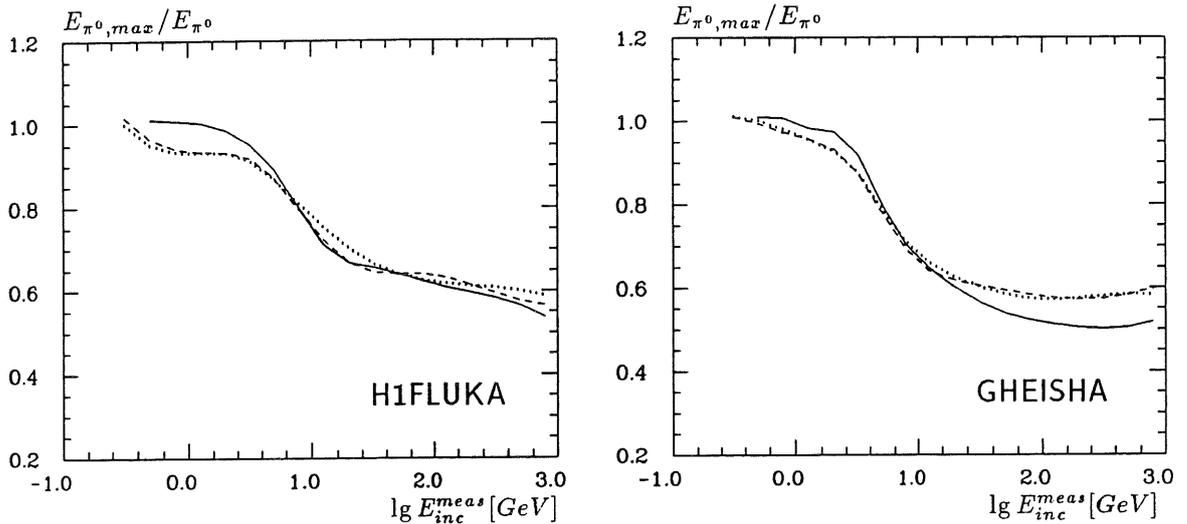


Abbildung 4.9: Mittlerer Anteil des energiereichsten π^0 's an der π^0 -Energie einzelner unelastischer Wechselwirkungen von Pionen (π^- : gepunktet, π^+ : gestrichelt) und Protonen (durchgezogene Linie) im H1-Kalorimeter

Der mittlere Anteil des energiereichsten π^0 's an der gesamten π^0 -Energie einzelner Reaktionen zeigt in Abb. 4.9 nahezu identisches Verhalten für H1FLUKA (links) und GHEISHA (rechts). In beiden Modellen tragen oberhalb etwa 30 GeV die führenden π^0 's im Mittel 60% der gesamten π^0 -Energie was etwa 15% der einfallenden Energie entspricht.

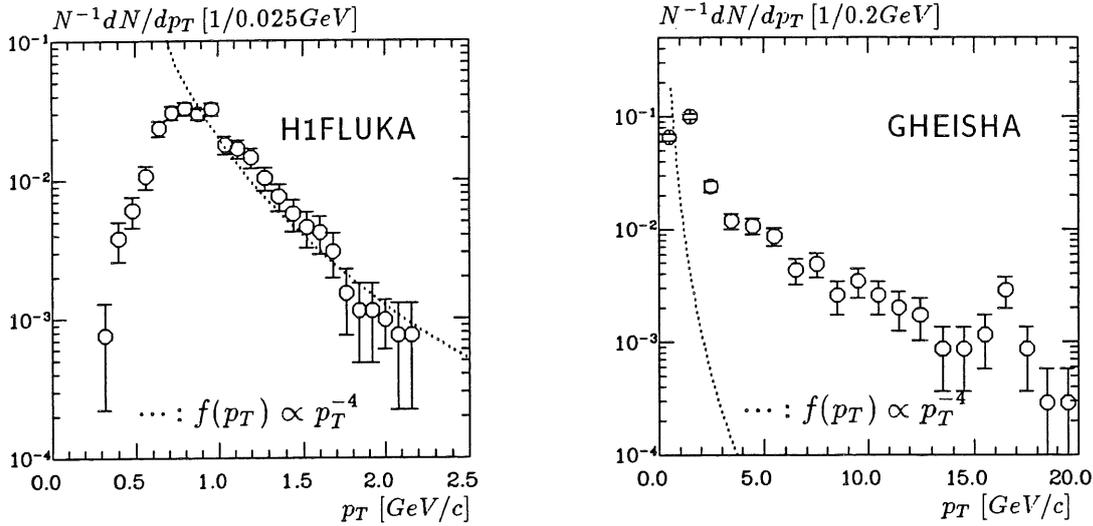
Die statistischen Fehler in Abb. 4.8 und 4.9 betragen maximal 5% im Energiebereich über 10 GeV , wo in jedem Ereignis mindestens ein π^0 erzeugt wird; unterhalb von 10 GeV steigen die Fehler auf bis zu 20% an der Erzeugungsschwelle an, da hier die Anzahl der Ereignisse mit π^0 -Anteil immer geringer wird.

4.4.3 Transversalimpulse

Die Untersuchung der Transversalimpulse ist nicht nur für das Verständnis der lateralen Entwicklung hadronischer Schauer, sondern vor allem für die Simulation der Untergrundraten aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen von Bedeutung. Sekundärteilchen mit zu hohen Transversalimpulsen könnten häufig die Auslese eines Ereignisses auslösen und dadurch zu hohe Ereignisraten vortäuschen.

Wesentliche Unterschiede zwischen den untersuchten Modellen mit deutlichen Abweichungen von den theoretisch zu erwartenden Verteilungen ergeben sich für hochenergetische Wechselwirkungen. Im folgenden werden im Hinblick auf die Simulation der Strahl-Rohrwand-Wechselwirkungen p-Fe-Reaktionen im Energiebereich von $400 - 800 \text{ GeV}$ für H1FLUKA und GHEISHA verglichen werden.

Der mittlere Transversalimpuls pro relativistischem ($\beta > 0.7$) Sekundärteilchen entspricht der in Gl. 3.12 angegebene Erwartung. Er beträgt für H1FLUKA $0.395 \pm 0.002 \text{ GeV}/c$ und für GHEISHA $0.417 \pm 0.010 \text{ GeV}/c$.



Abbildung

4.10: Verteilungen des maximalen Transversalimpulses von Sekundärteilchen aus unelastischen Wechselwirkungen von Protonen mit $400 \text{ GeV} < E_{inc} < 800 \text{ GeV}$ im H1-Kalorimeter für H1FLUKA und GHEISHA

Betrachtet man allerdings die Verteilungen der maximalen Transversalimpulse in Abb. 4.10, so ist zu erkennen, daß bei GHEISHA Transversalimpulse über $2.5 \text{ GeV}/c$ für relativistische Sekundärteilchen bis zu $20 \text{ GeV}/c$ vorkommen, und zwar in 26.4% der Ereignisse. Nach Gl. 3.13 wäre dies für maximal 0.2% der Sekundärteilchen und höchstens in 4% der Ereignisse zu erwarten. Der theoretisch für hohe Transversalimpulse nach Gl. 3.14 zu erwartende Wert der Verteilungsdichtefunktion $f(p_T)$ ist zum Vergleich durch die punktierte Linie dargestellt. Er zeigt, daß das Verhalten des GHEISHA-Modells nicht durch harte QCD-Streuprozesse erklärt werden kann.

In Abb. 4.11 ist zu erkennen, daß die hohen Transversalimpulse korreliert mit hohen Longitudinalimpulsen auftreten. 4.6% aller Sekundärteilchen mit Longitudinalimpulsen über $10 \text{ GeV}/c$ tragen Transversalimpulse von mehr als $2.5 \text{ GeV}/c$. Ablenkungen von 2 Grad aus der Strahlachse für Protonen mit Energien von über 100 GeV sind dabei typisch und täuschen eine zu hohe Untergrundrate im Detektor vor. Die Verwendung des GHEISHA-Modells zur Untersuchung der Einflüsse von Strahl-Restgas- bzw. Strahl-Rohrwand-Wechselwirkungen auf die Untergrundraten ist daher nicht sinnvoll.

Der maximale Transversalimpuls im H1FLUKA-Modell übersteigt $2.5 \text{ GeV}/c$ nicht, was mit der statistischen Erwartung bei 1000 untersuchten Ereignissen verträglich ist. Im H1FLUKA-Modell werden harte QCD-Streuprozesse mit hohen Transversalimpulsen nicht explizit simuliert. Der Vergleich mit der punktierten Linie nach Gl. 3.14 in Abb. 4.10 zeigt, daß mit H1FLUKA aber eine realistische Impulsverteilung auch bei höheren Transversalimpulsen erreicht wird.

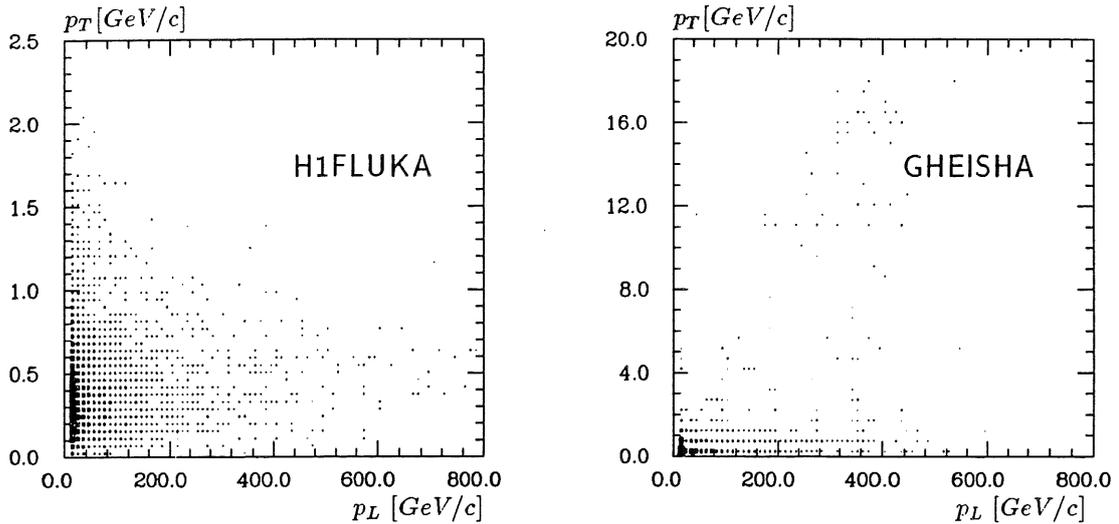


Abbildung 4.11: *Transversalimpuls der Sekundärteilchen aus unelastischen Wechselwirkungen aufgetragen gegen den Longitudinalimpuls*

Überblick

Es wurden zwei Modelle zur Erzeugung der Endzustände unelastischer Hadron-Kern-Wechselwirkungen in Programmen zur Detektorsimulation vorgestellt. Der Vergleich der beiden Modelle auf der Ebene einzelner Wechselwirkungen zeigte große Abweichungen in der Simulation grundlegender physikalischer Größen von theoretischen Erwartungen für das GHEISHA-Modell.

Das FLUKA-Modell wies zunächst vor allem technische Mängel auf. Für das bei H1 verwendete H1FLUKA-Modell traten wesentliche Abweichungen von theoretischen Modellen nicht auf, nachdem

- durch die Beseitigung technischer Fehler bei der Berechnung der Kinematik der Sekundärteilchen die energieerhaltende Simulation der einzelnen Endzustände gewährleistet wurde,
- durch die Verwendung eines modifizierten Modells zur Simulation der intranuklearen Kaskadenteilchen für Wechselwirkungsenergien oberhalb 5 GeV eine Unstetigkeit in der Berechnung der nuklearen Energieverluste im Energiebereich von 5-11 GeV behoben wurde und
- die zusätzliche Einführung eines einfachen Modells zur Erzeugung von Evaporationsprotonen und -neutronen unter Berücksichtigung der nuklearen Bindungsenergie sowie der Coulombenergie die materialabhängige Berechnung der intrinsischen Energieverluste erlaubte.

Das H1FLUKA-Modell wird daher bei H1 zur Simulation von Untergrundereignissen aus Strahl-Rohrwand-Wechselwirkungen eingesetzt.

Kapitel 5

Schauersimulation im H1-Detektor mit H1FAST

5.1 Motivation und Bedingungen

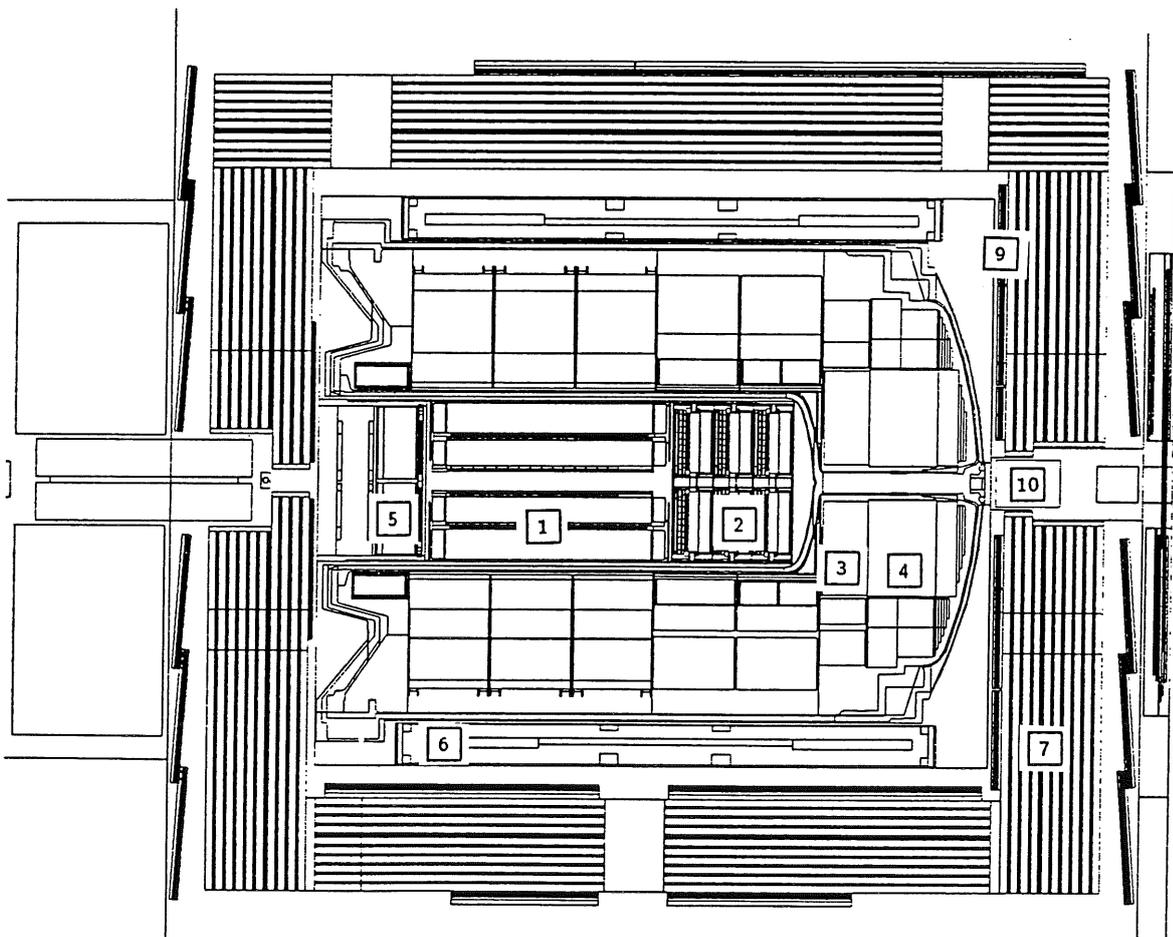


Abbildung 5.1: *GEANT-Modell des H1-Detektors (Bezeichnungen siehe Abb. 2.4.)*

In Kapitel 2 wurde dargelegt, daß zur korrekten Messung der inklusiven Wirkungsquerschnitte die Bestimmung der Akzeptanz des Detektors als Funktion der kinematischen Variablen mit Hilfe einer präzisen Detektorsimulation notwendig ist. Der in einem Kalorimeter zur Messung der kinematischen Variablen dienende Energiefluß kann durch die Verfolgung der Spuren der einzelnen Schauerteilchen und die Berechnung ihrer Energiedepositionen genau simuliert werden.

Ein wesentlicher Nachteil der Schauersimulation durch die Spurverfolgung aller Sekundärteilchen besteht in dem hohen Rechenzeitbedarf dieses Verfahrens. Die zur Berechnung einer Spur erforderliche Zeit ist proportional zur Länge der Spur. Da die totale Spurlänge aller Teilchen eines Schauers proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist, wächst die Rechenzeit zur Simulation eines Schauers linear mit der Schauenergie an. Der Proportionalitätsfaktor hängt von der Feinheit der Geometriebeschreibung des Kalorimeters ab. Er beträgt etwa 1 Sekunde¹ pro GeV für elektromagnetische Schauer im H1-LAr-Kalorimeter, wenn alle Schichten der Sampling-Struktur in der Geometriedefinition berücksichtigt werden und die Schauerteilchen bis zu sehr niedrigen kinetischen Energien (vgl. Tab. 5.1) verfolgt werden.

Option	Photonen	Elektronen	Neutronen	andere Hadronen	Myonen
A	2.	10.	10.	10.	10.
B	0.2	1.	1.	1.	1.
C	0.05	0.1	1.	1.	1.

Tabelle 5.1: Abschneideparameter in der H1-Detektorsimulation für verschiedene Teilchenarten in MeV

Dieser Rechenaufwand ist noch vertretbar beim Studium einzelner Schauer, aber nicht mehr bei der umfangreichen Simulation von HERA-Ereignissen, wie es für Akzeptanzbestimmungen nötig ist. Es müssen Methoden entwickelt werden, die den Rechenzeitaufwand erheblich reduzieren. Es ergeben sich zwei Ansatzpunkte:

1. Die Reduzierung der geometrischen Komplexität der Detektorbeschreibung erlaubt eine erhebliche Rechenzeiteinsparung bei der Auswertung der geometrischen Randbedingungen während der Verfolgung der Trajektorie eines Teilchens.
2. Die Reduzierung der totalen Spurlänge eines Schauers durch die Reduzierung der Schauerteilchen verringert die Anzahl der zu berechnenden physikalischen Prozesse. Die erforderliche Genauigkeit der Detektorsimulation bestimmt hier die mögliche Rechenzeiteinsparung bzw. in welchem Umfang zur Spurverfolgung alternative Verfahren in der Detektorsimulation eingesetzt werden müssen.

¹Alle Angaben zur Rechenzeit beziehen sich auf die für einen Prozessor des IBM 3090 Rechners beim DESY verwendete Zeiteinheit

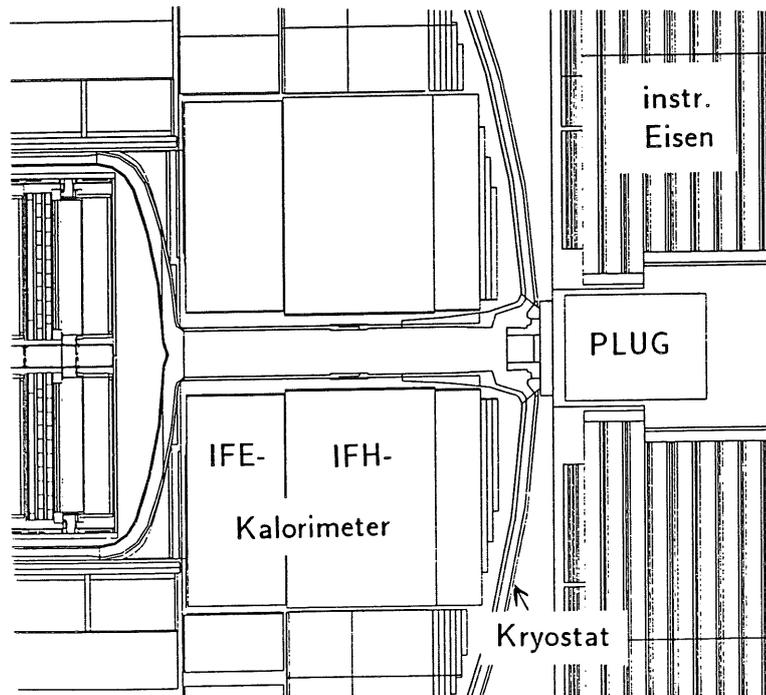


Abbildung 5.2: Detailansicht des H1-Detektors im Bereich des Plug- und Inneren Vorwärts (IF)- Kalorimeters

Die einfachste Möglichkeit zur Reduzierung der totalen Spurlänge eines Schauers besteht im Anheben der Abschneideenergie, bis zu der die Spur eines Teilchens verfolgt werden soll. Außerdem können z.B. die Absorberschichten der Sampling-Struktur leicht zu einem geometrischen Objekt zusammengefaßt werden, um die zulässige Schrittlänge in der Spurverfolgung zu erhöhen. Durch diese beiden Maßnahmen sinkt der oben erwähnte Proportionalitätsfaktor zwar auf 0.2 s/GcV ; eine exakte Simulation der Energiedeposition in den Ausleseschichten kann mit dieser Option aber nicht erwartet werden. Durch die lokale Energiedeposition an dem Punkt, wo die Teilchenenergie unter die Abschneideenergie fällt, wird die räumliche Entwicklung des niederenergetischen Teils eines Schauers nicht berücksichtigt. Gerade dieser niederenergetische Teil bestimmt aber das Signalverhalten eines Kalorimeters wesentlich, wie in Abschnitt 3.4.2 für die Verhältnisse e/mip und ion/mip dargelegt wurde. Ein Verfahren zur Rechenzeitreduzierung, das zur Massenproduktion von "H1-Ereignissen" eingesetzt werden soll, muß eine größere Zeitersparnis als mit diesem einfachen Verfahren ohne wesentliche Beeinträchtigung der Genauigkeit zulassen.

Die weitreichendste Möglichkeit, den Rechenzeitbedarf der Schauersimulation zu verringern, besteht darin, die Spurverfolgung der einzelnen Schauerteilchen durch die Simulation der parametrisierten Energiedichteverteilung des gesamten Schauers zu ersetzen. Die wesentlichen Probleme bei diesem Verfahren bestehen

- in der Erzeugung realistischer Energiedichteverteilungen einzelner Schauers,

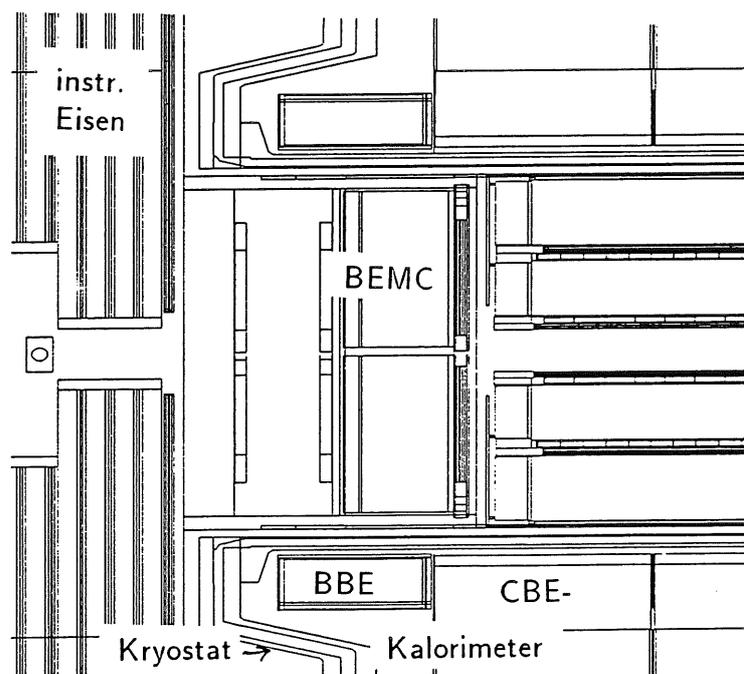


Abbildung 5.3: *Detailansicht des H1-Detektors im Bereich des BEMC-Kalorimeters*

- in der Berechnung der Energiedeposition in einzelnen Auslesekanälen aus der Energiedichte eines gesamten Schauers und
- in der Berücksichtigung der geometrischen Randbedingungen bei der Entwicklung von Schauern, die sich über Bereiche unterschiedlicher Materialzusammensetzung erstrecken.

Im folgenden soll zunächst auf die geometrischen Bedingungen bei der Simulation des Energieflusses im H1-Kalorimeter und die physikalischen Beschränkungen vorliegender Parametrisierungen eingegangen werden. Als Konsequenz daraus wird dann ein aus mehreren Verfahren kombinierter Algorithmus zur Schauersimulation eingeführt werden, der ohne wesentliche Nachteile die erforderliche Rechenzeitreduzierung erreichen kann, und durch die separate analytische Berechnung der Sampling-Effekte, die einfache Simulation perfekt rekonstruierter und kalibrierter Energien erlaubt.

5.2 Simulation der Kalorimetergeometrie

Im H1-Detektor sind insgesamt 5 unterschiedliche Kalorimetertypen zu simulieren. Dies sind neben

EMC dem elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters und

HAC dem hadronischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters auch

IRON das mit Streamerröhren instrumentierte Eisenjoch zur Messung der aus dem Kalorimeter kommenden Restteilchen,

BEMC das aus Blei-Szintillator-Schichten aufgebaute rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter und

PLUG das den Detektor in Protonrichtung gegen das Strahlrohr abschließende Plug-Kalorimeter aus Kupfer und Silizium.

Bei der Betrachtung der geometrischen Randbedingungen der Kalorimetersimulation im H1-Detektor müssen die Aspekte, die für die Schauerentwicklung, die Signalbildung und die Signalauslese von Bedeutung sind, getrennt betrachtet werden.

5.2.1 Geometrische Aspekte der Schauerentwicklung

Das H1-LAr-Kalorimeter besteht aus 8 Rädern (engl.: wheels), die aus „elektromagnetischen“ und „hadronischen“ Ringen von jeweils 8 Stapeln (Oktanten) gebildet werden. Innerhalb der etwa 120 Stapel wird die Schauerentwicklung durch eine einheitliche Sampling-Struktur bestimmt. Aufgrund der komplizierten Form der Kalorimeterstapel sind sie im GEANT-Modell des H1-Detektors, das in Abb. 5.1 gezeigt ist, aus mehreren Volumina mit identischen Materialeigenschaften zusammengesetzt.

Von besonderer Bedeutung für die Schauerentwicklung sind die Spalten, die sich zwischen den einzelnen Stapeln befinden und mit unterschiedlichen Materialien – vor allem mit flüssigem Argon, elektrischen Leitungen und mechanischen Befestigungselementen – gefüllt sind. Vor den Kalorimeterstapeln, vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet, befinden sich das Spurkammersystem, die Kryostatwandungen und der Bereich zwischen Kryostatwandung und den EMC-Stapeln, in dem sich aufgeschäumter Kunststoff zur Reduzierung des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter befindet.

Die typische longitudinale Dimension (vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet) beträgt für die EMC-Stapel 20 – 30 Strahlungslängen bzw. 1 – 1.5 Absorptionslängen und für die HAC-Stapel 4 – 6 Absorptionslängen. Aufgrund dieser longitudinalen Dimensionen und der Unterteilungen in R-, Z- und Φ -Richtung dehnen sich hadronische Schauer immer und elektromagnetische Schauer häufig über mehrere Stapel aus. Die Eigenschaften der Materialien in den R-, Z- und Φ -Spalten sind aber verschieden von denen innerhalb der Stapel, so daß sich beim Überschreiten der Stapelgrenzen deutliche Diskontinuitäten in der Schauerentwicklung ergeben.

Der Energiefluß von Schauern, die sich im Bereich zwischen Plug-Kalorimeter und Innerem Vorwärtskalorimeter (IF) (Abb. 5.1) bzw. zwischen BEMC- und BBE-Kalorimeter (Abb. 5.1) ausbreiten, ist besonders sorgfältig zu simulieren. Die Schauerentwicklung in diesen Bereichen kann mit der erforderlichen Genauigkeit nur durch die Spurverfolgung einzelner Teilchen unter genauer Berücksichtigung der einzelnen Materialien erfolgen.

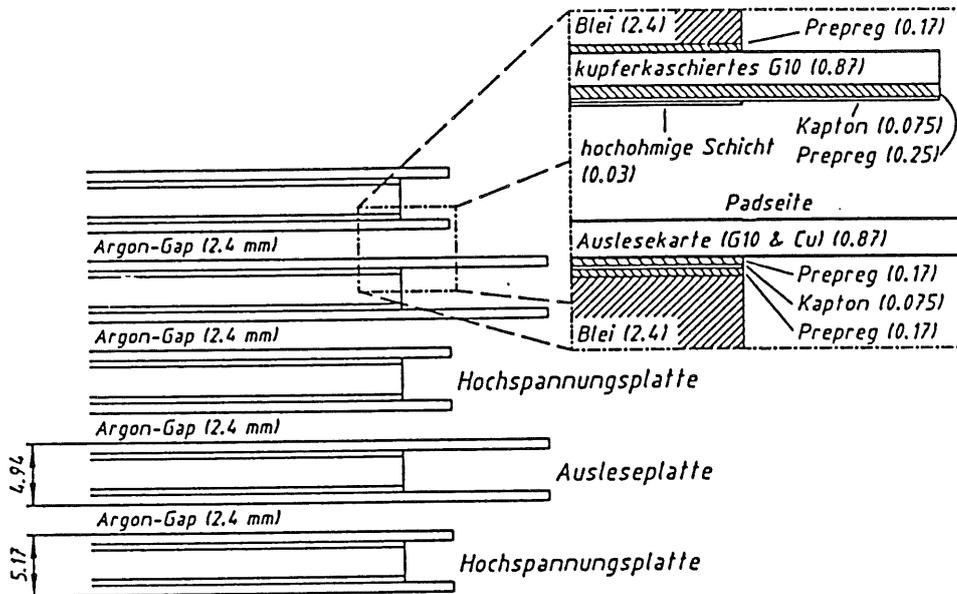


Abbildung 5.4:

Sampling-Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters (alle Maße in [mm]).

5.2.2 Geometrische Aspekte der Signalbildung

Innerhalb der einzelnen Kalorimeterstapel wird die Schauerentwicklung und Signalbildung durch die Zusammensetzung der einzelnen Sampling-Lagen bestimmt.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter mit Blei-Absorberplatten und Signalbildung durch Ladungssammlung in flüssigem Argon. Die 2.4mm dicken Absorberplatten sind mit G10-Platten verklebt, die abwechselnd mit Beschichtungen zur Signalauslese und Hochspannungszufuhr versehen sind (vgl. Abb. 5.4). Im hadronischen Kalorimeter werden 1.5cm dicke Stahlplatten als Absorber verwendet. Die Hochspannungszufuhr und Signalauslese erfolgt im hadronischen Kalorimeter durch Module (sog. "independent read out boards"), die nicht fest mit den Absorberplatten verbunden sind, sondern in die Zwischenräume der Absorberplatten eingeschoben werden (vgl. Abb. 5.5).

Die detaillierte Kalorimetersimulation erfordert die präzise Nachbildung der in Abb. 5.4 und 5.5 dargestellten Sampling-Strukturen, wenn der in der Ausleseschicht deponierte Energieanteil vorhergesagt werden muß. Praktisch stößt dieses Konzept an technische Grenzen. Im H1-Simulationsprogramm überschreitet eine solch detaillierte Geometriebeschreibung, die als *feine Granularität* bezeichnet wird, den maximal verfügbaren Hauptspeicherplatz, so daß diese Granularität nur bei der Simulation von Teilproblemen eingesetzt werden kann. Zur Simulation des gesamten Detektors kann nur eine sogenannte *mittlere Granularität* der Geometriebeschrei-

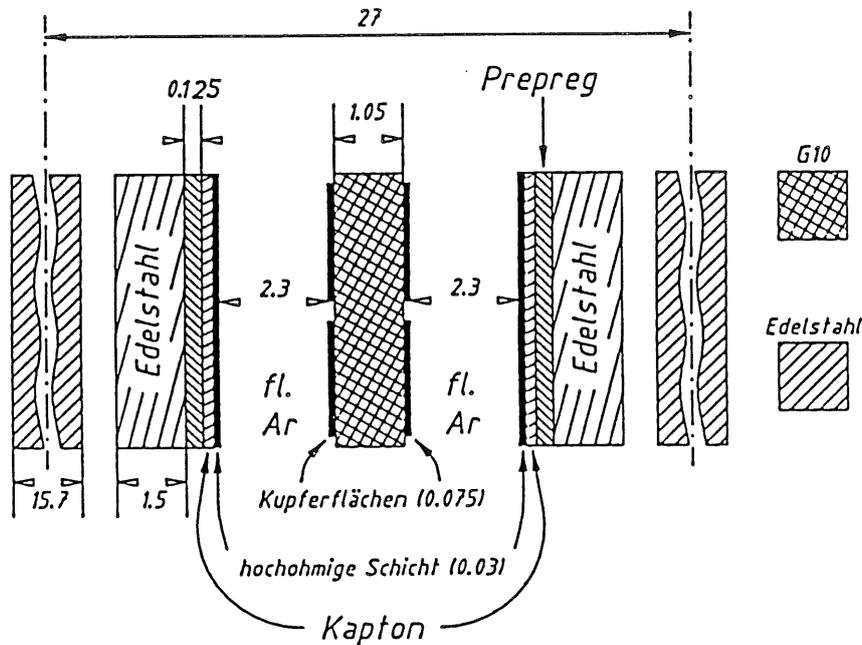


Abbildung 5.5:

Sampling-Struktur des hadronischen Kalorimeters (alle Maße in [mm]).

bung verwendet werden, in der die einzelnen Absorberlagen zu einer Schicht zusammengefügt wurden.

Auf die geometrische Beschreibung der Schichtstruktur von Sampling-Kalorimetern kann vollständig verzichtet werden, wenn die Möglichkeit besteht, den meßbaren Signalanteil aus dem Vergleich mit experimentellen Daten zu bestimmen. Es können dann jeweils komplette Kalorimeterstapel durch ein einziges Medium mit den effektiven Materialeigenschaften der Sampling-Struktur, die sich einfach aus der Mischung der verwendeten Atome ergibt, beschrieben werden. Auf diese Weise wird gewährleistet, daß die für die Schauerentwicklung wichtigen Kernmassen- und Ladungszahlen korrekt repräsentiert sind. Diese Art der Geometriebeschreibung wird als *grobe Granularität* bezeichnet. Sie hat zur Folge, daß die Berechnung des in den Ausleseschichten deponierten Energieanteils von der Spurverfolgung getrennt erfolgt. Die dazu nötigen Berechnungen werden in Abschnitt 5.3.3 durchgeführt werden.

5.2.3 Geometrische Aspekte der Signalauslese

Das H1-Kalorimeter ist in etwa 45 000 Auslesezellen unterteilt. Die Abb. 5.6 zeigt oben die Segmentierung des H1-Kalorimeters in der R-Z-Projektion und unten in der X-Y-Projektion für die Räder IFE und CB3. Die Verbindung zwischen den kartesi-

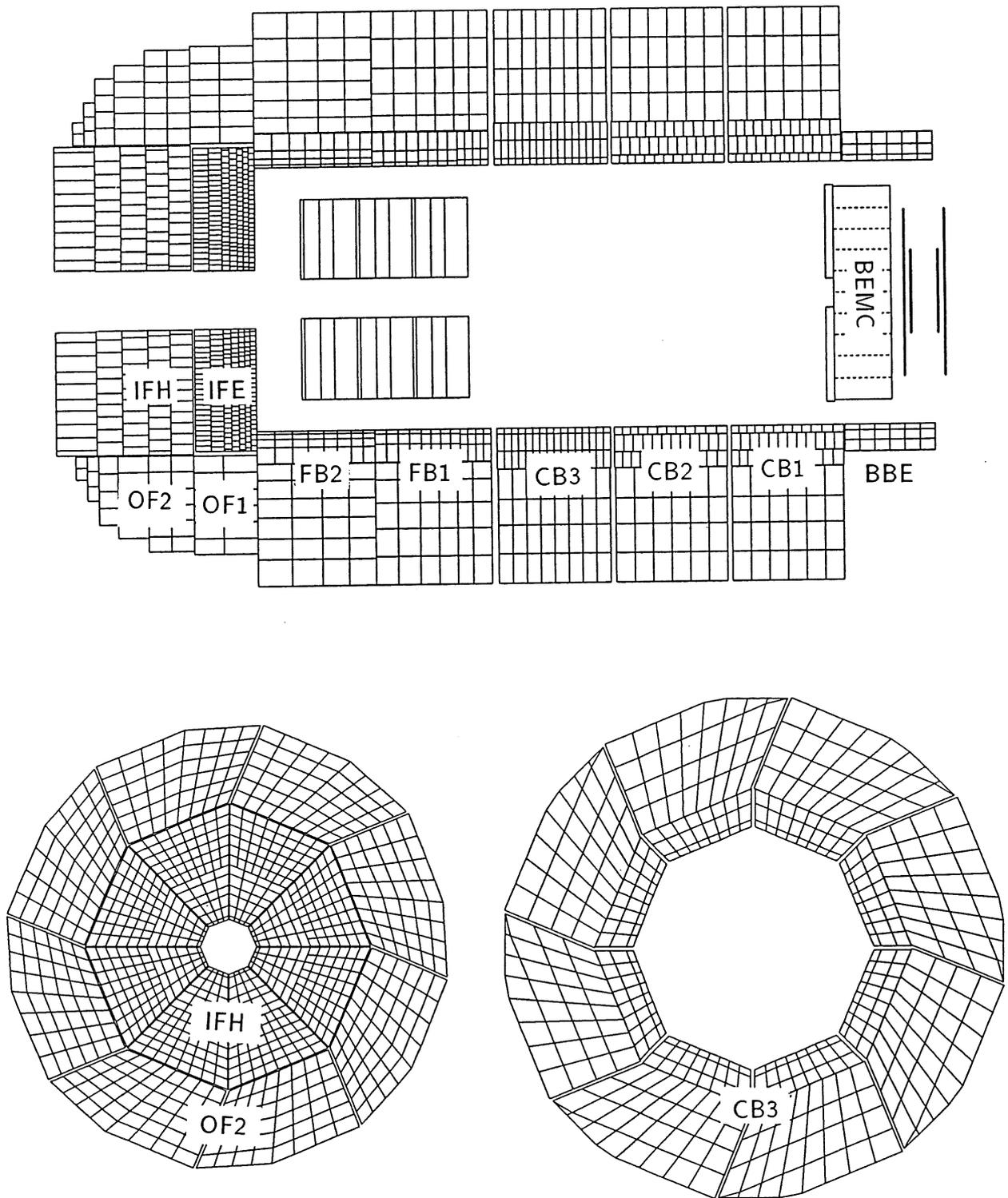


Abbildung 5.6: Segmentation der Auslesezellen im H1-Kalorimeter in R-Z-Projektion (oben) und X-Y-Projektion (unten)

schen Ortskoordinaten (x, y, z) und den Auslesezellen wird durch eine Abbildung

$$(x, y, z) \longrightarrow (M, N, L, I, J, K) \quad (5.1)$$

mit

- M : Nummer des Rades (0-7)
- N : Nummer des Rings (0-1, für innen oder außen)
- L : Nummer des Oktanten (0-7)
- I : Φ -Nummer
- J : Θ -Nummer
- K : longitudinale Nummer

hergestellt. Diese Abbildung wird als „mapping function“ [Fen89] bezeichnet. In dem diese Abbildung unabhängig vom GEANT-Modell des H1-Detektors realisiert ist, kann die genaue Gestalt der Ausleseflächen auf einer Auslekarte („read out board“) berücksichtigt werden.

Die einzelnen Auslesezellen bestehen aus zusammengeschalteten Ausleseflächen hintereinanderliegender Sampling-Schichten. Wichtig für die Anwendung der „mapping function“ in Zusammenhang mit der groben Granularität ist, daß sie eine dichte Überdeckung der Kalorimeter bildet, also auch passive Volumenteile beinhaltet. Die Berechnung des sichtbaren Energieanteils einer Auslezelle kann so aus der in einer Zelle insgesamt deponierten Energie in einem separaten Schritt erfolgen.

5.3 Simulation von Schauerentwicklung und Signalbildung

5.3.1 GFLASH - Vollständige Parametrisierung in GEANT

Die Implementation eines parametrisierten Algorithmus zur Schauersimulation im Kontext des Standardprogramms zur Detektorsimulation GEANT wurde in [Rud89, Gri90] beschrieben. Das Spurverfolgungskonzept des GEANT-Systems wird dort ausschließlich verwendet, um die longitudinale Entwicklung eines Schauers durchzuführen, die durch die Materialeigenschaften im Kern der Schauer bestimmt wird.

Durch die Parametrisierung des typischen Verhaltens der longitudinalen und lateralen Energiedichteverteilungen von elektromagnetischen und hadronischen Schauern kann zunächst die total in Absorber- und Auslesematerial deponierte Energie E_{dp} eines Schauers für ein Volumenelement bestimmt werden:

$$dE_{dp}(\vec{r}) = E_{dp} f(z) dz f(r) dr f(\phi) r d\phi . \quad (5.2)$$

Der in einem Volumenelement im aktiven Medium sichtbare Anteil der deponierten Energie kann dann in einem zweiten Schritt für den elektromagnetischen (c_{em}) und rein hadronischen ($1 - c_{em}$) Anteil gesondert durch

$$dE_{vs}(\vec{r}) = E_{dp} (\tilde{\epsilon} c_{em} f_{em}(\vec{r}) + \widetilde{had} (1 - c_{em}) f_{had}(\vec{r})) dV \quad (5.3)$$

mit den Verteilungsdichtefunktionen f_{em} und f_{had} der einzelnen Komponenten berechnet werden. Für die kalorimeterabhängigen sichtbaren Anteile \bar{e} , \overline{had} können experimentell bestimmte Werte verwendet werden. Der für jeden Integrationssschritt bestimmte Energiebetrag wird entsprechend einer fluktuierenden lateralen Verteilung in Form sogenannter Energiespots im Detektorkoordinatensystem deponiert.

Im Anhang sind die in [Rud89] durchgeführten Parametrisierungen für die longitudinalen und lateralen Verteilungen elektromagnetischer Schauer sowie das Konzept der hadronischen Schauerparametrisierung aufgeführt. Sie wurden unter der Bezeichnung GFLASH für alle Kalorimeter im Programm zur H1-Detektorsimulation implementiert. Die Parameter zur Schauerentwicklung für das PLUG- und IRON- bzw. BEMC-Kalorimeter wurden dabei vom hadronischen (HAC) bzw. elektromagnetischen (EMC) Kalorimeter übernommen. Eine materialunabhängige Parametrisierung elektromagnetischer Schauer, die aus dem Vergleich mit äußerst detailliert simulierten Schauern gewonnen wird, findet sich in [Pet92] und wird in der H1-Detektorsimulation eingesetzt.

Obwohl in der parametrisierten Simulation eine Vielzahl von Fluktuationen und Korrelationen berücksichtigt werden, ist eine realistische Simulation der Energiedeposition in einzelnen Auslesezellen und in nicht homogenen Bereichen des Detektors von vorn herein nicht zu erwarten. Insbesondere schränken die Bedingungen, unter denen die Parametrisierungen für hadronische Schauer gewonnen wurden, die generelle Anwendbarkeit der hadronischen parametrisierten Schauersimulation stark ein. Die wichtigsten Parameter wurden zwar unter Verwendung von Testdaten für eine den H1-Kalorimetern ähnliche Sampling-Struktur ermittelt [Pet89]; es standen aber lediglich Pionen im Energiebereich von 10 – 170 GeV zur Verfügung, die senkrecht zur Sampling-Struktur in das Kalorimeter einfelen. Das Verhalten des π^0 -Anteils unterhalb einer Energie von 10 GeV kann nur durch nicht gesicherte Extrapolationen der Parametrisierungen (vgl. Abb. 3.11) vorgenommen werden. Das unterschiedliche Verhalten des π^0 -Anteils für verschiedene Hadronen (vgl. Abb. 4.8) wird im Rahmen der vorliegenden Parametrisierung überhaupt nicht berücksichtigt. Die Beeinträchtigung der Schauerentwicklung beim Überschreiten der Grenzen eines Kalorimeterstapels wird ebenfalls nicht berücksichtigt, so daß die Simulation von komplizierten Detektorregionen mit parametrisierten Algorithmen nicht sinnvoll ist.

Prinzipiell kann ein parametrisierter Algorithmus durch die Einführung zusätzlicher Parameter und Korrelationen immer weiter entwickelt werden; es wurde jedoch erkannt, daß eine weitere Komplizierung nicht dazu geeignet wäre, wichtige Randbedingungen an ein Programm zur Massenproduktion, wie z.B. die Überprüfbarkeit, die Zuverlässigkeit oder die Einstellbarkeit zu erfüllen. Der ursprüngliche GFLASH-Algorithmus wurde daher nicht weiter entwickelt, sondern in der Form wie er im Vergleich mit den Daten des IF-Kalorimetertests 89/90 verwendet wurde [Ada91], als schnellst-mögliche Option zur Kalorimetersimulation im Programm zur H1-Detektorsimulation belassen. Im folgenden wird diese Option als GFLASH-Modus bezeichnet werden.

Weiterhin wurde unter der Bezeichnung H1PSI eine vereinfachte Version der GFLASH-Parametrisierungen mit einer stark vereinfachten projektiven Geometrie-

beschreibung des H1-Detektors zu einem äußerst schnellen (10-15 NC-Ereignisse pro Sekunde) Programm zur Kalorimetersimulation zusammengeführt. In dieser Kombination wird der wesentliche Geschwindigkeitsvorteil einer parametrisierten Simulation nicht durch die Berechnung komplizierter geometrischer Randbedingungen aufgehoben.

5.3.2 H1FAST – Partielle Parametrisierung, Terminatoren und Spurverfolgung

Um die Anforderungen an die Kalorimetersimulation in Bezug auf Genauigkeit und Geschwindigkeit erfüllen zu können, ist ein Konzept erforderlich, das sowohl nach Teilchenarten als auch nach geometrischen Bereichen differenziert angewendet werden kann. Indem gefordert wird, daß rechenzeitreduzierende Verfahren nur dort eingesetzt werden, wo ihre Korrektheit nachgewiesen ist, kann die Einführung systematischer Fehler in die Detektorsimulation weitgehend vermieden werden. Praktisch ist dies durch die Einhaltung der folgenden Regeln möglich:

- Die einzelnen Kalorimeterstapel werden durch möglichst wenige Volumina geometrisch beschrieben. Die Sampling-Effekte werden für alle Teilchenarten von der Spurverfolgung getrennt berechnet.
- Schauer werden nur dann parametrisiert, wenn sichergestellt ist, daß sie nahezu vollständig in einem Kalorimeterstapel enthalten sein werden.
- Sobald sicher ist, daß ein Teilchen und seine Zerfallsprodukte nur das Signal der Auslezelle, in der es sich gerade befindet, beeinflussen wird, braucht es nicht weiter verfolgt zu werden. Es kann *terminiert* werden, indem seine meßbare Energie unter Berücksichtigung der Sampling-Effekte deponiert wird.
- Sobald sicher ist, daß ein Teilchen das Signal in keiner Auslezelle beeinflussen wird, wird das Teilchen nicht weiter verfolgt. Es wird *gestoppt*, indem seine meßbare Energie zur Bilanzierung der totalen Energie in fiktiven Auslezellen gespeichert wird.

Aufgrund der oben formulierten Regeln muß auf die Verwendung parametrisierter hadronischer Schauer verzichtet werden. Lediglich die elektromagnetischen Subschauer der in einzelnen inelastischen Wechselwirkungen erzeugten π^0 's, die in einen Kalorimeterstapel passen, werden noch parametrisiert simuliert. In Abb. 5.7 ist dieser Sachverhalt links dargestellt. In einer ersten unelastischen Wechselwirkung im EMC werden zwei π^0 's erzeugt, die ihre Energie vollständig im EMC deponieren. Auch das energiereiche π^0 , das in der zweiten Wechselwirkung im HAC erzeugt wird, paßt ganz in diesen Kalorimeterstapel und kann daher ebenfalls parametrisiert simuliert werden.

Als Konsequenz aus der ausschließlichen Anwendung von Parametrisierungen innerhalb der Kalorimeterstapel erfolgt die Simulation der Energiedeposition in den

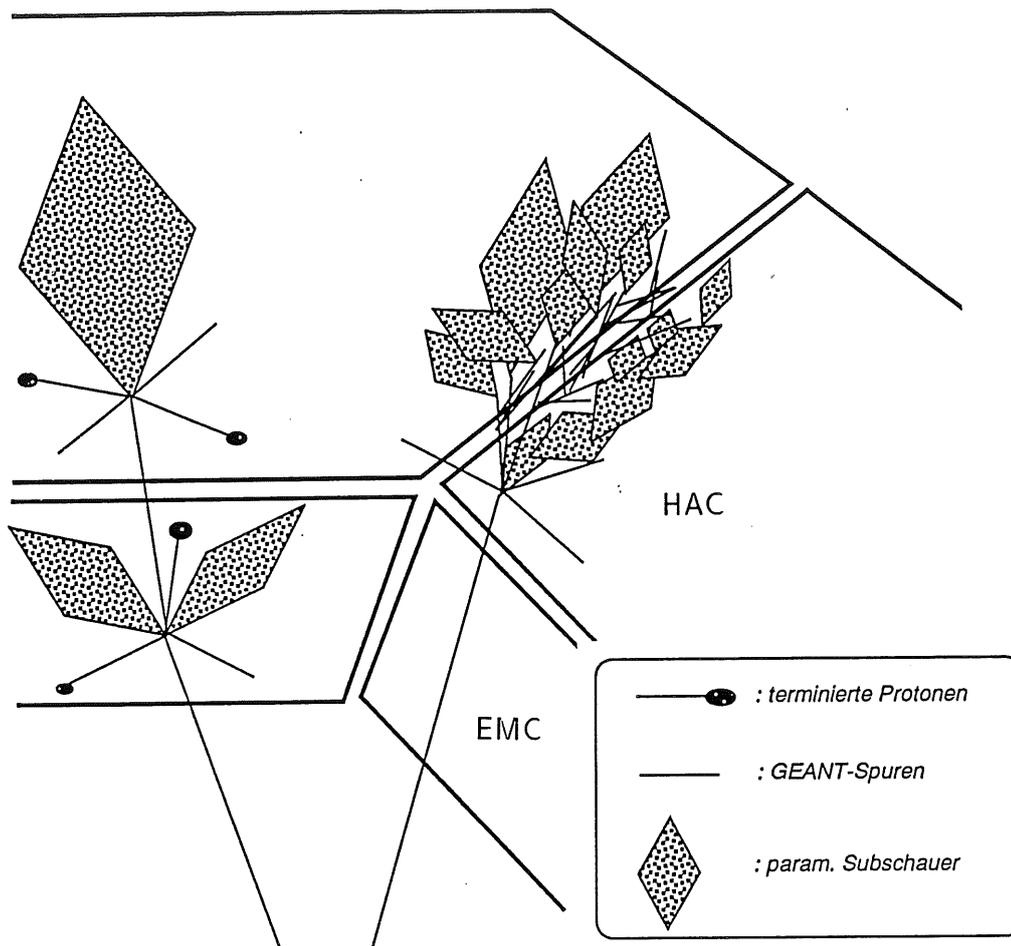


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Konzepts zur parametrisierten Simulation elektromagnetischer Subschauer

inaktiven Bereichen zwischen den Stapeln während der Spurverfolgung einzelner Teilchen. In Abb. 5.7 ist rechts dargestellt, wie sich die Energiedeposition eines „großen“ π^0 's aus der Überlagerung parametrisierter Subschauer weit innerhalb der Stapel und den e^- - und e^+ -Spuren innerhalb der ϕ -Spalte sowie ihrer unmittelbaren Nähe zusammensetzt.

Bei der Energiedeposition der terminierten Teilchen in der gemittelten Geometrie müssen teilchen- und energieabhängige Sampling-Effekte berücksichtigt werden, die im folgenden Abschnitt bestimmt werden sollen.

5.3.3 Berücksichtigung der Sampling-Effekte

Sichtbare Anteile für minimal ionisierende Teilchen

Die in den Ausleseschichten sichtbaren Anteile der deponierten Energie für minimal ionisierende Teilchen sind in Tab. 5.2 angegeben. Sie wurden nach Gl. 3.68 unter Verwendung des in [Par90] tabellierten minimalen Energieverlustes für die in Tab. 5.2 aufgeführten Schichten berechnet. Da im instrumentierten Eisen (IRON-

Kalorimeter	Absorberschichten	Ausleseschicht	\overline{mip}
EMC	2.4 mm Pb, 2.2 mm G10	2.5 mm Ar	0.112
HAC	19.0 mm Fe, 1.6 mm G10, 2.8 mm Ar	4.6 mm Ar	0.041
PLUG	75.0 mm Cu, 1.5 mm G10	0.4 mm Si	0.0016
BEMC	2.5 mm Pb	4 mm SCSN38	0.164
IRON	(siehe Text)		1.0

Tabelle 5.2: Zusammensetzung der Sampling-Strukturen der H1-Kalorimeter

Kalorimeter) die Simulation der Streamerrohrkammersignale [Ste91] von der Spurverfolgung getrennt durch Start- und Endpunkte der Teilchen in den Gasvolumina erfolgt, braucht in diesem Kalorimeter die Berechnung des sichtbaren Anteils der deponierten Energie nicht vorgenommen zu werden.

Sichtbare Anteile für Elektronen

Die Ladungsdeposition Q realer Elektronschauer im elektromagnetischen Kalorimeter und die in den aktiven Schichten simulierte Energie E_{vs}^{sim} können mit der Strahlenergie E_{e-} verglichen werden:

$$E_{e-} = k_{em}^{exp} Q = k_{em}^{sim} E_{vs}^{sim} . \quad (5.4)$$

Die Konstanten k_{em}^{exp} und k_{em}^{sim} werden von der speziellen Testanordnung, vor allem den Energieverlusten vor den Kalorimetern, beeinflusst.

Die idealen Kalibrationskonstanten für simulierte Schauer c_{em}^{sim} verbinden die in einem Stapel ohne mögliche Verluste deponierte Energie E_{dp}^{sim} mit der in den Ausleseschichten sichtbaren Energie E_{vs}^{sim}

$$E_{dp}^{sim} = c_{em}^{sim} E_{vs}^{sim} . \quad (5.5)$$

Aus dem Vergleich realer (k) und idealer (c) Faktoren können ideale Skalenfaktoren c_{em}^{exp} für experimentelle Schauer durch

$$c_{em}^{exp} = \frac{c_{em}^{sim}}{k_{em}^{sim}} k_{em}^{exp} \quad (5.6)$$

bestimmt werden, für die gilt:

$$E_{dp}^{exp} = c_{em}^{exp} Q . \quad (5.7)$$

Um bei Simulationen unter Verwendung der groben Granularität einen sichtbaren Teil der Energie

$$dE_{vs}(\vec{r}) = \frac{e}{mip} \overline{mip} dE_{dp}(\vec{r}) \quad (5.8)$$

in vollständiger Kompatibilität zur detaillierten Option bestimmen zu können, wurden die detailliert ermittelten Konstanten c_{em}^{sim} und die tabellierten Werte für \widetilde{mip} benutzt, um die Größe

$$e/mip = (c_{em}^{sim} \widetilde{mip})^{-1} \quad (5.9)$$

zu bestimmen.

Die für die einzelnen Kalorimeter resultierenden Werte für e/mip sind in Tab. 5.3 aufgeführt. Sie hängen über die Kalibrationskonstanten von der verwendeten detaillierten Geometriebeschreibung, den Abschneideparametern, der Programmversion usw. ab. Sie wurden für die Kalorimeter EMC, HAC und BEMC mit der standardmäßigen detaillierten Simulation mittlerer Granularität und den Abschneideparametern der Option B in Tab 5.1 ermittelt.

Sichtbare Anteile für schwere geladene Teilchen

Der mittlere sichtbare Anteil der deponierten Energie für schwere geladene Teilchen kann für die verschiedenen Teilchenarten m als Funktion der kinetischen Energie E durch

$$\widetilde{ion}(E, m) = \frac{d_a \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_a(E, m)}{\sum_i d_i \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_i(E, m)} \left(1 + K_B \left. \frac{dE}{dx} \right|_a(E, m) \right) \quad (5.10)$$

berechnet werden. Darin ist die Nichtlinearität der Lichtsammlung in Szintillatoren bzw. der Ladungssammlung in Flüssig-Argon-Kalorimetern durch eine empirische Sättigungsfunktion [Bir64] mit dem Sättigungsfaktor k_B berücksichtigt. Für Szintillatoren, wie sie im BEMC-Kalorimeter verwendet werden, wurde die Anwendbarkeit und Zweckmäßigkeit der Birk'schen Sättigungsfunktion gezeigt und der Sättigungsfaktor k_B bestimmt [Bec85].

Im Argon trägt die Sättigungsfunktion der sogenannten Säulenrekombination Rechnung, die die Rekombination von Elektron-Ion-Paaren entlang der Spur eines stark ionisierenden Teilchens beschreibt. Ob und in welchem Maße das Sättigungsverhalten für die im EMC und HAC verwendeten Sampling-Schichten und für die verschiedenen Arten von schweren geladenen Teilchen durch ein Birk'sches Gesetz wie in Gl. 5.10 beschrieben wird, kann nur experimentell bestimmt werden [Fes90b].

Der Einfluß unterschiedlicher Sättigungsfaktoren k_B auf das Signal kann mit Hilfe der Größe

$$C_{vis}(E, m) = \frac{1}{E} \int_0^E \frac{\widetilde{ion}(E', m)}{\widetilde{mip}} dE' , \quad (5.11)$$

die den relativen integrierten Signalanteil bezogen auf ein minimal ionisierendes Teilchen als Funktion der kinetischen Energie und der Teilchenart angibt, dargestellt werden.

In Abb. 5.8 ist der relative integrierte Signalanteil C_{vis} für Protonen im elektromagnetischen (EMC) und hadronischen (HAC) Kalorimeter mit unterschiedlichen Sättigungsfaktoren gegen die kinetische Energie der Protonen aufgetragen. Im Hinblick auf den wichtigen durch Spallationsprotonen deponierten Energieanteil hadronischer Schauer ist es aufschlußreich, die Größe C_{vis} z.B. bei einer Energie

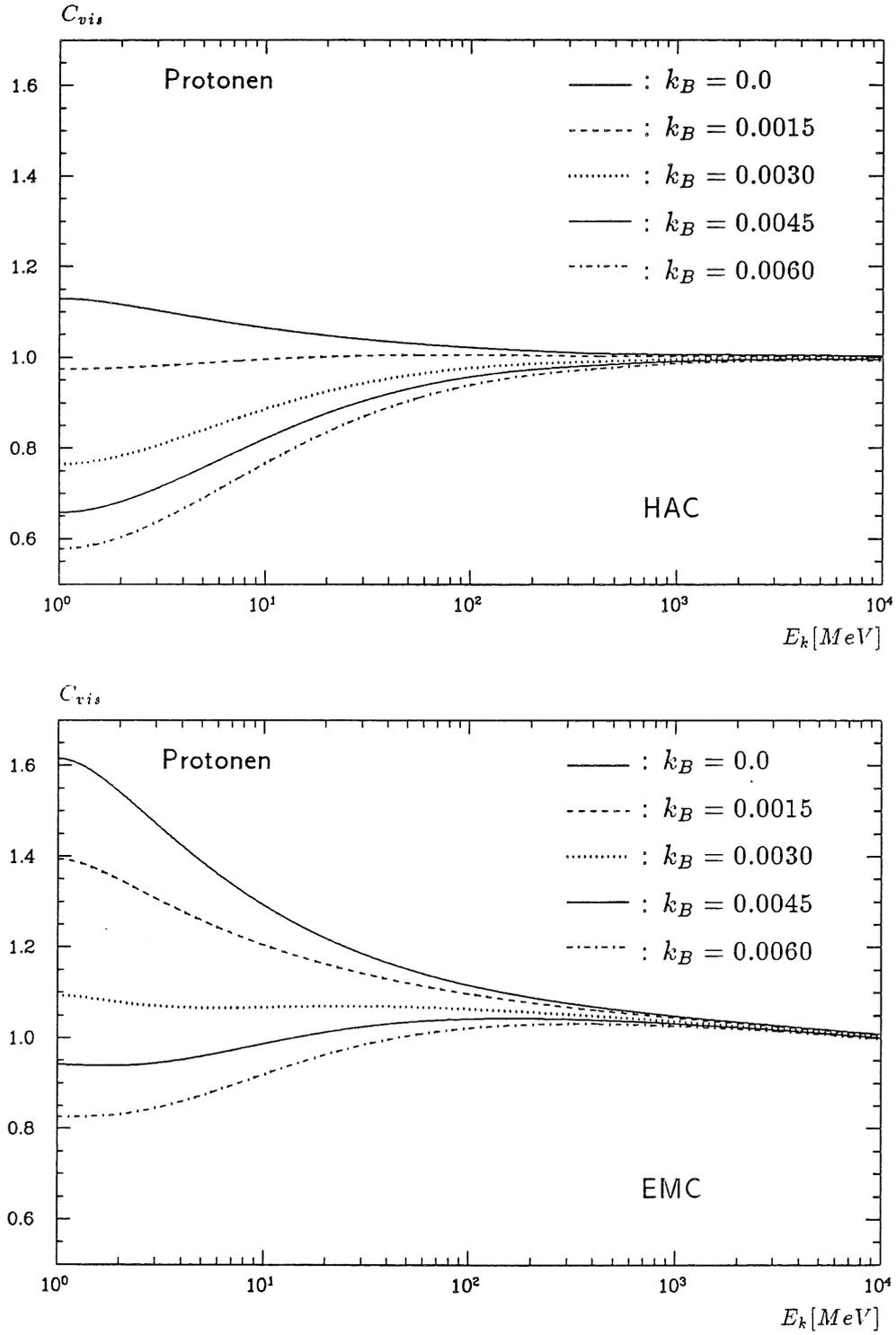


Abbildung 5.8: Relativer integrierter Signalanteil für Protonen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter mit unterschiedlichen Sättigungsfaktoren

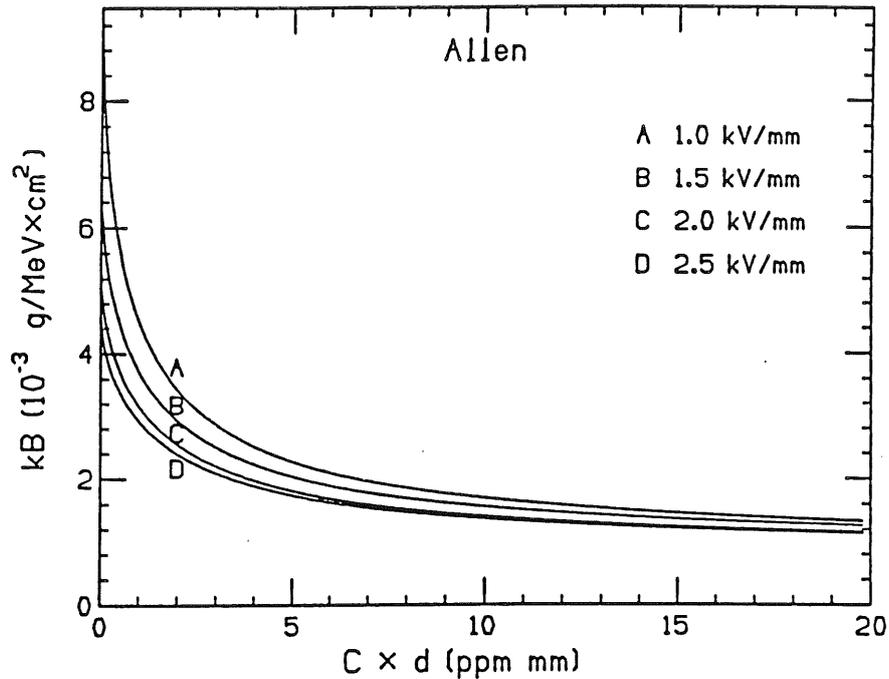


Abbildung 5.9: Sättigungsfaktor k_B für Allen-Zusätze als Funktion des Produkts aus Schichtdicke des Argons d und Allen-Konzentration C bei verschiedenen Feldstärken

$E_k = 10 \text{ MeV}$ in Abb. 5.8 zu betrachten. Im EMC (HAC) deponieren Protonen von 10 MeV bis zur Abbremsung in den Ruhezustand im Mittel 30% (6%) mehr Energie im Auslesemmedium als mip 's. Wird für die Signalbildung ein Sättigungsfaktor von $k_B = 0.0045$ angenommen, so liegt das Energieäquivalent des Signals von Protonen 2% (20%) unter dem nicht gesättigten Signal von mip 's. Für das EMC führt im Gegensatz zum HAC der Sättigungseffekt zu einer Linearisierung des Protonsignals, d.h. C_{vis} liegt mit Sättigung näher bei 1 als ohne Sättigung. Die Anwendung eines Sättigungsfaktors der erwähnten Größenordnung reduziert das Signal gegenüber der im Auslesemmedium deponierten Energie in beiden Kalorimetern um bis zu 10% bei 100 MeV und bis zu 30% bei 10 MeV . Dieser Effekt könnte auch als antikompensierend bezeichnet werden, da die wichtige, meßbare hadronische Energieform der kinetischen Energie von Protonen nur reduziert zur Signalbildung hadronischer Schauer beitragen kann.

In [And91] wurde der Einfluß von Zusätzen zum flüssigen Argon auf die Sättigung bei der Signalbildung untersucht. Der k_B -Faktor wurde für Allen-Zusätze (eine Kohlen-Wasserstoffverbindung) als Funktion des Produkts aus Schichtdicke des Argons d und Allen-Konzentration C bei verschiedenen Feldstärken bestimmt. Abb. 5.9 zeigt, daß schon geringe Zusätze die Sättigung deutlich reduzieren. Besonders im Bereich geringster Konzentrationen sollten die angegebenen Werte aber nur in ihrer Größenordnung betrachtet werden, da der k_B -Wert lediglich aus den dE/dx -Werten von 5.5 MeV - α -Teilchen und minimal ionisierenden Elektronen berechnet wurde.

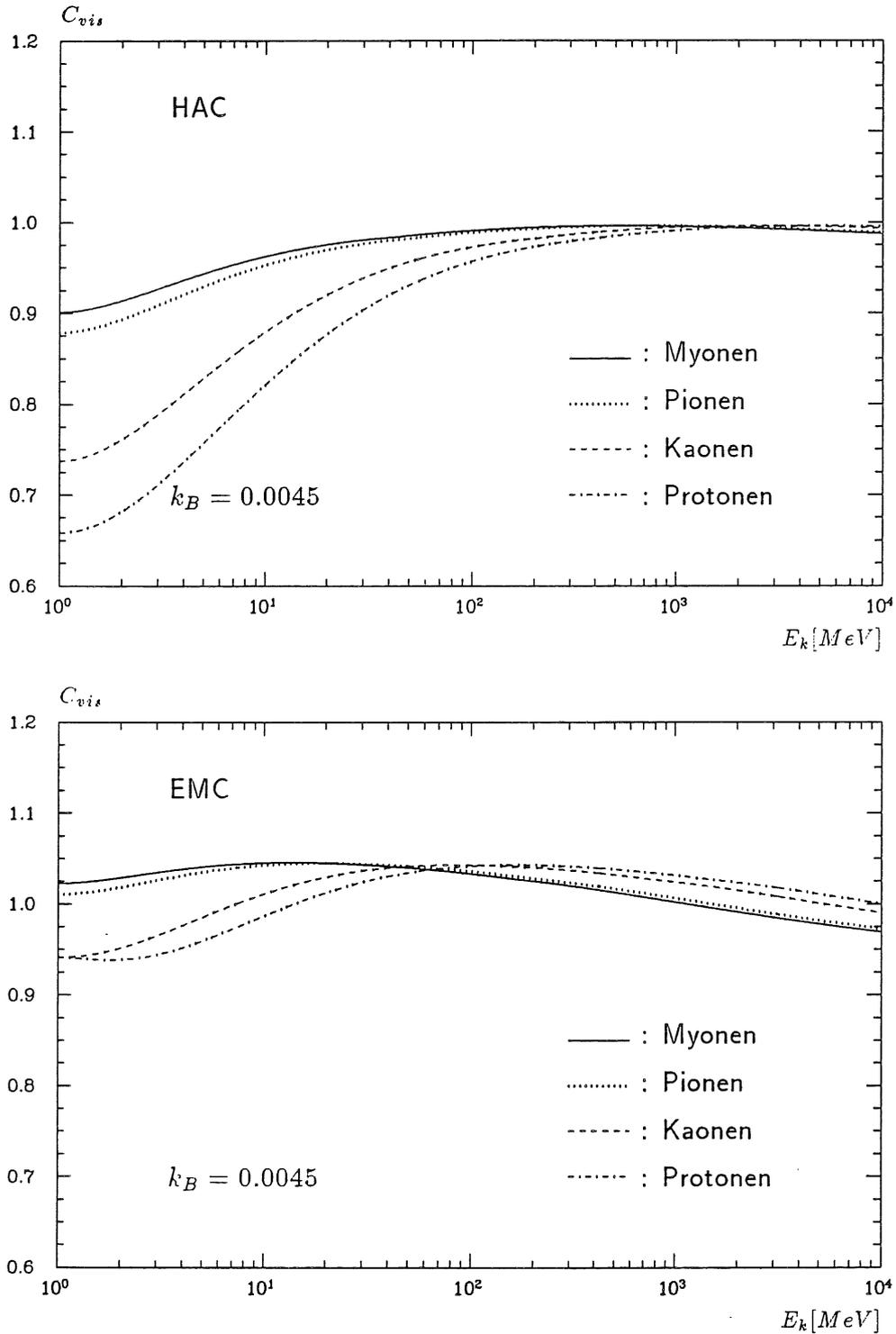


Abbildung 5.10: Relativer integrierter Signalanteil im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter für Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen

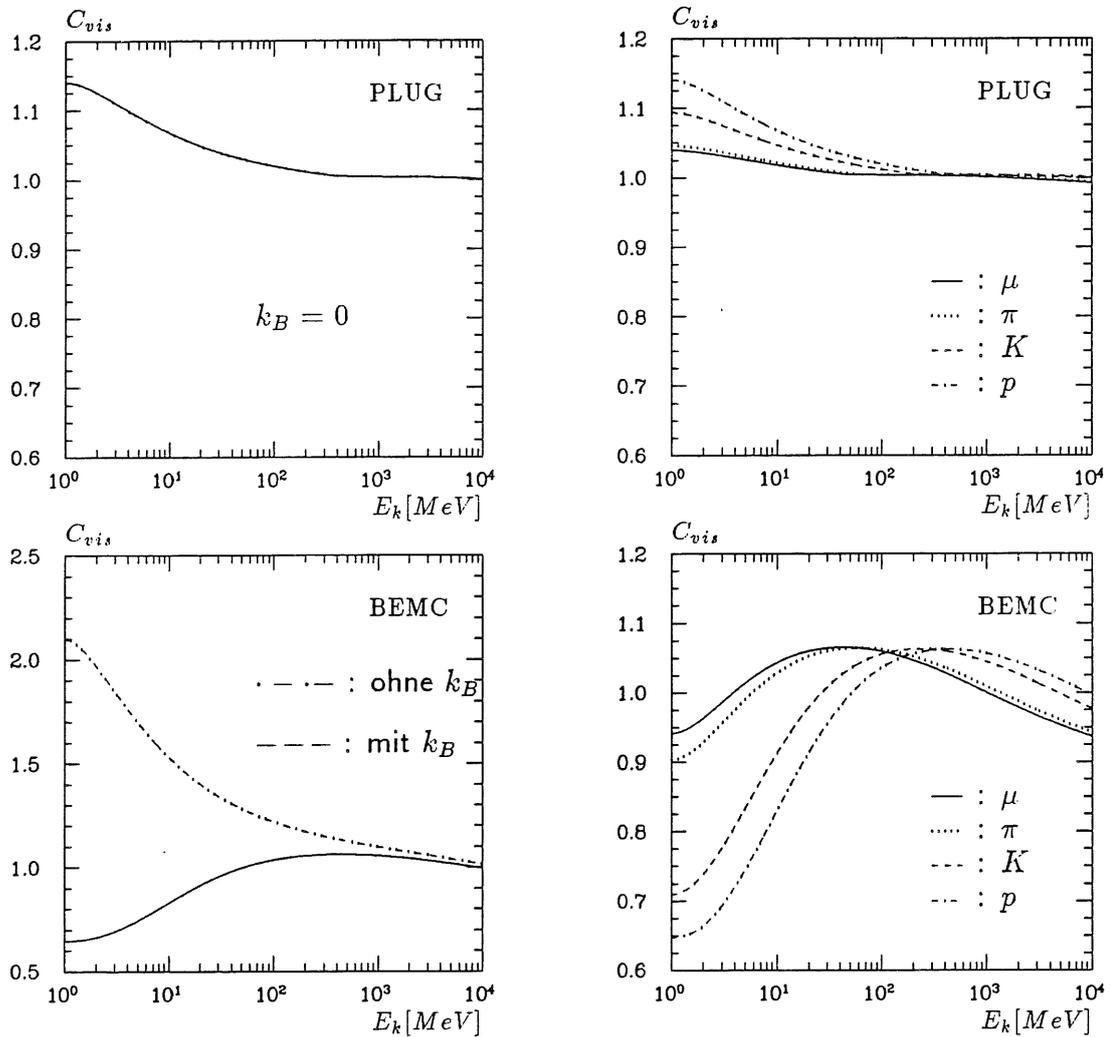


Abbildung 5.11: Relativer integrierter Signalanteil im PLUG- und BEMC-Kalorimeter für Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen unter Berücksichtigung des nominellen Sättigungsfaktors k_B (rechts), sowie für Protonen mit und ohne Berücksichtigung des nominellem Sättigungsfaktors (links)

Bei der Simulation des hadronischen Endzustandes wurde für den Energieanteil stark ionisierender Teilchen eine Genauigkeit von etwa 20% erreicht. Die Genauigkeit, mit der die Sättigungsfaktoren für diese Teilchen bestimmt werden müssen, brauchen daher lediglich von dieser Güte zu sein. Für das flüssige Argon wurde schließlich ein Wert von $k_B = 0.0045 \text{ g}/(\text{MeV cm}^2)$ angenommen, der bereits in Detektorsimulationen mit dem CALOR-System verwendet wurde [Bra85] und auf [Fab77] zurückgeht. Für den im BEMC-Kalorimeter verwendeten Szintillator SCSN-38 wurde der Sättigungsfaktor $k_B = 0.835 \cdot 10^{-2} \text{ g}/(\text{MeV cm}^2)$ [Bec85] verwendet. Im Plug-Kalorimeter tritt keine Sättigung bei der Signalbildung auf, so daß in Gl. 5.11 $k_B = 0$ gesetzt werden kann.

Die Werte für den mittleren relativen integrierten Signalanteil C_{vis} wurden nach Gl. 5.11 unter Verwendung der Gl. 5.10 und 3.24 für Myonen, Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen im Energiebereich von $1 \text{ MeV} - 10 \text{ GeV}$ berechnet. Die Abb. 5.10 und 5.11 (rechts) zeigen die Berechnungen für das EMC und HAC bzw. BEMC und PLUG. Die sichtbare Energie im Auslesemmedium bei Verwendung der groben Granularität kann mit Hilfe der tabellierten Werte von C_{vis} durch

$$dE_{vs}(E_k) = (C_{vis}(E_k + dE_{dp})(E_k + dE_{dp}) - C_{vis}(E_k)E_k) \overline{mip} \quad (5.12)$$

für die angegebenen Teilchenarten praktisch berechnet werden. Für andere als die angegebenen Teilchenarten werden die Konstanten $C_{vis}(E, m)$ der Teilchen mit dem geringsten Massenunterschied verwendet.

Aufgrund der Unsicherheiten mit denen die Simulation des hadronischen Teilchenspektrums und die Signalbildung im Auslesemmedium behaftet sind, wird ein Vergleich der simulierten Schauer mit experimentellen Ergebnissen im folgenden Kapitel Aufschluß über die Qualität der getroffenen Annahmen geben.

Sampling-Fluktuationen

Im schnellen Simulationsalgorithmus ist sowohl bei der Deposition von Energiespots aus elektromagnetischen Schauern als auch bei der Deposition des kontinuierlichen Energieverlustes geladener Teilchen der für die jeweiligen Raumpunkte gültige mittlere sichtbare Anteil zu berechnen. Um die tatsächlich im Auslesemedium sichtbare Energie simulieren zu können, ist weiterhin zu berücksichtigen, daß dieser sichtbare Anteil aufgrund der Sampling-Fluktuationen statistischen Schwankungen unterworfen ist.

In [Rud89] wurde gezeigt, daß die Simulation der Sampling-Fluktuationen entsprechend ihrer in Abs. 3.3.1 erläuterten rein statistischen Natur erfolgen kann, indem die Anzahl N_s von Spuren, die die Ausleseschichten kreuzen, poisson-verteilt variiert wird. Durch den diskreten Wertevorrat der Poisson-Verteilung kann sich bei Schauerenergien unter 5 GeV aber eine nicht realistische Diskretisierung des Signals bei der Simulation geringer Energiedepositionen ergeben. Durch die Verwendung einer Gamma-Verteilung zur Simulation einer kontinuierlichen Anzahl von Kreuzungen, die als Quotient aus totaler Spurlänge in der Auslesezone und Dicke der Sampling-Schicht verstanden werden kann, wird dieses Problem beseitigt.

Zur Reproduktion der im Kalorimeter gemessenen Varianz

$$V(E) = \sigma^2 = C^2 E \quad \text{mit} \quad C [\sqrt{\text{GeV}}] \quad (5.13)$$

durch die Varianz der Summe über die Zahl der Spots n_s und der Auslesezellen n_{ch}

$$V\left(\sum_{i=1}^{n_{ch}} \sum_{i=1}^{n_s} E_s\right) = \sum_{i=1}^{n_{ch}} \sum_{i=1}^{n_s} V(E_s) \quad (5.14)$$

sowie zur Reproduktion der Energiesumme selbst

$$E = \sum_{i=1}^{n_{ch}} \sum_{i=1}^{n_s} E_s \quad (5.15)$$

muß eine Verteilungsfunktion für die E_s die Bedingungen

$$V(E_s) = C^2 E_s \quad \text{und} \quad \langle E_s \rangle = E_s \quad (5.16)$$

erfüllen. Für eine Gamma-Verteilung

$$f_{\Gamma}(z, \alpha, \beta) = \frac{x^{\alpha-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha)}, \quad \text{mit} \quad x = \beta z, \quad (5.17)$$

deren Erwartungswert $\langle z \rangle$ und Varianz $V(z)$ durch ihre Parameter α und β gegeben ist

$$\langle z \rangle = \frac{\alpha}{\beta} \quad \text{und} \quad V(z) = \frac{\alpha}{\beta^2}, \quad (5.18)$$

kann dies erreicht werden, wenn

$$\alpha = \frac{E_s}{C^2} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{1}{C^2} \quad (5.19)$$

gewählt werden.

Das Konzept der partiellen Schauerparametrisierung erfordert, die Energiefluktuationen auf Kalorimeterebene für elektromagnetische und rein hadronische Sampling-Fluktuationen getrennt reproduzieren zu können. Sofern experimentelle Messungen über die Höhe der Sampling-Fluktuationen in einem bestimmten Kalorimeter vorliegen, werden diese bevorzugt verwendet ([Pet92] für das EMC und [Gen91] für das BEMC). Anderenfalls können die Sampling-Fluktuationen mit Hilfe der Parametrisierungen nach Gl. 3.50 für elektromagnetische Schauer C_{elm} und nach Gl. 3.84 für rein hadronische Sampling-Fluktuationen C_{had} bestimmt werden. Die resultierenden Werte sind in Tab. 5.3 angegeben.

5.3.4 Terminatoren

Terminierung von Elektronen

Die Terminierung von Elektronen erfolgt über die partielle Schauerparametrisierung. Um sicherzustellen, daß nur elektromagnetische Schauer parametrisiert werden, die nahezu die gesamte Energie innerhalb eines Stapels deponieren, wird jedes Mal, wenn ein Bremsstrahlungsprozeß stattfindet, der folgende Algorithmus durchlaufen:

	EMC	HAC	IRON	PLUG	BEMC
\widetilde{mip}	0.112	0.041	1.00	0.0016	0.164
e/mip	0.684	0.919	0.87	0.87	0.676
$C_{elm}[\sqrt{GeV}]$	0.119	0.282	0.50	0.50	0.090
$C_{had}[\sqrt{GeV}]$	0.231	0.546	1.00	1.00	0.175

Tabelle 5.3: Parameter zur Berechnung der Sampling-Effekte

- Stelle fest ob der Bremsstrahlungsprozeß innerhalb eines Kalorimeterstapels mit der Nummerierung (M_0, N_0, L_0) nach Gl. 5.1 stattgefunden hat.
- Falls ja, stelle fest, ob für eine Schauertiefe Z_{90} und einem Schauerradius R_{90} , die einem 90 % igen longitudinalem bzw. radialem Energieinhalt entsprechen, die vier Vektoren mit den Zylinderkoordinaten

$$(Z_{90}, R_{90}, 0), (Z_{90}, R_{90}, \pi/2), (Z_{90}, R_{90}, \pi), (Z_{90}, R_{90}, 3/2 \pi)$$

im gleichen Konfidenzvolumen wie der Schauerstartpunkt liegen.

- Falls ja, simuliere die parametrisierte Energiedichteverteilung eines elektromagnetischen Schauers mit den in Anhang A angegebenen Verteilungen.

Sollte ein Schauer nicht gleich beim erstenmal in ein Konfidenzvolumen passen, so werden bei zunehmender Reduzierung der Energie die Subschauer immer kleiner, so daß sie irgendwann bestimmt in das Konfidenzvolumen passen oder das Teilchen gestoppt werden wird. Bis dahin werden alle zu parametrisierenden Subschauer als Pseudoschauerteilchen [Rud89] vom GEANT-System zwischengespeichert.

Terminierung von Protonen

In unelastischen hadronischen Wechselwirkungen werden eine Vielzahl von geladenen Teilchen erzeugt. Die stark ionisierenden niederenergetischen Protonen tragen nicht zur weiteren Schauerentwicklung bei und brauchen daher nicht weiter verfolgt zu werden, wenn fest steht, daß nahezu ausschließlich das Signal der aktuellen Auslesezone beeinflusst werden wird.

Eine einfache Abschätzung ihrer mittleren Reichweite R als Funktion des Impulses p , die im Impulsbereich von $0.1 - 1 \text{ GeV}/c$ eine Genauigkeit von mehr als 5% aufweist, läßt sich aus dem Vergleich mit Abb. 3.5 gewinnen:

$$R(p) [g/cm^2] = e^{3.68} p^{3.15} . \quad (5.20)$$

Eine Reichweite von 10 (25) g/cm^2 entspricht etwa der halben typischen Länge einer elektromagnetischen (hadronischen) Auslesezone. Protonen einer kinetischen Energie von 76 (133) MeV verlieren auf diesen Längen ihre gesamte kinetische Energie.

Eine Vielzahl der vor allem im Evaporationsprozeß reichlich erzeugten Protonen kann direkt nach ihrer Freisetzung terminiert werden. Zu diesem Zweck wird festgestellt, ob der Ursprung und das vermutliche Ende der Spur in einer Entfernung vom doppelten der mittleren Reichweite in derselben Auslesezelle liegen. Ist dies der Fall, so wird die kinetische Energie der Protonen unter Berücksichtigung des sichtbaren Anteils und der Sampling-Fluktuationen deponiert. Es wurde untersucht, ob die Berücksichtigung der Spurkrümmung im Magnetfeld oder einer größeren Entfernung bis zum Ende der Spur einen Einfluß auf die in den Kanälen deponierten Energien haben. Es konnte dabei kein signifikanter Unterschied festgestellt werden, so daß die oben angegebene Reichweitenabschätzung mit dem größten Rechenzeitgewinn verwendet wurde.

Terminierung von Photonen

Niederenergetische Photonen bestimmen das absolute Signalverhalten eines Kalorimeters. Um die absolute Höhe eines Kalorimetersignals vorhersagen zu können, ist es erforderlich, Photonen bis zu sehr niedrigen Energien zu verfolgen. Da im Falle des H1-Kalorimeters eine absolute Kalibration aus dem Vergleich mit experimentellen Daten (vgl. Abs. 5.3.3) gewonnen wird, muß nur der Einfluß niederenergetischer Photonen auf die Schauerentwicklung, d.h. auf die Energieverteilung in den einzelnen Auslesezellen simuliert werden.

Eine wesentliche Rechenzeiteinsparung kann sich gegenüber einer detaillierten Simulation ergeben, wenn davon ausgegangen wird, daß unterhalb des Energiebereiches, in dem die Compton-Streuung die vorherrschende Ursache für den Energieverlust von Photonen ist, bezogen auf die Größe der Auslesezellen des H1-Kalorimeters keine weitere Schauerentwicklung durch Photonen stattfindet. Photonen im Energiebereich unter 10 MeV (vgl. Abs. 3.2.5) können daher durch einen Energiespot deponiert werden, wenn sich das Photon mit einem Abstand von mindestens drei mittleren freien Weglängen innerhalb eines Kalorimeterstapels befindet. Die Entfernung der Deposition in Richtung des Photonimpulses kann dann aus einer Exponentialverteilung mit einer mittleren freien Weglänge nach Abb. 3.9 gewählt werden.

Terminierung von Neutronen

Neutronen mit kinetischen Energien unterhalb der Erzeugungsschwelle für Pionen im Kern können prinzipiell durch die in Abs. 3.1.5 beschriebenen Mechanismen im H1-Kalorimeter zum Signal beitragen. Praktisch erfolgt ein direkter Energieübertrag in das Auslesemedium jedoch nur durch die elastische Streuung an Argon-Kernen, die nach Gl. 3.26 im Mittel 4.8% der kinetischen Energie der Neutronen überträgt. Aufgrund des oben beschriebenen Sättigungseffektes kann nur ein geringer Teil dieser Energie zum meßbaren Signal beitragen. Präzise Angaben über einen geeigneten Abschneideparameter für die Neutronensimulation lassen sich nicht treffen, da die verfügbaren Modelle zur Erzeugung und Spurverfolgung von Neutronen in dem hier interessierenden Energiebereich entweder nicht oder nur näherungsweise gültig sind.

Detaillierte Simulationen von 30 GeV Pionschauern im H1-IF-Kalorimeter zeigten, daß die Variation des Neutron-Abschneideparameters im Energiebereich von 100 keV – 10 MeV keinen Einfluß auf die deponierte Energie im H1-Kalorimeter hat [Gay91a]. Variationen im Energiebereich von 10 – 100 MeV bei Simulationen mit grober Granularität ergaben keine signifikante Änderung in der Anzahl der getroffenen Kanäle, jedoch eine um 2,3% (5.5%) reduzierte Gesamtenergie bei Abschneideparametern von 50 (100) MeV. Aufgrund der erreichbaren Zeitersparnis von etwa 10% der Gesamtrechnenzeit wurde eine mögliche Beeinträchtigung der Gesamtenergie von 2-3%, die im Vergleich zu anderen Unsicherheiten in der Simulation des Neutronenspektrums klein ist, durch die Wahl des Abschneideparameters zu 50 MeV zugelassen.

5.4 Simulation perfekt rekonstruierter Energien

Bisher wurde erläutert, wie eine möglichst realistische Simulation des im Auslesemedium meßbaren Energieäquivalents auf der Ebene einzelner Auslesezellen erfolgen kann. Die Schauersimulation erfolgt dabei in den beiden Schritten

- der Schauerentwicklung, die die Verteilung der Energie auf die einzelnen Auslesezellen durch die explizite Berechnung der hadronischen Endzustände, Spurverfolgung von Hadronen und partielle Parametrisierung elektromagnetischer Schauer bestimmt, und
- der Signalbildung, die die mittleren sichtbaren Anteile, das Sättigungsverhalten und die Sampling-Fluktuationen der einzelnen Teilchenarten berücksichtigt.

Diese Aufteilung des beschriebenen Simulationskonzeptes folgt aus der Tatsache, daß nicht die Ursachen der Sampling-Effekte (die Sampling-Schichten) simuliert werden, sondern die Sampling-Effekte selbst auf analytische Weise berechnet werden. Abb. 5.12 zeigt schematisch, wie während der Schauerentwicklung die Energie eines Ereignisses auf der Ebene einzelner Auslesezellen in die Komponenten

E_{loss}^{geom} geometrische Energieverluste durch Energiedeposition in nicht instrumentierten Bereichen und durch den Detektor verlassende Teilchen,

E_{loss}^{int} intrinsische Energieverluste durch aufzubringende Bindungsenergie in unelastische hadronischen Wechselwirkungen und gestoppte niederenergetische Neutronen,

E_{dp}^{em} durch Elektronen und Positronen deponierte Energien sowie

E_{dp}^{had} durch schwere geladene Teilchen deponierte Energien

aufgeteilt wird, um anschließend in ein meßbares Energieäquivalent überführt zu werden.

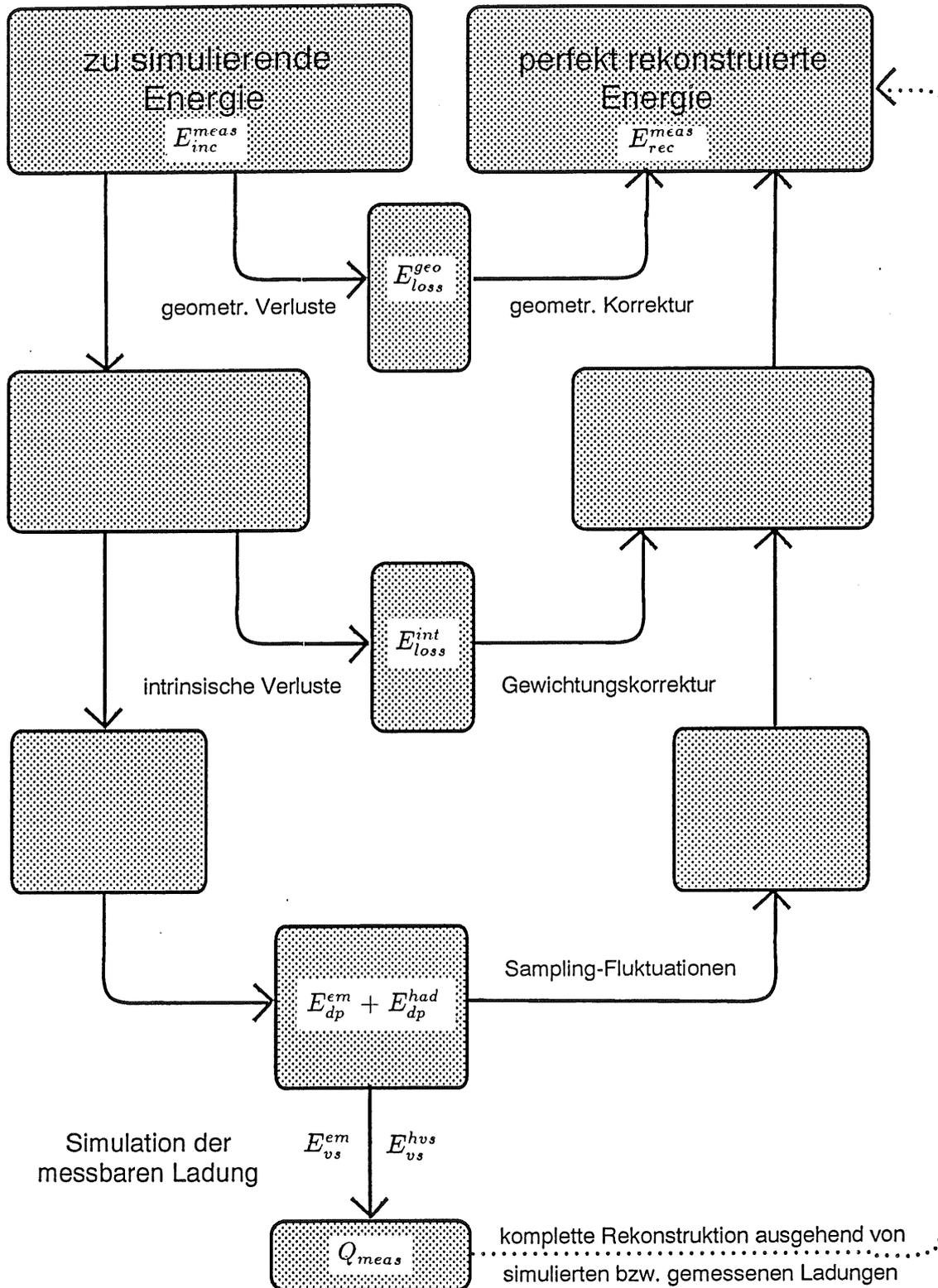


Abbildung 5.12: Schema zur Simulation perfekt rekonstruierter Energien (Erläuterungen siehe Text).

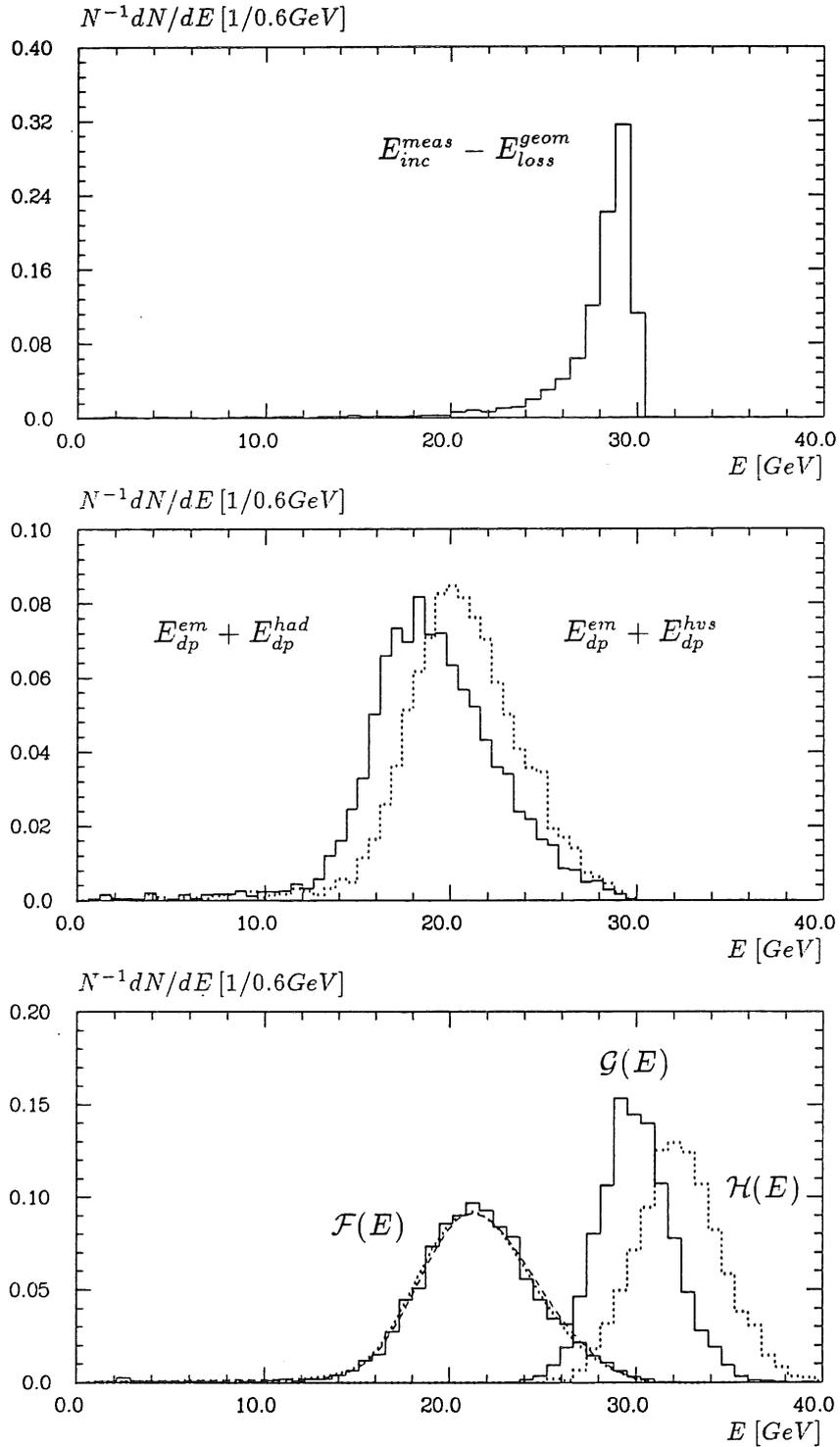


Abbildung 5.13: Energieverteilungen zur Simulation der geometrischen (oben) und intrinsischen (Mitte) Verluste sowie der Sampling-Fluktuationen und Gewichtungskorrekturen (unten)

Die Aufgabe eines Rekonstruktionsprogrammes besteht darin, den angedeuteten Ablauf umzukehren und zu einer bestmöglichen Schätzung der ursprünglichen Energie des Ereignisses zu gelangen. Es sollte für perfekt simulierte und experimentelle Daten völlig identische Ergebnisse liefern. In der Simulation sind aber Ungenauigkeiten und systematische Fehler unvermeidbar, z.B. bei der Simulation der intrinsischen Energieverluste, der Evaporationsteilchen, der Sättigungseffekte im Auslesemedium, der Neutron-Kern-Wechselwirkungen usw. Bei der Verwendung ein und desselben Rekonstruktionsprogramms für die simulierte und experimentellen Daten werden die Fehler in der Simulation erhalten und auf der Ebene der rekonstruierten Energien sichtbar bleiben. Es gibt zwei Möglichkeiten, diese Differenzen zu vermeiden:

1. Durch den Vergleich mit experimentellen Daten werden die simulierte Daten auf der Signalebene korrigiert (reskaliert), auch wenn die Abweichungen auf der Ebene der Schauerentwicklung verursacht wurden. Der zeitaufwendige Schritt der Schauerentwicklung braucht nicht wiederholt zu werden, wenn nur die richtigen Größen zur nachträglichen Berechnung der Signalbildung gespeichert wurden.
2. Es wird davon ausgegangen, daß es eine – im Rahmen eines bestimmten systematischen Fehlers – perfekte Rekonstruktion der experimentellen Daten gibt. Dann braucht in der Simulation nur der Schritt der Schauerentwicklung, der die geometrische Akzeptanz des Detektors bestimmt, durchgeführt zu werden. Der Prozeß der Signalbildung in der Simulation mit seiner Umkehrung durch Kalibrierung und Gewichtung der hadronischen Energieanteile in der Rekonstruktion kann dann durch die Anwendung einfacher Verteilungsfunktionen zur Berücksichtigung der Detektorauflösung für die elektromagnetisch deponierte Energie und die Summe aus hadronisch deponierter und intrinsisch verlorener Energie ersetzt werden.

Das Verhalten eines perfekt kalibrierten Detektors kann einfach simuliert werden, wenn die nicht sampling-fluktuierenden Energien

$$\bullet E_{dp}^{em} \quad \bullet E_{dp}^{had} \quad \bullet E_{dp}^{hvs} \quad \bullet E_{loss}^{int} \quad \bullet E_{loss}^{geom}$$

für die einzelnen Auslesezellen während der Schauerentwicklung gespeichert werden. Die hadronisch sichtbare Energie E_{dp}^{hvs}

$$E_{dp}^{hvs} = \sum_{i=1}^{n_s} dE_{vs}(E_k, m) / \overline{mip} \quad (5.21)$$

mit dE_{vs} nach Gl. 5.12 beinhaltet die besonderen Effekte der Signalbildung schwerer geladener Teilchen.

Die prinzipielle Wirkungsweise bei der Simulation rekonstruierter Energien ist in Abb. 5.13 für 30 GeV-Pionschauer dargestellt. Das obere Bild zeigt die Energieverteilung, die entsteht, wenn alle geometrisch bedingten Energieverluste von der

ursprünglich meßbaren Energie des einfallenden Teilchens abgezogen werden. Die durchgezogene Linie im mittleren Bild zeigt die Energieverteilung, wenn weiterhin auch die intrinsischen Energieverluste aus den unelastischen hadronischen Wechselwirkungen abgezogen werden. Die punktierte Linie im selben Bild berücksichtigt statt der hadronisch deponierten Energien E_{dp}^{had} die nicht fluktuierende hadronisch sichtbare Energie E_{dp}^{hvs} nach Gl. 5.21. Der mit der experimentell zugänglichen, hadronisch sichtbaren Energie verbundene Gewichtungseffekt ist deutlich zu erkennen.

Der wesentliche Schritt zu perfekt rekonstruierten Energien ist im unteren Bild in der Energieverteilung \mathcal{G} mit dem Mittelwert bei 30 GeV vollzogen. Hier wurden zur sampling-fluktuierenden deponierten Energie die Energieverluste unter der Annahme addiert, daß geometrische Korrekturen und Energiegewichtungsverfahren im Mittel absolut linear und mit einer Auflösung von 50 % funktionieren. Formal läßt sich dieser Schritt mit Hilfe von Gammafunktionen

$$G_{\Gamma}(E, C) := f_{\Gamma}(z, \alpha, \beta) \quad \text{mit} \quad z = E, \quad \alpha = E/C^2 \quad \text{und} \quad \beta = 1/C^2$$

darstellen, wobei f_{Γ} die Gammafunktion nach Gl. 5.17 bedeutet. Die Energieverteilung G ergibt sich dann als Summe der einzelnen fluktuierenden Energien:

$$\mathcal{G}(E) = \sum_{i=1}^{n_{ch}} \left(G_{\Gamma}^i(E_{dp}^{em}, C_{elm}) + G_{\Gamma}^i(E_{dp}^{had}, C_{had}) + G_{\Gamma}^i(E_{loss}^{int}, C_{gew}) + G_{\Gamma}^i(E_{loss}^{geom}, C_{kor}) \right) \quad (5.22)$$

mit C_{elm} und C_{had} nach Tab. 5.3 sowie $C_{gew} = C_{kor} = 0.5$. Um die Auswirkungen unterschiedlicher Qualitäten der Rekonstruktion auf die Endergebnisse einer speziellen Analyse zu studieren, können in Gl. 5.22 leicht die Auflösungsfunktionen C variiert oder zur Simulation von Mißkalibrationen die Energien E transformiert werden.

Es ist zu beachten, daß die in der Rekonstruktion experimenteller Daten realisierten Gewichtungsverfahren eine komplizierte Verknüpfung von hadronischer Energiedeposition und Korrekturen intrinsischer Energieverluste aufweisen. Ein Gewichtungsverfahren, das für die experimentellen Daten die intrinsischen Verluste im Mittel vollständig, wie in Gl.5.22, korrigieren würde, ergäbe die punktiert dargestellte Verteilung \mathcal{H} im unteren Bild. Denn experimentell ist nur die hadronisch sichtbare Energie E_{dp}^{hvs} zugänglich, die zur Demonstration anstelle von E_{dp}^{had} bei der fluktuierenden Addition verwendet wurde und zu einer deutlichen Überkompensation führt.

Eine vollständige Kompatibilität in der Rekonstruktion experimenteller und simulierter Daten ergibt sich bei der Betrachtung des im Auslesemediums meßbaren Energieäquivalents. Es ist in Abb. 5.13 unten links als Verteilung \mathcal{F} dargestellt. Da $h/e < 1$ gilt, ergeben sich auf der elektromagnetischen Skala Mittelwerte von etwa 21 GeV für Pionschauer von 30 GeV. Die Verteilung \mathcal{F} der simulierten Daten wurde mit den elektromagnetischen C_{elm} bzw. hadronischen C_{had} Sampling-Fluktuationen durch

$$\mathcal{F}(E) = \sum_{i=1}^{n_{ch}} \left(G_{\Gamma}^i(E_{dp}^{em}, C_{elm}) + G_{\Gamma}^i(E_{dp}^{hvs} \frac{\widetilde{m}_p}{\bar{e}}, C_{had}) \right) \quad (5.23)$$

erzeugt. Sie ist in Abb. 5.13 als geglättete Kurve dargestellt und stimmt genau mit der als Histogramm dargestellten Verteilung der im nächsten Kapitel näher erläuterten experimentellen Daten überein.

Das erläuterte Konzept zur Simulation rekonstruierter Energien wurde für die H1-Rekonstruktion als "Calibrated Energy Scheme" [Ber91] implementiert.

5.5 Rechenzeitbedarf der verschiedenen Optionen

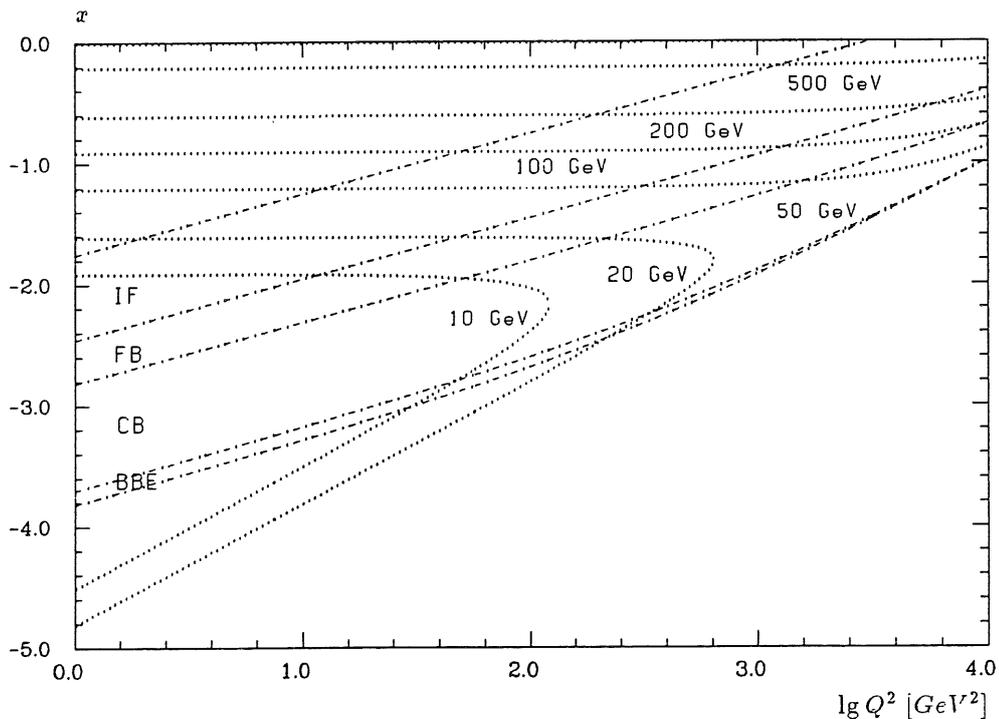


Abbildung 5.14: Linien konstanter Jetenergien (gepunktet) und -winkel (strichpunktirt) für die einzelnen Kalorimeterbereiche in der Q^2 - x -Ebene

Zur Beurteilung des Rechenzeitbedarfs der verschiedenen Optionen wurden neutrale Stromereignisse mit Impulsüberträgen Q^2 von 50 und 5000 GeV^2 mit dem Generatorprogramm LEPTO 5.2 erzeugt. Die möglichen Impulsbruchteile x wurden ihrem Wirkungsquerschnitt entsprechend generiert und so eingeschränkt, daß die Stromjets in das Flüssig-Argon-Kalorimeter einfielen. In Abb. 5.14 ist zu erkennen, daß für $Q^2 = 50 GeV^2$ vorwiegend Jetenergien um 10 GeV im CB-Kalorimeter aber auch Jetenergien von fast 100 GeV im IF-Kalorimeter und für $Q^2 = 5000 GeV^2$ Jetenergien über 50 GeV bis zur kinmatischen Grenze auftreten können. Für die Detektorsimulation ist das Rechenzeitverhalten bei Ereignissen mit hohen Impulsüberträgen besonders wichtig. Aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnitts werden mit diesen Ereignissen große statistische Fehler verbunden sein, die einen überproportionalen Simulationsaufwand erfordern.

	π^+ 30 GeV	NC $Q^2 = 50 \text{ GeV}^2$	NC $Q^2 = 5000 \text{ GeV}^2$
H1SIM fein	16.11	-	-
H1SIM mittel	-	223.8	327.6
H1FAST ohne param.	1.26	23.9	42.8
H1FAST part. param.	0.68	14.7	25.1
H1FAST GFLASH	0.12	8.7	10.4
H1PSI GFLASH	-	0.06	0.08

Tabelle 5.4: Rechenzeitbedarf in s für einzelne Pionschauer und neutrale Stromereignisse bei verschiedenen Impulsüberträgen in der H1-Kalorimetersimulation

Der Vergleich der Rechenzeiten in Tab. 5.4 wurde für H1SIM, H1FAST und H1PSI mit verschiedenen Simulationsoptionen durchgeführt. In der ersten Spalte der Tabelle sind Vergleichswerte für einzelne Schauer angegeben, die für H1SIM auf der feinen Granularität unter Verwendung von Abschneideparametern der Option A in Tab 5.1 ermittelt wurden. Für die volle Detektorsimulation kann in H1SIM aufgrund der erwähnten Speicherplatzbeschränkung nur eine mittlere Granularität verwendet werden; Zeitangaben für NC-Ereignisse auf der feinen Granularität existieren daher nicht.

Der Vergleich der Rechenzeiten der H1SIM- und H1FAST-Optionen zeigt, daß

- der Verzicht auf die detaillierte Beschreibung der Sampling-Struktur und die Verwendung hoher Abschneideparameter eine Reduzierung des Rechenzeitbedarfs um eine Größenordnung ergibt,
- mit der partiellen Parametrisierung eine weitere Rechenzeitreduzierung auf fast die Hälfte erreicht werden kann und
- der Einsatz vollständig parametrisierter Schauer bei weitem das schnellste Simulationsverfahren im Rahmen der vollständigen GEANT-H1-Geometrie ist.

Der mit der partiell parametrisierten H1FAST-Version gegenüber der Version ohne parametrisierte Schauer erreichbare Genauigkeitszuwachs ist dabei von größerer Bedeutung als der erreichbare Rechenzeitgewinn. In den folgenden Kapiteln wird die Genauigkeit der verschiedenen H1SIM- und H1FAST-Optionen im Vergleich mit experimentellen Daten und im Vergleich untereinander diskutiert werden. Es wird sich herausstellen, daß das Programm H1FAST mit partiell parametrisierten Schauern als schnellste Option eine der detaillierten Simulation vergleichbare Genauigkeit erzielen kann.

Die H1FAST-GFLASH-Option, die vollständig parametrisierte elektromagnetische und hadronische Schauer verwendet, kann die hohen Genauigkeitsanforderungen prinzipiell nicht in allen Detektorregionen erfüllen. Ein Vergleich der Zeitangaben der GFLASH-Versionen zeigt, daß Algorithmen zur vollständigen Schauerparametrisierung auf einer einfachen Geometrie besonders effektiv eingesetzt werden

können (H1PSI) und daß der Rechenzeitbedarf solcher Algorithmen nur schwach vom Impulsübertrag abhängt. Die Verbindung aus parametrisierter Schauersimulation und einfacher Geometriebeschreibung ist daher für besonders schnelle Detektorsimulationen mit eingeschränkten Genauigkeitsansprüchen geeignet.

Übersicht

Das hier entwickelte Konzept zur schnellen Kalorimetersimulation beruht auf den folgenden Methoden, den Rechenzeitbedarf gegenüber der detaillierten Version zu verringern:

- Die Sampling-Struktur der Kalorimeterstapel wird durch ein homogenes Medium ersetzt.
- Die Energiedeposition elektromagnetischer Schauer wird durch parametrisierte Energiedichteverteilungen beschrieben, sobald einzelne Subschauer vollständig in einem Kalorimeterstapel enthalten sind.
- Das hadronische Teilchenspektrum wird explizit simuliert.
- Die Energie von Teilchen, die das Volumen einer Auslezelle nicht verlassen werden, wird deponiert, ohne die Teilchentrajektorie weiter zu verfolgen.
- Teilchen, die nicht zur Energiedeposition beitragen werden, werden sofort nach ihrer Erzeugung gestoppt.
- Gleichzeitig mit der Simulation der im flüssigen Argon meßbaren Ladung kann die Simulation perfekt rekonstruierter Energien erfolgen.

Dieses Simulationsprogramm erreicht die erforderliche Geschwindigkeit, um es zur Simulation von HERA-Ereignissen in großem Umfang einsetzen zu können.

Für die Simulationsanforderungen

1. präzise Kalorimeteruntersuchungen,
2. umfangreiche Simulation von HERA-Ereignissen und
3. konzeptionelle Studien

existieren drei Kategorien von Programmen, die für typische zu simulierende Ereigniszahlen den folgenden Rechenzeitbedarf aufweisen:

Ereignisse	H1SIM	H1FAST	H1PSI
500	2.9 d	4.2 h	30 s
10^6	15.9 a	0.9 a	16.7 h

Kapitel 6

Vergleiche mit Daten des Kalorimetertests

In den Jahren 1989 und 1990 wurden die verschiedenen Typen von Kalorimeterstapeln des H1-Kalorimeters am CERN getestet. Die Güte der standardmäßigen H1FAST-Option zur Simulation hadronischer Schauer im H1-Detektor wird in diesem Kapitel durch den Vergleich mit experimentellen Daten des CERN-Tests dargestellt werden. Es werden dazu Pion-Schauer im Energiebereich von $5 - 205 \text{ GeV}$ verwendet, die mit einem Prototyp des Inneren Vorwärtskalorimeters (IF) gemessen wurden. Zur Bestimmung der relativen Qualität der Simulationen werden auch die unterschiedlichen Versionen zur Berechnung des hadronischen Endzustandes (H1FLUKA, GHEISHA) im H1FAST-Kontext und die detaillierte (H1SIM) mit der schnellen (H1FAST) Option miteinander verglichen werden. Der Vergleich mit elektromagnetischen Schauern auch in anderen Testanordnungen ist Gegenstand einer anderen Arbeit [Pet92].

6.1 Aufbau des Kalorimetertests

6.1.1 IF-Kalorimeter

Der im Test verwendete Prototyp eines IFE/IFH-Viertelstacks ist von gleichem Aufbau wie die IF-Viertelstacks des H1-Detektors. Die Sampling-Strukturen entsprechen nahezu denjenigen in anderen Bereichen des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters (CB1-3, FB1-2). Die IF-Daten wurden für diesen Vergleich gewählt, da das IF-Kalorimeter wegen des hohen Teilchenflusses im Vorwärtsbereich lateral besonders fein segmentiert (vgl. Abb. 6.1) und damit besonders gut für Studien der Schauerentwicklung geeignet ist. Die Sampling-Strukturen wurden bereits in Abb. 5.4 und 5.5 gezeigt. Die longitudinale Aufteilung ist in Tab. 6.1.1 angegeben.

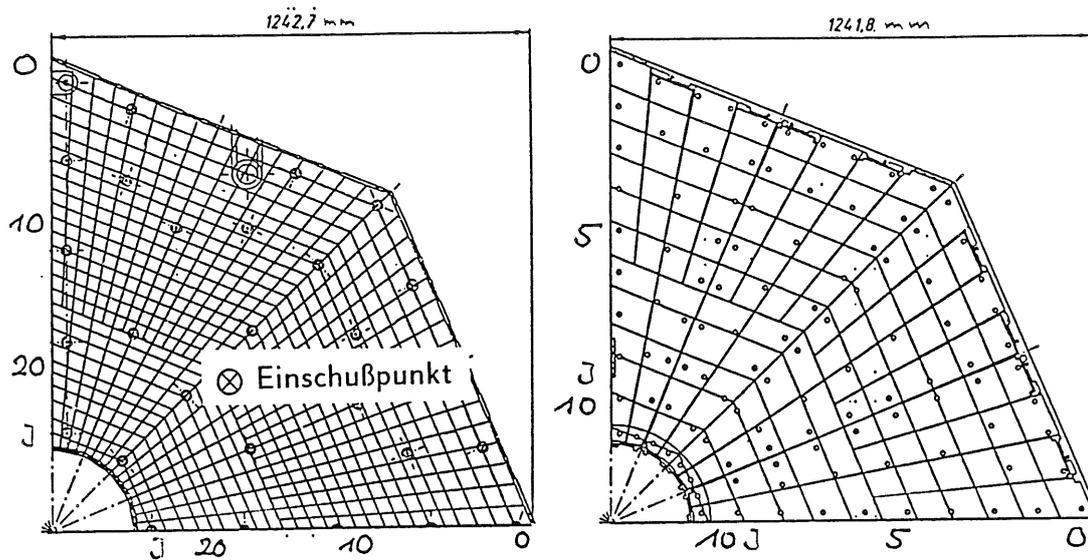


Abbildung 6.1: Laterale Aufteilung des elektromagnetischen (links) und hadronischen (rechts) IF-Kalorimeters in Auslesezellen

6.1.2 Teststrahl

Die Testmessungen wurden im H6-Teststrahl des *Super Proton Synchrotron (SPS)* am CERN durchgeführt. Zur Erzeugung verschiedener Teilchenstrahlen werden zunächst hochenergetische Protonen aus dem SPS auf ein feststehendes Target gelenkt. Die entstehenden Sekundärteilchen durchlaufen dann ein Magnetfeld, in dem sie nach Ladungsvorzeichen und Impuls getrennt werden.

Bei einer Protonenenergie von 450 GeV liegt der nutzbare Energiebereich des Sekundärstrahls bei $100 - 250 \text{ GeV}$. Um auch niedrigere Teilchenenergien zu erreichen, kann im Sekundärstrahl ein zweites Target installiert werden. Der so entstehende Tertiärstrahl bietet nutzbare Teilchenimpulse bis hinab zu 5 GeV .

Die Teilchen des Teststrahls treffen auf den Kryostaten, der die Kalorimeterstapel aufnimmt (vgl. Abb. 6.2), in einem in Strahlungslängen gemessenen dünnen Bereich. Da außerdem das flüssige Argon zwischen diesem Bereich und dem Kalorimeter durch einen speziellen Schaumstoff verdrängt wurde, befindet sich wenig passives Material vor dem Kalorimeter. Eine eingehende Beschreibung der Strahlführung, des Testaufbaus und der Ausleselektronik findet sich in [Bin90,Zei92], so daß hier nur noch die wichtigsten Angaben zur Datenselektion und Ladungskalibration erfolgen.

	Segment	dz [cm]	dz [X_0]	dz [λ]
I	1	4.94	2.82	0.164
	2	8.95	5.55	0.260
F	3	11.93	7.40	0.347
E	4	20.83	12.54	0.600
	Σ	46.62	28.31	1.371
I	5	16.8	6.72	0.82
	6	16.8	6.72	0.82
F	7	19.6	7.83	0.95
H	8	19.6	7.83	0.95
	9	30.8	12.31	1.50
	Σ	103.6	41.41	5.04
	Σ	150.2	69.72	6.41

Tabelle 6.1: Longitudinale Segmentierung des IF-Kalorimeters

6.2 Datennahme

6.2.1 Datenselektion

Um Einzelteilchenschauer auswählen zu können und die unterschiedlichen Strahlteilchen (hauptsächlich Elektronen, Myonen und Pionen) voneinander trennen zu können, werden geeignete Triggerdetektoren eingesetzt:

- Zwei senkrecht zueinander stehende 3cm breite Szintillatorstreifen B1 und B2, die nur dann beide ansprechen, wenn sich ein Teilchen auf der Sollbahn bewegt.
- Zwei CO_2 Gas-Čerenkovzähler (CEDARs), die die Trennung von Teilchen gleichen Impulses, aber unterschiedlicher Masse ermöglichen. Das Čerenkovlicht wird von je acht fest angeordneten Photomultipliern ausgelesen. Der Gasdruck wird in Abhängigkeit von der Strahlenergie so eingestellt, daß nur der Lichtkegel der gewünschten Teilchensorte auf die Photomultiplier trifft.
- Vieldraht-Proportionalkammern (MWPCs) in einer Entfernung von 1.90 m bzw. 25.40 m vor dem Kryostatfenster. Sie erreichen eine Ortsauflösung von 1mm und werden neben der genauen Messung der Strahlposition benutzt, um Ereignisse zu erkennen, bei denen mehrere Teilchen gleichzeitig einfallen.
- Eine Szintillator-Vetowand, die ein Signal liefert, wenn sie von strahlbegleitenden Teilchen außerhalb der Sollbahn getroffen wird. Der Strahl selbst läuft durch ein Loch von etwa 6cm Durchmesser. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen zu erhöhen, befindet sich vor der Szintillatorwand eine Bleiplatte. Zwischen Szintillatorwand und Kryostat befindet sich eine 40cm dicke Eisenwand, um zu verhindern, daß zurückgestreute Teilchen aus Wechselwirkungen am Kryostatfenster ein Szintillatorsignal auslösen.

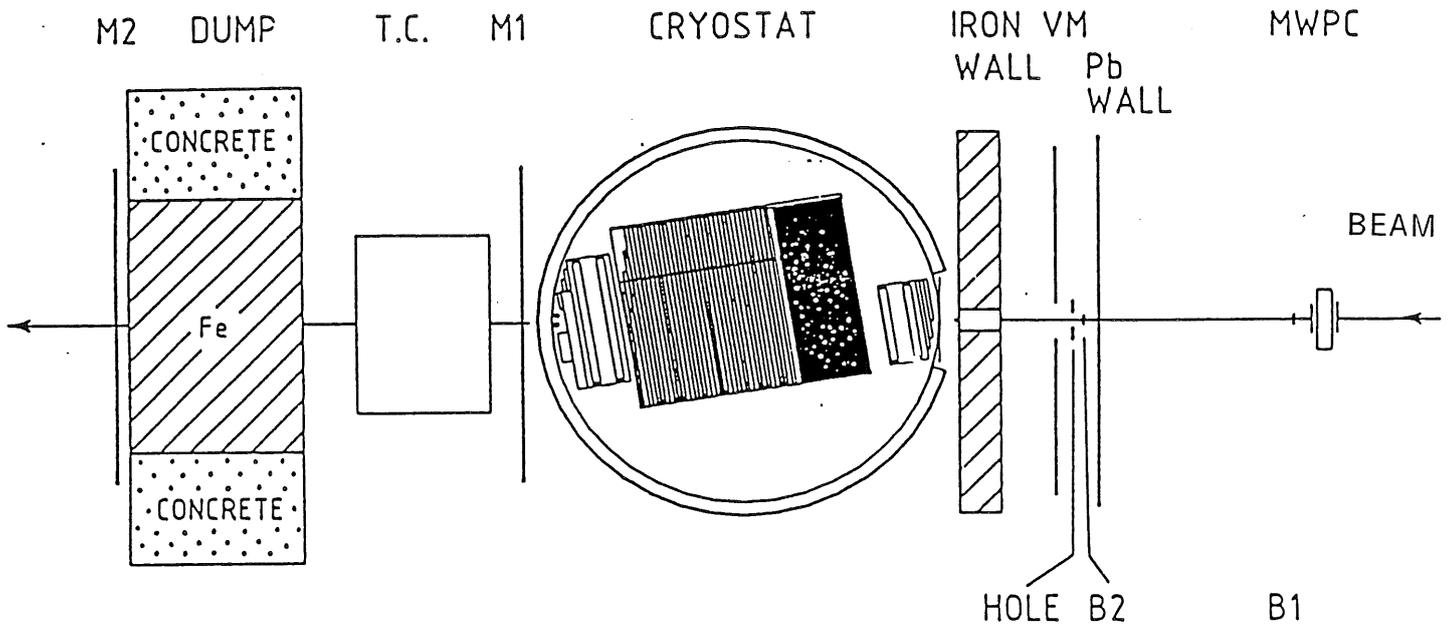


Abbildung 6.2: Aufbau des Kalorimeterteststands [Bin90]

- Ein ringförmiger Lochzähler mit einem Innendurchmesser von $\approx 2\text{ cm}$, der Ereignisse mit falschem Einschußort anzeigt.
- Zwei Myonwände M1 und M2 hinter dem Kalorimeter. Die erste Myonwand befindet sich unmittelbar hinter dem Kryostaten und liefert ein Signal für Myonen und Ausläufer hadronischer Schauer. Vor der zweiten Myonwand befindet sich eine Eisenwand, in der alle Teilchen außer Myonen absorbiert werden.

Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn

- B1 und B2 angesprochen haben,
- kein Signal in den Vetozählern vorliegt,
- in jeder MWPC nur eine Spur gemessen wird und
- mindestens 6 der Photovervielfacher in den CEDARs angesprochen haben.

Zusätzlich wurden in jeder Meßperiode zufällig ausgewählte Ereignisse (engl.: „random trigger events“) aufgenommen, die zur Bestimmung und Simulation des Signaluntergrundes sowie zur Nullpunktbestimmung der Ausleseelektronik dienen.

6.2.2 Ladungskalibration

Um den Zusammenhang zwischen den in den Auslezellen j deponierten Ladungen Q_j und den digitalisierten Signalen ADC_j zu ermitteln, wurden in Testmessungen

definierte Ladungsmengen über Kalibrationskapazitäten unmittelbar auf die Ausleseflächen geführt. An die gemessenen ADC-Signale jeder Zelle wurden Koeffizienten p_{ij} einer kubischen Funktion angepaßt [Loc92]:

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

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

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

Die folgenden Korrekturen wurden im Rahmen der Standardsoftware zur CERN-Testauswertung angewendet:

- Nullpunktbestimmung der Analog-Digital-Wandler
- Korrektur des Übersprechens in Kalibrations- und Signalleitungen
- Korrektur auf die individuellen Werte der Kalibrationskapazitäten
- Korrektur der Effizienz der Ladungssammlung mit Hilfe der sog. Hochspannungskurve zur Berücksichtigung der absoluten Verunreinigungen des Argons
- Korrektur zur Berücksichtigung der zeitlichen Änderung der Argon-Reinheit

Eine ausführliche Beschreibung der Ladungskorrekturen und -kalibration, wie sie auch für die vorliegende Arbeit eingesetzt wurden, findet sich in [Loc92].

6.3 Simulation des Testaufbaus

6.3.1 ARCET-Simulationsprogramm

Die Simulation des CERN-Testaufbaus erfolgt in enger Verknüpfung mit den für die Simulation des H1-Detektors verwendeten Programmsystemen. Das ARCET¹-Programm ist technisch eine Ergänzung der H1-Detektorsimulation. Zusätzlich ermöglicht ARCET, die jeweiligen Kalorimeterstapel nicht im H1-Kryostaten, sondern im Kryostaten des CERN-Tests zu definieren. Der Kryostat bildet zusammen mit den anderen Bestandteilen des in Abb. 6.2 angedeuteten Testaufbaus das Bezugssystem für die Platzierung der H1-Kalorimeterstapel. Durch diese enge Verknüpfung der H1- und CERN-Test-Simulation, die aufgrund der Komplexität beider Systeme erheblichen Aufwand erforderte, können die im Vergleich von Simulation und Experiment des CERN-Tests gewonnenen Erkenntnisse direkt auf die Simulation der H1-Kalorimeter übertragen werden.

¹Argon CERN Test simulation

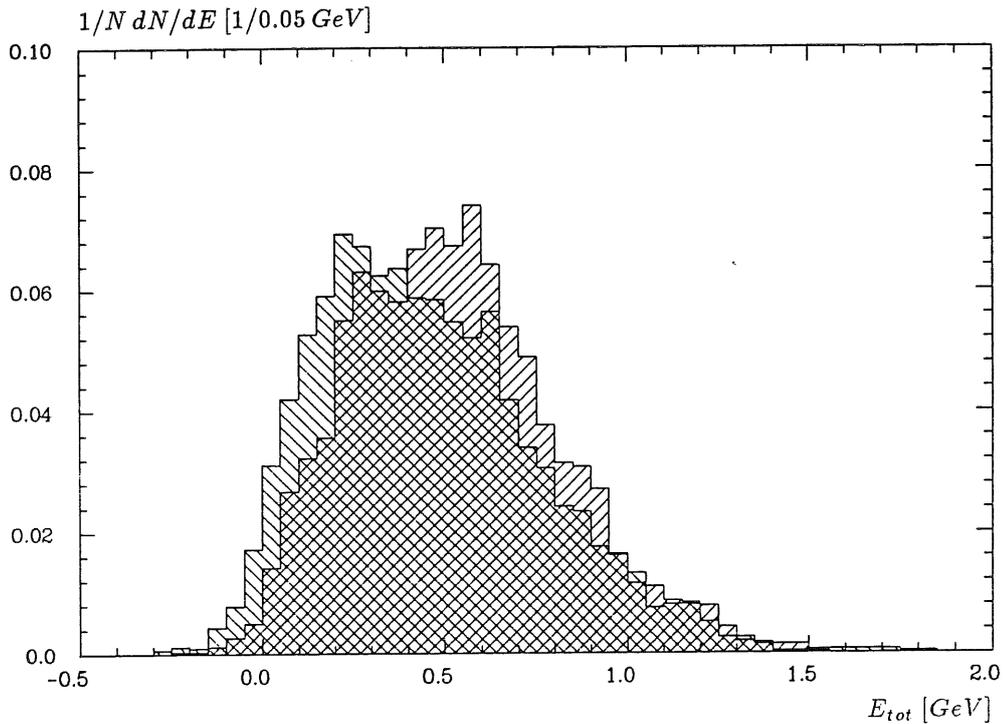


Abbildung 6.3: Energieäquivalent des Rauschanteils im elektromagnetischen (links-schraffiert) und hadronischen (rechts-schraffiert) Teil des IF; aufgenommen während der Datennahme für 10 GeV-Pionen

6.3.2 Berücksichtigung apparativer Effekte

Apparative Effekte, die unabhängig von der Schauerentwicklung zum Signal beitragen (z.B. Rauschen), wurden mit Hilfe von „random trigger events“ berücksichtigt. Sie wurden zur Simulation des Rauschanteils der experimentellen Daten den simulierten Daten überlagert.

Für experimentelle wie simulierte Daten wurde in der folgenden Analyse zur Unterdrückung des Rauschanteils ein 3σ -Schnitt (bezogen auf die Dispersion in den Ladungsverteilungen der „random trigger events“) an die Ladungsverteilungen der einzelnen Kanäle angebracht. Abb. 6.3 zeigt beispielhaft den nach der „ 3σ -Unterdrückung“ verbleibenden Rauschanteil für 10 GeV-Pionschauer im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter als Summe der Rauschanteile der einzelnen Kanäle. Der Rauschanteil macht bis zu etwa 2 GeV in den einzelnen Kalorimetern aus und ist daher bei Schauern niedriger Energie von entscheidender Bedeutung beim Vergleich experimenteller und simulierter Daten. Weiterhin ist zu erkennen, daß die Verteilung deutlich asymmetrisch ist. Obwohl sie aus der Addition einer Vielzahl von Beiträgen entstand, müssen demnach starke Korrelationen des Rauschanteils zwischen den einzelnen Kanälen bestehen. Eine einfache Simulation des Rauschens über unabhängige Normalverteilungen ist daher nicht möglich.

6.4 Simulation der Energiedeposition

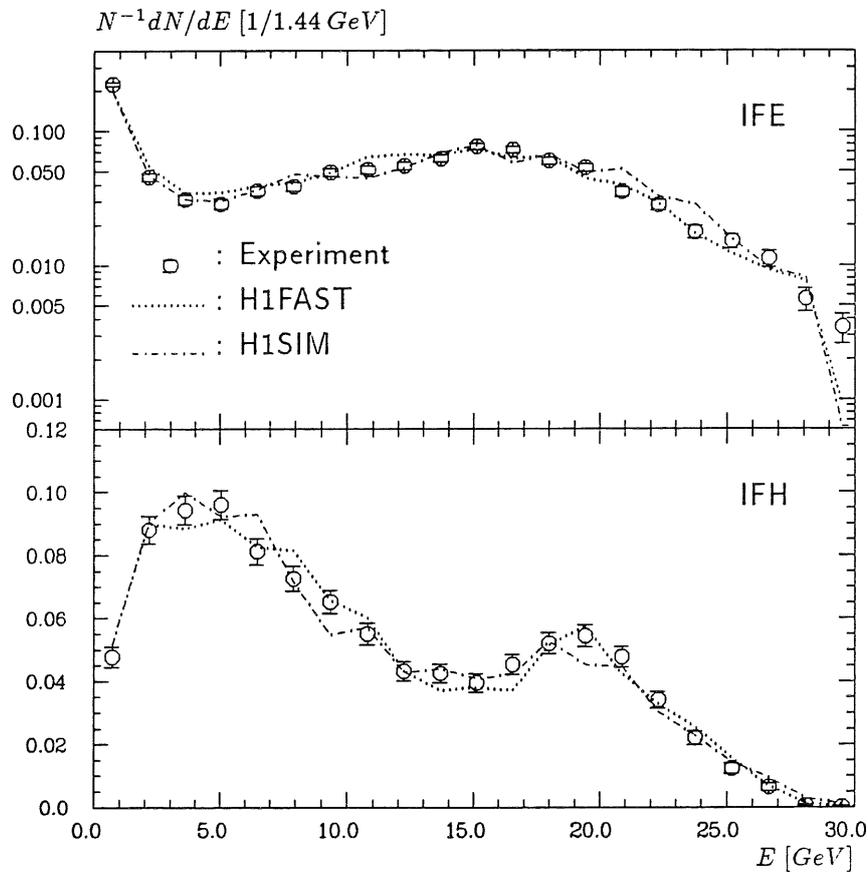


Abbildung 6.4: *Energieverteilungen von 30 GeV-Pionschauern für experimentelle Daten, H1SIM- und H1FAST-Simulationen mit dem H1FLUKA-Generator*

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten des IF-CERN-Tests wurden Pionschauer im Energiebereich von 5 – 205 GeV mit Hilfe des ARCET-Programmes simuliert. Die Impulsauflösung des Teststrahls von $\Delta p/p = 0.05\%$ für Pionen mit Impulsen von über 100 GeV/c bzw. $\Delta p/p = 0.8\%$ bei Impulsen unter 100 GeV/c wurde in ARCET durch eine normalverteilte Fluktuation des Strahlimpulses erreicht.

Die Darstellung der gemessenen Energie erfolgt auf der elektromagnetischen Skala nach Gl. 5.4–5.6, die vollständig in einem Kalorimeter schauernden Elektronen im Mittel ihre einfallende Energie zuweist. Für die in Gl. 5.5 und 5.6 definierten Konstanten wurden die folgenden Werte verwendet:

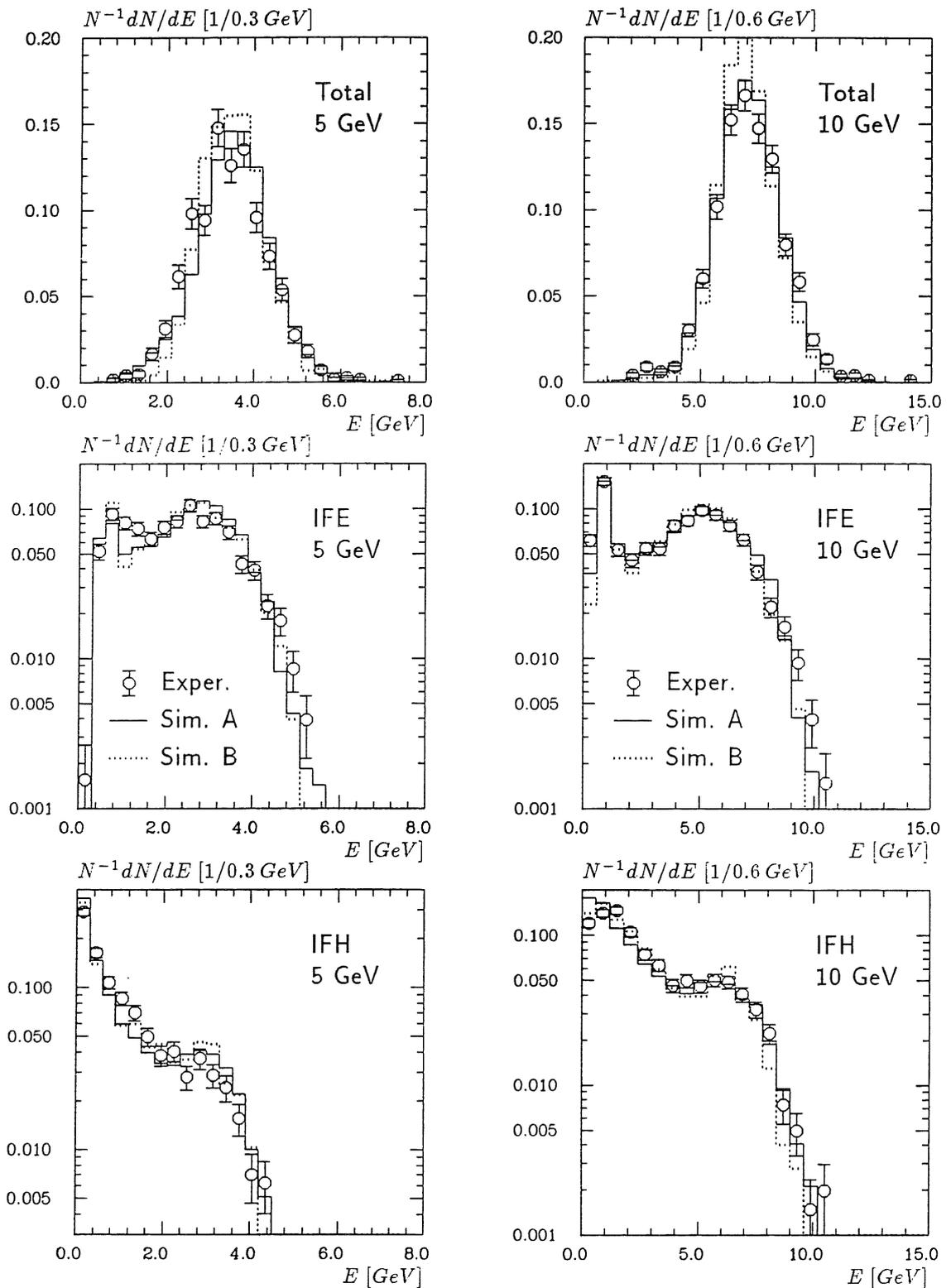


Abbildung 6.5: Energieverteilungen für Pionschauer im elektromagnetischen (Mitte), im hadronischen (unten) und im gesamten (oben) IF-Kalorimeter für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen mit GHEISHA- (Sim. A) sowie H1FLUKA-Option (Sim. B)

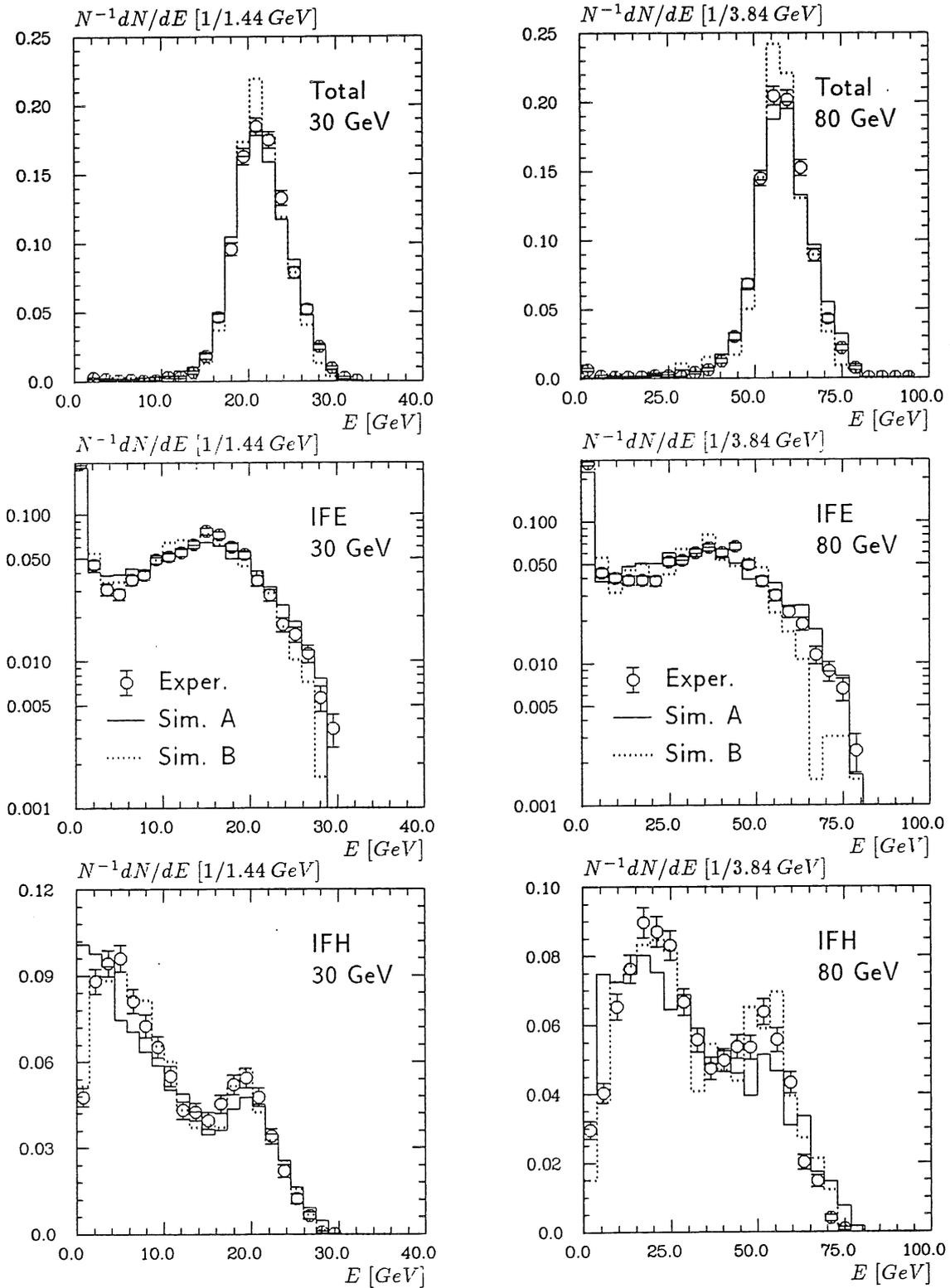


Abbildung 6.6: Energieverteilungen für Pionschauer im elektromagnetischen (Mitte), im hadronischen (unten) und im gesamten (oben) IF-Kalorimeter für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen mit GHEISHA- (Sim. A) sowie H1FLUKA-Option (Sim. B)

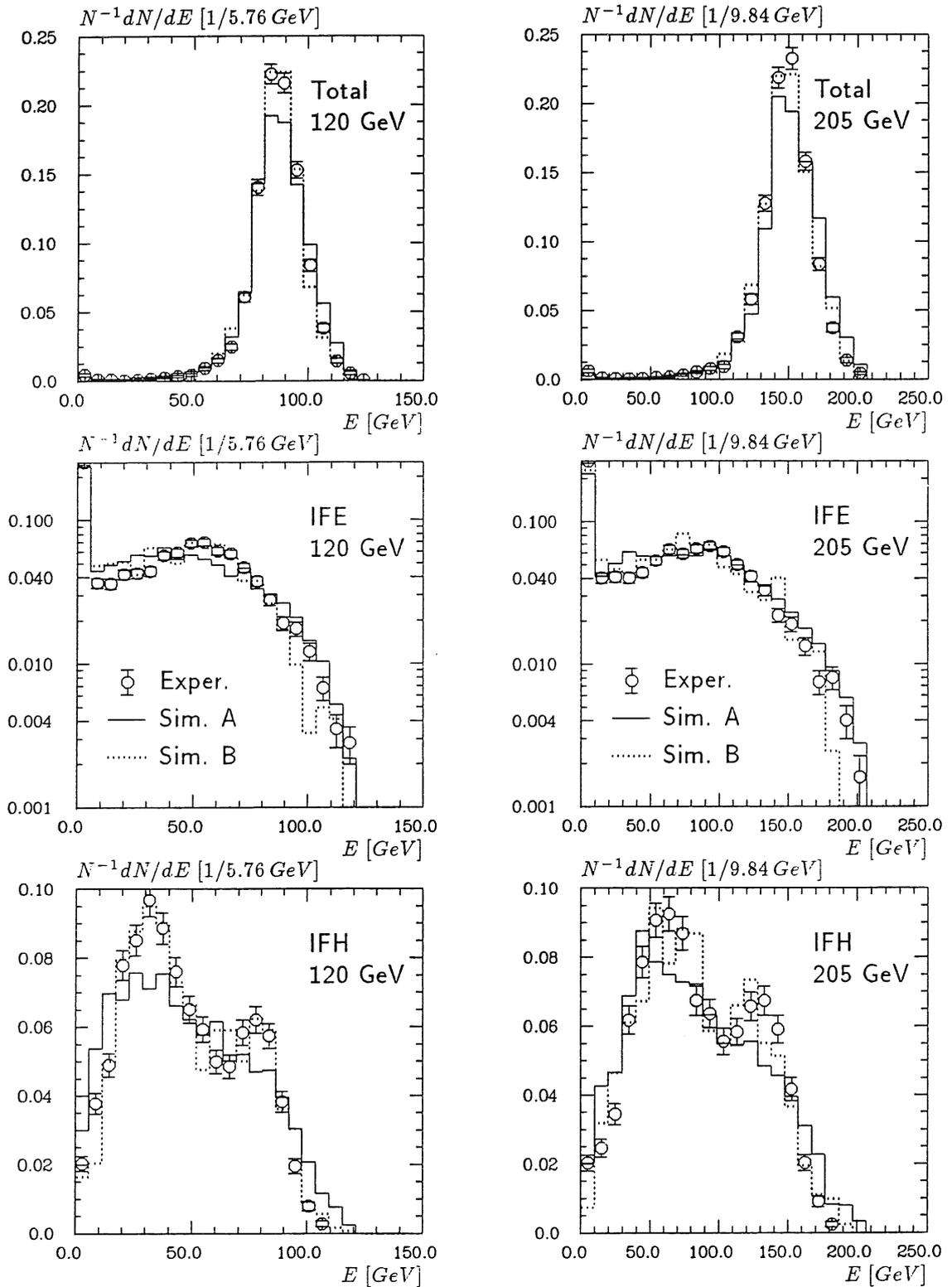


Abbildung 6.7: Energieverteilungen für Pionschauer im elektromagnetischen (Mitte), im hadronischen (unten) und im gesamten (oben) IF-Kalorimeter für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen mit GHEISHA- (Sim. A) sowie H1FLUKA-Option (Sim. B)

Kalorimeter	$c_{em}^{exp} [GeV/pC]$	c_{em}^{H1SIM}	c_{em}^{H1FAST}
IFE	3.542 ± 0.006	13.01 ± 0.02	13.05
IFH	7.154 ± 0.018	26.76 ± 0.08	26.54

Die Werte für c_{em}^{exp} und c_{em}^{H1SIM} stammen aus [Gay91a] und [Loc92]. Die angegebenen Fehler sind rein statistischen Ursprungs. Der Skalenfaktor für H1FAST folgt aus der Invertierung der in Gl. 5.8 und 5.9 eingeführten Skalierung. Ein systematischer Fehler entsteht daher in der H1FAST-Simulation durch die Skalierung nicht.

Bei der Selektion der Ereignisse, für die die Energieverteilungen verglichen werden sollen, wurden für Daten und Simulation identische Bedingungen gefordert:

1. Um Myonereignisse und nicht schauernde Pionen auszufiltern, wurde gefordert, daß in zwei aufeinander folgenden Segmenten mehr als das dreifache der Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens auftritt.
2. Um den Einfluß geometrischer Verluste während der Schauerentwicklung zu reduzieren, wurde gefordert, daß in der letzten Kalorimeterlage weniger als 30% der Gesamtenergie deponiert wird.

Zur Simulation der Schauerentwicklung und Energiedeposition wurde vorwiegend die H1FAST-Option mit dem GHEISHA- oder H1FLUKA-Generator eingesetzt. Für exemplarische Gegenüberstellungen wurde auch die detaillierte H1SIM-Option benutzt. In Abb. 6.4 sind z.B. die Energieverteilungen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter für H1SIM- und H1FAST-Simulationen von 30 GeV-Pionschauern untereinander und mit experimentellen Daten verglichen. Es zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung aller drei Verteilungen. Weitere Vergleiche, die die genaue Übereinstimmung der mit H1FAST und H1SIM simulierten Energieverteilungen zeigen, finden sich z.B. in [Gay91b]. Die GFLASH-Option des ARCET-Programms, die auch für hadronische Schauer parametrisierte Energiedichtevertelungen verwendet, wurde in einer anderen Arbeit [Ada91] ausführlich getestet. Im folgenden Teil dieses Abschnittes soll daher der Vergleich der H1FAST-Simulationen mit experimentellen Daten im Vordergrund stehen.

6.4.1 Vergleich von Energieverteilungen

Die Abb. 6.5, 6.6 und 6.7 zeigen die Energieverteilungen für Pionschauer von 5 – 205 GeV im gesamten, im elektromagnetischen und im hadronischen IF-Kalorimeter für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen, die mit der GHEISHA- (Sim A) sowie mit der H1FLUKA- (Sim B) Option durchgeführt wurden.

Jeweils in den oberen Bildern ist die totale Energiedeposition auf der elektromagnetischen Skala dargestellt. Bei Verwendung der elektromagnetischen Skala folgt mit $h/e < 1$, daß maximal Einträge in Höhe der einfallenden Energie vorkommen können, wenn von geringen Effekten durch Rauschbeiträge und Sampling-Fluktuationen abgesehen wird. Sowohl Mittelwert als auch Fluktuationen der Ver-

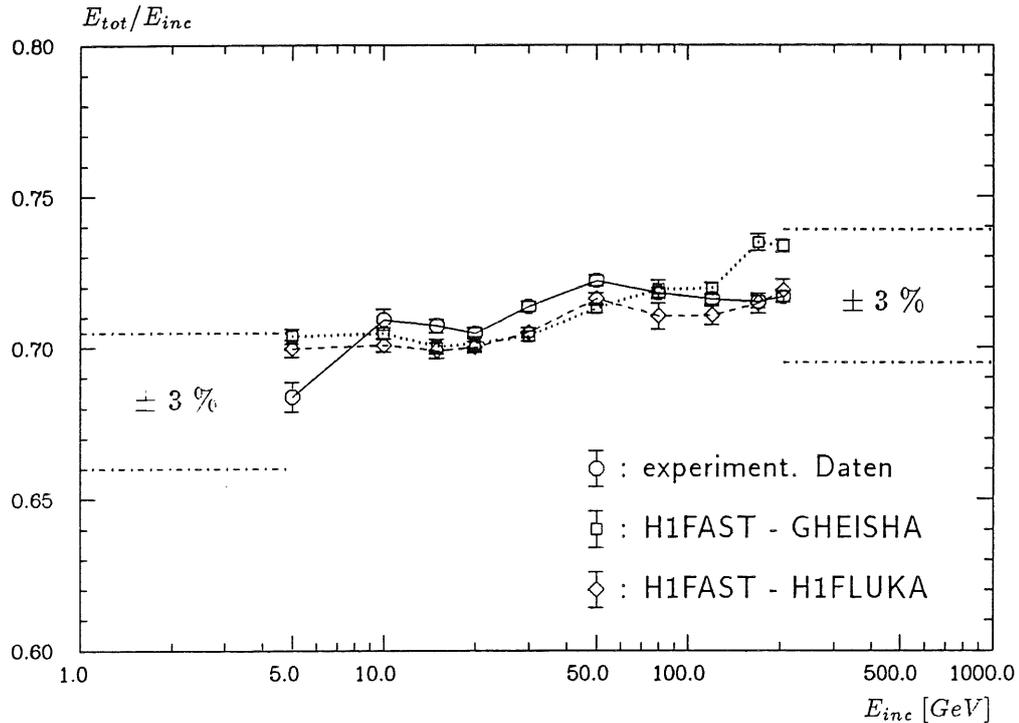


Abbildung 6.8: Mittlerer auf der elmag. Skala meßbarer Energieanteil für Pionschauer von 5 – 205 GeV im IF für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen mit GHEISHA- sowie H1FLUKA-Option. Die strichpunktiierten Linien deuten den Bereich eines 3-prozentigen systematischen Fehlers der Daten für 5 GeV (links) und 205 GeV (rechts) an.

teilungen stimmen für experimentelle und simulierte Daten über den gesamten Energiebereich sehr gut überein, ohne daß die grundlegenden Annahmen und Berechnungen zur Simulation der Ladungsdeposition mit dem H1FAST-Algorithmus einer besonderen Einstellung bedurften. Geringe Unterschiede ergeben sich aus der Verwendung unterschiedlicher Generatoren für die hadronischen Endzustände. Im Energiebereich unter 100 GeV zeigt H1FLUKA etwas zu geringe Fluktuationen. Im Energiebereich über 100 GeV zeigt GHEISHA systematische Abweichungen in den Fluktuationen. Eine zu hohe Zahl von Einträgen im Bereich hoher Energien wird durch eine zu geringe Zahl an Einträgen im Bereich des Mittelwertes ausgeglichen.

Die mittleren Darstellungen zeigen die im elektromagnetischen Teil des IF-Kalorimeters deponierte Energie. Die Verteilungen besitzen über den gesamten Energiebereich die gleiche Struktur: Eine große Zahl von Einträgen ist bei etwa 1 GeV zu erkennen. Sie rührt von den Pionen, die durch das elektromagnetische Kalorimeter ohne unelastische Wechselwirkungen gelangen und Energie nur durch Ionisation verlieren. Die restlichen Einträge sind als Folge der intrinsischen und geometrischen Verluste (auf das IFE bezogen) über die gesamte mögliche Breite der Skala verteilt. Beide Simulationsoptionen reproduzieren dieses Verhalten der experimentellen Daten sehr gut.

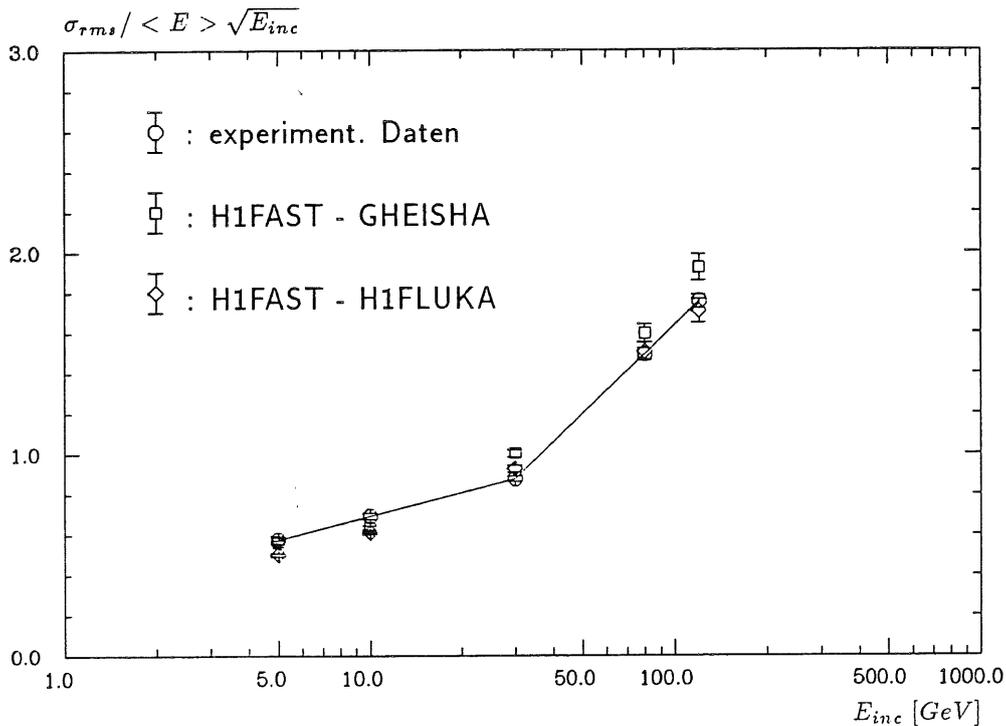


Abbildung 6.9: Energiefluktuationen für Pionschauer von 5 – 120 GeV im IF für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen mit GHEISHA- sowie H1FLUKA-Option

Die im hadronischen Teil deponierte Energie ist jeweils in den unteren Darstellungen der Abb. 6.5, 6.6 und 6.7 zu erkennen. Mit zunehmender Strahlenergie prägt sich eine Doppelstruktur der Verteilungen mit einem Maximum bei etwa 20% und einem weiteren Maximum bei etwa 70% der Strahlenergie aus. Diese Doppelstruktur ist eine Folge des unterschiedlichen Verhältnisses von Absorptions- zu Strahlungslängen im elektromagnetischen Pb - LAr - und hadronischen Fe - LAr -Kalorimeter. Ein – in Absorptionslängen betrachtet – überproportionaler Anteil der in einer ersten Wechselwirkung im IFE erzeugten π^0 's deponiert seine Energie auch nahezu vollständig im IFE. Diese Ereignisse können nur noch einen kleinen Teil der einfallenden Energie im IFH deponieren. Sie erzeugen das erste Maximum der Verteilungen. Das zweite Maximum wird von den Pionen gebildet, die das IFE ohne unelastische Wechselwirkung durchdringen und die gesamte Schauerentwicklung im hadronischen Teil des Kalorimeters erfahren. Die Ausbildung dieser Doppelstruktur wird durch die H1FAST-Option mit dem H1FLUKA-Generator genau wiedergegeben. Mit dem GHEISHA-Generator kann die spezielle Gestalt der Energieverteilung im Energiebereich über 30 GeV nicht reproduziert werden. Wesentliche Ursachen hierfür sind die in Kapitel 4 erläuterten Probleme bei der Simulation des Transversalimpulses und der intrinsischen Verluste.

Die Energieabhängigkeit des mittleren auf der elmag. Skala meßbarer Energieanteil ist für Pionschauer von 5 – 205 GeV in Abb. 6.8 für experimentelle Daten und

H1FAST-Simulationen dargestellt. Es zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung experimenteller und simulierter Werte im Bereich von $10 - 120 \text{ GeV}$. Unterschiede zwischen Simulation und Experiment ergeben sich bei 5 GeV für H1FLUKA und GHEISHA sowie bei $170 - 205 \text{ GeV}$ für GHEISHA.

Zur Beurteilung der Abweichungen ist die Betrachtung der systematischen Fehler des Experiments wichtig. Der systematische Fehler für die Energieeichung der Elektron-Daten in der IF-Testperiode wurde in [Loc92] auf 1.9% geschätzt. Er setzt sich zusammen aus:

- Effekten der oben angeführten Ladungskorrekturen (1.6%),
- der Impulsunsicherheit des Strahls (0.7%),
- der Unsicherheit bei der Simulation des inaktiven Materials (0.4%) und
- der Berücksichtigung der Rauschunterdrückung (0.5%).

Der systematische Fehler bei der Kalibration der Pion-Daten der IF-Periode des CERN-Tests enthält zunächst die Eichunsicherheit von 1.9% des IFE. Als weitere Fehlerbeiträge sind die Einflüsse der elektronischen Kalibration des IFH-Kalorimeters mit 0.5% und seine lokalen Defekte mit 2% zu berücksichtigen, so daß sich ein totaler systematischer Fehler von 2.8% für die Energiemessung hadronischer Schauer des IF-CERN-Tests ergibt. Die strichpunktierten Linien in Abb.6.8 deuten den Bereich eines 3-prozentigen systematischen Fehlers der Daten für 5 GeV (links) und 205 GeV (rechts) an.

Da beide Simulationsoptionen bei 5 GeV das gleiche abweichende Verhalten zeigen, kann eine fehlerhafte Ladungskorrektur der Daten oder eine ungenaue Impulsbestimmung des Teststrahls als Ursache vermutet werden. Die Abweichungen der GHEISHA-Simulationen am oberen Ende der Energieskala müssen auf die nicht richtige Simulation einzelner hadronischer Endzustände zurückgeführt werden. Die Kompensation von unphysikalischen Defiziten in der Energiebilanz hochenergetischer ($E > 100 \text{ GeV}$) Wechselwirkungen durch unphysikalische Energiegewinne niederenergetischer protoninduzierter Wechselwirkungen führt zu den systematischen Abweichungen der mittleren deponierten Energie für hochenergetische Schauer.

Die Energieabhängigkeit der Energiefluktuationen ist in Abb.6.9 für Pionschauer von $5 - 120 \text{ GeV}$ für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen dargestellt. Die Fluktuationen sind mit Hilfe der direkt zu messenden und auf extreme Abweichungen empfindlichen Größe σ_{rms} angegeben. Sie ergeben sich aus der Überlagerung der geometrischen, intrinsischen und Sampling-Fluktuationen. Der Anstieg der in Abb.6.9 verwendeten Größe $\sigma_{rms} / \langle E_{tot} \rangle \sqrt{E_{inc}}$ ergibt sich zunächst aus dem wachsenden Einfluß der π^0 -Fluktuationen in einem nicht kompensierenden Kalorimeter und weiterhin aus den mit wachsender Schauerenergie zunehmenden geometrischen Energieverlusten.

Zusammenfassend lassen sich folgende Aussagen treffen:

- Mittelwerte und Fluktuationen der Gesamtenergien werden mit H1FAST sehr gut wiedergegeben. H1FLUKA zeigt im Energiebereich über 100 GeV und GHEISHA unter 100 GeV bessere Ergebnisse.
- Die Energieverteilungen im elektromagnetischen Kalorimeter werden im gesamten Energiebereich durch H1FLUKA und GHEISHA sehr gut wiedergegeben.
- Die spezielle Gestalt der Energieverteilungen im hadronischen Kalorimeter kann mit H1FLUKA, nicht aber mit GHEISHA im Energiebereich über 20 GeV reproduziert werden.

6.4.2 Reskalierung der Energiedeposition

Durch eine Reskalierungsprozedur kann die Genauigkeit der H1FAST-Simulation weiter verbessert werden. Es werden die experimentell bestimmten Energien E^{exp} in den Kalorimetern IFE und IFH mit den simulierten elektromagnetischen E^{em} und hadronisch sichtbaren E^{hvs} Energien entsprechend Gl. 5.21 nach Anwendung der Sampling-Fluktuationen verglichen. Mögliche systematische Diskrepanzen können durch die energieunabhängigen Koeffizienten $C_1 - C_4$ reskaliert werden:

$$\begin{aligned} \langle E_{IFE}^{exp} \rangle &= \langle E_{IFE}^{hvs} C_1 + E_{IFE}^{em} C_2 + E_{IFE}^{noi} \rangle \\ \langle E_{IFH}^{exp} \rangle &= \langle E_{IFH}^{hvs} C_3 + E_{IFH}^{em} C_4 + E_{IFH}^{noi} \rangle \end{aligned} \quad (6.3)$$

Mit den Konstanten C_1 und C_3 werden Ungenauigkeiten bei der Simulation von E^{hvs} quantifiziert, so daß die H1FAST-Parameter zur Simulation der mittleren Sampling-Effekte korrigiert werden können. Die Konstanten C_2 und C_4 können gleich 1 gesetzt werden, wenn von einer richtigen Aufteilung in hadronischen und elektromagnetischen Energieanteil bei der Erzeugung des hadronischen Teilchenspektrums ausgegangen wird. Denn durch die Verwendung der elektromagnetischen Skala gehen bei der H1FAST-Option Sampling-Effekte nur in die Simulation der Fluktuationen elektromagnetischer Schauer ein.

Eine Anpassung der Konstanten C_1 und C_3 mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergab für den Vergleich der mittleren deponierten Energien im IFE und IFH die in Tab. 6.2 für die GHEISHA-Option und in Tab. 6.3 für die H1FLUKA-Option aufgeführten Ergebnisse. Aufgrund des starken Einflusses der Untergrundeffekte auf die Ergebnisse von 5 GeV-Pion-Schauern wurden nur die Ergebnisse für Schauer mit $E \geq 10$ GeV in die Anpassung einbezogen. Für die Faktoren zur Reskalierung ergaben sich die folgenden Ergebnisse:

Option	C_1	C_3	Korrelation	χ^2/dof
H1FLUKA	1.058 ± 0.0162	0.9910 ± 0.0132	-0.716	1.72
GHEISHA	0.996 ± 0.0087	1.0061 ± 0.0064	-0.741	11.3

Der Parameter C_1 der H1FLUKA-Option ist im Rahmen der Fehler nicht mit 1

	E_{inc} [GeV]	$\langle E_{tot} \rangle$ [GeV]	$\frac{\langle E_{tot}^i \rangle - \langle E_{tot}^{exp} \rangle}{\langle E_{tot}^{exp} \rangle}$	$\frac{\sigma_{rms} \sqrt{E_{inc}} [\text{GeV}]}{\langle E_{tot} \rangle}$
Exp.		3.426 ± 0.025	–	0.587 ± 0.017
Sim.	5.0	3.519 ± 0.013	0.026	0.561 ± 0.008
Anp.		3.517 ± 0.013	0.026	0.562 ± 0.008
Exp.		7.093 ± 0.034	–	0.686 ± 0.016
Sim.	10.0	7.038 ± 0.020	-0.008	0.636 ± 0.009
Anp.		7.039 ± 0.020	-0.008	0.637 ± 0.009
Exp.		10.611 ± 0.033	–	0.729 ± 0.012
Sim.	15.0	10.504 ± 0.036	0.010	0.705 ± 0.013
Anp.		10.508 ± 0.036	0.010	0.705 ± 0.013
Exp.		14.095 ± 0.036	–	0.787 ± 0.012
Sim.	20.0	14.027 ± 0.047	-0.005	0.797 ± 0.015
Anp.		14.033 ± 0.047	-0.004	0.797 ± 0.015
Exp.		21.447 ± 0.052	–	0.911 ± 0.014
Sim.	30.0	21.073 ± 0.053	-0.018	0.966 ± 0.014
Anp.		21.085 ± 0.053	-0.017	0.965 ± 0.014
Exp.		36.168 ± 0.088	–	1.178 ± 0.018
Sim.	50.0	35.688 ± 0.084	-0.013	1.178 ± 0.017
Anp.		35.713 ± 0.084	-0.013	1.176 ± 0.017
Exp.		57.516 ± 0.145	–	1.525 ± 0.023
Sim.	80.0	57.546 ± 0.229	0.001	1.531 ± 0.036
Anp.		57.590 ± 0.229	0.001	1.529 ± 0.036
Exp.		85.947 ± 0.206	–	1.717 ± 0.027
Sim.	120.0	86.332 ± 0.235	0.004	1.804 ± 0.030
Anp.		86.405 ± 0.234	0.005	1.801 ± 0.030
Exp.		121.866 ± 0.360	–	2.332 ± 0.039
Sim.	170.0	124.909 ± 0.466	0.024	2.075 ± 0.049
Anp.		125.014 ± 0.465	0.025	2.070 ± 0.049
Exp.		146.912 ± 0.377	–	2.246 ± 0.037
Sim.	205.0	150.377 ± 0.407	0.023	2.214 ± 0.039
Anp.		150.505 ± 0.407	0.024	2.209 ± 0.039

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Energiemessungen für Pionschauer von 5 – 205 GeV im IF für experimentelle Daten und H1FAST-GHEISHA-Simulationen

	E_{inc} [GeV]	$\langle E_{tot} \rangle$ [GeV]	$\frac{\langle E_{tot}^i \rangle - \langle E_{tot}^{exp} \rangle}{\langle E_{tot}^{exp} \rangle}$	$\frac{\sigma_{rms} \sqrt{E_{inc}} [\text{GeV}]}{\langle E_{tot} \rangle}$
Exp.		3.426 ± 0.025	–	0.587 ± 0.017
Sim.	5.0	3.498 ± 0.014	0.021	0.473 ± 0.009
Anp.		3.557 ± 0.014	0.037	0.460 ± 0.009
Exp.		7.093 ± 0.034	–	0.686 ± 0.016
Sim.	10.0	7.007 ± 0.022	-0.012	0.565 ± 0.010
Anp.		7.102 ± 0.022	0.001	0.554 ± 0.010
Exp.		10.611 ± 0.033	–	0.729 ± 0.012
Sim.	15.0	10.484 ± 0.037	-0.012	0.645 ± 0.014
Anp.		10.607 ± 0.037	0.000	0.633 ± 0.014
Exp.		14.095 ± 0.036	–	0.787 ± 0.012
Sim.	20.0	14.003 ± 0.034	-0.007	0.700 ± 0.011
Anp.		14.149 ± 0.034	0.004	0.690 ± 0.011
Exp.		21.447 ± 0.052	–	0.911 ± 0.014
Sim.	30.0	21.149 ± 0.049	-0.014	0.832 ± 0.013
Anp.		21.326 ± 0.049	-0.006	0.823 ± 0.013
Exp.		36.168 ± 0.088	–	1.178 ± 0.018
Sim.	50.0	35.803 ± 0.099	-0.010	1.043 ± 0.020
Anp.		36.042 ± 0.099	-0.004	1.037 ± 0.020
Exp.		57.516 ± 0.145	–	1.525 ± 0.023
Sim.	80.0	56.828 ± 0.350	-0.012	1.416 ± 0.056
Anp.		57.105 ± 0.351	-0.007	1.415 ± 0.056
Exp.		85.947 ± 0.206	–	1.717 ± 0.027
Sim.	120.0	85.270 ± 0.369	-0.008	1.656 ± 0.048
Anp.		85.637 ± 0.371	-0.004	1.655 ± 0.048
Exp.		121.866 ± 0.360	–	2.332 ± 0.039
Sim.	170.0	121.464 ± 0.560	-0.003	1.940 ± 0.061
Anp.		121.877 ± 0.563	0.000	1.944 ± 0.061
Exp.		146.912 ± 0.377	–	2.246 ± 0.037
Sim.	205.0	147.354 ± 0.759	0.003	2.109 ± 0.075
Anp.		147.860 ± 0.762	0.006	2.111 ± 0.075

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Energiemessungen für Pionschauer von 5 – 205 GeV im IF für experimentelle Daten und H1FAST-H1FLUKA-Simulationen

verträglich. Durch die Verwendung einer mit C_1 reskalierten hadronischen Energiedeposition ergibt sich für die totale Energiedeposition mit H1FLUKA eine deutliche Reduzierung der relativen Abweichungen in Tab. 6.3 von maximal 1.4% vor der Reskalierung auf 0.7% danach.

Für die GHEISHA-Option lassen sich durch die Reskalierung keine nennenswerten Verbesserungen erzielen. Der im Vergleich zu H1FLUKA hohe Wert für χ^2/dof zeigt, daß deutliche Unterschiede zwischen experimentellen Werten und GHEISHA-Simulationen bestehen bleiben. Sie lassen sich nicht mit einem Reskalierungsverfahren, das energieunabhängige Faktoren verwendet, reduzieren. Dies deutet darauf hin, daß die Probleme nicht aus der H1FAST-spezifischen Weise der Berechnung der Sampling-Effekte rühren, sondern direkt bei der Erzeugung der Sekundärteilchen verursacht werden. Bei der Simulation hadronischer Wechselwirkungen mit GHEISHA muß daher mit relativen Abweichungen von bis zu 2.5% gerechnet werden. Der simulationsspezifische Fehler liegt dann in der Größenordnung des systematischen Fehlers der experimentellen Daten.

6.4.3 Vergleich von Schauerstrukturen

Nachdem die Energiedeposition in den einzelnen Kalorimetern als wichtigste zu reproduzierende Eigenschaft hadronischer Schauer insgesamt sehr gut mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmt, ist nun die räumliche Struktur der Energiedeposition hadronischer Schauer näher zu untersuchen. In den folgenden Abbildungen werden entsprechende Größen für experimentelle Daten verglichen mit H1SIM- und H1FAST-Simulationen unter Verwendung des GHEISHA- und H1FLUKA-Generators. Häufig zeigen die Vergleiche der verschiedenen Simulationsoptionen keine signifikanten Unterschiede untereinander. Zur besseren Übersicht wurde in diesen Fällen oft nur der Vergleich experimenteller Daten mit der standardmäßigen H1FAST-Option dargestellt.

Longitudinale Verteilungen

Die longitudinale Entwicklung hadronischer Schauer kann mit Hilfe der longitudinalen Segmentierung des IF-Kalorimeters in 9 Lagen näher untersucht werden. Exemplarisch wurden die mittleren longitudinalen Profile für Pionschauer von 10, 30 und 120 GeV im IF in Abb. 6.10 dargestellt. Die experimentellen Profile stimmen mit allen simulierten Profilen im Rahmen des statistischen Fehlers nahezu exakt überein. Da die longitudinale Entwicklung in Absorptionslängen λ_0 angegeben ist, läßt sich der Einfluß der unterschiedlichen Verhältnisse von Absorptions- zu Strahlungslängen (vgl. Tab. 6.1.1) in den beiden Kalorimetertypen gut beobachten. Bei allen Energien tritt im 5. longitudinalen Segment eine Deformation der Profile auf. Sie wurde genauso wie die Doppelstruktur in den Energieverteilungen des hadronischen Kalorimeters durch die – in Absorptionslängen vom 5. Segment aus betrachtet – überproportionalen Energieabsorption der 4. Lage verursacht. Im Gegensatz zu früheren Simulationen [Gri90] wird dieses Detail auch durch die GHEISHA-Option

richtig wiedergegeben. Den in früheren Simulationen mit GHEISHA häufig auftretenden Effekt zu „kurzer“ Schauer gibt es ebenfalls nicht mehr.

Aussagen über die longitudinale Entwicklung einzelner Schauer lassen sich aus dem Vergleich mittlerer Profile nicht treffen. Ein Vergleich der Energieverteilungen für die einzelnen longitudinalen Segmente des Kalorimeters kann eher Aufschluß über die richtige Simulation der Energiefluktuationen einzelner Schauer geben. In Abb. 6.11 können für 30 GeV-Pionschauern in 6 der 9 Segmente die Fluktuationen der Energiedeposition experimenteller Daten mit denen der H1FAST-Simulationen verglichen werden. Über 4 Größenordnungen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung experimenteller und simulierter Daten. Lediglich im 3. und 4. Segment unterscheiden sich die GHEISHA- und H1FLUKA-Optionen untereinander und von den experimentellen Daten geringfügig.

Laterale Verteilung

Die lateralen Energieverteilungen für Pionschauer von 10, 30 und 120 GeV sind in Abb. 6.12 für experimentelle Daten und H1FAST-Simulationen dargestellt. Aufgrund der – nur für sich betrachtet – unregelmäßigen lateralen Einteilung des IF-Testkalorimeters (vgl. Abb.6.1) lassen sich laterale Profile nicht in der gleichen einfachen Weise wie longitudinale Profile skalieren.

In Abb. 6.12 wurde für die Ordinate der geometrische Radius r als Skala gewählt. Er gibt die Entfernung des Schwerpunktes einer Auslesezone von der Achse des einfallenden Schauerteilchens an. Auf diese Weise ist die diskrete laterale Einteilung der Auslesezellen den Profilen aufgeprägt und erzeugt die zackige Gestalt der Verteilungen. Die hervorragende Übereinstimmung der lateralen Profile experimenteller und mit H1FAST simulierter Daten ist somit auch ein Indiz für die korrekte Wahl des Einschußpunktes in der Simulation. Weiterhin wird die gute Übereinstimmung von Daten und Simulationen bei großen Radien durch den relativ hohen Rauschanteil in Gebieten geringer Energiedichte begünstigt. Trotz dieser einschränkenden Bemerkungen, geben die lateralen Verteilungen keinen Anhaltspunkt dafür, daß die Simulation mit dem H1FAST-Konzept qualitative Verluste bei der Simulation der Energiedichteverteilungen hadronischer Schauer zur Folge hat.

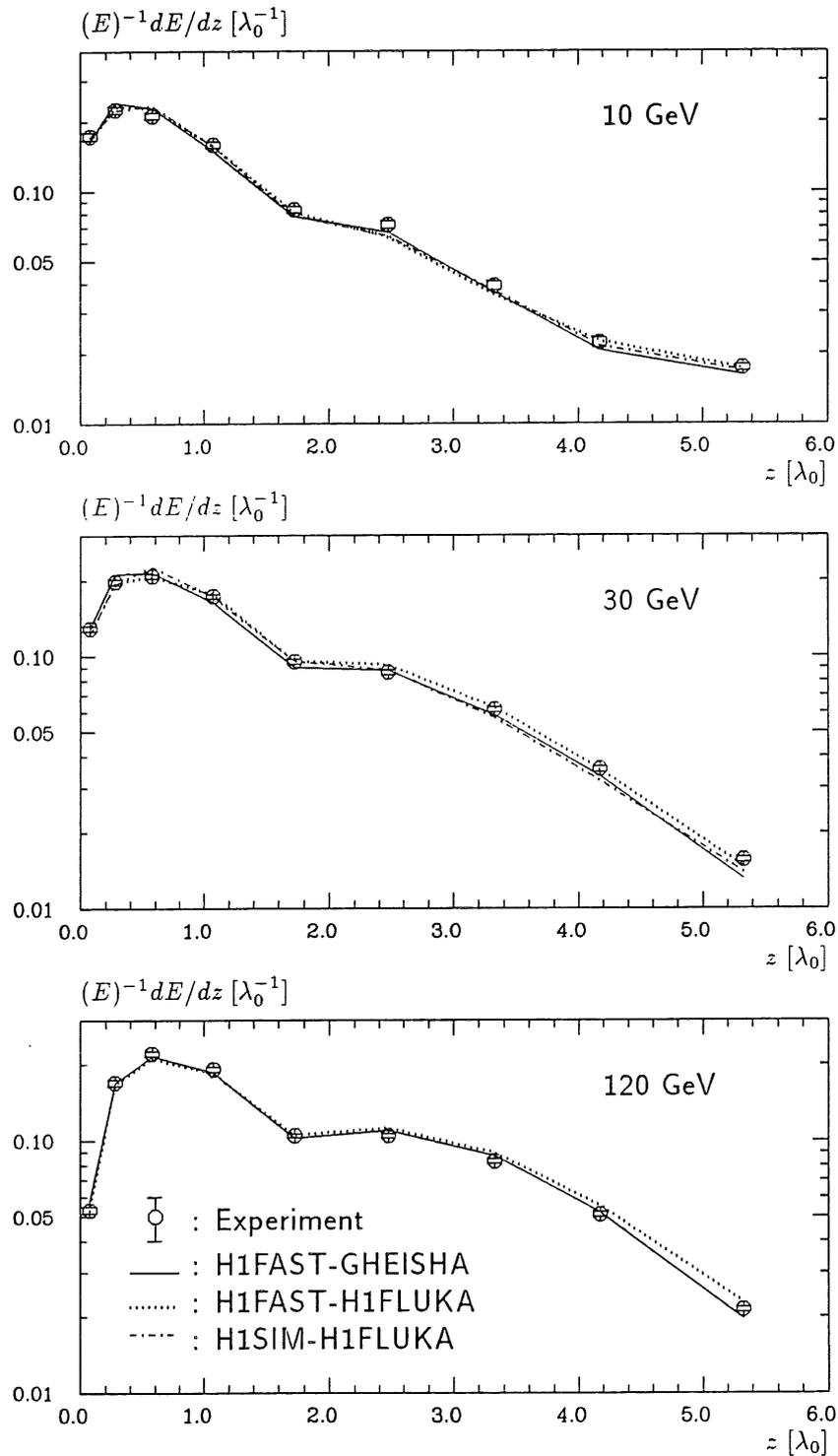


Abbildung 6.10: Longitudinale Profile für Pionschauer von 10, 30, 120 GeV im IF für experimentelle Daten, H1SIM- und H1FAST-Simulationen

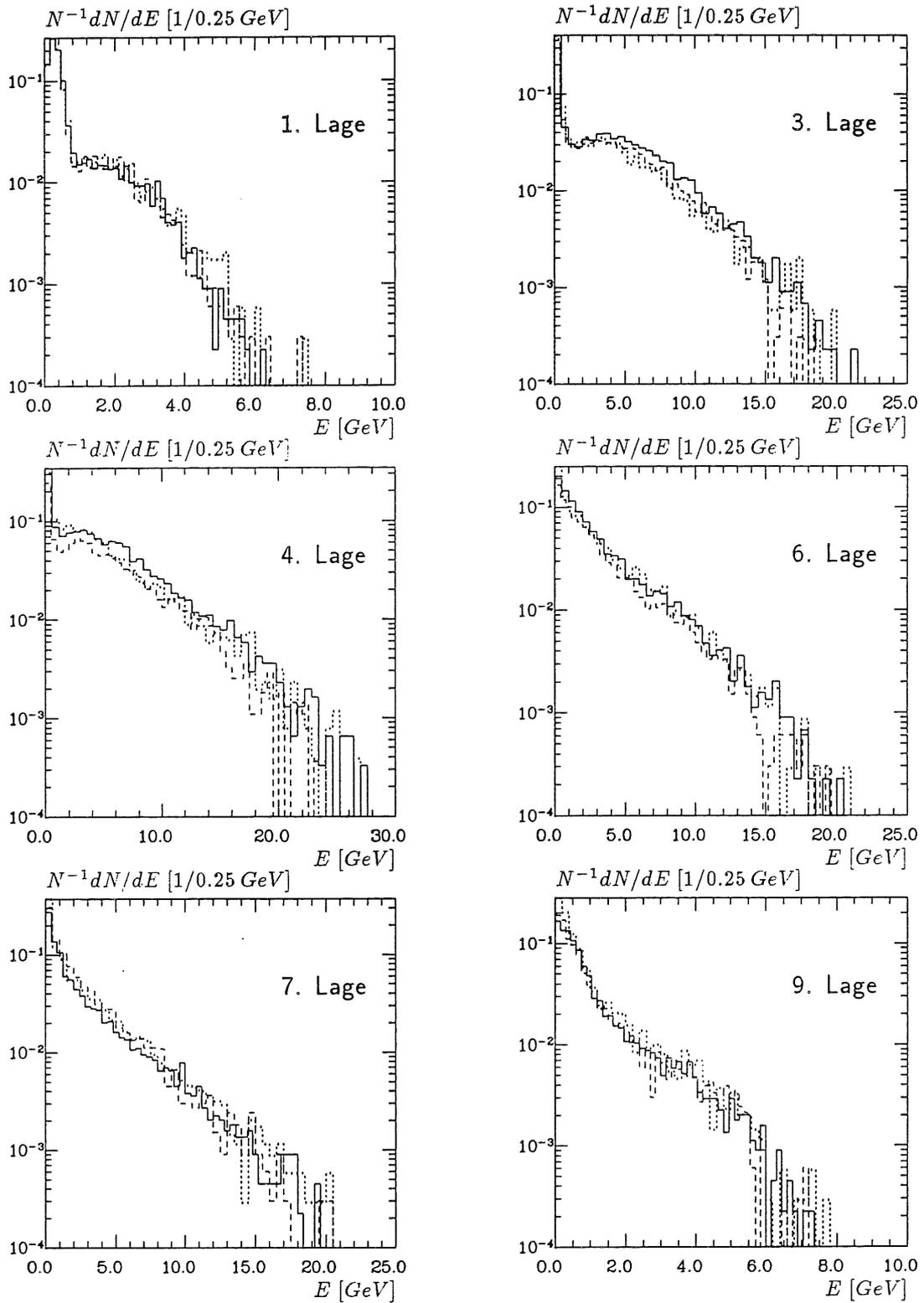


Abbildung 6.11: Energieverteilungen in einzelnen Lagen des IF-Kalorimeters von 30 GeV-Pionschauern für experimentelle Daten (durchgezogen) H1FAST-Simulationen in der GHEISHA- (gepunktet) und H1FLUKA-Option (gestrichelt)

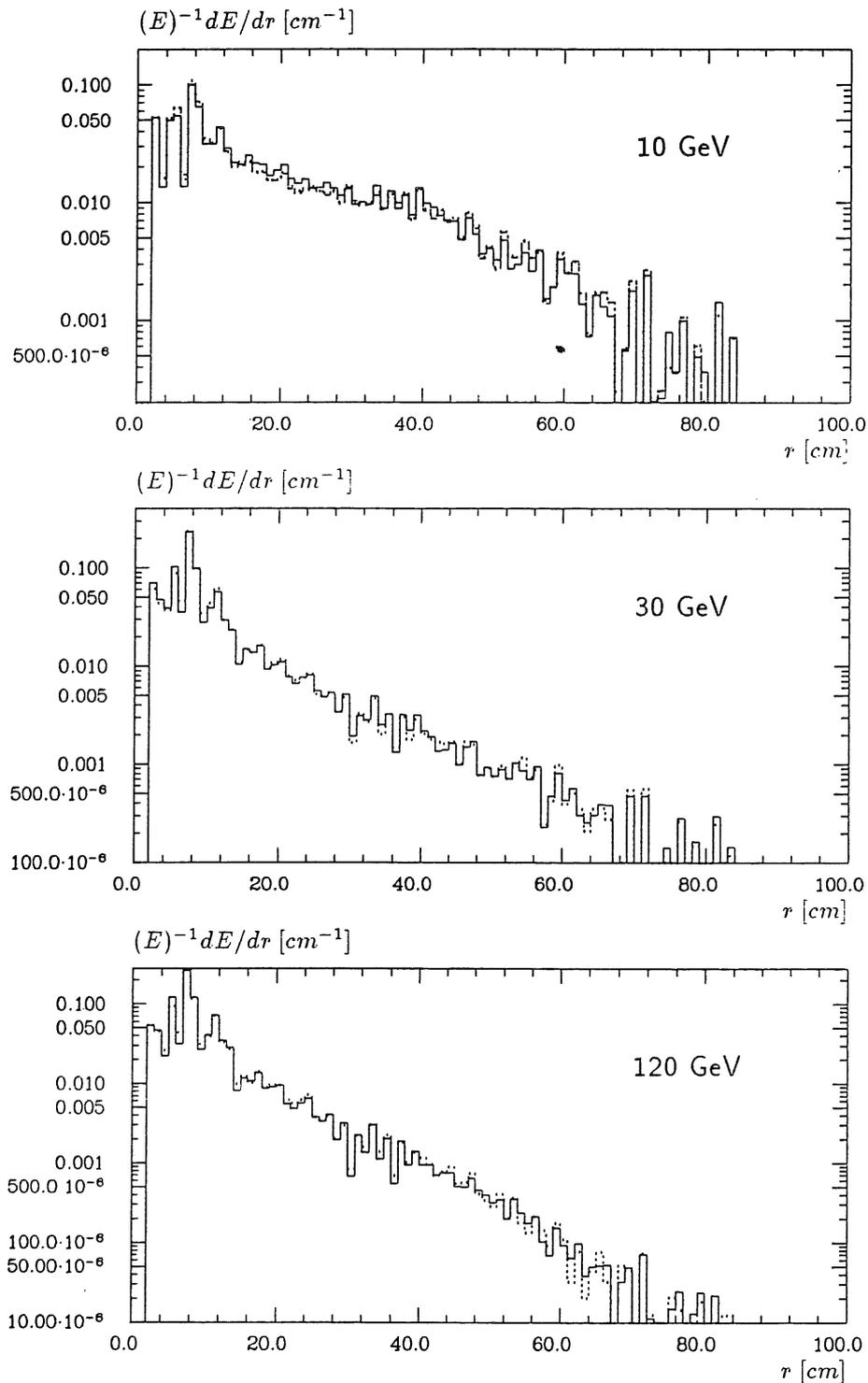


Abbildung 6.12: Laterale Energieverteilungen für Pionschauer von 10, 30, 120 GeV im IF für experimentelle Daten (durchgezogen) und H1FAST-Simulationen (punktiert)

Topologische Größen

Die kleinste im Kalorimeter gemessene Energiemenge ist die in einer einzelnen Zelle deponierte Energie. Die nächst größere Einheit wird aus zusammenhängenden Zellen gebildet, die eine bestimmte Mindestenergie überschreiten. Sie wird als Energiecluster bezeichnet. In den folgenden Abbildungen wurden die Cluster mit dem in [Gör91] dokumentierten Verfahren ermittelt.

Bei der Rekonstruktion von Kalorimeterdaten werden Energiecluster benutzt, um eine effiziente Rauschunterdrückung zu erreichen, eine wirksame Elektron-Pion-Trennung vornehmen zu können oder elektromagnetische von hadronischen Energiedepositionen im Rahmen einer Gewichtungszprozedur unterscheiden zu können. Eine gute Simulation der Zell- und Clusterenergien ist daher eine wichtige Voraussetzung, um eine für experimentelle und simulierte Daten identische Rekonstruktion zu gewährleisten.

Die Verteilungen der Cluster- und Zellenergien von Pionschauern in Abb. 6.13 zeigen für die H1SIM- und H1FAST-Simulationen eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten über 4 bzw. 5 Größenordnungen bei den Energien 10 und 30 GeV. Die geringe Abweichung bei den Clusterenergien von 120 GeV-H1SIM-Schauern resultiert aus einer deutlich höheren Zahl sehr niederenergetischer ($E < 2 \text{ GeV}$) Cluster, die aufgrund der normierten Darstellung eine zu geringe Zahl mittlereenergetischer Cluster vortäuschen. In der H1FAST-Simulation treten durch die höheren Abschneideparameter und Terminatoren nicht so viele Cluster mit sehr kleinen Energien auf, so daß auch bei 120 GeV die experimentellen Ergebnisse reproduziert werden können.

Die Verteilungen der mittleren Clusterenergien eines Ereignisses und der mittleren Zahl der Zellen eines Clusters sind in Abb. 6.14 dargestellt. Die Verteilungen der mittleren Clusterenergien (links) zeigen etwa bei der Hälfte der einfallenden Energie ein lokales Minimum. Dieses Minimum trennt die Ereignisse mit nur einem Cluster von den Ereignissen mit mehreren Clustern. Die richtige Wiedergabe dieser Trennung ist sowohl mit der H1SIM- als auch mit der H1FAST-Option gegeben. Da außerdem der Bereich der Verteilung mit $\langle E_{clu} \rangle < E_{inc}/2$ sehr gut reproduziert wird, ist mit dem H1FAST-Algorithmus eine realistische Simulation der Energiedeposition in geometrisch zusammenhängenden Gebieten möglich.

Zur Abschätzung der räumlichen Ausdehnung der Cluster dienen die in Abb. 6.14 dargestellten Verteilungen der mittleren Anzahl der Zellen eines Clusters. Hier sind deutliche Unterschiede bei Ereignissen mit sehr vielen Zellen, d.h. mit räumlich sehr weit ausgedehnten Clustern zu erkennen. Die experimentellen Cluster erstrecken sich häufiger über eine sehr große Zahl von Zellen als die detailliert simulierten und die wiederum über eine größere Zahl von Zellen als die mit H1FAST simulierten.

Auch in der Abb. 6.15, die die Anzahl der insgesamt getroffenen Zellen im elektromagnetischen (links) und hadronischen (rechts) Kalorimeter für H1FAST-simulierte und experimentelle Daten vergleicht, wird deutlich, daß zwar über einen weiten Bereich die experimentellen Ergebnisse sehr gut wiedergegeben werden, daß bei weit ausgedehnten Schauern aber eine zu geringe Anzahl von getroffenen Zellen simuliert

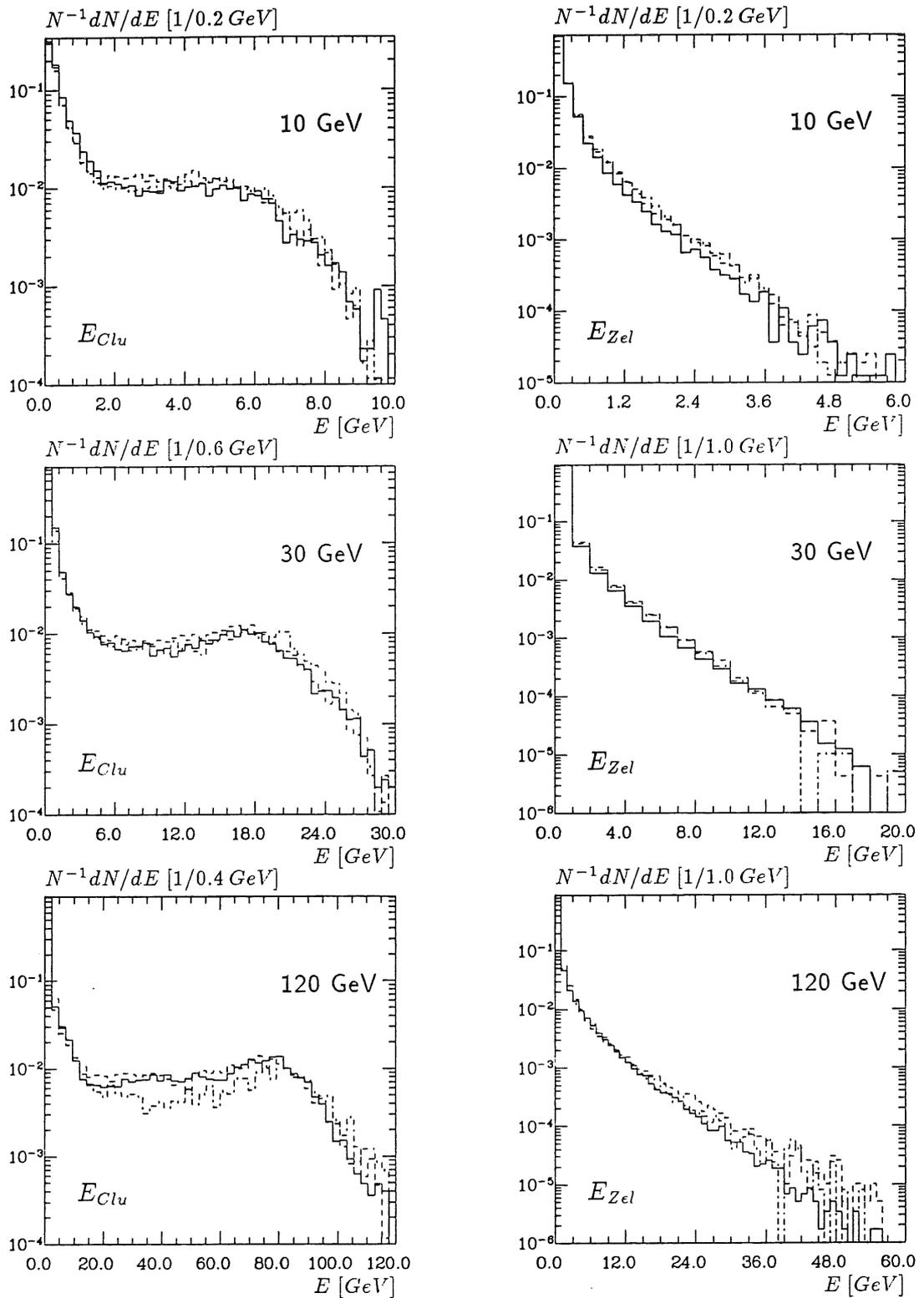


Abbildung 6.13: Verteilungen der Cluster- E_{Clu} und der Zellenergien E_{Zel} von Pionschauern im IF-Kalorimeter für experimentelle Daten (durchgezogen) und H1FAST- (gestrichelt) sowie H1SIM-Simulationen (strichpunktirt) in der GHEISHA-Option

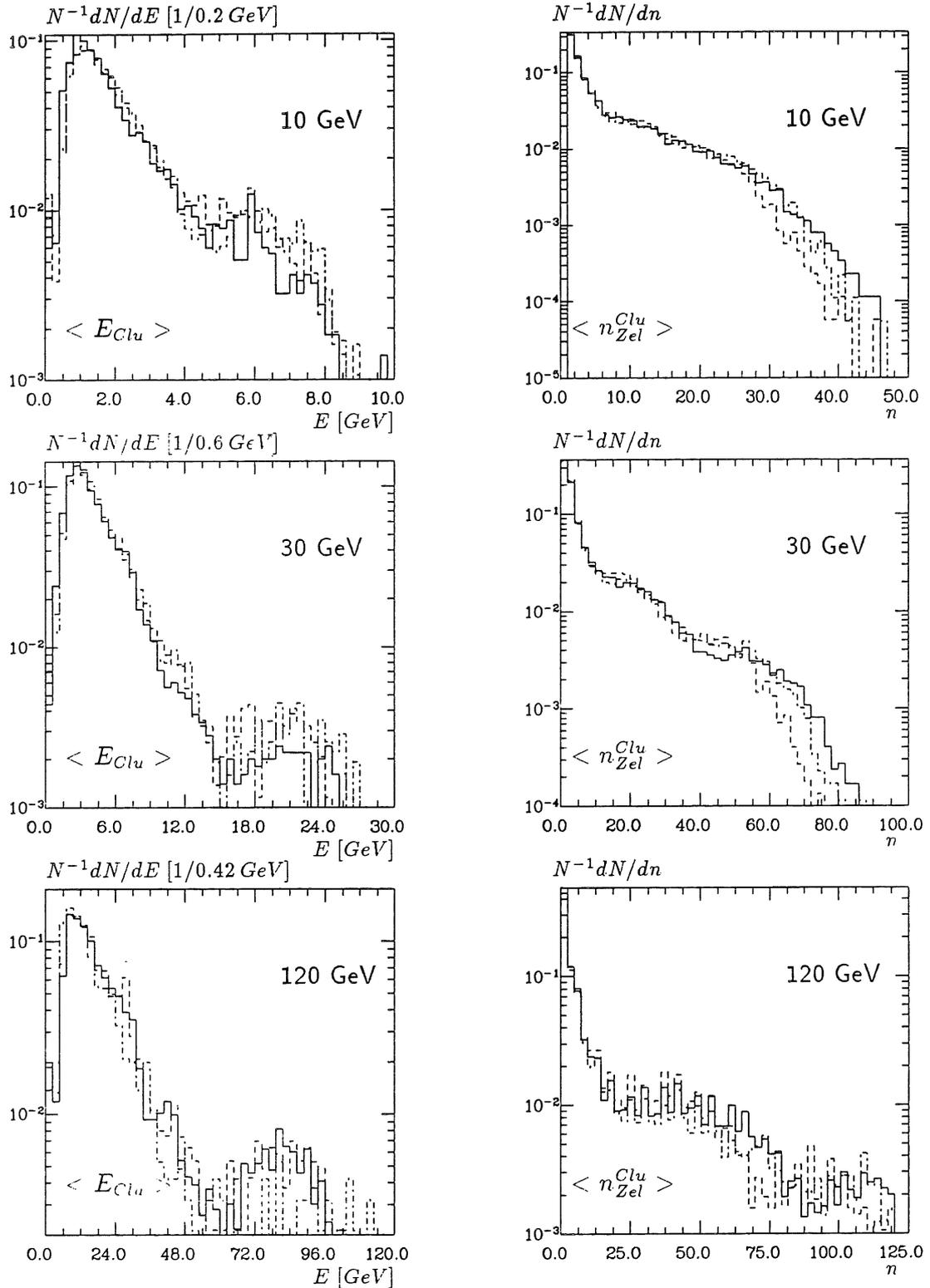


Abbildung 6.14: Verteilungen der mittleren Clusterenergien $\langle E_{Clu} \rangle$ und Zellen pro Cluster $\langle n_{Zel}^{Clu} \rangle$ von Pionschauern im IF-Kalorimeter für experimentelle Daten (durchgezogen) und H1FAST- (gestrichelt) sowie H1SIM-Simulationen (strichpunktuiert) in der GHEISHA-Option

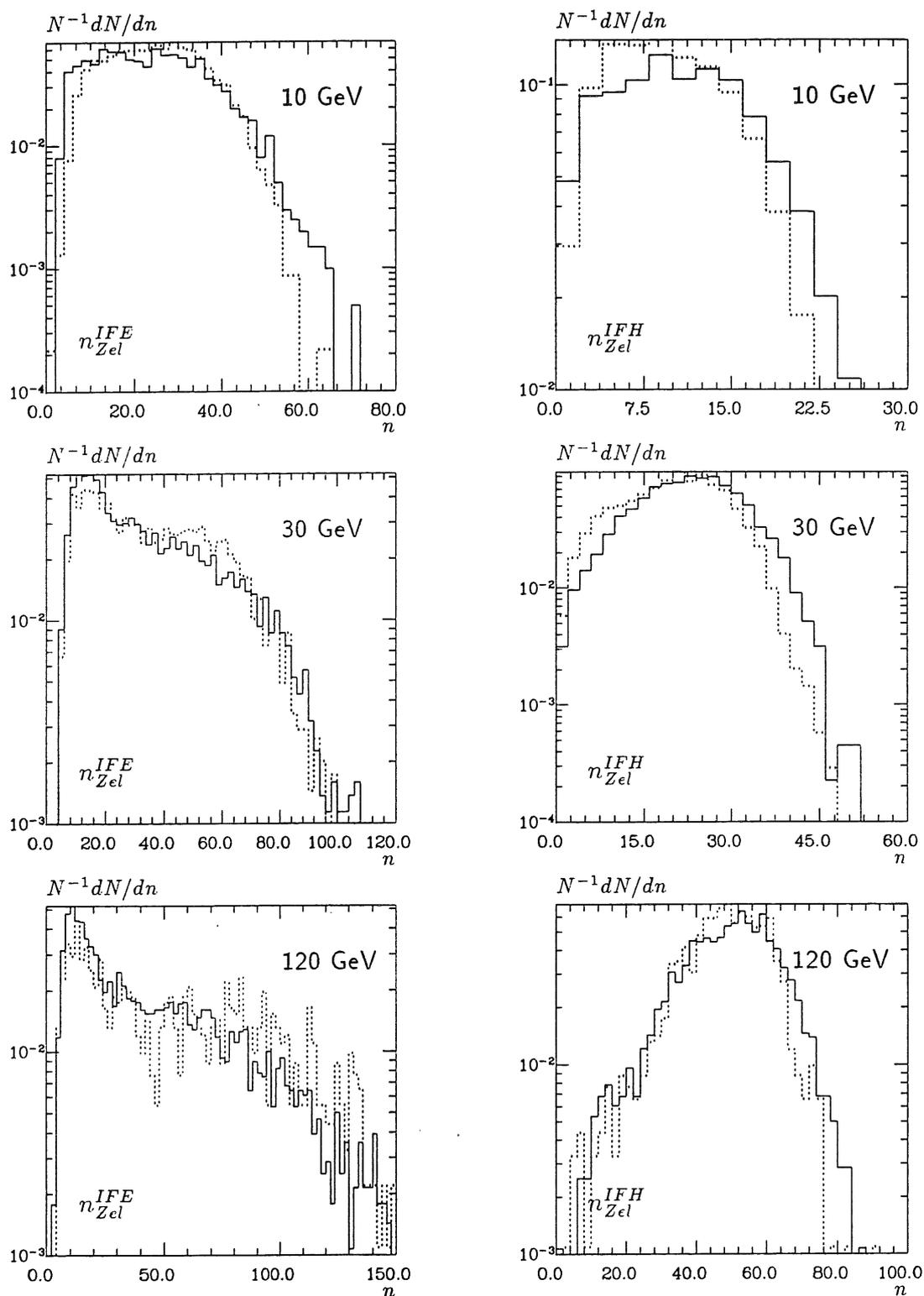
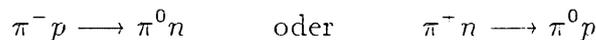


Abbildung 6.15: Verteilungen der Anzahl der getroffenen Zellen für das IFE (links) und das IFH (rechts) von Pionschauern im IF-Kalorimeter für experimentelle Daten (durchgezogen) und H1FAST-Simulationen (gepunktet) in der GHEISHA-Option

wird. Die Ursachen hierfür sind einerseits in der in Abs. 5.3.4 erläuterten Einschränkung des Transports von Neutronen mit kinetischen Energien von weniger als 50 MeV und andererseits in der durch die parametrisierten elektromagnetischen Schauer ([Pet92]) unterschätzte Zahl von getroffenen Zellen zu sehen. In welchem Maße dieser Unterschied tatsächlich die in der Rekonstruktion verwendeten Größen beeinflusst, wird im folgenden Beispiel an einigen Größen zur Elektron-Pion-Trennung erläutert.

Größen zur Elektron-Hadron-Trennung

Um eine richtige Einteilung der HERA-Ereignisse z.B. in neutrale und geladene Stromereignisse vornehmen zu können, muß eine korrekte Identifizierung der Elektronen erfolgen. Bei der Rekonstruktion der Ereignisse wird daher eine Elektron-Hadron-Trennung vorgenommen. Sie beruht wesentlich auf der Interpretation der Signale des elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeters. Aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung läßt sich die überwiegende Zahl (ca. 98%) der hadronischen Schauer leicht von elektromagnetischen trennen. Hadronische Schauer aber, die einen sehr hohen π^0 -Anteil z.B. durch Ladungsaustauschreaktionen



erreichen, können nur sehr schwer von Elektronschauern unterschieden werden. In diesen Fällen müssen kombinierte Schnitte auf mehrere energetische und geometrische Eigenschaften der Schauer gleichzeitig erfolgen. Die Güte der Elektron-Hadron-Separation kann, abgesehen von speziellen durch Testdaten abgedeckte Bereiche, nur mit Hilfe der Detektorsimulation ermittelt werden.

Im folgenden sollen beispielhaft Verteilungen energetischer und geometrischer Eigenschaften untersucht werden, wie sie in der H1-Rekonstruktion standardmäßig verwendet werden [Bou92b]. Als energetische Eigenschaften wurden die Verhältnisse

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{E_{IFE}}{E_{IFE} + E_{IFH}} \\ R_2 &= \frac{E_{k=0}}{E_{IFE}} \\ R_3 &= \frac{E_{hot}}{E_{IFE}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

mit

- E_{IFE} = Energie im elektromagnetischen Kalorimeter
- E_{IFH} = Energie im hadronischen Kalorimeter
- $E_{k=0}$ = Energie in der 1.Lage des IFE
- E_{hot} = Energie der Zelle mit der höchsten Energie sowie vier ihrer nächst folgenden Nachbarzellen

gewählt.

In Abb. 6.16 sind die Größen $R_1 - R_3$ für experimentelle 30 GeV-Elektron- und Pion-Schauer, Pion-Simulationen mit H1SIM und H1FAST mit GHEISHA-Option sowie H1FAST mit H1FLUKA-Option dargestellt. Bei der naheliegenden Forderung zur Teilchentrennung nach $R_1 > 0.98$ unterscheiden sich die verschiedenen Simulationsoptionen untereinander kaum. Der Unterschied von ca. 2% zu den experimentellen Ergebnissen, ist mit dem statistischen Fehler verträglich. Für die Größe R_2 zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung der H1FAST-Optionen mit experimentellen Ergebnissen. Die Abweichungen für die H1SIM-Option sind auf geometrische Ungenauigkeiten in der detaillierten Version des ARCET-Programms im Bereich der ersten Kalorimeterlage zurückzuführen. Für die Größe R_3 ergibt sich mit der H1FAST-Simulation eine leichte Verschiebung zu höheren Werten von R_3 . Der Vergleich mit den R_3 -Werten experimenteller e^- -Daten zeigt, daß in dem für die Separation wichtigen Bereich $R_3 \lesssim 0.5 - 0.7$ H1FAST-Simulationen und experimentelle Pion-Daten jedoch gut übereinstimmen.

Um Trennungsfaktoren der Größenordnung $10^{-3} - 10^{-4}$ zu erreichen, sind auch Größen zu verwenden, die die typischen geometrischen Strukturen elektromagnetischer Schauer berücksichtigen. In Abb. 6.17 sind beispielhaft der Erwartungswert der longitudinalen Energieverteilung $\langle t \rangle$, der lateralen Energieverteilung $\langle r \rangle$ sowie ihres Produktes $\langle rt \rangle$ verglichen. Formal werden die obigen Größen durch die mit den Zellenergien E_i gewichteten Erwartungswerte

$$\langle t \rangle = \frac{\sum_i t_i E_i}{\sum_i E_i} \quad (6.5)$$

$$\langle r \rangle = \frac{\sum_i r_i E_i}{\sum_i E_i} \quad (6.6)$$

$$\langle tr \rangle = \frac{\sum_i t_i r_i E_i}{\sum_i E_i} \quad (6.7)$$

beschrieben. Der Vergleich der Verteilungen für $\langle t \rangle$ zeigt, daß die longitudinale Entwicklung von allen Simulationsoptionen richtig wiedergegeben wird. Bei der lateralen Entwicklung $\langle r \rangle$ hadronischer Schauer ergeben sich bei weit ausgedehnten Schauern für alle Simulationen deutliche Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen. Diese Unterschiede sind in abgeschwächter Form auch im Vergleich der Größe $\langle rt \rangle$ zu erkennen. Im Hinblick auf eine wirksame Elektron-Pion-Trennung sind diese Unterschiede aber ohne Bedeutung, da im Bereich der elektromagnetischen Schauer (dargestellt mit durchgezogener Kurve) die Übereinstimmung aller Simulationen mit experimentellen Daten sehr gut ist.

Die aufgeführten Beispiele zeigen, daß der H1FAST-Algorithmus auch für die Elektron-Hadron-Separation keine prinzipiellen Einschränkungen gegenüber der detaillierten Simulation mit sich bringt. Eine genaue Bewertung der Möglichkeit, mit dem H1FAST-Programm eine realistische Elektron-Hadron-Trennung vornehmen zu können, erfordert aber weitere ausführliche Untersuchungen.

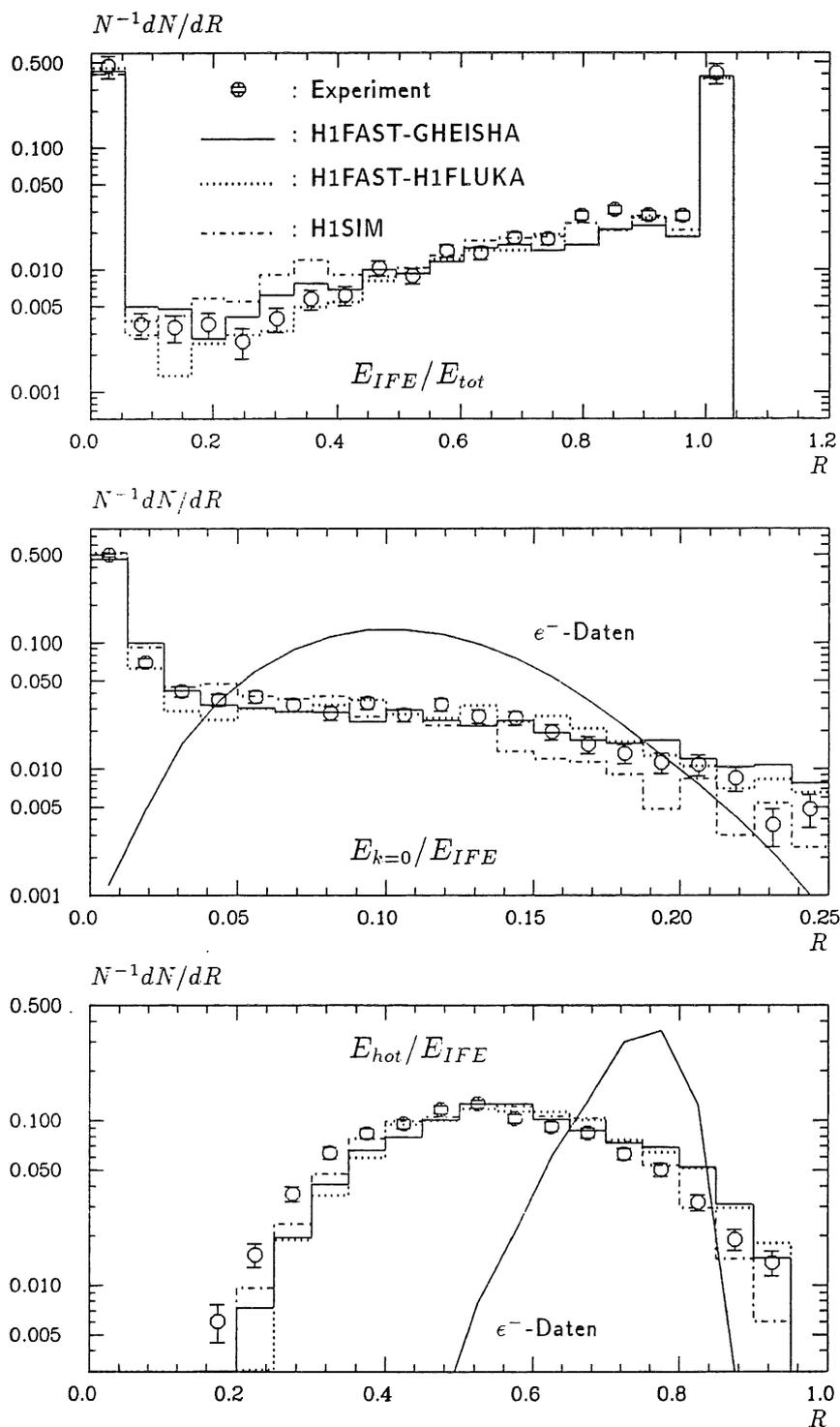


Abbildung 6.16: Energetische Größen $R_1 - R_3$ zur Elektron-Pion-Trennung im IF für experimentelle 30 GeV-Schauer, H1SIM- und H1FAST-Simulationen

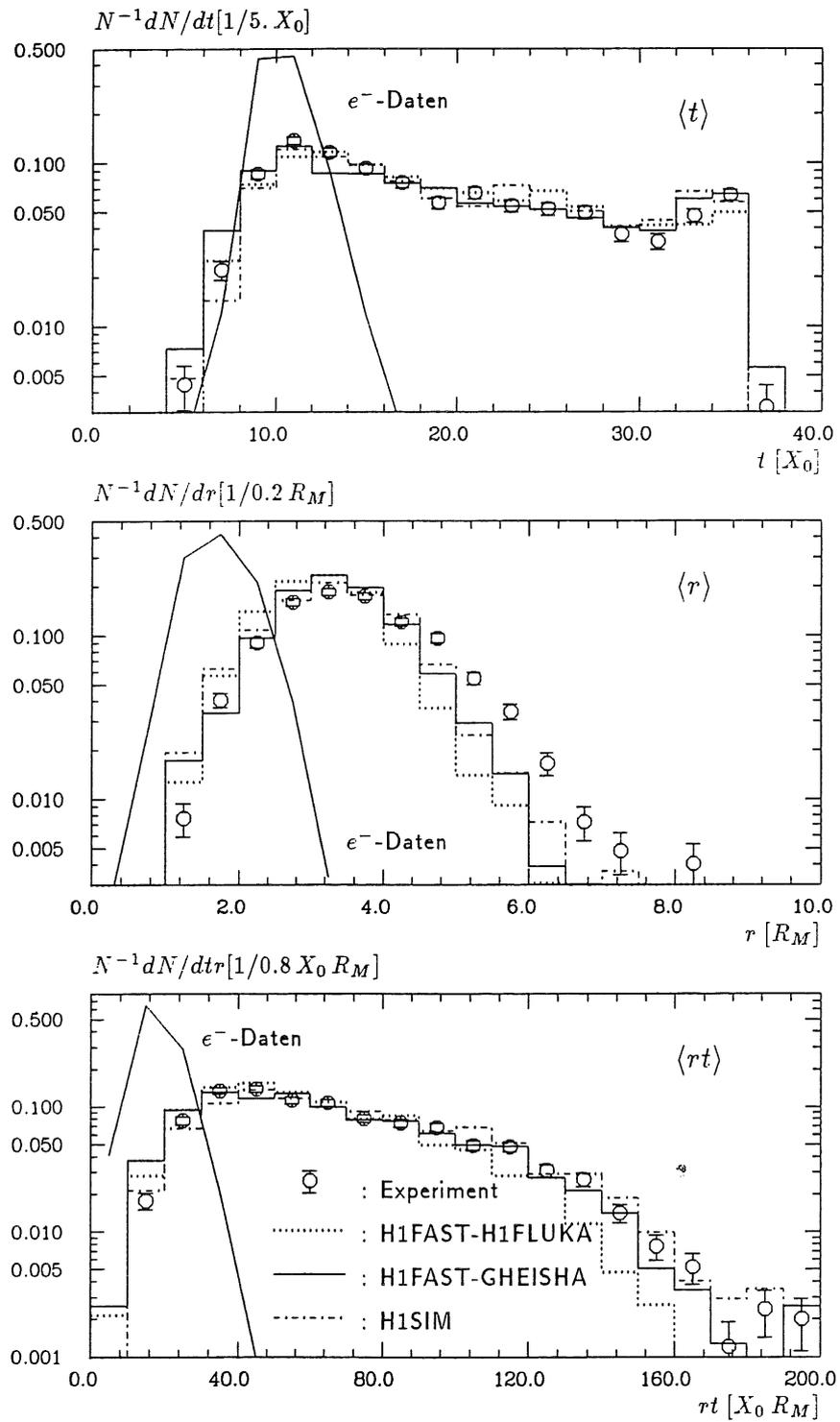


Abbildung 6.17: Topologische Größen zur Elektron-Pion-Trennung für Pionschauer von 30 GeV im IF für experimentelle Daten, H1SIM- und H1FAST-Simulationen

Kapitel 7

H1-Detektorsimulation: Vergleich unterschiedlicher Algorithmen

Die bisher durchgeführten Vergleiche der hadronischen Schauersimulationen mit experimentellen Daten waren auf Pion-induzierte Schauer im Energiebereich von $5 - 205 \text{ GeV}$ beschränkt. Bei der Simulation von HERA-Ereignissen kommen aber auch andere Hadronen und andere Energiebereiche vor. Um einen Eindruck von der Güte des zur umfangreichen Simulation von H1-Ereignissen verwendeten H1FAST-Programms auch für bisher nicht experimentell untersuchte Problemstellungen zu gewinnen, werden in diesem Kapitel Vergleiche verschiedener Simulationsalgorithmen untereinander durchgeführt.

Zunächst werden die beiden Modelle zur Erzeugung der hadronischen Endzustände für niederenergetische Hadronen H1FLUKA und GHEISHA am Beispiel von Protonen und Pionen mit kinetischen Energien von $200 \text{ MeV} - 2 \text{ GeV}$ verglichen. Anschließend werden hadronisierte u-Quark-Jets simuliert, um die Unterschiede der Energiedeposition im H1-LAr-Kalorimeter mit den drei Optionen H1SIM, H1FAST und GFLASH zu untersuchen. Dabei wird besonders die Wirkungsweise der einzelnen Programme in Zusammenhang mit den wichtigen Teilen des H1-Rekonstruktionsprogramms verglichen werden, die Korrekturen der deponierten Energie in Bereichen geometrischer Energieverluste und die Energiegewichtung zur Kompensation der intrinsischen Verluste hadronischer Schauer vornehmen. Mit Hilfe dieser Vergleiche kann schließlich die praktische Eignung des H1FAST-Programms zur umfangreichen Simulation des H1-Detektors für HERA-Ereignisse dargestellt werden.

7.1 Niederenergetische Hadron-Schauer

7.1.1 Vergleich von GHEISHA mit H1FLUKA

Ein wichtiger Teil der Energiedeposition von Jets im H1-Kalorimeter erfolgt durch Hadronen mit Energien von weniger als 5 GeV . In Kapitel 4 wurde darauf hingewiesen, daß gerade in diesem Energiebereich bei der Erzeugung der Sekundärteilchen

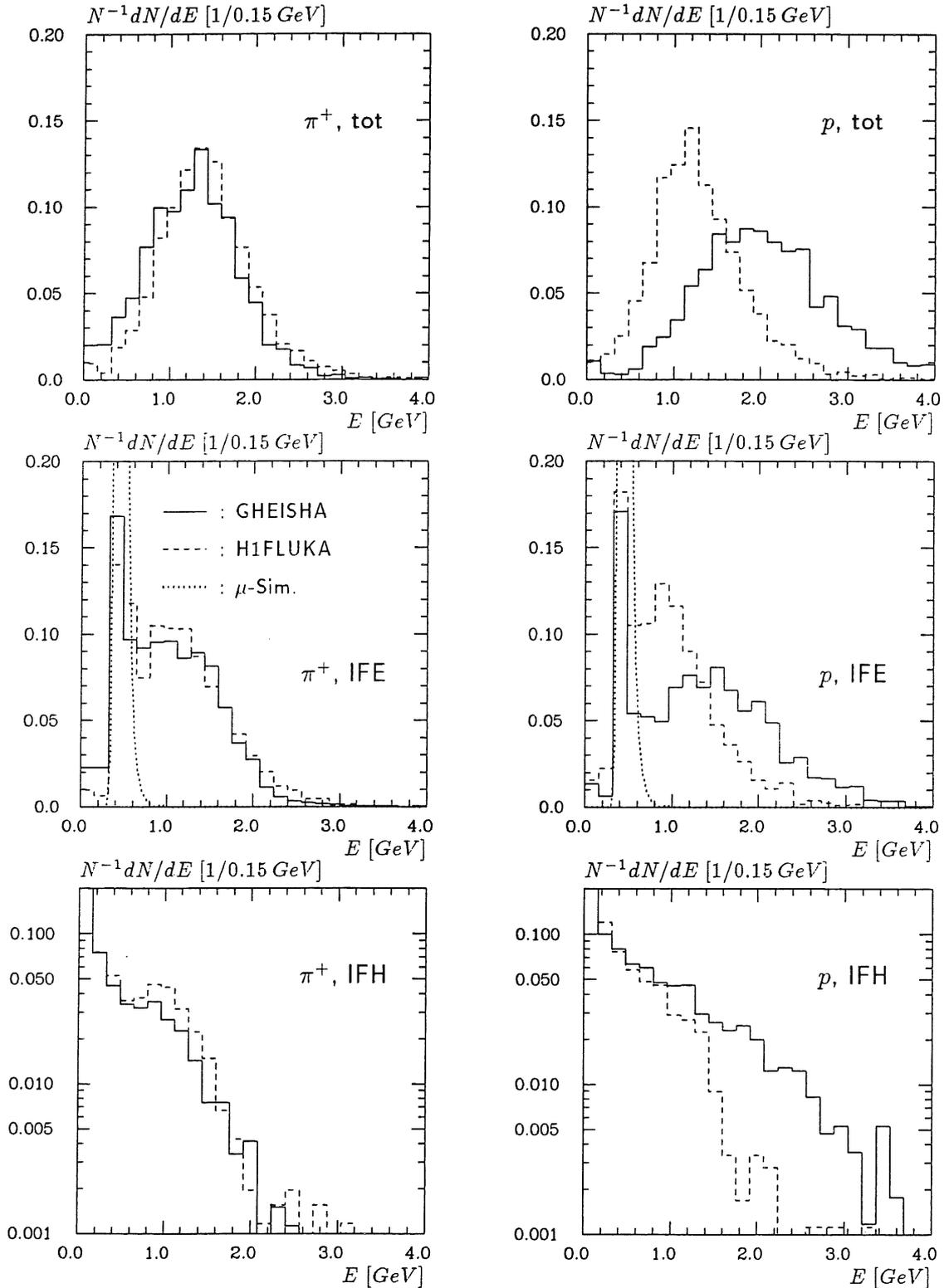


Abbildung 7.1: Energieverteilungen für Pion- und Protonschauer mit $E_{kin} = 2$ GeV für H1FLUKA- und GHEISHA-Simulationen mit H1FAST im IF-Kalorimeter (Zum Vergleich ist die Energiedeposition von Myonen im IFE gepunktet dargestellt)

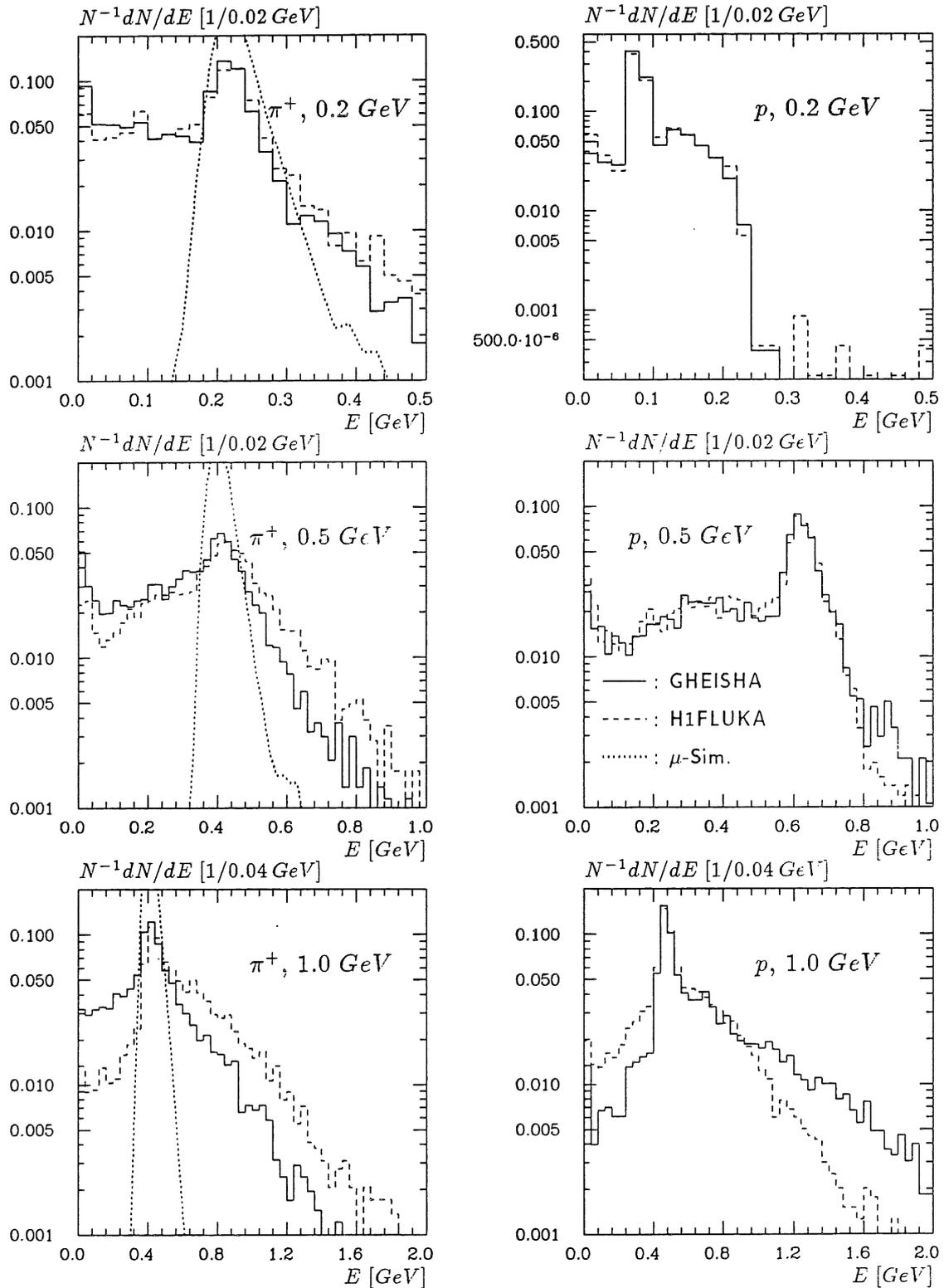


Abbildung 7.2: Energieverteilungen für π^+ - und p -Schauer mit $E_{kin} = 0.2 - 1$ GeV für H1FLUKA- und GHEISHA-Simulationen mit H1FAST im IFE-Kalorimeter (Zum Vergleich ist die Energiedeposition von simulierten Myonen gepunktet dargestellt)

in unelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen verschiedene phänomenologische Modelle mit teilweise geringem theoretischen Hintergrund verwendet werden. Ein Vergleich der beiden Generatoren H1FLUKA und GHEISHA soll Aufschluß darüber geben, ob dennoch mit beiden Konzepten eine realistische Simulation niederenergetischer Hadronen gegeben ist.

Durch den Vergleich zweier Modelle kann nicht die Richtigkeit des einen Modells nachgewiesen werden. Auch im Falle der Übereinstimmung beider Simulationen kann höchstens die Plausibilität der Simulationsannahmen gezeigt werden. Erst ein experimenteller Vergleich der Kalorimetersignale mit impulsbestimmten Spuren des H1-Detektors wird eine Verifikation der Kalorimetersimulation für niederenergetische Hadronen erlauben. Es kann hier aber festgestellt werden, ob und in welchem Umfang Zweifel an der Simulation niederenergetischer Hadronen angebracht sind. Zu diesem Zweck werden die Energiedepositionen von Pionen und Protonen mit kinetischen Energien von 0.2, 0.5, 1.0 und 2.0 GeV im IF-Kalorimeter untersucht, die mit den GHEISHA- und H1FLUKA-Optionen des H1FAST-Programms simuliert wurden.

In Abb. 7.1 ist links die Energiedeposition von π^+ -induzierten Schauern mit kinetischen Energien von 2 GeV im gesamten IF-Kalorimeter (oben), im IFE (Mitte) und im IFH (unten) gezeigt. Die Generatoren H1FLUKA und GHEISHA zeigen nahezu gleiches Verhalten für alle drei Verteilungen. Die aus dem Verhältnis E_{tot}/E_{inc} folgenden h/ϵ -Werte von 0.71 ± 0.01 für GHEISHA bzw. 0.72 ± 0.01 für H1FLUKA stimmen fast überein und sind mit der in Abb. 6.8 dargestellten Energieentwicklung dieser Größe gut verträglich. Ein im Vergleich zu 5 GeV -Pionen höherer h/ϵ -Wert bei 2 GeV folgt aus dem relativ höheren Gewicht der verlustfreien Energiedeposition durch Ionisation gegenüber der mit intrinsischen Verlusten behafteten Sekundärteilchenerzeugung. Der Spitzenwert bei etwa 500 MeV der im IFE deponierten Energie für Pionen, die im IFE nur durch Ionisationsverlust Energie deponieren, stimmt mit dem für Myonen simulierten Verhalten überein. Ein in gleicher Weise konsistentes Verhalten wurde auch für negative Pionen sowie positive und negative Kaonen gefunden, auf die daher nicht weiter eingegangen wird.

Deutliche Unterschiede ergeben sich bei dem Vergleich der Energiedeposition von Protonen, die in Abb. 7.1 rechts dargestellt ist. Die im Mittel durch GHEISHA deponierte Energie ist über doppelt so hoch wie die mit H1FLUKA simulierte. Diese Abweichung ist auf die in Kapitel 4 erläuterte unrealistische Simulation der Proton-Kern-Wechselwirkungen durch GHEISHA zurückzuführen.

Für Protonen geringerer Energie, deren Energiedeposition im IFE in Abb. 7.2 rechts dargestellt ist, verringern sich die Abweichungen. Für Protonen mit $E_{kin} = 1 GeV$ (rechts unten) zeigen sich noch deutliche Unterschiede zwischen H1FLUKA und GHEISHA, die für Protonen mit $E_{kin} = 0.2 GeV$ nicht mehr auftreten. Die Ursache hierfür besteht in dem bei abnehmender Schauerenergie zunehmenden Anteil der durch Ionisation deponierten Energie, die unabhängig von GHEISHA und H1FLUKA durch GEANT und H1FAST berechnet wird. Für Pionen (links unten) treten deutliche Unterschiede in der Energiedeposition bei $E_{kin} = 1 GeV$ auf. Im Gegensatz zu den Protonen simuliert hier H1FLUKA die höhere Energiedeposition.

Insgesamt ergibt sich kein einheitliches Bild, das den einen oder anderen Generator für unelastische Wechselwirkungen niederenergetische Hadronen deutlich begünstigt. Es wird daher in Zukunft wichtig sein, durch den Vergleich mit experimentellen Daten zu einer genauen Beurteilung zu gelangen.

Die in diesem Abschnitt sowie die in Kapitel 4 aufgeführten Probleme bei der Erzeugung hadronischer Endzustände durch GHEISHA beeinflussen die mit den H1-Kalorimetern meßbaren Energiedepositionen deutlich. In Kapitel 6 wurde gezeigt, daß mit GHEISHA ein simulationsspezifischer Fehler der hadronischen Schauersimulation von 1 – 2.5% in Kauf genommen werden muß. Dieser Umstand wurde als nicht so schwerwiegend angesehen, daß ein Abweichen von dem im GEANT-System bisher standardmäßig verwendeten GHEISHA-Programm durch die H1-Kollaboration erforderlich schien. Zur Reduzierung des systematischen Fehlers der Simulation ist aber eine zukünftige Verbesserung des GHEISHA-Programms erforderlich.

7.2 Vergleich von H1SIM, H1FAST und GFLASH

7.2.1 Simulation von u-Quark-Jets

Die korrekte Funktionsweise der hadronischen Schauersimulation ist nicht nur für Schauer von Einzelteilchen eines bestimmten Energiebereiches, sondern für alle in der H1-Detektorsimulation vorkommenden Ereignisklassen und Rekonstruktionsverfahren zu gewährleisten. Der wesentliche Unterschied zwischen Schauer von Einzelteilchen und den praktisch vorkommenden Ereignissen besteht darin, daß gleichzeitig eine Vielzahl von Hadronen und Photonen, die vorwiegend aus dem π^0 -Zerfall stammen, in sogenannten Jets ihre Energie im Kalorimeter deponieren. Da hier nicht alle denkbaren Ereignisklassen und Rekonstruktionsverfahren verglichen werden können, wurde stellvertretend die Kalorimetersimulation und -rekonstruktion für hadronisierte u-Quark-Jets mit $E_{jet} = 100 \text{ GeV}$ untersucht.

Dazu wurden zunächst Jets generiert, indem u-Quarks von 100 GeV im Bezugssystem des H1-Detektors in Richtung des IF- ($\Theta = 11^\circ$) bzw. FB2- ($\Theta = 25^\circ$) Kalorimeters mit Hilfe des JETSET6.3-Programms hadronisiert wurden [Kub92]. Durch die Wahl der unterschiedlichen Jetrichtungen kann die Auswirkung der Spalten zwischen den Kalorimeterstapeln auf Schauerentwicklung, Energiekorrekturen und -gewichtung für die einzelnen Simulationsoptionen untersucht werden. Die Detektorsimulation erfolgte mit den Optionen (vergl. Tab. 5.4)

- H1SIM mittel
- H1FAST part. param.
- H1FAST GFLASH

zur hadronischen Schauersimulation im H1-Detektor. Dabei wurde der GHEISHA-Generator zur Erzeugung der Sekundärteilchen aus unelastischen hadronischen Wechselwirkungen verwendet. Anschließend wurden die Ereignisse mit dem H1-Standardprogramm H1REC rekonstruiert. Die in den folgenden Abschnitten dargestellten

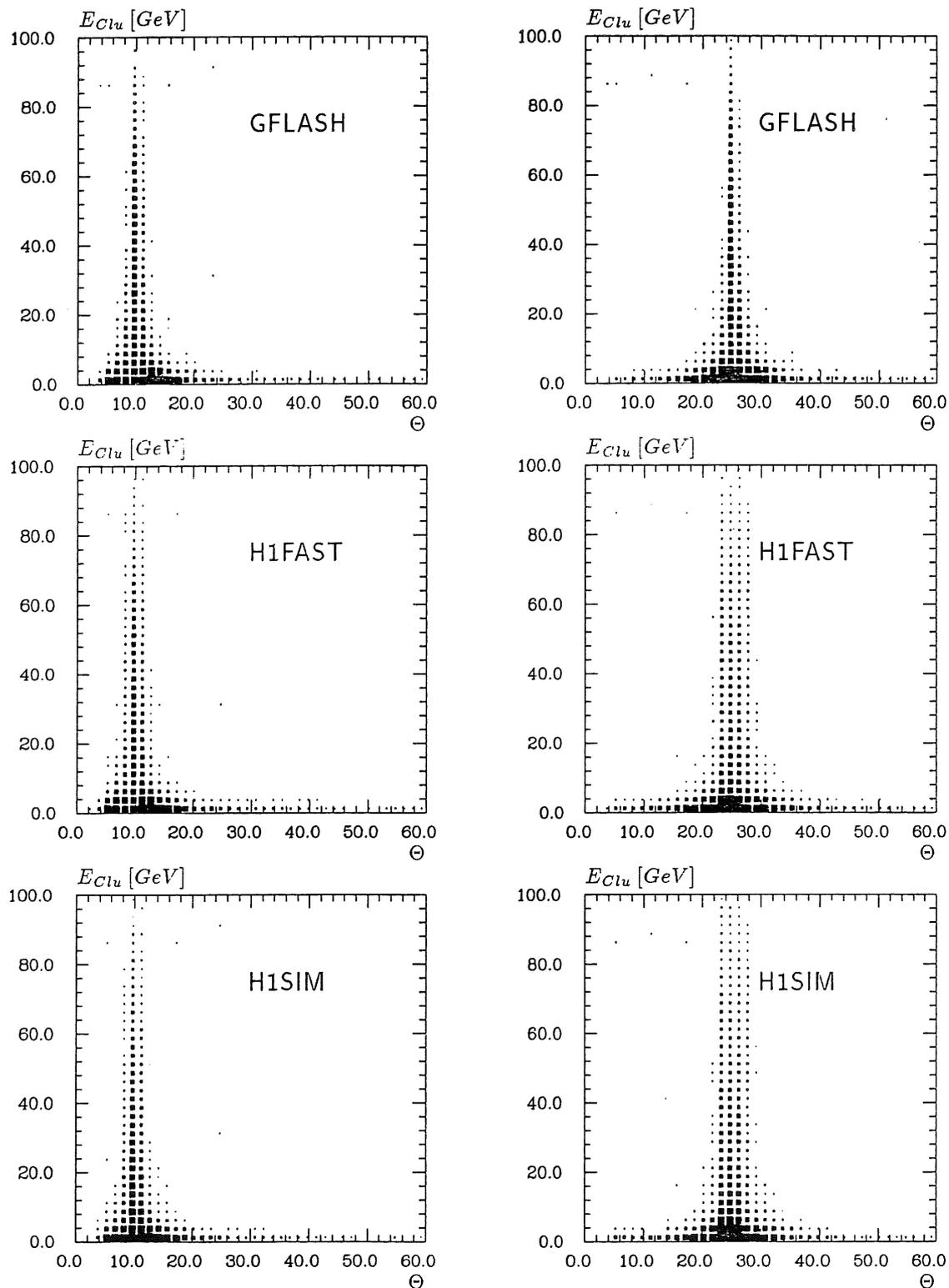


Abbildung 7.3: Vergleich von Cluster-Energie- und Polarwinkelverteilungen für u -Quark-Jets von 100 GeV in IF- und FB2-Richtung mit GFLASH, H1FAST und H1SIM

Ergebnisse geben den Entwicklungsstand der offiziell bei H1 zur Kalorimetersimulation und -rekonstruktion eingesetzten Software vom Juli 1992 wieder.

Eine Übersicht der simulierten Anordnungen gibt die Abb. 7.3, die die Korrelationen von Cluster-Energien und -Winkeln vergleicht. Im Bereich des IF-Kalorimeters sind keine Unterschiede für die verschiedenen Simulationsoptionen zu erkennen. Im FB-Bereich treten in der GFLASH-Option die Cluster hoher Energie stärker um die Hauptjetrichtung kollimiert auf als für die anderen Optionen. Dabei entspricht für die GFLASH-Option die laterale Ausbreitung im FB-Bereich genau derjenigen im IF-Bereich. Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, daß in der voll parametrisierten Simulation hadronischer Schauer keine Unterscheidung zwischen der im IF-Kalorimeter vorhanden Situation hoher geometrischer Symmetrie in Bezug auf die Schauerentwicklung, für die auch die Parameter bestimmt wurden, und der geometrisch komplizierteren Situation des FB2-Kalorimeters mit veränderlichen Anteilen inaktiven Materials im Gebiet der Schauerentwicklung vorgenommen wird.

7.2.2 Topologische Größen

Die in einzelnen Zellen und Clustern deponierten Energien bilden den Ausgangspunkt für die weitere Analyse der Eigenschaften eines Ereignisses. In Abb. 7.4 sind rekonstruierte Zellenergien (unten), Cluster-Energien (Mitte) und mittlere Cluster-Energien eines Ereignisses (oben) für u-Quark-Jets von 100 GeV in IF-Richtung dargestellt. Die Verteilungen der Cluster- und Zellenergien stimmen über vier Größenordnungen für alle drei verwendeten Optionen überein. Die Verteilung der mittleren Cluster-Energie eines Ereignisses zeigt für die GFLASH-Option eine Überschätzung mittlerer Cluster-Energien von mehr als 5 GeV. Dies liegt daran, daß in einer voll parametrisierten Simulation der Energiedichte hadronischer Schauer sehr gleichmäßig verteilt wird. Dadurch werden insgesamt weniger Cluster erzeugt, so daß die mittlere Cluster-Energie für ein Ereignis höher ausfällt.

Bereits im vorangegangenen Kapitel wurde erläutert, daß die zur Elektron-Hadron-Trennung benutzten Größen sehr empfindlich von der Struktur der Energiedeposition abhängen. Hier werden exemplarisch die Größen $\langle rt \rangle$ nach Gl. 6.7, E_{hot} nach Gl.6.4 und n_{Zel}^{hot} , die die Anzahl der getroffenen Zellen des prominenten Clusters E_{hot} bezeichnet, für die verschiedenen Simulationsoptionen verglichen. In Abb. 7.5 in der Mitte dargestellt, daß die Energie der prominenten Cluster für H1SIM und H1FAST gut übereinstimmen, GFLASH aber zu geringe Energien simuliert. Die Ausdehnung dieser Cluster, die durch die Anzahl ihrer Zellen in Abb. 7.5 unten dargestellt ist, wird von H1FAST und von GFLASH deutlich kleiner erzeugt als von H1SIM. Dieser Unterschied ist, wie bereits bei der Diskussion der Ergebnisse für Pionschauer aufgeführt, durch Zellen mit sehr kleinen Energieeinträgen bedingt. Diese Zellen geringer Energie sind meistens weit vom Kern der Energiedeposition entfernt. Sie haben daher großen Einfluß auf die in Abb. 7.5 oben dargestellte und in Abs. 6.4.3 erklärte Größe $\langle rt \rangle$. Sie zeigt als Maß für die Ausdehnung der Energieverteilung deutliche Unterschiede zwischen den drei Optionen.

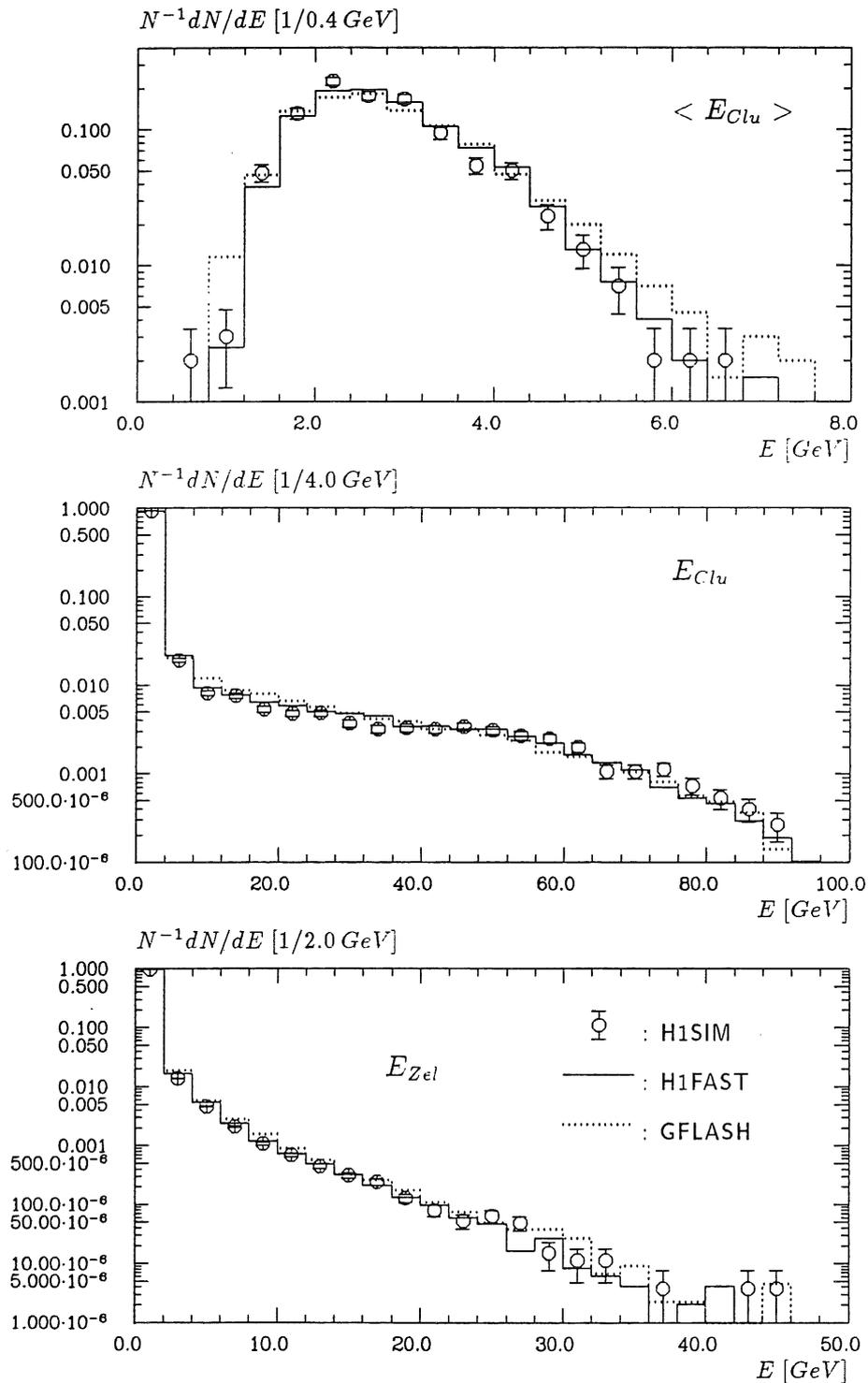


Abbildung 7.4: Vergleich der Verteilungen für mittlere Cluster-Energien (oben), Cluster-Energien (Mitte) und Zellenergien (unten) für u-Quark-Jets von 100 GeV in IF-Richtung mit H1SIM, H1FAST und GFLASH simuliert

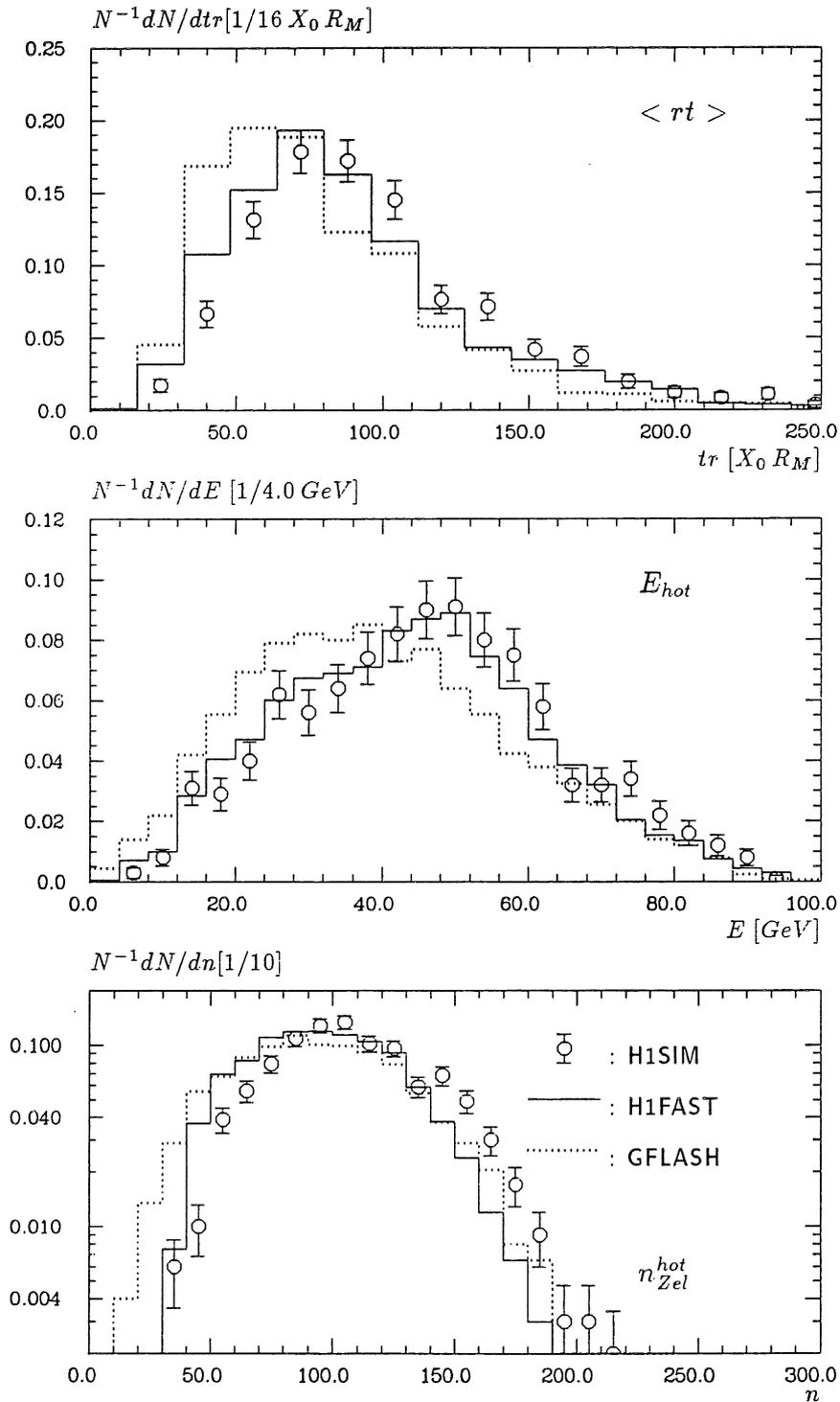


Abbildung 7.5: Vergleich der Verteilungen für die Größen $\langle rt \rangle$ (oben), E_{hot} (Mitte) und n_{Zel}^{hot} (unten) für u -Quark-Jets von 100 GeV in IF -Richtung mit H1SIM, H1FAST und GFLASH simuliert

7.2.3 Energiedeposition im inaktiven Bereich

Ein wesentlicher Zweck der Detektorsimulation besteht in der Vorhersage des im inaktiven Bereich des Detektors deponierten Energieanteils und in der Kontrolle der nötigen Korrekturalgorithmen. Zur Beurteilung der verschiedenen Simulationen ist in Abb. 7.6 der im inaktiven Bereich der Kalorimeter deponierte Energieanteil

$$f_{inv} = \frac{E_{vis} - E_{tot}}{E_{tot}} \quad (7.1)$$

dargestellt. f_{inv} wird durch die im aktiven Bereich E_{vis} und die insgesamt deponierte Energie E_{tot} ausgedrückt und ist für Jets im IF- (links) und FB- Bereich (rechts) als durchgezogene Linie angegeben. Aufgrund des größeren Anteils inaktiven Materials in der FB2-Anordnung werden mit allen Optionen deutlich höhere Verluste f_{inv} als in der IF-Anordnung simuliert.

Im H1-Rekonstruktionsprogramm existieren für alle Kalorimeterbereiche Verfahren, die diese Energieverluste korrigieren sollen. Die Genauigkeit

$$f_{cor} = \frac{E_{cor} - E_{tot}}{E_{tot}} \quad , \quad (7.2)$$

mit der die korrigierte Energie E_{cor} ermittelt wurde, ist in Abb. 7.6 als strichpunktierte Linie dargestellt. Die korrigierten Verteilungen für GFLASH zeigen eine etwas größere Breite als diejenigen für H1FAST und H1SIM.

Für die in Gl. 7.1 und 7.2 definierten Größen wurden die folgenden Mittelwerte und statistischen Fehler bestimmt:

Bereich	Option	$\langle f_{inv} \rangle$ [%]	$\langle f_{cor} \rangle$ [%]
	H1SIM	-1.72 ± 0.03	$+0.70 \pm 0.02$
IF	H1FAST	-2.75 ± 0.03	-0.26 ± 0.02
	GFLASH	-3.42 ± 0.05	-0.62 ± 0.04
	H1SIM	-2.91 ± 0.06	$+0.32 \pm 0.03$
FB	H1FAST	-3.61 ± 0.06	-0.14 ± 0.03
	GFLASH	-4.40 ± 0.07	-0.71 ± 0.04

Es wird mit der H1FAST-Option ein etwas höherer Anteil im inaktiven Bereich deponiert als mit H1SIM. Dieser Unterschied beruht auf geringen Differenzen in der Geometriedefinition der zur Simulation verwendeten H1SIM- und H1FAST-Versionen. Wichtig ist, daß sich nach Anwendung der Korrekturverfahren die Jetenergien aller Simulationsoptionen mit einer Genauigkeit von besser als 1% rekonstruieren lassen.

Da die Energiekorrektur im inaktiven Bereich jeweils aus der in der Umgebung dieses Bereiches deponierten Energie bestimmt wird, können trotz deutlich unterschiedlicher Energiedeposition innerhalb des inaktiven Bereiches gleichermaßen günstige Korrekturen berechnet werden, wenn die Energieverteilung in der näheren Umgebung des inaktiven Bereiches stetig variiert. Da dieser Umstand auch mit der GFLASH-Version erfüllt ist, zeigt sich auch bei der voll parametrisierten Simulation eine im Mittel richtige Korrektur. Allerdings weisen die vollständig parametrisiert simulierten Jets deutlich höhere Fluktuationen für f_{cor} auf.

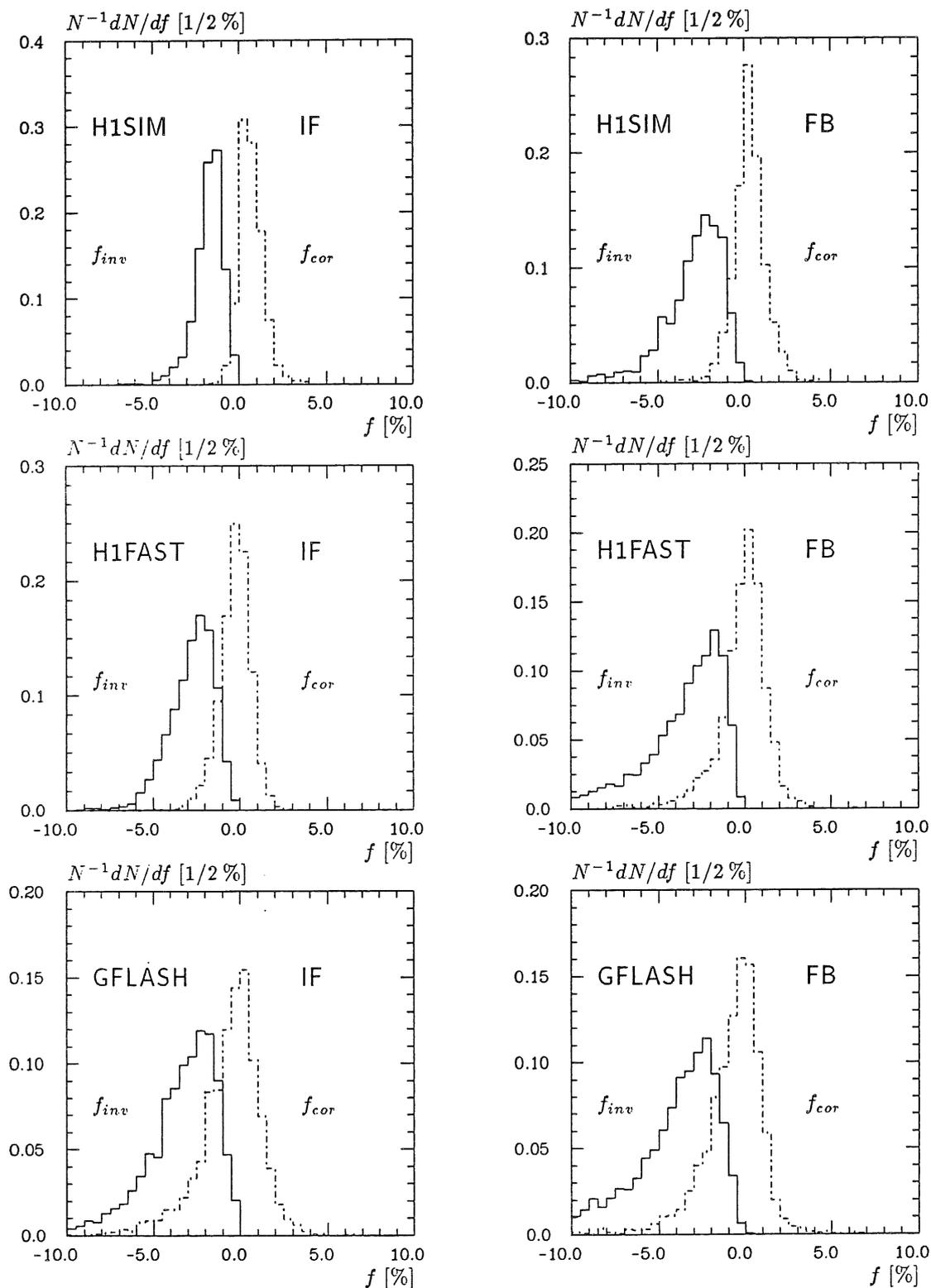


Abbildung 7.6: Vergleich des im inaktiven Bereich der Kalorimeter deponierten Verlustanteils f_{inv} (durchgezogen) und seiner Korrekturen f_{cor} (strichpunktiert) für u -Quark-Jets von 100 GeV in IF- (links) und FB- (rechts) Richtung mit H1SIM, H1FAST und GFLASH simuliert

7.2.4 Energiegewichtung

Die Rekonstruktion der Jetenergien erfordert nach den Korrekturen für Energiedepositionen in nicht aktiven Bereichen des Detektors schließlich die Berücksichtigung des nicht kompensierenden ($e/h \neq 1$) Verhaltens der Kalorimeter durch Algorithmen zur Gewichtung hadronischer Energiedepositionen [Gre90,Loc92]. Das gemeinsame Prinzip der verschiedenen für die H1-Kalorimeter existierenden Algorithmen zur Energiegewichtung besteht darin, daß zunächst die hadronischen Anteile der Energiedeposition lokalisiert werden. Ihr Anteil an der gesamten Energie wird anschließend mit einem höheren Gewicht versehen. Die Höhe des Gewichts hängt dabei vom jeweiligen Algorithmus ab. Bei der Berechnung des Gewichts kommt es wesentlich auf die räumliche Energieverteilung innerhalb der hadronischen Schauer an. Eine Gewichtungsmethode, die an experimentellen oder bestimmten simulierten Daten optimiert wurde, kann daher für verschiedene Simulationsprogramme zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Da es sehr auf die Topologie der Schauer ankommt, ist dies selbst dann möglich, wenn die Verteilungen der Gesamtenergiedeposition auf der nicht gewichteten elektromagnetischen Skala übereinstimmen.

Die obere Darstellung in Abb. 7.7 zeigt, wie zunächst äquivalente Energieverteilungen nach Anwendung des Gewichtungsalgorithmus zu verschiedenen Energieverteilungen führen können. Ein perfekt arbeitendes Gewichtungsverfahren ergäbe das durch die mit Fehlerbalken versehenen Kreise angedeutete Histogramm in der oberen Darstellung. Es wurde mit dem in Abs. 5.4 erläuterten Verfahren zur Simulation perfekt kalibrierter Energien erzeugt. Die intrinsischen hadronischen Schauerverluste wurden dabei im Mittel perfekt mit relativen Fluktuationen von 100% im hadronischen und 70% im elektromagnetischen Kalorimeter kompensiert. Das im H1REC-Programm implementierte und für simulierte hadronische Jets optimierte Gewichtungsverfahren ergibt deutlich unterschiedliche Ergebnisse für die verschiedenen Simulationsoptionen. Die mit H1FAST simulierten Jets kommen dabei der angestrebten idealen Verteilung der perfekt kalibrierten Energien am nächsten.

Die in der folgenden Tabelle angegebenen Werte für die vollständig rekonstruierten 100 GeV-Jets zeigen, daß gegenwärtig das standardmäßig verwendete Gewichtungsverfahren für H1FAST-Simulationen die beste Übereinstimmung mit der ursprünglichen Jetenergie bei einer 2%igen Überkompensation der intrinsischen hadronischen Verluste ergibt.

Bereich	Option	$\langle E_{tot} \rangle$ [GeV]	$\langle E_{gew} \rangle$ [GeV]
	H1SIM	78.2 ± 0.2	105.8 ± 0.2
IF	H1FAST	78.1 ± 0.2	102.0 ± 0.2
	GFLASH	76.7 ± 0.3	104.2 ± 0.3
	per. cal.	77.8 ± 0.2	99.9 ± 0.2

} 3.5%

Weiterhin ist zu erkennen, daß die ohne Energiegewichtung auf der elektromagnetischen Skala simulierte mittlere Energiedeposition $\langle E_{tot} \rangle$ für die H1SIM- und H1FAST-Option mit der perfekt kalibrierten Energiedeposition übereinstimmen. In

Abb. 7.7 sind unten die Energieverteilungen der auf der elektromagnetischen Skala direkt meßbaren Energien für 100 GeV u-Quark-Jets dargestellt. Ohne den Einfluß des Gewichtsverfahrens sind für *H1SIM*- und *H1FAST*-Simulationen kaum Unterschiede zur perfekt kalibrierten Energiedeposition nach Abs. 5.4 zu erkennen. Ein Vergleich der resultierenden Mittelwerte und Fluktuationen zeigt eine vollständige Kompatibilität der *H1SIM*- und *H1FAST*-Simulationen mit dem Schema perfekt kalibrierter Energien. Lediglich mit der *GFLASH*-Option werden zu hohe Fluktuationen der Energiedeposition simuliert.

Insgesamt zeigen die Untersuchungen dieses Kapitels, daß das in der vorliegenden Arbeit vorgestellte Simulationskonzept *H1FAST* in allen für die Analyse von H1-Ereignissen wichtigen Größen mit der detaillierten Option *H1SIM* übereinstimmende Ergebnisse liefert. Das ebenfalls erläuterte Konzept zur vollständigen Parametrisierung hadronischer Schauer *GFLASH* liefert in den meisten zu untersuchenden Größen korrekte Mittelwerte, überschätzt aber die bei der kalorimetrischen Messung hadronischer Jets auftretenden Energiefluktuationen.

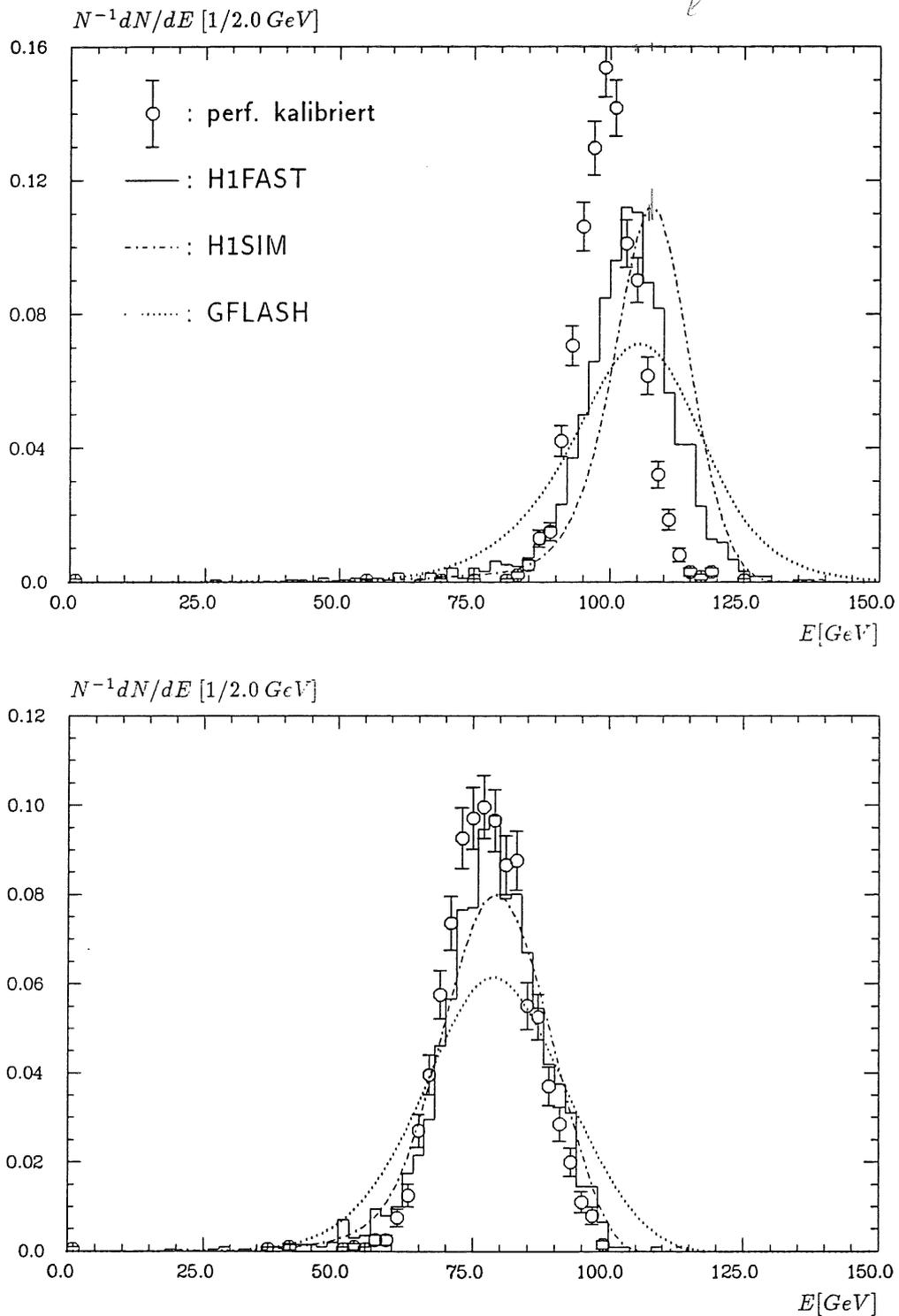


Abbildung 7.7: Vergleich der auf der elektromagnetischen Skala direkt meßbaren Energien (unten) und gewichteter, korrigierter Energien (oben) für u -Quark-Jets von 100 GeV

Zusammenfassung

Umfangreiche Simulationen elektromagnetischer und hadronischer Schauer sind zur Ermittlung der präzisen Eigenschaften der Kalorimeter des H1-Detektors durchzuführen. Eine genaue und schnelle Kalorimetersimulation ist ein wesentlicher Bestandteil der Analyse von HERA-Ereignissen. Sie wird benötigt, um die Akzeptanz des Detektors für eine Vielzahl von Ereignisklassen zu bestimmen. Bei der Auswertung von H1-Daten dürfen simulationsbedingte Beiträge zum systematischen Fehler keine Rolle spielen, wenn eine unnötige Einschränkung des mit dem H1-Detektor meßbaren kinematischen Bereiches vermieden werden soll.

Ausgehend von früheren Studien bestand die Aufgabe der vorliegenden Arbeit zunächst in der Erweiterung und Präzisierung des Verständnisses der hadronischen Schauersimulation. Dabei waren besonders die Materialkombinationen (Pb/Fe-LAr, Pb-Szintillator, Cu-Si) der im H1-Detektor verwendeten Sampling-Kalorimeter zu berücksichtigen. Mit Hilfe dieses Verständnisses sollte schließlich ein effizientes Verfahren zur Simulation hadronischer Schauer im H1-Detektor entwickelt werden, das im Vergleich mit experimentellen Daten zu verifizieren war.

Zu diesem Zweck wurden zunächst einfache Parametrisierungen der Sampling-Effekte für elektromagnetische und hadronische Schauer formuliert. Die Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer konnten in der Form

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{\text{sampling}} = \frac{A_{\text{samp}} \sqrt{\Delta E [\text{MeV}]}}{(E [\text{GeV}])^{1-m/2}} \quad \text{mit } A_{\text{samp}} = 11.1\% \quad \text{und } m = 0.89$$

dargestellt werden, wobei ΔE den Energieverlust in einer Sampling-Schicht bezeichnet. Diese Form erlaubt die Beschreibung der Sampling-Fluktuationen des rein hadronischen Schaueranteils mit der Konstanten A_{samp} .

Weiterhin wurde die Simulation unelastischer hadronischer Endzustände für zwei Modelle (GHEISHA, FLUKA) mit den theoretischen Erwartungen verglichen. Beide Modelle zeigten auf der Ebene einzelner Wechselwirkungen eine Verletzung der Erhaltungssätze für Energie und Impuls. Für das FLUKA-Modell wurden Korrekturen zur Energie und Impuls erhaltenden Simulation unelastischer hadronischer Endzustände erarbeitet und Erweiterungen zur konsistenten Simulation der intranuklearen Kaskaden- und Evaporationsteilchen eingeführt. Dieses so korrigierte und erweiterte Modell wurde als H1FLUKA bezeichnet.

Die Möglichkeit, Sampling-Effekte elektromagnetischer und hadronischer Schauer durch einfache Parametrisierungen vollständig zu beschreiben und die Existenz eines realistischen Generators für einzelne hadronische Endzustände bildeten die

Voraussetzungen, um ein neues Verfahren zur Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer in komplexen Detektoren einzuführen. Die wichtigsten Elemente dieses als H1FAST bezeichneten Verfahrens sind die explizite Erzeugung der Sekundärteilchen in unelastischen hadronischen Wechselwirkungen, die Simulation elektromagnetischer Subschauber durch parametrisierte Energiedichteverteilungen innerhalb homogener Kalorimeterbereiche, die orts- und energieabhängige Terminierung niederenergetischer Nukleonen und Photonen sowie die Berechnung der mittleren Sampling-Anteile und ihrer Fluktuationen auch für schwere geladene Teilchen ($m_0 \geq m_\mu$).

Das Konzept des H1FAST-Programms beinhaltet damit auch die präzise rechenzeitoptimierte Simulation elektromagnetischer Schauer. Es gestattet, in den aktiven Bereichen der Kalorimeter eine stark vereinfachte Geometriebeschreibung der Kalorimeterstapel durch Medien gemittelter Materialeigenschaften zu wählen. Das Signalverhalten experimenteller Schauer kann so in diesen Bereichen unter Verwendung semi-analytischer Verfahren mit optimierter Genauigkeit bei geringstmöglichem Rechenaufwand reproduziert werden. Das vorgestellte Verfahren erlaubt aber trotzdem, die Schauerentwicklung in den nicht aktiven Bereichen des Detektors (z.B. Spalten zwischen den Kalorimeterstapeln) sehr detailliert zu simulieren. Weiterhin kann durch die Speicherung der einzelnen Beiträge zur Energiebilanz hadronischer Schauer das Verhalten des realen Detektors unter der Annahme perfekt rekonstruierter Energien simuliert werden.

Durch den Vergleich von H1FAST-Simulationen mit experimentellen Daten des 1989 und 1990 am CERN durchgeführten Kalorimetertests konnte für Pionen im Energiebereich von 5 – 205 GeV nachgewiesen werden, daß mit dem H1FAST-Algorithmus die experimentellen Ergebnisse sehr gut reproduziert werden können. Der Vergleich der h/ϵ -Verhältnisse ergab maximale relative Abweichungen gegenüber dem Experiment von weniger als 1% (2.5%), wenn der H1FLUKA- (GHEISHA-) Generator zur Erzeugung der Sekundärteilchen aus hadronischen Wechselwirkungen verwendet wurde. Die Forderung nach einem zu vernachlässigenden Beitrag zum systematischen Fehler der Energiemessung aus der Simulation hadronischer Schauer konnte daher mit dem H1FAST-Programm unter Einsatz des H1FLUKA-Generators erfüllt werden.

Desweiteren wurden mit dem H1FAST-Algorithmus die Verteilungen der in den einzelnen Kalorimetern, Kalorimeterlagen, Clustern und Auslesezellen deponierten Energien in außerordentlich guter Übereinstimmung mit dem Experiment berechnet. Dabei brachte die Verwendung des H1FLUKA-Generators Vorteile gegenüber dem GHEISHA-Generator bei der Simulation der in einzelnen Kalorimetern auftretenden Energiefluktuationen. Die longitudinalen und lateralen Profile zeigten für beide Generatoren nahezu vollständige Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Simulierte und experimentelle Verteilungen, die in der Elektron-Pion-Trennung wichtig sind, stimmten mindestens in dem für die Separation wichtigen Bereich jeweils gut überein. Lediglich bei Verteilungen, die empfindlich sind auf weit von der Schauerachse entfernt deponierte Energiebeträge von der Größe des Rauschuntergrundes, traten geringe Unterschiede zwischen experimentellen und simulierten

Ergebnissen auf. Für die meisten bei H1 zu untersuchenden Größen haben diese Unterschiede keine Bedeutung. In der Elektron-Pion-Trennung sind aber auch solche Effekte bei der Bestimmung der Trennungsfaktoren wichtig. Zukünftige Untersuchungen mit einer möglicherweise verbesserten Behandlung der Untergrundeffekte und umfangreicherer Statistik müssen Auskunft geben, über das genaue Maß der Übereinstimmung einer auf H1FAST-Simulationen und einer auf experimentellen Daten basierenden Elektron-Pion-Trennung.

Abschließend wurden unterschiedliche Simulationen niederenergetischer Hadronen und hadronischer Jets im H1-Detektor verglichen. Es zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen dem H1FLUKA- und dem GHEISHA-Modell bei der Energiesimulation niederenergetischer ($E_{kin} < 2 \text{ GeV}$) Hadronen. Erst durch den experimentellen Vergleich impulsbestimmter Spuren und im Kalorimeter deponierter Energien wird entschieden werden können, welches der beiden Modelle die Energiedeposition in diesem Bereich realistischer beschreiben kann.

Im hochenergetischen Bereich wurde für hadronisierte u-Quark-Jets gezeigt, daß in den für die Analyse von H1-Ereignissen wichtigen Größen das vorgestellte Simulationskonzept H1FAST mit der detaillierten Option H1SIM übereinstimmende Ergebnisse liefert. Die auf der elektromagnetischen Skala dargestellten und nach der Korrektur auf geometrisch bedingte Energieverluste bestimmten Energieverteilungen stimmten für detaillierte H1SIM- und H1FAST-Simulationen mit den idealisierenden Vorhersagen des vorgestellten Schemas zur Simulation perfekt rekonstruierter Energien vollständig überein. Weiterhin wurde zur Kompensation der intrinsischen Verluste hadronischer Schauer ein Gewichtungungsverfahren angewendet. Es ergab sich zwar wieder Übereinstimmung zwischen H1FAST- und H1SIM-Ergebnissen, beide erreichten aber nicht das optimale Ergebnis perfekt rekonstruierter Energien.

Weitere Untersuchungen zur Wirkungsweise des Gewichtungungsverfahrens bei simulierten und experimentellen Daten können das Schema zur Simulation perfekt rekonstruierter Energien als Hilfsmittel bei der Beurteilung des Verfahrens einsetzen. Es wäre sicher auch interessant, mit Hilfe dieses Schemas den Einfluß veränderter Auflösungen und Kalibrationen der Kalorimeter auf die Resultate einer gegebenen Analyse zu bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren zur präzisen Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer in komplexen Detektoren vorgestellt, das aufgrund seines Rechenzeitbedarfs von $15 - 25 \text{ s/Ereignis}$ (DESY-IBM 3090) für die Simulation neutraler Stromereignisse mit Impulsüberträgen von $50 - 5000 \text{ GeV}^2$ die wiederholte Simulation von $10^6 - 10^7$ HERA-Ereignissen im H1-Detektor ermöglicht. Dabei nimmt die Kalorimetersimulation nur noch etwa 50% der gesamten Rechenzeit zur Detektorsimulation in Anspruch. Weitere Versuche, den Rechenzeitbedarf allein auf dem Gebiet der Schauersimulation zu reduzieren, erscheinen daher nicht sinnvoll. Aufgrund seines universellen Ansatzes mit nur wenigen H1-spezifischen, geometrischen Randbedingungen wird das H1FAST-Konzept auch bei der detaillierten Simulation anderer Großdetektoren eingesetzt werden können.

Anhang A

Parametrisierung elektromagnetischer und hadronischer Schauer

A.1 Elektromagnetische Schauer

A.1.1 Longitudinale Parametrisierung

Die mittleren longitudinalen Profile elektromagnetischer Schauer können durch eine Gammaverteilung beschrieben werden [Lon75]. Zur realistischen Kalorimetersimulation ist es aber erforderlich, das Signalverhalten einzelner Schauer zu simulieren. Als Ansatz für die longitudinale Verteilungsdichtefunktion der deponierten Energie eines einzelnen e^- -induzierten Schauers i wurde eine Gammaverteilung

$$f_{lon}(z) \equiv f_{\Gamma,i}(x) = \frac{x^{\alpha_i-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha_i)}, \quad \text{mit } x = \beta_i z, \quad (\text{A.1})$$

gewählt. Der Parameter α_i bestimmt die Gestalt einer Verteilung, die Schauertiefe z wird in Einheiten der Strahlungslänge $[X_0]$ gemessen, und der Skalenparameter β_i ist in inversen Strahlungslängen anzugeben. Für jeden einzelnen Schauer müssen die Parameter individuell fluktuiert werden.

In [Rud89] wurden Verteilungen der Parameter α_i und β_i simuliert. Zur Beschreibung der Energieabhängigkeit des Erwartungswertes μ und der Standardabweichung σ einer Normalverteilung wurden für die α_i und β_i die folgenden Funktionen mit den Parametern $A_1 - B_4$ gewählt:

$$\mu_\alpha = A_1 + A_2 \ln E \quad , \quad \sigma_\alpha = A_3 + A_4 \ln E \quad (\text{A.2})$$

$$\mu_\beta = B_1 + B_2 \ln E \quad , \quad \sigma_\beta = B_3 + B_4 \ln E \quad . \quad (\text{A.3})$$

Für die elektromagnetische (EMC) und die hadronische (HAC) Sampling-Struktur ergaben sich folgende Werte für die Parameter A_1 - B_4 :

α	A_1	A_2	A_3	A_4
EMC	2.56 ± 0.435	0.507 ± 0.151	0.560 ± 0.427	0.015 ± 0.132
HAC	2.63 ± 0.470	0.558 ± 0.165	0.667 ± 0.337	0.005 ± 0.159
β	B_1	B_2	B_3	B_4
EMC	0.448 ± 0.043	0.010 ± 0.011	0.078 ± 0.038	-0.009 ± 0.010
HAC	0.581 ± 0.083	0.0 -	0.134 ± 0.072	-0.014 ± 0.019

Die α_i und β_i variieren nicht unabhängig voneinander, sondern sind deutlich miteinander korreliert. Um in einem Simulationsprogramm die Fluktuationen der individuellen Gammaverteilungen korrekt reproduzieren zu können, war es daher erforderlich, auch den Korrelationskoeffizienten ρ zu ermitteln. ρ ist im Energiebereich von 1 – 200 GeV nahezu konstanten und hat den Wert $\rho = 0.73$.

Ein korreliertes Paar (α_i, β_i) mit der Korrelation ρ kann dann in der Simulation durch

$$\begin{pmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_\alpha \\ \mu_\beta \end{pmatrix} + C \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad C = \begin{pmatrix} \sigma_\alpha & 0 \\ 0 & \sigma_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1+\rho}{2}} & \sqrt{\frac{1-\rho}{2}} \\ \sqrt{\frac{1+\rho}{2}} & -\sqrt{\frac{1-\rho}{2}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

und Standardnormalverteilten Zufallszahlen z_1, z_2 generiert werden.

A.1.2 Laterale Parametrisierung

Aufgrund der Zylindersymmetrie der lateralen Energiedichteverteilung elektromagnetischer Schauer kann die Verteilung in eine radiale und eine azimuthale Komponente faktorisiert werden. Zur Beschreibung der mittleren radialen Energiedichteverteilung wurde eine einfache rationale Verteilungsdichtefunktion

$$f(r) = \frac{2r R_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2} \quad (\text{A.5})$$

gewählt, in der der Radius r und der freie Parameter R_{50} in Molière-Radien anzugeben sind. Der Radius R_{50} bestimmt in Gl. A.5 das 50%-Quantil der Verteilungsfunktion

$$F(r) \equiv \int_0^r f(r') dr' = \frac{r^2}{r^2 + R_{50}^2} \quad (\text{A.6})$$

Nach Inversion der Verteilungsfunktion

$$F^{-1}(y_i) = r_i = R_{50} \sqrt{\frac{y_i}{1 - y_i}} \quad (\text{A.7})$$

können durch $[0, 1]$ -gleichverteilten Zufallszahlen y_i Radien r_i zur Deposition fester Energiebeträge (Spots) entsprechend der Verteilungsdichtefunktion $f(r)$ erzeugt werden.

Um mit der einfachen Funktion $f(r)$ die radiale Energiedichte individueller Schauer möglichst realistisch simulieren zu können, ist es erforderlich, die Fluktuationen des freien Parameters R_{50} als Funktion der Schauerenergie E und auch der Schauertiefe z zu parametrisieren.

Durch die Verwendung logarithmischer Normalverteilungen für die Fluktuationen des Parameters R_{50} und die Beschreibung des Erwartungswertes $E_{R_{50}}$ und der Varianz $V_{R_{50}}$ in Abhängigkeit von der Schauerenergie E [GeV] und der Schauertiefe z [X_0] durch die Gleichungen

$$E_{R_{50}}(E, z) = (R_1 + (R_2 - R_3 \ln E) z)^2 \quad (\text{A.8})$$

$$V_{R_{50}}(E, z) = ((S_1 - S_2 \ln E) (S_3 + S_4 z) E_{R_{50}}(E, z))^2 \quad (\text{A.9})$$

kann ein mit zunehmender Energie immer langsames Anwachsen der radialen Ausdehnung eines Schauers und der relativen Fluktuationen $\sqrt{V_{R_{50}}}/E_{R_{50}}$ ausgedrückt werden. Die Anpassung ergab folgende Werte für die Parameter R_1 - S_4 :

$E_{R_{50}}$	R_1	R_2	R_3	
EMC	0.136 \pm 0.006	0.054 \pm 0.049	0.004 \pm 0.001	
HAC	0.159 \pm 0.014	0.070 \pm 0.021	0.006 \pm 0.006	
$V_{R_{50}}$	S_1	S_2	S_3	S_4
EMC	0.354 \pm 0.037	0.039 \pm 0.010	0.558 \pm 0.278	0.049 \pm 0.017
HAC	0.361 \pm 0.048	0.041 \pm 0.017	0.510 \pm 0.232	0.074 \pm 0.027

A.2 Parametrisierung hadronischer Schauer

Die Signalstrukturen einzelner hadronischer Schauer variieren aufgrund der sehr unterschiedlichen Mechanismen, die zur Erzeugung der Sekundärteilchen eines Schauers führen, viel stärker als die Signalstrukturen elektromagnetischer Schauer. Die wichtigste Ursache für die Fluktuationen der Energiedeposition von hadronischen Schauern liegt in dem unterschiedlichen Verhalten der elektromagnetischen und rein hadronischen Schaueranteile sowie in deren wechselnden Anteilen an der total deponierten Energie. Der besondere Einfluß der " π^0 -Fluktuationen" des elektromagnetischen Schaueranteils wurde in [Rud89] durch einen dreiteiligen Ansatz berücksichtigt, in dem

- die erste Komponente den in Absorptionslängen skalierenden rein hadronischen Anteil der Energiedeposition beschreibt (Index: h),
- die zweite Komponente den π^0 -Anteil der Schauerenergie beschreibt, der in Strahlungslängen skaliert und nahezu vollständig in der ersten unelastischen Wechselwirkung erzeugt wird (Index: f), und

- die dritte Komponente den π^0 -Anteil beschreibt, der im weiteren Verlauf der Schauerentwicklung erzeugt wird und daher in Absorptionslängen zu skalieren ist (Index: l).

Ein solcher Ansatz kann für die mit $E_{dp} = E_{inc} - E_{loss}$ gewichtete longitudinale Verteilungsdichtefunktion durch

$$dE_{dp} = E_{dp} (c_h \mathcal{H}_\Gamma(x) dx + c_f \mathcal{F}_\Gamma(y) dy + c_l \mathcal{L}_\Gamma(z) dz) \quad (\text{A.10})$$

mit

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_\Gamma(x) &= \frac{x^{\alpha_h-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha_h)}, \quad \text{mit } x = \beta_h [\lambda_0^{-1}] s_h [\lambda_0], \\ \mathcal{F}_\Gamma(y) &= \frac{y^{\alpha_f-1} e^{-y}}{\Gamma(\alpha_f)}, \quad \text{mit } y = \beta_f [X_0^{-1}] s_f [X_0], \\ \mathcal{L}_\Gamma(z) &= \frac{z^{\alpha_l-1} e^{-z}}{\Gamma(\alpha_l)}, \quad \text{mit } z = \beta_l [\lambda_0^{-1}] s_l [\lambda_0] \end{aligned}$$

angegeben werden, wobei die Anteile der einzelnen Komponenten die Randbedingung $c_h(E) + c_f(E) + c_l(E) = 1$ erfüllen. Mit dem obigen Ansatz wurde eine Anpassung der Parameter an die mittleren Verteilungen der deponierten Energie von Pion-induzierten hadronischen Schauern im Energiebereich von 10 – 170 GeV aus Daten des CERN-Kalorimetertests von 1987 durchgeführt [Pet89].

Die Simulation individueller durch den Ansatz A.10 beschriebener longitudinaler Energiedichteverteilungen erfordert die Fluktuation von 9 Parametern $x_1 - x_9$ um experimentell bestimmte Mittelwerte $\mu_1 - \mu_9$ mit den aus Simulationsrechnungen [Rud89] ermittelten Standardabweichungen $\sigma_1 - \sigma_9$ sowie ihrer Korrelationen. Die in [Rud89] verwendete 9×9 -Korrelationsmatrix wurde zur praktischen Verwendung im H1PSI-Kontext durch eine Parametrisierung des stark energieabhängigen Korrelationskoeffizienten ρ , der die Korrelation zwischen deponierter Energie eines Schauers und dessen π^0 -Anteil angibt,

$$\rho(E) = \min(0.99, 0.272 + 0.177 \ln E_{inc}[\text{GeV}]) \quad (\text{A.11})$$

ersetzt. In [Ada91] wurde auch für die im H1SIM-Programm verwendete GFLASH-Version gezeigt, daß diese Ersetzung keinen Qualitätsverlust für den Vergleich von Simulationsrechnungen mit experimentellen Messungen ergibt.

Literaturverzeichnis

- [Aar90] P.A.Aarnio et al., FLUKA 89 Users Guide, Genf 1990.
- [Ada91] C. Adam, Parametrisierte Simulation hadronischer Schauer für das H1-Kalorimeter im Vergleich mit CERN-Testdaten (1991) Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- [Agu91] M. Aguilar-Benitez et al., Inclusive Particle Production in 400 gev/c pp-Interactions, Z. Phys. C50 (1991) 405-426.
- [Als89] F.S.Alsmler und R.G.Alsmler, Inclusion of Correlations in the empirical Selection of Intranuclear Cascade Nucleons from High Energy Hadron-Nucleus Collision. Nucl. Instr. and Meth. A278 (1989) 713-721.
- [Als90] F.S.Alsmler et al., The High Energy Transport Code HETC88, Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990) 337.
- [Ama81] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurements, Phys. Scripta 23 (1981) 409-423.
- [And91] D.F. Anderson, N.A. Amos, Prospects for Using Photosensitive Doptants to Improve the e/π Ratio of Liquid Argon Calorimeters, Nucl. Instr. and Meth. A309 (1991) 69-76.
- [Bar64] W.H. Barkas et al., Tables of Energy Loss and Ranges of Heavy Charged Particles, NASA SP-3013 (1964) 1 ff.
- [Bec85] R. Beckmann et al., Measurement of Birk's kB-Parameter for Different Plastic Scintillators, Jahresbericht. I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg (1984/85) 71.
- [Ben92] S. Bentvelsen et al., Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA, Proceedings of the HERA Workshop October 29-30, 1991 (1992) Hamburg.
- [Ber69] H.W.Bertini, Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment, Phys. Rev. 188 (1969) 1711.

- [Ber72] A. Bertin et al., Charged Particle Production at the CERN ISR as a Function of Transverse Momentum, *Phys. Lett.* 42B (1972) 493-496.
- [Ber92] G. Bernardi, W. Hildesheim, A detailed simulation of F_2 measurability at HERA, LPNPHE-Paris 92 01 (1992) Paris.
- [Ber91] G. Bernardi et al., "Calibrated Energies" in H1 Detector Simulation, H1-Software Note 27 (1991) Hamburg.
- [Bin90] E. Binder, Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden. DESY F21-90-02, Diplomarbeit (1989) Universität Hamburg.
- [Bir64] J.B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press. Oxford (1964).
- [Bod81] A. Bodek et al., Fermi motion effects in deep-inelastic scattering from nuclear targets. *Phys. Rev. D* 23-5 (1981) 1070.
- [Bon85] J.P. Bondorf et al., Statistical Multifragmentation of Nuclei (I). Formulation of the Model, *Nucl. Phys.* A443 (1985) 321-347.
- [Bou92b] V. Boudry et al., Electron Identification in RPARID module of H1REC, H1-Software Note 33 (1992) Hamburg.
- [Bra85] J. Brau, T.A. Gabriel, Monte Carlo Studies of Uranium Calorimeters, *Nucl. Instr. Meth.* A238 (1985) 489-495.
- [Bra87] W. Braunschweig et al. (H1 Collaboration), Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter, *Nucl. Instr. Meth.* A265 (1988) 419.
- [Bra89a] W. Braunschweig et al. (H1 Calorimeter Group), Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter with an Iron Streamer Tube Tail Catcher, *Nucl. Instr. and Meth.* A275 (1989) 246 419.
- [Bra89b] W. Braunschweig et al. (H1 Collaboration), Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter, DESY 89-022, Hamburg 1989.
- [Brü87] H. Brückmann et al., On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters, DESY 87-064, Hamburg 1987
- [Bru86] R. Brun et al., *GEANT3 User's Guide*, CERN-DD/EE 84-1, Genf 1986.
- [Cha55] O. Chamberlain et al., *Phys. Rev.* 100 (1955) 947.
- [Cha72] K.C. Chandler et al., *Operating Instructions for the High-Energy Nucleon-Meson Transport Code HETC*, Oak Ridge National Laboratory, ORNL-4744, Oak Rich, Tennessee 1972.

- [Chi90] C. Ching et al., Nuclear Fermi motion effect on pion double charge exchange, Phys. Lett. B 252-2 (1990) 192-197.
- [Clo88] P. Cloth et al., HERMES - A Monte Carlo Program System for Beam-Materials Interaction Studies, KFA Jülich, Report Jül-2203, 1988.
- [Cro75] J. Cronin et al., Production of Hadrons at Large Transverse Momentum at 200, 300, and 400 GeV, Phys. Rev. D11 (1975) 3105-3123.
- [Dor65] D.E. Dorfan et al., Production of Antiprotons via Nuclear Motion, Phys. Rev. Lett. 14-24 (1965) 995-999.
- [Dre90] G. Drews et al., Experimental Determination of Sampling Fluctuations in Uranium and Lead Hadronic Calorimeters, Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 335.
- [Emm75] M.B. Emmett, The MORSE Monte Carlo Radiation Transport System. ORNL-4972. Oak Rich, Tennessee 1975.
- [Fab77] C.W. Fabjan et al., Iron Liquid-Argon and Uranium Liquid-Argon Calorimeters for Hadron Energy Measurements, Nucl. Instr. and Meth. 141 (1977) 61.
- [Fab85] C.W. Fabjan, Calorimetry in High-Energy Physics. CERN-EP/85-54, Genf 1985.
- [Fed91] I. Fedder, Untersuchungen an Silizium-instrumentierten Test-Kalorimetern für elektromagnetische und hadronische Schauer, Dissertation (1991) Universität Hamburg.
- [Fel69] B.T. Feld, Models of Elementary Particles, Blaisdell Publishing Company, Waltham 1969.
- [Fel88] J. Feltesse. Measurement of Inclusive Differential Cross Sections, in: Proceedings of the HERA Workshop October 12-14,1987, Vol. 1, ed. R.D. Peccei, DESY 1988.
- [Fen89] Z. Feng, C. Valee, Mapping Function of H1 Liquid Argon Calorimeter (ARMAP) H1-Note H1-12/89-124, Hamburg 1989.
- [Fes78] H. Fesefeldt et al., The Energy Profile of a Proton Jet, Phys. Lett. 74B (1978) 389-392.
- [Fes85] H. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers, Physics and Applications, PITHA 85/02, Aachen 1985.
- [Fes86] H. Fesefeldt, The e/h Ratio and Energy Resolution of Hadronic Calorimeters, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 114.

- [Fes90] H. Fesefeldt et al., Test of Punch Through Simulations, Nucl. Instr. and Meth. A292 (1990) 279-312.
- [Fes90b] H. Fesefeldt, Tuning Methods in GEANT/GHEISHA, Vortrag auf dem "Meeting on Shower Simulation for the H1-Detector", München 14.11.1990.
- [Fes91] H. Fesefeldt, private Mitteilung.
- [Fil88] D. Filges, P. Cloth, Proceedings of the International Workshop on Calorimeter Simulation, Jül-Conf-67 (1988) Jülich.
- [Fla85] W. Flauger, Simulation of the Transition Effect in Liquid Argon Calorimeters, Nucl. Instr. and Meth. A241 (1985) 72.
- [For78] R.L. Ford, W.R. Nelson, The EGS Code System, SLAC-210 UC-32, Stanford 1978.
- [Fre76] S.Fredriksson. On Large Transverse Momentum Production in High-Energy Proton-Nucleus Collisions, Nucl. Phys. B111 (1976) 167-177.
- [Fre87] S.Fredriksson et al., High Energy Collisions with Atomic Nuclei: The Experimental Results, Physics Reports 144 (1987), 188.
- [Gab89] T.A.Gabriel et al., CALOR89: A Monte Carlo Program Package for the Design and Analysis of Calorimeter Systems, Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM 11185, Oak Rich, Tennessee 1989.
- [Gay91a] J. Gayler et al., Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimeter, H1-04/91-171, Hamburg (1991).
- [Gay91b] J. Gayler, Simulation of H1 Calorimeter Test Data with H1FAST and H1SIM, H1-MPI-156, München (1991).
- [Gen91] M. Gennis, Eigenschaften von Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors, Dissertation (1991) Universität Hamburg.
- [Gre90] H. Greif, Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten, MPI-PAE/Exp.El. 229, Dissertation (1990) Technische Universität München.
- [Gör91] L. Görlich, H.P. Wellisch, Documentation of the LAr clustering, H1-12/91-204, Hamburg (1991).
- [Gri90] G. Grindhammer et al., The Fast Simulation of Electromagnetic and Hadronic Showers, Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 469-488.
- [Gro89] D. Groom, Energy Scaling of Low-Energy Neutron Yield, the e/π -Ratio, and Hadronic Response in a Calorimeter, SSC-227, Berkeley 1989.

- [Gro91] D. Groom, Four-Component Approximation to Calorimeter Resolution, SDC-91-00037, Berkeley 1991.
- [H185] H1-Collaboration, Letter of Intent for an Experiment at HERA, DESY, Hamburg 1985.
- [H186] H1-Collaboration, Technical Proposal for the H1 Detector, DESY, Hamburg 1986.
- [H187] H1-Collaboration, Technical Progress Report, DESY, Hamburg 1987.
- [Hän84a] H. Hänßgen et al., Hadronic Event Generation for Hadron Cascade Calculations and Detector Simulation - Part I: Inelastic Hadron/ Nucleon Collisions at Energies Below 5 GeV, Nucl. Sci. Eng. 88 (1984) 537-550.
- [Hän84b] H. Hänßgen et al., Hadronic Event Generation for Hadron Cascade Calculations and Detector Simulation - Part II: Inelastic Hadron/ Nucleon Collisions at Energies Below 5 GeV, Nucl. Sci. Eng. 88 (1984) 551-566.
- [Hän86] H. Hänßgen, J.Ranft, The Monte Carlo Code NUCRIN to Simulate Inelastic Hadron-Nucleus Interactions at Laboratory Energies below 5 GeV, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 53-70.
- [Hän87] H. Hänßgen et al., Hadronic Event Generation for Hadron Cascade Calculations and Detector Simulation - Part IV: The Application of the Intranuclear Cascade Model to Reactions of Pions, Nucleons, Kaons, and Their Antiparticles with Nuclei Below 6 GeV, Nucl. Sci. Eng. 95 (1987) 135-147.
- [Hal84] F. Halzen, A.D. Martin, Quarks and Leptons, John Wiley & Sons, New York 1984.
- [Hil92] W. Hildesheim, Dissertation in Vorbereitung (1992) Paris.
- [Ing87] G. Ingelmann, Deep Inelastic Physics at Hera, DESY 87-144, Hamburg 1987. ed. R.D. Peccei, DESY 1988
- [Jac79] F. Jacquet, A. Blondel, vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe: Detectors for Charged Current Events, in Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377.
- [Kal89] A.N. Kalinovskii et al., Passage of High-Energy Particles through Matter, American Institute of Physics, New York 1989.
- [Kob72] Z. Koba, H.B. Nielsen, P. Olesen, Scaling of Multiplicity Distributions in High Energy Hadron Collisions, Nucl. Phys. B40 (1972) 317-334.
- [Kub92] J.P. Kubenka, private Mitteilung.

- [Küs92] H. Küster, private Mitteilung.
- [Leo87] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to-approach*, Springer, New York 1987.
- [Loc92] P. Loch, Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets, Dissertation (1992) Universität Hamburg.
- [Lom83] E. Lohrmann, K.-H. Mess, Remarks on the Kinematics of e-p Collisions at HERA, DESY HERA 83/08, Hamburg 1983
- [Lon75] E. Longo, I. Sestili, Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated Electromagnetic Showers in Leadglass, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283.
- [Mar84] C. De Marzo et al., Dependence of multiplicity and rapidity distributions on the number of projectile collisions in 200 GeV/c proton-nucleus Interactions, Phys. Rev. D29 (1984) 2476-2482.
- [Mey89] J. Meyer et al., Guide for the H1 simulation program H1SIM, H1-Software Note 3. Hamburg 1989.
- [Möh88] H.-J. Möhring, Proceedings of the International Workshop on Calorimeter Simulation, Jül-Conf-67, Jülich 1988.
- [Mor75] L.G. Mortto, Statistical Emission of Large Fragments: A General Theoretical Approach, Nucl. Phys. A247 (1975) 211-230.
- [Mus88] G. Musiol et al., *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1988.
- [Nel85] W.R.Nelson et al., *The EGS4 Code System*, SLAC-265, Stanford 1985.
- [Par86] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Physics Letters 170B (1986).
- [Par90] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Physics Letters 239B (1990).
- [Ped88] P. Pedroni, Simulation of Inelastic Hadron Collisions below 5 GeV: A Modification of GEANT3 Package, INFN/BE-88/3, Pavia 1988.
- [Pes90] J. del Peso, E. Ros, Monte Carlo Investigation of the Transition Effect, Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990) 330-336.
- [Pet89] S. Peters, Parametrisierung hadronischer Schauer zur schnellen Kalorimetersimulation im H1 Detektor, MPI-PAE/Exp.El. 202 (1989) Diplomarbeit, Universität Hamburg.

- [Pet92] S. Peters, Dissertation in Vorbereitung (1992) Universität Hamburg.
- [Rit84] S.Ritter, Monte Carlo Code BAMJET to Simulate the Fragmentation of Quark and Diquark Jets, *Comp. Phys. Comm.* 31 (1984) 393-400.
- [Ros52] B. Rossi, *High-Energy Particles*, Prentice Hall, New York 1952.
- [Ran83a] J.Ranft, S.Ritter, Description of the NUCEVT and HADEVVT, internal report CERN TIS/RP/IR/83-23 (1983).
- [Ran83b] J.Ranft, S.Ritter, Particle Production in Hadron-Nucleus Collisions in a Multi-Chain Fragmentation Model, *Z. Phys. C* 20 (1983) 347-355.
- [Ran85] J.Ranft, S.Ritter, Rapidity Ratios, Feynman-x Distributions and Forward-Backward Correlations in Hadron-Nucleus Collisions in a Dual Monte-Carlo Multi-Chain Fragmentation Model, *Z. Phys. C* 27 (1985) 569-576.
- [Rud89] M. Rudowicz, Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am Beispiel des H1 Detektors, MPI-PAE/Exp.El. 200 (1989) Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- [Rue87] R. Rückl, *Physics at Hera*, DESY 87-021, Hamburg 1987.
- [Sai85] K. Saito et al., Effect of the Fermi Motion on Nuclear Structure Functions and the EMC-Effect, *Z. Phys. A* 322 (1985) 299-307.
- [San79] M. Sandel et al., Pion production in nuclear collisions with Fermi motion effects, *Phys. Rev. C* 20-2 (1979) 744-756.
- [Ste52] R.M. Sternheimer, The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials, *Phys. Rev.* 88 (1952) 851-859.
- [Ste84] R.M. Sternheimer et al., Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in Various Substances, *Atomic Data and Nuclear Tables* 30 (1984) 261-271.
- [Ste91] M. Steenbock. Monte-Carlo-Studien über kalorimetrische Eigenschaften der H1-Streamerrohrinstrumentierung (1991) Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- [Tym90] T. Tymieniecka, private Mitteilung.
- [Tym91] T. Tymieniecka, On Neutrons in Uranium-Scintillator Calorimeters, DESY 91-012, Hamburg 1991.
- [Ver91] F. Verbeure, High Energy Hadron-Nucleus Interactions: An Experimental Review. IHE-91.04, Universities of Brussels 1991.
- [Wap58] A.H. Wapstra, Atomic Masses of Nuclides, in S. Flügge, *Handbuch der Physik*, Band 38/1, Springer-Verlag, Berlin 1958.

- [Wig86] R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters, CERN/EF 86-18, Genf 1986.
- [Wig87] R. Wigmans, Energy Loss of Particles in Dense Matter – Calorimetry, NIKHEF-H/87-12, Amsterdam 1987.
- [Wig91] R. Wigmans, Advances in Hadron Calorimetry, CERN-PPE 91-39, Genf 1991.
- [Wol86] G. Wolf, HERA: Physics, Machine and Experiments, DESY 86-089, Hamburg 1986.
- [Zaz89] J.M. Zazula, K.Tesch, Study of the Neutron Field from Hadronic Cascade in Iron: Verification of a Monte Carlo Computational Model by Comparison with Measured Data, DESY 89-170, Hamburg 1989.
- [Zaz90a] J.M. Zazula, User's Guide for the FLUNEV Code, DESY D3-66, Hamburg 1990.
- [Zaz90b] Es wurde der am DESY verfügbare, von A. Ferrari für die 1990er Ausgabe des FLUKA vorgesehene Code freundlicherweise von J.M. Zazula bereitgestellt.
- [Zei92] C. Zeitnitz, Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers für den H1-Detektor, Dissertation (1992) Universität Hamburg.

Danksagung

Die Anfertigung der vorliegenden Dissertation erfolgte in der Hamburger Arbeitsgruppe des Max-Planck-Instituts für Physik, München, und wurde durch ein Promotionsstipendium der Max-Planck-Gesellschaft gefördert.

Allen Mitgliedern der Hamburger MPI-Gruppe C. Adam, A. Coville, G. Grindhammer, M. Kuhlen, P. Lanius, D. Lüers (†), S. Peters und A. De Roeck danke ich für die anregende und kollegiale Zusammenarbeit. Speziell danke ich G. Grindhammer für die weitgehende Betreuung der Arbeit und M. Kuhlen für die sorgfältige, kritische Durchsicht des Manuskriptes. C. Zeitnitz und M. Ruffer danke ich für die freundliche Atmosphäre im gemeinsamen Büro.

Sehr wichtig für das Entstehen der vorliegenden Arbeit war die konstruktive Zusammenarbeit in der H1-Kollaboration. Zahlreiche hilfreiche Diskussionen mit J. Gayler, F. Eisele, S. Egli, A. De Roeck, P. Schleper und vielen anderen haben wesentlich den Fortschritt der Arbeit ermöglicht. G. Buschhorn und H. Spitzer danke ich für die Betreuung der Arbeit als Gutachter.

Meiner ganzen Familie und vielen Freunden danke ich herzlich für ihre ständige, liebevolle Unterstützung, ohne die ich diese Arbeit nicht hätte durchführen können. Ulrike danke ich außerdem für ihre sorgfältige Korrekturarbeit.

Den größten Dank und ein dickes Lob verdient aber Jan-Christoph für sein Verständnis und seine Geduld.

