

Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen und Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors

Diplomarbeit
vorgelegt von
Regina Ebbinghaus

Mai 1992

Universität Dortmund
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Physik bei HERA	3
1.1.1	Tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung	5
1.1.2	Seltene und exotische Prozesse	7
1.2	Der H1-Detektor	8
1.3	Ziele dieser Arbeit	12
2	Grundlagen der Elektron-Pion-Trennung in Flüssig-Argon-Kalorimetern	13
2.1	Eigenschaften elektromagnetischer Schauer	13
2.1.1	Physikalische Prozesse der Schauerentwicklung	13
2.1.2	Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern	16
2.1.3	Ein einfaches Schauermodell	17
2.1.4	Räumliche Entwicklung elektromagnetischer Schauer	19
2.2	Eigenschaften hadronischer Schauer	22
2.2.1	Wechselwirkungen und Teilchenproduktion in hadronischen Schauern	22
2.2.2	Die räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer	23
2.3	Grundlagen der Schauerzähler	26
2.3.1	Eigenschaften eines Flüssig-Argon-Kalorimeters	26
2.4	Der Algorithmus zur Elektron-Pion-Trennung	28
2.4.1	Berechnung der Kenngröße η	29
2.4.2	Bestimmung der Trennfunktion T	33
3	Simulation und Rekonstruktion von Monte-Carlo-Daten	37
3.1	Die Simulation mit dem Programm H1SIM	37
3.1.1	Die Module <i>GEANT</i> , <i>DIGI</i> und <i>TRIG</i> des Simulationsprogramms H1SIM	38
3.1.2	Beschreibung der Steuerparameter	38

3.2	Das Rekonstruktionsprogramm HIREC	40
3.2.1	Rekonstruktion der im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponierten Energie	41
3.2.2	Auswahl der Kalorimeterzellen zur Momentenberechnung	42
4	Ergebnis einer Analyse von Teststrahldaten	43
4.1	Das FB2-Kalorimeter	43
4.1.1	Aufbau des FB2-Kalorimeters	43
4.1.2	Der Teststrahlaufbau am CERN-SPS	47
4.2	Ergebnisse für die Elektron-Pion-Trennung aus CERN-Teststrahldaten . . .	48
5	Resultate der Monte-Carlo-Analyse	50
5.1	Parameter der Simulation	50
5.2	Vergleich der Ergebnisse aus Teststrahldaten und simulierten Daten	51
5.2.1	Der Einfluß von Rauschen auf die Trennung	55
6	Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Trennung	58
6.1	Der Einfluß des Magnetfeldes	58
6.1.1	Einfluß des Magnetfeldes auf die Schauerentwicklung im Kalorimeter	59
6.1.2	Einfluß des Magnetfeldes vor dem Kalorimeter	62
6.2	Bestimmung der Schauerachse aus dem Kalorimetersignal	70
6.2.1	Bestimmung der Schauerachse mit Hilfe des Energieschwerpunktes . .	70
6.2.2	Bestimmung der Schauerachse mit Hilfe des Wechselwirkungspunktes	71
6.3	Trennung mit Magnetfeld und Schauerachsenrekonstruktion	72
6.4	Abhängigkeit der Trennfunktion vom azimuthalen Einschufwinkel	75
6.5	Abhängigkeit der Trennfunktion vom polaren Einschufwinkel	78
6.6	Der Einfluß der Teilchenenergie auf die Trennung	80
6.7	Vorauswahl der Ereignisse zur Verbesserung der Trennung	81
6.8	Vorschläge für weitere Studien	83
7	Zusammenfassung	87
A	Vorstudien zur Simulation und Rekonstruktion	89
A.1	Bestimmung der Abschneideenergien	89
A.2	Bestimmung des Zylinderradius	91
B	Statistische Fehler der Simulationsergebnisse	93
C	Eine Übersicht der simulierten Daten	95

Kapitel 1

Einleitung

Die moderne Hochenergiephysik beschäftigt sich mit der Erforschung der Struktur der Materie. Die Untersuchung immer kleinerer Strukturen erfordert die Konstruktion von Beschleunigern und Speicherringen, die sehr hohe Teilchenenergien erzeugen können. Zum Nachweis der nach einer Wechselwirkung produzierten Teilchen werden leistungsstarke Detektoren benötigt, mit denen die Art der Teilchen, ihr Impuls, die Flugbahn und ihre Energie bestimmt werden kann.

Ein Beispiel eines solchen Speicherringes ist die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Forschungsinstitut des Deutschen Elektron-Synchrotrons, DESY, in Hamburg. HERA ist die erste Speicherringanlage der Welt, in der Protonen und Elektronen unter einem Winkel von 180° aufeinander geschossen werden, um die Struktur des Protons und seiner Bausteine zu untersuchen. Die Teilchen durchlaufen nach ihrer Erzeugung zunächst einige Vorbeschleuniger, bevor sie in den HERA-Speicherring eingespeist werden, der einen Umfang von 6,3 km hat, siehe Abbildung 1.1. Die beiden Teilchenstrahlen werden in getrennten Strahlröhren geführt und kommen in zwei Wechselwirkungszonen zur Kollision. Um die Protonen auf einer Bahn mit einem Radius von etwa 800 m zu halten, wird ein Magnetfeld von 4,7 Tesla benötigt, das durch supraleitende Magnete erzeugt wird. Die Protonen werden auf eine Nominalenergie von 820 GeV beschleunigt. Die Energie der Elektronen liegt mit 30 GeV wesentlich niedriger. In dem zugänglichen kinematischen Bereich können Strukturen bis zu einer typischen Ausdehnung von 10^{-18} cm untersucht werden, verglichen mit 10^{-16} cm in bisherigen Experimenten. Zum Nachweis der in den Streuprozessen entstehenden Teilchen stehen in zwei Wechselwirkungszonen die Detektoren H1 und ZEUS. Im folgenden wird zunächst ein kurzer Überblick über das Forschungsprogramm bei HERA gegeben. Anschließend wird der H1-Detektor vorgestellt.

1.1 Physik bei HERA

Bei HERA steht eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV zur Verfügung. Dies ermöglicht Impulsüberträge von $Q_{max}^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$, wodurch der kinematisch erreichbare Q^2 -Bereich um mehr als eine Größenordnung gegenüber bisherigen Experimenten erweitert wird. Die

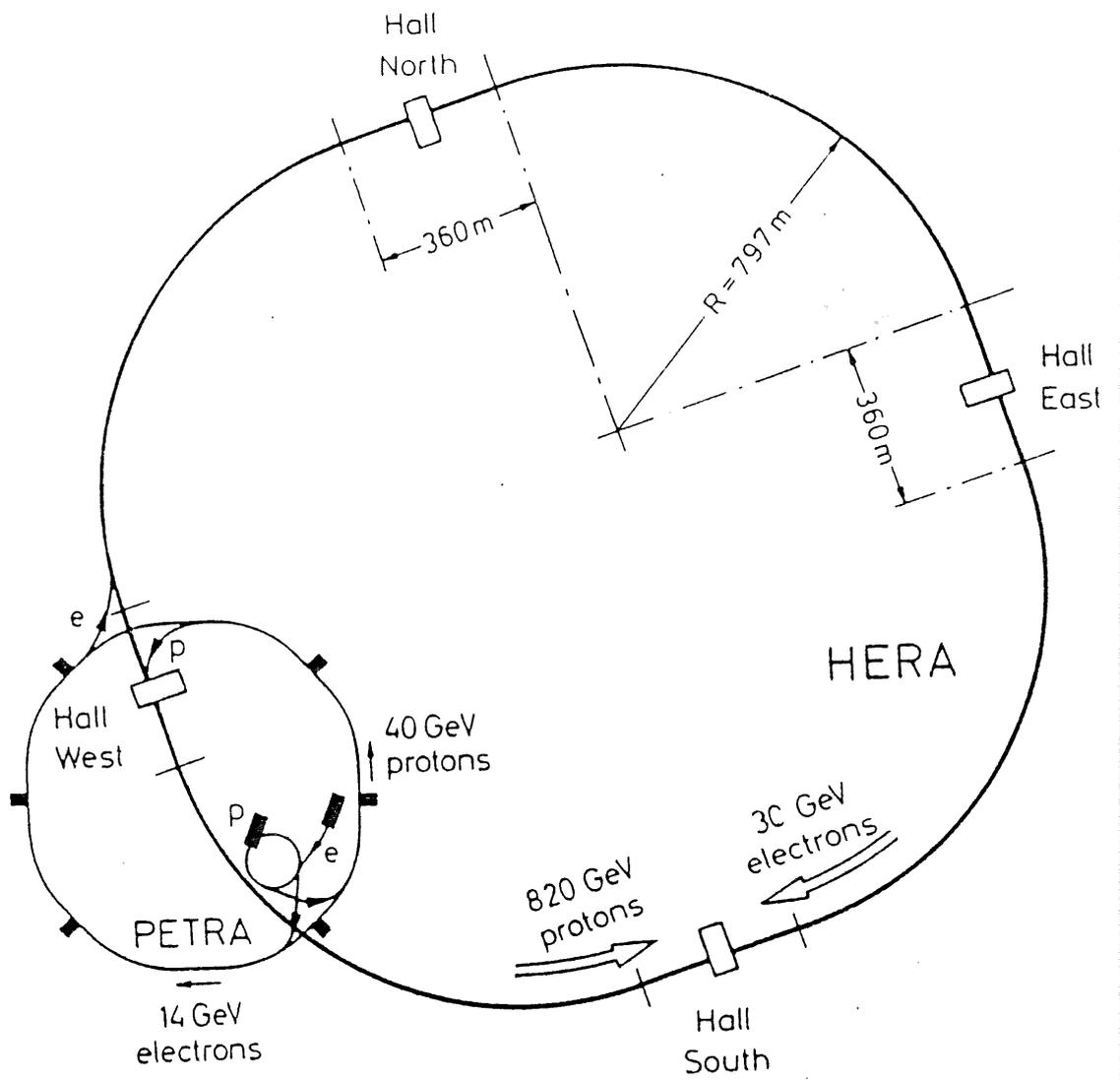


Abbildung 1.1: Skizze des Speicherringes HERA [Sax91]

Maschine soll eine Luminosität von $\mathcal{L} = 1 - 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen, so daß pro Jahr eine integrierte Luminosität von $100 - 200 \text{ pb}^{-1}$ zur Verfügung steht [Sax91].

Im folgenden sollen drei wichtige Klassen von Ereignissen bei der Elektron-Proton-Streuung betrachtet werden [Atw90]:

- Tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung, die durch hohe Impulsüberträge Q^2 charakterisiert ist,
- Seltene Prozesse, wozu die Produktion schwerer Vektorbosonen und neuer Teilchen gehört,
- Photoproduktionsereignisse, also Wechselwirkungen zwischen Photon und Proton, die durch kleine Impulsüberträge von $Q^2 \simeq 0$ charakterisiert sind.

Die charakteristischen Eigenschaften und Endzustände der beiden ersten Klassen werden im folgenden näher beschrieben.

1.1.1 Tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung

Die Prozesse der tief-inelastischen Streuung werden je nach Ladung des Austauschteilchens als Ereignis des neutralen Stroms, im folgenden NC-Ereignis, oder als Ereignis des geladenen Stroms, im folgenden CC-Ereignis, bezeichnet. Die Feynman-Graphen dieser beiden Prozesse sind in Abbildung 1.2 zu sehen. Bei den NC-Ereignissen kann die Kinematik des Prozesses,

a.

b.

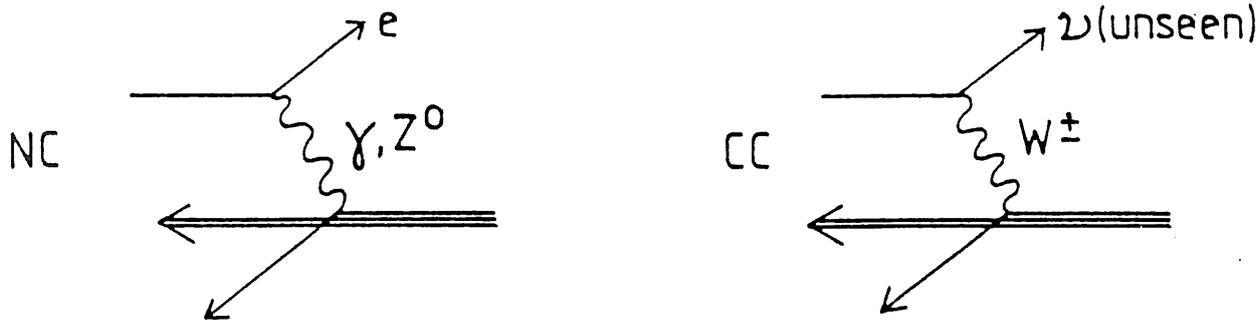


Abbildung 1.2: a. Feynman-Graph eines NC-Ereignisses (engl.: neutral current, NC) b. Feynman-Graph eines CC-Ereignisses (engl.: charged current, CC) [Sax91]

die durch die Bjorkenvariable x und durch den Impulsübertrag Q^2 gegeben ist, sowohl aus dem gestreuten Elektron als auch aus den Hadronen im Endzustand rekonstruiert werden, bei den CC-Ereignissen kann nur die Information der Hadronen genutzt werden, während das Neutrino ungesehen aus dem Detektor entkommt. Der Bereich in der x - Q^2 -Ebene, in dem Ereignisse noch mit hinreichender Genauigkeit¹ rekonstruiert werden können, ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Ein großer Teil dieses Bereichs kann nur durch Messung des gestreuten

¹systematische Fehler kleiner 10 %

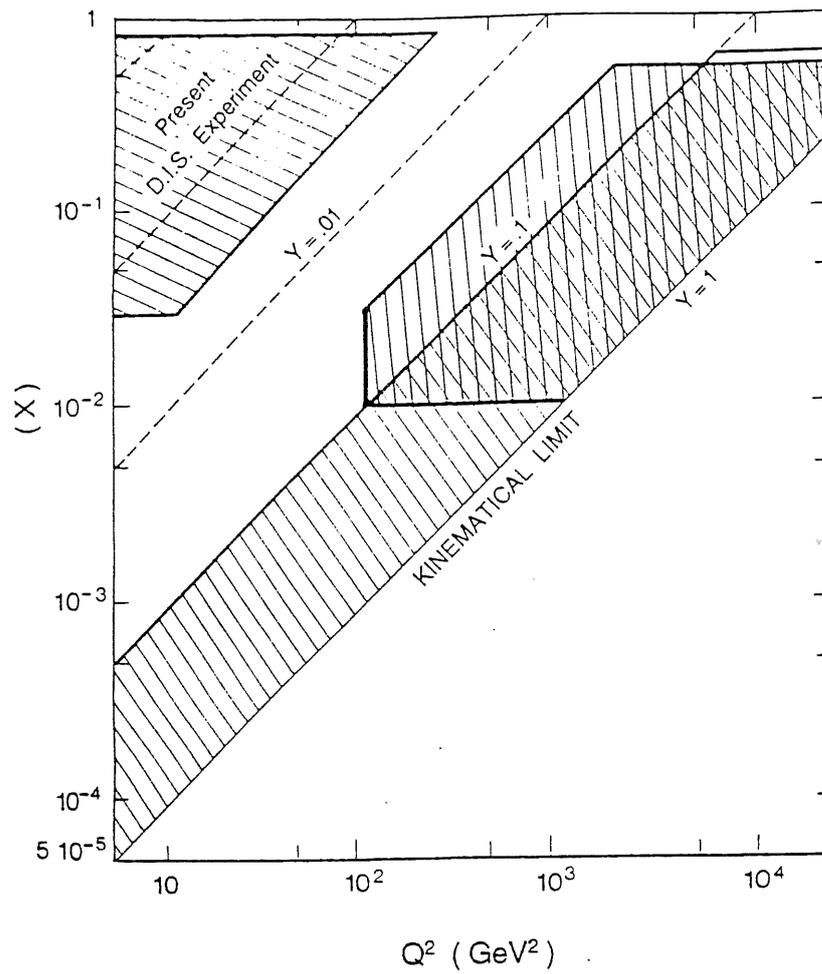


Abbildung 1.3: Der zugängliche x - Q^2 -Bereich [Fel87]

Elektrons untersucht werden.

Mit Hilfe von HERA wird es möglich, CC-Prozesse über einen großen Q^2 -Bereich zu betrachten. Damit können die Parameter der elektroschwachen Wechselwirkung und der Bosonenpropagator in Abhängigkeit von Q^2 untersucht werden. Für CC-Ereignisse erwartet man Endzustände mit fehlendem Transversalimpuls und hochenergetischen Jets. Die Signatur von NC-Ereignissen ist hingegen durch ein hochenergetisches, isoliertes Elektron charakterisiert, dessen Transversalimpuls durch den hadronischen Endzustand ausgeglichen wird. NC-Ereignisse der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung liefern Informationen zur Messung der Proton-Quark-Strukturfunktion und zur Q^2 -Abhängigkeit der laufenden Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung.

1.1.2 Seltene und exotische Prozesse

Der erreichbare kinematische Bereich erlaubt die Suche nach neuen Teilchen und nach Erweiterungen des Standard-Modells. Es kann die Existenz von Leptoquarks, anderen Eichbosonen, neuen Fermionenzuständen, supersymmetrischen Teilchen und angeregten Quark- oder Leptonzuständen untersucht werden. Abbildung 1.4 zeigt den Feynman-Graphen für die Produktion supersymmetrischer Teilchen. Für solche Ereignisse erwartet man eine auffällige

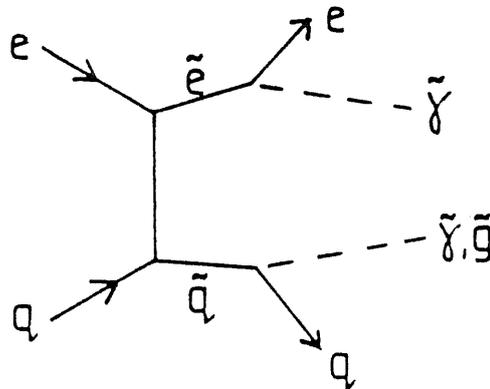


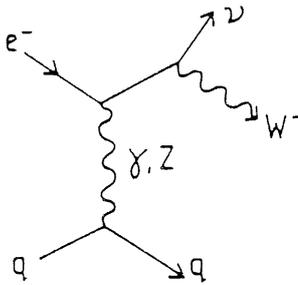
Abbildung 1.4: Feynman-Graph für die Produktion supersymmetrischer Teilchen [Sax91]

Signatur von Endzuständen mit hohem fehlendem Transversalimpuls aufgrund der nicht nachgewiesenen neuen Teilchen und hochenergetischen Leptonen und Jets. Ein weiterer interessanter Prozeß ist die Produktion angeregter Elektronen e^* mit dem nachfolgenden Zerfall $e^* \rightarrow e\gamma$. Der Endzustand ist durch das Auftreten zweier hochenergetischer elektromagnetischer Schauer charakterisiert.

Weiterhin können intermediäre Vektorbosonen untersucht werden. In Abb. 1.5a. ist ein Feynman-Graph für die Erzeugung eines intermediären W^- gezeigt. Die Beobachtung solcher Ereignisse erlaubt ebenfalls einen direkten Test des Tripel-Eichbosonen-Vertex (Abb. 1.5b.). Dieser Prozess weist allerdings einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt auf, so daß solche Untersuchungen eine große integrierte Luminosität erfordern [Gae87].

Die wesentlichen Fragestellungen, die bei HERA untersucht werden, können damit wie folgt zusammengefaßt werden:

a.



b.

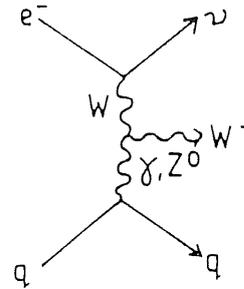


Abbildung 1.5: a. Feynman-Graph für die Produktion eines intermediären W^- b. Feynman-Graph mit Tripel-Eichboson-Vertex [Sax91]

- Untersuchung der Strukturfunktionen des Protons bei hohem Q^2 und kleinen Werten der Bjorkenvariablen x
- Bestimmung der Q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung
- Untersuchung der Struktur von neutralen und geladenen Strömen der elektroschwachen Wechselwirkung und Test des Standardmodells
- Beobachtung der hadronischen Struktur des Photons in Photoproduktionsereignissen
- Suche nach Substrukturen von Quarks und Leptonen
- Suche nach exotischen Teilchen

1.2 Der H1-Detektor

Mit dem H1-Detektor sollen physikalische Ereignisse des zuvor beschriebenen Typs nachgewiesen und klassifiziert werden. Da der Protonenimpuls verglichen zum Elektronenimpuls sehr groß ist, fliegen die meisten bei einer Streuung entstehenden Sekundärteilchen in Protonflugrichtung weiter, was in der Asymmetrie des Detektoraufbaus berücksichtigt wird. Der Detektor sollte daher die folgenden Anforderungen erfüllen:

- Er sollte hermetisch abgeschlossen sein, so daß alle Teilchen außerhalb des Strahlrohrs nachgewiesen werden bzw. nur schwach wechselwirkende Neutrinos mit Hilfe der Transversalimpulsbilanz identifiziert werden können,
- gut zur Leptonidentifikation geeignet sein,
- eine gute Energieauflösung und

- eine gute Ortsauflösung aufweisen, um Energie und Impulsrichtung eines Teilchens genau bestimmen zu können.

Die hier beschriebenen Anforderungen werden von verschiedenen Komponenten des Detektors gewährleistet, die im folgenden mit Hilfe von Abbildung 1.6 beschrieben werden sollen [H1-86]. Die Zahlen in Klammern beziehen sich auf Abbildung 1.6.

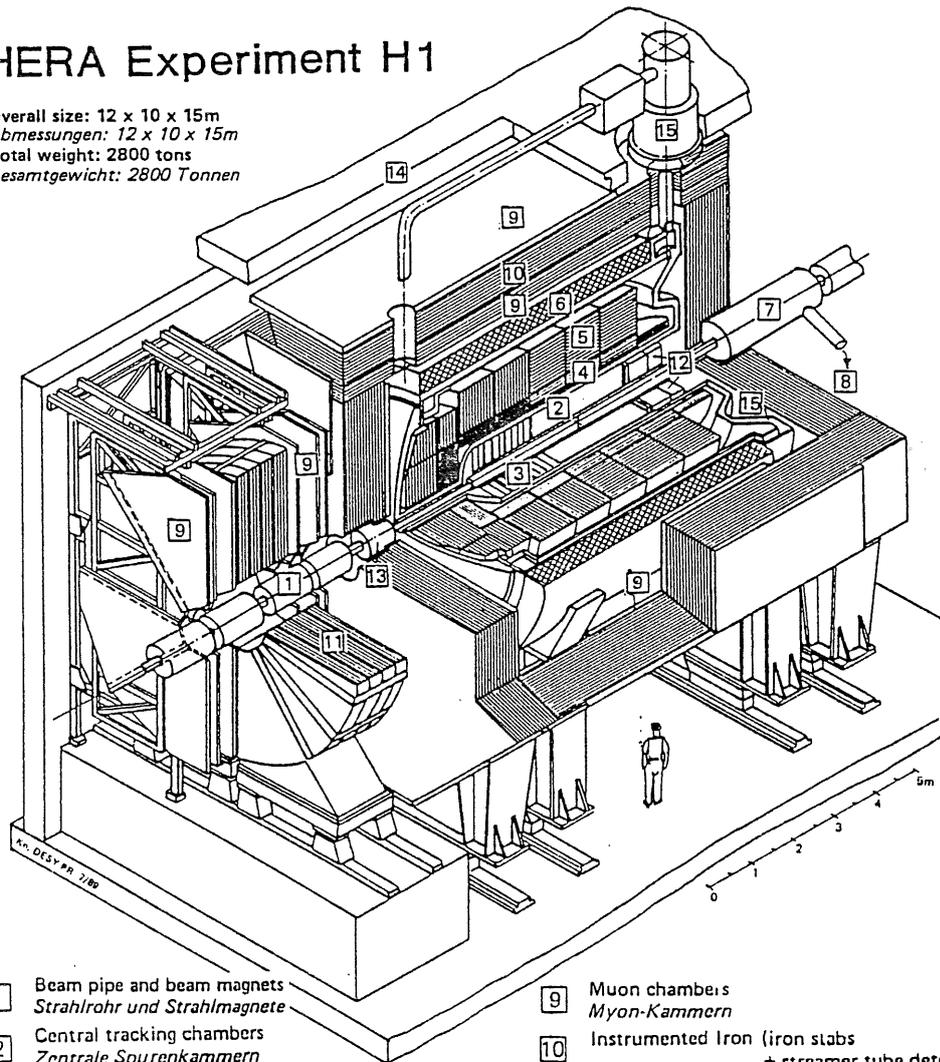
Die drei größten passiven Komponenten werden von der supraleitenden Spule und ihrem Heliumkryostaten, dem Flüssig-Argon-Kryostaten und der Eisenstruktur gebildet. Die aktiven Komponenten sind die Spurkammern, die Kalorimeter, das instrumentierte Eisen und die Myonenkammern.

Das Spurkammernsystem besteht aus den zentralen Spurkammern (2) und den Vorwärtspurkammern (3). Es dient zur Spurrekonstruktion und Impulsmessung geladener Teilchen sowie zur Messung des Energieverlusts. Die zentralen Spurkammern sind darauf ausgelegt, in einem Winkelbereich von 25° bis 154° zur Strahlachse Spuren geladener Teilchen zu messen. Sie bestehen aus zwei Jetkammern zur genauen Messung der r - ϕ -Koordinaten, sowie aus zwei Driftkammern zur Bestimmung der z -Koordinate. Dabei ist z die Koordinate in Protonflugrichtung und r die dazu senkrecht stehende radiale Koordinate. θ beschreibt den Polarwinkel und ϕ den Azimutalwinkel innerhalb dieses Koordinatensystems. Zwei Vieldrahtproportionalkammern dienen zu Triggerzwecken und zur schnellen Rekonstruktion des primären Wechselwirkungspunktes. Die Vorwärtskammern messen die Spuren geladener Teilchen in Vorwärtsrichtung. Sie bestehen aus radialen Kammern zur genauen r - ϕ -Messung, planaren Kammern zur Bestimmung von θ , sowie aus Übergangsstrahlungsmodulen zur Elektronenidentifikation und Vieldrahtproportionalkammern, die Triggerinformationen im Vorwärtsbereich liefern.

Das Spurkammernsystem ist von einem Kalorimeter umgeben, welches aus einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (4,5) und jeweils einem bei Zimmertemperatur arbeitenden Kalorimeter im vorderen (13) und rückwärtigen Bereich (12) besteht. Das Kalorimeter dient zur Messung der Teilchenenergie und hat eine relative Energieauflösung proportional zu $E^{-1/2}$ (s. Kapitel 2.3). Um die entstehenden Teilchenschauer vollständig absorbieren zu können, ist der zentrale Bereich des Kalorimeters als Sandwich-Kalorimeter konzipiert. Der elektromagnetische Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters besteht aus Blei-, der hadronische aus Stahlabsorberplatten, zwischen denen sich in beiden Fällen flüssiges Argon als Nachweismedium befindet. Ein solches Flüssig-Argon-Kalorimeter ermöglicht nicht nur eine zeitstabile Kalibration, sondern ebenfalls eine hohe Granularität, so daß eine hohe Ortsauflösung und eine gute Elektron-Pion-Trennung erreicht werden kann. Die Energieauflösung wird aufgrund von CERN-Teststrahlendaten für den elektromagnetischen Teil zu $\sigma/E \simeq 13\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ und für den hadronischen Teil zu $\sigma/E \simeq 58\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ angegeben [H1-89]. Abbildung 1.7 zeigt eine schematische Darstellung des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Es ist entlang der z -Achse in acht sogenannte Räder unterteilt, die beim Rad BBE beginnend von null bis sieben durchnummeriert sind. Jedes Rad setzt sich aus acht Modulen zusammen. Bei den Rädern null und vier bis sieben liegen die Absorberplatten senkrecht zur Strahlachse, bei den Rädern eins bis drei liegen sie parallel zur Strahlachse. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus zahlreichen Zellen, die einzeln ausgelesen werden können. In dieser Arbeit werden im wesentlichen Eigenschaften des Rades FB2 untersucht, welches zum vorderen Teil des Kalorimeters gehört.

HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m
 Total weight: 2800 tons
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



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

Abbildung 1.6: Der H1 Detektor [Sax91]

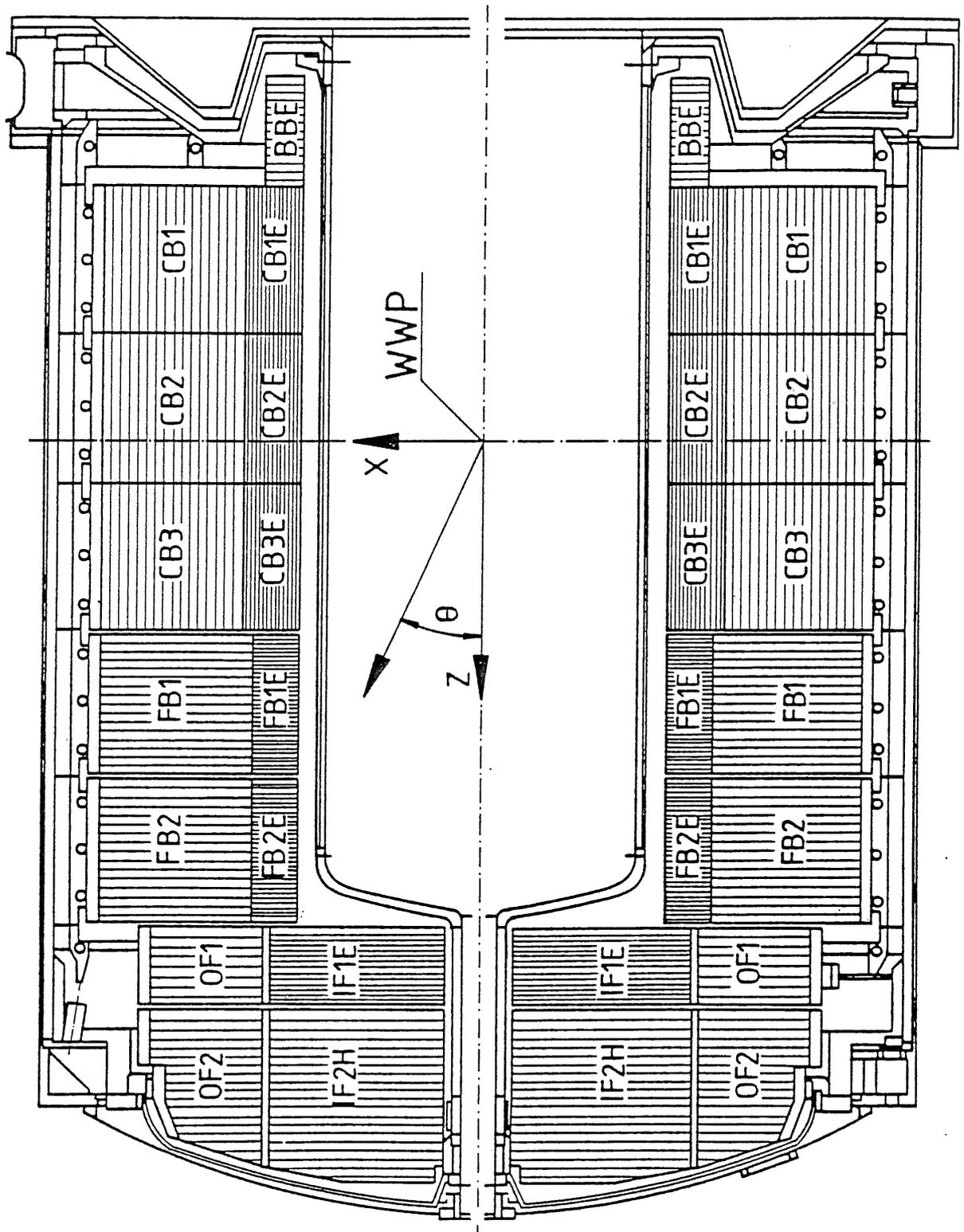


Abbildung 1.7: Seitenansicht der Kalorimetermodule im Kryostaten (Längsschnitt in Strahlrichtung) [H1-86]

Das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter wird von einem Kryostaten (15) umgeben. Im rückwärtigen Bereich befindet sich oberhalb des Kryostaten eine Überdruckkammer, um Volumenänderungen des flüssigen Argons aufgrund von Temperaturschwankungen zu ermöglichen. Der Kryostat und die Überdruckkammer sind Teile eines Kältesystems, das einen 70 m³ großen Vorratstank für flüssiges Argon und einen 25 m³ großen Vorratstank für flüssigen Stickstoff, sowie eine Kältemaschine, um Stickstoff zu verflüssigen, beinhaltet.

Da das Flüssig-Argon-Kalorimeter nur einen Polarwinkelbereich von 4° bis 155° abdeckt, wird es durch zwei bei Zimmertemperatur arbeitende Kalorimeter ergänzt. Das BEMC-Kalorimeter (12) arbeitet im Winkelbereich von $152^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$. Es besitzt eine Blei/Szintillator-Struktur und wird mit Wellenlängenschiebern und Photodioden ausgelesen. Das Plug-Kalorimeter (13) schließt den Winkelbereich zur Strahlachse im vorderen Teil des Kalorimeters. Es soll Teilchen nachweisen, die unter kleinen Winkeln produziert werden.

Eine supraleitende Spule (6) erzeugt ein Magnetfeld von 1,2 Tesla, dessen Richtung parallel zur Strahlachse verläuft. Die oktagonale Eisenstruktur (10) dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Sie besteht aus einem Schichtaufbau aus zehn Stahlplatten, zwischen denen hinreichend viel Platz gelassen wurde, um Streamerkammern für den Teilchennachweis einzubauen. Damit wird sie gleichzeitig zum Nachweis der aus dem hadronischen Kalorimeter herausleckenden Schauerkomponenten sowie zur Myonenidentifikation genutzt. Weiterhin dient ein Eisentoroid (11) zusammen mit einigen Myonenkammern (9) als Magnetspektrometer, um den Impuls in Vorwärtsrichtung erzeugter Myonen zu bestimmen. Der gesamte Detektor wird von einem Betonmantel (14) umgeben.

1.3 Ziele dieser Arbeit

Wie die vorhergehende Diskussion der physikalischen Forschungsinhalte zeigt, ist im H1-Experiment die Identifikation und Messung von Elektronen sehr wichtig für die Erkennung und Rekonstruktion von NC-Ereignissen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung. Auch bei vielen „exotischen“ Prozessen, zum Beispiel $e^* \rightarrow e\gamma$, wird eine Elektronidentifikation benötigt. Daher wird eine gute Trennung von Elektronen und Pionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter angestrebt. Um ein Maß für die mögliche Elektron-Pion-Trennung zu bekommen, wurden verschiedene Module des Flüssig-Argon-Kalorimeters am H6-Teststrahl des CERN-SPS untersucht. Ziel dieser Arbeit ist es, Ergebnisse der CERN-Teststrahl Daten für ein Kalorimetermodul des FB2-Rades mit Resultaten einer Monte-Carlo-Simulation für den gesamten H1-Detektor zu vergleichen. Mit Hilfe der simulierten Daten sollen dann Aussagen über die Elektron-Pion-Trennung bei H1 gemacht werden. Dazu wird in Kapitel 2 der in dieser Arbeit benutzte Algorithmus der Elektron-Pion-Trennung sowie in Kapitel 3 die Simulation und Rekonstruktion der Monte-Carlo-Daten beschrieben. Kapitel 4 erläutert die experimentelle Situation des CERN-Tests, Kapitel 5 zeigt den Vergleich zwischen CERN-Teststrahl Daten und Monte-Carlo-Daten. In Kapitel 6 wird dann die bei H1 zu erwartende Trennung diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen der Elektron-Pion-Trennung in Flüssig-Argon-Kalorimetern

Hochenergetische Teilchen, die Materieschichten durchqueren, können durch elektromagnetische und starke Wechselwirkungen Energie abgeben. Dabei entsteht eine Vielzahl an Sekundärteilchen, deren Gesamtheit Schauer genannt wird. Die Richtung dieses Schauers wird als Schauerachse bezeichnet. Aufgrund der verschiedenen Wechselwirkungen unterscheidet man elektromagnetische und hadronische Schauer, deren räumliche Entwicklungen stark voneinander abweichen. Gerade diese unterschiedliche Entwicklung der beiden Schauertypen kann zur Trennung von Elektronen und Hadronen genutzt werden. Im folgenden werden zunächst die Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Schauer beschrieben, sowie die Funktionsweise eines Flüssig-Argon-Kalorimeters, um dann den in dieser Arbeit benutzten Algorithmus der Elektron-Pion-Trennung zu erläutern.

2.1 Eigenschaften elektromagnetischer Schauer

2.1.1 Physikalische Prozesse der Schauerentwicklung

Im Verlaufe der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers entstehen ausschließlich Elektronen, Positronen und Photonen. Die beiden wichtigsten Prozesse, die zur Schauerentwicklung beitragen, sind bei den geladenen Teilchen die Bremsstrahlung und bei den Photonen die Paarproduktion. Bei dem Prozeß der Bremsstrahlung wird ein Elektron unter Abstrahlung von Photonen im Coulombfeld eines Atomkernes abgebremst. Unter dem Prozeß der Paarbildung versteht man die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares aus einem Photon im elektrischen Feld eines Atomkernes. Dieser Prozeß ist natürlich nur dann möglich, wenn das Photon eine Energie größer als die doppelte Ruheenergie des Elektrons besitzt. Beide Prozesse haben als charakteristische Größe die Strahlungslänge X_0 gemeinsam. Sie ist definiert als die Wegstrecke, nach der im Mittel ein Elektron der Energie E_0 durch Bremsstrahlungsprozesse seine Energie auf E_0/e verringert. Für den mittleren Energieverlust

eines hochenergetischen Elektrons in Materie gilt dann [Seg65]:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \quad (2.1)$$

wobei die Strahlungslänge X_0 gegeben ist durch:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha r_e^2 \rho N_A Z^2}{A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right), \quad (2.2)$$

mit:

$\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137 =$ Feinstrukturkonstante,

$r_e = e^2/m_e c^2$, klassischer Elektronenradius,

$A =$ Massenzahl des Absorbers,

$Z =$ Kernladungszahl des Absorbers,

$\rho =$ Dichte des Absorbermaterials,

$N_A =$ Avogadro-Konstante.

Da die Strahlungslänge X_0 proportional zum Quadrat der Masse des Primärteilchens ist, ist der Energieverlust schwerer geladener Teilchen wie Myonen oder Protonen durch Bremsstrahlung vernachlässigbar klein. Diese Teilchen lösen deshalb keine elektromagnetischen Schauer aus.

Weitere Wechselwirkungsprozesse von Elektronen und Positronen mit Materie sind:

- Møller-Streuung ($e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$)
- Bhabha-Streuung ($e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$)
- Annihilation ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$)
- Vielfachstreuung ($e^- + \text{Kern} \rightarrow e^- + \text{Kern}$)

Der Prozeß der Paarbildung ist theoretisch mit dem Prozeß der Bremsstrahlung durch eine einfache Substitutionsregel verknüpft. Damit ergibt sich der Zusammenhang der mittleren freien Weglänge eines Photons für den Paarbildungsprozeß mit der Strahlungslänge zu [Fer49]:

$$\lambda = \frac{9}{7} X_0 \quad (2.3)$$

Weiterhin müssen die folgenden Wechselwirkungen von Photonen in Materie für die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern betrachtet werden:

- Compton-Streuung ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$)
- Photoeffekt ($\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Atom}^+$)

Abbildung 2.1 zeigt die Wirkungsquerschnitte für Paarbildung, Comptonstreuung und Photoeffekt. Man sieht, daß der Prozeß der Paarbildung bei hohen Photonenergien dominant ist. Grundsätzlich tragen alle erwähnten Prozesse zur Schauerentwicklung bei.

(2.1)

(2.2)

is ist,
rems-
schen

n eine
nittle-
ge zu

(2.3)

e Ent-

l Pho-
ninant

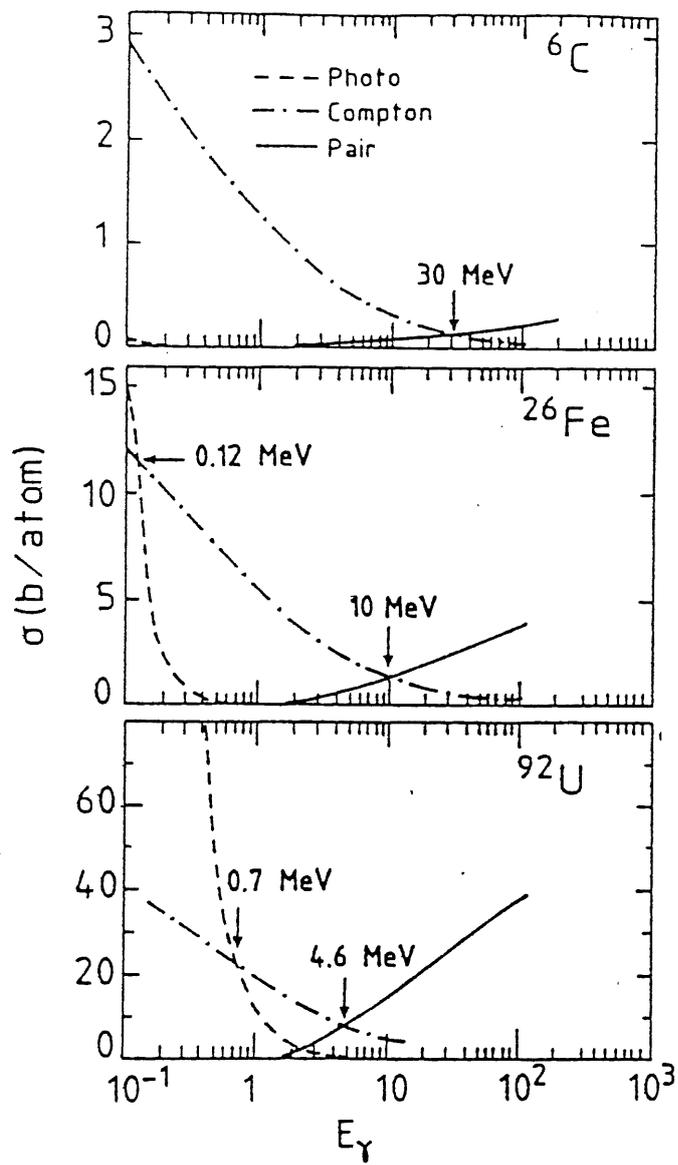


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitt für Paarbildung, Comptonstreuung und Photoeffekt in Abhängigkeit von der Photonenergie für verschiedene Absorbermaterialien [Fab89].

2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern

Während für die Erzeugung der Sekundärteilchen in elektromagnetischen Schauern Bremsstrahlung und Paarbildung die dominanten Prozesse sind, erfolgt die Energiedeposition hauptsächlich durch Ionisations- und Anregungsprozesse der Atome des Absorbermaterials. Ein Elektron der Geschwindigkeit v verliert durch Ionisationsprozesse eine mittlere Energie pro Wegstrecke von [Seg53]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right], \quad (2.4)$$

mit:

- e = Elementarladung,
- m_e = Ruhemasse des Elektrons,
- $\beta = v/c$,
- T = kinetische Energie des Elektrons,
- n = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial,
- I = mittleres Ionisationspotential des Absorbermaterials,
- δ = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [Ste52].

Abbildung 2.2 zeigt den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke als Funktion der kinetischen Energie des Primärteilchens für Elektronen. Bei nicht-relativistischen Energien wird der mittlere Energieverlust dE/dx durch den Faktor $1/\beta^2$ dominiert, so daß er mit steigender Geschwindigkeit zunächst abfällt. Für $v \simeq 0.96c$ erreicht er ein Minimum. Teilchen dieser Geschwindigkeit heißen minimal ionisierend. Steigt die Energie weiter an, so bleibt der Term $1/\beta^2$ nahezu konstant und der mittlere Energieverlust dE/dx steigt wegen der logarithmischen β -Abhängigkeit weiter an. Für sehr hohe Energien nähert sich dieser relativistische Anstieg aufgrund von Dichtekorrekturen einem Sättigungswert. Abbildung 2.3 zeigt den mittleren Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation für Elektronen in verschiedenen Materialien. Die Energie, unterhalb derer der Energieverlust durch Ionisation dominiert, wird als kritische Energie E_k bezeichnet. Für sie gilt also:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_k, \text{Bremsstrahlung}} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_k, \text{Ionisation}} \quad (2.5)$$

Für E_k gilt die folgende Näherungsformel [Ama81]:

$$E_k \simeq \frac{550}{Z} [MeV]. \quad (2.6)$$

Im folgenden wird ein einfaches Modell zur Entwicklung elektromagnetischer Schauer vorgestellt, mit dem schon wichtige qualitative Eigenschaften verdeutlicht werden können.

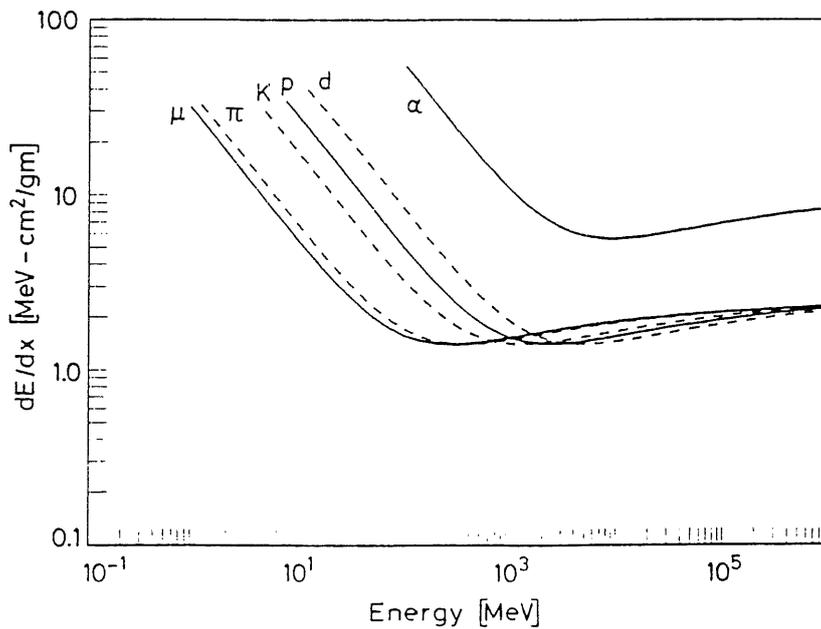


Abbildung 2.2: Ionisationsverlust für schwere geladene Teilchen in Blei als Funktion der Energie [Leo89].

2.1.3 Ein einfaches Schauervermodell

Die Wechselwirkung hochenergetischer Elektronen, Positronen und Photonen führt über e^+e^- -Paarbildung und Bremsstrahlung zur Entstehung eines Teilchenschauers. Ein einfaches Schauervermodell ergibt sich aus der Annahme, daß ein einfallendes Elektron der Energie E_0 nach einer Strahlungslänge ein Bremsstrahlungsquant emittiert, wobei beide Teilchen jeweils die Energie $E_0/2$ besitzen [Hei44]. Nach einer weiteren Strahlungslänge emittiert das verbleibende Elektron ein weiteres Bremsstrahlungsquant, während das Photon in ein e^+e^- -Paar konvertiert. Die Energie verteilt sich dabei gleichmäßig auf alle Teilchen. Nach zwei Strahlungslängen liegen also $4 = 2^2$ Teilchen der Energie $E_0/4$ vor. Diese Prozeßabfolge liefert nach n Strahlungslängen 2^n Teilchen mit einer mittleren Energie von $E_0/2^n$. Die Schauerentwicklung bricht ab, sobald die Energie der geladenen Teilchen kleiner als die kritische Energie E_k wird, es gilt dann:

$$\frac{E_0}{2^n} \simeq E_k \quad (2.7)$$

Die Lage des Schauervermaximums t_{max} , ausgedrückt in Einheiten der Strahlungslänge X_0 , ist damit dem Logarithmus der Primärenergie proportional:

$$t_{max} \propto \ln E_0 \quad (2.8)$$

Die Anzahl der insgesamt in einem Schauer produzierten Teilchen ist proportional zur Primärenergie E_0 .

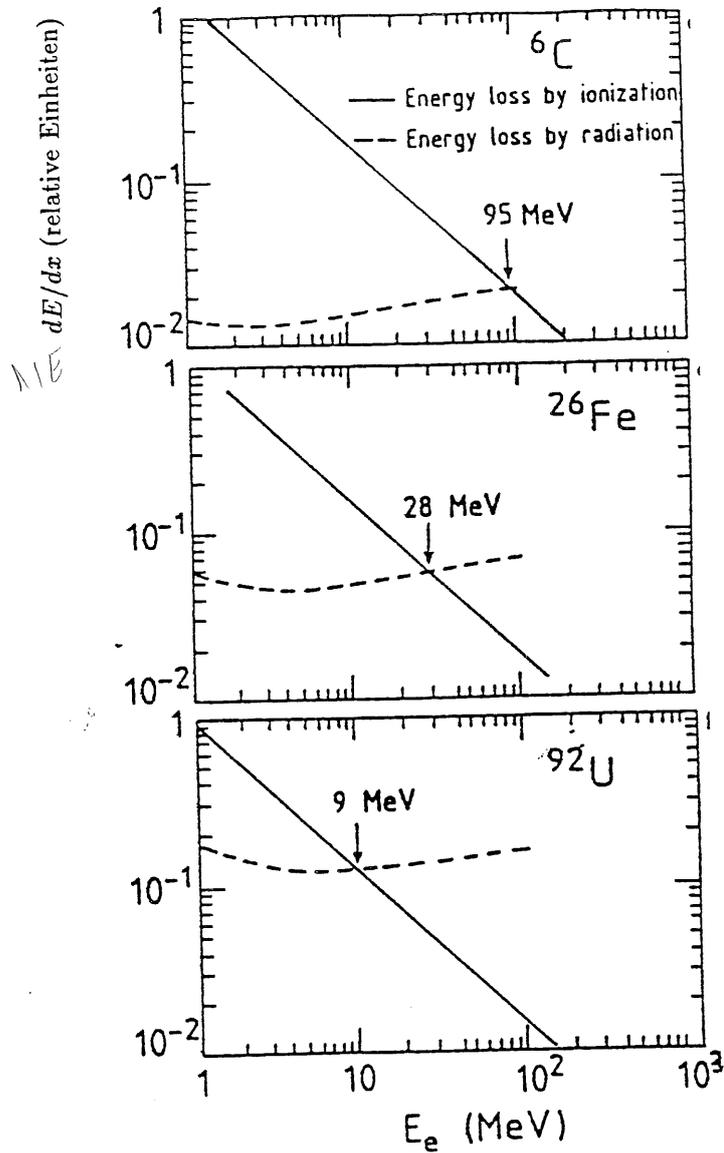


Abbildung 2.3: Relativer Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation in verschiedenen Absorbermaterialien in Abhängigkeit von der Elektronenergie [Fab89].

2.1.4 Räumliche Entwicklung elektromagnetischer Schauer

Die longitudinale Ausdehnung des Schauers

Eine analytische Beschreibung des longitudinalen Schauerprofils wurde von Rossi gegeben, die auf folgenden Annahmen beruht [Ros52]:

- Der Energieverlust durch Ionisation wird als energieunabhängig angenommen

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Ionisation}} = -\frac{E_k}{X_0}, \quad (2.9)$$

- Vielfachstreuung wird vernachlässigt, der elektromagnetische Schauer wird als eindimensionales Gebilde behandelt,
- Compton-Streuung wird vernachlässigt.

Tabelle 2.1 zeigt die wichtigsten Ergebnisse dieser analytischen Beschreibung. Abbildung 2.4

	einfallendes Elektron	einfallendes Photon
t_{max} , Schauermaximum	$1.0 \cdot (\ln y - 1)$	$1.0 \cdot (\ln y - 0.5)$
t_s , Schauerschwerpunkt	$t_s + 1.4$	$t_s + 1.7$
Anzahl der e^+e^- im Schauermaximum	$0.3y \cdot (\ln y - 0.37)^{-1/2}$	$0.3y \cdot (\ln y - 0.31)^{-1/2}$
T, Totale Weglänge	y	y

Tabelle 2.1: Eigenschaften des longitudinalen Schauerprofils nach Rossi. Dabei gilt: $y = E_0/E_k$; T in Einheiten der Strahlungslänge X_0 , [Ros52]

zeigt die longitudinalen Schauerprofile für Blei und Kupfer. Wird das longitudinale Schauerprofil in Einheiten der Strahlungslänge X_0 angegeben, so ist die Lage des Schauerschwerpunktes nahezu materialunabhängig. Longo et.al. haben eine Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils in der folgenden Form gegeben [Lon75]:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_0 b^{\alpha+1} t^\alpha e^{-bt}}{\Gamma(\alpha+1)} \quad (2.10)$$

mit

t = zurückgelegte Wegstrecke in Einheiten der Strahlungslänge X_0 ,
 $\alpha = bt_{max}$, $b \simeq 0.5$.

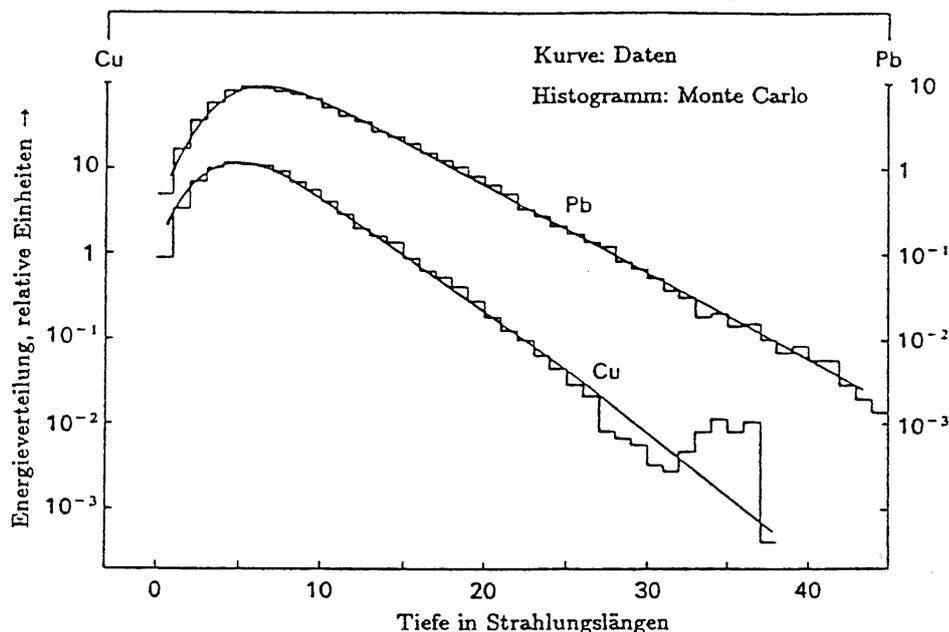


Abbildung 2.4: Longitudinale Eindringtiefe eines elektromagnetischen Schauers für verschiedene Absorbermaterialien nach Bathow et al. [Bat70].

Die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers

Im ersten, hochenergetischen Teil des Schauers hängt die laterale Ausdehnung von dem für Bremsstrahlung typischen Winkel $\Theta_{Brems} \simeq p_e/m_e$ (p_e : Elektronimpuls) und der Vielfachstreuung im Absorber ab. Die Vielfachstreuung bekommt mit sinkender Energie der Schauerteilchen immer größeren Einfluß auf die laterale Verbreiterung des Schauers.

Nach der Molièreschen Theorie gilt für den mittleren Ablenkwinkel eines Elektrons der Energie E nach einer Strahlungslänge [Mol47]

$$\sqrt{\langle \Theta^2 \rangle}_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\frac{x}{X_0}}. \quad (2.11)$$

Die mittlere Ablenkung ist ^{dr} umso größer, je kleiner die Energie eines Elektrons ist. Die mittlere laterale Ausdehnung eines Schauers wird deshalb im wesentlichen von den Elektronen bestimmt, die kurz davor stehen, ihre Energie zu deponieren. Die Energie solcher Elektronen kann mit der kritischen Energie E_k des Absorbers abgeschätzt werden. Die mittlere Ablenkung eines Elektrons der Energie E_k nach einer Strahlungslänge X_0 ist ein Maß für die mittlere transversale Ausdehnung R_M eines Schauers. Für sie gilt:

$$R_M \simeq \frac{21 \text{ MeV}}{E_k} X_0 \quad (2.12)$$

R_M ist eine charakteristische Größe des Schauers und wird als Molièreradius bezeichnet. Abbildung 2.5 zeigt, daß die Verteilung der Schauerenergie in radialen Intervallen um die Schauerachse vom Material unabhängig ist, wenn die radiale Ausdehnung in Einheiten von

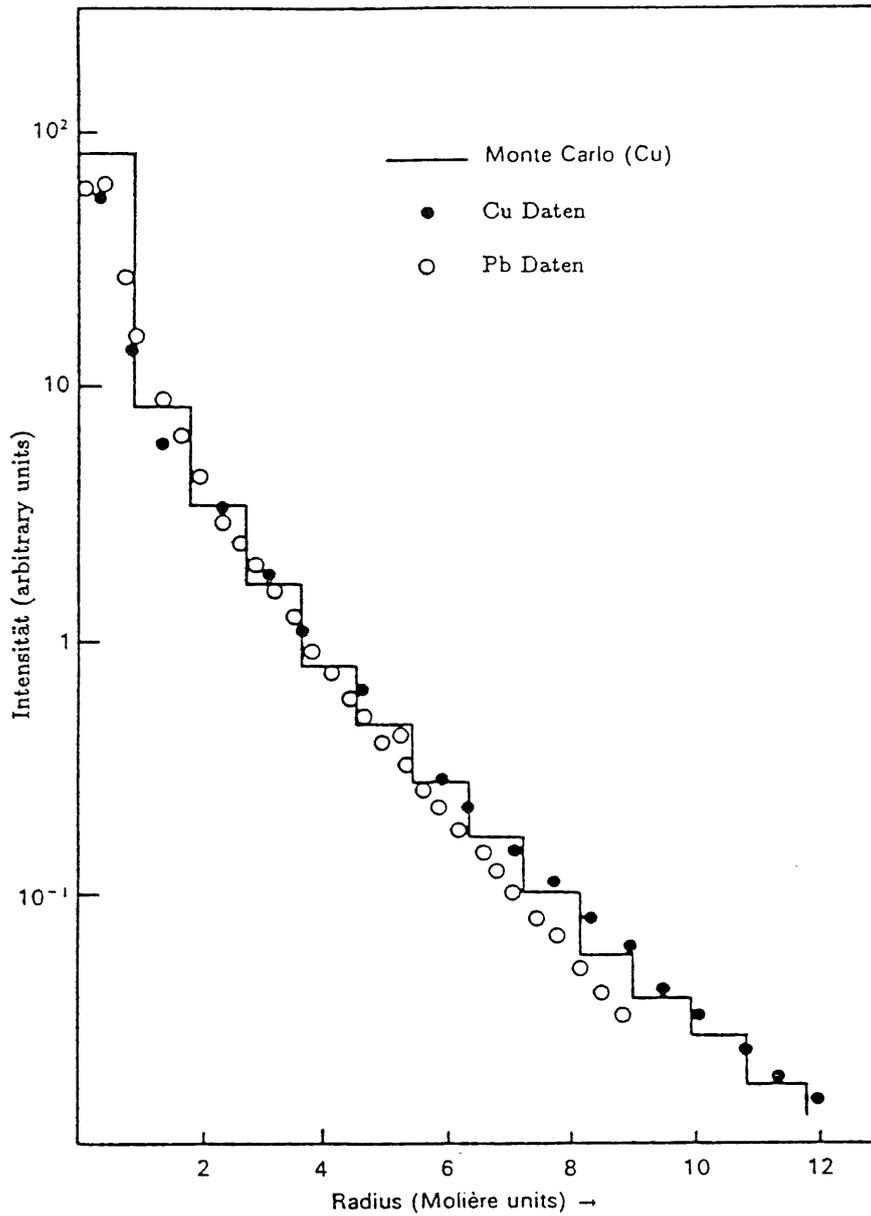


Abbildung 2.5: Verteilung der Energie eines elektromagnetischen Schauers in radialen Intervallen um die Schauerachse. Die Punkte geben Meßergebnisse an, die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung [Bat70].

R_M gemessen wird. Die transversale Ausdehnung kann in zwei Bereiche eingeteilt werden. In einem Zylinder des Radius $3 R_M$ sind 99 % der Schauerenergie enthalten. Die restliche Energie wird in einem wesentlich größeren Abstand von der Schauerachse deponiert und ist hauptsächlich auf niederenergetische Photonen zurückzuführen.

2.2 Eigenschaften hadronischer Schauer

2.2.1 Wechselwirkungen und Teilchenproduktion in hadronischen Schauern

Im folgenden soll die Entwicklung hadronischer Schauer im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern betrachtet werden. Der Unterschied liegt in den Prozessen, die für das Zustandekommen der verschiedenen Schauer verantwortlich sind. Sie sind im Fall hadronischer Schauer wesentlich komplizierter und es tragen mehr Prozesse bei.

Die Entwicklung eines hadronischen Schauers läuft zeitlich in zwei Schritten ab [Ama81]. Im

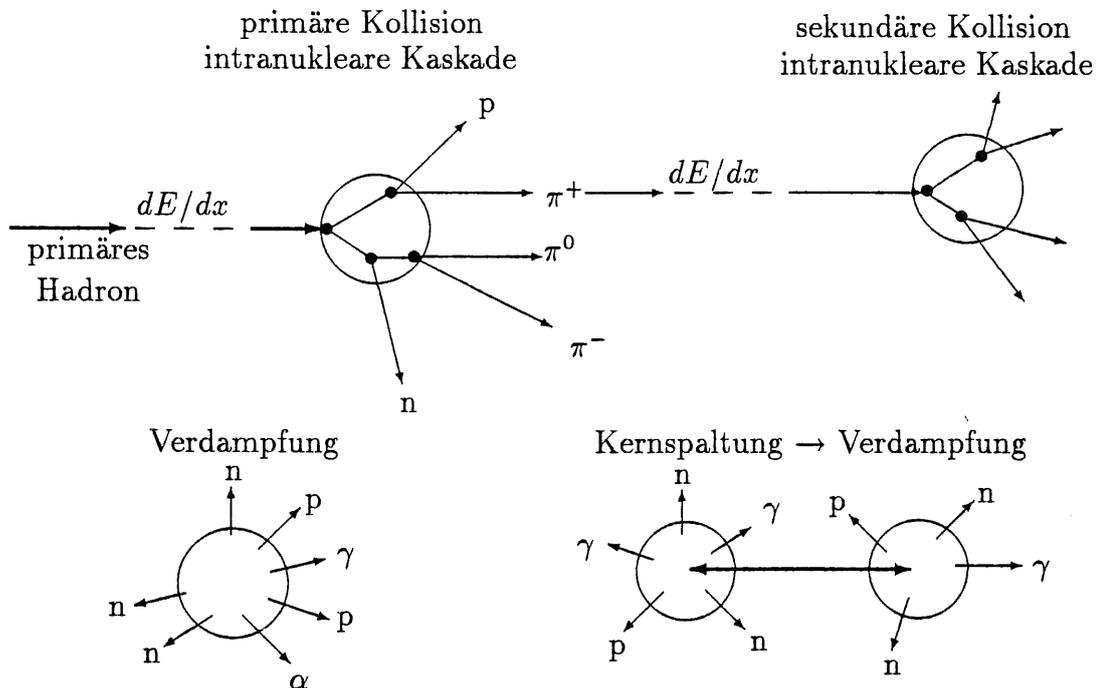


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung (aus [Zei92]).

ersten Schritt werden Kerne des Absorbermaterials durch einfallende Hadronen aufgebrochen, siehe Abbildung 2.6. Dieser Prozess wird durch quasifreie Stöße zwischen den Hadronen und Nukleonen hervorgerufen. Es handelt sich hierbei um einen intranuklearen Prozess, der auf einer Zeitskala von 10^{-22} Sekunden stattfindet. Dabei entstehen einige wenige sehr

hochenergetische Teilchen, die ihrerseits weitere intranukleare Wechselwirkungen auslösen können. Nach diesen relativ schnellen Wechselwirkungen geben die zurückbleibenden angeregten Kerne im zweiten Schritt ihre Anregungsenergie durch Abdampfen von Nukleonen und durch Abspaltung von Kernfragmenten ab. Die typische Zeitskala für diesen Abregungsprozeß beträgt $10^{-18} - 10^{-13}$ Sekunden. Die verbleibenden angeregten Restkerne können durch Emission von γ -Quanten und β -Zerfall in den Grundzustand übergehen. Die Schauerbildung bricht ab, wenn die Energie der Teilchen so klein ist, daß sie vollständig abgebremst oder absorbiert werden und sie so ihre Energie deponieren. Aufgrund der Komplexität der hier beschriebenen Wechselwirkungen ist im Gegensatz zum elektromagnetischen Schauer eine einfache Beschreibung hadronischer Schauer nicht möglich.

Abbildung 2.7 zeigt die relativen Anteile der wichtigsten Abregungsprozesse eines hadronischen Schauers. Es sind die Ergebnisse von drei verschiedenen Monte-Carlo-Rechnungen

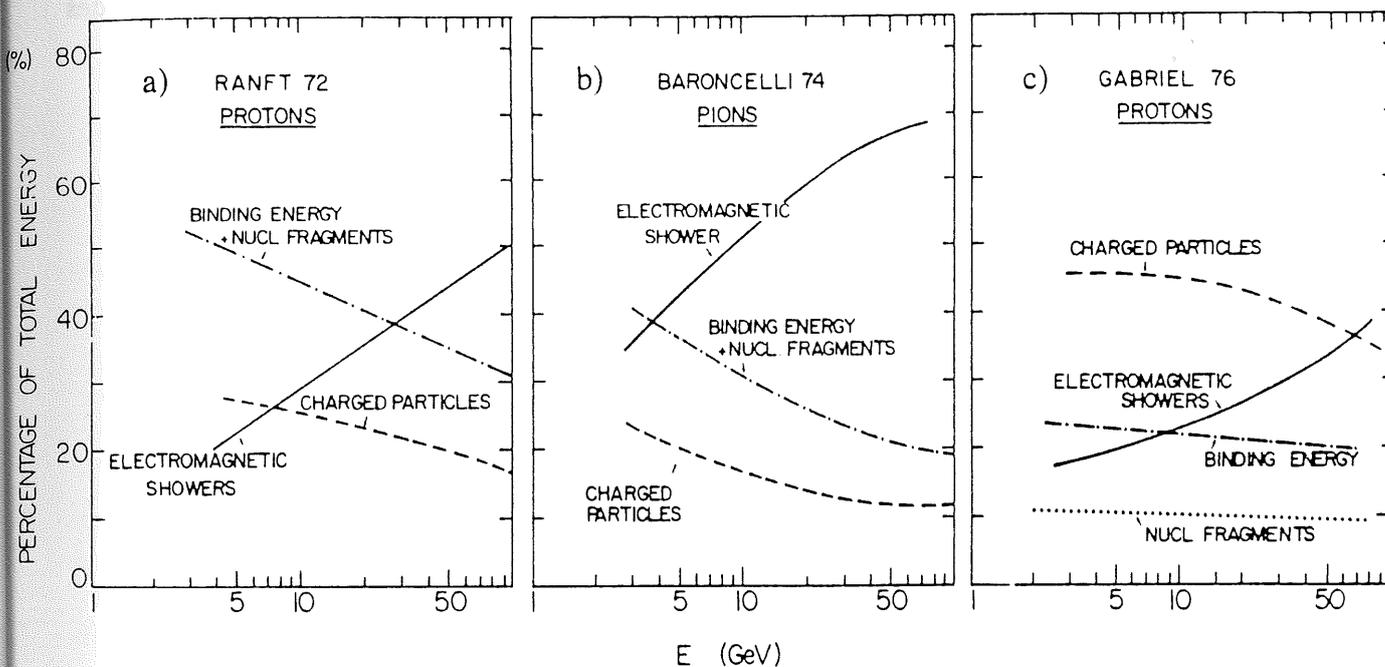


Abbildung 2.7: Relative Anteile der wichtigsten Abregungsprozesse eines hadronische Schauers, bestimmt aus drei Monte-Carlo-Rechnungen [Ran72].

dargestellt. Da die Entwicklung hadronischer Schauer nur sehr schlecht durch Modelle beschrieben werden kann, treten in den verschiedenen Monte-Carlo-Rechnungen relativ große Unterschiede auf, die auf verschiedene für die Simulation benutzte Modelle zurückzuführen sind. Die Rechnungen von Gabriel haben auch heute noch Gültigkeit.

2.2.2 Die räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer

Eine charakteristische Größe für die Entwicklung hadronischer Schauer ist die nukleare Absorptionslänge λ , die sich aus dem inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_h be-

rechnen läßt:

$$\lambda = \frac{A}{\sigma_h N_A \rho}, \quad (2.13)$$

mit:

A = Massenzahl des Absorbermaterials,

ρ = Dichte des Absorbermaterials,

N_A = Avogadro'sche Zahl,

σ_h = inelastischer, hadronischer Wirkungsquerschnitt.

Handwritten note: λ_{INT} \leftarrow σ_h \leftarrow σ_{had}

In Abbildung 2.8 ist die mittlere longitudinale Ausdehnung hadronischer Schauer gezeigt. Wird sie in Einheiten der nuklearen Absorptionslänge λ angegeben, so ist die Lage des Schauerschwerpunktes nahezu materialunabhängig.

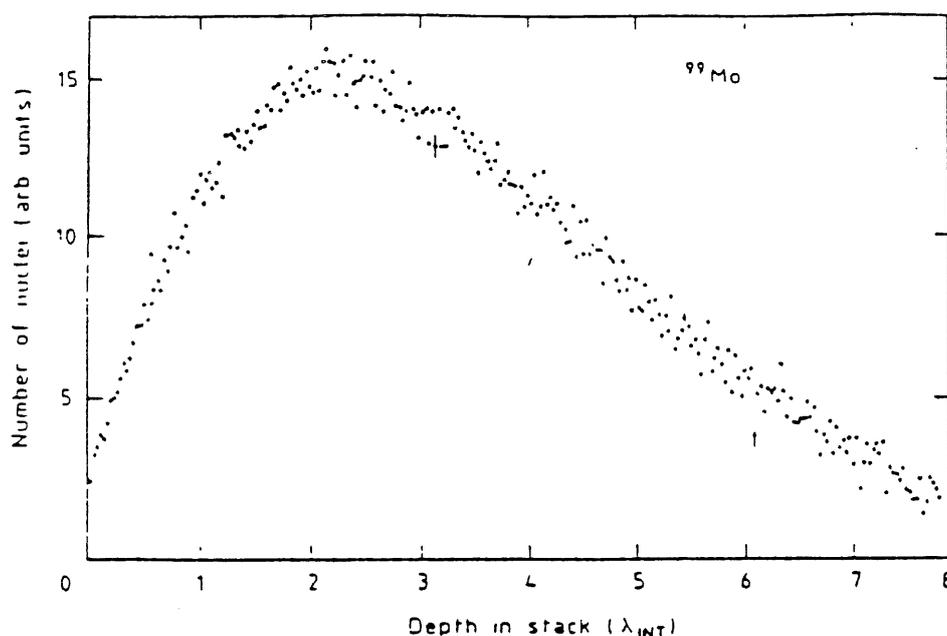


Abbildung 2.8: Longitudinale Entwicklung eines hadronischen Schauers in Abhängigkeit von der nuklearen Absorptionslänge λ [Ler85].

Die transversale Ausdehnung eines hadronischen Schauers ist wesentlich größer als die eines elektromagnetischen. In einem Zylinder mit dem Radius einer nuklearen Absorptionslänge werden ungefähr 95 % der gesamten Energie deponiert. Abbildung 2.9 zeigt die mittlere transversale Ausdehnung eines hadronischen Schauers nach einer nuklearen Absorptionslänge λ , der von einem 300 GeV Pion in einem massiven Block aus ^{238}U ausgelöst wurde [Ler85]. Die Abbildung 2.9 zeigt deutlich, daß der Prozess des Einfangs langsamer Neutronen, der zu dem radioaktiven Produkt ^{239}Np führt, über den gesamten Uranblock verteilt stattfindet und damit die laterale Ausdehnung eines hadronischen Schauers bestimmt. Die bei der

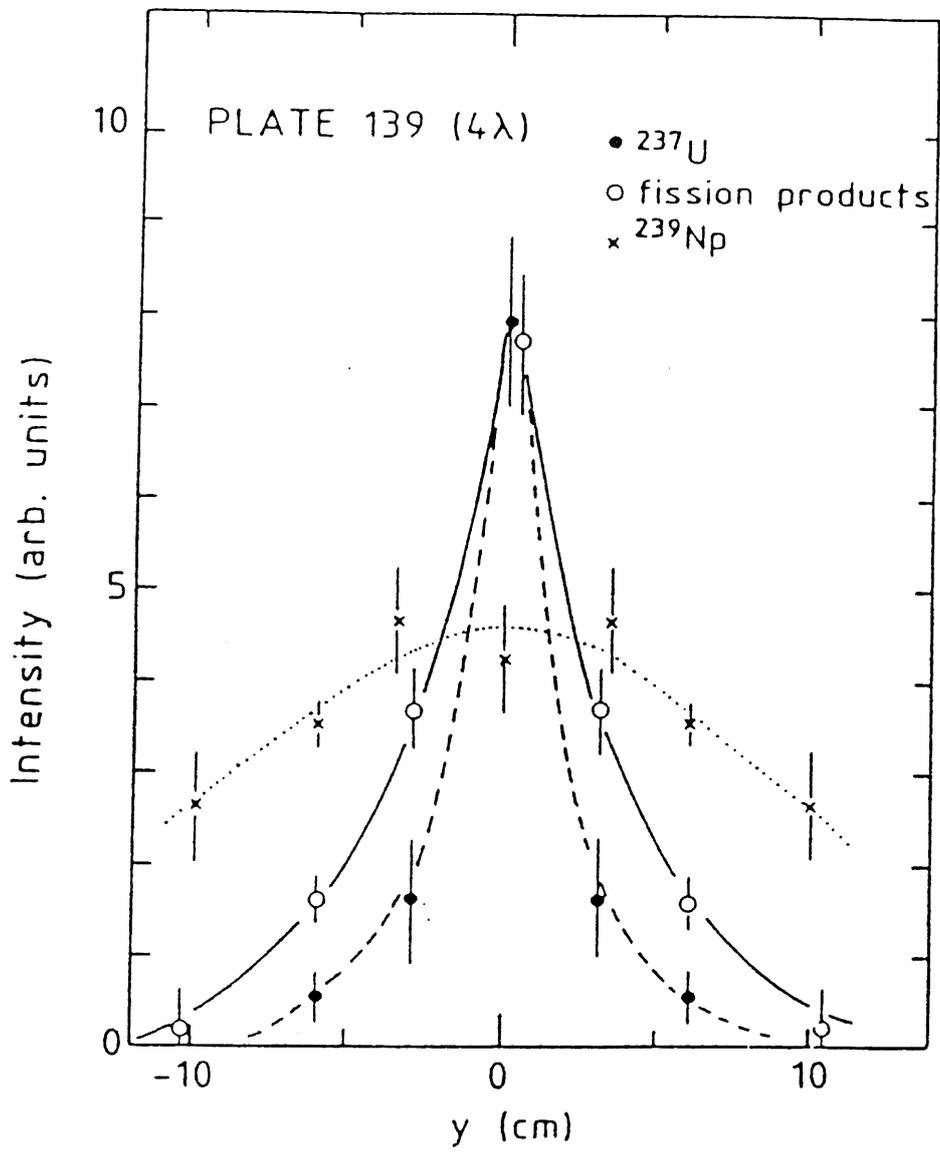


Abbildung 2.9: Gemessene laterale Entwicklung eines hadronischen Schauers [Ler85].

Entwicklung eines hadronischen Schauers entstehenden Spaltprodukte und die durch phot nukleare Prozesse erzeugten Kerne ^{237}U konzentrieren sich hingegen im wesentlichen um die Einschußrichtung der Teilchen.

Die experimentellen Daten der räumlichen Ausdehnung eines hadronischen Schauers sind mit den folgenden Parametrisierungen konsistent [Ama81]:

- Für die longitudinale Ausdehnung eines Schauers, in der 95 % der Energie enthalten ist, gilt:

$$L_{95\%}[\lambda] \simeq 0,2 \ln E_0[\text{GeV}] + 2,5(E_0[\text{GeV}])^{0,13} + 0,7, \quad (2.14)$$

wobei E_0 die Energie des schauerbildenden Primärteilchens ist und $L_{95\%}$ in Einheiten der nuklearen Absorptionslänge angegeben wird.

- Für den Radius eines Zylinders, der 95 % der Energie eines hadronischen Schauers einschließt, gilt:

$$R_{95\%} \leq 1\lambda \quad (2.15)$$

2.3 Grundlagen der Schauerzähler

Die kalorimetrische Messung von Teilchenenergien ist möglich, weil die in einem Kalorimeter deponierte Energie proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist. Das Kalorimeter sollte den Schauer vollständig absorbieren und die deponierte Energie in ein meßbares Signal umwandeln. Daher sollte die Länge des Kalorimeters der Eindringtiefe eines Schauers angepaßt sein, die mit dem Logarithmus der Primärenergie wächst. Kalorimeter sind sowohl auf neutrale Teilchen als auch auf geladene Teilchen empfindlich.

Man unterscheidet homogene Kalorimeter und Sandwich-Kalorimeter. Homogene Kalorimeter bestehen aus einem Material, welches sowohl den Absorber als auch das aktive Auslesematerial darstellt. Beispiele hierfür sind Bleiglas, in dem Čerenkov-Licht als meßbares Signal erzeugt wird, und szintillierende NaJ-Kristalle. Die oben genannten Materialien besitzen große Strahlungslängen X_0 , so daß homogene Kalorimeter sehr große Ausdehnungen haben müssen, um Schauer, die von hochenergetischen Teilchen ausgelöst werden, vollständig absorbieren zu können.

Um möglichst viele Strahlungslängen auf einem kleinen Raum unterbringen zu können, werden Sandwich-Kalorimeter gebaut. Diese bestehen aus Schichten eines inaktiven Absorbermaterials, zwischen denen aktive Detektorschichten liegen. Kalorimeter dieses Typs registrieren nur einen Teil der Schauerenergie, die so stichprobenartig gemessen wird. Deshalb werden Sandwich-Kalorimeter auch als „Sampling-Kalorimeter“ bezeichnet. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors ist ein Beispiel eines solchen Sampling-Kalorimeters.

2.3.1 Eigenschaften eines Flüssig-Argon-Kalorimeters

Flüssig-Argon-Kalorimeter sind aus einer Reihe von Absorberplatten aufgebaut, zwischen denen sich flüssiges Argon als Auslesemedium befindet. Die Absorberplatten bestehen aus

einem Material hoher Dichte ρ und kurzer Strahlungslänge X_0 . Sie liegen abwechselnd an Hochspannungs- und Erdpotential. Die geladenen Teilchen eines Schauers erzeugen in den Flüssig-Argon-Schichten freie Elektronen, die unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zwischen den Absorberplatten zur Anode wandern. Der Einfluß der dabei ebenfalls entstehenden positiven Ionen kann wegen ihrer geringen Beweglichkeit vernachlässigt werden. Die Elektronen influenzieren auf den Ausleseelektroden der Absorberplatten Ladungen, die über einen Koppelkondensator und einen ladungsempfindlichen Vorverstärker ausgelesen werden. Die gemessene Ladung Q ist der Energie E_0 des primären Teilchens proportional.

Energieauflösung eines Flüssig-Argon-Kalorimeters

Ein Beitrag zur Energieauflösung kann auf die statistischen Schwankungen in der Anzahl der Sekundärteilchen N_{ges} eines Schauers zurückgeführt werden. Wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben, ist N_{ges} proportional zur Energie E_0 des einfallenden Teilchens. Für Fluktuationen in der Teilchenzahl gilt gemäß der Poisson-Statistik:

$$\sigma_{N_{ges}} = \sqrt{N_{ges}} \quad (2.16)$$

Dies führt zu einem Beitrag zur relativen Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (2.17)$$

Genauere Betrachtungen für Sampling-Kalorimeter zum Nachweis elektromagnetischer Schauer liefern für die Energieauflösung aufgrund von Fluktuationen in der Teilchenzahl [Ama81]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq 3,2\% \sqrt{\frac{E_k [MeV] D}{X_0 F(z)}} \frac{1}{\sqrt{E [GeV]}} \quad (2.18)$$

mit:

E_k = kritische Energie in MeV,

X_0 = Strahlungslänge des Kalorimeters,

D = Dicke einer Samplingzelle,

$F(z) \simeq e^z (1 + z(\ln z - \ln 1,526))$, $z = 4,58(ZE_c)/(AE_k)$

Korrekturterm, der berücksichtigt, daß Teilchen unterhalb einer Energie E_c experimentell nicht mehr nachgewiesen werden können.

Für hadronische Schauer existiert eine solche detaillierte Beschreibung nicht.

Weitere Beiträge zur Energieauflösung von Sampling-Kalorimetern werden im folgenden stichpunktartig aufgezählt.

- Werden Schauer nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert, so führen Fluktuationen in den Leckverlusten zur Verschlechterung der Energieauflösung.

- Niederenergetische Photonen können im flüssigen Argon weite Strecken senkrecht zur Schauerachse zurücklegen, was ebenfalls zur Energieauflösung beiträgt.
- Ionisationsprozesse mit hohem Energieübertrag auf das Elektron, sogenannte δ -Strahlen, führen zu Ausläufern der Energieverlustverteilung. Diese sogenannten Landau-Fluktuationen verschlechtern zusätzlich die Energieauflösung.

Neben den bisher erwähnten Beiträgen zur Energieauflösung, die sowohl für elektromagnetische als auch für hadronische Kalorimeter gelten, müssen bei Hadron-Kalorimetern zusätzliche Faktoren berücksichtigt werden. Bei hadronischen Schauern treten auch Myonen und Neutrinos als Sekundärteilchen auf. Diese Teilchen tragen aufgrund ihrer kleinen Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung mit Materie kaum zur Energiedeposition bei. Weiterhin entstehen niederenergetische Spaltprodukte, die eine so geringe Reichweite haben, daß sie die Absorberplatten nicht verlassen und damit ebenfalls zu keinem sichtbaren Signal führen. Dieser Unterschied in der Energiedeposition elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen und Hadronen der gleichen Primärenergie liefert einen weiteren Beitrag zur Energieauflösung hadronischer Kalorimeter. Bei einem hadronischen Schauer befinden sich unter den Sekundärteilchen neutrale Pionen π^0 , die innerhalb von 10^{-16} Sekunden in zwei Photonen zerfallen, welche nachfolgend einen rein elektromagnetischen Schauer auslösen. Der mittlere Anteil der π^0 kann mit $f_{\pi^0} \simeq 0.1 \ln E[\text{GeV}]$ angegeben werden. Die Größe der π^0 -Komponente eines hadronischen Schauers wird stark durch die Art der Teilchenproduktion in der ersten Wechselwirkung bestimmt, so daß große Fluktuationen auftreten können. Da elektromagnetische Schauer ^{zu} höheren Energiedepositionen führen, machen sich die Fluktuationen in der π^0 -Komponente eines hadronischen Schauers durch Fluktuationen in der gesamten gemessenen Energie bemerkbar.

Die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters läßt sich sowohl für Hadron-Kalorimeter als auch für elektromagnetische Kalorimeter in der folgenden Form parametrisieren [Ama81]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}, \quad (2.19)$$

wobei A und B Parameter sind, die im Experiment oder durch Teststrahluntersuchungen bestimmt werden können.

2.4 Der Algorithmus zur Elektron-Pion-Trennung

Untersuchungen zur Elektron-Pion-Trennung können dazu genutzt werden, die Güte eines Kalorimeters bezüglich Elektronenidentifikation zu testen.

Zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen im Kalorimeter wird die unterschiedliche räumliche Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer genutzt. Dazu wird der Schauer eines Teilchens durch eine Kenngröße η charakterisiert, die aus Kalorimetersignalen berechnet wird. Diese Kenngröße η kann nur dann zur Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer herangezogen werden, wenn die entsprechenden Verteilungen in η sehr verschieden sind.

Im folgenden wird zunächst dargestellt, welche Kalorimetersignale zur Berechnung der Kenngröße η betrachtet werden. Anschließend wird erläutert, wie mit Hilfe von η Elektronen und Pionen voneinander getrennt werden können. Die hier beschriebene Methode zur Elektron-Pion-Trennung wird auch als Matrixmethode bezeichnet und wurde ursprünglich von Engler et al. [Eng76], Babaev et al. [Bab79] und Engelmann et al. [Eng83] entwickelt und auf verschiedene Kalorimeter angewendet.

2.4.1 Berechnung der Kenngröße η

Abbildung 2.10a. zeigt den Schauer eines 30 GeV Elektrons in einem Bleiblock der Abmessung $15 \times 15 \times 30 \text{ cm}^3$, Abbildung 2.10b. den eines 30 GeV Pions. Die beiden Schauer

a.

b.

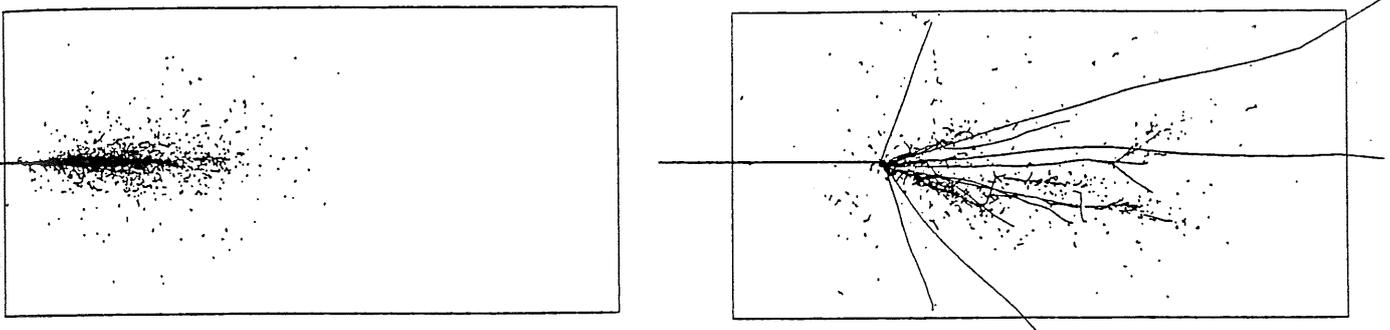


Abbildung 2.10: a. Schauer eines 30 GeV Elektrons in Blei b. Schauer eines 30 GeV Pions in Blei [Spi92]. Die Abbildungen zeigen die Spuren geladener Teilchen.

unterscheiden sich stark in ihrer räumlichen Entwicklung. Der elektromagnetische Schauer hat eine wesentlich kleinere laterale Ausdehnung und deponiert seine Energie auf einem zusammenhängenden Bereich. Das Pion hingegen führt zu einem weit auseinandergezogenem Schauer.

Diese Unterschiede werden am besten in den folgenden Größen verdeutlicht [Col90], die mit Hilfe von Abbildung 2.11 erläutert werden: Die Abbildung zeigt eine Zelle i des Kalorimeters mit dem Volumen V_i , in der die Energie E_i deponiert wird. Zur Berechnung der Kenngröße η werden zunächst die folgenden Größen aus den Kalorimetersignalen berechnet:

$$e_1 = \sum_i E_i, \quad (2.20)$$

$$e_2 = \frac{\sum_i l_i \frac{E_i}{V_i}}{\sum_i \frac{E_i}{V_i}} = \langle l \rangle, \quad (2.21)$$

$$e_3 = \frac{\sum_i l_i^2 \frac{E_i}{V_i}}{\sum_i \frac{E_i}{V_i}} - \langle l \rangle^2, \quad (2.22)$$

$$e_4 = \frac{\sum_i r_i \frac{E_i}{V_i}}{\frac{E_i}{V_i}} = \langle r \rangle, \quad (2.23)$$

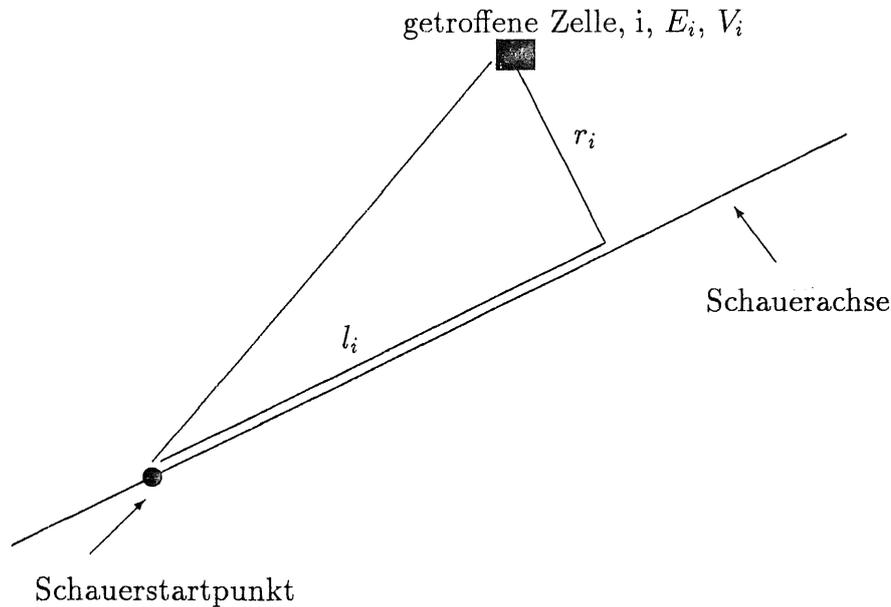


Abbildung 2.11: Prinzipskizze eines Schauers zur Bestimmung der Schauermomente.

$$e_5 = \frac{\sum_i r_i^2 \frac{E_i}{V_i}}{\frac{E_i}{V_i}} - \langle r \rangle^2, \quad (2.24)$$

$$e_6 = \frac{\sum_i r_i l_i \frac{E_i}{V_i}}{\frac{E_i}{V_i}} - \langle l \rangle \langle r \rangle, \quad (2.25)$$

wobei jeweils über die getroffenen Zellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters summiert wird. Die Größen e_2 bis e_6 werden als Schauermomente bezeichnet. Sie geben jeweils den longitudinalen und lateralen Energiedichteschwerpunkt des Schauers an, sowie die Varianz und die Korrelation der beiden Größen.

Diese sechs Größen werden für jedes Ereignis berechnet, wobei hier Ereignisse betrachtet werden, in denen ein einzelnes simuliertes Elektron oder Pion in vorgegebener Richtung in das Kalorimeter eingeschossen wird. Für jedes Ereignis steht dann ein Vektor \vec{x} der folgenden Form zur Verfügung:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \\ e_4 \\ e_5 \\ e_6 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Abbildung 2.12 zeigt die Verteilungen der e_i für simulierte 30 GeV Elektronen, die in das FB2-Kalorimeter unter einem Winkel von $\theta = 24^\circ$ und $\phi = 25^\circ$ geschossen wurden, Abbildung 2.13 die für 30 GeV Pionen, die unter den gleichen Bedingungen simuliert worden sind, siehe Kapitel 5.1. Die Verteilungen der Schauermomente und der Energie eines elektro-

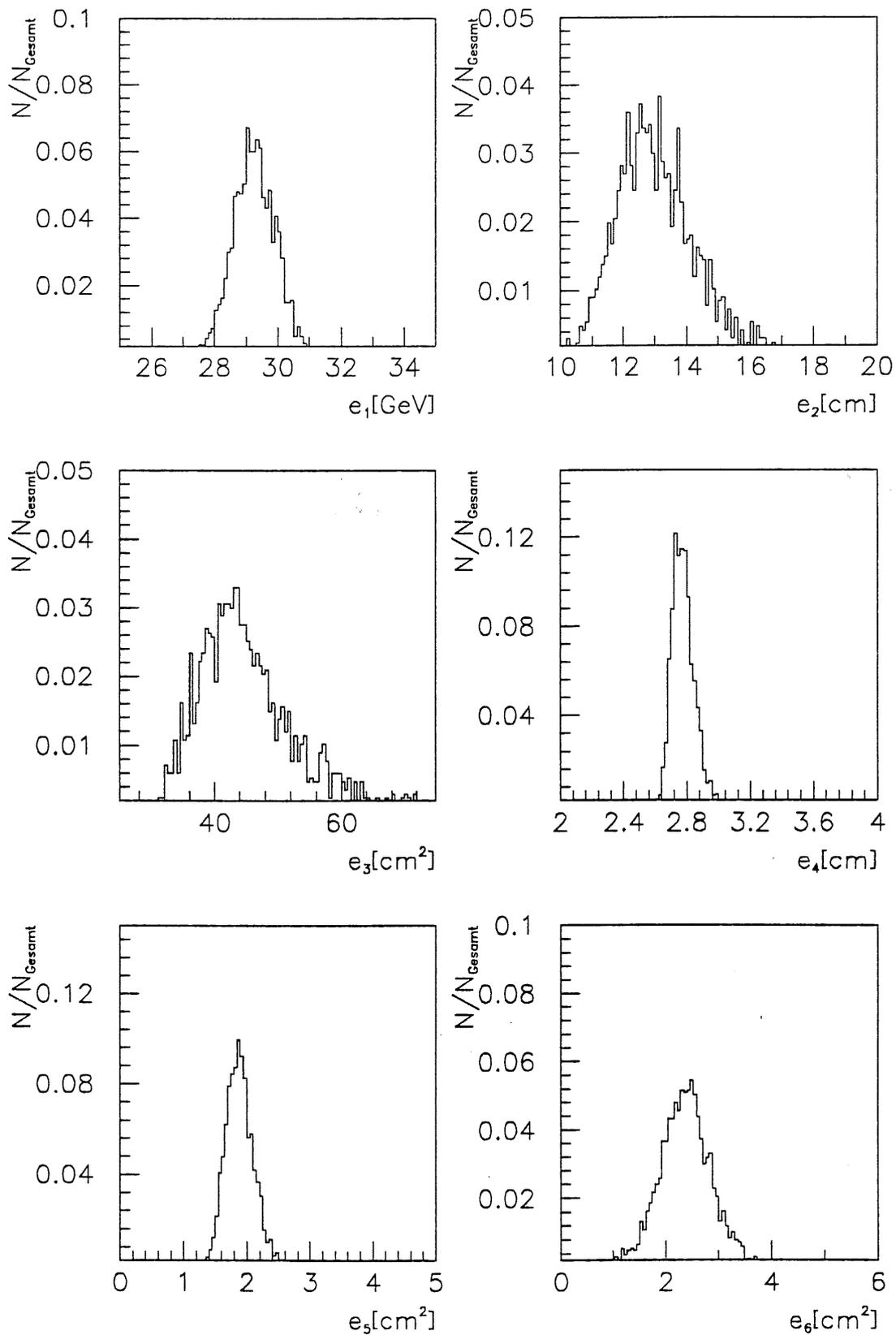


Abbildung 2.12: Häufigkeitsverteilungen der e_i für simulierte Elektronen der Energie 30 GeV, normiert auf eins. Die genauen Angaben der Simulationsparameter finden sich in Tabelle 5.1.

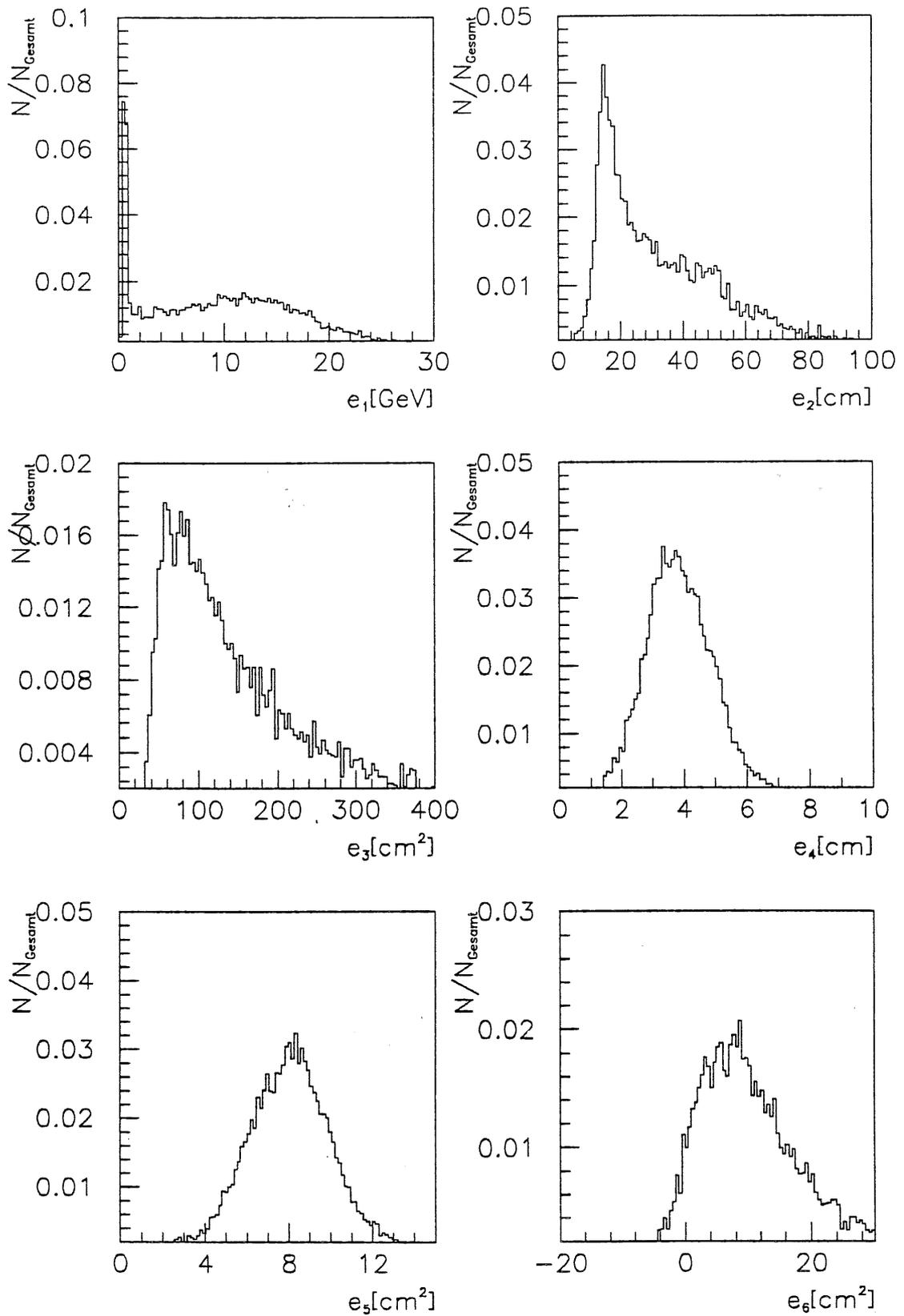


Abbildung 2.13: Häufigkeitsverteilungen der e_i für simulierte Pionen der Energie 30 GeV, normiert auf eins. Die genauen Angaben der Simulationsparameter finden sich in Tabelle 5.1

magnetischen Schauers können in erster Näherung als normalverteilt angenommen werden. Der Vektor \vec{x} eines Elektronenschauers ist damit multinormalverteilt und für seine Verteilung $f(\vec{x})$ gilt:

$$f(\vec{x}) \propto \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{x} - \vec{\mu}_e)^T H_e^{-1}(\vec{x} - \vec{\mu}_e)\right) \quad (2.27)$$

Der Mittelwert $\vec{\mu}_e$ und die Kovarianzmatrix H_e der Verteilung werden aus einem Datensatz von N simulierten Elektronen in der folgenden Form berechnet:

$$(\vec{\mu}_e)_i = \frac{\sum_N e_i}{N}, \quad (2.28)$$

$$(H)_{ij} = \frac{\sum_N (e_i - (\vec{\mu}_e)_i)(e_j - (\vec{\mu}_e)_j)}{N - 1}. \quad (2.29)$$

Der Mittelwert $\vec{\mu}_e$ und die Kovarianzmatrix H_e enthalten die Informationen über die Verteilungen der Größen e_1 bis e_6 bei elektromagnetischen Schauern. Zur Identifizierung eines Schauers vergleicht man den Vektor \vec{x} mit dem Vektor $\vec{\mu}_e$ der Mittelwerte durch einen χ^2 -Test. Dazu berechnet man

$$\eta = \chi^2 = (\vec{x} - \vec{\mu}_e)^T H_e^{-1}(\vec{x} - \vec{\mu}_e). \quad (2.30)$$

Aufgrund der Annahme, daß \vec{x} für Elektronen multinormalverteilt ist, folgt η für Elektronen einer χ^2 -Verteilung mit sechs Freiheitsgraden. Da die Verteilung der Schauermomente für Pionen deutlich von denen der Elektronen abweicht, vergleiche Abbildung 2.12 und 2.13, nimmt η für Pionen große Werte an. Abbildung 2.14 zeigt die η -Verteilungen für 30 GeV Elektronen und Pionen. In Abhängigkeit der nun bestimmten Kenngröße η kann die sogenannte Trennfunktion definiert werden.

2.4.2 Bestimmung der Trennfunktion T

Für jedes Ereignis kann die Kenngröße η berechnet werden, die ein Maß für den elektromagnetischen Charakter eines Schauers ist. Durch Angabe einer Schwelle η_{cut} wird ein Akzeptanzbereich für Elektronen festgelegt. Alle Ereignisse mit einem η kleiner als η_{cut} werden als Elektronen bezeichnet, die übrigen als Pionen. Da im allgemeinen ein Überlapp der η -Verteilungen für Pionen und Elektronen vorhanden ist, vergleiche Abb. 2.14, können in Abhängigkeit von η_{cut} zwei Fehler auftreten. Abbildung 2.15 zeigt eine Prinzipskizze der η -Verteilungen für Elektronen und Pionen, sowie die Fehler 1. und 2. Art in Abhängigkeit von η_{cut} . Wird für ein Elektron ein $\eta > \eta_{cut}$ berechnet, so wird es fälschlicherweise als Pion identifiziert, was in der Theorie der statistischen Tests als Fehler 1. Art bezeichnet wird [Fro79]. Ergibt sich hingegen für ein Pion ein $\eta < \eta_{cut}$, so wird es als Elektron identifiziert, was als Fehler 2. Art bezeichnet wird. Die Trennfunktion wird mit Hilfe dieser beiden Fehler in der folgenden Form berechnet:

$$T = \frac{1 - \text{Fehler 1. Art}}{\text{Fehler 2. Art}} = \frac{\text{relative } e^- \text{-Ausbeute}}{\text{Anteil der falsch identifizierten } \pi^-} \quad (2.31)$$

Ziel ist eine möglichst hohe Elektronenausbeute bei einer kleinen Anzahl falsch identifizierter Pionen zu erreichen, was einem großen Wert für T entspricht. Der Fehler der Trennfunktion

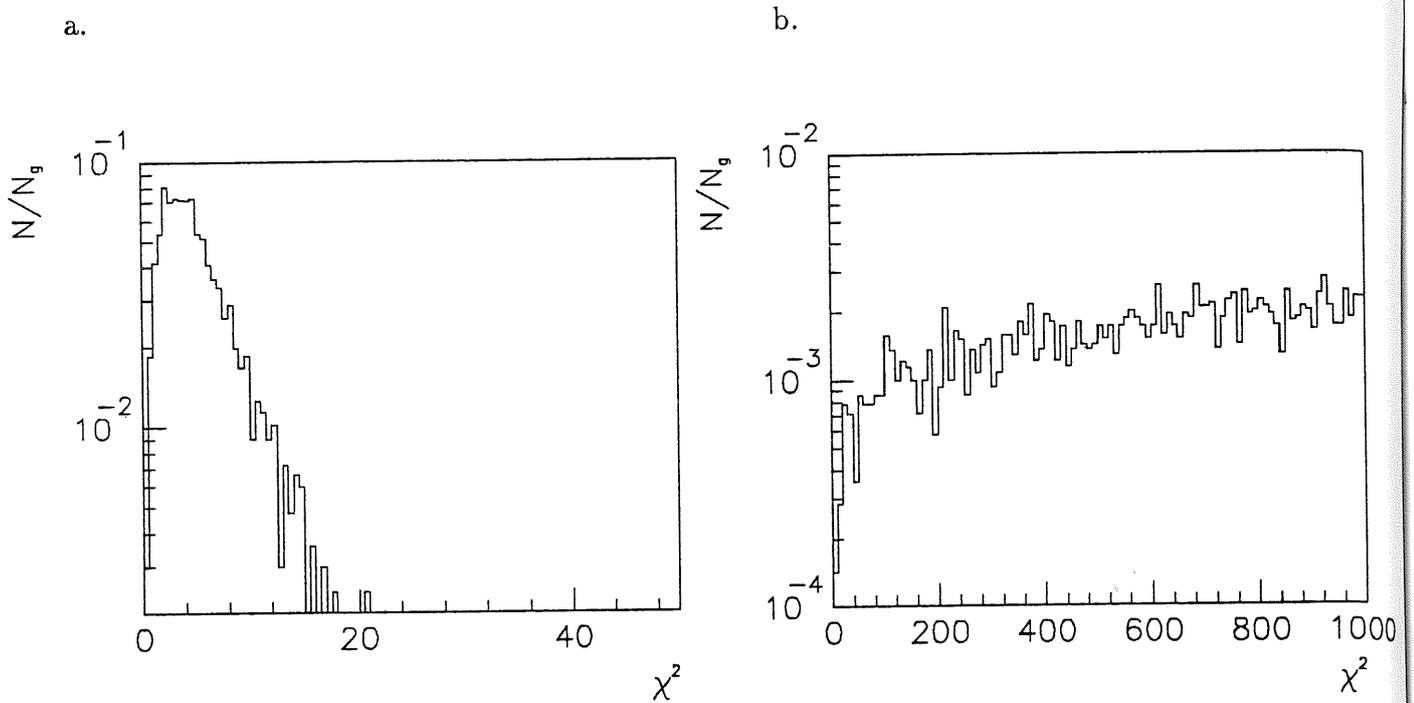


Abbildung 2.14: Häufigkeitsverteilungen für $\eta = \chi^2$ der mit den Parametern der Tabelle 5.1 simulierten Daten, normiert auf eins. a. 30 GeV Elektronen b. 30 GeV Pionen

wird durch den Fehler in der Anzahl der falsch identifizierten Pionen dominiert, der sich aus der Poisson-Statistik ergibt, siehe Anhang B. Dieser Fehler kann sehr große Werte annehmen, so daß der Fehler der richtig identifizierten Elektronen vernachlässigt werden kann.

Der hier beschriebene Algorithmus wird in der folgenden Weise auf die simulierten Daten angewendet. Im ersten Schritt wird aus einem Teil der Elektronendaten die Kovarianzmatrix H_e und die Mittelwerte μ_e berechnet. Im zweiten Schritt wird dann für die restlichen Elektronendaten und für die Pionendaten die Kenngröße η mit Hilfe der zuvor berechneten Matrix und Mittelwerte bestimmt. Schließlich wird die Trennfunktion in Abhängigkeit von der e^- -Effizienz ermittelt.

Prinzipielle Begrenzung der Elektron-Pion-Trennung

Prinzipiell wird die Elektron-Pion-Trennung durch den Prozeß des Ladungsaustauschs begrenzt [Ama81]:



Das π^0 zerfällt innerhalb von 10^{-16} Sekunden in zwei Photonen, die nachfolgend einen rein elektromagnetischen Schauer auslösen. Tritt eine solche Ladungsaustauschwechselwirkung eines π^- erst nach Verlassen des Spurkammersystems auf, so hinterläßt es im Spurkammersystem eine Spur, die genau in Richtung eines rein elektromagnetischen Schauers zeigt. Beides zusammen wird im Detektor als Elektron identifiziert. Ein solches Ereignis kann nicht mit dem zuvor beschriebenen Algorithmus von einem „echten“ Elektron unterschieden werden. In [Col90] wird für die Wahrscheinlichkeit, daß der oben genannte Ladungsaustauschprozess

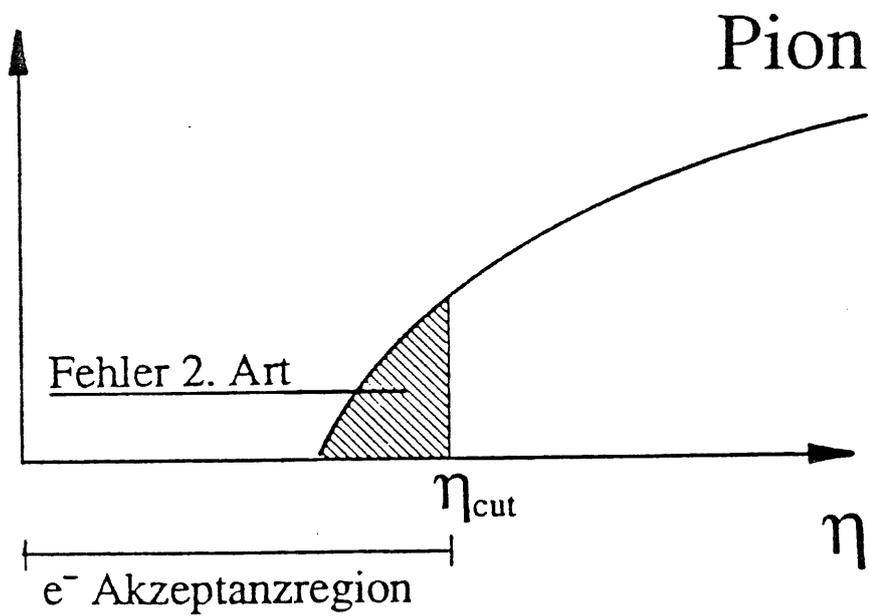
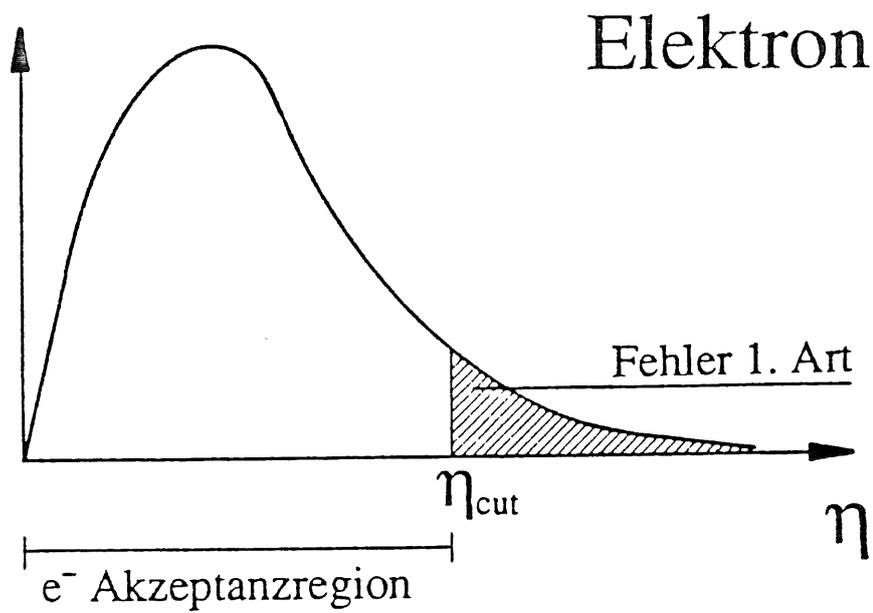


Abbildung 2.15: Prinzipskizze der η -Verteilungen für Elektronen und Pionen, Darstellung der Fehler 1. und 2. Art in Abhängigkeit von η_{cut}

stattfindet, ein Wert von 4000 angegeben. Berücksichtigt man zusätzlich, daß ein solcher Ladungsaustauschprozess eines π^- nur dann wie ein Elektron aussieht, wenn er auf den ersten Strahlungslängen stattfindet, so kann für den Idealfall eine Trennung von 5000 erwartet werden.

Kapitel 3

Simulation und Rekonstruktion von Monte-Carlo-Daten

3.1 Die Simulation mit dem Programm H1SIM

Viele der bei HERA erwarteten Ereignisse sind wie in Kapitel 1.1 erläutert, äußerst kompliziert und können nicht mehr durch einfache Modelle beschrieben werden. Die Entwicklung hadronischer Schauer ist ein Beispiel eines solch komplizierten Prozesses. Um trotzdem Aussagen über die Ereignisstrukturen und Detektorsignale bei H1 machen zu können, wurde in der H1-Kollaboration das Simulationsprogrammpaket H1SIM entwickelt [H1-91]. H1SIM verarbeitet physikalische Ereignisse, die als Vierervektoren der erzeugten Teilchen vollständig generierter Elektron-Proton-Wechselwirkungen eingelesen werden. Die Ausgabe besteht aus Detektorsignalen, die in derselben Form vorliegen, wie die Daten realer Ereignisse im H1-Detektor. Die Simulation der physikalischen Prozesse im Detektormaterial wird von GEANT geleistet [Bru87]. GEANT ist ein Programmpaket zur Beschreibung der Detektorgeometrie und zur Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer. Dabei stehen zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen die beiden Programmpakete GEISHA [Fes85] und FLUKA [Flu90] zur Verfügung. Der Anwender kann zwischen zwei verschiedenen Simulationsarten wählen:

- Die detaillierte Simulation unter Verwendung von GEISHA oder FLUKA
- Die schnelle Simulation H1FAST unter Verwendung der Schauerparametrisierungspakete GFLASH oder ALGORIX

Die beiden Simulationsarten unterscheiden sich hauptsächlich in der benötigten Rechenzeit und in der Genauigkeit der Simulation. Während bei der schnellen Simulation Teile des Schauers parametrisiert werden, sobald sich ihre Entwicklung auf ein Modul des Kalorimeters beschränkt, wird bei der detaillierten Simulation die Spur jedes Schauerteilchens bis zur lokalen Energiedeposition verfolgt, siehe Kapitel 3.1.2. Die gesamte Ein- und Ausgabe bei H1SIM erfolgt mit Hilfe eines Datenbanksystems. Um den Datenfluß im Programm H1SIM zu verdeutlichen, werden im folgenden die drei wichtigsten Module des Programms beschrieben.

3.1.1 Die Module *GEANT*, *DIGI* und *TRIG* des Simulationsprogramms H1SIM

Die wichtigsten Bestandteile des Simulationsprogramms H1SIM sind die drei Module *GEANT*, *DIGI* und *TRIG*.

Das Modul *GEANT* stellt den Hauptteil der Simulation dar und benötigt die meiste Rechenzeit. Die Eingabe besteht aus Vierervektoren vollständig generierte Ereignisse, die Ausgabe aus sogenannten Hit-Datenbanken. Sie beinhalten die Koordinaten des Eintrittspunktes und des Austrittspunktes einer Teilchentrajektorie für die aktiven Detektorkomponenten im Spurkammernsystem, sowie die Energiedeposition im Kalorimeter. Die gesamten physikalischen Prozesse wie Spurverfolgung im Magnetfeld, Wirkungsquerschnitte, Erzeugung der Sekundärteilchen und Schauarentwicklung wird von dem Programmpaket *GEANT* simuliert.

Das Modul *DIGI* transformiert die im Modul *GEANT* erzeugten Hit-Datenbanken in sogenannte Digi-Datenbanken. Diese enthalten das Detektorsignal in einer Form ähnlich zu der realer Ereignisse, also u.a. Informationen über Kanalnummern und Signalhöhe.

Das Modul *TRIG* berechnet aus den Digi-Datenbanken das Triggersignal.

Abbildung 3.1 zeigt eine graphische Darstellung der Module und des Datenflusses.

3.1.2 Beschreibung der Steuerparameter

Um den verschiedenen physikalischen Anforderungen an die Simulation bei möglichst niedriger Rechenzeit gerecht zu werden, können bestimmte Steueroptionen gewählt werden, die ebenfalls in Datenbanken angegeben werden. Es werden hier nur die Steueroptionen des Programms H1SIM beschrieben, die für die in dieser Arbeit verwendeten simulierten Daten benötigt wurden. Man unterscheidet Hauptsteuerparameter, die nicht mit einem bestimmten Programmmodul des Simulationsprogramms verknüpft sind, von denen, die direkt in die drei oben beschriebenen Programmmodule eingehen. Zu den Hauptsteuerparametern gehört die Anzahl der zu simulierenden Ereignisse und die Zufallszahl, mit der die Simulation gestartet wird. Weiterhin kann die Stärke des magnetischen Feldes vorgegeben werden.

Zu den wichtigsten mit dem Programmmodul *GEANT* verknüpften Steuerparametern gehören die Abschneideenergien für Elektronen bzw. Positronen Photonen und Hadronen für die Schauersimulation. Die Spur der Teilchen wird detailliert verfolgt, solange ihre kinetische Energie größer als die Abschneideenergie ist. Danach wird die verbleibende Energie lokal deponiert. Die Simulation eines Schauers ist umso genauer, je niedriger diese Abschneideenergien sind. Bei den für diese Arbeit simulierten Daten werden sie so bestimmt, daß die mit den simulierten Daten im FB2E-Kalorimeter erreichte Energieauflösung mit den Ergebnissen des CERN-Tests übereinstimmt. In Anhang A wird gezeigt, daß der folgende Satz von Abschneideenergien zu einer entsprechenden Energieauflösung führt:

$$E_{\gamma} = 0,2 \text{ MeV}, \quad (3.1)$$

$$E_{e^{\pm}} = 1,0 \text{ MeV}, \quad (3.2)$$

$$E_{\text{Hadron}} = 1,0 \text{ MeV}. \quad (3.3)$$

Dieser Satz von Abschneideenergien wird in allen weiteren Simulationen verwendet.

Weiterhin können spezifischen Steuerparameter für verschiedene Teile des Detektors angegeben werden. Es werden acht Detektorkomponenten unterschieden, zu denen das Flüssig-Argon-Kalorimeter, das zentrale Spurkammernsystem, die Vorwärtsspurkammern, das Plug-Kalorimeter, das BEMC-Kalorimeter, das instrumentierte Eisen, der Vorwärtsmyonendetektor und der Luminositätsdetektor gehören. Für jede dieser acht Komponenten kann die Genauigkeit der zu simulierenden Detektorgeometrie, sowie die Methode der Spurverfolgung gewählt werden. Der Anwender kann zwischen zwei Granularitäten in der Geometriebeschreibung wählen. Bei der niedrigen Granularität wird das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter durch jeweils ein Material homogen ausgefüllt, wobei sich die Strahlungslängen aus einer Mittelung über die verschiedenen beteiligten Materialien und Strahlungslängen ergeben. Bei der hohen Granularität wird jede Ausleseinheit durch vier Schichten beschrieben. Der genaue Aufbau eines Moduls des FB2-Kalorimeters wird in Kapitel 4.1 beschrieben. Hier sei nur erwähnt, daß für den elektromagnetischen Teil die Hochspannungsplatte und die Ausleseplatte bzw. für den hadronischen Teil die Auslezelle und die Absorberplatte sowie jeweils das flüssige Argon getrennt beschrieben werden. Bei der Elektron-Pion-Trennung ist insbesondere die räumliche Entwicklung der Teilchenschauer wichtig, so daß sämtliche Daten mit der hohen Granularität der Kalorimetergeometrie simuliert worden sind.

Weiterhin kann eine Schwelle für die Energie der Sekundärteilchen angegeben werden, oberhalb derer Typ, Impuls und Ursprung der entsprechenden Sekundärteilchen dokumentiert werden. Für die verschiedenen Detektorkomponenten können sogenannte „Starting-Datenbanken“ produziert werden, denen entnommen werden kann, an welcher Stelle und mit welchem Impuls Teilchen in ein Unterdetektorvolumen eintreten. Es können außerdem die Koordinaten des Ereignisursprungs und ihre Standardabweichungen angegeben werden.

Neben der Möglichkeit, vollständig generierte Ereignisse einzulesen, können auch einzelne Teilchen mit dem sogenannten „Inline Event Generator“ generiert werden. Dazu kann die Art, die Energie, der Ursprung und die Richtung des zu generierenden Teilchens angegeben werden.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wird nur die Simulation des Kalorimeters benutzt. Außerdem werden nur einzelne mit dem Inline Event Generator generierte Teilchen und keine vollständigen Ereignisse betrachtet.

3.2 Das Rekonstruktionsprogramm H1REC

H1REC ist ein Programmpaket zur Rekonstruktion von H1-Ereignissen, wobei sowohl echte als auch simulierte Daten verarbeitet werden können. Mit Hilfe von H1REC sollen Detektorsignale so verarbeitet werden, daß Ereignisstrukturen deutlich werden und der Typ, der Impuls und die Energie der bei einer Wechselwirkung erzeugten Teilchen rekonstruiert werden kann. H1REC ist aus verschiedenen Programmodulen aufgebaut, die nahezu unabhängig voneinander aufgerufen werden können. Sie erfüllen stark voneinander abgegrenzte Aufgaben, wie zum Beispiel die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen oder die Rekonstruktion der im Kalorimeter deponierten Energie. In dieser Arbeit wird lediglich die Rekonstruktion

der im Kalorimeter deponierten Energie benötigt, was durch das im folgenden beschriebene Programmmodul *ASCALE* geleistet wird.

3.2.1 Rekonstruktion der im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponierten Energie

ASCALE ist das erste Modul in der Rekonstruktionskette des Flüssig-Argon-Kalorimeters [Küs91]. Es berechnet auf der Basis einer Kalibration mit Elektronen aus der in den aktiven Schichten des Flüssig-Argon-Kalorimeters deponierten Energie die im gesamten Kalorimeter deponierte Energie, was auch als Energie auf der idealen elektromagnetischen Skala bezeichnet wird [Loc92].

Das Signal eines Flüssig-Argon-Kalorimeters ist immer vom Rauschen der Ausleseelektronik überlagert. Um die simulierten Daten einem echten Ereignis bei H1 so gut wie möglich anzupassen, können sie mit Rauschen überlagert werden. Da Rauschsignale nicht gaußisch verteilt sind und damit schlecht simuliert werden können, werden echte, bei H1 gemessene Rauschsignale überlagert. Die Rauschladungen der einzelnen Kalorimeterzellen können in Zufallsereignissen, sogenannten „Random Trigger Events“, bestimmt werden, bei denen keine Teilchen in das Kalorimeter gelangen. Durch Beobachtung vieler solcher Random Trigger Events können Verteilungen der Rauschladungen für alle Kalorimeterzellen bestimmt werden. Diesen Verteilungen wird für jede Zelle i des Kalorimeters eine Gaußkurve mit der Standardabweichung σ_i angepaßt. Um den Einfluß des Rauschens auf das Kalorimetergesamtsignal, das von einfallenden Teilchen erzeugt wird, zu unterdrücken, werden die in den Kalorimeterzellen gemessenen Ladungen Q_i dem folgenden Verfahren unterworfen.

Für jeden Auslesekanal i wird die gemessene Ladung Q_i mit der Standardabweichung σ_i verglichen. Erfüllt Q_i für den festen Parameter n_g die Bedingung

$$Q_i > n_g \sigma_i, \quad (3.4)$$

was als $n_g \sigma$ Schnitt auf die Rauschverteilung bezeichnet wird, so wird angenommen, daß Q_i von den Teilchen eines Schauers erzeugt wurde. Ansonsten wird Q_i auf das Rauschen zurückgeführt und für die weitere Berechnung der Gesamtladung nicht berücksichtigt. Das oben beschriebene Verfahren wird auch als globaler Schnitt auf die Rauschverteilung bezeichnet. Neben dem globalen Schnitt kann ein weiterer topologischer Schnitt durchgeführt werden, für den ebenfalls ein fester Parameter $n_t > n_g$ definiert wird. Ein Auslesekanal i wird dann weiterhin betrachtet, wenn für die gemessene Ladung Q_i gilt:

$$Q_i > n_t \sigma_i \quad (3.5)$$

Befinden sich in der direkten Nachbarschaft dieser Kalorimeterzellen weitere Zellen, für die gilt:

$$n_g \sigma_i < Q_i \quad (3.6)$$

so werden auch sie weiterhin bei der Berechnung der Gesamtladung berücksichtigt. Der Vorteil dieses topologischen Schnitts besteht darin, daß zunächst nur Kalorimeterzellen mit einer Ladung oberhalb einer relativ hohen Schwelle von $n_t \sigma_i$ berücksichtigt werden. Trotzdem werden Zellen mit einer kleinen gemessenen Ladung Q_i am Rand eines Schauers nicht

verworfen, sofern sie sich in der Nachbarschaft einer Zelle mit Ladung $Q_i > n_t \sigma_i$ befinden und die Bedingungen des globalen Rauschschnitts erfüllen. Die hier verwendeten Random Trigger Events stammen aus einer Datennahmeperiode zur Messung kosmischer Strahlung im April 1991. Bei der Rekonstruktion sämtlicher simulierter Ereignisse werden analog zur CERN-Teststrahlanalyse die folgenden Werte für n_g und n_t gewählt:

$$n_g = 2, \quad n_t = 4 \quad (3.7)$$

3.2.2 Auswahl der Kalorimeterzellen zur Momentenberechnung

Für den in Kapitel 2.4 beschriebenen Algorithmus werden nur Kalorimeterzellen innerhalb eines Zylinders um die Einschubrichtung berücksichtigt. Wie in Anhang A gezeigt wird, erfolgt die Wahl des Zylinderradius dabei so, daß ein Elektronenschauer ganz in ihm enthalten ist. Diese zusätzliche Bedingung ist notwendig, um den Einfluß von Rauschen möglichst klein zu halten, siehe Kapitel 5.2.1. Außerdem werden nur Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters zur Momentenberechnung berücksichtigt, da in [Col90] gezeigt werden konnte, daß die Hinzunahme der im hadronischen Kalorimeter getroffenen Zellen zu einer Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung führt.

Kapitel 4

Ergebnis einer Analyse von Teststrahlraten

In diesem Kapitel wird zunächst der Aufbau des FB2-Kalorimeters im H1-Detektor genauer beschrieben. Anschließend soll der Teststrahllaufbau am CERN-SPS erläutert werden, mit dem ein Modul dieses FB2-Kalorimeters untersucht wurde.

4.1 Das FB2-Kalorimeter

Das FB2-Kalorimeter befindet sich im vorderen Teil des H1-Kalorimeters und erstreckt sich auf einem Polarwinkelbereich von $19^\circ \leq \theta \leq 26^\circ$. Es ist in acht gleichartige Module unterteilt, die jeweils einen Azimutalwinkelbereich von $\Delta\phi = 45^\circ$ abdecken. Jedes Modul besteht aus einem elektromagnetischen, dem FB2E-, und einem hadronischen, dem FB2H-Kalorimeter. Die Absorberplatten liegen senkrecht zur Strahlachse, so daß vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen unter einem Winkel von im Mittel $67,5^\circ$ zu den Absorberplatten in das Kalorimeter eintreten.

4.1.1 Aufbau des FB2-Kalorimeters

Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Schichtaufbau des FB2E-Kalorimeters. In einem FB2E-Modul befinden sich 120 Absorberplatten, die von neun Stahlstangen zusammengehalten werden. Die Absorberplatten bestehen aus Blei und sind beidseitig mit kupferbeschichteten Platten aus glasfaserverstärktem Kunststoff G10 beklebt [H1-86], wobei zwei verschiedene Arten von Platten, Hochspannungsplatten und Ausleseplatten, existieren. Bei den Hochspannungsplatten ist die Kupferoberfläche mit hochspannungsfestem Kapton beschichtet, worauf eine hochohmige Graphit-Kunsthartz-Schicht¹ aufgebracht ist. Um das Kalorimeter zellenweise auslesen zu können, ist die Kupferbeschichtung der Ausleseplatten in mehrere Segmente, sogenannte Pads, unterteilt, die jeweils die Frontfläche einer Zelle bilden. Abbildung 4.2 zeigt die Segmentierung der Ausleseplatten des FB2-Kalorimeters. Im elektroma-

¹High Resistive Coating HRC

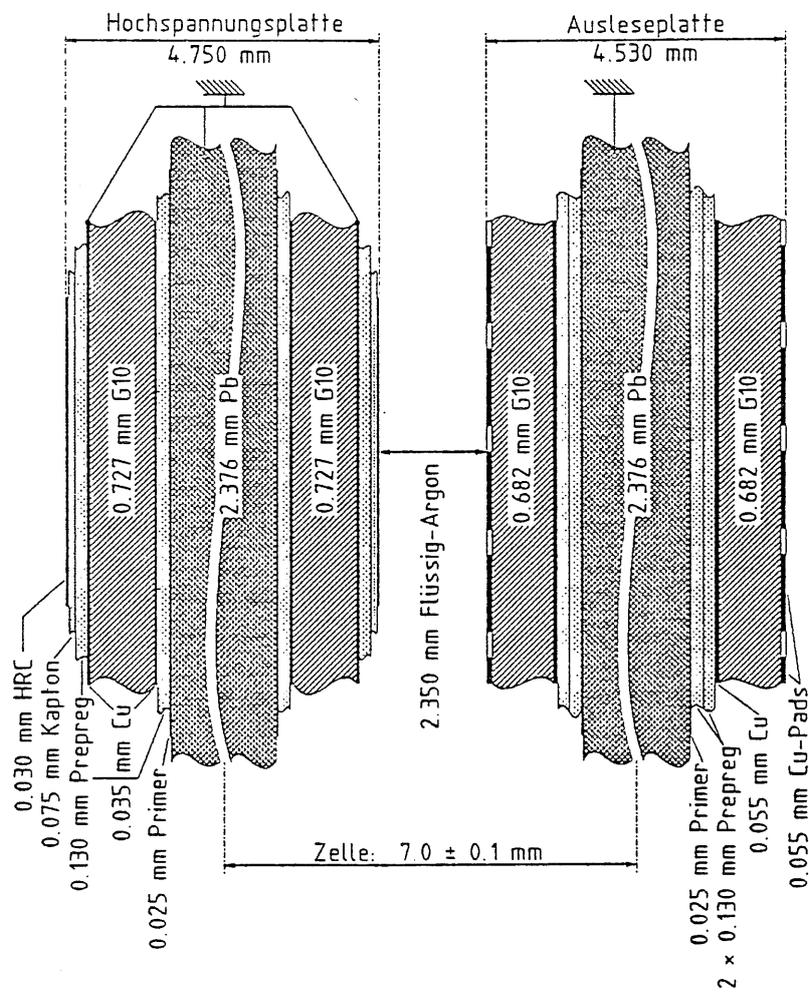


Abbildung 4.1: Aufbau und Schichtstruktur einer Auslezelle des FB2E-Kalorimeters [Guz91].

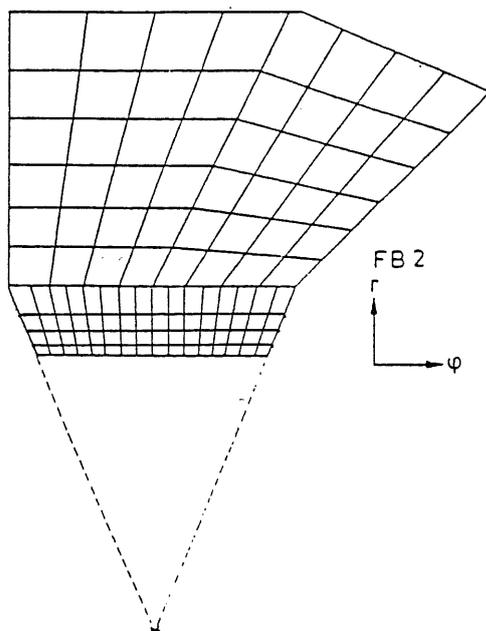


Abbildung 4.2: Segmentierung der FB2-Ausleseplatten [H1-86].

netischen Teil des FB2 ist eine Ausleseplatte in ϕ in 16 Zellen und in r in 4 Zellen, den sogenannten θ -Lagen, unterteilt. Die Abmessung eines Pads in ϕ entspricht dabei ungefähr einem Molièreradius. Im hadronischen Teil orientiert sich die Padgröße an der nuklearen Absorptionslänge λ . Eine Ausleseplatte des FB2H-Kalorimeters ist damit in ϕ in 8 Zellen und in r in 6 Zellen unterteilt. Entlang der z -Achse werden mehrere Ausleseplatten zu einer Auslesezone, den sogenannten z -Lagen, zusammengefaßt. Das elektromagnetische FB2-Kalorimeter ist in 8 z -Lagen gegliedert, der hadronische Teil in 4 z -Lagen. Der Abstand zwischen den abwechselnd aufeinanderfolgenden Auslese- und Hochspannungsplatten wird durch Abstandshalter, sogenannte Spacer definiert. Um den Energieverlust der Teilchen vor dem Kalorimeter auszugleichen, unterscheidet sich der Aufbau der ersten θ -Lage des FB2E-Kalorimeters deutlich von den anderen, was im folgenden beschrieben werden soll. Die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen durchdringen auf ihrem Weg zum Kalorimeter bereits Materie und deponieren dabei Energie, die bei der Energiemessung im Kalorimeter verloren geht. Diese Energiedeposition führt also zu keinem sichtbaren Signal, weshalb die Materie vor dem Kalorimeter auch als totes Material bezeichnet wird. Um diesen Energieverlust auszugleichen, besitzen die Platten in der ersten θ -Lage des FB2E-Kalorimeters keinen Bleikern, so daß dieser Teil des Kalorimeters lediglich der Ladungssammlung und nicht der Schauerentwicklung dient. Es wird also die vor dem Kalorimeter entstandene Ladung gemessen, weshalb diese θ -Lage als Presampler bezeichnet wird.

Der Schichtaufbau des FB2H-Kalorimeters kann Abbildung 4.3 entnommen werden. Die Absorberplatten eines Moduls des FB2H-Kalorimeters bestehen aus Stahl und sind zu einer selbsttragenden Struktur verschweißt [H1-86]. Zwischen den Absorberplatten befinden sich unabhängige Ausleseeinheiten². Sie bestehen aus zwei 1,5 mm dicken Stahlplatten, auf deren

²Read-Out Cell ROC

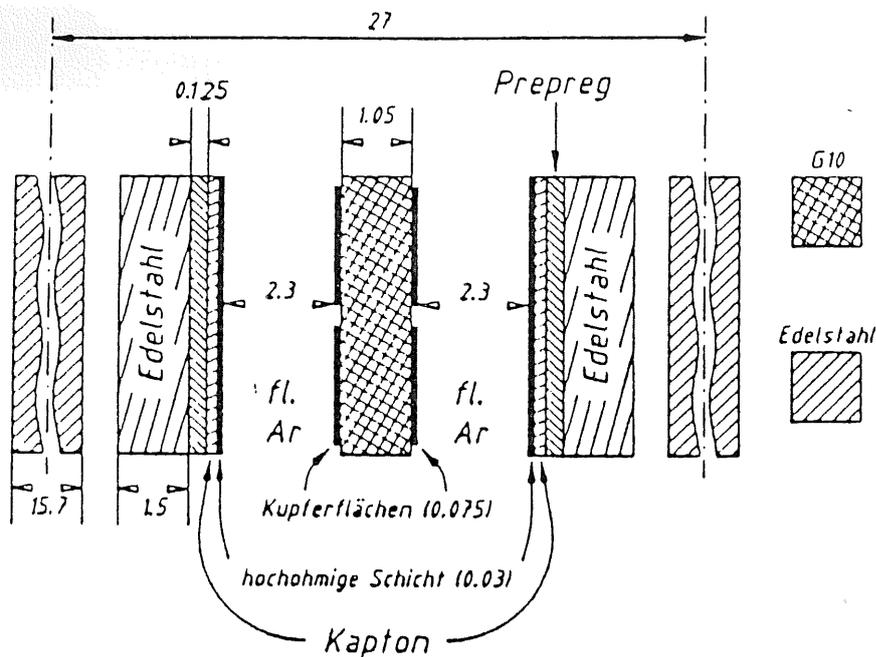


Abbildung 4.3: Schema des Schichtaufbaus des FB2H-Kalorimeters [Col90].

Innenseiten mit HRC überzogene Kaptonfolien aufgebracht sind. Zwischen den Stahlplatten befindet sich eine G10-Ausleseplatte, die beidseitig mit Kupfer beschichtet ist.

In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten physikalischen Größen zur Beschreibung des FB2-Kalorimeters aufgeführt. Die angegebenen Werte ergeben sich aus einer Mittelung über die verschiedenen

	FB2E	FB2H
X_0 [cm]	1,55	2,36
R_m [cm]	3,39	2,45
λ_i [cm]	37,60	25,90

Tabelle 4.1: Charakteristische Eigenschaften des FB2-Kalorimeters.

Schichten des Kalorimeters gemäß

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{d_i}{X_i}, \quad \text{analog für } \lambda_i \text{ und } R_m, \quad (4.1)$$

wobei d_i die Dicke der Schicht i mit der charakteristischen Strahlungslänge X_i ist. Da zur Elektron-Pion-Trennung die unterschiedliche räumliche Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer genutzt wird, ist ein großes Verhältnis der beiden natürlichen Skalen λ_i/X_0 in einem Material wichtig. Für das FB2E-Kalorimeter ergibt sich ein Verhältnis von

$$\left(\frac{\lambda_i}{X_0} \right)_{em} = 24.3, \quad (4.2)$$

so daß diese Voraussetzung für eine gute Elektron-Pion-Trennung sehr gut erfüllt ist.

4.1.2 Der Teststrahlaufbau am CERN-SPS

Einige Kalorimetermodule des H1-Detektors wurden am H6-Teststrahl des CERN-SPS untersucht [H6-81]. Das SPS liefert alle 14,4 Sekunden Protonen mit einer Energie von 450 GeV, die auf einen Materieblock geschossen werden. Aus den dabei produzierten Teilchen können mit Hilfe eines Systems von Magneten und Kollimatoren Elektronen oder Pionen mit einer definierten Energie zwischen 10 – 250 GeV für den H6-Teststrahl selektiert werden. Mit Hilfe einer Strahlführungsoptik wurde der Teilchenstrahl auf einen Flüssig-Argon-Kryostaten gelenkt, in dem sich die verschiedenen Testmodule des H1-Kalorimeters befanden. Der Eintrittspunkt der Teilchen in den Kryostaten konnte mit Hilfe von vier Vieldrahtproportionalkammern bestimmt werden. Die Teilchenidentifikation erfolgte durch zwei differentielle Čerenkovzähler. Eine genauere Beschreibung der Datenselektion findet man bei [Col90].

In der hier vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse zur Elektron-Pion-Trennung im FB2 aus Monte-Carlo-Rechnungen mit Ergebnissen aus Teststrahl Daten verglichen. Bei diesen Teststrahlstudien wurde ein Modul des FB2-Kalorimeters sowie ein Prototyp im H6-Strahl untersucht. Die Module waren dabei so angeordnet, daß die Konstellation im H1-Detektor möglichst gut wiedergegeben wurde. Die Elektronen und Pionen trafen unter einem Winkel von 34° zur Normalen der Absorberplatten auf, siehe Abbildung 4.4. Nach der Datenselektion

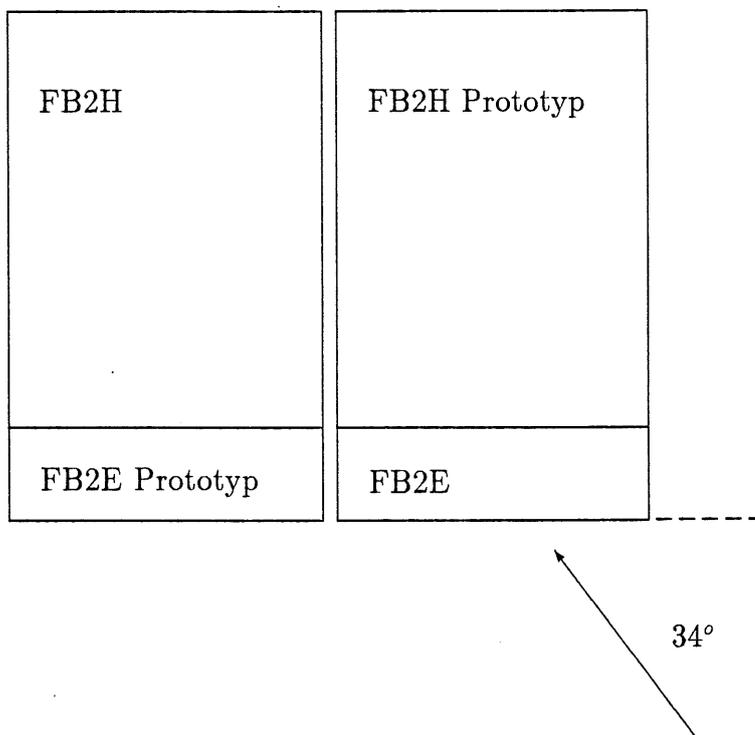


Abbildung 4.4: Anordnung der getesteten Module und Auftreffpunkt des Strahls.

standen 5419 Elektronen und 5103 Pionen der Energie 30 GeV zur Verfügung.

4.2 Ergebnisse für die Elektron-Pion-Trennung aus CERN-Teststrahldaten

Im folgenden sollen kurz die in [Col90] beschriebenen Ergebnisse der Teststrahlstudien zusammengefaßt werden. Zur Berechnung der Schauermomente wurden die verbliebenen Daten zunächst den in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Schnitten auf die Rauschverteilung unterworfen, wobei der globale Schnitt mit $n_g = 2$ und der topologische Schnitt mit $n_t = 4$ durchgeführt wurde. Die Schauerachse und der Schauerstartpunkt, welche in die Berechnung der Schauermomente eingehen, waren dabei durch die Einschußrichtung und den Auftreffpunkt der Teilchen auf die Kalorimetermodule bestimmt. Aus den Elektronenereignissen wurden zunächst wie in Kapitel 2.4 beschrieben der Mittelwert $\vec{\mu}_e$ und die Kovarianzmatrix H_e berechnet. Die Elektronen- und Pionendaten wurden dann zur Durchführung des χ^2 -Tests und der daran anschließenden Berechnung der Trennfunktion T in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute genutzt. Abbildung 4.5 zeigt das Resultat für die Elektron-Pion-Trennung der Teststrahldaten. Die Fehler der Trennfunktion wurden dabei gemäß der Poisson-Statistik bestimmt, siehe Anhang B. Es wurde eine Trennung von 4500 bei einer Elektronenausbeute von 97 % erreicht, die damit, wie in Kapitel 2.4.2 gezeigt wurde, im Rahmen des theoretisch Erreichbaren liegt. In den nun folgenden beiden Kapiteln wird dieses Ergebnis mit Monte-Carlo-Rechnungen verglichen, um verschiedene Einflüsse auf die Elektron-Pion-Trennung zu untersuchen.

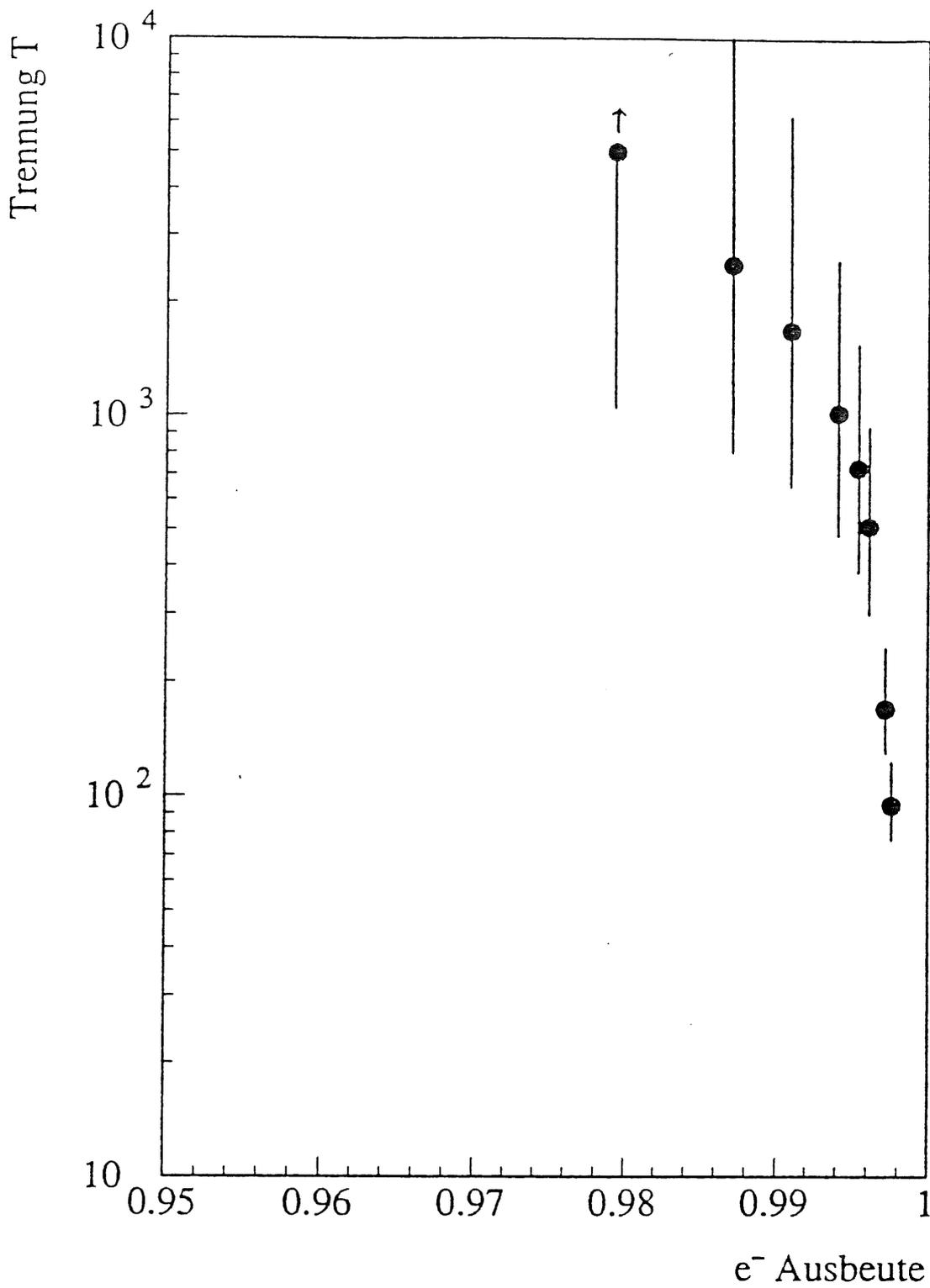


Abbildung 4.5: Ergebnis für die Elektron-Pion-Trennung in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für CERN-Teststrahl Daten [Col90].

Kapitel 5

Resultate der Monte-Carlo-Analyse

Bei der Analyse der Elektron-Pion-Trennung im FB2-Kalorimeter muß berücksichtigt werden, daß hier das tote Material vor dem Kalorimeter mit etwa zwei Strahlungslängen X_0 ein größeres Ausmaß als für andere Räder des Flüssig-Argon-Kalorimeters erreicht. Vor dem CB3-Kalorimeter, das ebenfalls in dieser Arbeit untersucht wird, befinden sich z.B. nur 1,2 Strahlungslängen totes Material [H1-86]. Bei der Untersuchung des FB2-Kalorimeters im CERN-Teststrahl befanden sich 1,4 Strahlungslängen totes Material vor dem Kalorimeter [Har92]. Durch das tote Material vor dem Kalorimeter beginnt die Schauerbildung der einfallenden Teilchen bereits vor dem Kalorimeter, wodurch die Bestimmung der Schauerachse und des Schauerstartpunkts erschwert wird. Weiterhin muß beachtet werden, daß die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen unter einem Winkel von im Mittel $67,5^\circ$ zu den Absorberplatten in das FB2-Kalorimeter einfallen. Die longitudinale Entwicklung des Schauers erfolgt also im Gegensatz zum IF- und CB-Kalorimeter nicht senkrecht zu den Absorberplatten. Dadurch können die longitudinalen und die lateralen Anteile eines Schauers im FB2-Kalorimeter schlechter voneinander getrennt werden.

In diesem Kapitel werden zunächst die Ergebnisse der CERN-Testdatenanalyse mit denen der Simulation verglichen. Dabei wird auch der Einfluß von Rauschen auf das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung untersucht. Unter Berücksichtigung der oben beschriebenen Eigenschaften des FB2-Kalorimeters werden dann im nächsten Kapitel verschiedene Einflüsse auf die Trennung betrachtet.

5.1 Parameter der Simulation

Um die Ergebnisse der CERN-Testdatenanalyse mit denen der Simulation vergleichen zu können, werden isolierte Elektronen und Pionen mit dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Inline Event Generator erzeugt. Die Energie der Teilchen beträgt wie bei den CERN-Teststrahl Daten 30 GeV. Sie werden in θ unter 24° und in ϕ unter 25° vom Wechselwirkungspunkt aus in das FB2-Kalorimeter eingeschossen, so daß der Schauer eines Elektrons nahezu vollständig in einem Modul des FB2E-Kalorimeters enthalten ist und damit der Situation des CERN-Teststrahlaufbaus so gut wie möglich entspricht. Weiterhin wurde der Wert des magnetischen Feldes im Detektor auf null gesetzt. Tabelle 5.1 enthält die Parameter der Simulation.

Abbildung 5.1 zeigt die Teilchenschauer eines mit den obigen Parametern simulierten Elek-

E	Primärenergie des einfallenden Teilchens	30 GeV
θ	Polarwinkel des einfallenden Teilchens	24°
ϕ	Azimuthalwinkel des einfallenden Teilchens	25°
$(r; z)$	Koordinaten des Teilchenursprungs in cm	(0;0)
B	Magnetfeld im H1-Detektor	0,0 Tesla

Tabelle 5.1: Parameter der Simulation ohne Magnetfeld.

trons und Pions im H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter.

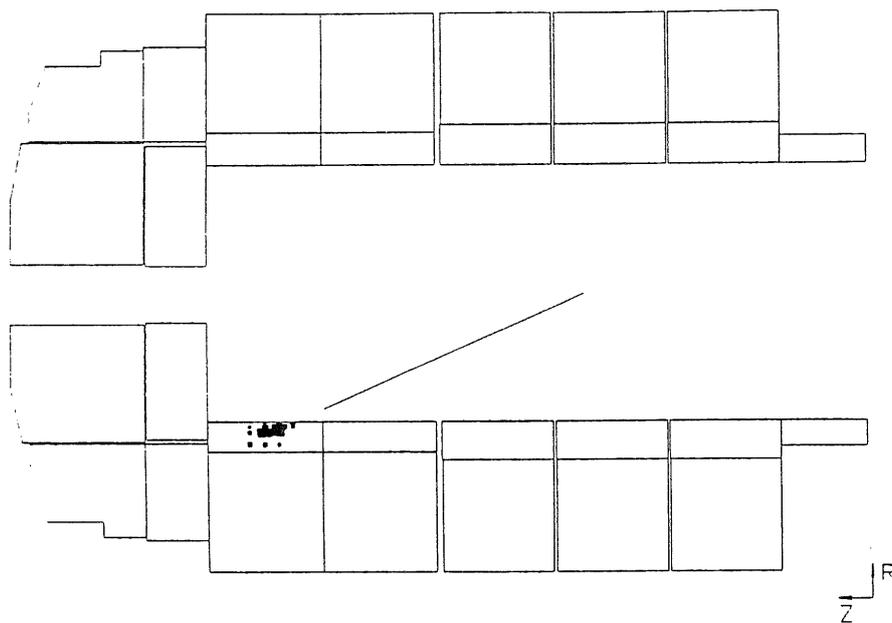
5.2 Vergleich der Ergebnisse aus Teststrahldaten und simulierten Daten

Die mit den obigen Parametern simulierten Daten werden wie in Kapitel 3.2 beschrieben rekonstruiert, d.h. die Kalorimetersignale werden in Zellenergien auf der idealen elektromagnetischen Skala umgerechnet, Rauschen wird überlagert und es werden die beiden Schnitte auf die Rauschverteilung durchgeführt.

Um die in Kapitel 2.4 beschriebenen Schauer Momente berechnen zu können, muß zunächst die Schauerachse bestimmt werden. Diese sollte mit der gleichen Genauigkeit bekannt sein wie bei der Analyse der CERN-Teststrahldaten. Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, waren bei diesen Daten Schauerachse und -startpunkt aus der Einschußrichtung der Teilchen bekannt und wurden nicht aus den Kalorimetersignalen berechnet. Bei den simulierten Daten wird deshalb die Schauerachse ebenfalls als Einschußrichtung der Teilchen festgelegt. Der Schauerstartpunkt ergibt sich als Durchstoßpunkt dieser Achse durch die Kalorimeterfrontfläche. Die so bestimmte Schauerachse geht direkt in die Berechnung des Vektors \vec{x} für jedes Ereignis ein. Anschließend wird die Trennfunktion T in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute berechnet.

Abbildung 5.2 zeigt die Verteilungen der Schauer Momente der Elektronen- und Pionereignisse. Man sieht deutlich, daß nur ein geringer Überlapp in den beiden Verteilungen besteht, insbesondere mit den beiden radialen Momente e_4 und e_5 können Elektronen und Pionen gut voneinander getrennt werden. Das mit diesen Daten erreichte Ergebnis für die Elektron-Pion-Trennung sowie die χ^2 -Verteilungen können Abbildung 5.3 entnommen werden. Der stufenförmige Verlauf der Trennfunktion ist durch die begrenzte Pionenstatistik bedingt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der CERN-Teststrahldatenanalyse mit eingetragen [Col90]. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Teststrahldaten und der Monte-Carlo-Simulation. Bei einer Elektronenausbeute von 97 % wird eine Trennung von $T = 4500$ erreicht, d.h. von 10000 Pionen werden nur zwei Pionen als Elektron identifiziert. Der Fehler der Trennfunktion wird gemäß der Poisson-Statistik bestimmt, siehe Anhang B, er ist für einige Werte der Trennfunktion eingezeichnet.

a.



b.

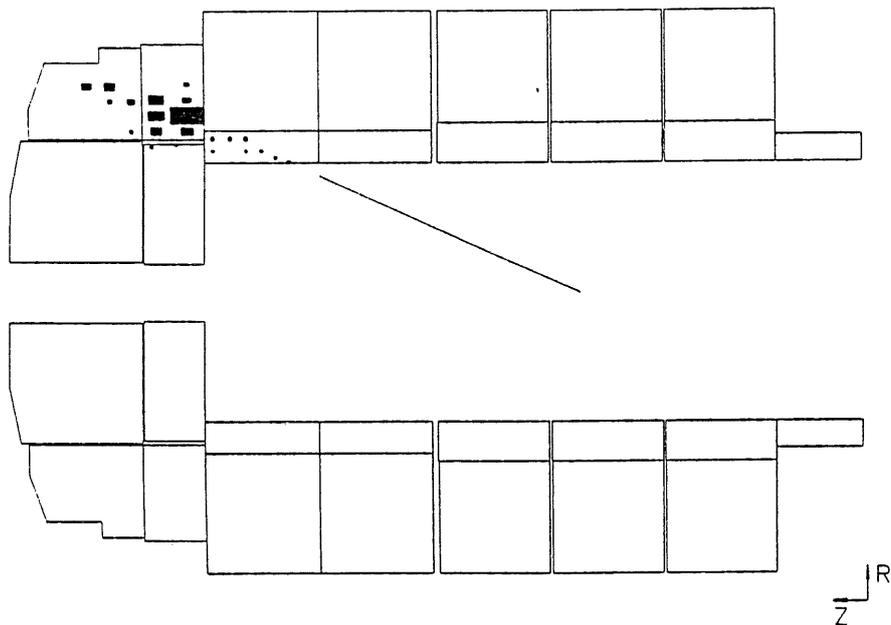


Abbildung 5.1: a. Schauer eines 30 GeV Elektrons; b. Schauer eines 30 GeV Pions im H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter ohne Überlagerung von Rauschen. Die Kalorimeterzellen, in denen Energie deponiert worden ist, sind schwarz eingezeichnet.

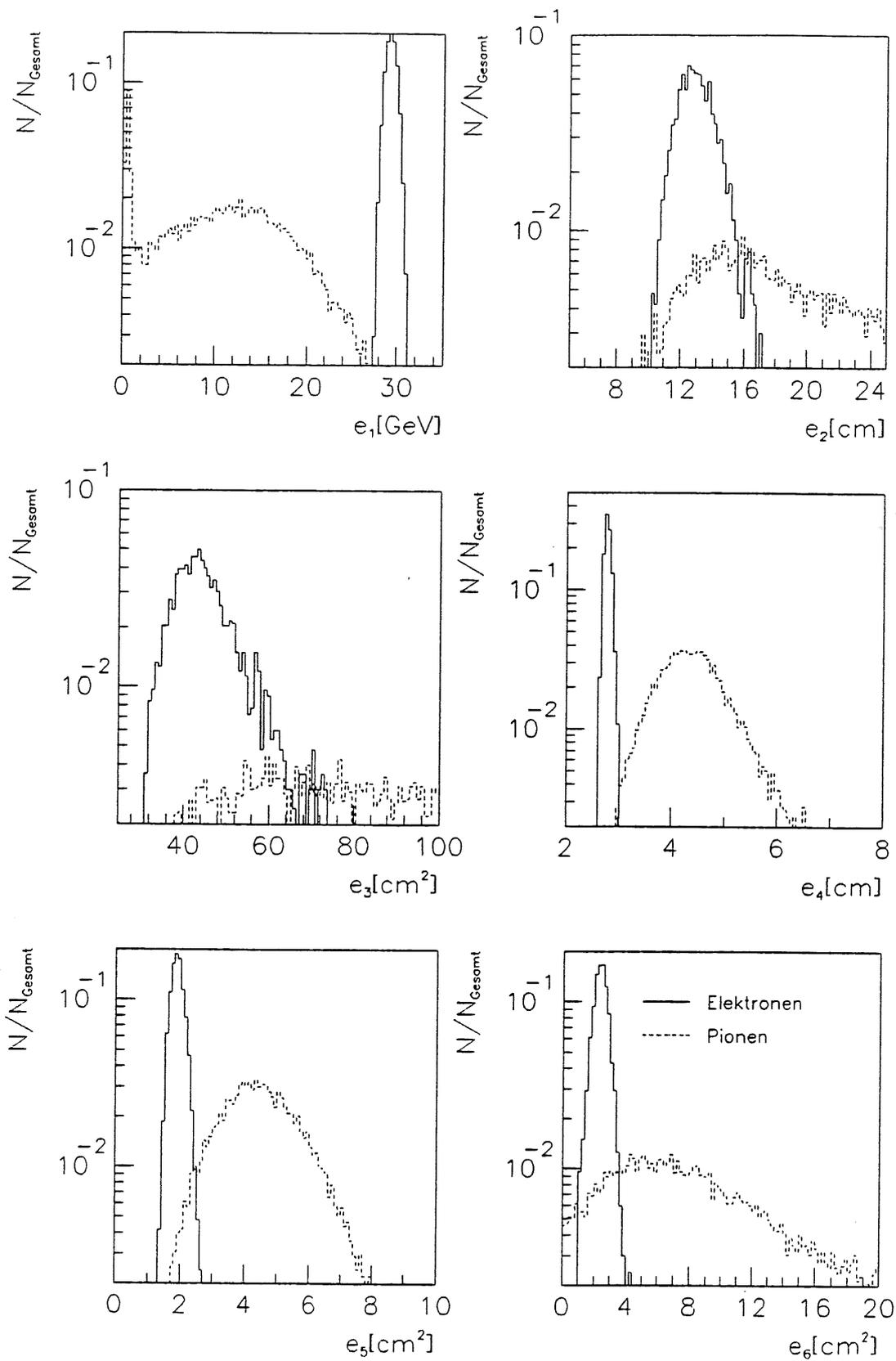


Abbildung 5.2: Verteilungen der Schauermomente und der Schauerenergie von 30 GeV Elektronen und Pionen im FB2E-Kalorimeter ohne Magnetfeld. Die Daten wurden mit den Parametern aus Tabelle 5.1 simuliert und mit Rauschen überlagert.

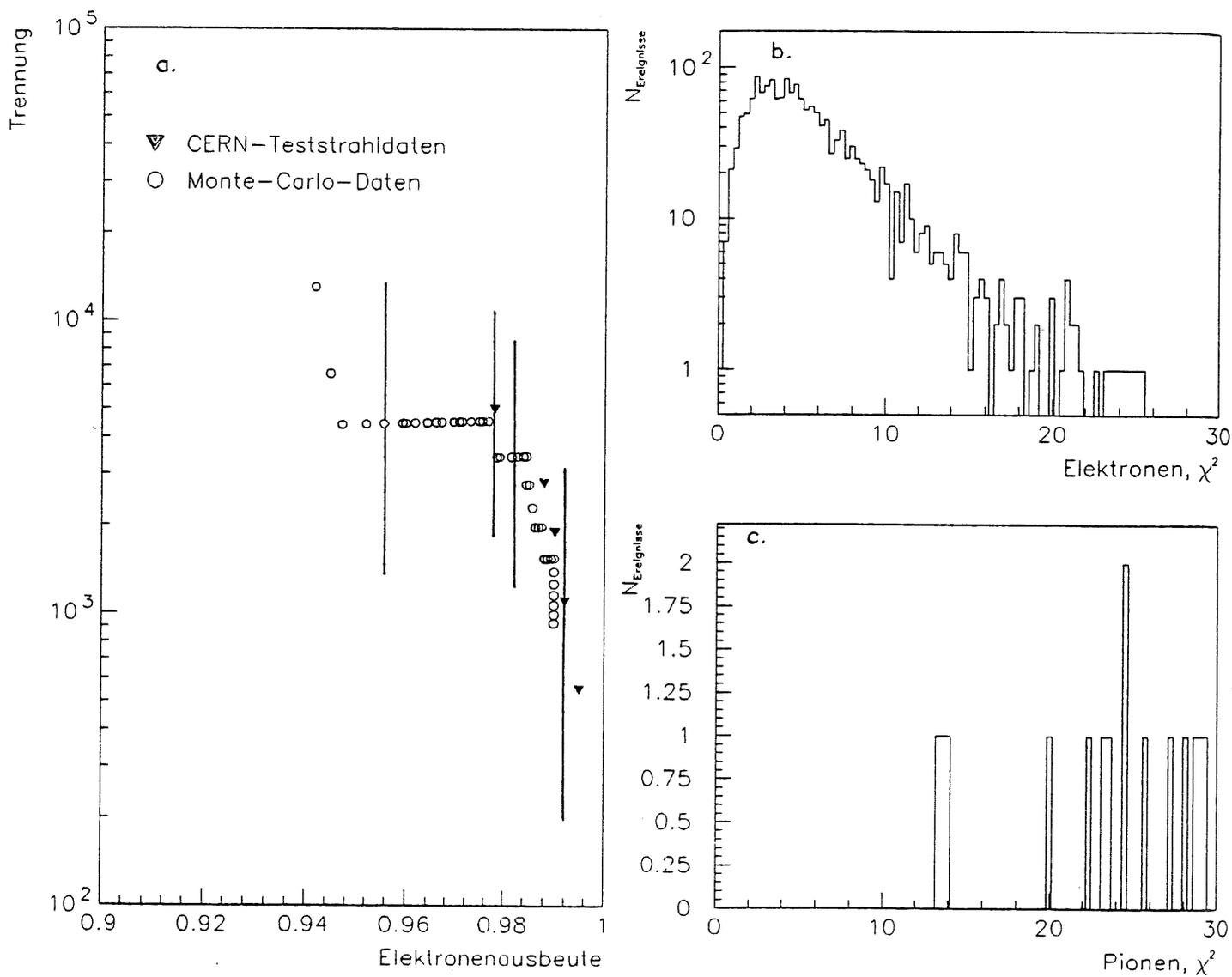


Abbildung 5.3: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen ohne Magnetfeld. b. χ^2 -Verteilungen der Elektronen. c. χ^2 -Verteilungen der Pionen. Die Daten wurden mit den Parametern aus Tabelle 5.1 simuliert und mit Rauschen überlagert.

5.2.1 Der Einfluß von Rauschen auf die Trennung

Mit Hilfe der simulierten Daten wird es möglich, den Einfluß von Rauschen auf die Trennung zu untersuchen. Dazu werden die Daten aus der oben beschriebenen Simulation ohne Überlagerung von Rauschen jedoch mit den Schnitten auf die Rauschverteilung rekonstruiert, so daß Veränderungen aufgrund von Rauschen von denen aufgrund der Schnitte auf die Rauschverteilung getrennt werden können. Um zunächst den möglichen Einfluß von Rauschen zu demonstrieren, werden die Schauer Momente für 30 GeV Elektronen mit und ohne Überlagerung von Rauschen berechnet, wobei alle im FB2E-Kalorimeter getroffenen Zellen berücksichtigt werden. Abbildung 5.4 zeigt die Momentenverteilungen für 30 GeV Elektronen mit und ohne Überlagerung von Rauschen. Bei der Überlagerung von Rauschen zeigt sich, daß die Verteilungen der Momente wesentlich breiter sind. Die größten Unterschiede zeigen sich in den zweiten longitudinalen und lateralen Momenten e_3 und e_5 , sowie im ersten radialen Moment e_4 . Dies kann auf die Beiträge von Rauschzellen am Rande der Schauer zurückgeführt werden. Um diese Beiträge möglichst klein zu halten, wird die zusätzliche Auswahlbedingung gestellt, die nur Kalorimeterzellen innerhalb eines relativ schmalen Zylinders mit 10 cm Radius um die Einschußachse zuläßt, siehe Abschnitt 3.2.2.

Abbildung 5.5 zeigt die Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute mit und ohne Überlagerung von Rauschen für einen Zylinderradius von 10 cm sowie die χ^2 -Verteilungen für Elektronen und Pionen. Der Einfluß von Rauschen auf die Trennung ist äußerst gering. Dies kann zum einen auf die beiden Schnitte auf die Rauschverteilung zurückgeführt werden, die den Einfluß des Rauschens wirksam unterdrücken, zum anderen aber auch auf die zusätzlich Auswahlbedingung.

Da die CERN-Teststrahldatenanalyse durch die Simulationsrechnung gut beschrieben wird, können die Simulationen im folgenden zur Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Trennung genutzt werden kann.

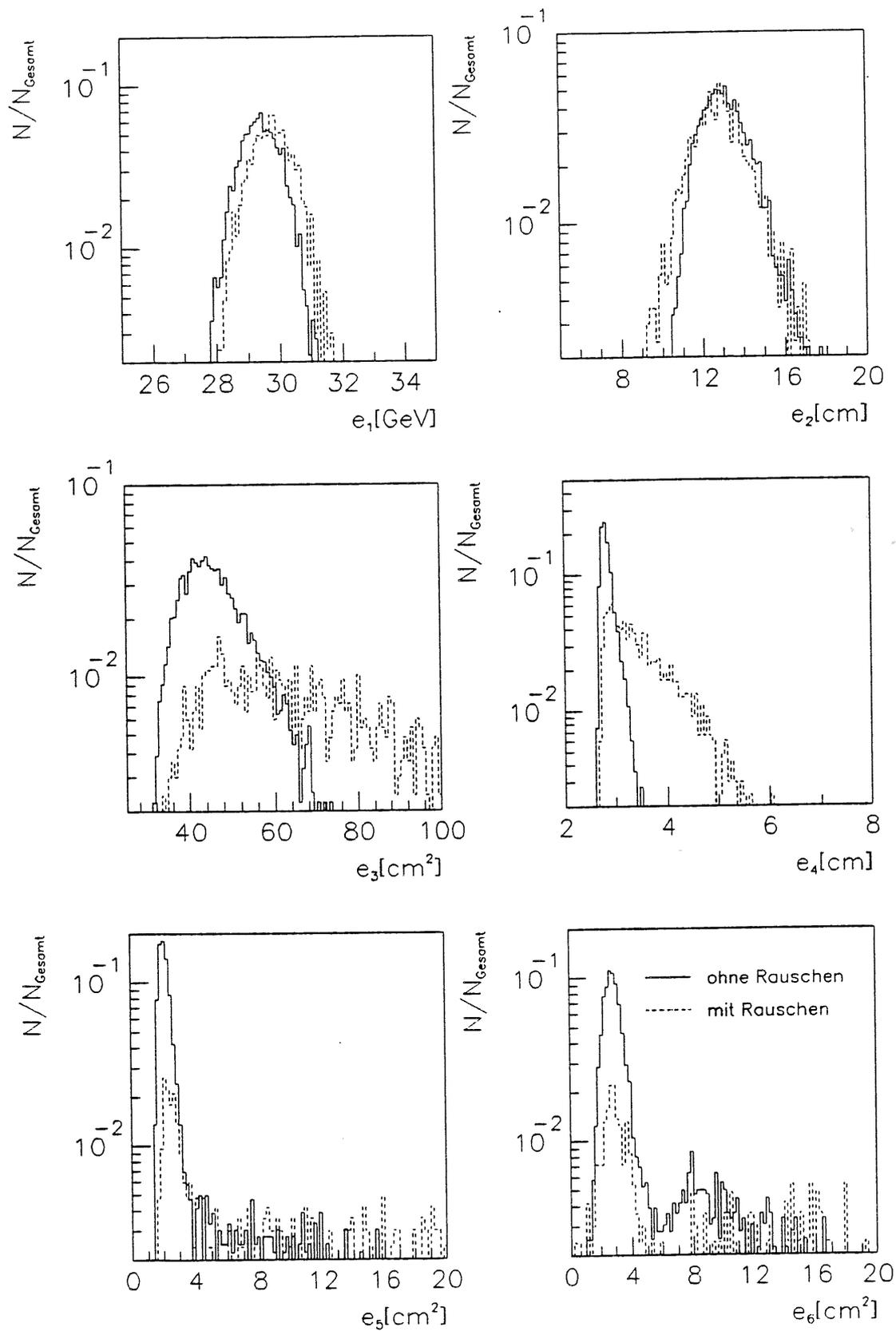


Abbildung 5.4: Momentenverteilung für 30 GeV Elektronen mit und ohne Überlagerung von Rauschen, unter Berücksichtigung aller im FB2E-Kalorimeter getroffenen Zellen, normiert auf eins. Die Daten wurden mit den Parametern der Tabelle 5.1 simuliert.

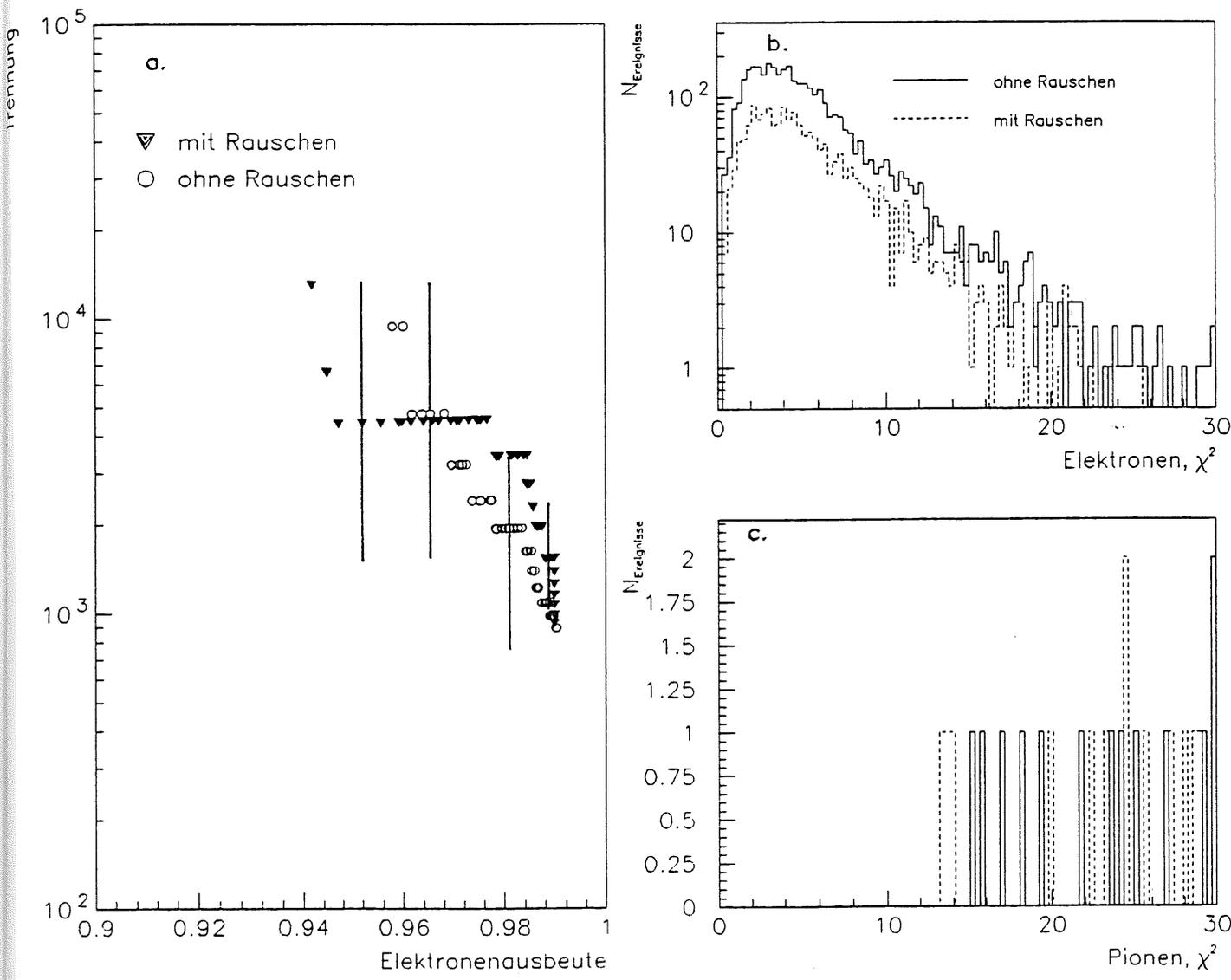


Abbildung 5.5: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen ohne Magnetfeld mit und ohne Überlagerung von Rauschen. b. χ^2 -Verteilungen der Elektronen. c. χ^2 -Verteilungen der Pionen. Die Daten wurden mit den Parametern aus Tabelle 5.1 simuliert.

Kapitel 6

Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Trennung

Im folgenden sollen die bisher bestimmten Ergebnisse für die Elektron-Pion-Trennung im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors auf die Verhältnisse im H1-Experiment bei Elektron-Proton-Kollisionen übertragen werden. Dazu müssen zahlreiche systematische Einflüsse untersucht werden, wobei sowohl das Magnetfeld, als auch die Bestimmung der Trennung in Abhängigkeit vom Azimuthalwinkel und vom Polarwinkel zu beachten sind.

6.1 Der Einfluß des Magnetfeldes

Um ein Maß für die erreichbare Elektron-Pion-Trennung im H1-Experiment zu bekommen, werden ebenfalls Ereignisse mit Magnetfeld simuliert. Dazu werden Elektronen und Pionen mit einer Energie von 30 GeV mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Parametern simuliert, jedoch mit einem Magnetfeld von 1,2 Tesla, wie es auch im H1-Experiment vorhanden ist. Die Parameter dieser Simulation sind in Tabelle 6.1 angegeben.

E	Primärenergie des einfallenden Teilchens	30 GeV
θ	Polarwinkel des einfallenden Teilchens	24°
ϕ	Azimuthalwinkel des einfallenden Teilchens	25°
$(r; z)$	Koordinaten des Teilchenursprungs in cm	(0;0)
B	Magnetfeld im H1-Detektor	1,2 Tesla

Tabelle 6.1: Parameter der Simulation mit Magnetfeld.

Die Ablenkung eines 30 GeV Elektrons in einem Magnetfeld von 1,2 Tesla kann mit der folgenden Formel abgeschätzt werden:

$$r[\text{m}] = \frac{p_{\perp}[\text{GeV}/c]}{3,00 \cdot 10^{-1} B[\text{Tesla}]} \quad (6.1)$$

mit:

r = Krümmungsradius der Elektronbahn,
 p_{\perp} = Elektronimpuls senkrecht zur Magnetfeldrichtung,
 B = Stärke des Magnetfeldes.

Für die hier vorliegenden Werte von $p_{\perp} = 30 \text{ GeV}/c \cdot \sin\theta = 12,20 \text{ GeV}/c$ und $B = 1,2 \text{ Tesla}$ ergibt sich ein Krümmungsradius von $r = 34 \text{ m}$, was bis zum Eintritt in das Kalorimeter einer Ablenkung in ϕ von $0,85^{\circ}$ entspricht. Aufgrund der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld ist die Schauerachse nicht durch die Einschußrichtung der Teilchen, sondern durch die Tangente an die Teilchenbahn kurz vor ihrem Eintritt in das Kalorimeter gegeben. Bei einem Krümmungsradius von 34 m und einer ursprünglichen Einschußrichtung von $\phi = 25^{\circ}$ und $\theta = 24^{\circ}$ ergibt sich die Richtung der Tangente in ϕ zu $26,7^{\circ}$ und in θ zu 24° . Der Eintrittspunkt der Teilchen in das Kalorimeter legt den Schauerstartpunkt fest.

Abbildung 6.1 zeigt die Trennung in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen für den Fall eines Magnetfeldes von $1,2 \text{ Tesla}$. Zum Vergleich ist ebenfalls das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung für ein Magnetfeld von 0 Tesla eingezeichnet. Weiterhin sind die χ^2 -Verteilungen der Elektronen und Pionen mit und ohne Magnetfeld gezeigt. Die Trennung nimmt bei einem Magnetfeld von $1,2 \text{ Tesla}$ bei 97% Elektronenausbeute einen Wert von $T = 200$ an. Es zeigt sich also, daß die Trennung mit Magnetfeld um einen Faktor 20 schlechter ist als die Trennung ohne Magnetfeld.

Im folgenden sollen zunächst die Gründe für den unerwartet starken Einfluß des Magnetfeldes auf die Trennung analysiert werden. Dabei müssen grundsätzlich zwei Aspekte unterschieden werden:

- Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Schauerentwicklung im Kalorimeter.
- Der Einfluß des Magnetfeldes vor dem Kalorimeter.

6.1.1 Einfluß des Magnetfeldes auf die Schauerentwicklung im Kalorimeter

Um den Einfluß des magnetischen Feldes auf die Schauerentwicklung im Kalorimeter unabhängig vom Einfluß des toten Materials vor dem Kalorimeter untersuchen zu können, werden Elektronen und Pionen, die direkt vor dem Kalorimeter eingeschossen werden, bei einem Magnetfeld von $1,2 \text{ Tesla}$ simuliert. Tabelle 6.2 zeigt die Parameter dieser Simulation. Abbildung 6.2 zeigt das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung für die direkt vor dem Kalorimeter eingeschossenen Teilchen sowie die zugehörigen χ^2 -Verteilungen. Aufgrund der geringen Anzahl an simulierten Pionen sind die Fehler der Trennfunktion groß. Zum Vergleich ist die Trennfunktion für die vom Wechselwirkungspunkt aus eingeschossenen Teilchen mit eingetragen.

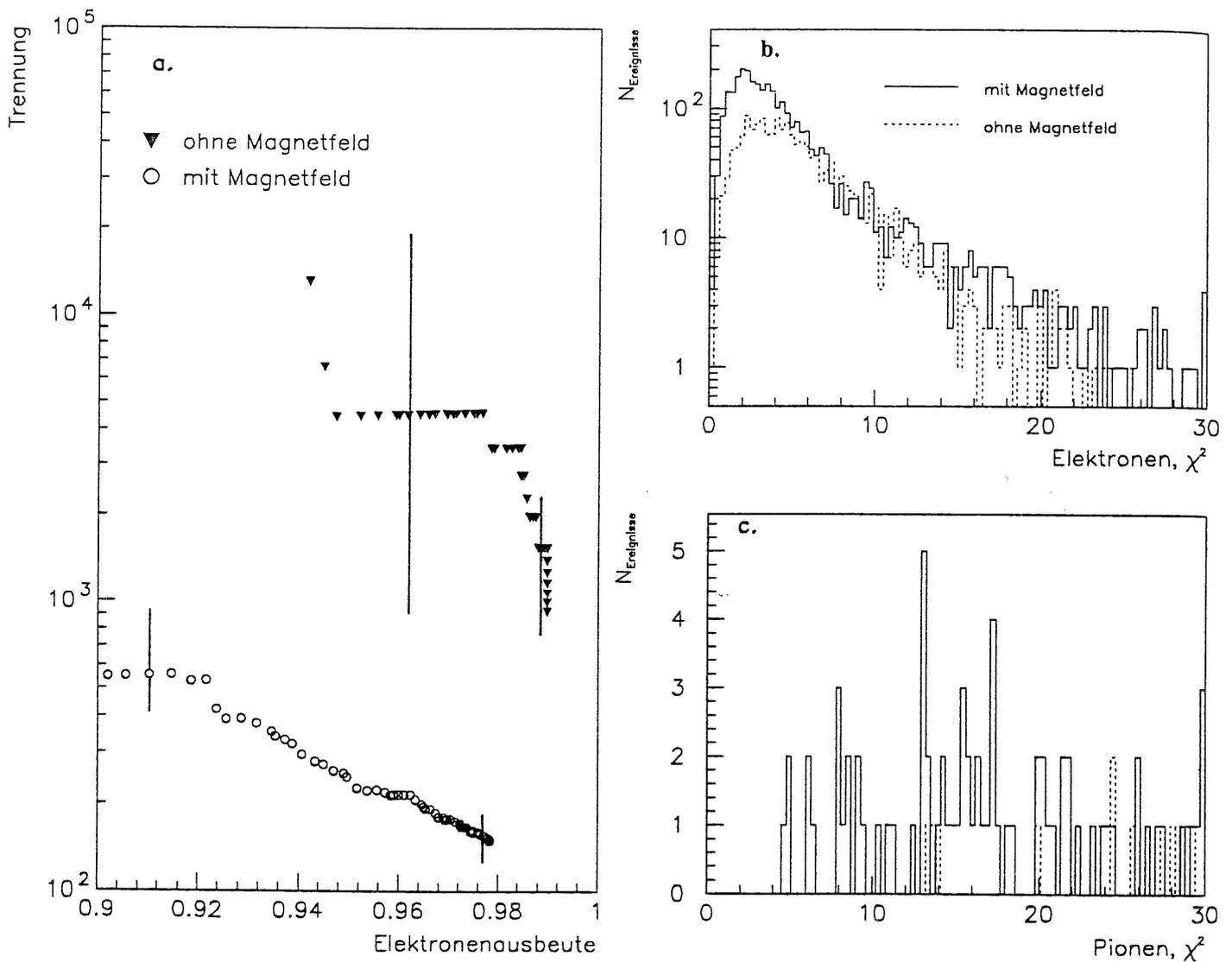


Abbildung 6.1: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen mit und ohne Magnetfeld. b. χ^2 -Verteilungen der Elektronen. c. χ^2 -Verteilungen der Pionen. Die Daten mit Magnetfeld wurden mit den Parametern aus Tabelle 6.1 simuliert und mit Rauschen überlagert.

E	Primärenergie des einfallenden Teilchens	30 GeV
θ	Polarwinkel des einfallenden Teilchens	24°
ϕ	Azimuthalwinkel des einfallenden Teilchens	25°
$(r; z)$	Koordinaten des Teilchenursprungs in cm	(99,5;224,6)
B	Magnetfeld im H1-Detektor	1,2 Tesla

Tabelle 6.2: Parameter der Simulation ohne totes Material.

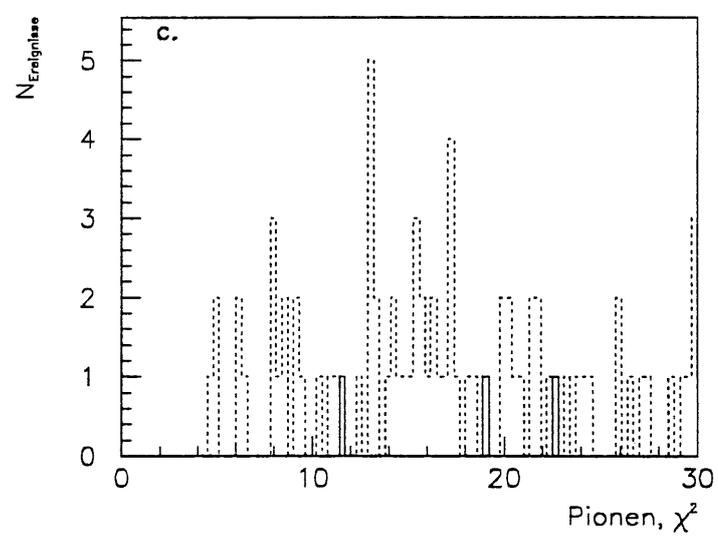
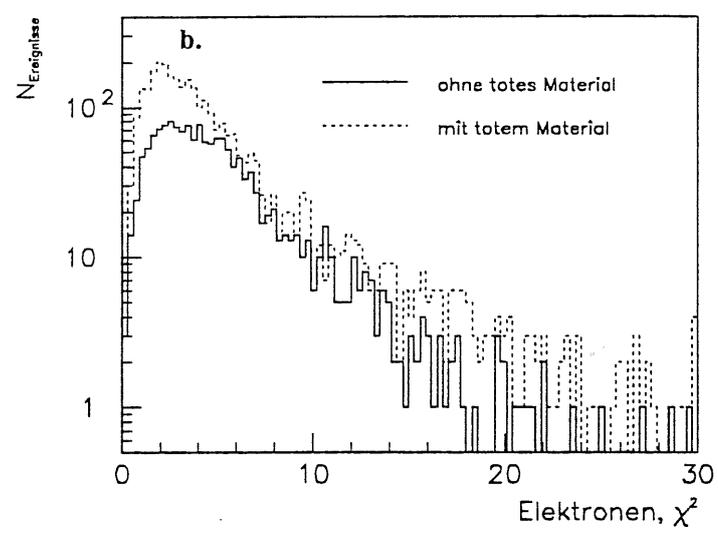
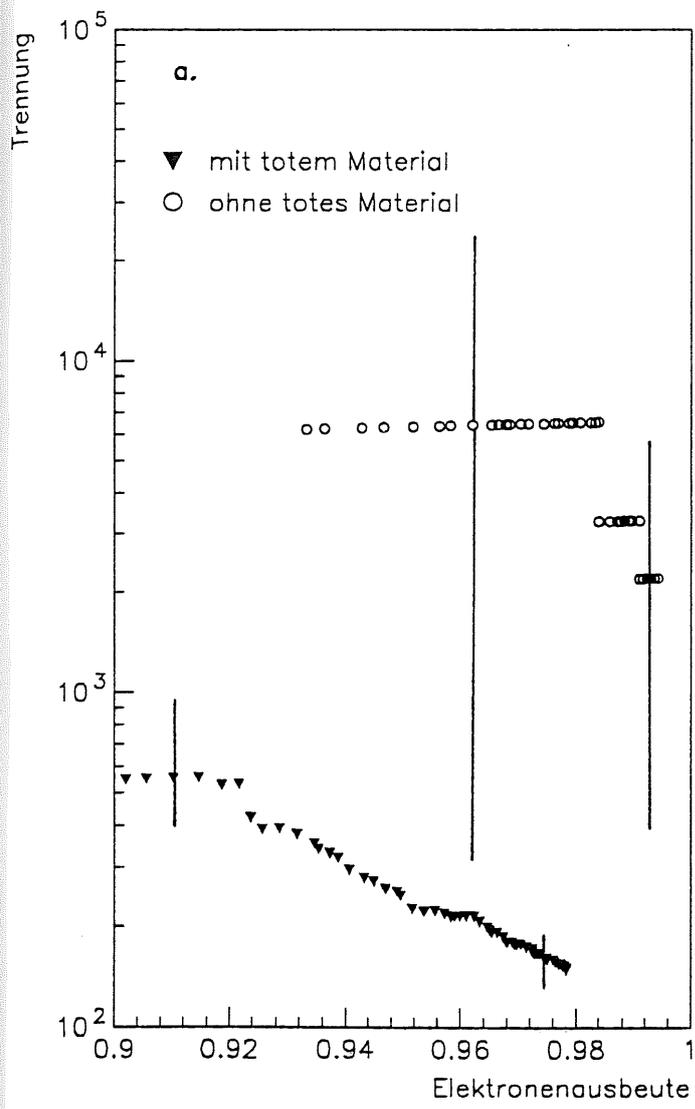


Abbildung 6.2: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen mit und ohne totes Material, mit Magnetfeld. b. χ^2 -Verteilung der Elektronen. c. χ^2 -Verteilung der Pionen. Die Daten ohne totes Material wurden mit den Parametern aus Tabelle 6.2 simuliert und mit Rauschen überlagert.

Das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung bei einem Magnetfeld von 1,2 Tesla für die direkt vor dem Kalorimeter eingeschossenen Teilchen liegt in der gleichen Größenordnung wie das Ergebnis der vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen bei einem Magnetfeld von 0 Tesla. Das Magnetfeld hat also auf die Entwicklung der Teilchenschauer im Kalorimeter keinen im Rahmen der simulierten Statistik nachweisbaren Einfluß. Dies wird auch durch einen Vergleich der Momentenverteilungen von direkt vor dem Kalorimeter eingeschossenen Elektronen mit und ohne Magnetfeld deutlich. Abbildung 6.3 zeigt die Momentenverteilungen der beiden oben beschriebenen Simulationen. Es zeigt sich, daß die Verteilungen innerhalb der statistischen Fehler übereinstimmen. Das schlechte Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung für vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen im Magnetfeld, siehe Abbildung 6.1, muß also auf die Einflüsse des Magnetfeldes vor dem Kalorimeter zurückzuführen sein.

6.1.2 Einfluß des Magnetfeldes vor dem Kalorimeter

Im folgenden wird der Einfluß des Magnetfeldes für vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen untersucht. Da die Größe des Überlapps in den Momentenverteilungen von Elektronen und Pionen die Trennfunktion bestimmt, werden zunächst Unterschiede in diesen Verteilungen für die beiden Werte des magnetischen Feldes untersucht. Abbildung 6.4 zeigt die Verteilungen der Schauermomente und der Schauerenergie für Elektronen und Pionen für den Fall eines Magnetfeldes von 1,2 Tesla. Vergleicht man diese Verteilungen mit denen ohne Magnetfeld der Abbildung 5.2, so fällt auf, daß der Überlapp der Verteilungen von Elektronen und Pionen ohne Magnetfeld wesentlich geringer ist. Dieser Unterschied zeigt sich besonders deutlich in den Verteilungen des ersten radialen Momentes e_4 , das im folgenden näher betrachtet wird.

Abbildung 6.5 zeigt die Verteilungen des ersten radialen Momentes für Elektronen und Pionen bei beiden Magnetfeldwerten. Es kann festgestellt werden, daß die Verteilung des ersten radialen Momentes für Elektronen mit Magnetfeld im Vergleich zu der entsprechenden Verteilung ohne Magnetfeld wesentlich breiter ist. Weiterhin sind sowohl die Verteilungen der Elektronen als auch die der Pionen für die beiden Magnetfeldwerte gegeneinander verschoben. Diese Verschiebung kann eventuell auf den Einfluß der Granularität des Kalorimeters zurückgeführt werden und wird in Kapitel 6.4 genauer untersucht. Abbildung 6.6 zeigt, daß der Überlapp in der Elektronen- und Pionenverteilung des ersten radialen Momentes mit Magnetfeld wesentlich größer ist verglichen mit dem in den Verteilungen ohne Magnetfeld. Da der Überlapp in den Verteilungen der Schauermomente für Elektronen und Pionen die Trennfunktion bestimmt, war eine Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung der mit Magnetfeld simulierten Daten aufgrund der Veränderungen in den Schauermomenten zu erwarten. Im folgenden soll nun versucht werden, diese Veränderungen zu erklären.

Wechselwirkung des primären Elektrons vor dem Kalorimeter

Die starke Verbreiterung in der Verteilung des ersten radialen Momentes für Elektronen ist allein aufgrund des Einfluß des Magnetfeldes zunächst nicht zu verstehen. Obwohl die Elektronen im Magnetfeld um $0,85^\circ$ abgelenkt werden, sollte dies nicht zur Verbreiterung der

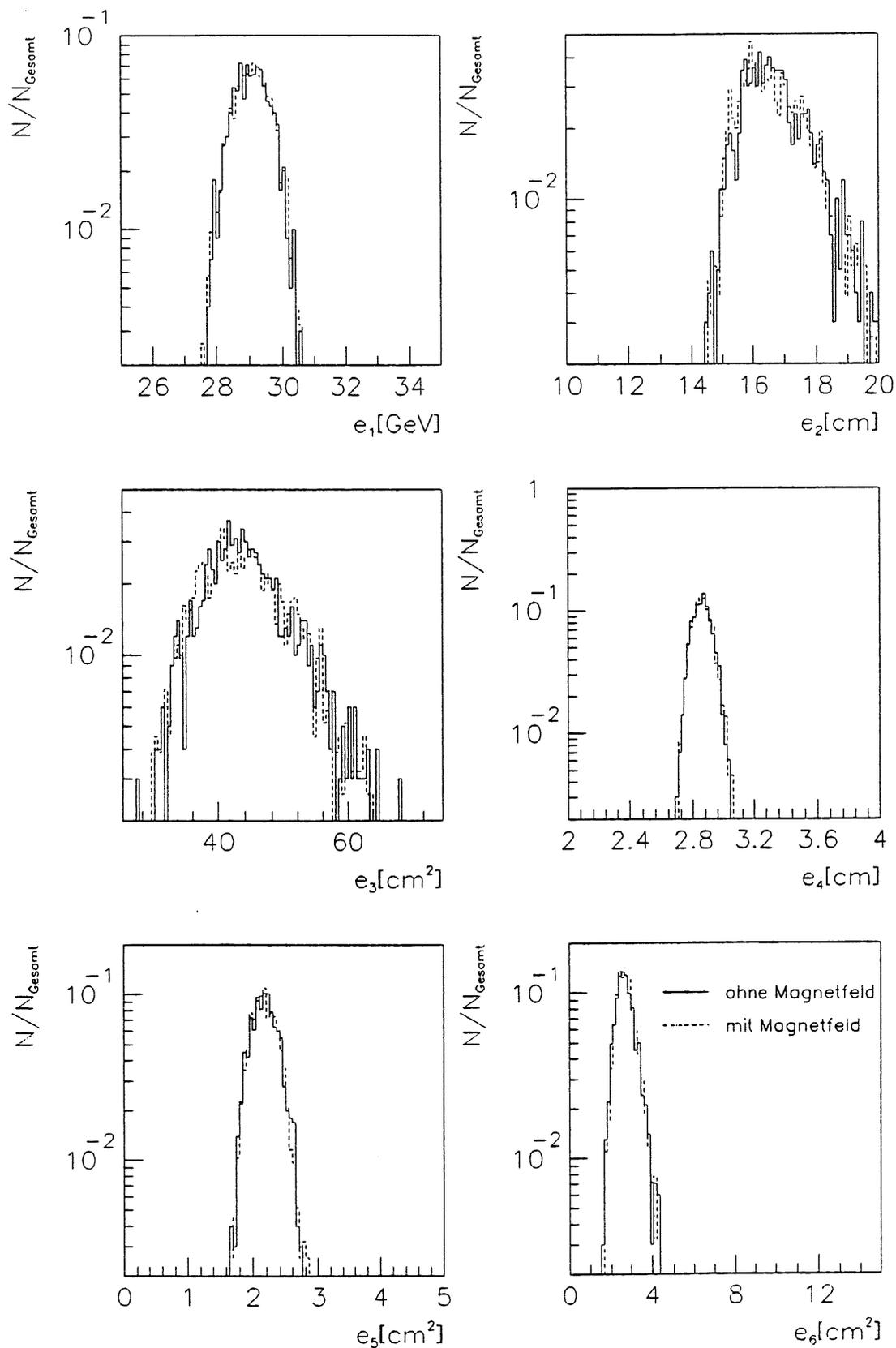


Abbildung 6.3: Häufigkeitsverteilungen der Schauermomente e_i für 30 GeV Elektronen ohne totes Material, mit und ohne Magnetfeld, normiert auf eins. Die Daten wurden mit den Parametern der Tabelle 6.2 für die beiden Magnetfeldwerte $B = 1,2$ Tesla und $B = 0$ Tesla simuliert und mit Rauschen überlagert.

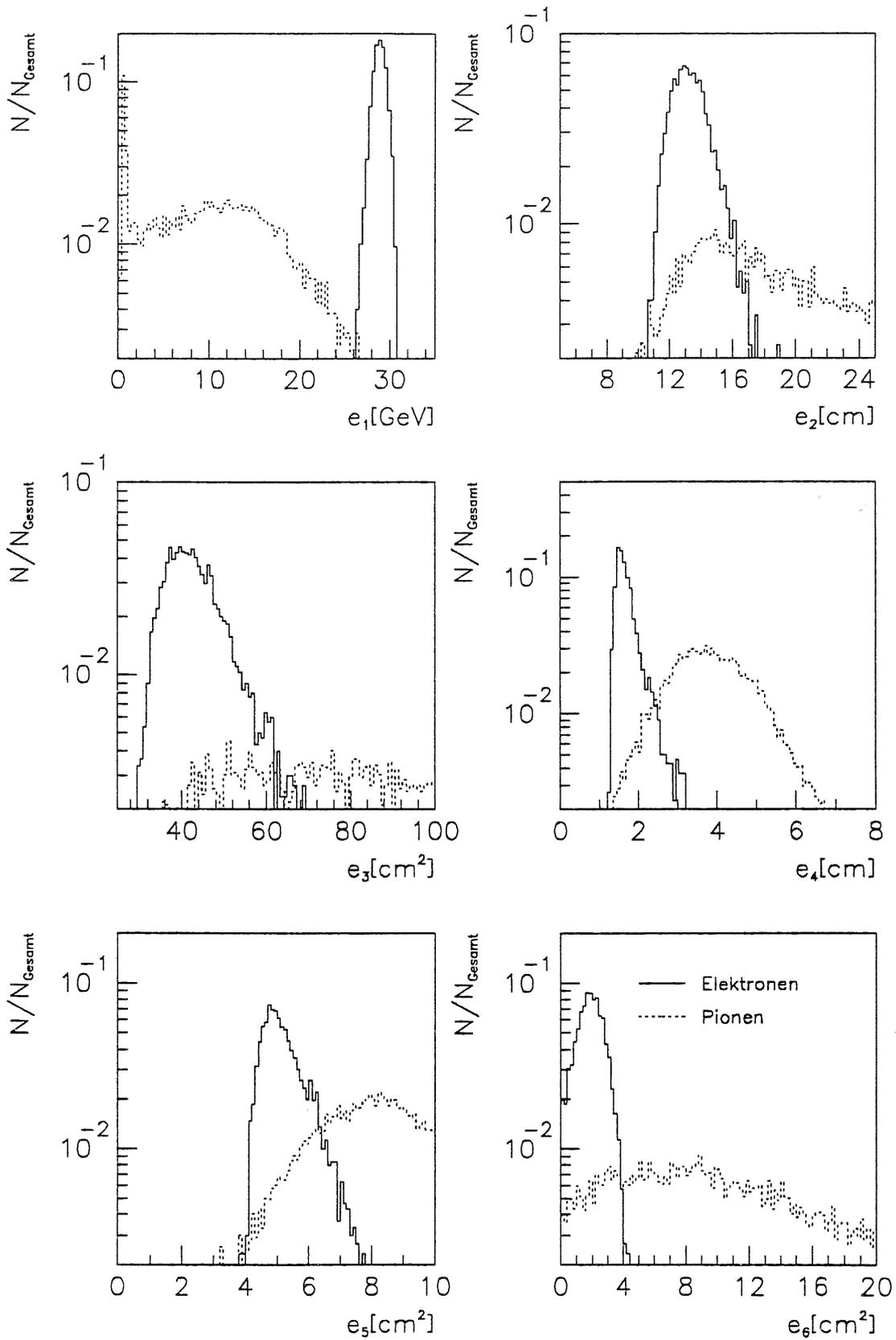


Abbildung 6.4: Häufigkeitsverteilungen der Schauermomente e_i mit Magnetfeld für Elektronen und Pionen. Die Daten wurden mit den Parametern der Tabelle 6.1 simuliert und mit Rauschen überlagert.

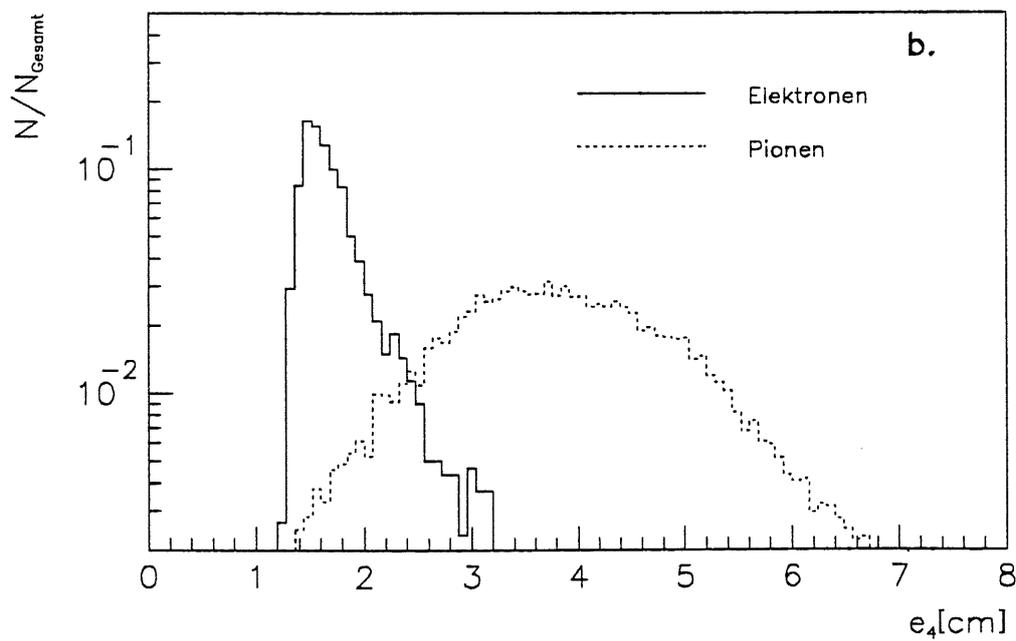
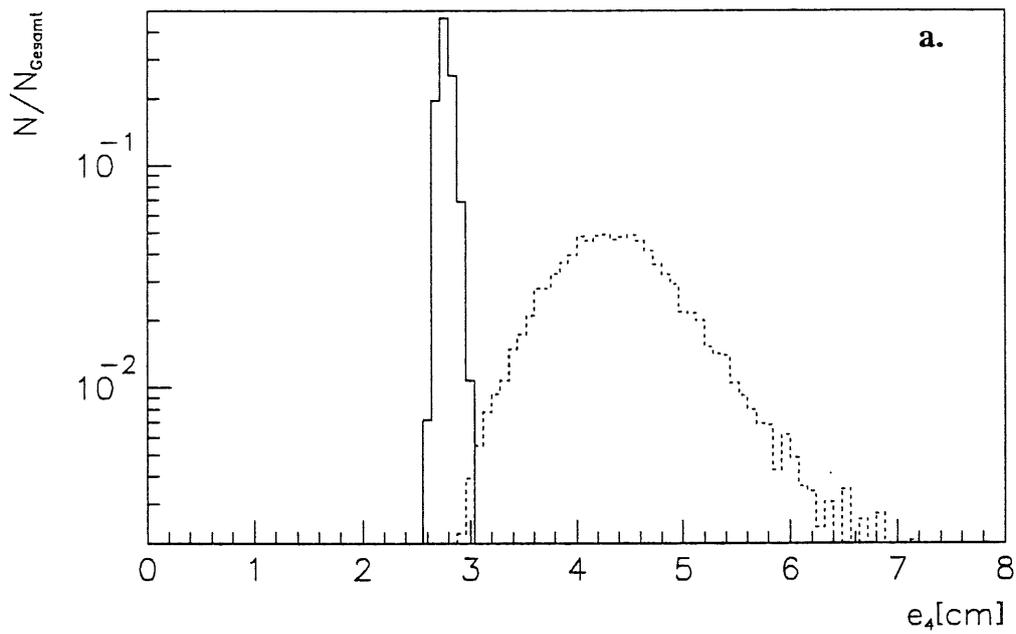


Abbildung 6.5: Verteilung des ersten radialen Momentes e_4 für Elektronen und Pionen.
 a. ohne Magnetfeld b. mit Magnetfeld

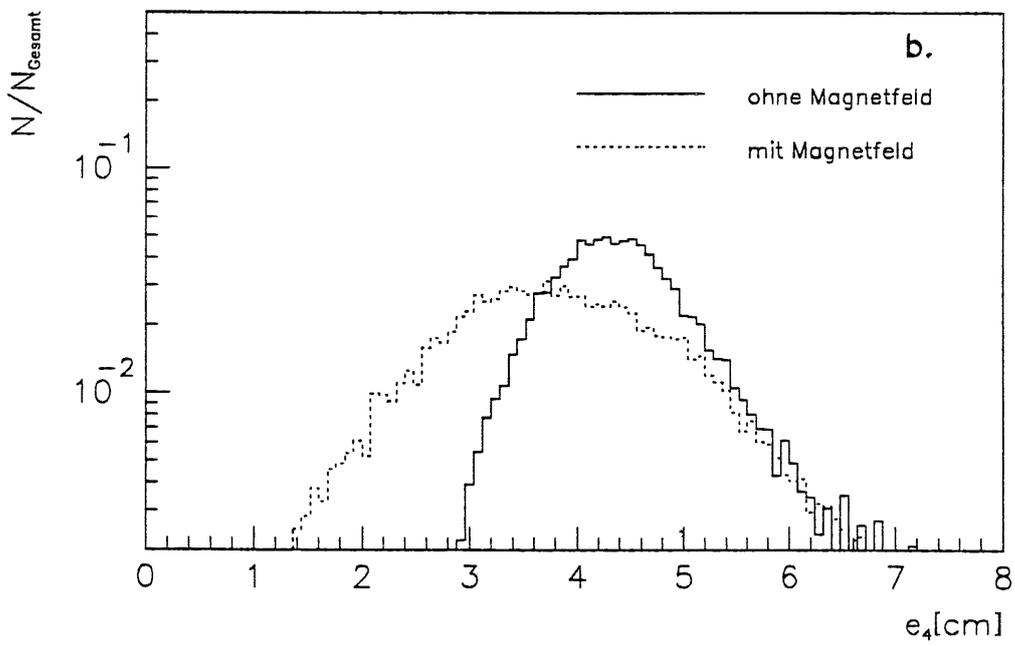
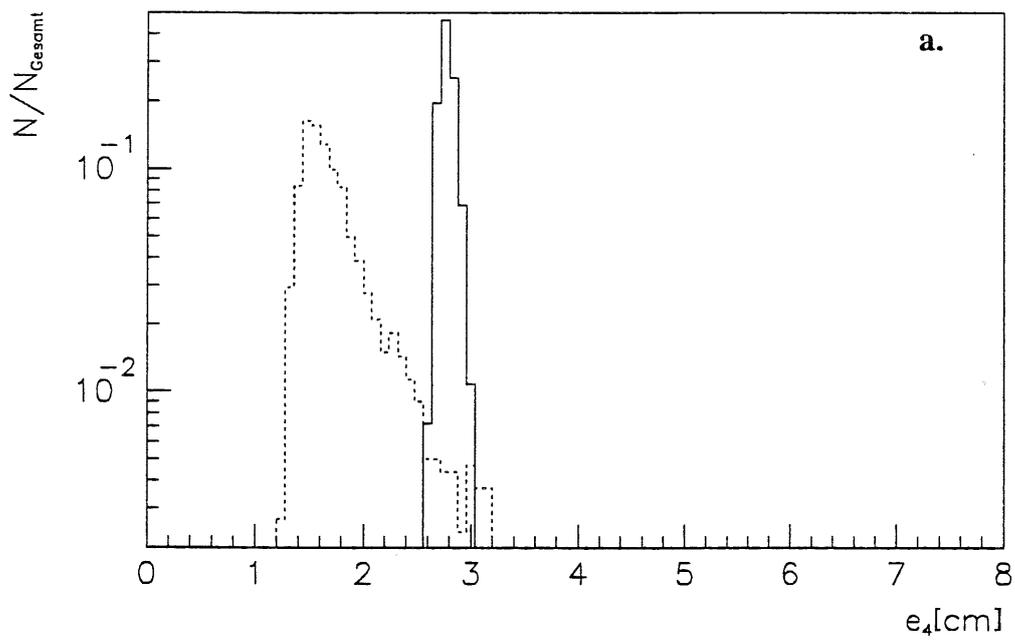


Abbildung 6.6: Verteilung des ersten radialen Momentes e_4 mit und ohne Magnetfeld. a. Elektronen b. Pionen

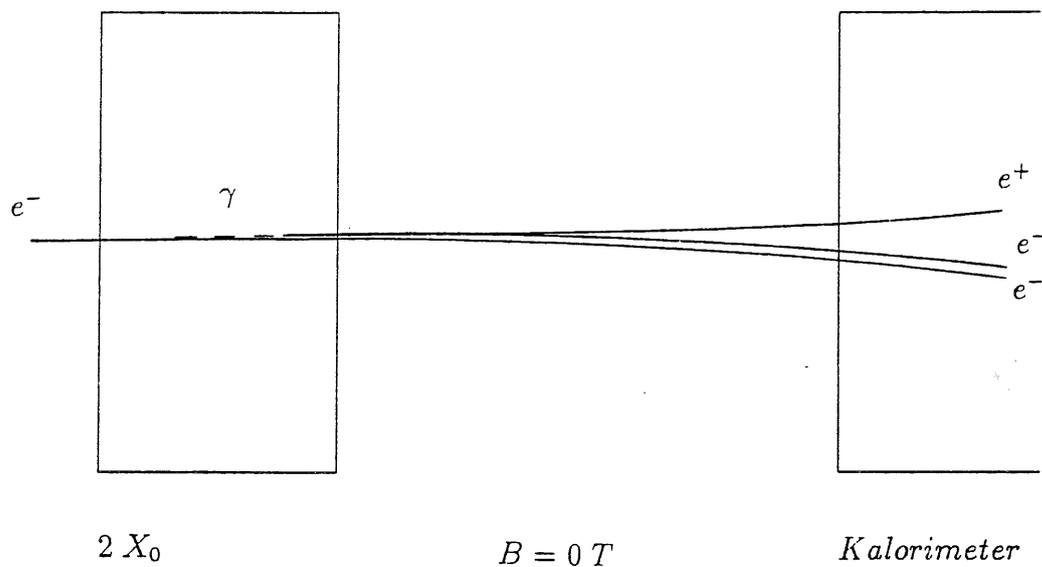
Elektronenschauer führen, da das Magnetfeld auf die Schauerentwicklung im Kalorimeter keinen Einfluß hat, siehe Kapitel 6.1.1. Es muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß das Elektron vor dem Eintritt in das Kalorimeter bereits totes Material von zwei Strahlungslängen passiert hat. Dieses tote Material vor dem Kalorimeter besteht dabei im wesentlichen aus der Kryostatwand und den Stützstrukturen des Spurkammersystems und ist damit nicht homogen verteilt. Die Schauerbildung beginnt also bereits vor dem Kalorimeter, wobei die Teilchen nach ihrer Erzeugung lange Wege ohne Wechselwirkung zurücklegen können, da das tote Material vor dem Kalorimeter nur auf wenige Stellen konzentriert ist. Aufgrund von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen des Elektrons vor dem Kalorimeter gelangt daher nicht ein hochenergetisches Teilchen in das Kalorimeter, sondern mehrere Teilchen, Elektronen, Positronen und Photonen, auf die sich die ursprüngliche Energie des Elektrons verteilt. Da diese Teilchen eine kleinere Energie haben als das ursprüngliche Elektron, ist der Einfluß des magnetischen Feldes auf die vor dem Kalorimeter entstandenen Elektronen und Positronen größer als erwartet. Sie werden stärker abgelenkt, wodurch eine Verbreiterung des Schauers zu erwarten ist. Zwar finden auch ohne Magnetfeld Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse bereits vor dem Kalorimeter statt, die dabei entstehenden geladenen Teilchen fliegen allerdings annähernd in Richtung des primären Elektrons weiter und werden nicht durch ein Magnetfeld abgelenkt. Abbildung 6.7 zeigt schematisch den Unterschied in den beiden Fällen $B = 1,2 \text{ T}$ und $B = 0 \text{ T}$. Man erwartet für den Fall eines Magnetfeldes von 1,2 Tesla, daß die vor dem Kalorimeter erzeugten Teilchen auf einem relativ großen Bereich in das Kalorimeter eintreten. Ohne Magnetfeld treten ebenfalls mehrere Teilchen ins Kalorimeter ein, jedoch alle nahezu am Einschußpunkt des Primärteilchens.

Um diese Erklärung für die Verbreiterung des Elektronenschauers zu bestätigen, werden im folgenden die Eigenschaften der Teilchen untersucht, die in das Kalorimeter eintreten. Diese Informationen über ihre Energie und ihre Eintrittswinkel werden in einer Datenbank zur Verfügung gestellt, die bei der Simulation erzeugt werden kann, siehe Abschnitt 3.1.

Der Einfluß von Bremsstrahlung und Paarproduktion des primären Elektrons vor dem Kalorimeter sowie der daraus resultierende stärkere Einfluß des Magnetfeldes wird in Abbildung 6.8 deutlich. Sie zeigt die Winkelverteilungen der in das Kalorimeter eintretenden Teilchen in ϕ und θ , gewichtet mit ihrer Energie für die beiden Fälle $B = 1,2 \text{ T}$ und $B = 0 \text{ T}$. Man beobachtet eine starke Verbreiterung der Verteilung in ϕ sowie eine Verschiebung zu höheren Werten für ein Magnetfeld von 1,2 T. Die Richtung der Verschiebung stimmt mit der für ein Elektron zu erwartenden im Magnetfeld des H1-Detektors überein. Die Verteilungen in θ zeigen für die beiden Magnetfeldwerte keine nennenswerten Unterschiede, da das Magnetfeld parallel zur z-Achse verläuft und deshalb keine Ablenkung in θ -Richtung erfolgt. Der Vergleich der Winkelverteilungen bestätigt damit die Hypothese, daß Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse vor dem Kalorimeter für eine Verschiebung und Verbreiterung des ersten radialen Momentes mit Magnetfeld verantwortlich sind.

Die oben beschriebene Verschiebung der Verteilung in ϕ hat weitere Konsequenzen für die Berechnung der Trennung. Wie Abbildung 6.8 zeigt, treten die meisten Teilchen in einem großen Winkelbereich in ϕ in das Kalorimeter ein. Die Schauerachse kann also nicht wie bisher aus der ursprünglichen Einschußrichtung und der Ablenkung eines 30 GeV Teilchens im Magnetfeld der Stärke $B = 1,2 \text{ Tesla}$ bestimmt werden, sondern muß aus dem Kalorimetersignal berechnet werden.

a.



b.

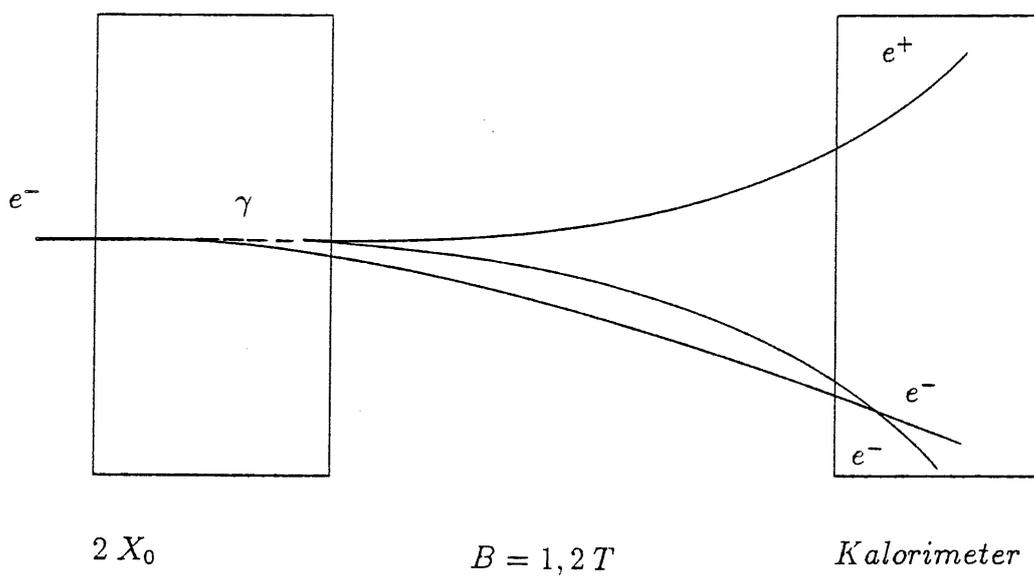


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung der Schauerentwicklung eines Elektrons vor dem Kalorimeter. a. ohne Magnetfeld b. mit Magnetfeld

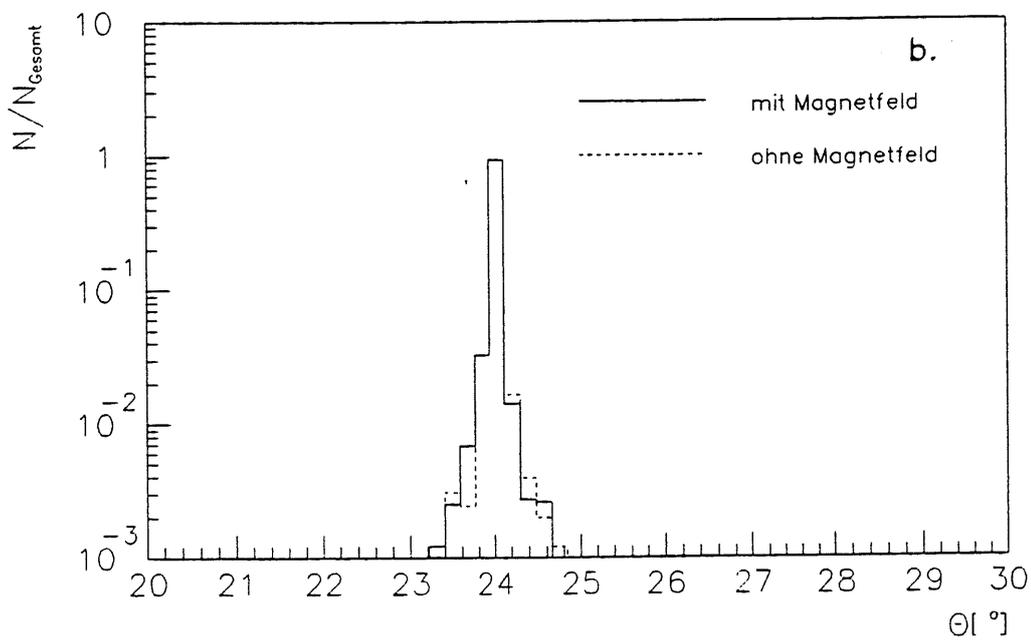
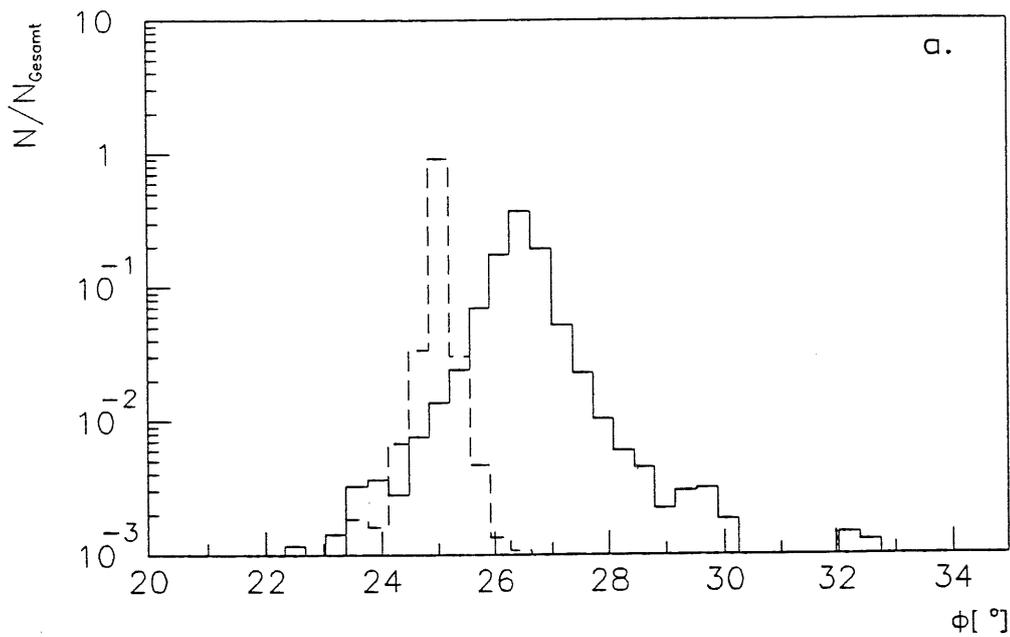


Abbildung 6.8: Winkelverteilungen der in das Kalorimeter eintretenden Teilchen, gewichtet mit der Teilchenenergie, normiert auf die Summe der pro Ereignis im Kalorimeter deponierten Energie für die beiden Fälle $B = 1,2 \text{ T}$ und $B = 0 \text{ T}$. a. Eintrittswinkel in ϕ . b. Eintrittswinkel in θ .

6.2 Bestimmung der Schauerachse aus dem Kalorimetersignal

Es stehen grundsätzlich mehrere Möglichkeiten zur Verfügung, aus den Kalorimetersignalen die Schauerachse zu bestimmen, von denen zwei hier erläutert werden sollen. Der direkteste Weg geht dabei von der Definition aus, daß die Summe der energiegewichteten Abstände aller vom Schauer getroffenen Zellen zur Schauerachse minimal ist. Die damit verknüpfte Methode zur Schauerachsenbestimmung führt allerdings zu sehr großen Unsicherheiten in der Lage der Schauerachse. Es wird daher eine zweite Möglichkeit zur Bestimmung der Schauerachse beschrieben, die allerdings voraussetzt, daß die Verlängerung dieser Achse durch den Wechselwirkungspunkt verläuft. Mit dieser Methode kann die Schauerachse hinreichend genau rekonstruiert werden. Sie wird für die Untersuchung aller weiteren Daten verwendet, da sie das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung der ohne Magnetfeld simulierten Daten am besten wiedergibt.

6.2.1 Bestimmung der Schauerachse mit Hilfe des Energieschwerpunktes

Wie zuvor erwähnt, kann die Achse eines Teilchenschauers so definiert werden, daß die Summe der energiegewichteten Abstände jeder vom Schauer getroffenen Zelle zu dieser Achse minimal wird [Huf92]. Mit den in Abbildung 2.4.1 eingeführten Größen bedeutet dies:

$$\frac{\sum_i E_i r_i^2}{\sum_i E_i} \stackrel{!}{=} \text{Minimum} \quad (6.2)$$

Aus der Definition der Schauerachse folgt, daß ein Punkt der Schauerachse der Energieschwerpunkt des Schauers ist. Zur Bestimmung der Schauerachse wird zunächst der Energieschwerpunkt des Schauers berechnet. Anschließend wird eine Gerade durch diesen Punkt gelegt, wobei ihre Richtung dabei in ϕ um den Wert der Einschubrichtung des Primärteilchens, korrigiert um die Ablenkung im Magnetfeld, variiert wird. Die Schauerachse wird dann durch den Winkel ϕ festgelegt, für den die Größe $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ ein Minimum annimmt. In Abschnitt 6.1.2 konnte gezeigt werden, daß das magnetische Feld in θ keinen Einfluß auf die in das Kalorimeter eintretenden Teilchen hat, so daß die Richtung der Schauerachse in θ weiterhin als Winkel der Einschubrichtung des Primärteilchens, $\theta = 24^\circ$, angegeben wird. Diese Methode der Schauerachsenbestimmung berücksichtigt die wichtigsten Eigenschaften einer Schauerachse und sollte damit gut zu ihrer Bestimmung geeignet sein. Es muß allerdings festgestellt werden, daß durch einen numerischen Algorithmus nur für sehr wenige Ereignisse tatsächlich ein Minimum der Größe $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ in Abhängigkeit von ϕ gefunden wird, was im folgenden erklärt werden soll. Die typische Form eines Teilchenschauers, wie sie zum Beispiel Abbildung 2.4.1 zeigt, soll dazu durch ein Rotationsellipsoid angenähert werden, das zwei in etwa gleich lange Hauptachsen hat, welche die transversale Ausdehnung des Schauers beschreiben, während die dritte Hauptachse durch die longitudinale Entwicklung des Schauers gegeben ist. Dieses typische Längenverhältnis gilt allerdings nur, wenn die longitudinale bzw. die laterale Ausdehnung des Schauers in Einheiten der Strahlungslänge X_0 bzw. des

Molièreradius R_M angegeben wird. Da aber für die Unterteilung in eine longitudinale und eine transversale Komponente die Schauerachse bereits bekannt sein müßte, besteht in diesem Fall nur die Möglichkeit, beide Komponenten in der gleichen Längeneinheit, hier cm, anzugeben.

Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen, daß nach 12 Strahlungslängen X_0 und innerhalb von 2,5 Molièreradien R_M der Schauer den größten Teil seiner Energie deponiert hat. Die Hauptachsen des entsprechenden Rotationsellipsoids wären damit 12 Strahlungslängen X_0 bzw. 5 Molièreradien R_M lang. Das Verhältnis der longitudinalen und der transversalen Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers im FB2E-Kalorimeter berechnet sich dann mit den Werten aus Tabelle 4.1 zu:

$$\frac{12X_0}{5R_M} = 1,1 \quad (6.3)$$

Die Form des Schauers ist also nicht ellipsenförmig, sondern eher sphärisch, so daß tatsächlich kein Minimum der Größe $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ gefunden werden kann.

6.2.2 Bestimmung der Schauerachse mit Hilfe des Wechselwirkungspunktes

Bei der in diesem Abschnitt beschriebenen Methode wird die Schauerachse in Anlehnung an die zuerst beschriebene Methode berechnet. Dazu wird die Schauerachse nicht durch den Energieschwerpunkt, sondern durch den Wechselwirkungspunkt gelegt. Die Richtung der Achse wird wie zuvor bestimmt, indem sie in θ auf 24° festgelegt wird, der Winkel ϕ jedoch wie zuvor um die ursprüngliche Einschubrichtung des Primärteilchens, korrigiert um die Ablenkung im Magnetfeld, variiert wird. Die Schauerachse wird auch hier durch den Winkel ϕ festgelegt, für den die Größe $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ minimal wird. Der Schauerstartpunkt wird als Schnittpunkt der so bestimmten Achse mit der Kalorimeterfrontfläche berechnet.

Mit dieser Methode wird bei der Bestimmung der Schauerachse ein systematischer Fehler gemacht, da sie zwangsweise durch den Wechselwirkungspunkt verläuft. Die Schauerachse eines vom Wechselwirkungspunktes kommenden Elektrons, das im Magnetfeld abgelenkt wird, würde eigentlich durch die Tangente an die Elektronenbahn kurz vor dem Eintritt in das Kalorimeter gegeben. Durch den hier erzwungenen Verlauf der Schauerachse durch den Wechselwirkungspunkt wird diese Tangente durch ihre Sekante angenähert, was für kleine Ablenkungen jedoch eine gute Näherung darstellt. Berücksichtigt man jedoch zusätzlich, daß nicht ein Elektron, sondern mehrere Elektronen, Positronen und Photonen in das Kalorimeter gelangen, so erscheint diese Methode der Schauerachsenbestimmung gerechtfertigt.

Die Qualität der Schauerachsenbestimmung wird mit Hilfe der ohne Magnetfeld simulierten Daten überprüft, da nur für diese Daten die tatsächliche Schauerachse bekannt ist. Abbildung 6.9 zeigt die Verteilungen des aus der Lage der so bestimmten Schauerachse berechneten Winkels ϕ für die ohne Magnetfeld simulierten Elektronen und Pionen. Mit dieser Methode läßt sich die Schauerachse insbesondere für Elektronen sehr genau bestimmen.

Das Ergebnis der Trennung, das aus den mit Hilfe dieser Achse bestimmten Schauermomenten berechnet wird, ist in Abbildung 6.10 gezeigt. Zum Vergleich ist die Trennfunktion, die sich bei Verwendung der Einschubrichtung als Schauerachse ergibt, mit eingetragen. Die

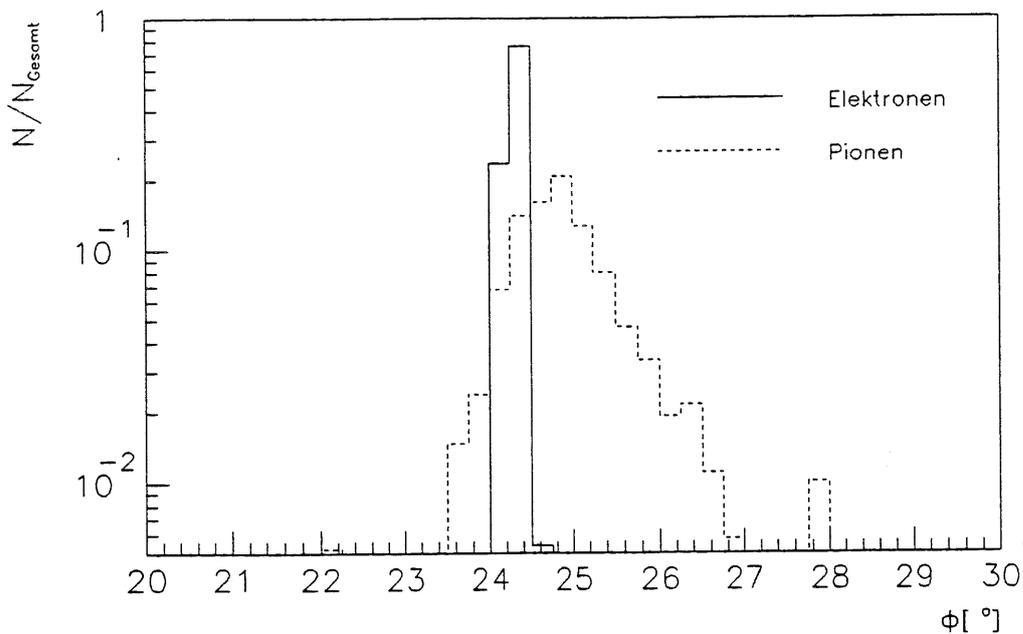


Abbildung 6.9: Winkelverteilungen des aus der Lage der Schauerachse berechneten Winkels ϕ für Elektronen und Pionen, normiert auf eins.

in diesem Abschnitt beschriebene Methode der Schauerachsenrekonstruktion liefert bei den ohne Magnetfeld simulierten Daten im Rahmen der statistischen Fehler das gleiche Ergebnis für die Elektron-Pion-Trennung wie bei Angabe der Schauerachse aus der Einschubrichtung und wird im folgenden für die Berechnung der Schauermomente aller weiterer Daten benutzt.

6.3 Trennung mit Magnetfeld und Schauerachsenrekonstruktion

Die in Kapitel 6.2.2 beschriebene Methode der Schauerachsenbestimmung wird nun zur Rekonstruktion der Schauerachse der mit Magnetfeld simulierten Daten genutzt. Abbildung 6.11 zeigt das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung berechnet mit Hilfe der so bestimmten Schauerachse. Zum Vergleich ist die Trennfunktion, die sich bei Verwendung der Einschubrichtung als Schauerachse ergibt, für die mit Magnetfeld simulierten Daten ebenfalls eingetragen. Das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung konnte mit der aus den Kalorimeter-signalen bestimmten Schauerachse nur wenig verbessert werden.

Trennung

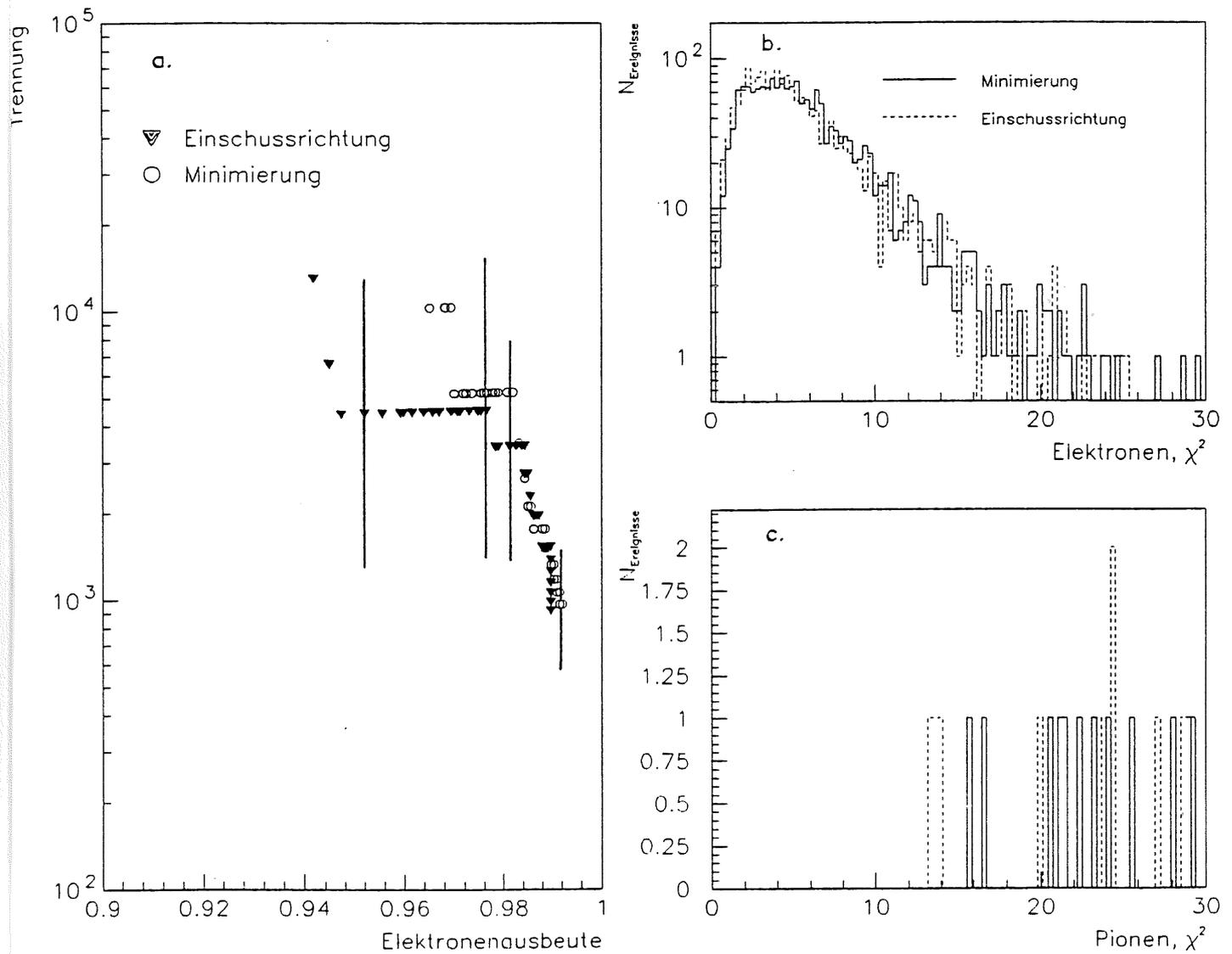


Abbildung 6.10: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen ohne Magnetfeld für verschiedene Methoden der Schauerachsenbestimmung. Die Daten wurden mit Rauschen überlagert. b. χ^2 -Verteilung der Elektronen. c. χ^2 -Verteilung der Pionen.

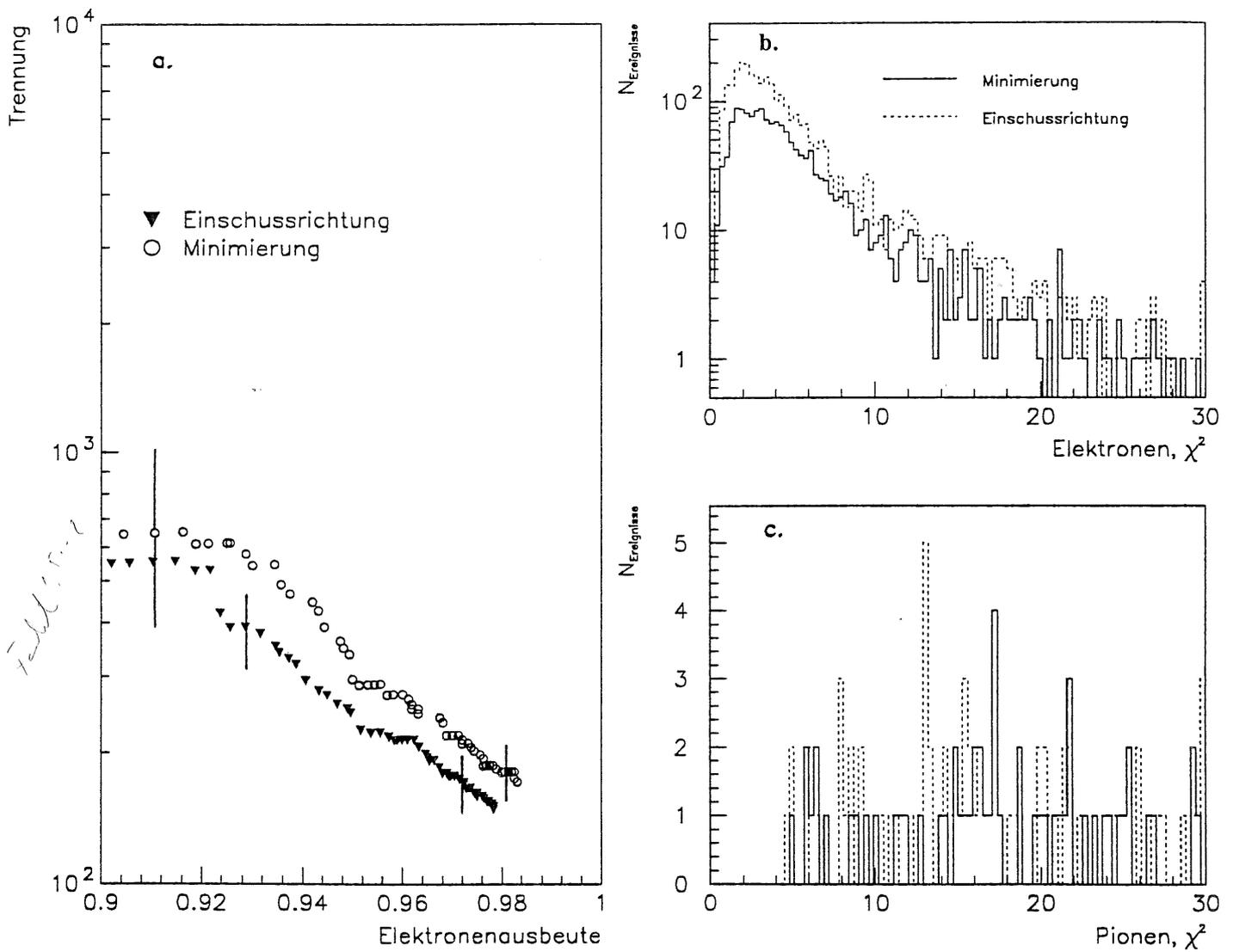


Abbildung 6.11: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen mit Magnetfeld für verschiedene Methoden der Schauerachsenbestimmung. Die Daten wurden mit Rauschen überlagert. b. χ^2 -Verteilung der Elektronen. c. χ^2 -Verteilung der Pionen.

6.4 Abhängigkeit der Trennfunktion vom azimuthalen Einschußwinkel

Durch die Ablenkung der vor dem Kalorimeter entstandenen Teilchen im Magnetfeld ist für den Vergleich der mit und ohne Magnetfeld simulierten Teilchen nicht gewährleistet, daß sie in ϕ jeweils an der gleichen Stelle in das Kalorimeter eintreten. Für verschiedene Eintrittswinkel in ϕ können zum einen unterschiedliche Genauigkeiten in der Bestimmung der Schauerachse, zum anderen aber auch auf die Granularität des Kalorimeters zurückzuführende Unterschiede in der Berechnung der lateralen Schauerenausdehnung auftreten. Um den Einfluß der Granularität in ϕ von dem des Magnetfeldes trennen zu können, werden weitere Elektronen und Pionen ohne Magnetfeld simuliert, die in ϕ unter den Winkeln $\phi = 22,5^\circ$ und $\phi = 23,9^\circ$ in das Kalorimeter eingeschossen werden. Dabei entspricht der Einschußwinkel von $22,5^\circ$ dem Einschuß zwischen zwei Pads, der Winkel von $23,9^\circ$ dem auf eine Padmitte. Die Abbildungen 6.12 und 6.13 zeigen die Verteilungen der Schauermomente für Elektronen und Pionen für die beiden unterschiedlichen ϕ -Winkel. Zur Berechnung dieser Schauermomente wurde die durch die Einschußrichtung gegebene Schauerachse verwendet.

Ein Vergleich der Verteilungen zeigt, daß die longitudinalen Schauermomente im wesentlichen unabhängig vom azimuthalen Einschußwinkel sind, während relativ große Unterschiede in den lateralen Schauermomenten e_4 und e_5 auftreten. Das erste radiale Moment ist für den Einschuß auf die Padgrenze im Mittel wesentlich größer, als für den Einschuß auf die Padmitte. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß für den Fall des Einschuß auf die Padmitte, fast die gesamte laterale Ausdehnung des Schauers auf dieses eine Pad beschränkt ist. Für den Fall des Einschuß auf die Padgrenze wird die Schauerenergie hingegen in etwa zu gleichen Teilen in zwei benachbarten Pads deponiert. Da bei der Rekonstruktion die räumliche Lage eines Pads durch die Koordinaten des Padmittelpunktes beschrieben wird, nimmt das erste radiale Moment bedingt durch die Granularität des Kalorimeters im Mittel größere Werte an. Die beobachtete Verschiebung in den Verteilungen des ersten radialen Moments für Elektronen und Pionen mit und ohne Magnetfeld, siehe Abbildung 6.6, kann also durchaus eine Folge der Granularität des Kalorimeters sein.

Die Verschiebung in den Verteilungen der radialen Schauermomente wird sowohl für Elektronen als auch für Pionen beobachtet, so daß der Überlapp in den Verteilungen für Elektronen und Pionen, die unter dem gleichen Azimuthalwinkel in das Kalorimeter eintreten, unabhängig von der Einschußrichtung in ϕ ist. Treten Elektronen und Pionen jedoch nicht unter einem festen Winkel sondern verteilt über einem Winkelbereich in ϕ in das Kalorimeter ein, so muß mit Verbreiterungen in den Verteilungen der Schauermomente gerechnet werden. Dies führt zu einem größeren Überlapp in den Verteilungen und damit zu einer Verschlechterung der Trennung.

Mit den bisher simulierten Daten ist es nicht möglich, den Einfluß des Magnetfeldes vom Einfluß der Granularität des Kalorimeters auf die Elektron-Pion-Trennung zu trennen. Eine systematische Untersuchung der ϕ -Abhängigkeit durch weitere Simulationen, bei denen die Einschußrichtung der Elektronen und Pionen ein Intervall in ϕ überstreicht, ist jedoch sehr rechenzeitaufwendig und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.

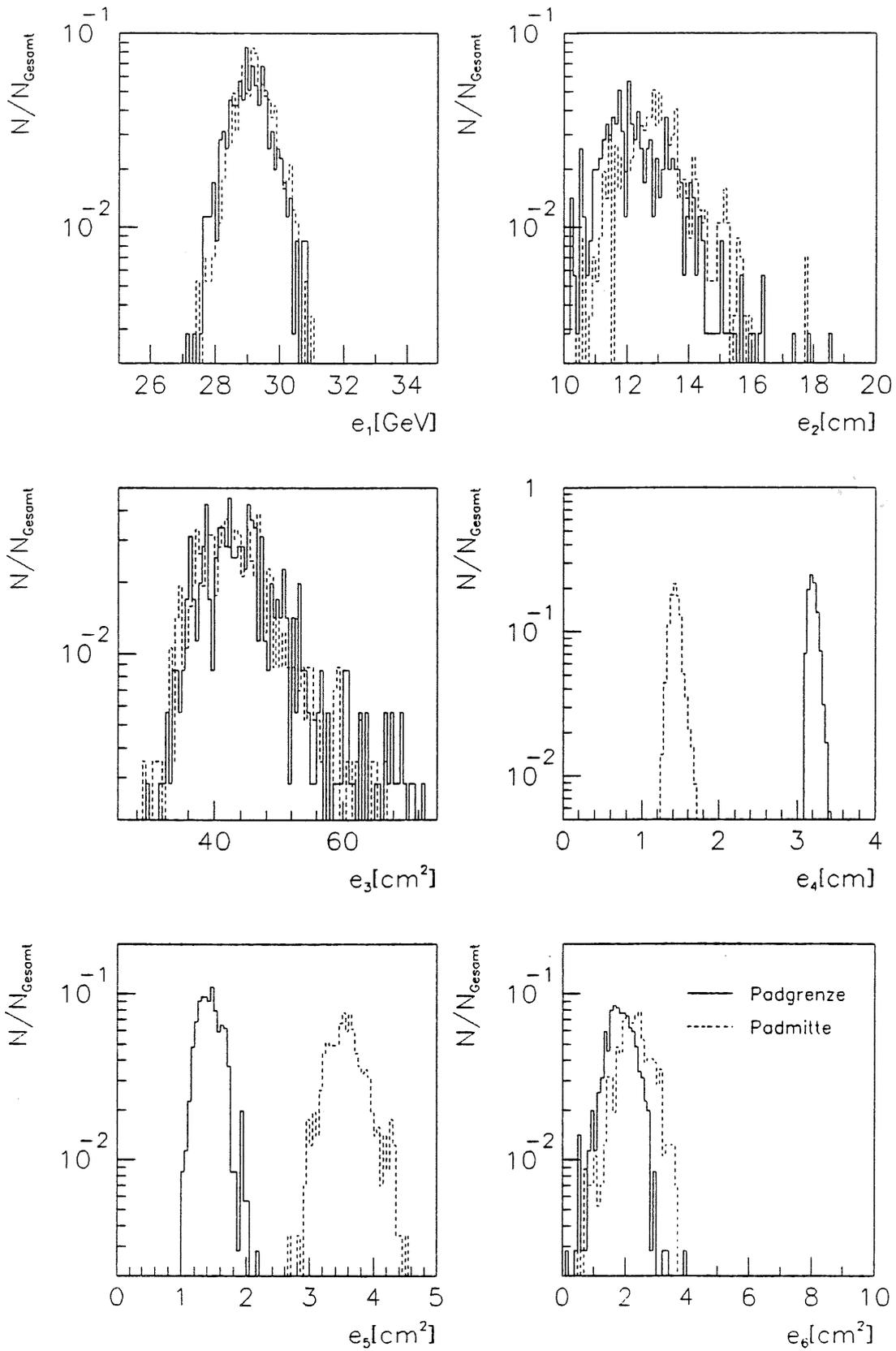


Abbildung 6.12: Verteilungen der Schauermomente e_i für Elektronen für die Einschüßwinkel $\phi = 22,5^\circ$ und $\phi = 23,9^\circ$. Die Daten wurden mit Rauschen überlagert.

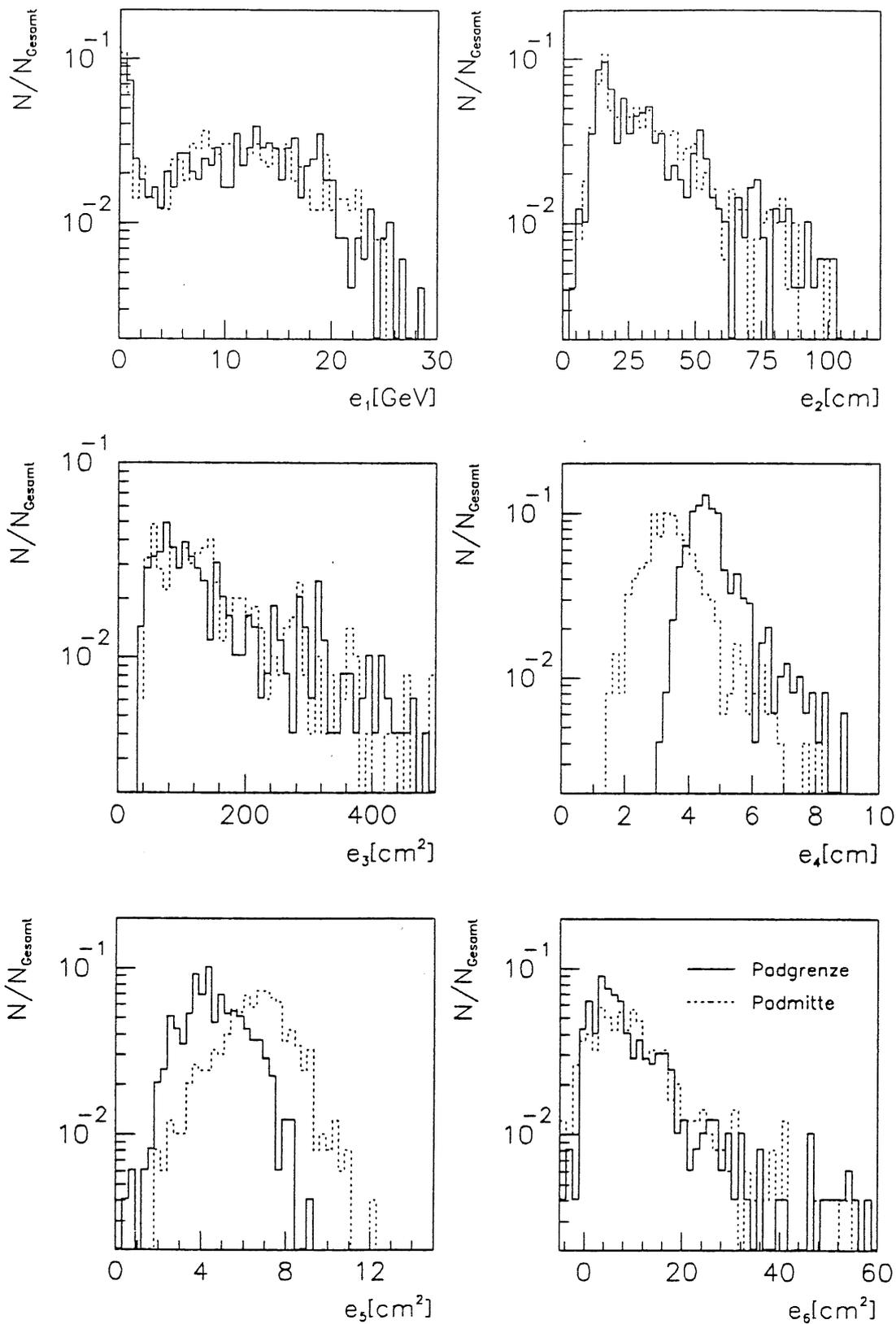


Abbildung 6.13: Verteilungen der Schauermomente e_i für Pionen für die Einschüßwinkel $\phi = 22,5^\circ$ und $\phi = 23,9^\circ$. Die Daten wurden mit Rauschen überlagert.

6.5 Abhängigkeit der Trennfunktion vom polaren Einschußwinkel

Wie bereits in der Einleitung zu Kapitel 5 beschrieben wurde, ist die Untersuchung der Elektron-Pion-Trennung im FB2-Kalorimeter von besonderem Interesse, da sich hier der größte Betrag an totem Material vor dem Kalorimeter befindet. Für andere Räder des Flüssig-Argon-Kalorimeters erwartet man daher eine bessere Elektron-Pion-Trennung, was am Beispiel des CB3-Kalorimeters gezeigt werden soll. Dazu werden Elektronen und Pionen der Energie 30 GeV bei einem Magnetfeld von 1,2 Tesla im H1-Detektor simuliert, die unter einem Winkel von $\theta = 70^\circ$ und $\phi = 25^\circ$ in das CB3-Kalorimeter eingeschossen werden. Tabelle 6.3 zeigt die Parameter dieser Simulation.

E , Primärenergie des einfallenden Teilchens	30 GeV
θ , Polarwinkel des einfallenden Teilchens	70°
ϕ , Azimuthalwinkel des einfallenden Teilchens	25°
$(r; z)$, Koordinaten des Teilchenursprungs in cm	(0;0)
B , Magnetfeld im H1-Detektor	1,2 Tesla

Tabelle 6.3: Parameter der Simulation im CB3-Kalorimeter.

Abbildung 6.14 zeigt das mit diesen Daten berechnete Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung sowie die χ^2 -Verteilungen der Elektronen und Pionen. Zum Vergleich ist ebenfalls die Trennfunktion der mit Magnetfeld simulierten Elektronen und Pionen, die in das FB2-Kalorimeter eingeschossen wurden, gezeigt.

Es zeigt sich, daß die Elektron-Pion-Trennung im CB3-Kalorimeter in etwa um den Faktor 2,5 besser ist, verglichen mit der im FB2-Kalorimeter. Bei einer Elektronenausbeute von 97% ergibt sich eine Trennung von $T = 700$ im CB3-Kalorimeter. Obwohl die Teilchen unter einem größeren Winkel von 70° zum Magnetfeld eingeschossen werden und damit eine größere Ablenkung in ϕ zu erwarten ist, ist die Trennung besser als für die in das FB2-Kalorimeter eingeschossenen Teilchen. Wie bereits in Kapitel 6.1.2 gezeigt, führt nicht die Ablenkung des Primärteilchens im Magnetfeld zur Verbreiterung des Elektronenschauers, sondern die Ablenkung der im toten Material vor dem Kalorimeter erzeugten Sekundärteilchen. Da sich vor dem CB3-Kalorimeter jedoch nur totes Material von 1,2 Strahlungslängen befindet, verglichen mit 2 Strahlungslängen vor dem FB2-Kalorimeter, ist insgesamt der Einfluß des Magnetfeldes auf die Schauermomente geringer, so daß eine bessere Trennung als im FB2-Kalorimeter zu erwarten war. Für verschiedene Einschußwinkel in θ muß aufgrund des unterschiedlichen toten Materials vor dem H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter mit leicht unterschiedlichen Ergebnissen für die Elektron-Pion-Trennung gerechnet werden.

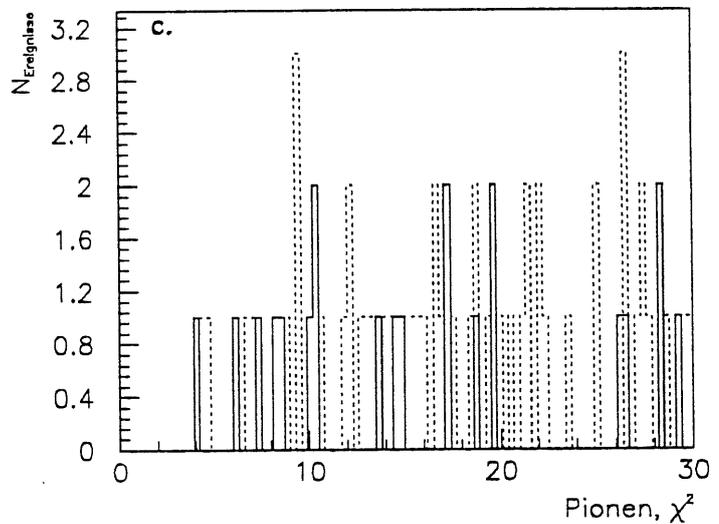
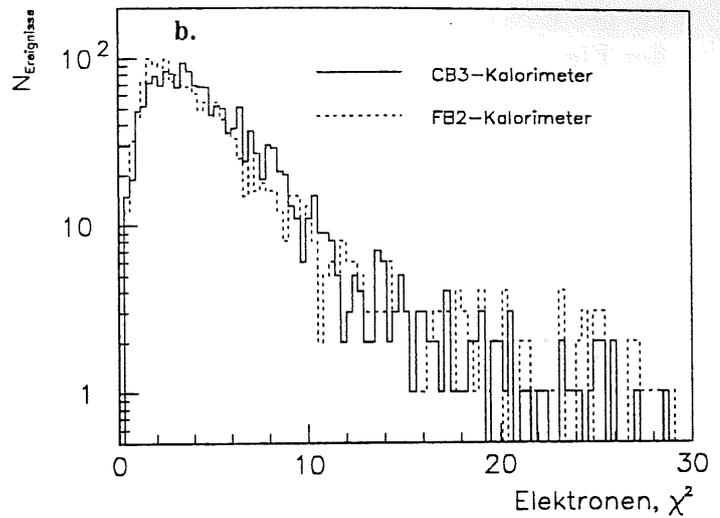
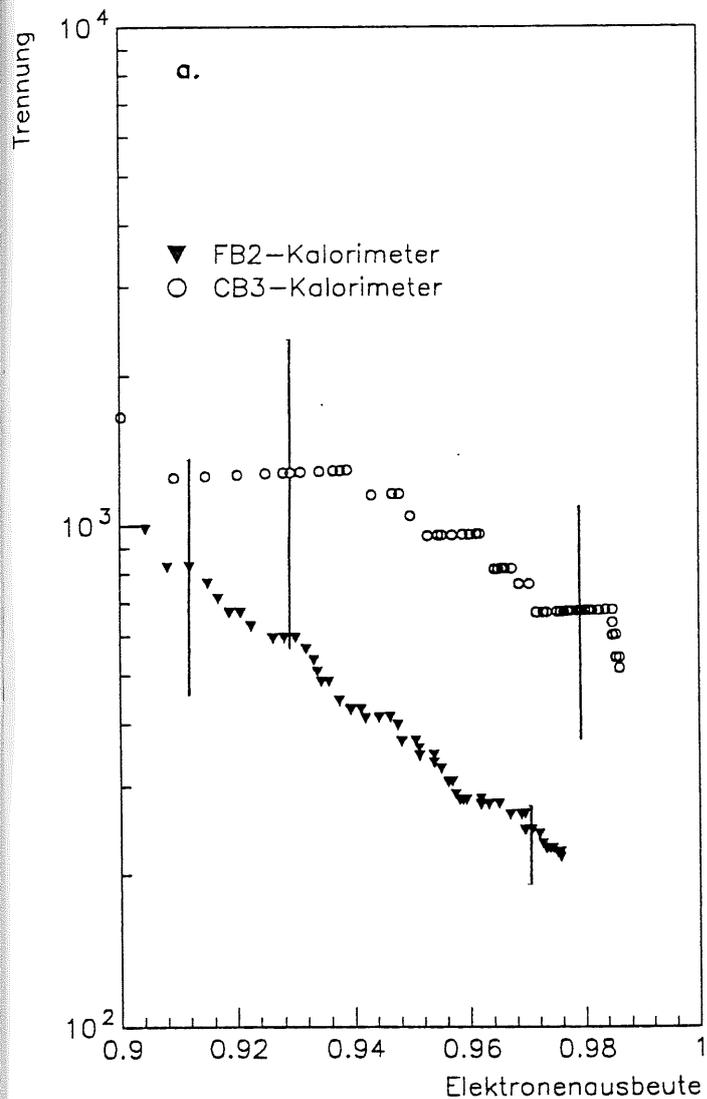


Abbildung 6.14: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen mit Magnetfeld im CB3- und FB2-Kalorimeter. Die Daten im CB3-Kalorimeter wurden mit den Parametern der Tabelle 6.3 simuliert und mit Rauschen überlagert. b. χ^2 -Verteilung der Elektronen. c. χ^2 -Verteilung der Pionen. Die Schauerachse wurde mit der Methode aus Kapitel 6.2.2 bestimmt.

6.6 Der Einfluß der Teilchenenergie auf die Trennung

In diesem Abschnitt wird die Trennung in Abhängigkeit von der Primärenergie der Elektronen und Pionen untersucht. Dazu werden in den Monte-Carlo-Simulationen Elektronen und Pionen bei einem Magnetfeld von 1,2 Tesla im H1-Detektor mit einer Primärenergie von 10 GeV und 20 GeV in das FB2-Kalorimeter eingeschossen. Abbildung 6.15 zeigt das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung für 10 GeV und 20 GeV Teilchen sowie die χ^2 -Verteilungen der Elektronen und Pionen. Zum Vergleich ist ebenfalls das Ergebnis für 30 GeV Teilchen eingezeichnet. Es kann beobachtet werden, daß die Elektron-Pion-Trennung bei kleiner wer-

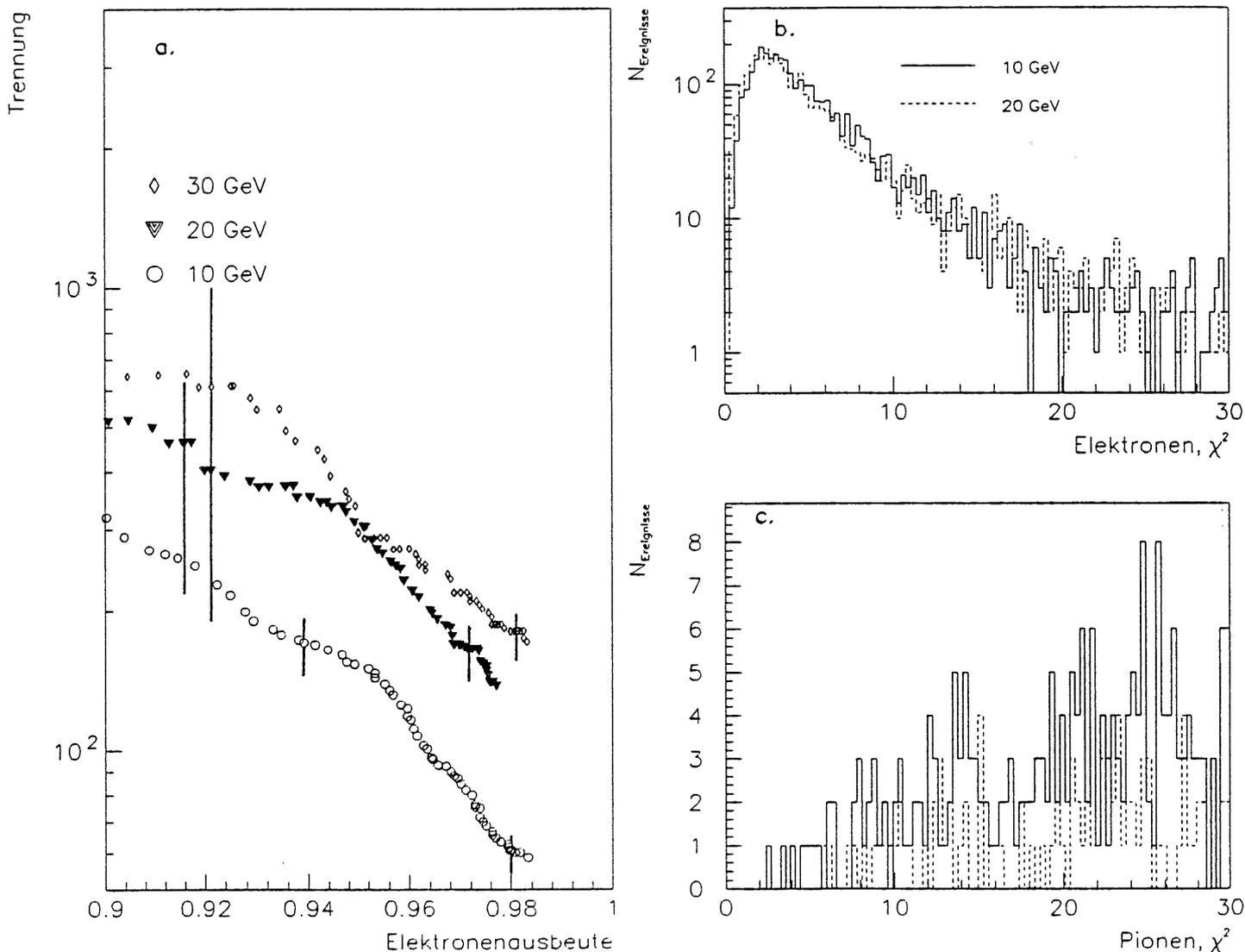


Abbildung 6.15: a. Trennfunktion für 10, 20 und 30 GeV Elektronen und Pionen, mit Magnetfeld. Die Daten wurden mit Rauschen überlagert. b. χ^2 -Verteilung der Elektronen. c. χ^2 -Verteilung der Pionen. Die Schauerachse wurde mit der Methode aus Kapitel 6.2.2 bestimmt.

dender Primärenergie schlechter wird. Dabei unterscheiden sich die Werte der Trennung für

20 GeV und 30 GeV Teilchen nur geringfügig. Die Trennung für 10 GeV Teilchen ist hingegen etwa einen Faktor 2,5 schlechter als die Trennung für 30 GeV Teilchen. Bei einer Elektronenausbeute von 97% wird eine Trennung von $T = 90$ bestimmt.

Um die starke Verringerung der Elektron-Pion-Trennung für 10 GeV Teilchen zu verstehen, werden die Verteilungen der Schauermomente für Elektronen und Pionen für die beiden Energien 10 GeV und 30 GeV miteinander verglichen. Es können nur in den Verteilungen des ersten longitudinalen Moments nennenswerte Unterschiede festgestellt werden. Abbildung 6.16 zeigt die Verteilungen des ersten longitudinalen Moments für Elektronen und Pionen für die beiden verschiedenen Primärenergien. Die Verteilung für 30 GeV Pionen weist einen langen Ausläufer zu hohen Werten auf, der für 10 GeV Pionen nicht beobachtet wird. Dieser Unterschied kann dadurch erklärt werden, daß die longitudinale Ausdehnung eines Schauers, in der 95% der Energie enthalten sind, von der Primärenergie des schauerauslösenden Teilchens abhängt, siehe Abschnitt 2.2.2. Demnach ergibt sich für ein 30 GeV Hadron ein Wert für $L_{95\%}[\lambda]$ von $5,3\lambda$, für ein 10 GeV Hadron ein Wert von $4,5\lambda$. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß die bei einer inelastischen hadronischen Wechselwirkung entstehenden Sekundärteilchen für 30 GeV Pionen aufgrund ihrer höheren Energie noch eine relativ große Reichweite haben, was zu dem Ausläufer der Verteilung führt. Die longitudinale Entwicklung der hadronischen Schauer von 30 GeV Pionen unterscheidet sich also deutlicher von der Entwicklung der Elektronenschauer, die kleine longitudinale Ausdehnungen aufweisen. Hinzu kommt, daß für den Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\pi^- p \rightarrow \pi^+ n$ gilt [Höh64]:

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+ n) \propto \frac{1}{p_{\pi^-, Labor}} . \quad (6.4)$$

Der Prozess des Ladungsaustausches findet damit für Teilchen kleinerer Energien mit höherer Wahrscheinlichkeit statt, was ebenfalls zur Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung führt. Prinzipiell muß also bei kleineren Primärenergien der schauerauslösenden Teilchen mit einer schlechteren Elektron-Pion-Trennung gerechnet werden.

6.7 Vorauswahl der Ereignisse zur Verbesserung der Trennung

Wie bereits in Abschnitt 6.1.2 beschrieben, ist die Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung unter dem Einfluß des Magnetfeldes auf die Ablenkung der im toten Material erzeugten Sekundärteilchen zurückzuführen. Durch diese Ablenkung treten die Teilchen innerhalb eines Winkelbereichs in das Kalorimeter ein, wodurch eine Verbreiterung der Elektronenschauer erwartet wird. Diese Verbreiterung führt wie in Kapitel 6.1.2 gezeigt zur Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung. Eine Verbesserung der Trennung mit Magnetfeld kann eventuell dadurch erreicht werden, daß alle Elektronenereignisse, bei denen in mehreren Zellen der ersten θ -Lage des Kalorimeters ein wesentlicher Energiebetrag deponiert wird, für die Berechnung der Mittelwerte $\bar{\mu}_e$ und der Kovarianzmatrix H_e verworfen werden, der χ^2 -Test jedoch mit allen Ereignissen durchgeführt wird. Dabei wird angenommen, daß ein solches Elektronereignis gerade zu einem breiten Schauer führt. Die Vorauswahl würde den Ausläufer zu hohen Werten in der Verteilung des ersten radialen Moments für Elektronen bei

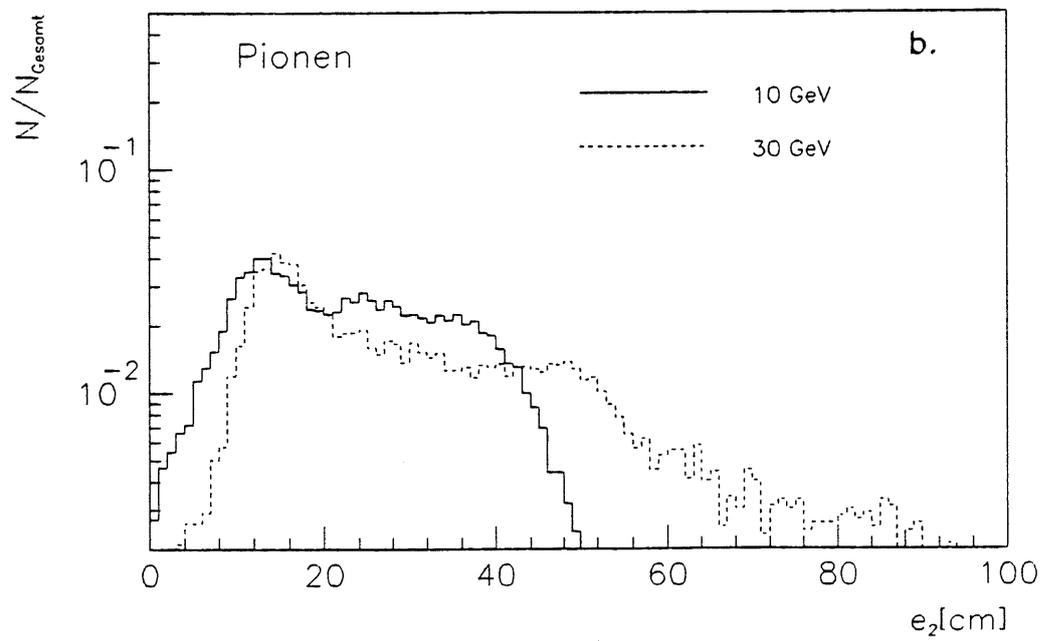
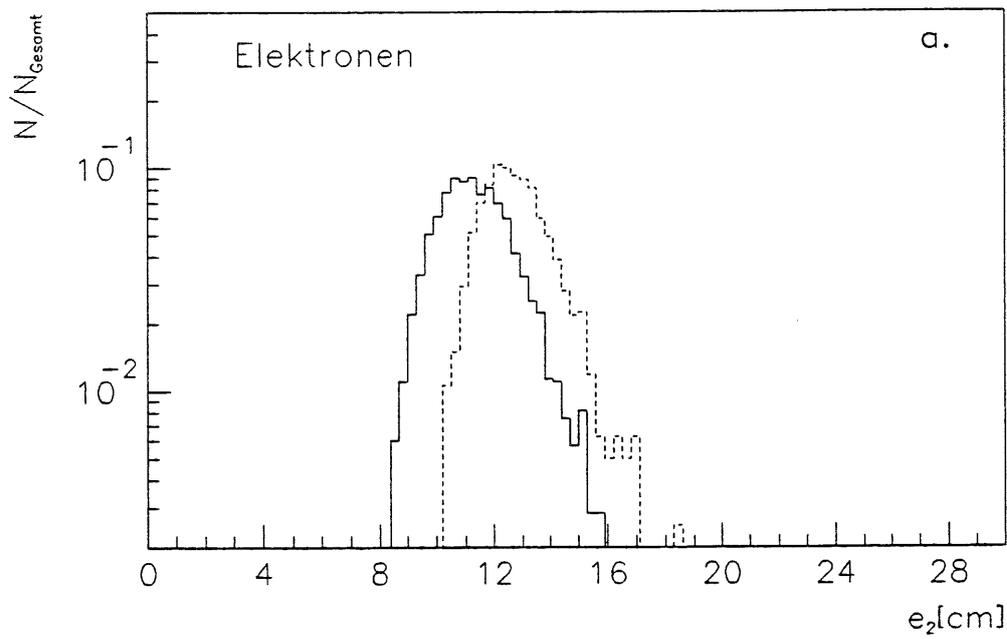


Abbildung 6.16: Verteilungen des ersten longitudinalen Moments e_2 für Elektronen und Pionen für die beiden Energien 10 GeV und 30 GeV

der Berechnung der Mittelwerte und der Kovarianzmatrix unterdrücken. Bei der Berechnung der Trennfunktion aus den so bestimmten Mittelwerten $\vec{\mu}_e$ und der Matrix H_e muß neben einer Verringerung der Anzahl der falsch identifizierten Pionen mit einer Verschlechterung der Elektronenausbeute gerechnet werden.

Um das Rauschen im Presampler für die folgende Untersuchung stärker zu unterdrücken, wird auf die Zellen im Presampler ein Schnitt auf die Rauschverteilung von 8σ durchgeführt. Abbildung 6.17 zeigt die pro Ereignis vorhandenen Zellen mit einer Energie größer als 8σ für Elektronen und Pionen für die beiden Fälle $B = 1,2\text{ T}$ und $B = 0\text{ T}$. Die Verteilungen für Elektronen mit und ohne Magnetfeld unterscheiden sich kaum. Es fällt jedoch auf, daß für die mit Magnetfeld simulierte Elektronen mehr Ereignisse vorhanden sind, bei denen in mehr als vier Zellen im Presampler mehr als 8σ Energie deponiert wird. Diese Ereignisse werden zur Matrixberechnung verworfen.

Abbildung 6.18 zeigt das mit der so berechneten Kovarianzmatrix erreichte Ergebnis für die Elektron-Pion-Trennung der mit Magnetfeld simulierten Daten sowie die χ^2 -Verteilungen der Elektronen und Pionen. Zum Vergleich ist ebenfalls die bisher für die gleichen simulierten Daten berechnete Trennung eingetragen. Die Trennung konnte also durch diesen Schnitt auf die Höchstanzahl der Zellen mit einer Energiedeposition von mehr als 8σ im Presampler nicht verbessert werden. Es konnte aber aufgrund der Verteilungen der Abbildung 6.17 auch keine erhebliche Verbesserung erwartet werden, da sich weder die Verteilungen für Elektronen mit und ohne Feld noch die Verteilungen für Elektronen und Pionen für die beiden Magnetfeldwerte stark voneinander unterscheiden. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß sowohl Elektronen als auch Pionen bereits Wechselwirkungen vor dem Kalorimeter haben. Die dabei erzeugten Teilchen schauen aber im Presampler des FB2E-Kalorimeters nicht auf, so daß keine Unterschiede in der im Presampler deponierten Energie festgestellt werden können. Die erwarteten Unterschiede treten erst in der zweiten θ -Lage des Kalorimeters auf. Ein Versuch die Elektron-Pion-Trennung mit Hilfe von Schnitten auf Zellen innerhalb dieser Lage zu erhöhen führte ebenfalls zu keiner Verbesserung. Dies kann dadurch erklärt werden, daß in dieser Lage die Schauerentwicklung bereits stark fortgeschritten ist und aufgrund der schiefen Lage des Schauers im Kalorimeter die longitudinale und die laterale Komponente des Schauers innerhalb einer θ -Lage nicht voneinander getrennt werden können.

6.8 Vorschläge für weitere Studien

Mit den bisher untersuchten Methoden konnte das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung der mit Magnetfeld simulierten Daten nicht verbessert werden. Die folgenden Studien können dazu beitragen, Methoden zu entwickeln, mit denen die Elektron-Pion-Trennung im H1-Detektor verbessert werden kann:

- Bestimmung der Schauerachse aus den im Spurkammersystem gemessenen Spuren der Teilchen.
- Untersuchung der ϕ -Abhängigkeit der Elektron-Pion-Trennung durch weitere Simulationen, bei denen die Einschußrichtung der Teilchen ein Intervall in ϕ überstreicht.

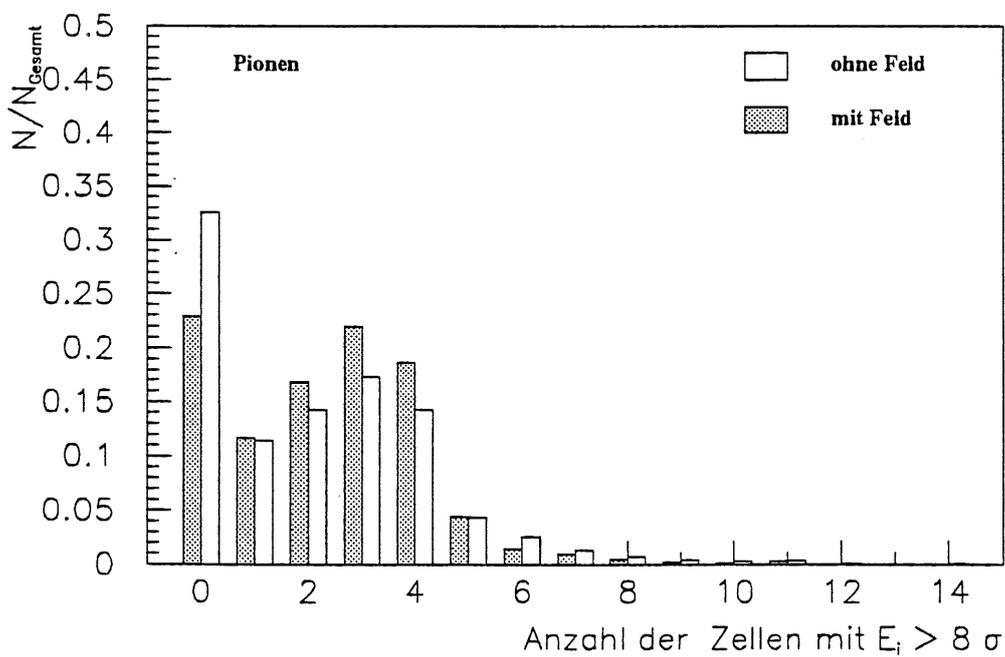
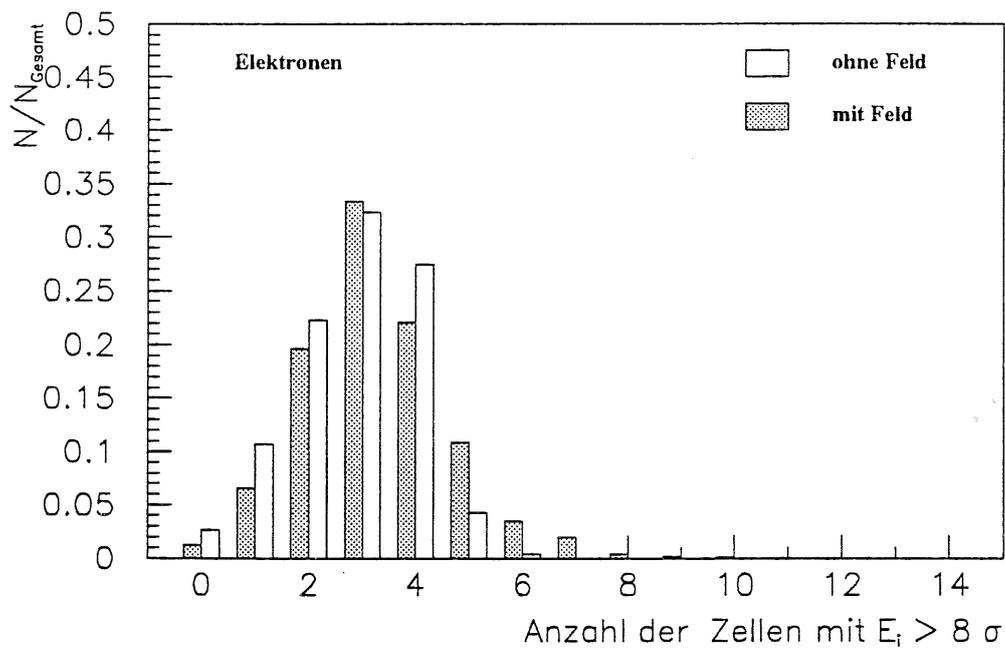


Abbildung 6.17: Verteilung der Anzahl der pro Ereignis vorhandenen Zellen im Presampler mit einer Energie größer als 8σ für Elektronen und Pionen. a. mit Magnetfeld. b. ohne Magnetfeld.

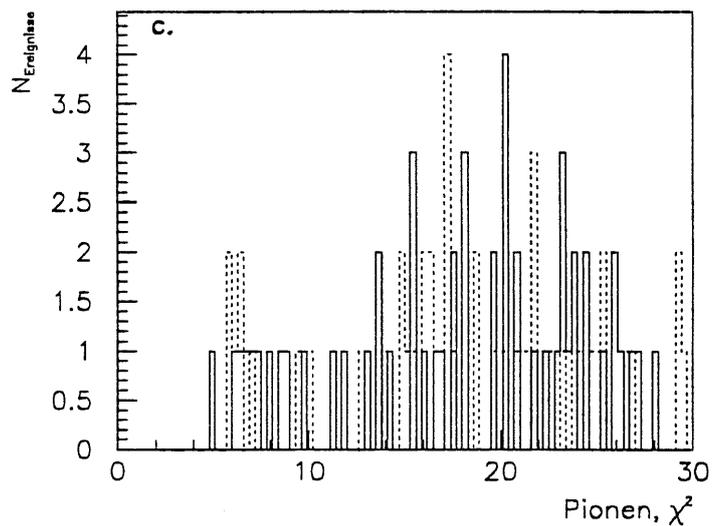
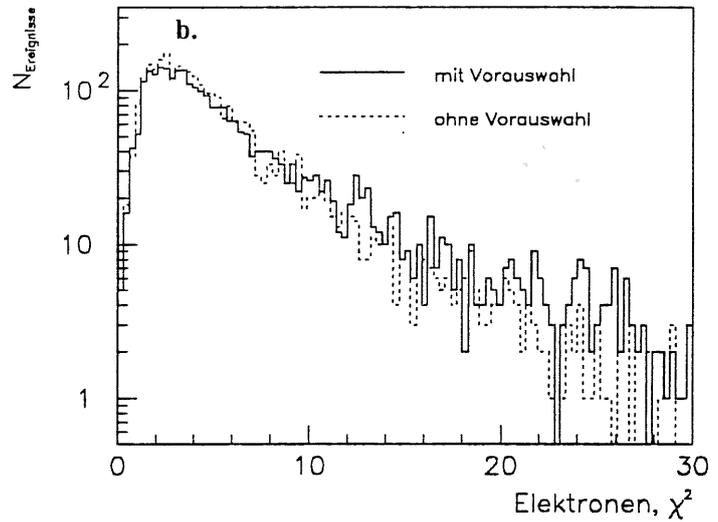
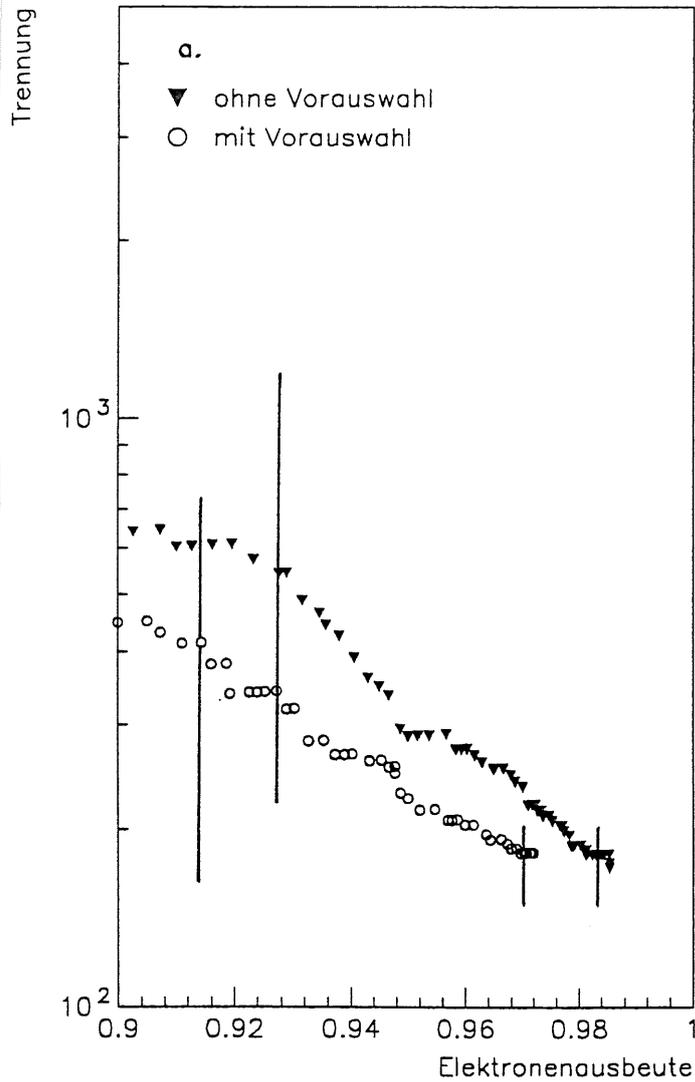


Abbildung 6.18: a. Trennfunktion in Abhängigkeit von der Elektronenausbeute für 30 GeV Elektronen und Pionen mit Magnetfeld und Vorauswahl der Ereignisse. Die Daten wurden mit den Parametern der Tabelle 6.1 simuliert und mit Rauschen überlagert. b. χ^2 -Verteilung der Elektronen. c. χ^2 -Verteilung der Pionen. Die Schauerachse wurde mit der Methode aus Kapitel 6.2.2 bestimmt.

- Genauere Untersuchung zur Elektron-Pion-Trennung für verschiedene Primärenergien der Teilchen. Diese Untersuchungen können für eine Parametrisierung der Matrixmethode in Abhängigkeit von der im Kalorimeter deponierten Energie genutzt werden.

Da die Elektron-Pion-Trennung bisher nur an isolierten Teilchen untersucht wurde, muß überprüft werden, inwiefern die in dieser Arbeit beschriebene Methode der Elektron-Pion-Trennung auf die Unterscheidung von Elektronen und Hadronen, die in einer Elektron-Proton-Kollision entstanden sind, übertragen werden kann.

Wie bereits in Kapitel 3.1 beschrieben wurde, ist die detaillierte Simulation sehr rechenzeitaufwendig. Deshalb wurde das Schauerparametrisierungspaket H1FAST entwickelt. Um die Matrixmethode auch auf die mit H1FAST simulierten Ereignisse anwenden zu können, muß sichergestellt werden, ob die Verteilungen der Schauermomente für die detaillierte Simulation und die schnelle Simulation übereinstimmen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der hier vorliegenden Arbeit wurde die Elektron-Pion-Trennung im FB2- und CB3-Modul des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen untersucht. Die Elektron-Pion-Trennung wurde mit der sogenannten Matrix-Methode unter Berücksichtigung der Gegebenheiten des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters berechnet [Col90]. Das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung für simulierte Daten wurde für das FB2-Kalorimeter mit dem Ergebnis einer CERN-Teststrahldatenanalyse verglichen. Es konnte gezeigt werden, daß das Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnung hervorragend mit dem Ergebnis der CERN-Teststrahldatenanalyse übereinstimmt. Bei einer Elektronenausbeute von 97% wurde mit dem hier verwendeten Algorithmus eine Trennung von $T = 4500$ bestimmt. Aufgrund der guten Übereinstimmung konnten die Simulationsrechnungen für weitere Studien zur Elektron-Pion-Trennung genutzt werden.

Es wurde zunächst untersucht, inwiefern das mit den CERN-Teststrahldaten bestimmte Ergebnis für die Elektron-Pion-Trennung auf die Situation im H1-Experiment übertragen werden kann. Dazu wurden Elektronen und Pionen unter den gleichen Bedingungen wie zuvor simuliert, jedoch bei einem Magnetfeld von 1,2 Tesla, wie es auch im H1-Experiment vorhanden ist. Das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung für die mit Magnetfeld simulierten Daten ist um etwa einen Faktor 20 schlechter als das Ergebnis der CERN-Teststrahldatenanalyse. Bei einer Elektronenausbeute von 97% ergab sich eine Trennung von $T = 230$.

Ein weiterer wichtiger Punkt war die Untersuchung der Elektron-Pion-Trennung in Abhängigkeit von der Energie der eingeschossenen Teilchen. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Elektron-Pion-Trennung mit kleiner werdender Energie der einfallenden Teilchen schlechter wird.

Um die starke Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung der mit Magnetfeld simulierten Daten zu verstehen, wurde der Einfluß des Magnetfeldes auf die Schauerentwicklung von Elektronen und Pionen systematisch analysiert. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Schauerentwicklung im Kalorimeter selbst nicht durch das Magnetfeld beeinflusst wird. Die Verschlechterung konnte auf den Einfluß des Magnetfeldes vor dem Kalorimeter zurückgeführt werden. Durch Bremsstrahlungsprozesse der Elektronen vor dem Kalorimeter und anschließende Paarbildungsprozesse der abgestrahlten Photonen werden im toten Material vor dem Kalorimeter bereits Positronen und Elektronen erzeugt. Diese Teilchen haben eine wesentlich geringere Energie als das primäre Elektron und werden deshalb relativ stark im

Magnetfeld vor dem Kalorimeter abgelenkt. Die Ablenkung führt zu einer Verbreiterung der Elektronenschauer, wodurch die beobachtete Verschlechterung der Trennung qualitativ erklärt werden kann.

Es wurde ebenfalls die Elektron-Pion-Trennung im CB3-Kalorimeter bei einem Magnetfeld von 1,2 Tesla im H1-Detektor untersucht. Das Ergebnis ist etwa um einen Faktor 2 besser als das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung im FB2-Kalorimeter. Dies kann qualitativ darauf zurückgeführt werden, daß sich vor dem CB3-Kalorimeter wesentlich weniger totes Material befindet. Das Ergebnis bestätigt damit, daß der Einfluß des Magnetfeldes auf die im toten Material vor dem Kalorimeter erzeugten Sekundärteilchen für die Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung der mit Magnetfeld simulierten Daten verantwortlich ist.

Durch die Ablenkung der Sekundärteilchen, die durch Wechselwirkungen im toten Material erzeugt wurden, ist nicht gewährleistet, daß Elektronen und Pionen unter dem gleichen Winkel in das Kalorimeter eintreten. Die Granularität des Kalorimeters kann damit ebenfalls einen Einfluß auf die Elektron-Pion-Trennung haben. Einige Voruntersuchungen lassen den Schluß zu, daß die Elektron-Pion-Trennung schlechter wird, wenn die Teilchen über einen Winkelbereich verteilt in das Kalorimeter eintreten.

Es wurde versucht, das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung der mit Magnetfeld simulierten Daten zu verbessern. Dazu wurde eine Methode zur Berechnung der Schauerachse aus dem Kalorimetersignal entwickelt, da aufgrund der Ablenkung der Sekundärteilchen, die im toten Material vor dem Kalorimeter erzeugt wurden, die Schauerachse nicht mehr mit der um die Ablenkung im Magnetfeld korrigierten Einschußrichtung des Primärteilchens übereinstimmt. Das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung konnte mit dieser Methode jedoch nur unwesentlich verbessert werden.

Weiterhin wurden zur Verbesserung der Elektron-Pion-Trennung Schnitte auf die Anzahl der im Presampler des FB2-Kalorimeters getroffenen Zellen eingeführt. Mit den bisher untersuchten Methoden konnte das Ergebnis der Elektron-Pion-Trennung der mit Magnetfeld simulierten Daten jedoch nicht verbessert werden. Es sind weitere Untersuchungen notwendig, die in Kapitel 6.8 vorgeschlagen wurden.

Anhang A

Vorstudien zur Simulation und Rekonstruktion

A.1 Bestimmung der Abschneideenergien

Wichtige Parameter der Simulation sind die Abschneideenergien E_γ , E_{e^\pm} bzw. E_{had} , die bereits in Kapitel 3.1 beschrieben wurden. Sie geben die kinetische Energie eines Teilchens an, bis zu der die Spur dieses Teilchens detailliert verfolgt wird. Sinkt die kinetische Energie eines Teilchens unter diese Abschneideenergie, so wird die Energie lokal deponiert. Einerseits wird die Schauerentwicklung eines Teilchens umso genauer simuliert, je kleiner diese Abschneideenergien sind, andererseits steigt die für die Simulation benötigte Rechenzeit sehr stark an. Um einen Kompromiß zwischen Rechenzeit und Genauigkeit der Simulation zu finden, werden die Abschneideenergien so bestimmt, daß die aus der Simulation ermittelte Energieauflösung des FB2E-Kalorimeters in etwa mit der aus den CERN-Teststrahldaten berechneten übereinstimmt. In der CERN-Teststrahldatenanalyse wurde eine Energieauflösung von $12\%/\sqrt{E}$ bestimmt, dabei befanden sich ungefähr 1,4 Strahlungslängen totes Material vor dem Kalorimeter [Har92].

Im folgenden werden die Verteilungen der im FB2E-Kalorimeter deponierten Energie auf der idealen elektromagnetischen Skala für 30 GeV Elektronen diskutiert. Als Startpunkt wurde zum einen der Wechselwirkungspunkt, zum anderen ein Punkt direkt vor dem Kalorimeter gewählt. Die Energieauflösung wird also für die beiden Fälle bestimmt, daß sich totes Material von 2 Strahlungslängen bzw. kein totes Material vor dem Kalorimeter befindet. Diese Simulationen wurden mit zwei verschiedenen, in Tabelle A.1 aufgeführten Sätzen von Abschneideenergien durchgeführt, die zu den bei H1SIM verwendeten Standardwerten gehören. Abbildung A.1a. zeigt die Energieverteilung für die vom Wechselwirkungspunkt aus kommenden Teilchen, Abbildung A.1b. die für die direkt vor dem Kalorimeter eingeschossenen Teilchen für die beiden Sätze von Abschneideenergien. Den Verteilungen wurden Gaußfunktionen angepaßt, deren Mittelwerte und Standardabweichungen sowie die daraus resultierenden Energieauflösungen Tabelle A.2 entnommen werden können. Es wird deutlich, daß die hohen Werte für die Abschneideenergien zu einer Energieauflösung führen, die um mehr als einen Faktor 2 zu groß ist. Alle der in dieser Arbeit benutzten Simulationen wurden

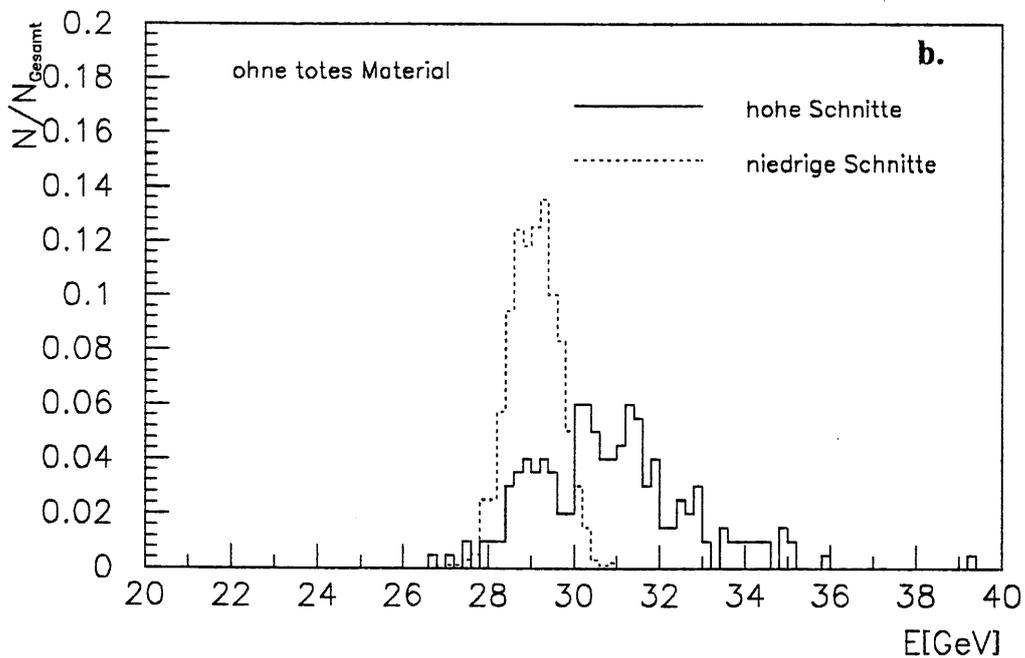
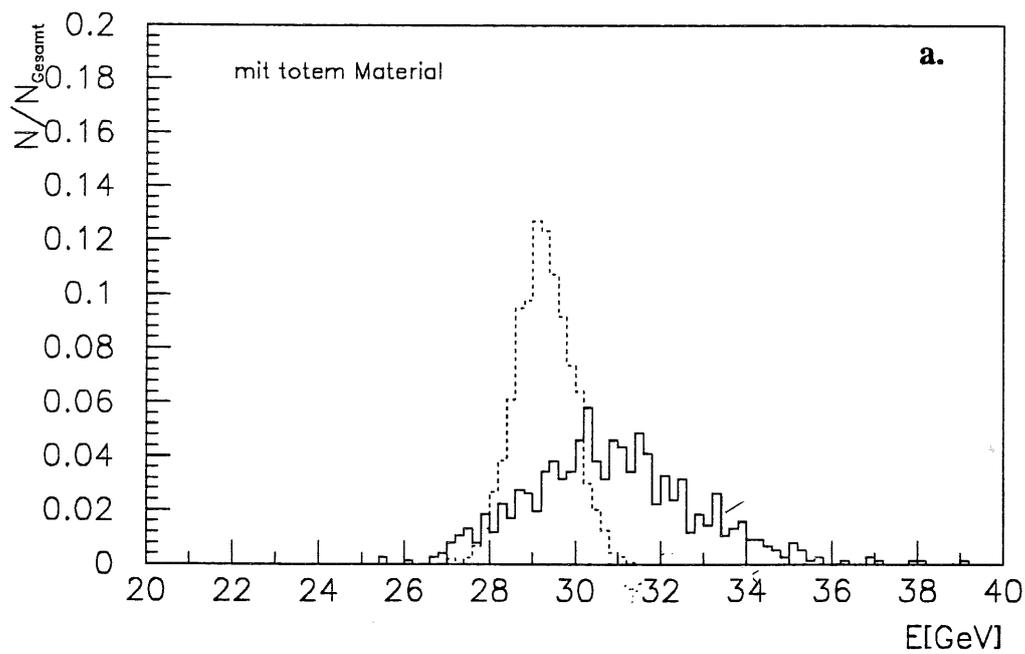


Abbildung A.1: Energieverteilung der im FB2E-Kalorimeter deponierten Energie auf der idealen elektromagnetischen Skala für 30 GeV Elektronen für zwei verschiedene Sätze von Abschneideenergien. a. mit totem Material b. ohne totes Material

	hoher Schnitt	niedriger Schnitt
$E_\gamma [MeV]$	2,0	0,2
$E_{e^\pm} [MeV]$	10,0	1,0
$E_{had} [MeV]$	10,0	1,0

Tabelle A.1: Abschneideenergien für die Simulation

	hoher Schnitt	niedriger Schnitt	
$\mu [GeV]$	30,71	29,25	mit totem Material
$\sigma [GeV]$	1,91	0,64	
$\sigma/\sqrt{E} [GeV]$	34,5 %	11,8 %	
$\mu [GeV]$	30,70	29,09	ohne totes Material
$\sigma [GeV]$	1,90	0,57	
$\sigma/\sqrt{E} [GeV]$	34,3 %	10,6 %	

Tabelle A.2: Mittelwert, Standardabweichung und Auflösung der Energieverteilung im FB2E-Kalorimeter

deshalb mit den niedrigen Abschneideenergien durchgeführt.

A.2 Bestimmung des Zylinderradius

Um den Einfluß von Rauschen auf die Elektron-Pion-Trennung und auf die Berechnung der Schauerachse möglichst klein zu halten, werden, wie bereits in Kapitel 3.2.2 erläutert, nur die Kalorimeterzellen berücksichtigt, die innerhalb eines Zylinders um die Einschubrichtung der Teilchen liegen. Der Zylinderradius wird so bestimmt, daß alle vom Teilchenschauer getroffenen Zellen in ihm enthalten sind. Dazu werden die ohne Magnetfeld simulierten Elektronen ohne Überlagerung von Rauschen und ohne die Schnitte auf die Rauschverteilung rekonstruiert. Es werden dann die Verteilungen der im FB2E-Kalorimeter deponierten Energie ohne Zylinderbedingung, mit einem Zylinderradius von 10 cm und mit einem Zylinderradius von 5 cm bestimmt, die in Abbildung A.2 gezeigt sind. Der Radius von 10 cm entspricht dabei nach Tabelle 4.1 drei Molièreradien. Man sieht deutlich, daß bei einem Radius von 10 cm noch alle vom Teilchenschauer getroffenen Zellen des Kalorimeters im Zylinder enthalten sind. Alle simulierten Daten wurden deshalb mit einem Zylinderradius von 10 cm rekonstruiert.

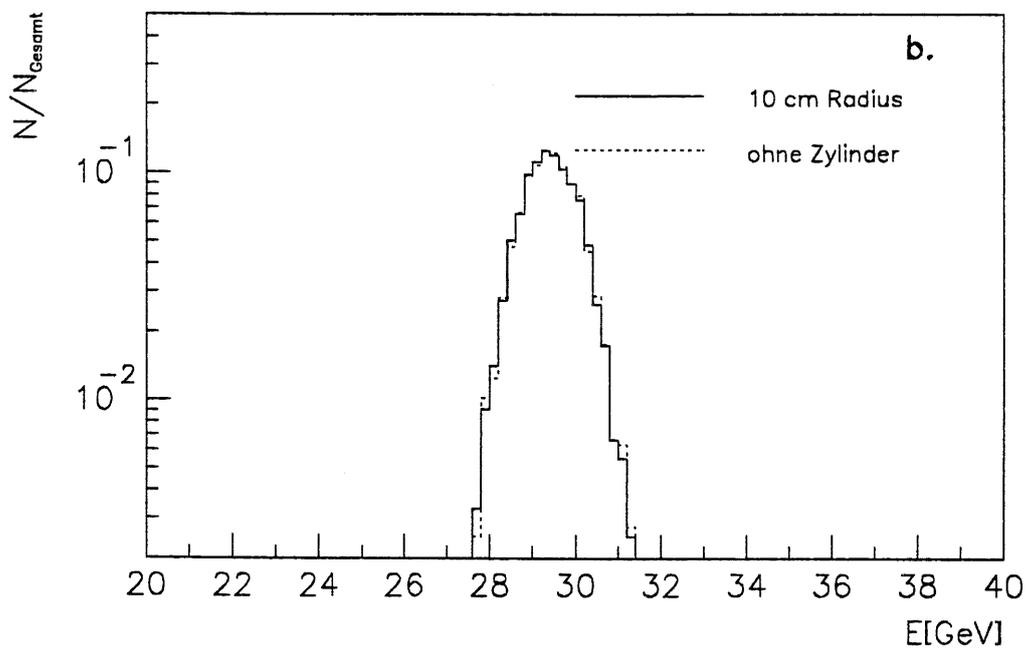
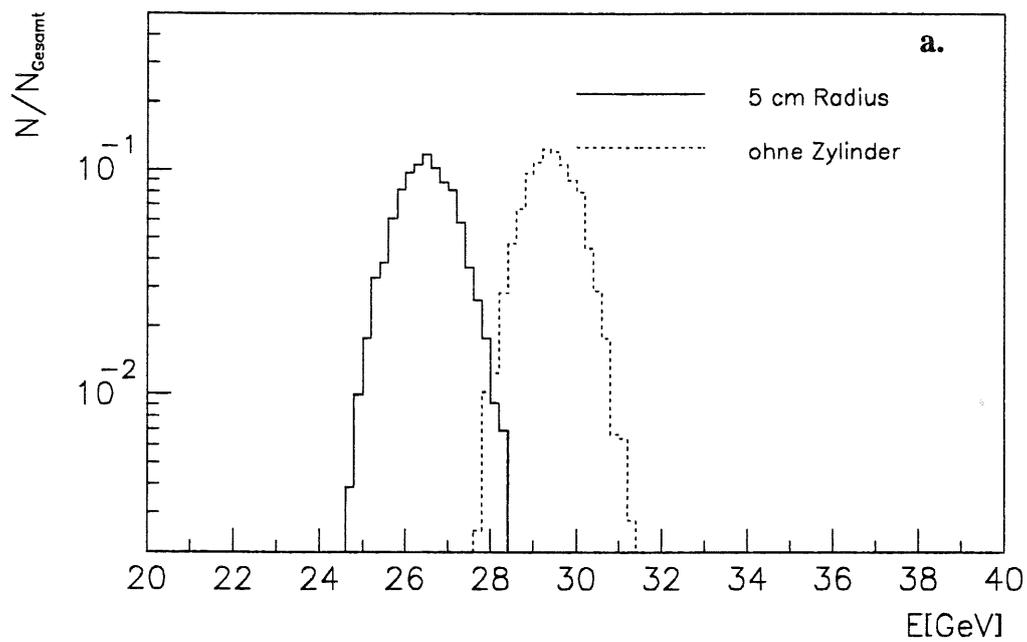


Abbildung A.2: Energieverteilung der im FB2E-Kalorimeter deponierten Energie auf der idealen elektromagnetischen Skala für 30 GeV Elektronen und verschiedene Zylinderradien.

Anhang B

Statistische Fehler der Simulationsergebnisse

Wie bereits in Kapitel 2.4 erläutert wurde, wird der Fehler der Trennfunktion durch den Fehler in der Zahl der falsch identifizierten Pionen bestimmt. Die Zahl der falsch identifizierten Pionen ist poissonverteilt. Es sei μ der Mittelwert dieser Verteilung, der aus den simulierten Daten bestimmt werden muss, da der tatsächliche Mittelwert unbekannt ist. Die Zahl n_π der falsch identifizierten Pionen ist eine Schätzung für diesen Mittelwert μ [Gra66]. Der Fehler von n_π kann mit Hilfe des Konfidenzintervalls $[\mu_u, \mu_o]$ zum Konfidenzniveau $1-\alpha$ bestimmt werden.

Aus dem Zusammenhang der Poisson-Verteilung mit der χ^2 -Verteilung ergibt sich das Konfidenzintervall zum Niveau $1-\alpha$ wie folgt:

$$\mu_u \leq \mu \leq \mu_o \quad (\text{B.1})$$

$$\mu_u = \frac{1}{2} \chi_{\frac{\alpha}{2}, 2n_\pi}^2 \quad (\text{B.2})$$

$$\mu_o = \frac{1}{2} \chi_{1-\frac{\alpha}{2}, 2n_\pi+1}^2 \quad (\text{B.3})$$

Tabelle B.1 zeigt die in dieser Arbeit benutzten Konfidenzintervalle zum Niveau $1-\alpha = 90\%$.

Für große n_π kann die Poissonverteilung durch eine Gaußverteilung mit Mittelwert μ und Varianz $\sigma^2 = \mu$ angenähert werden. Der Fehler des Anteils der falsch identifizierten Pionen ist dann durch die folgende Formel gegeben.

$$\sigma_{\frac{n_\pi}{n_0}} = \sqrt{\frac{\frac{n_\pi}{n_0} \left(1 - \frac{n_\pi}{n_0}\right)}{n_0}} \quad (\text{B.4})$$

Dabei gibt n_0 die Zahl der insgesamt vorhandenen Pionen an.

μ	μ_u	μ_o
0	0	3,00
1	0,05	4,75
2	0,36	6,30
3	0,82	7,75
4	1,37	9,15
5	1,97	10,50
6	2,62	11,80
7	3,29	13,15
8	3,98	14,45
9	4,70	15,70
10	5,45	16,00
11	6,15	18,21
12	6,90	19,45
13	7,70	20,65
14	8,45	21,90

Tabelle B.1: Konfidenzintervalle der Poissonverteilung zum Niveau $1 - \alpha = 90\%$ [Gra66].

Anhang C

Eine Übersicht der simulierten Daten

Die Zahl der simulierten Elektronen wurde so gewählt, daß der Fehler bei einer Elektronenausbeute von 97 % kleiner als 2 % ist. Da die Zahl der falsch identifizierten Pionen den Fehler der Trennfunktion bestimmt, wurden wesentlich mehr Pionen als Elektronen simuliert. Tabelle C.1 zeigt eine Übersicht der simulierten Daten.

	$E[GeV]$	θ	ϕ	$(r[cm]; z[cm])$	Elektronen	Pionen
ohne Magnetfeld	30	24°	25°	(0; 0)	3616	14015
	30	24°	25°	(99, 5; 224, 6)	1497	—
	30	24°	$22, 5^\circ$	(0; 0)	500	500
	30	24°	$23, 9^\circ$	(0; 0)	500	500
mit Magnetfeld	30	24°	25°	(0; 0)	3000	10901
	30	24°	25°	(99, 5; 224, 6)	1547	6680
	20	24°	25°	(0; 0)	3072	12937
	10	24°	25°	(0; 0)	3169	12525
	30	70°	25°	(0; 0)	3225	10997

Tabelle C.1: Übersicht der simulierten Daten

Literaturverzeichnis

- [Aar90] P.A. Aarnio et al.
FLUKA 89 Users Guide (1990)
- [Ama81] U. Amaldi
Fluctuations in Calorimeter Measurements
Physica Scripta 23 (1981) 409
- [Atw90] D. Atwood et al.
ep Collider Experiments and Physics
WISC-EX-90-312 (1990)
- [Bab79] A. Babaev et al.
Properties of electromagnetic and hadronic showers measured with liquid argon calorimeters
Nucl. Inst. and Meth. 160(1979) 427
K. Rauschnabel
Messung elektromagnetischer und hadronischer Schauer in Flüssig-Argon-Kalorimetern
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, KFK-Ext. 3/78-5 (1978)
- [Bat70] G. Bathow et al.
Measurement of the Longitudinal und Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- [Bru87] R. Brun et al.
GEANT 3.X Manual
CERN-DD/EE/84-1 (1987)
- [Col90] M. Colombo
Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)
- [Eng83] R. Engelmann et al.
Response of highly segmented extruded lead glass calorimeter to electrons and pions between 15 and 45 GeV/c
Nucl. Instr. and Meth. 216 (1983) 45

- [Eng76] J. Engler et al.
Electron-proton separation with a liquid-argon lead sandwich detector
Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 521
- [Fab89] C.W. Fabjan und R. Wigmans
Energy Measurement of Elementary Particles
CERN-EP / 89-64 (1989)
- [Fel87] J. Feltesse
Measurements of Inclusive Differential Cross Sections
Proceedings of the HERA Workshop 33-57,
R.D. Peccei (Herausgeber), DESY (1987)
- [Fer49] E. Fermi
Nuclear Physics
The University of Chicago Press (1949)
- [Fes85] H.C. Fesefeldt
Simulations of Hadronic Showers
PITHA-Report 85-02, RWTH Aachen (1985)
- [Fro79] A.G. Frodesen et al.
Probability and Statistics in Particle Physics
Universitaetsforlaget, Bergen-Oslo-Tromso (1979)
- [Gae87] K.J.F. Gaemers
The Production of W^{\pm} -, Z^0 - vector Bosons and Higgs-bosons at the HERA-collider
Proceedings of the HERA Workshop 739-770,
R.D. Peccei (Herausgeber), DESY (1987)
- [Gra66] U. Graf, H.J. Henning, K. Stange
Formeln und Tabellen der mathematischen Statistik, Kap.5
Springer, Berlin-Heidelberg-New York (1966)
- [Guz91] D. Guzik
Monte-Carlo Untersuchungen zum Einfluß von Schichtdickenvariationen auf das Signal eines Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)
- [H1-89] H1 Calorimeter Group
Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter
DESY 89-022 (1989)
- [H1-86] H1-Collaboration
Letter of Intent for an Experiment at HERA (1985)
- [H1-91] H1 Collaboration
H1SIM Guide (Internal Note)

- [H6-81] Beam H6
SPS/EBP/PC/cp, CERN (1981)
- [Har92] P. Hartz
Dissertation in Vorbereitung (1992)
- [Hei44] W. Heitler
Quantum Theory of Radiation, second edition
Oxford University Press (1944)
- [Höh64] G. Höhler und J. Giesecke
Some Remarks on the higher π N Resonances
Phys. Letters 12, (1964) 149
A.V. Stirling et al.
Small Angle Charge Exchange of π^- -Mesons between 6 and 18 GeV/c
Phys. Rev. Letters 14, (1965) 763
- [Huf92] H. Hufnagel
persönliche Mitteilung
- [Küs91] H. Küster
ASCALE User Guide (Internal Note) (1991)
- [Leo89] W.R. Leo
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
Springer (1987)
- [Ler85] C. Leroy et al.
An Experimental Study of the Contribution of Nuclear Fission to the Signal of
Uranium Calorimeters
Nucl. Instr. and Meth. 128 (1985) 283
- [Loc92] P. Loch
Dissertation, Universität Hamburg (1992)
- [Lon75] E. Longo und I. Sestili
Monte-Carlo-Calculation of Photon-Initiated Elektromagnetic Showers in Lead
Glass
NIM 128 (1975) 283
- [Mol47] G. Molière
Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen
Z. Naturforsch. 2a (1947) 133
und
Z. Naturforsch. 3a (1948) 78
- [Ran72] J. Ranft
Particle Accelerators 3:129 (1972)

A. Baroncelli
Nucl. Instr. and Meth. 118:445 (1974)
T.A. Gabriel et al.
Nucl. Instr. and Meth. 134:271 (1976)

- [Ros52] B. Rossi
High Energy Physics
Prentice Hall (1952)
- [Sax91] D.H. Saxon
The HERA Physics Programme
DESY 91-101 (1991)
- [Seg53] E. Segrè
Experimental Nuclear Physics, Volume I
John Wiley & Sons (1953)
- [Seg65] E. Segrè
Nuclei and Particles
W.A. Benjamin (1965)
- [Spi92] R. Spiwoks
persönliche Mitteilung
- [Ste52] R.M. Sternheimer
The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials
Phys. Rev. 88 (1952) 851
- [Zei92] C. Zeitnitz
Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers
für den H1-Detektor
Dissertation, Universität Hamburg (1992)

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Themenstellung und die hilfreiche Betreuung dieser Arbeit.

Herr Prof. Dr. H. Kolanoski hat freundlicherweise die Aufgabe der Zweitkorrektur übernommen.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund danke ich für ihre freundliche Aufnahme und ihre Hilfsbereitschaft. Insbesondere Peter Hartz war immer ein wertvoller Ansprechpartner.

Bei Michael Colombo, Helmut Hufnagel und Uwe Obrock möchte ich mich für das sorgfältige Lesen des Manuskripts bedanken.

In ganz besonderem Maße danke ich Helmut Hufnagel und Peter Loch, die durch hilfreiche Anregungen in vielen Diskussionen zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinen Eltern danke ich für die vielfältige Unterstützung, die mir das Physik-Studium sehr erleichtert hat.

Mein größter Dank gilt Andreas, dessen Geduld und ständige Diskussionsbereitschaft eine große Hilfe bei der Entstehung dieser Arbeit war.