

# Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargonkalorimeter des H1 Detektors

14. November 1990

Diplomarbeit

vorgelegt von

Michael Colombo

Lehrstuhl für

Experimentelle Physik V

Abteilung Physik

Universität Dortmund

## Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>6</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>7</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>8</b>
<b>2 Grundlagen der Schauerentwicklung</b>	<b>13</b>
2.1 Elektromagnetische Schauer . . . . .	13
2.2 Hadronische Schauer . . . . .	19
<b>3 Experimentelle Grundlagen</b>	<b>22</b>
3.1 Das H1-Flüssigargonkalorimeter . . . . .	22
3.2 Versuchsaufbau . . . . .	29
3.3 Trigger . . . . .	34
3.4 Datenselektion bei der Analyse . . . . .	35
<b>4 Elektron-Pion Trennung</b>	<b>38</b>
4.1 Grundlagen der Elektron-Pion Trennung . . . . .	38

4.2	Ladungen in Kalorimeterzellen . . . . .	42
4.3	Momente in kartesischen Koordinaten . . . . .	49
4.3.1	Momente in Kalorimeterlagen . . . . .	49
4.3.2	Produktmomente . . . . .	52
4.3.3	Auswahl der optimalen Momente . . . . .	54
4.3.4	Berücksichtigung angepaßter Verteilungen . . . . .	60
4.4	Momente in Schauerkoordinaten . . . . .	63
4.5	Möglichkeiten zur Erhöhung der Trennung . . . . .	72
4.5.1	Berechnung der Momente unter Berücksichtigung des hadro- nischen Kalorimeters . . . . .	72
4.5.2	Betonung des Schauerbeginns . . . . .	75
4.5.3	Schnitte auf die Mindestladung je Kalorimeterzelle . . . . .	77
4.5.4	Bewertung . . . . .	78
4.6	Zweiseitiger Test . . . . .	82
4.7	Einordnung der Ergebnisse . . . . .	85
4.7.1	Ladungsaustausch . . . . .	85
4.7.2	Elektron-Identifizierung im H1-Kalorimeter . . . . .	86
5	<b>Zusammenfassung</b>	88
A	<b>Einfluß von Verunreinigungen im Argon auf die Signalhöhe</b>	90
B	<b>Konfidenzintervalle für poissonverteilte Variablen</b>	93
C	<b>Probleme bei der numerischen Invertierung großer Matrizen</b>	95

<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>100</b>
-----------------------------	------------

<b>Dankssagung</b>	<b>106</b>
--------------------	------------

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Perspektivische Ansicht des H1-Detektors . . . . .	10
1.2	Simuliertes Ereignis im H1-Detektor . . . . .	12
2.1	Totale Wirkungsquerschnitte von Photonen und relativer Energieverlust von Elektronen . . . . .	15
2.2	Longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers . . . . .	16
2.3	Laterale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers . . . . .	17
2.4	Longitudinale Entwicklung eines hadronischen Schauers . . . . .	20
2.5	Laterale Entwicklung eines hadronischen Schauers . . . . .	21
3.1	Linien konstanter Tiefe des H1-Flüssigargonkalorimeters in Strahlungslängen $X_0$ und Wechselwirkungslängen $\lambda_i$ . . . . .	23
3.2	Aufteilung des H1-Flüssigargonkalorimeters in Ringe und longitudinale Segmente . . . . .	24
3.3	Schema des Schichtaufbaus der elektromagnetischen FB-Kalorimeter . . . . .	25
3.4	Schema des Schichtaufbaus der hadronischen Kalorimeter . . . . .	26
3.5	Segmentierung der FB2-Ausleseplatten . . . . .	28
3.6	Aufbau der H1-Kalorimetertests am Strahl H6 des SPS . . . . .	30

3.7	Trenncharakteristik der CEDAR . . . . .	32
3.8	Anordnung der getesteten Stacks und Auftreffpunkt des Strahls . . . . .	33
3.9	Skizze der sechs nächsten Nachbarn einer Zelle Kalorimeter . . . . .	37
4.1	Prinzipskizze der Trennung von Elektronen und Pionen und Darstellung der Fehler 1. und 2. Art . . . . .	40
4.2	Verteilung der logarithmierten Werte der Korrelationen $\rho_{ij}$ der $x_i^-$ . . . . .	44
4.3	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute basierend auf der Charakterisierung der Schauer durch 512 Kalorimeterkanäle . . . . .	46
4.4	Verteilungen von $\eta_e$ für Elektronen und Pionen basierend auf der Charakterisierung der Schauer durch 512 Kalorimeterkanäle . . . . .	47
4.5	Koordinatensystem zur Berechnung der Produktmomente . . . . .	50
4.6	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei Verwendung der Momente in den $z$ -Lagen . . . . .	53
4.7	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute mit den 10 Produktmomenten $m_p^{ikt}$ bei Berechnung von $\eta_e$ als $\chi^2$ bzw. als $\ln L$ . . . . .	55
4.8	Graphische Darstellung der Beträge der Elemente einer 12-dimensionalen Eigenmatrix . . . . .	58
4.9	Graphische Darstellung der Beträge der Elemente einer 10-dimensionalen Eigenmatrix . . . . .	59
4.10	Zweidimensionale Verteilungen von sechs exemplarischen Paaren $x_i' x_j'$ . . . . .	62
4.11	Verteilungen der $x_i'$ der Momente $m_Q^{ikt}$ . . . . .	64
4.12	Skizze des an die Schauerlage angepaßten Koordinatensystems . . . . .	65
4.13	Fehler bei der Bestimmung des Schauerbeginns aus den Kalorimeterdaten . . . . .	67

4.14	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei Verwendung der 6 Momente in Schauerkoordinaten $m_Q^{ik}$ . . . . .	69
4.15	Verteilungen der 6 Momente $m_Q^{ik}$ für Elektronen und Pionen . . . . .	70
4.16	Verteilungen der $x_i'$ der Momente $m_Q^{ik}$ . . . . .	73
4.17	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei Verwendung der Momente $m_Q^{ik}$ in FB2E und in FB2E und FB2H zusammen . . . . .	74
4.18	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute der volumenabhängig gewichteten Momente $m_Q^{ik}$ ; Fehler zum Konfidenzniveau 90% . . . . .	76
4.19	Trennung als Funktion des Schnitts auf die Ladung pro Kanal, angegeben in Vielfachen von $\sigma_{ped}$ . . . . .	79
4.20	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei einem Schnitt auf die Ladung von $20\sigma_{ped}$ . . . . .	80
4.21	Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei einem Schnitt auf die Ladung pro Kanal entsprechend $200MeV$ . . . . .	81
4.22	$\eta_e$ gegen $\eta_\pi$ für Elektronen und Pionen . . . . .	84
A.1	Ladung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung in einem BBE-Stack bei einer Elektronenenergie von $30GeV$ . . . . .	92
C.1	Verteilung der logarithmierten Werte der Diagonalelemente von $H_e$ der $x_i^+$ . . . . .	96
C.2	Verteilung der logarithmierten Werte der Diagonalelemente von $H_e$ der $x_i^-$ . . . . .	97

## Tabellenverzeichnis

2.1	Materialkonstanten zur Beschreibung elektromagnetischer Schauer . . .	18
3.1	Charakteristische Eigenschaften der FB-Kalorimeter . . . . .	27
3.2	Zahl der verbleibenden Ereignissen nach Anwendung der Triggerbedingungen . . . . .	36
4.1	Exponenten der 10 in Abschn. 4.4 verwendeten Produktmomente $m_p^{ikl}$	56
4.2	6 Produktmomente in Schauerkoordinaten $m_Q^{ik}$ . . . . .	68
4.3	Approximative Volumina der Kanäle der verschiedenen $\vartheta$ -Lagen des Kalorimeters und resultierende Gewichtungsfaktoren . . . . .	77
B.1	Konfidenzintervalle der Poissonverteilung zum Niveau $1 - \alpha = 90\%$ . .	94

# Kapitel 1

## Einführung

Die Hochenergiephysik will die Fragen nach den fundamentalen Bausteinen der Materie und den Wechselwirkungen zwischen ihnen beantworten. Eine klassische Methode, den Aufbau der Materie zu erforschen, ist die Durchführung von Streuexperimenten [Rut11]. Die erreichbare Ortsauflösung  $\Delta x$  ergibt sich in diesen Experimenten aus dem Quadrat des maximalen Vierer-Impulsübertrags  $Q^2$  bei der Streuung. Wird ein System betrachtet, in dem nur Dreier-Impuls übertragen wird  $Q^2 = -\vec{q}^2$ , dann ergibt sich die Ortsauflösung aus der Heisenberg'schen Unschärferelation [Hei27]

$$\Delta x \sim \frac{\hbar}{\Delta p} \sim \frac{\hbar}{\sqrt{-Q^2}}$$

Der Aufbau der Protonen wird untersucht, indem Elektronen an ihnen gestreut werden. Daraus ergeben sich konkrete Aufschlüsse über die Verteilung und Dynamik der Konstituenten des Protons [Bod79](Nobelpreis 1990). Der bislang zugängliche kinematische Bereich ist jedoch dadurch beschränkt, daß die Protonen bei der Streuung ruhen. Geht man zu Kollisionsexperimenten über, kann der maximale Impulsübertrag deutlich erhöht werden.

Zu diesem Zweck wird in Hamburg die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA gebaut. HERA ist ein etwa 6km langer Speicherring, in dem Elektronen einer Energie von

30GeV und Protonen einer Energie von 820GeV gegenseitig umlaufen und in zwei Wechselwirkungspunkten kollidieren [Her81]. Aus den oben gemachten Überlegungen folgt, daß bei den HERA-Experimenten eine Ortsauflösung von  $\Delta x \sim 10^{-16} \text{cm}$  erreicht werden kann. Dies stellt eine Verbesserung um mehr als eine Größenordnung gegenüber den bisherigen Lepton-Nukleon Streu-Experimenten dar.

Um die Reaktionsprodukte der Elektron-Proton Streuung nachzuweisen, sind zwei Wechselwirkungspunkte jeweils von einem Detektor umgeben. Einer von ihnen ist der H1-Detektor [H1-86], der in Abb.1.1 in perspektivischer Ansicht gezeigt ist. Er besteht aus verschiedenen Subdetektoren, die in ihrer Gesamtheit die Energie, Flugbahn und Identität der Teilchen ermitteln sollen. Der Detektor ist asymmetrisch bezüglich des Wechselwirkungspunkts, um der speziellen Ereignisstruktur bei HERA Rechnung zu tragen.

Ein zentraler Bestandteil des H1-Detektors ist das Flüssigargonkalorimeter. Die wichtigste Aufgabe des Kalorimeters ist die Bestimmung der Energien der produzierten Teilchen. Die Energiemessung beruht auf der Totalabsorption eines eingefallenen Teilchens, wobei eine große Zahl von sekundären Teilchen entsteht. Die Gesamtheit der sekundären Teilchen wird Schauer genannt, und aus ihrer Zahl kann die Energie des Primärteilchens bestimmt werden. Da die Zahl der produzierten sekundären Teilchen statistischen Gesetzen unterworfen ist, verbessert sich das relative Energieauflösungsvermögen mit steigenden Energien wie  $E^{-1/2}$ . Vorbereitende Testmessungen mit Teilen des H1-Flüssigargonkalorimeters haben dieses Verhalten bereits belegt [Bra89]. Da das Kalorimeter fein segmentiert ist, kann der Ort und daraus der Produktionswinkel der Teilchen ermittelt werden.

Weiterhin kommt dem Kalorimeter eine ganz entscheidende Aufgabe bei der Identifizierung von Elektronen zu. Neben den Myonen sind die Elektronen eine klare Signatur für viele interessante Prozesse, die bei HERA möglich sind [Pec88]. So ist der Nachweis des gestreuten Elektrons nach der Streuung an den Quarks ein Kriterium, um zu unterscheiden, ob bei der Reaktion ein geladenes oder ein neutrales Eichboson ausgetauscht worden ist. Elektronen können aber auch bei Zerfällen

# HERA Experiment H1

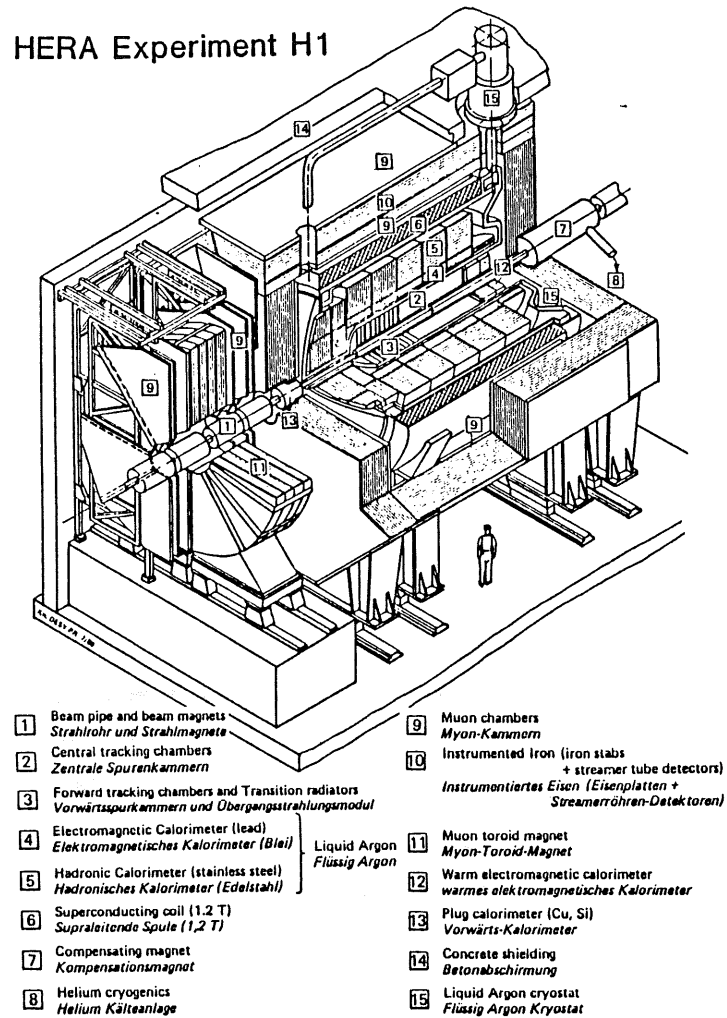
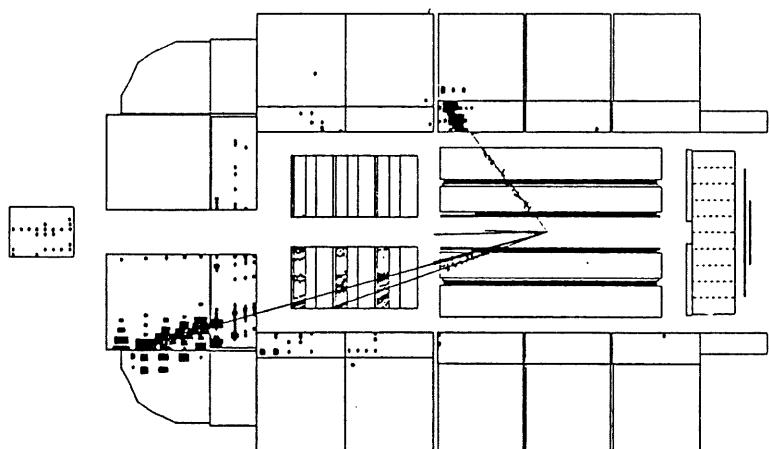


Abbildung 1.1: Perspektivische Ansicht des H1-Detektors

der Reaktionsprodukte entstehen. So ist die Erkennung von schweren Mesonen, die bei der Photon-Gluon-Fusion produziert werden [Kal90], durch den Nachweis der Elektronen möglich, die bei ihrem Zerfall entstehen.

Das Prinzip der Identifizierung eines Elektrons im Kalorimeter beruht auf der räumlichen Entwicklung seines Schauers, die es deutlich von Hadronen unterscheidet. Abb. 1.2 zeigt in einer Simulation den Schauer eines Elektrons und eines Pions im H1-Flüssigargonkalorimeter. Die deutlichen Unterschiede in der räumlichen Ausdehnung der zwei Schauerarten soll in dieser Arbeit für die Trennung von Elektronen und Pionen ausgenutzt werden, wobei die Pionen dabei als die typischen Hadronen gelten. Die Vorgehensweise bei der Trennung besteht darin, die Ausbreitung eines Schauers durch Kennzahlen zu charakterisieren und diese Kennzahlen einem statistischen Test zu unterwerfen. Hieraus ergibt sich ein Kriterium für die Unterscheidung der zwei Teilchenarten.

Die Analyse beruht auf Daten, die mit Moduln des Kalorimeters unter Testbedingungen aufgezeichnet worden sind.



X = 0.507847  
 Q2=11529.7 GeV\*\*2  
 ADEP: 1.0 0.0 10.0 SCALE = 11.2; 33.0  
 GTR 0 -0.3 100.0 0

Abbildung 1.2: Simuliertes Ereignis im H1-Detektor verbunden mit einem Elektronenschauer im oberen Teil und einem Pion-Schauer im linken-unteren Teil der Abbildung

## Kapitel 2

# Grundlagen der Schauerentwicklung

Die verschiedene räumliche Ausbreitung der Schauer, die von Elektronen und Hadronen initiiert werden, ist die Grundlage der Trennung dieser zwei Teilchenarten im Kalorimeter. Im folgenden sollen die Prozesse, auf denen die Entwicklung der Schauer jeweils beruht, kurz dargestellt werden. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [Wig87].

### 2.1 Elektromagnetische Schauer

Elektronen wechselwirken mit der Materie gemäß den Gesetzen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie unterscheiden sich darin nicht von Photonen.

Die relevanten Prozesse der Elektronen mit der Materie sind die Bremsstrahlung und die Ionisation. Hochenergetische Elektronen verlieren ihre Energie vorwiegend durch Bremsstrahlung. Dabei wird im Coulombfeld eines Kerns ein Photon abgestrahlt. Dieser Prozeß tritt entlang des Weges eines Elektrons im Material sehr häufig auf, so daß es von einer wachsenden Zahl von Photonen umgeben ist. Das Spektrum

der emittierten Photonen wird mit abnehmender Elektronenenergie immer weicher. Hat das Elektron die kritische Energie  $\epsilon_c$  erreicht, dominiert der Energieverlust durch Ionisation den durch Bremsstrahlung.

Photonen, die in den Materieblock eindringen oder während der Abbremsung der Elektronen entstehen, können ihre Energie durch Compton-Effekt teilweise oder durch Photo-Effekt ganz auf Elektronen übertragen. Hochenergetische Photonen bilden vorwiegend Elektron-Positron Paare. Bei den Prozessen der Bremsstrahlung, Comptonstreuung und Paarbildung erhöht sich die Zahl der Teilchen während der Reaktion. Da die Reaktionsprodukte ihrerseits wechselwirken, vermehrt sich die Zahl der Teilchen lawinenartig, und man spricht von der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers.

In Abb.2.1 sind die relevanten totalen Wirkungsquerschnitte für Photonen und der relative Energieverlust durch Strahlung und Ionisation der Elektronen in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Kernladungszahlen  $Z$  angegeben [Fab89].

Die totalen Wirkungsquerschnitte der genannten Prozesse werden durch die Elektronendichte bestimmt. Die Elektronendichte in einem Festkörper wird im wesentlichen durch seine Kernladungszahl festgelegt, da sich die Zahl der Atome im Einheitsvolumen verschiedener Materialien nur sehr wenig unterscheidet. Eine universelle Beschreibung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in verschiedenen Materialien kann daher erfolgen, wenn die  $Z$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte in einer Materialkonstante  $X_0$  erfaßt wird. Die physikalische Bedeutung von  $X_0$  ist die Strecke, auf der die Energie eines Elektrons auf  $1/e = 36.8\%$  abfällt [Seg77]. Für Abschätzungen ist die Formel

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \frac{g}{cm^2}$$

geeignet [Wig87], wobei  $A$  die Massenzahl des Materials angibt. Die Skalenvariable  $s = x/X_0$  beschreibt die longitudinale Entwicklung. Sie kann mit der Longo-Formel

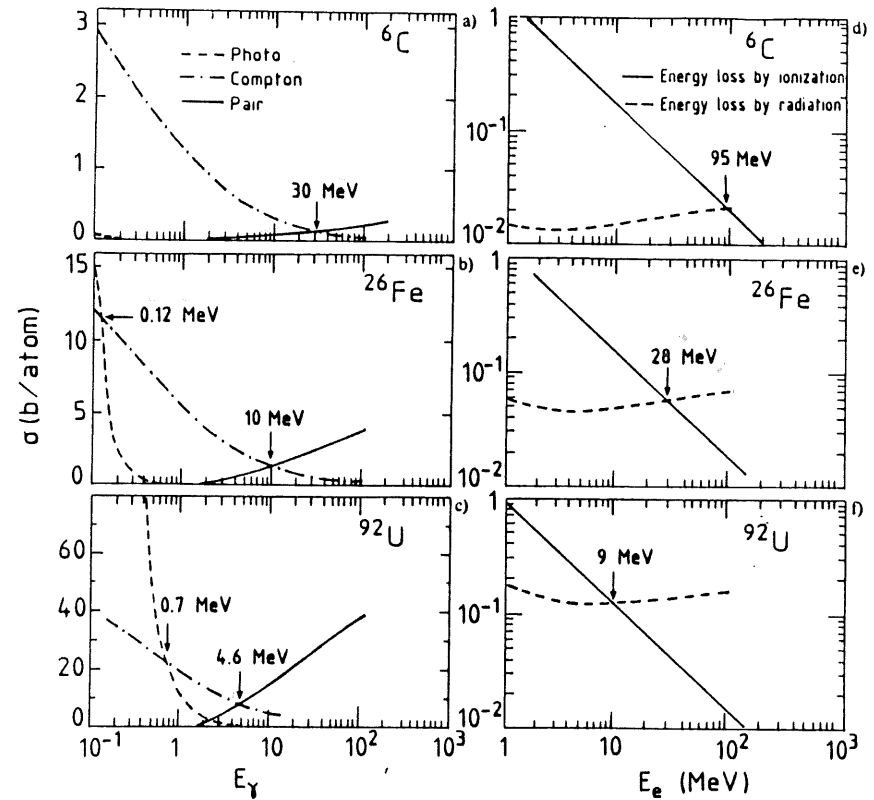


Abbildung 2.1: Totale Wirkungsquerschnitte von Photonen (l) und relativer Energieverlust von Elektronen (r) in Materialien verschiedener Kernladungszahl  $Z$  in Abhängigkeit der Energie [Fab89]



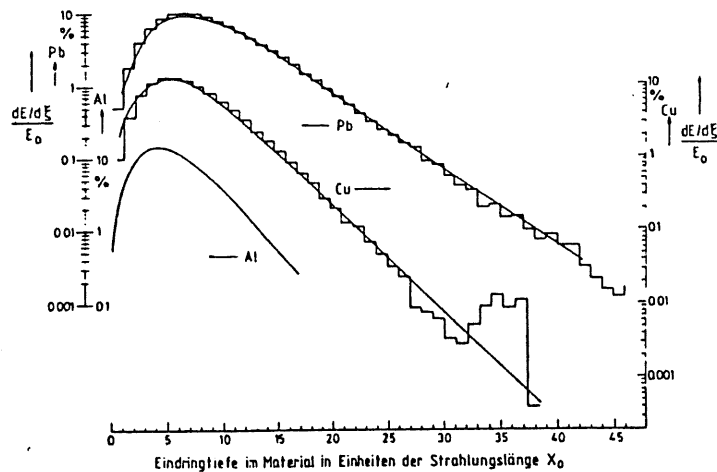


Abbildung 2.2: Longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in verschiedenen Materialien im Vergleich von Messung (Linie) und Monte-Carlo Rechnung (Histogramm) [Bat70]

parametrisiert werden [Lon85]:

$$\frac{dE}{ds} = E_0 b \frac{(bs)^{a-1} e^{-bs}}{\Gamma(a)}$$

$a$  und  $b$  sind dabei Parameter und  $E_0$  ist die totale Energie im Schauer. Die durchschnittliche freie Weglänge eines Photons vor einer Paarerzeugung beträgt  $9/7X_0$ . Abb. 2.2 belegt, daß sich die longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Schauer in verschiedenen Materialien praktisch nicht unterscheiden, wenn sie in Einheiten der Strahlungslänge gemessen werden. Das Maximum der Schauerverteilung nimmt dennoch mit steigender Kernladungszahl  $Z$  leicht zu, weil die Teilchenvervielfachung in Materialien mit hohem  $Z$  wegen der niedrigeren kritischen Energie (vgl. Abb.2.1)

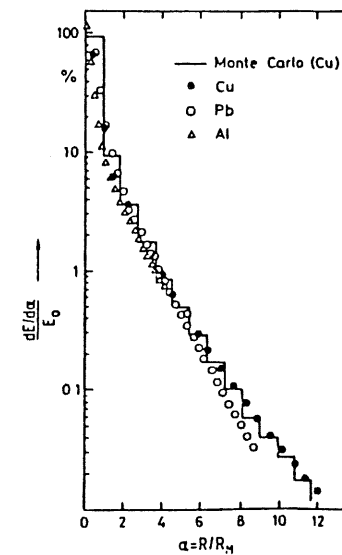


Abbildung 2.3: Laterale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in verschiedenen Materialien im Vergleich von Messung (Punkte) und Monte-Carlo Rechnung (Histogramm)[Bat70]

Material	$X_0[cm]$	$\epsilon_c[MeV]$	$R_m[cm]$
Pb (1.5% Sb)	0.579	7.18	1.64
Argon (fl.)	14.0	29.6	9.93
Fe <sub>304L</sub>	1.76	19.6	1.8
G10	13.76	48.06	6.03

Tabelle 2.1: Materialkonstanten zur Beschreibung elektromagnetischer Schauer im H1-Kalorimeter [Bor87]

länger andauert. Hier wird deutlich, daß die Beschreibung der longitudinalen Entwicklung eines Schauers in Einheiten der Strahlungslänge  $X_0$  streng genommen nur bei hohen Energien gilt. Ein weiterer Aspekt für die longitudinale Ausdehnung des Schauers ist der Transport von Photonen über weite Strecken.

Die laterale Entwicklung eines Schauers wird durch zwei Bereiche gekennzeichnet. Es gibt einen Kern, in dem ungefähr 90% der Energie des Schauers deponiert wird. Der Radius dieses zentralen Teils des Schauers beträgt etwa einen Molière-Radius  $R_m$  und basiert auf der Kleinwinkelstreuung der Elektronen. In der Molière'schen Theorie [Mol48] ergibt sich der Zusammenhang mit der Strahlungslänge  $X_0$  zu

$$R_m \simeq \frac{21 MeV}{\epsilon_c} X_0$$

Der äußere Teil des Schauers, in dem der Rest der Energie deponiert wird, kommt durch niederenergetische Photonen zustande, die weite Strecken ohne Wechselwirkung zurücklegen können. Abb.2.3 zeigt die lateralen Schauerverteilungen in verschiedenen Materialien im Vergleich von Messungen und Monte-Carlo Rechnungen [Bat70].

In Tab. 2.1 sind die Eigenschaften einiger Materialien, die beim Bau des H1-Flüssigargonkalorimeters benötigt werden, aufgelistet [Bor87].

## 2.2 Hadronische Schauer

Die Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Schauer ist zwar ähnlich, basiert aber auf verschiedenen Prozessen. Die Wechselwirkungen der Hadronen mit der Materie sind vielfältiger und theoretisch nicht so gut verstanden.

Hadronen wechselwirken in einem Materieblock den Gesetzen der starken Wechselwirkung folgend mit den Atomkernen. Dabei kann ein Kern angeregt und Mesonen produziert werden. Der Kern kann auf die verschiedensten Arten in den Grundzustand zurückfallen. So ist es möglich, daß er Nukleonen und Photonen oder nur Photonen emittiert. Des weiteren kann er zerplatzen und die angeregten Bruchstücke emittieren ihrerseits Nukleonen und Photonen. An dieser Aufzählung erkennt man schon, daß die Prozesse, die bei der Abbremsung der Hadronen in der Materie ablaufen, außerordentlich komplex sind. Seine Rückstoßenergie verliert der Kern durch Ionisation der Materie. Die Teilchenlawine entsteht dadurch, daß die entstandenen Teilchen ihrerseits mit der Materie wechselwirken, so daß weitere Teilchen gebildet werden.

Ein gewisser Teil der produzierten Mesonen sind die elektrisch neutralen  $\pi^0$  und  $\eta$ , die in zwei Photonen zerfallen und somit elektromagnetische Schauer initiieren. Der Anteil dieser elektromagnetischen Komponente im hadronischen Schauer fluktuiert stark von Ereignis zu Ereignis, nimmt aber bei steigender Energie logarithmisch zu.

Die Materialabhängigkeit der Schauerentwicklung kann auch bei den Hadronen einheitlich beschrieben werden. Die totalen Wirkungsquerschnitte der Prozesse hängen von der Größe der Kerne ab, die wiederum durch die Massenzahl  $A$  bestimmt ist. Die natürliche Einheit der Beschreibung der longitudinalen und lateralen Entwicklung hadronischer Schauer ist die Wechselwirkungslänge  $\lambda_i$ .

$$\lambda_i = \frac{1}{N\sigma} \sim \frac{A}{\sigma A^{2/3}} \sim A^{1/3}$$

In Abb. 2.4 ist die longitudinale Entwicklung eines hadronischen Schauers gezeigt. In 6-10  $\lambda_i$  werden 98% der Energie des primären Hadrons deponiert [Weg89]. Die

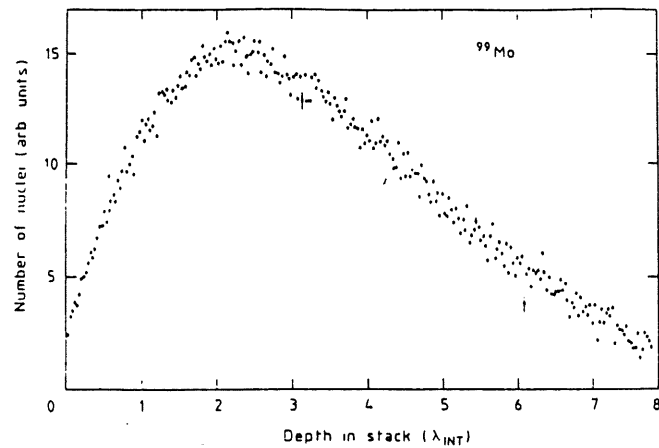


Abbildung 2.4: Longitudinale Entwicklung eines hadronischen Schauers in Abhängigkeit von der Wechselwirkungslänge  $\lambda_i$  [Ler86]

laterale Entwicklung wird dadurch bestimmt, daß der Produktionswinkel der Teilchen bei der starken Wechselwirkung viel größer als bei der elektromagnetischen ist, und die Reaktionsprodukte viel weitere Strecken ohne Wechselwirkung zurücklegen können. Es zeigt sich, daß die laterale Entwicklung eines hadronischen Schauers mit der Wechselwirkungslänge  $\lambda_i$  skaliert. Abb. 2.5 zeigt die laterale Entwicklung eines hadronischen Schauers.

Der Unterschied der longitudinalen und lateralen Entwicklung eines hadronischen und eines elektromagnetischen Schauers erlaubt es, wie in Kapitel 4 gezeigt wird, Elektronen und Pionen im Kalorimeter zu trennen. Es ist offensichtlich, daß diese Trennung umso gewichtiger ist, je größer das Verhältnis der natürlichen Skalen  $\lambda_i/X_0$  in einem Material ist.

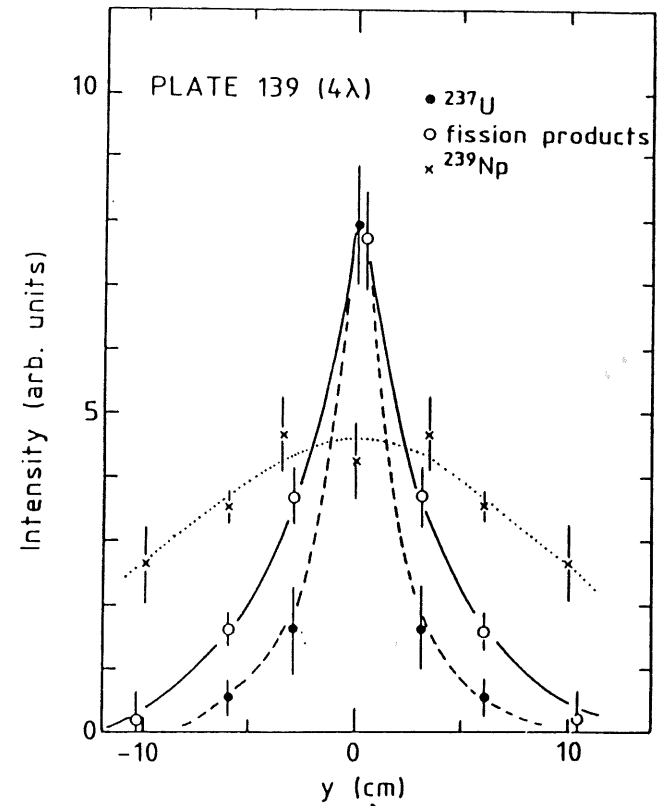


Abbildung 2.5: Gemessene laterale Entwicklung eines hadronischen Schauers [Ler86]

## Kapitel 3

### Experimentelle Grundlagen

Im folgenden soll zunächst der Aufbau und die Funktionsweise des Flüssigargonkalorimeters beschrieben werden. Dann wird die Datennahme bei den Testmessungen am CERN sowie die Selektion der Daten für die spätere Analyse dargelegt.

#### 3.1 Das H1-Flüssigargonkalorimeter

Die Konzeption und der Bau des H1-Flüssigargonkalorimeters ist ausführlich in [H1-86,H1-87] dokumentiert.

Das Flüssigargonkalorimeter gliedert sich in zwei Bereiche. Ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt kommt, trifft zunächst auf den inneren Teil des Kalorimeters. Dieser innere Teil ist mit einer Tiefe von mehr als  $20X_0$  so ausgelegt, daß elektromagnetische Schauer weitgehend absorbiert werden (vgl. Abschnitt 2.1) und wird deshalb elektromagnetisches Kalorimeter genannt. An das elektromagnetische Kalorimeter schließt sich das hadronische Kalorimeter an. Es hat zusammen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter eine Tiefe von  $5 - 7\lambda_i$  und ist deshalb in der Lage, hadronische Schauer weitgehend zu absorbieren (vgl. Abschnitt 2.2). In Abb. 3.1

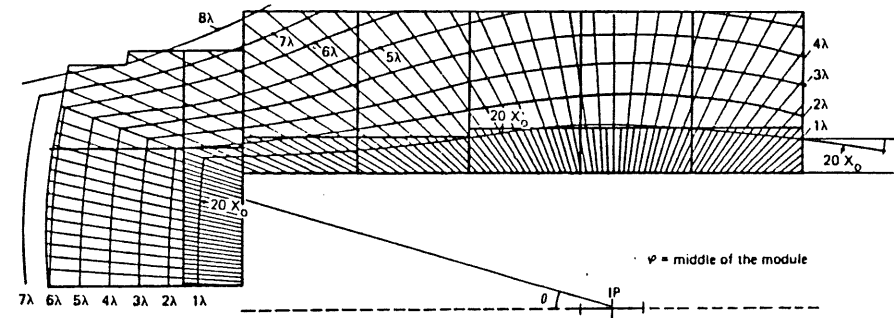


Abbildung 3.1: Linien konstanter Tiefe des H1-Flüssigargonkalorimeters in Strahlungslängen  $X_0$  und Wechselwirkungslängen  $\lambda_i$  [H1-87]

ist die Tiefe des Kalorimeters in Linien konstanter Strahlungslänge und Wechselwirkungslänge verdeutlicht.

Flüssigargonkalorimeter werden seit Mitte der siebziger Jahre gebaut [Eng74,Rad74]. Dichte Absorberplatten, in denen sich ein Schauer schnell entwickelt, wechseln sich mit Schichten flüssigen Argons ab, in denen die geladenen Teilchen des Schauers Ionisationsladungen erzeugen. Die Ionisationsladungen sind proportional zu der Weglänge, die die geladenen Teilchen des Schauers zusammen zurücklegen und somit proportional zu der Energie des eingefallenen Teilchens [Ama81].

Im folgenden soll die Realisierung dieses Funktionsprinzips bei H1 erläutert werden. Abb. 3.2 zeigt das Kalorimeter in einer Seitenansicht. Es ist in 8 Ringe von BBE bis OF gegliedert. Damit die Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, die Absorberplatten möglichst senkrecht treffen, sind diese in den CB-Ringen parallel zur Strahlachse angeordnet und in allen anderen Fällen senkrecht zu ihr. Sonst unterscheiden sich die Kalorimeter nur in ihrer äußeren Form. Jeder der Ringe setzt sich aus acht Modulen zusammen, wobei ein Modul aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Stack besteht. Der innere Aufbau der Stacks soll am Bei-

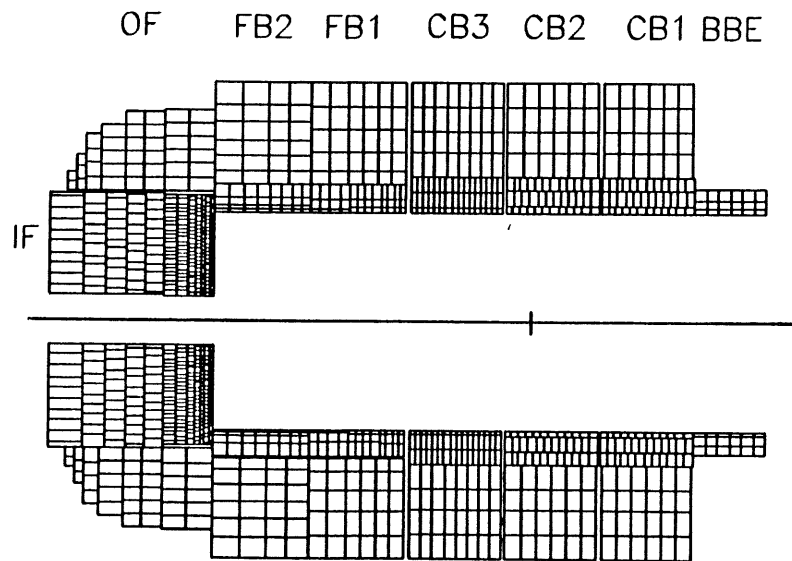
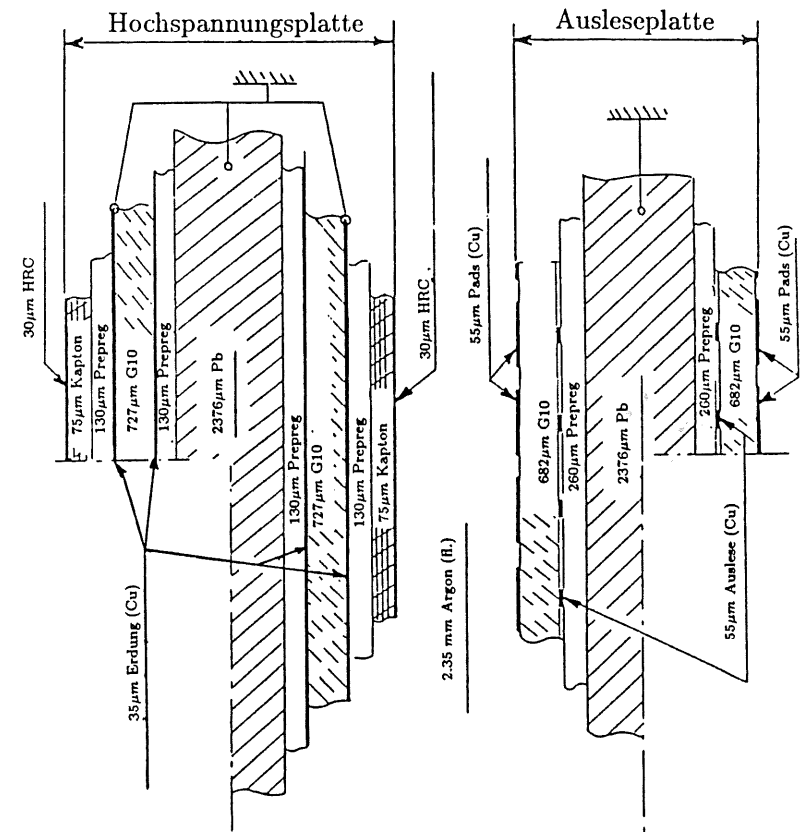


Abbildung 3.2: Aufteilung des H1-Flüssigargonkalorimeters in Ringe und longitudinale Segmente; die Detektoren sind symmetrisch um die Mittelachse angeordnet

spiel der FB-Kalorimeter erfolgen, mit denen die Daten registriert worden sind, die in dieser Arbeit analysiert werden.

Die Absorberplatten eines elektromagnetischen Stacks sind aus Blei, das mit kupferbeschichteten Platten aus glasfaserverstärktem Kunststoff G10 beidseitig beklebt ist. Man unterscheidet Hochspannungs- und Ausleseplatten. Bei den Hochspannungsplatten ist die Kupferoberfläche mit hochspannungsfestem Kapton beschichtet, auf das eine hochohmige Graphit-Kunstharzschicht (High Resistive Coating, HRC) gedruckt wird. Im Kalorimeter wechseln sich Hochspannungs- und Ausleseplatten ab. Sie werden von Abstandshaltern getrennt, und die so entstandenen Zwischenräume werden durch das flüssige Argon ausgefüllt. Abb. 3.3 verdeutlicht den Schichtauf-



Angaben: J. Kurzhöfer

Abbildung 3.3: Schema des Schichtaufbaus der elektromagnetischen FB-Kalorimeter

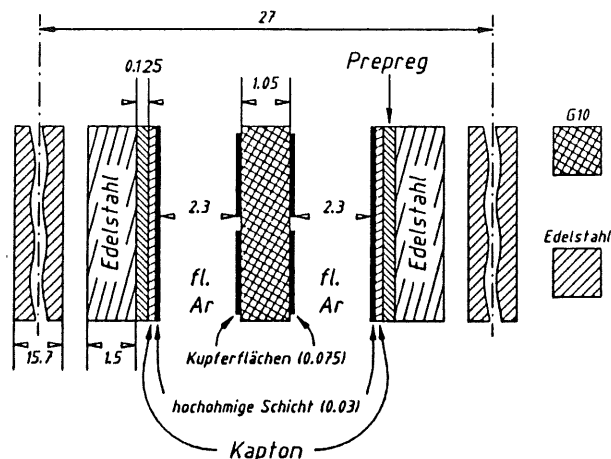


Abbildung 3.4: Schema des Schichtaufbaus der hadronischen Kalorimeter

bau eines elektromagnetischen Stacks. Ein elektromagnetischer Stack der FB-Ringe besteht aus 120 Absorberplatten, die in eine Metallkiste gefüllt werden.

Die Absorberplatten der hadronischen Stacks sind aus Stahl und werden zusammen mit Abstandshaltern zu einer selbsttragenden Struktur verschweißt. Zwischen den Absorberplatten werden Auslezellen ROC geschoben (Abb. 3.4). Die ROC bestehen aus zwei Stahlblechen, die so miteinander verbunden sind, daß sie einen festen Abstand voneinander haben. Auf die Innenseite dieser Stahlplatten ist, wie im Fall der Hochspannungsplatten der elektromagnetischen Stacks, eine Kaptonschicht aufgeklebt, die mit HRC bedruckt ist. In der Mitte zwischen den zwei Stahlblechen befindet sich eine Ausleseplatte, die aus G10 besteht und beidseitig mit Kupfer beschichtet ist.

Tabelle 3.1 faßt die charakteristischen Eigenschaften des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters zusammen, die sich aus dem Schichtaufbau mit den Werten der Materialien aus Abschnitt 2.1 ergeben. Es wird über die verschiedenen Lagen gemittelt [PDG90], zum Beispiel:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{d_i}{X_i}$$

	em	had
$X_0$ [cm]	1.55	2.36
$R_m$ [cm]	3.39	2.45
$\lambda_i$ [cm]	37.60	25.90

Tabelle 3.1: Charakteristische Eigenschaften der FB-Kalorimeter

Dabei ist  $d_i$  die Dicke der Schicht  $i$  mit der charakteristischen Strahlungslänge  $X_i$ .

Sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Teil des Kalorimeters wird eine positive Hochspannung von  $2.5kV$  an das HRC gelegt, so daß ein elektrisches Feld zu der benachbarten Ausleseplatte aufgebaut wird. Die von den geladenen Teilchen des Schauers im flüssigen Argon gebildeten Ionisationsladungen werden durch das elektrische Feld abgesaugt und induzieren auf der Kupferoberfläche der Ausleseplatten ein Signal. Ist das Argon durch elektronegative Substanzen verunreinigt, werden viele der Ladungen absorbiert und das Signal wird erheblich vermindert (vgl. Anhang A). Das Signal wird schließlich über Leiterbahnen auf den Rückseiten der G10-Platten zu einer Steckerleiste und von dort über Flachbandkabel zu einer Verstärkerelektronik abgeführt.

Das Kalorimeter wird zellenweise ausgelesen. Die Frontseite einer Zelle ergibt sich dadurch, daß die Kupferoberflächen der Ausleseplatten segmentiert sind. Diese Segmente werden Pads genannt, und ihre Abmessungen sind in der Größenordnung des Molière-Radius  $R_m$  im elektromagnetischen und der Wechselwirkungslänge  $\lambda_i$  im hadronischen Teil des Kalorimeters. Abb. 3.5 zeigt die Aufteilung der FB2-Ausleseplatten im elektromagnetischen und hadronischen Teil. Die Tiefe einer Zelle wird dadurch gebildet, daß die Signale der Pads mehrerer hintereinander liegender Ausleseplatten zusammengefaßt werden. Die so realisierte Zellenstruktur ist pseudoprojektiv bezüglich des Wechselwirkungspunkts. Die Zellen, die durch dieselben hintereinander liegenden Ausleseplatten gebildet werden, gehören zu einer z- Lage

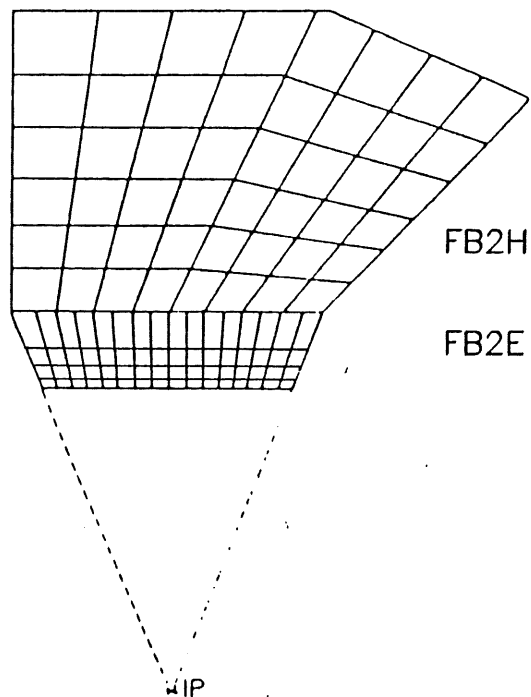


Abbildung 3.5: Segmentierung der FB2-Ausleseplatten

$\ell$ . Im Bereich der FB-Kalorimeter sind die  $z$ -Lagen senkrecht zur Strahlröhre von HERA. Abb. 3.2 zeigt, daß ein elektromagnetisches Stack des FB2-Rings acht  $z$ -Lagen hat, ein hadronisches vier. Die Lagen werden in Richtung des einlaufenden Proton-Strahls beginnend bei null durchnummeriert. Die Zellen können auch in Ebenen parallel zur Strahlröhre zusammengefaßt werden. Diese Ebenen werden  $\vartheta$ -Lagen genannt, und man erkennt in Abb. 3.2, daß es im elektromagnetischen Kalorimeter des FB-Ringes vier von ihnen gibt.

In Abschnitt 2.2 ist als Bedingung für eine gute Trennung von Elektronen und Hadronen in einem Kalorimeter ein großes Verhältnis von  $\lambda_i/X_0$  gefordert worden. Aus Tabelle 3.1 kann entnommen werden, daß das elektromagnetische Kalorimeter diese Bedingung sehr gut erfüllt.

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

Da das Kalorimeter zudem sehr fein segmentiert ist, ist man in der Lage Unter-

schiede in der Schauerentwicklung räumlich aufzulösen. Das H1-Flüssigargonkalorimeter bietet also die besten Voraussetzungen für die Trennung von Elektronen und Hadronen.

### 3.2 Versuchsaufbau

Einige der Kalorimetermoduln des H1-Flüssigargonkalorimeters sind am Strahl H6 des Superprotonensynchrotrons SPS am Europäischen Kernforschungszentrum CERN getestet worden.

Das SPS liefert alle 14.4s Protonen der Energie  $450\text{GeV}$ , die auf ein oder zwei Targets geschossen werden. Dadurch werden Elektronen, Pionen, Protonen, Kaonen und Myonen im Energieintervall von  $10 - 250\text{GeV}$  produziert. Diese Teilchen bilden den Strahl H6. Wenn der Strahl auf den Kryostaten mit den zu testenden Kalorimetern trifft, sind bereits alle Teilchen, die nicht den vorgegebenen Impuls haben, mit Magneten und Kollimatoren ausgesondert [H6-81].

Der Kryostat ist von verschiedenen Hilfsdetektoren umgeben, die es erlauben, aus der Vielzahl der noch verbliebenen Teilchen des Strahls H6 diejenigen auszuwählen, die in den Kalorimetern untersucht werden sollen. In [Kub88] ist ausführlich dargestellt, wo die Hilfsdetektoren positioniert sind.

Die Abmessungen des Strahls werden durch Abschirmungen und die vier Szintillationszähler  $B1$ ,  $B2$ ,  $Hole$ , und  $VM$  definiert (Abb. 3.6).  $B1$  und  $B2$  sind zwei Fingerzähler, die über Kreuz angebracht sind und zusammen eine  $3 \times 3\text{cm}^2$  große Fläche definieren.  $VM$  ist eine Wand, die die gesamte Frontfläche des Kryostaten abdeckt. In der Region des Strahls hat sie ein Loch, vor dem der Zähler  $Hole$  angebracht ist.  $Hole$  hat ein Loch von  $2\text{cm}$  Durchmesser. Nur die Teilchen werden dem Strahl zugeordnet, die eine Koinzidenz von  $B1$  und  $B2$  bei gleichzeitigem Veto von  $VM$  und  $Hole$  aufweisen. Photonen, die den Strahl umgeben, erzeugen in  $VM$  nur

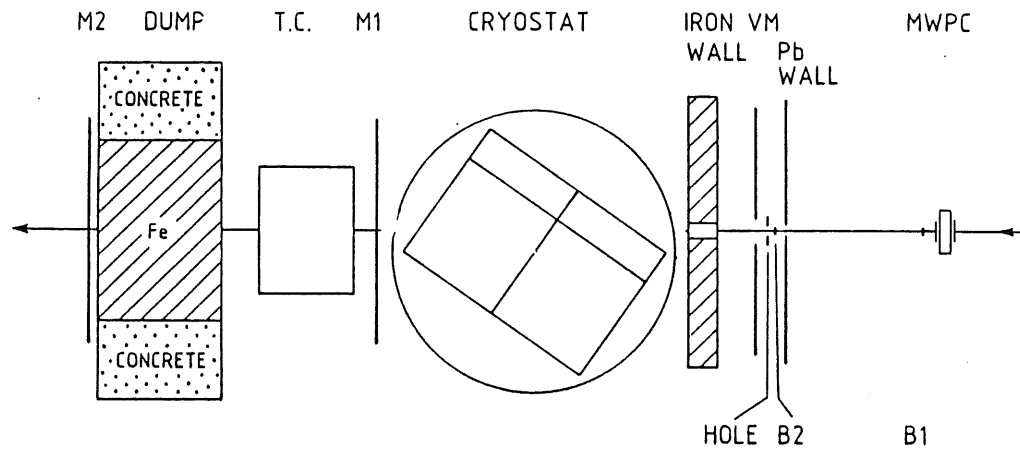


Abbildung 3.6: Aufbau der H1-Kalorimetertests am Strahl H6 des SPS

ein Signal, wenn sie anschauen und dabei geladene Teilchen entstehen. Um die Wahrscheinlichkeit hierfür zu erhöhen, steht vor *VM* eine 1cm dicke Bleiwand.

Ein Bruchteil der Schauerteilchen verläßt das Kalorimeter an seiner Frontseite. Diese Teilchen werden in einer dicken Eisenwand absorbiert, um zu verhindern, daß sie in *VM* ein Signal erzeugen.

Der genaue Abstand eines Teilchens von der Strahlachse wird mit insgesamt vier Vieldrahtproportionalkammern *MWPC* bestimmt. Sie gestatten es, den Auftreffpunkt jedes Teilchens mit einer Ortsauflösung von 2mm festzulegen. Zudem werden die Ereignisse mit mehr als einer Spur in den *MWPC* erkannt.

Die Identifizierung der Strahlteilchen erfolgt mit zwei differentiellen Čerenkov-Zählern *CEDAR*. Die *CEDAR* sind mit Helium gefüllt und das entstandene Čerenkov-Licht wird in acht Photovervielfachern nachgewiesen [Bov82]. Im Allgemeinen wird eine Koinzidenz von sechs der Photovervielfacher für die Identifizierung eines Teilchens gefordert. Die verschiedenen Teilchenarten können durch eine Va-

riation des Helium-Drucks selektiert werden. Abb. 3.7 zeigt im rechten Diagramm die relative Ausbeute von Elektronen, Myonen und Pionen des Impulses  $20\text{GeV}/c$  in Abhängigkeit vom Helium-Druck. Im optimalen Fall ist das Verhältnis von richtig identifizierten Elektronen zu falsch identifizierten Pionen besser als  $10^4$ . Dies ist für die Untersuchung der Elektron-Pion Trennung mit dem Kalorimeter auch unbedingt nötig, damit die Grenze der erreichbaren Trennung die des Kalorimeters und nicht die des zugrunde liegenden Datensatzes ist. Wie Abb. 3.7 zeigt, nimmt die Qualität der Trennung der *CEDAR* mit steigenden Teilchenimpulsen sehr schnell ab. Schon bei  $60\text{GeV}/c$  reicht selbst die Forderung von 8-facher Koinzidenz der Photovervielfacher nicht mehr aus, die nötige Trennung zu erreichen. Es ergibt sich hieraus, daß die Datennahme mit diesem Testaufbau für die Untersuchung der Elektron-Pion Trennung nur mit Teilchen der Energie  $30\text{GeV}$  erfolgen kann. Bei niedrigeren Energien ist zwar die Trennung der *CEDAR* gut, aber die Zahl der im Strahl H6 verfügbaren Teilchen ist zu gering.

Die Identifizierung von Myonen erfolgt durch zwei zusätzliche Szintillatorwände *M1* und *M2* hinter dem Kryostaten. Sie sind voneinander durch eine dicke Abschirmung getrennt, so daß *M2* nur von Myonen erreicht werden kann. Myonen werden durch die Koinzidenz von *M1*, *M2* und *VM* definiert.

Die Anordnung der zwei Kalorimetermoduln im Kryostaten entspricht jener von zwei benachbarten Ringen im H1-Kalorimeter (vgl. Abschnitt 3.1). Für die vorliegende Arbeit stehen Daten zur Verfügung, die mit einer Kombination von elektromagnetischem Stack FB2E und hadronischem Stack FB2H des FB2-Rings zusammen mit Prototypen dieser zwei Stacks aufgezeichnet worden sind. Die Prototypen unterscheiden sich nur geringfügig im Aufbau von den Originalstacks, haben aber eine andere Segmentierung der Ausleseplatten. Die Anordnung der 4 Stacks ist in Abb. 3.8 veranschaulicht. Der Strahl trifft das FB2E in seiner vierten z-Lage (vgl. Abschnitt 3.1) unter einem Winkel von  $34.1^\circ$  und seine Verlängerung zeigt direkt in das FB2H. Eine Variation des Auftreffpunkts des Strahls ist möglich, indem der gesamte Kryostat horizontal oder der Strahl und die strahldefinierenden Detektoren vertikal



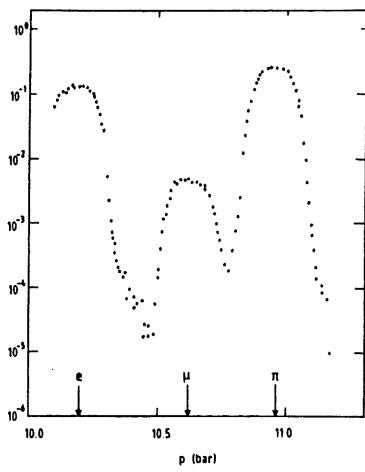
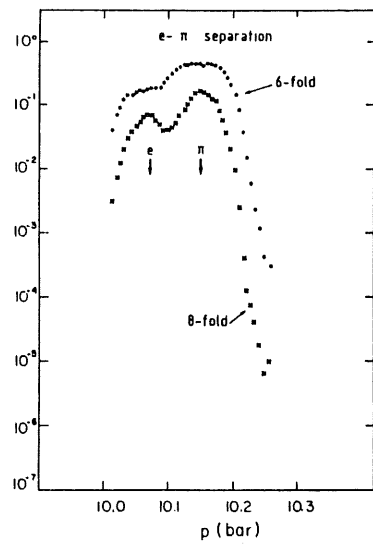


Abbildung 3.7: Trenncharakteristik der CEDAR für Impulse  $60\text{GeV}/c$  (l) und  $20\text{GeV}/c$  (r) [Bov82]

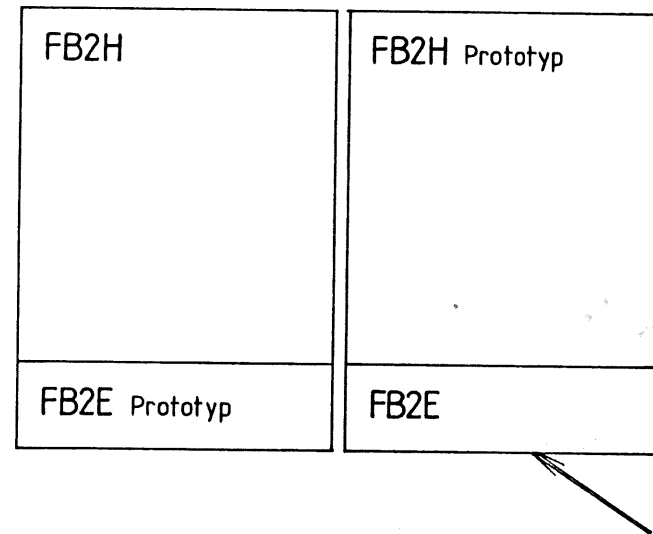


Abbildung 3.8: Anordnung der getesteten Stacks und Auftreffpunkt des Strahls

verschoben werden.

### 3.3 Trigger

Während der Datennahme wird unter den vielen Teilchen, die in die Kalorimeter eindringen eine Vorauswahl getroffen. Mittels einer Triggerlogik, in der die Signale der Hilfsdetektoren verarbeitet werden, selektiert man die Ereignisse, die zur späteren Analyse auf Magnetband geschrieben werden. Die gewünschte relative Häufigkeit verschiedener Ereignisklassen kann dabei vorgegeben werden.

Wie im Abschnitt 3.2 beschrieben, liegen die Teilchen bei einer Koinzidenz von  $B1$  und  $B2$  und gleichzeitigem Veto von  $VM$  und  $Hole$  im eigentlichen Strahl. Ein Elektron oder Pion wird durch ein Signal eines der *CEDAR* gekennzeichnet, während ein Myon durch die Koinzidenz von  $M1$ ,  $M2$  und  $VM$  definiert ist.

Da die Sammlung der im Argon erzeugten Ladungen eine gewisse Zeit erfordert, besteht die Gefahr, daß sich die Signale zweier Ereignisse überlagern. Um dies zu kontrollieren sind die Trigger *Early* und *Late Pileup* vorgesehen, die über Verzögerungsglieder abfragen, ob während der Ladungssammelzeit eines Ereignisses ein weiteres Teilchen in das Kalorimeter eingetreten ist.

Weiterhin gibt es Triggersignale von Ereignissen, bei denen sich kein Teilchen im Kalorimeter befindet. Sie werden benötigt, um die elektronische Kalibration zu kontrollieren. Es handelt sich um die Triggersignale *Random*, *Artificial* und *Calibration*. Ereignisse mit den Triggersignalen *Random* und *Artificial* zeigen das Kalorimeter ohne Ladung. Mit ihrer Hilfe kann das Rauschen der Elektronik überwacht werden. Der Strahl H6 liefert alle 14.4s für etwa 2.4s Teilchen (vgl. Abschnitt 3.2). *Random*-Ereignisse werden in den 2.4s aufgezeichnet, in denen potentiell auch Strahlteilchen in das Kalorimeter eindringen können, während *Artificial*-Ereignisse in der übrigen Zeit aufgezeichnet werden. Die *Calibration*-Ereignisse zeigen das Kalorimeter mit einer wohldefinierten Ladung in jedem elektronischen Kanal. Diese Ladungen wer-

den über Kondensatoren eingekoppelt und dienen dazu, die Signalverstärkung zu ermitteln. Die Kalibration ist ausführlich in [Jac87] erläutert.

Alle Triggersignale werden zusammen mit den Kalorimetersignalen auf Magnetband geschrieben und stehen für die spätere Analyse zur Verfügung.

### 3.4 Datenselektion bei der Analyse

Die Analysen in Kapitel 4 sind mit einem Datensatz von 30GeV Elektronen und Pionen durchgeführt worden. In Abschnitt 3.2 ist erläutert worden, warum die Datennahme für die Elektron-Pion Trennung auf diese Energie beschränkt ist.

Bei der Datennahme werden Ereignisse aller Triggersignale, wenn auch teilweise mit einem sehr geringen Bruchteil, aufgezeichnet. Für die Analyse werden die Trigger mit den Kalorimetersignalen von Magnetband gelesen. Mit ihrer Hilfe werden alle Ereignisse verworfen, die nicht die gewünschten Eigenschaften haben. Tabelle 3.2 zeigt, wie sich die Zahl der verbleibenden Ereignisse Schritt für Schritt bei Hinzunahme weiterer Triggerbedingungen vermindert.

Im Verlauf der Analyse in Kapitel 4 wird sich zeigen, daß die Ergebnisse durch die geringe Statistik der Pionen limitiert sind. Zusätzliche Pion-Ereignisse bei einer Energie von 30GeV sind jedoch mit der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Kombination von Kalorimetern nicht aufgezeichnet worden. Obwohl prinzipiell zusätzliche Elektronen der Energie 30GeV zur Verfügung stehen, können sie nicht verwendet werden. Sie sind nicht unter den gleichen Bedingungen aufgezeichnet worden, wie die in Tabelle 3.2 aufgeführten Elektron-Ereignisse, da zwischenzeitlich die Verstärkerelektronik ausgewechselt worden war.

Ist ein Ereignis akzeptiert, müssen die Signale der Teilchenschauer und des elektronischen Rauschens voneinander getrennt werden. Jeder der elektronischen Kalorimeterkanäle weist ein Grundsignal auf, das unabhängig von den physikalischen

Trigger	Elektron (run 1239)	Pion (run 1219)
	9960	9814
$\neg$ ( <i>Artificial</i> )	9652	9481
$\neg$ ( <i>Calibration</i> )	9652	9481
$\neg$ ( <i>Random</i> )	8805	9406
$\neg$ ( $M1 \wedge M2 \wedge VM$ )	8258	9219
( $B1 \wedge B2$ )	7479	8320
$\neg$ ( $M1$ )	7421	6554
$\neg$ ( $M2$ )	7411	6551
$\neg$ ( $VM \wedge Hole$ )	7374	6493
$\neg$ ( <i>Early Pileup</i> )	7372	6481
$\neg$ ( <i>Late Pileup</i> )	7286	6219
1 Spur in <i>MWPC</i>	5642	5310
$C1 \vee C2$	5419	5103

Tabelle 3.2: Zahl der verbleibenden Ereignissen nach Anwendung der Triggerbedingungen;  $\neg$  entspricht der logischen Negation

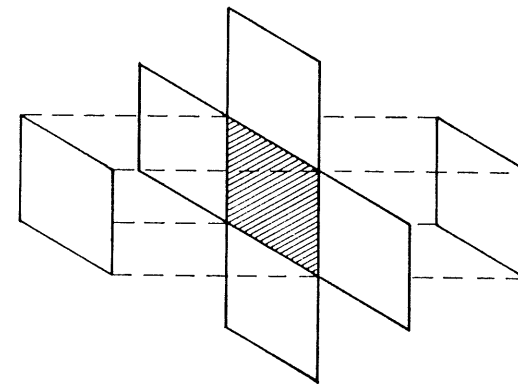


Abbildung 3.9: Skizze der sechs nächsten Nachbarn einer Zelle (schraffiert) im Kalorimeter

Ereignissen ist und allein durch das Rauschen in der Verstärkerelektronik bestimmt wird. Durch die große Zahl der Kalorimeterkanäle, würde eine Aufsummation dieser Signale zu einer unerwünschten Verbreiterung der Signalverteilung führen. Um dies zu vermeiden, wird zunächst die Breite  $\sigma_{ped}$  der Rauschverteilung und das Grundsignal  $\mu_{ped}$  gemessen. Bei jedem Ereignis wird das Signal aller Kanäle um das entsprechende  $\mu_{ped}$  reduziert. In der Folge werden zunächst nur Kanäle betrachtet, deren Signal größer als  $4\sigma_{ped}$  ist. Damit werden die Kalorimeterkanäle, ohne echtes Signal mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen. Beließe man es bei diesen Kanälen, verliere man allerdings die kleinen Signale am Rand des Schauers. Aus diesem Grund werden zusätzlich alle Kanäle zugelassen, die ein Signal größer als  $2\sigma_{ped}$  haben wenn die entsprechende Zelle im Kalorimeter zu den sechs unmittelbaren Nachbarn einer Zelle mit mit einem Signal größer als  $4\sigma_{ped}$  gehören (Abb. 3.9).

Nach dieser einfachen Erkennung eines Schauers verbleiben beispielsweise bei Elektronen 20 - 30 der 512 Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeters.

# Kapitel 4

## Elektron-Pion Trennung

### 4.1 Grundlagen der Elektron-Pion Trennung

Die Unterscheidung von Elektronen und Pionen in einem Kalorimeter basiert auf der unterschiedlichen Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer wie sie in Kapitel 2 diskutiert worden ist.

Der Schauer eines Teilchens im Kalorimeter wird durch eine Kennzahl  $\eta$  charakterisiert, die aus den Kalorimetersignalen berechnet wird. An Hand dieser Kennzahl  $\eta$  soll ein Elektron erkannt werden.  $\eta$  wird deshalb auch Elektronmerkmal genannt.  $\eta$  ist, genau wie die Kalorimetersignale, aus denen es sich berechnet, eine wahr-scheinlichkeitsverteilte Größe. Eine Unterscheidung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern ist nur möglich, wenn die entsprechenden Verteilungen von  $\eta$  sehr verschieden sind.

Da die Verteilungsfunktionen von  $\eta$  für Elektronen und Pionen a priori nicht bekannt sind, müssen sie vorher bestimmt werden. Dazu werden Teilchen verwendet, deren Identität beispielsweise mit Čerenkov-Zählern unabhängig bestimmt wird (vgl. Abschnitt 3.2). Durch den Vergleich der  $\eta$ -Verteilungen von Elektronen und Pionen wird ein Akzeptanzbereich für Elektronen bestimmt, indem man eine Schwelle  $\eta_{cut}$

definiert. Alle Teilchen, deren  $\eta$  unterhalb dieser Schwelle liegt, werden als Elektronen bezeichnet, alle übrigen als Pionen.

Im allgemeinen gelingt es nicht,  $\eta_{cut}$  so zu wählen, daß alle Teilchen eindeutig identifiziert werden. Im Bereich des Überlapps der zwei Verteilungen können zwei Fehler auftreten. So kann sich für ein Elektron  $\eta > \eta_{cut}$  ergeben, so daß es fälschlich als Pion bezeichnet wird, und umgekehrt ist es auch möglich, ein Pion als Elektron zu bezeichnen. Diese Fehler sind als Fehler 1. und 2. Art aus der Theorie der statistischen Tests [Fro79] bekannt und in Abb. 4.1 in einer Prinzipskizze verdeutlicht.

Da nicht beide Fehler gleichzeitig zu minimieren sind, kann die Wahl des Abschneideparameters nur bezüglich einer bestimmten Anwendung erfolgen. Kommt es auf einen hohe Reinheit des Datensatzes der Elektronen nach der Trennung an, so wählt man  $\eta_{cut}$  klein. Es werden viele Elektronen verworfen, und die Elektron-Ausbeute ist daher klein. Die Wahrscheinlichkeit, ein Pion in diesem Datensatz zu haben, ist aber entsprechend gering. Legt man andererseits eher Wert auf eine hohe Elektron-Ausbeute, wird  $\eta_{cut}$  groß gewählt, was mit mehr falsch identifizierten Pionen verbunden ist.

Bei der Beurteilung, ob ein Algorithmus der Berechnung von  $\eta$  für die Elektron-Pion Trennung geeignet ist, werden die Fehler 1. und 2. Art für viele  $\eta_{cut}$  berechnet. Es ist üblich (vgl. z.B. [Lan87]), die so gewonnenen Daten durch eine Trennungsfunktion

$$T = \frac{1 - \text{Fehler 1. Art}}{\text{Fehler 2. Art}} = \frac{e^- \text{-Ausbeute}}{\pi^- \text{-falsch identifiziert}}$$

zu verdeutlichen.  $T$  wird in Abhängigkeit der Elektron-Ausbeute angegeben, die eine monotone Funktion von  $\eta_{cut}$  ist. Ideal ist eine hohe Elektron-Ausbeute bei einer kleinen Zahl falsch identifizierter Pionen, das heißt  $T$  muß groß werden. Im Grenzfall läuft  $T \rightarrow \infty$ , wenn  $\eta_{cut}$  so gewählt wird, daß kein Pion das Elektron-Kriterium erfüllt. In der Praxis kann es dazu aber bei einer endlichen Zahl von Ereignissen innerhalb der Fehler nicht kommen. Der Fehler der Trennungsfunktion wird in dem Bereich, in dem wenige Pionen falsch identifiziert werden, durch die

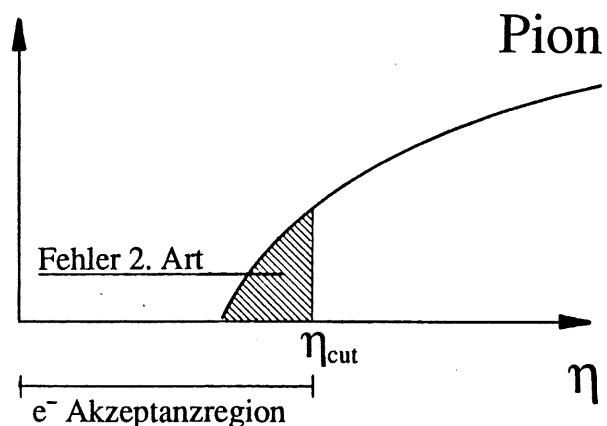
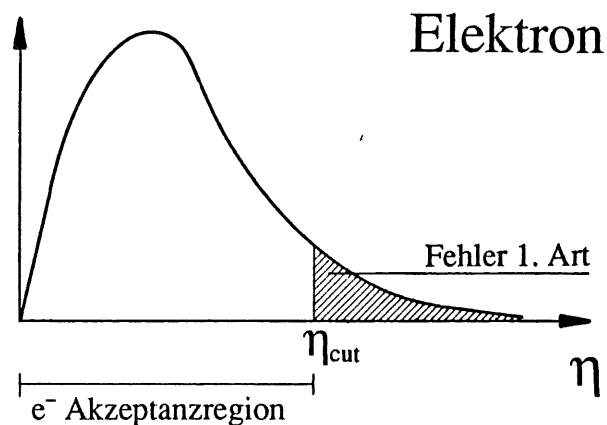


Abbildung 4.1: Prinzipskizze der Trennung von Elektronen und Pionen und Darstellung der Fehler 1. und 2. Art

großen Fehlerintervalle bestimmt, die sich aus der Poisson-Statistik für die Zahl der falsch identifizierten Pionen ergeben. In Anhang B ist gezeigt, daß dieser Fehler Werte von 50 – 500% bei einem Konfidenzniveau von 90% annimmt. Dagegen kann der Einfluß des relativen Fehlers der Zahl der richtig nachgewiesenen Elektronen auf den Fehler der Trennungsfunktion vernachlässigt werden, da er nur ungefähr 2% bei einem Konfidenzniveau von 90% beträgt.

Im folgenden soll  $\eta$  mit der Matrix-Methode berechnet werden, die bereits von Engler et al. [Eng76] und Babaev et al. [Bab79] für Flüssigargonkalorimeter und von Engelmann et al. [Eng83] für Bleigaskalorimeter verwendet worden ist.  $\eta$  ist dabei eine Funktion eines Vektors  $\vec{x}$ , dessen  $n$  Komponenten  $x_i$  die Elektronschauer charakterisieren.

Es wird angenommen, daß  $\vec{x}$  für Elektronen multinormalverteilt ist

$$f(\vec{x}) \sim e^{-\frac{1}{2}(\vec{x}-\vec{\mu}_e)^T H_e^{-1}(\vec{x}-\vec{\mu}_e)}$$

Die Parameter der Verteilung, der Mittelwert  $\vec{\mu}_e$  und die Kovarianzmatrix  $H_e$ , werden aus einem Datensatz von  $N$  bekannten Elektronen bestimmt.

$$(\vec{\mu}_e)_i = \frac{\sum_N x_i}{N}$$

$$(H)_{ij} = \frac{\sum_N (x_i - (\vec{\mu}_e)_i)(x_j - (\vec{\mu}_e)_j)}{N - 1}$$

Zur Identifizierung wird der Vektor  $\vec{x}$  des Teilchens mit dem typischen Elektronschauer, der sich in  $\vec{\mu}_e$  und  $H_e$  widerspiegelt, verglichen. Man berechnet dazu

$$\eta_e = (\vec{x} - \vec{\mu}_e)^T H_e^{-1}(\vec{x} - \vec{\mu}_e)$$

$\eta_e$  folgt für Elektronen unter den gemachten Annahmen einer  $\chi^2$ -Verteilung mit  $n$  Freiheitsgraden. Da sich die die Komponenten des Vektors  $\vec{x}$  für Pionen normalerweise wesentlich von denen der Elektronen unterscheiden, nimmt  $\eta_e$  für Pionen große Werte an.

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Ansätze für die Wahl der  $x_i$  diskutiert und ihre Vor- und Nachteile dargelegt.

## 4.2 Ladungen in Kalorimeterzellen

Engler et al. [Eng76], Babaev et al. [Bab79] und Engelmann et al. [Eng83] betrachten das Signal  $Q_i$  in einer Kalorimeterzelle als Elektronmerkmal  $x_i$ . Werden die Teilchen nämlich immer am selben Ort in das Kalorimeter eingeschossen, dann reflektieren die  $n$  Verteilungen der  $x_i$  die unterschiedliche Schauerentwicklung der Elektronen und Pionen.

Ist diese Wahl von  $\vec{x}$  beispielsweise im Fall der fünf Zellen des Kalorimeters von Engler et al. einfach durchzuführen, so wird sie bei einem feinsegmentierten Kalorimeter, wie es das H1-Flüssigargonkalorimeter mit etwa 65000 Zellen darstellt, unmöglich sein.

Trotzdem sollen die prinzipiellen Möglichkeiten dieses Ansatzes bei der Auswertung der hier vorliegenden Daten, die auf einem vergleichsweise kleinen Ausschnitt des H1-Kalorimeters beruhen, getestet werden. Diese Aufgabe ist selbst dann mit großen Problemen behaftet, wenn man sich auf die zwei wichtigsten Stacks, FB2E und FB2H, die direkt im Strahl liegen (vgl. Abb. 3.8) beschränkt, da eine  $704 \times 704$ -Kovarianzmatrix  $H_e$  behandelt werden muß. Obwohl nur die obere Dreiecksmatrix der symmetrischen Matrix  $H_e$  abgespeichert wird, reicht der interne Speicher des verwendeten Rechners dazu nicht aus. Daher werden die vorderen  $z$ -Lagen  $0 \dots 2$  des FB2E (vgl. Abschnitt 3.1), in die der Schauer ohnehin nicht eindringt, fortgelassen. Es verbleibt ein Vektor  $\vec{x}$  der Dimension  $n = 512$ .

Bei der Berechnung von  $H_e$  stößt man auf Kalorimeterkanäle, in denen nach dem Schnitt auf das Rauschen (vgl. Abschnitt 3.4) nie ein von null verschiedenes Signal beobachtet wird. Diese Kanäle führen zu Singularitäten in  $H_e$ , so daß die Inversion unmöglich ist. Weiterhin treten Kanäle auf, die nur sehr selten ein Signal haben.

Dieses Signal wird in aller Regel nicht von einem Schauer verursacht, sondern durch die geringe Wahrscheinlichkeit, daß das Rauschen größer als  $4\sigma_{ped}$  ist (vgl. Abschnitt 3.4). Es ist angemessen, diese zwei Arten von Kanälen gemeinsam zu betrachten. Alle Kanäle, die in weniger als 20 der 5419 Ereignisse ein Signal aufweisen, werden dieser Kategorie zugerechnet und mit  $x_i^-$  bezeichnet. Die Zahl 20 ist größer als die Zahl der Ereignisse, die man bei gaußisch verteiltem Rauschen über der  $4\sigma_{ped}$ -Schwelle erwarten würde. Es zeigt sich jedoch, daß die Rauschverteilungen nichtgaußische Schwänze haben, die allerdings bisher noch nicht quantifiziert sind [Har90].  $n - m = 418$  der 512 Kanäle sind den  $x_i^-$  zuzurechnen. Die restlichen  $m = 94$  Kanäle werden  $x_i^+$  genannt.

Die Zeilen und Spalten  $H_e$ , die den  $x_i^-$  entsprechen, werden bis auf die Diagonalelemente null gesetzt. Diese Vorgehensweise ist gerechtfertigt, da das Rauschen unkorreliert ist. Man betrachtet dazu die Korrelationen

$$\rho_{ij} = \frac{(H_e)_{ij}}{\sqrt{(H_e)_{ii}(H_e)_{jj}}}$$

der  $x_i^-$  untereinander und der  $x_i^-$  mit den  $x_i^+$ , deren logarithmierten Werte zusammen in Abb. 4.2 gezeigt sind. In dieser Abbildung sind die Korrelationen  $\rho_{ij}$ , die exakt null sind, bei  $-10$  dargestellt.

Die Diagonalelemente in  $H_e$ , die den  $x_i^-$  entsprechen, werden durch  $\sigma_i^{-2}$  ersetzt.  $\sigma_i^{-2}$  wird dabei aus der Verteilung des Rauschens  $r(x)$  des Kanals nach dem  $4\sigma_{ped}$ -Schnitt auf die Ladungen, wie er in Abschnitt 3.4 durchgeführt worden ist, berechnet.

$$\sigma_i^{-2} = \frac{\int x^2 r(x) dx - (\int x r(x) dx)^2}{\int r(x) dx}$$

$r(x)$  ist definiert als

$$r(x) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{4\sigma_{ped}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) dz & \text{für } x = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) & \text{für } x > 4\sigma_{ped} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

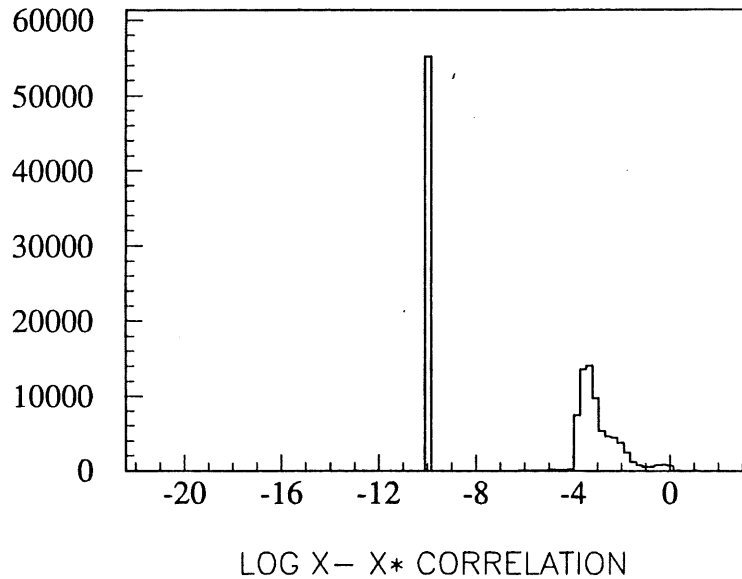


Abbildung 4.2: Verteilung der logarithmierten Werte der Korrelationen  $\rho_{ij}$  der  $x_i^-$  untereinander und mit den  $x_i^*$ ;  $\rho_{ij} = 0$  sind bei -10 dargestellt

In Anhang C wird gezeigt, daß  $H_e$  so umsortiert werden kann, daß sie in eine Blockmatrix  $H_e^*$  und eine Diagonalmatrix zerfällt. Diese zwei Untermatrizen können getrennt invertiert werden, so daß viele numerische Probleme beseitigt werden.

Die Berechnung von  $\eta_e$  vereinfacht sich zu

$$\eta_e = (\vec{x}^* - \vec{\mu}_e^*)^T H_e^{*-1} (\vec{x}^* - \vec{\mu}_e^*) + \sum_{i=m+1}^n \left( \frac{x_i^- - (\vec{\mu}_e^-)_i}{\sigma_i^-} \right)^2$$

wie in Anhang C ebenfalls gezeigt wird. Die Trennung wird, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, aus den Verteilungen der  $\eta_e$  der Elektronen und Pionen berechnet. Hier, wie in allen folgenden Darstellungen der Trennungsfunktion, werden Fehler zum Konfidenzniveau 90% angegeben (vgl. Abschnitt 4.1). Die Variation von  $\eta_{cut}$  führt zu der Trennungsfunktion in Abb. 4.3. Man erkennt, daß sie bis zu einer Elektron-Ausbeute von 89% nur durch die mangelnde Pion-Statistik bestimmt ist und dann steil abfällt. Betrachtet man die Verteilungen von  $\eta_e$ , auf denen diese Trennungsfunktion beruht (Abb. 4.4), dann sieht man, daß die Verteilungen sich im Prinzip wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, verhalten. Es fällt jedoch auf, daß 10.4% der Elektronen  $\eta_e$ -Werte haben, die größer als 3000 sind. Dies ist der Grund dafür, daß die Trennung bei einer Elektron-Ausbeute von 89% so stark abfällt.

Die folgende Abschätzung soll zeigen, daß die hohen  $\eta_e$ -Werte der Elektronen nicht auf die Schauerform zurückzuführen sind, sondern auf Einflüsse des elektronischen Rauschens. Hat ein Kanal  $x_i^-$  ein Signal größer als  $4\sigma_{ped}$ , dann kommt es wegen des kleinen  $\sigma_i^-$  zu einem hohen Beitrag dieses Kanals zu  $\eta_e$ . So gilt für den Kanal  $i=90$ , wenn das Signal  $x_i^-$  gerade über der  $4\sigma_{ped}$ -Schwelle liegt:

$$\begin{aligned} x_{90}^- &= 10^{-2} pC \\ \sigma_{ped,90} &= 2.3 \times 10^{-3} pC \\ \Rightarrow x_{90}^- &> 4\sigma_{ped,90} \end{aligned}$$

Mit

$$(\vec{\mu}_e^-)_{90} = 0.23 \times 10^{-4} pC$$

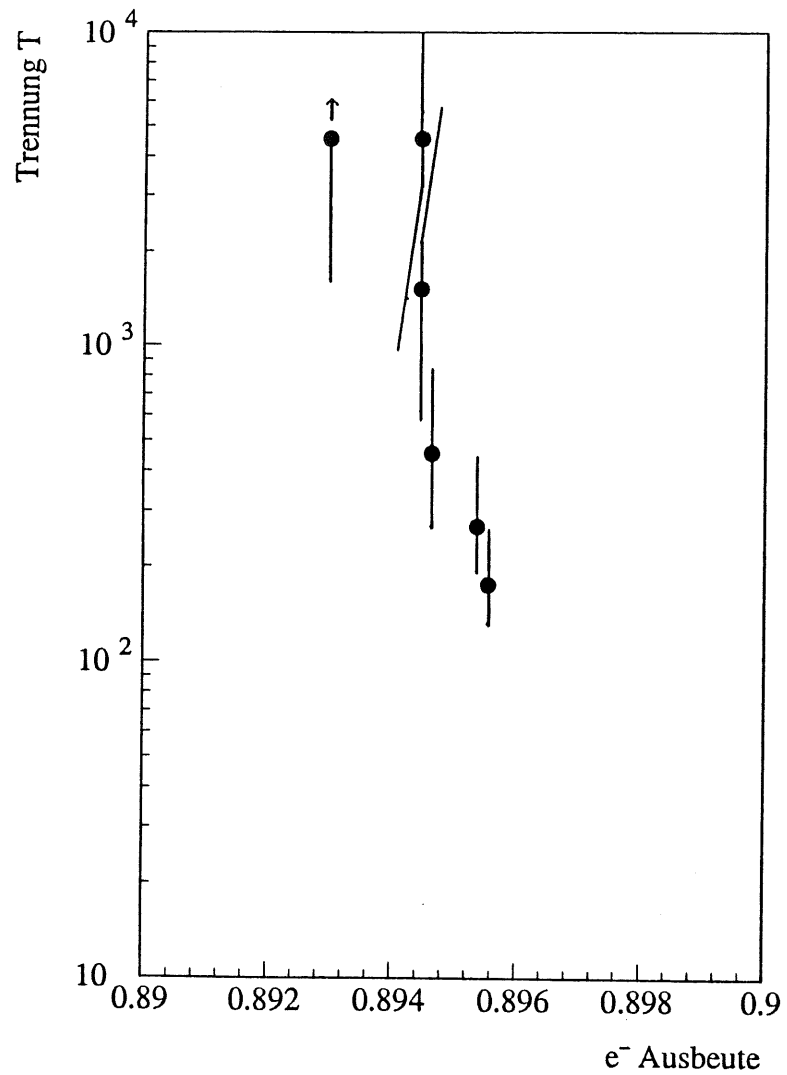


Abbildung 4.3: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute basierend auf der Charakterisierung der Schauer durch 512 Kalorimeterkanäle; Fehler zum Konfidenzniveau 90%

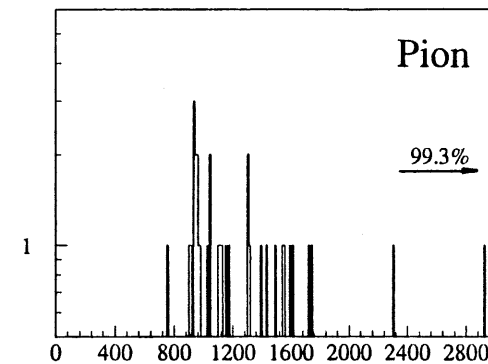
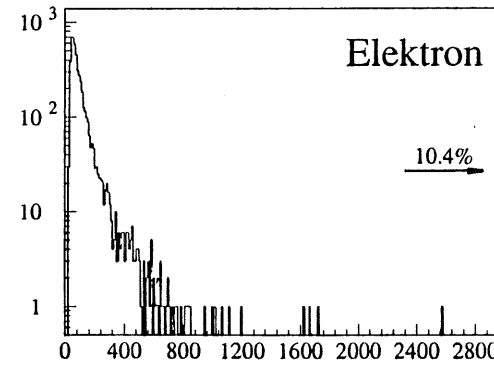


Abbildung 4.4: Verteilungen von  $\eta_c$  für Elektronen und Pionen basierend auf der Charakterisierung der Schauer durch 512 Kalorimeterkanäle; die Prozentwerte geben den Anteil der Teilchen, die außerhalb des gezeigten Bereichs liegen



$$\sigma_{90}^{-2} = 0.2 \times 10^{-7} (pC)^2$$

folgt

$$\left( \frac{x_{90}^- - (\bar{\mu}_e)_{90}}{\sigma_{90}} \right)^2 = \frac{(10^{-2} pC - 0.23 \times 10^{-4} pC)^2}{0.2 \times 10^{-7} pC} \simeq 5000$$

An Abb.4.4 erkennt man, daß der Beitrag dieses einen Kanals zu  $\eta_e$  ausreicht, um ein Elektron als Pion zu bezeichnen.

Die Wahrscheinlichkeit für  $x_i^- > 4\sigma_{ped}$  ist für jedes einzelne  $x_i$ , auch bei der Berücksichtigung der nichtgaußischen Verteilungen (s.o.), gering. Da es aber sehr viele  $x_i^-$  gibt, ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß ein einziger von ihnen bei einem Ereignis über der Schwelle liegt. Die hohe Dimension von  $\vec{x}$  macht also nicht nur die Berechnung von  $\eta_e$  aufwendig, sondern bewirkt auch, daß  $\eta_e$  extrem empfindlich gegen elektronisches Rauschen ist.

Die Wahl von  $x_i = Q_i$  hat eine weitere prinzipielle Schwäche. Die Entwicklung der Schauer wird in Bezug auf die Kalorimeterkanäle beschrieben. Verschiebt man den Einschußpunkt, dann werden Elektronen nicht mehr erkannt weil die Energie in anderen Kanälen deponiert wird. Um diesen Mangel zu beseitigen, müßten  $\bar{\mu}_e$  und  $H_e$  für viele Einschußpositionen berechnet und in jedem Element parametrisiert werden. Eine Parametrisierung jedes der  $512 \times 511/2 = 130816$  Elemente der symmetrischen Matrix  $H_e$  ist in der Praxis jedoch undurchführbar.

Es zeigt sich also, daß die einfache Übertragung der Standardmethode, die Ladungen  $Q_i$  in den Kalorimeterzellen zur Charakterisierung der Schauer zu verwenden, auf den Fall des H1-Kalorimeters nicht möglich ist. Trotzdem zeigt dieses erste Ergebnis bereits, daß das feinsegmentierte H1-Kalorimeter prinzipiell gut zur Elektron-Pion Trennung geeignet ist.

## 4.3 Momente in kartesischen Koordinaten

In Abschnitt 4.2 ist der Vektor  $\vec{x}$ , der die Schauer charakterisiert, so gewählt worden, daß sich der Ort der deponierten Energie implizit aus den Nummern der ausgelesenen Kalorimeterkanäle ergibt.

Der Ort einer Kalorimeterzelle  $j$  kann aber auch explizit durch ihren Schwerpunkt  $(u_j, v_j, w_j)$  in einem Koordinatensystem des Kalorimeters angegeben werden. Dieses Koordinatensystem ist in Abb.4.5 verdeutlicht. Die Verteilung der Ladung im Kalorimeter wird dann durch Momente

$$m = \sum_j s(u_j, v_j, w_j) Q_j$$

beschrieben, wobei  $s(u_j, v_j, w_j)$  eine Funktion der Koordinaten der Zelle und  $Q_j$  die nachgewiesene Ladung ist. Die Summe  $j$  läuft über alle Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeters FB2E. In Abschnitt 4.5.1 wird gezeigt werden, daß eine Hinzunahme des hadronischen Kalorimeters keine Verbesserung der Trennung liefert.

Es wird sich herausstellen, daß die Schwierigkeiten, die in Abschnitt 4.2 bei den Rechnungen aufgetreten sind, vermieden werden. So kann  $H_e$  nicht singular werden, weil es keine Momente gibt, die für alle Ereignisse null sind. Zudem genügen wenige Momente, um die Schauerverteilung zu beschreiben, so daß sich die Dimension von  $\vec{x}$  drastisch reduziert. Damit entfallen nicht nur die Probleme bei der numerischen Behandlung von  $H_e$ , sondern eine Parametrisierung der Elemente dieser Matrix als Funktion des Ortes und der Energie ist nicht von vorneherein ausgeschlossen.

### 4.3.1 Momente in Kalorimeterlagen

Besançon [Bes89] führt die Elektron-Pion Trennung nach einer Idee von Langer et al. [Lan87] aus. Er benutzt Daten, bei denen Teilchen senkrecht zu den Absorberplatten eines Kalorimeters eingeschossen werden, das alle wesentlichen Eigenschaften

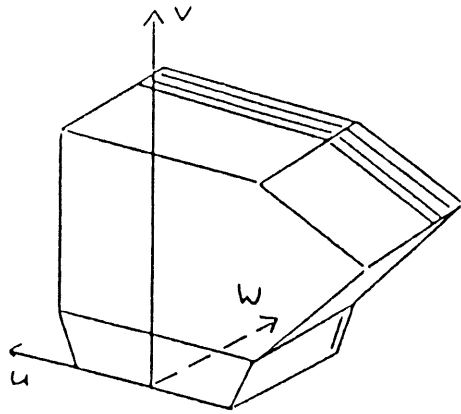


Abbildung 4.5: Koordinatensystem zur Berechnung der Produktmomente entsprechend der H1-Konvention [Gay87]

des H1-Kalorimeters aufweist. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils dieses Kalorimeters beträgt  $20X_0$ , und es ist in 4 z-Lagen  $\ell$  (vgl. Abschnitt 3.1) aufgeteilt.

In jeder der 4 z-Lagen  $\ell$  des elektromagnetischen Kalorimeters werden zwei Momente berechnet.

$$m_\ell^0 = \sum_{j \in \ell} Q_j$$

$$m_\ell^2 = \frac{\sum_{j \in \ell} Q_j ((u_j - \bar{u})^2 + (v_j - \bar{v})^2)}{m_\ell^0}$$

$m_\ell^0$  ist die Gesamtladung der Kalorimeterzellen in der z-Lage  $\ell$ .  $m_\ell^2$  ist ein Maß für die transversale Breite des Schauers bezogen auf den Durchstoßpunkt der Schauerachse in dieser z-Lage. Der Durchstoßpunkt  $(\bar{u}, \bar{v})$  wird definiert durch:

$$\bar{u} = \frac{\sum_{j \in \ell} Q_j u_j}{\sum_{j \in \ell} Q_j}$$

$$\bar{v} = \frac{\sum_{j \in \ell} Q_j v_j}{\sum_{j \in \ell} Q_j}$$

Die Momente  $m_\ell^0$  und  $m_\ell^2$  sind orthogonale Variablen. Dabei beschreiben die  $m_\ell^0$  die Entwicklung des Schauers entlang der Achse, die senkrecht auf die Absorberplatten steht. Die Momente  $m_\ell^2$  hingegen charakterisieren den Schauer in Ebenen parallel zu den z-Lagen  $\ell$ . Da der Einschub der Teilchen bei Besançon senkrecht zu den Absorberplatten erfolgt ist, entsprechen die Momente einer Beschreibung des Schauers in longitudinaler und lateraler Richtung.

Besançon faßt die Momente für die Berechnung von  $\eta_c$  in einem 8-dimensionalen Vektor  $\vec{x}$  zusammen.

$$x_{2\ell+1} = m_\ell^0$$

$$x_{2(\ell+1)} = m_\ell^2 \quad \text{mit } \ell = 0 \dots 3$$

Er gibt als Ergebnis der Trennung bei einer Teilchenenergie von  $30\text{GeV}$  an:

$$T > 3000 \quad \text{für } 97\% \text{ Elektron-Ausbeute}$$

Besançon hat damit gezeigt, daß man mit den Momenten  $m_l^0$  und  $m_l^2$  hohe Trennungen erreicht, wenn der Einschuß senkrecht zu den Absorberplatten erfolgt. Diese Situation ist im H1-Detektor im Bereich der CB-Ringe näherungsweise gegeben (vgl. Abschnitt 3.1). Bei dem Testaufbau, der in Abschnitt 3.2 beschrieben ist und mit dem die hier verwendeten Daten aufgezeichnet worden sind, wird das Verhalten des Kalorimeters in der FB-Region untersucht. Dort treffen die Teilchen unter einem Winkel von etwa  $20 - 36^\circ$  auf die Absorberplatten. Es soll nun untersucht werden, ob der Ansatz von Langer in diesem Teil des Kalorimeters genauso erfolgreich ist wie bei Besançon.

Neben dem anderen Einschußwinkel der Teilchen besteht ein weiterer Unterschied darin, daß das FB2E acht  $z$ -Lagen  $\ell$  aufweist. Mit denselben Argumenten wie in Abschnitt 4.2 werden die vorderen 3  $z$ -Lagen  $\ell = 0 \dots 2$  nicht betrachtet, so daß die Momente  $m_l^0$  und  $m_l^2$  nur in den 5 verbleibenden  $z$ -Lagen bestimmt werden. Somit wird  $\eta_e$  aus einem 10-dimensionalen Vektor  $\vec{x}$  für die Elektronen und Pionen berechnet. Die Trennung, die sich hieraus ergibt, ist in Abb. 4.6 gezeigt. Sie ist um einen Faktor 10 schlechter als bei Besançon angegeben. Der Grund für die schlechtere Trennung ist darin zu suchen, daß die Momente  $m_l^0$  und  $m_l^2$  wegen des schiefen Einschusses nicht mehr die longitudinale und laterale Entwicklung des Schauers beschreiben, sondern eine Linerarkombination dieser beiden.

### 4.3.2 Produktmomente

Bei der Verwendung der Momente aus Abschnitt 4.3.1 wird der Schauer punktuell beschrieben. Wie gezeigt worden ist, werden die Gesamtladung und die Breite der Verteilung in den verschiedenen  $z$ -Lagen  $\ell$  des Kalorimeters berechnet, wobei diese  $z$ -Lagen völlig unabhängig voneinander betrachtet werden. Wie oben erläutert, ist diese Vorgehensweise nicht mehr gerechtfertigt, wenn der Schauer schief im Kalorimeter liegt, da in diesem Fall Korrelationen zwischen den  $z$ -Lagen auftreten. Im folgenden werden die Momente deshalb über alle Teile des Schauers berechnet. Dazu

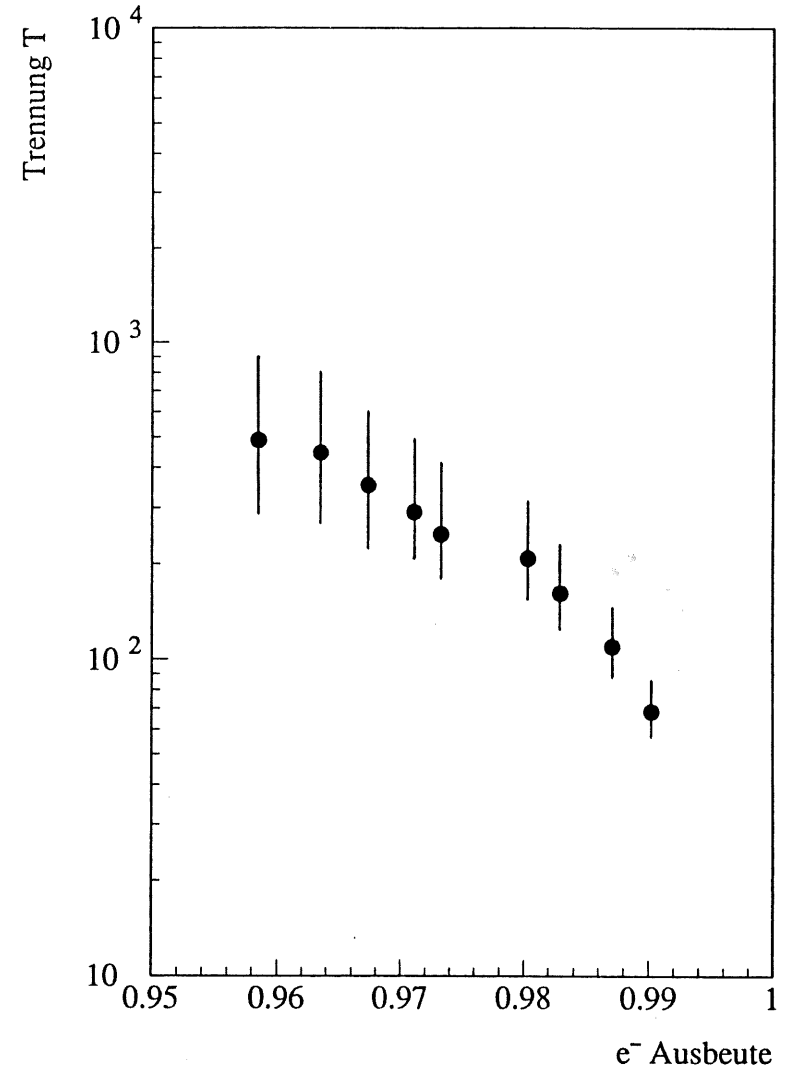


Abbildung 4.6: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei Verwendung der Momente in den  $z$ -Lagen des Kalorimeters FB2E; Fehler zum Konfidenzniveau 90%

werden die Momente verallgemeinert:

$$m_P^{ikl} = \frac{\sum_j Q_j (u_j - \bar{u})^i (v_j - \bar{v})^k (w_j - \bar{w})^l}{\sum_j Q_j}$$

Die Summe  $j$  läuft über alle Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeters. Der Schwerpunkt des Schauers ( $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ ) wird wie folgt berechnet

$$\bar{u} = \frac{\sum_j u_j Q_j}{\sum_j Q_j} \quad \bar{v}, \bar{w} \quad \text{analog}$$

Um die Ergebnisse direkt mit denen des Abschnitt 4.3.1 vergleichen zu können, wird ebenfalls ein 10-dimensionales  $\vec{x}$  aus den  $m_P^{ikl}$  gebildet. In Tab. 4.1 sind die Exponenten  $ikl$  dieser Momente zusammengestellt. Die Auswahl dieser 10 speziellen Momente wird im folgenden Abschnitt ausführlich beschrieben. Abweichend von der obigen Definition der Produktmomente gilt

$$\begin{aligned} m_P^{000} &= \sum_j Q_j \\ m_P^{010} &= \bar{v} \\ m_P^{001} &= \bar{w} \end{aligned}$$

Die Punkte in Abb. 4.7 geben die Trennung an, die sich aus diesen 10 Momenten ergibt. Die Verwendung der Produktmomente liefert keine deutliche Verbesserung der Trennung gegenüber der Verwendung von Momenten in Kalorimeterlagen, obwohl die Korrelationen der verschiedenen Teile des Schauers untereinander berücksichtigt sind.

Bevor erläutert wird, wie sich die Trennung mit den Produktmomenten der Tabelle 4.1 erheblich verbessern lässt, soll im folgenden Abschnitt zunächst gezeigt werden, nach welchen Kriterien die verwendeten Momente ausgewählt werden.

### 4.3.3 Auswahl der optimalen Momente

Die Momente  $m_P^{ikl}$  sind schwer physikalisch interpretierbar. Daher kann man a priori nicht sagen, welche von ihnen den Unterschied der  $\eta_e$ -Verteilungen von Elektronen

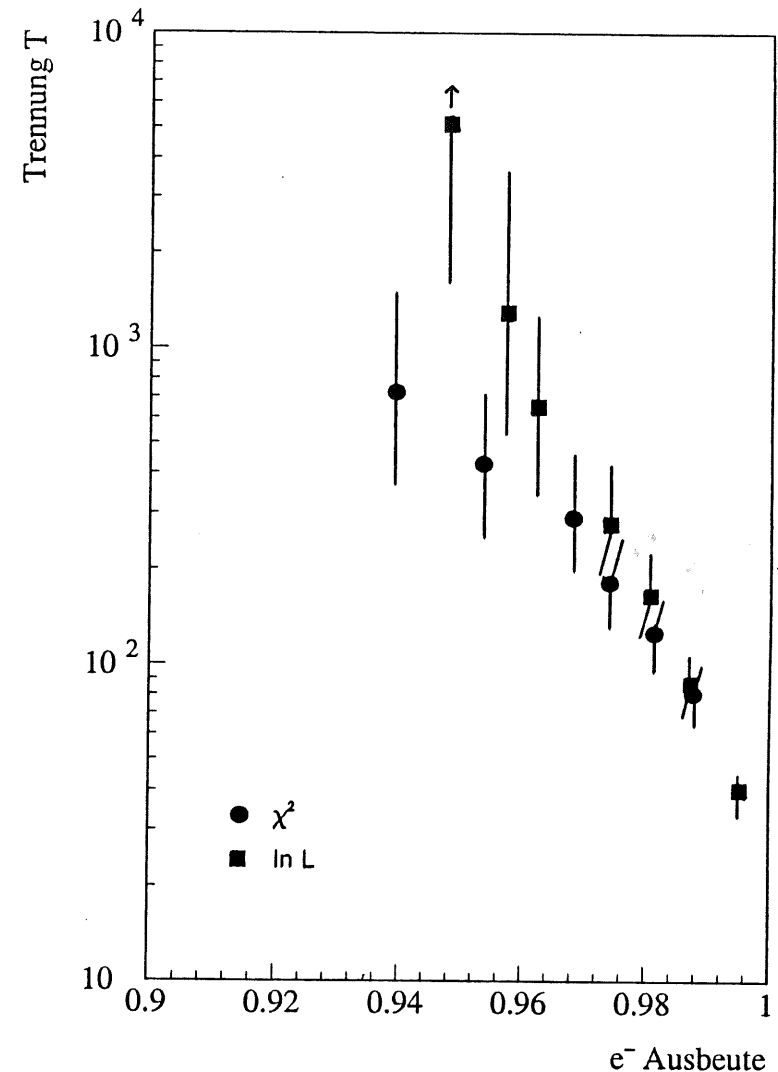


Abbildung 4.7: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute mit den 10 Produktmomenten  $m_P^{ikl}$  der Tab. 4.1 bei Berechnung von  $\eta_e$  als  $\chi^2$  (Punkte) bzw. als  $\ln L$  mit angepaßten Verteilungen  $\mathcal{L}_5(\vec{\theta}; x)$  (Quadrate) (vgl. Abschn. 4.3.4); Fehler zum Konfidenzniveau 90%

x	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
i	0	0	0	0	1	2	2	0	0	1
k	0	1	0	0	0	0	1	1	2	1
l	0	0	1	2	1	1	0	2	1	1

Tabelle 4.1: Exponenten der 10 in Abschn. 4.4 verwendeten Produktmomente  $m_p^{ikl}$  und Pionen am meisten vergrößern und damit für die höchste Trennung sorgen. Zudem kann aus  $\eta_e$  selbst nicht auf den Beitrag eines speziellen  $x_i = m_p^{ikl}$  zu  $\eta_e$  zurückgeschlossen werden, da die Matrix  $H_e$  Linearkombinationen der  $x_i$  bildet.

Deshalb wird  $\vec{x}$  in ein System  $\vec{x}'$  gedreht, in dem die Kovarianzmatrix  $H'_e$  diagonal ist.

$$\begin{aligned}\vec{x} &\rightarrow \vec{x}' = A\vec{x} \\ H_e &\rightarrow H'_e = A^T H_e A \\ &= \delta_{ij} (H'_e)_{i,j}\end{aligned}$$

Dabei ist die Matrix  $A$  die Eigenmatrix von  $H_e$

$$AH_e = \lambda H_e$$

Der Ausdruck für  $\eta_e$  vereinfacht sich dann zu einer Summe, die dem aus der Statistik geläufigen  $\chi^2$  entspricht.

$$\begin{aligned}\eta_e &= (\vec{x}' - \vec{\mu}'_e)^T H_e^{-1} (\vec{x}' - \vec{\mu}'_e) \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{(x'_i - (\vec{\mu}'_e)_i)^2}{(H'_e)_{ii}}\end{aligned}$$

Während der Beitrag der  $x_i$  zu  $\eta_e$  nicht bestimmt werden kann, ist dies für die  $x'_i$  möglich. Dieser Beitrag wird mit  $\eta_i$  bezeichnet und ergibt sich zu.

$$\eta_i = \frac{(x'_i - (\vec{\mu}'_e)_i)^2}{(H'_e)_{ii}}$$

Aus den  $\eta_i$  von Elektronen und Pionen kann jeweils eine Trennfunktion  $T_i$  berechnet werden. Für die Trennung wichtige  $x'_i$  zeichnen sich dadurch aus, daß sie eine hohe

Trennung  $T_i$  haben. Da die  $\eta_i$  definitionsgemäß im Mittel mit eins zu  $\eta_e$  beitragen, haben die  $T_i$  untereinander dasselbe Gewicht. Aus der Drehmatrix  $A$  kann dann auf die ursprünglichen  $x_i$  zurückgeschlossen werden. Entscheidend für eine Zuordnung von  $x_i$  und  $x'_i$  ist, daß nur zwei oder drei  $x_i$  signifikant in ein  $x'_i$  eingehen. Dies ist in Abb. 4.8 zu erkennen. Dort ist eine Eigenmatrix graphisch dargestellt. Sie gibt den Zusammenhang zwischen den  $x_i$  auf der Abszisse und den  $x'_i$  auf der Ordinate an. Der hierbei verwendete Vektor  $\vec{x}$  ist 12-dimensional, wobei die Momente  $x_{11} = m_p^{211}$  und  $x_{12} = m_p^{112}$  zusätzlich zu den 10 Momenten der Tabelle 4.1 verwendet werden. Die Größe der Quadrate in Abb. 4.8 ist dabei das Maß für den Betrag des entsprechenden Elementes der Eigenmatrix, das festlegt wie  $x_i$  in  $x'_i$  einght.

Reduziert man den Vektor  $\vec{x}$  um einige Komponenten, dann mischen die verbleibenden  $x_i$  wie vorher. Diese Beobachtung erlaubt es, als unwichtig erkannte Momente aus  $\vec{x}$  entfernen, ohne daß der Rest des Vektors beeinflusst wird. Dies soll an einem Beispiel gezeigt werden. Man betrachtet die 12 Produktmomente  $m_p^{ikl}$ , die zu der Eigenmatrix in Abb. 4.8 geführt haben. Es wird festgestellt, daß die Komponenten  $x'_{11}$  und  $x'_{12}$  am wenigsten zur Trennung beitragen. Aus Abb. 4.8 ergibt sich, daß  $x'_{11}$  und  $x'_{12}$  aus  $x_{11}$  und  $x_{12}$  hervorgehen. Der Vektor  $\vec{x}$  wird um die zwei Momente, die  $x_{11}$  und  $x_{12}$  entsprechen, reduziert und es wird eine neue Eigenmatrix berechnet. Sie ist in Abb. 4.9 dargestellt. Es ist erkennbar, daß die verbliebenen Komponenten wie vorher mischen.

Theoretisch wäre es nun möglich, sehr viele Momente  $m_p^{ikl}$  in einen Vektor  $\vec{x}$  zu füllen und alle unwichtigen Komponenten in der angegebenen Weise auszusondern. Diese Vorgehensweise ist unpraktisch, da die Drehmatrix  $A$  in diesem Fall sehr unübersichtlich wird. Deshalb geht man von einem niedrigdimensionalen  $\vec{x}$  aus und ersetzt schrittweise die Momente, die am wenigsten zur Trennung beitragen, durch andere Momente. Diese Ersetzungen werden solange durchgeführt, bis eine ideale Kombination von Momenten gefunden ist.

Die Momente in Tabelle 4.1 sind auf diese Weise bestimmt worden.

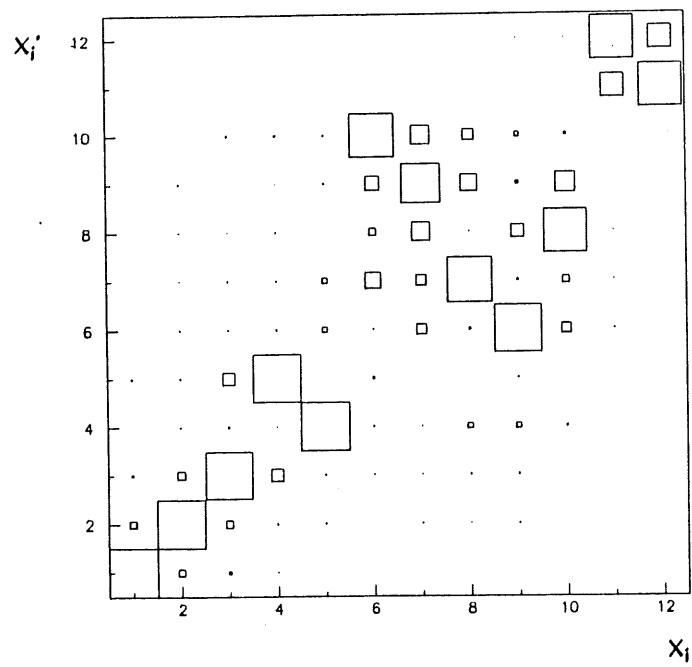


Abbildung 4.8: Graphische Darstellung der Beträge der Elemente einer 12-dimensionalen Eigenmatrix

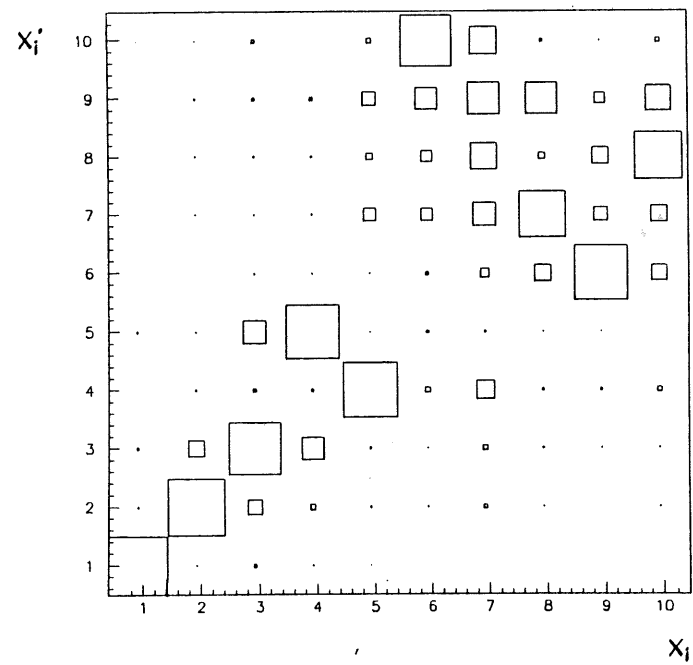


Abbildung 4.9: Graphische Darstellung der Beträge der Elemente einer 10-dimensionalen Eigenmatrix

#### 4.3.4 Berücksichtigung angepaßter Verteilungen

Bis jetzt ist immer davon ausgegangen worden, daß  $\vec{x}$  multinormalverteilt ist. Es soll nun überprüft werden, ob diese Annahme gerechtfertigt ist. Wie in Abschnitt 4.3.3 wird  $\vec{x}$  in ein System  $\vec{x}'$  gedreht, in dem  $H_e$  diagonal ist. Eine Multinormalverteilung zerfällt dann in ein Produkt von Normalverteilungen

$$\begin{aligned} f(\vec{x}') &= \exp\left((\vec{x}' - \vec{\mu}_e')^T H_e'^{-1} (\vec{x}' - \vec{\mu}_e')\right) \\ &= \exp\left(\sum_{i=1}^n \frac{(x'_i - (\vec{\mu}_e')_i)^2}{(H_e')_{ii}}\right) \\ &\stackrel{\text{def}}{=} \prod_{i=1}^n N((\vec{\mu}_e')_i, (H_e')_{ii}; x_i) \end{aligned}$$

Die Verteilungen der  $x'_i$  sind nach Abzug des Mittelwerts in Abb. 4.11 dargestellt. Die Normalverteilungen mit Mittelwert und Sigma dieser Verteilungen sind dort als gestrichelte Kurve eingezeichnet. Sie beschreiben die Verteilungen der  $x'_i$  schlecht. Dafür sind die Schwänze der Verteilungen verantwortlich, die für viele  $x'_i$  über den abgebildeten Bereich hinausgehen. Es kann also geschlossen werden, daß der Vektor  $\vec{x}$  nur in grober Näherung multinormalverteilt ist.

Unter der Annahme eines multinormalverteilten Vektors  $\vec{x}$  ist  $\eta_e$  bislang als  $\chi^2$  aus den  $x'_i$  berechnet worden (vgl. Abschnitt 4.3.3). Dieses  $\chi^2$  ist proportional zu einer Summe von logarithmierten Normalverteilungen.

$$\begin{aligned} \eta_e &= \sum_{i=1}^n \frac{(x'_i - (\vec{\mu}_e')_i)^2}{(H_e')_{ii}} \\ &= - \sum_{i=1}^n 2 \ln N((\vec{\mu}_e')_i, (H_e')_{ii}; x'_i) \end{aligned}$$

Im folgenden soll untersucht werden, ob sich die Trennung verbessern läßt, indem die Normalverteilungen  $N(\mu, \sigma; x)$  durch Verteilungen  $t(\vec{\theta}; x)$  ersetzt werden, die die  $x'_i$  präziser wiedergeben.  $\vec{\theta}$  ist dabei ein Satz von Parametern, der Mittelwert und Sigma einer Normalverteilung ersetzt. Für  $\eta_e$  ergibt sich nun

$$\eta_e = - \sum_{i=1}^n \ln t(\vec{\theta}_i; x'_i)$$

Dieser Ausdruck für  $\eta_e$  entspricht der allgemeinen Form einer logarithmierten Likelihood-Funktion  $\ln L$ .

Diese Art der Berechnung von  $\eta_e$  läßt sich nur begründen, wenn die Verteilungsfunktion  $f(\vec{x}')$  faktorisiert, weil die  $x'_i$  unabhängig sind.

$$f(\vec{x}') = \prod_{i=1}^n t(\vec{\theta}_i; x'_i)$$

Ist  $\vec{x}'$  multinormalverteilt, dann sind die unkorrelierten Komponenten  $x'_i$  per Definition unabhängig. Für alle anderen Verteilungsfunktionen von  $\vec{x}'$  muß gesondert untersucht werden, ob die Komponenten wirklich unabhängig sind. Dazu trägt man die  $x'_i$  paarweise gegeneinander auf. Sie sind voneinander unabhängig, wenn diese zweidimensionalen Verteilungen keine innere Struktur haben. Diese Untersuchung wird für die  $x'_i$  durchgeführt, die sich aus den Momenten der Tabelle 4.1 ergeben. In Abb. 4.10 sind beispielhaft 6 der 45 zweidimensionalen Verteilungen aufgetragen. Es zeigt sich, daß die  $x'_i$  in guter Näherung unabhängig sind und die Verteilungsfunktion  $f(\vec{x}')$  deshalb faktorisiert. Dies wiederum bedeutet, daß es zulässig ist,  $\eta_e$  als logarithmierte Likelihood-Funktion zu berechnen.

Die logarithmische Darstellung der  $x'_i$  in Abb. 4.11 erlaubt es, geeignete Funktionen  $t(\vec{\theta}; x)$  zu finden. Wie oben festgestellt, sind die Verteilungen der  $x'_i$  keine Parabeln, sondern es treten Schwänze auf. Diese Schwänze ähneln in ihrer Form denen einer Breit-Wigner Funktion. Da eine Breit-Wigner Funktion aber nicht beschreiben kann, daß die Verteilungen der  $x'_i$  schief sind, wird das Polynom 2. Grades in der Breit-Wigner Funktion zu einem Polynom höherer Ordnung verallgemeinert. Unter Berücksichtigung der Exponential-Funktion wählt man also

$$t(\vec{\theta}; x) = \mathcal{L}_N(\vec{\theta}, x) = \exp\left(\frac{1}{\sum_{k=1}^N \theta_k x^{k-1}}\right)$$

Die Funktionen  $\mathcal{L}_N(\vec{\theta}; x)$  sind an die  $x'_i$ -Verteilungen angepaßt worden, und das Ergebnis ist als durchgezeichnete Kurve in Abb. 4.11 eingezeichnet. Ein besonders wichtiger Bereich der Verteilung ist die unmittelbare Nähe des Maximums weil die

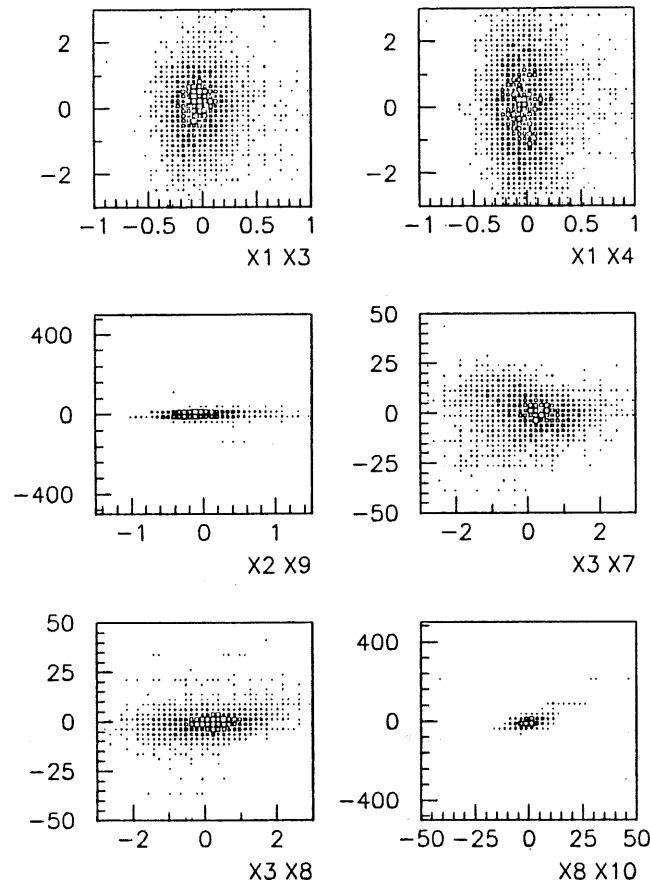


Abbildung 4.10: Zweidimensionale Verteilungen von sechs exemplarischen Paaren  $x'_i x'_j$

Werte der Funktion dort sehr oft in  $\eta_e$  eingehen. Die Schwänze der Verteilungen sind hingegen wichtig, weil sie jeweils sehr hohe Beiträge zu  $\eta_e$  leisten. Es zeigt sich in Abb. 4.11, daß die Anpassungen gerade diese Bereiche der Verteilungsfunktion sehr genau wiedergeben. Deshalb verbessert die Verwendung von

$$\eta_e = - \sum_{k=1}^n \frac{1}{\theta_k x^{k-1}}$$

die Trennung von Elektronen und Pionen. Die Trennungsfunktion ist in Abb. 4.7 durch quadratische Symbole dargestellt. Bis zu einer Elektron-Ausbeute von 95% ist die Trennung nur durch mangelnde Pion-Statistik begrenzt.

Die Berechnung von  $\eta_e$  als logarithmierte Likelihood-Funktion ist aufwendig, da 5 Parameter je  $x'_i$ , statt der 2 Parameter einer Normalverteilung, verwendet werden. Sie ergibt jedoch eine wesentlich verbesserte Trennung. Mit der in diesem Abschnitt beschriebenen verallgemeinerten Methode erreicht man nun auch bei einer schiefen Lage der Schauer im Kalorimeter die Werte, die bei Besançon für den einfacheren Fall angegeben worden sind.

#### 4.4 Momente in Schauerkoordinaten

In Abschnitt 4.3 ist gezeigt worden, daß die Matrix-Methode in Verbindung mit Momenten der Ladungsverteilung gut für die Trennung von Elektronen und Pionen geeignet ist. Die in kartesischen Koordinaten gewählten Momente weisen allerdings Nachteile auf. Sie lassen sich nicht direkt den physikalischen Eigenschaften des Schauers in longitudinaler und transversaler Richtung zuordnen, weil das Koordinatensystem schief zur Schauerachse liegt. Zudem wird die Lage des Schauers in absoluten Koordinaten des Kalorimeters angegeben. Dies führt dazu, daß eine Variation des Einschufortes eine Parametrisierung der Momente nach sich zieht.

Ein Koordinatensystem, das durch den Schauer selbst festgelegt wird, ist angemessener. Alle Koordinaten werden dann relativ zum Schauer berechnet, so daß die



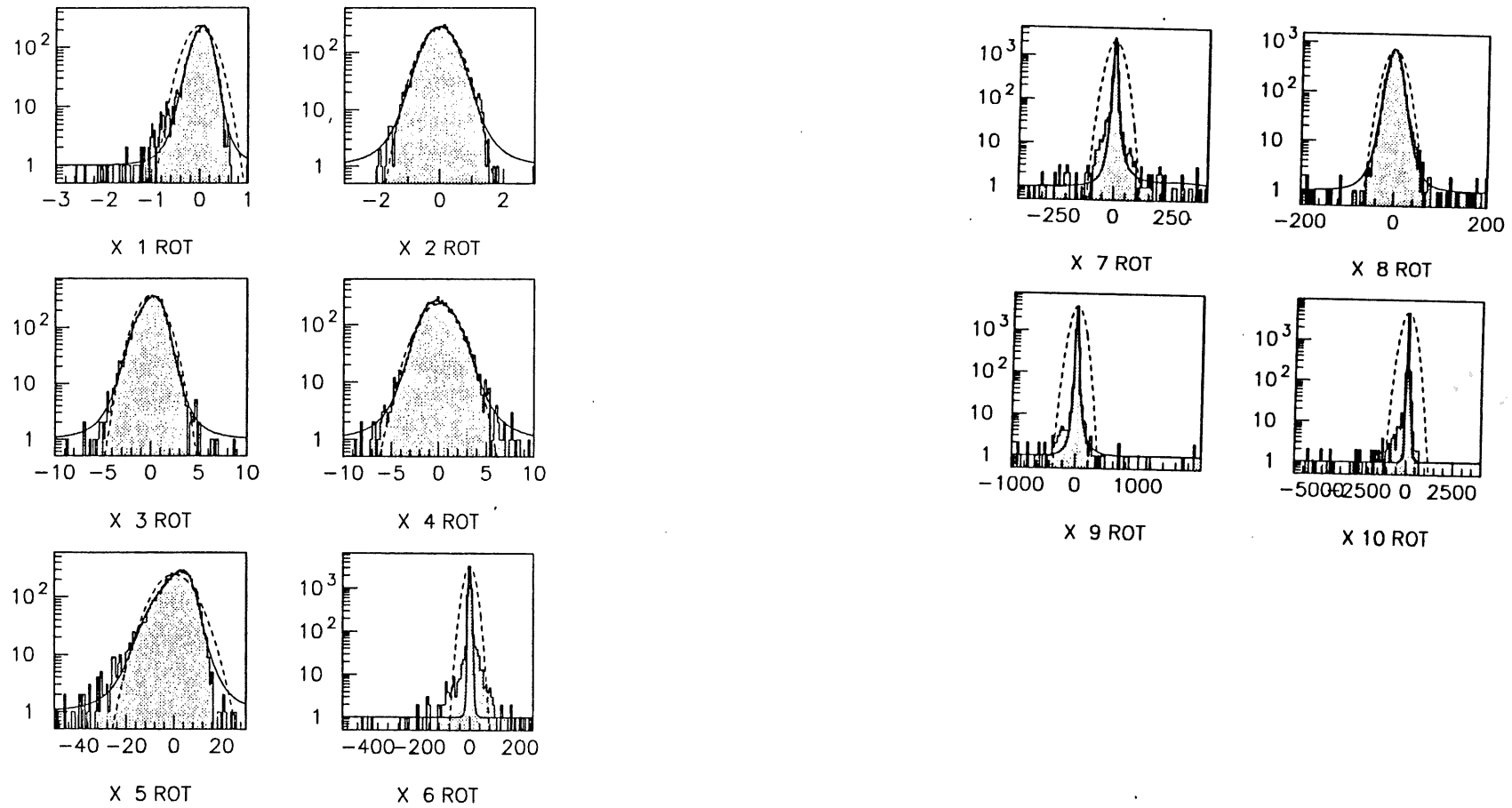


Abbildung 4.11: Verteilungen der  $x'_i$  der Momente  $m_Q^{ikl}$ ; gestrichelt ist die Gauß-Funktion mit Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung und durchgezogen die angepaßte Funktion  $\mathcal{L}_S(x'_i)$  eingezeichnet

Abbildung 4.11: Verteilungen der  $x'_i$  der Momente  $m_Q^{ikl}$ ; gestrichelt ist die Gauß-Funktion mit Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung und durchgezogen die angepaßte Funktion  $\mathcal{L}_S(x'_i)$  eingezeichnet

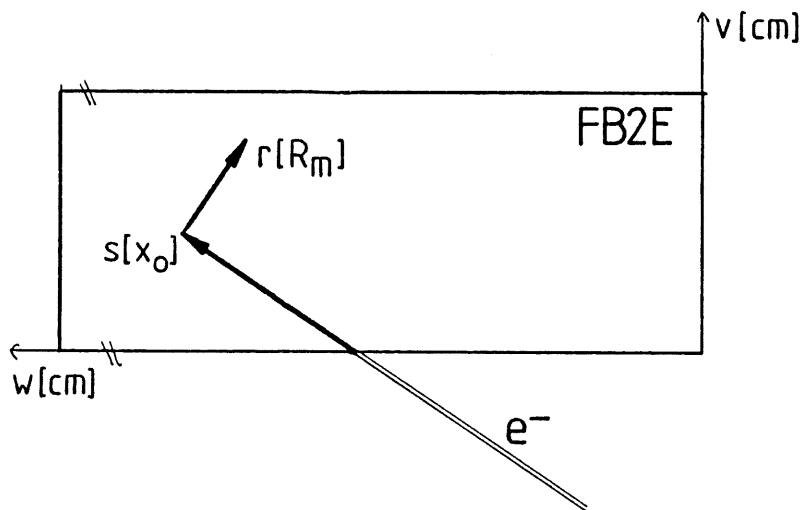


Abbildung 4.12: Skizze des an die Schauerlage angepaßten Koordinatensystems

Momente unabhängig vom Ort des Schauers im Kalorimeter werden. Dazu werden Zylinderkoordinaten entlang der Schauerachse eingeführt (Abb. 4.12). Ein Punkt im Kalorimeter ist dann durch seine Tiefe  $s$  bezüglich des Auftreffpunktes, gemessen in Strahlungslängen  $X_0$ , und seinen transversalen Abstand zur Schauerachse  $r$ , gemessen in Molière-Radien  $R_m$ , bestimmt. Die dritte Koordinate wird vernachlässigt, weil elektromagnetische und hadronische Schauer azimuthale Symmetrie besitzen, und der Winkel daher keine Information für die Unterscheidung von Elektron und Pion besitzt.

Der Auftreffpunkt des Teilchens und die Schauerachse müssen bei H1 für jedes Ereignis gesondert festgelegt werden. Dazu steht zunächst nur die Information des Kalorimeters zur Verfügung. Vecko hat die Schauerachse bestimmt, indem er die Größe  $\sum_j D_j Q_j$  minimiert, wobei  $D_j$  der Abstand des Schwerpunktes einer Kalorimeterzelle  $(u_j, v_j, w_j)$  zu der angenommenen Schauerachse ist [Vec90]. Der Auftreffpunkt eines Elektrons ergibt sich dann aus dem Schnittpunkt der Schauerachse mit der Frontfläche des Kalorimeters. Die erreichbare Genauigkeit, die mit dieser Methode zu erreichen ist, ist in Abb. 4.13 dargestellt. Sie liegt in der Größenordnung von wenigen  $cm$ . Zu einem späteren Zeitpunkt der Rekonstruktion wird die Information der einzelnen Subdetektoren zusammengeführt und der von den zentralen Spurendetektoren ermittelte Auftreffpunkt kann dem Schauer zugeordnet werden. Die Präzision dieser Zuordnung steht zum Zeitpunkt dieser Analyse jedoch noch nicht fest [Vec90].

Bei der Auswertung der vorliegenden Testdaten wird für alle Teilchen der Auftreffpunkt und die Schauerachse verwendet, die sich aus dem Testaufbau nominal ergeben. Der Fehler, der dadurch entsteht, ist in der Größenordnung des von Vecko bestimmten Wertes, da wegen der Breite des Strahls der Auftreffpunkt in einem Bereich von  $5cm$  variiert (vgl. Abschnitt 3.2).

Die Momente des Typs

$$m_Q^{ik} = \frac{\sum_j Q_j (s_j - \bar{s})^i (r_j - \bar{r})^k}{\sum_j Q_j}$$

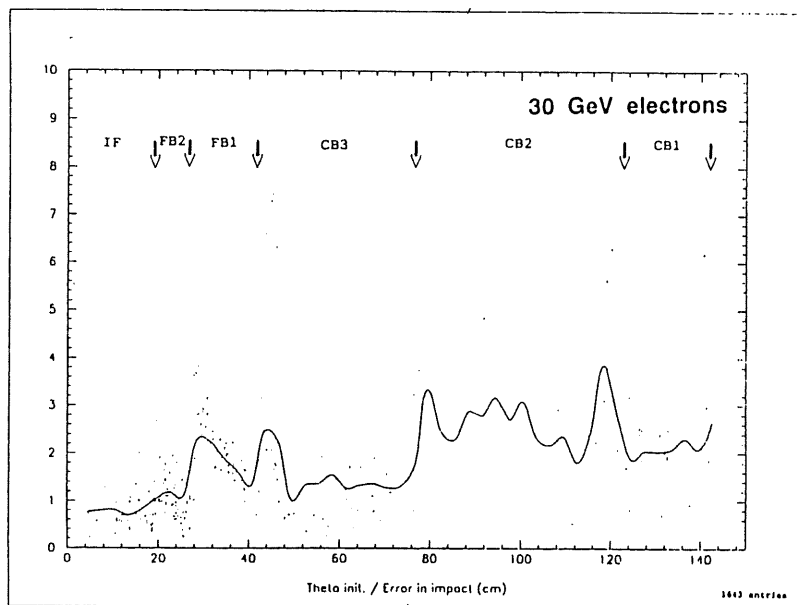


Abbildung 4.13: Fehler bei der Bestimmung des Schauerbeginns aus den Kalorimeterdaten bei H1 in Abhängigkeit vom Polarwinkel  $\vartheta$  [Vec90]; eingezeichnet sind die  $\vartheta$ -Intervalle, die den verschiedenen Kalorimeterringen entsprechen

$$\begin{aligned}
 x_1 &= \sum_i Q_i \\
 x_2 &= \frac{\sum_i Q_i s_i}{\sum_i Q_i} = \bar{s} \\
 x_3 &= \frac{\sum_i Q_i (s_i - \bar{s})^2}{\sum_i Q_i} \\
 x_4 &= \frac{\sum_i Q_i r_i}{\sum_i Q_i} = \bar{r} \\
 x_5 &= \frac{\sum_i Q_i (r_i - \bar{r})^2}{\sum_i Q_i} \\
 x_6 &= \frac{\sum_i Q_i (s_i - \bar{s})(r_i - \bar{r})}{\sum_i Q_i}
 \end{aligned}$$

Tabelle 4.2: 6 Produktmomente in Schauerkoordinaten  $m_Q^{ik}$

werden in  $\vec{x}$  eingefüllt und  $\eta_e$  wird unter der Annahme eines multinormalverteilten  $\vec{x}$  als  $\chi^2$  berechnet. Die Momente, die am deutlichsten zur Elektron-Pion Trennung beitragen, werden wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben, ausgewählt. Abb. 4.14 zeigt, daß bei der Verwendung der sechs neuen Momente  $m_Q^{ik}$  eine höhere Trennung erreicht wird als mit den 10 Momenten  $m_P^{ikl}$  der Tabelle 4.1. So ist in Abschnitt gezeigt worden, daß eine Trennung von 350 bei 96% Elektron-Ausbeute erreicht wird (Abb. 4.7), während man hier eine etwa doppelt so hohe Trennung von 600 erreicht. Zur Erinnerung sei gesagt, daß die Trennung bei der Verwendung der Momente  $m_P^{ikl}$  noch deutlich gesteigert werden konnte. In Abschnitt 4.5 wird gezeigt werden, daß diese Möglichkeit auch bei der Verwendung der hier vorgestellten Momente  $m_Q^{ik}$  besteht.

Wie dargelegt, zeichnen sich die Momente  $m_Q^{ik}$  durch eine höhere Trennkraft gegenüber den  $m_P^{ikl}$  aus, wobei sie zusätzlich eine einfachere Struktur haben und sich deshalb leichter berechnen lassen. Nun soll gezeigt werden, daß man die  $m_Q^{ik}$  zudem gut physikalisch interpretieren kann. In Abb. 4.15 sind die Verteilungen der Momente der Tabelle 4.2 für Elektronen und Pionen dargestellt. Die Verteilungen der Pionen in dieser Abbildung sind jeweils grau unterlegt.

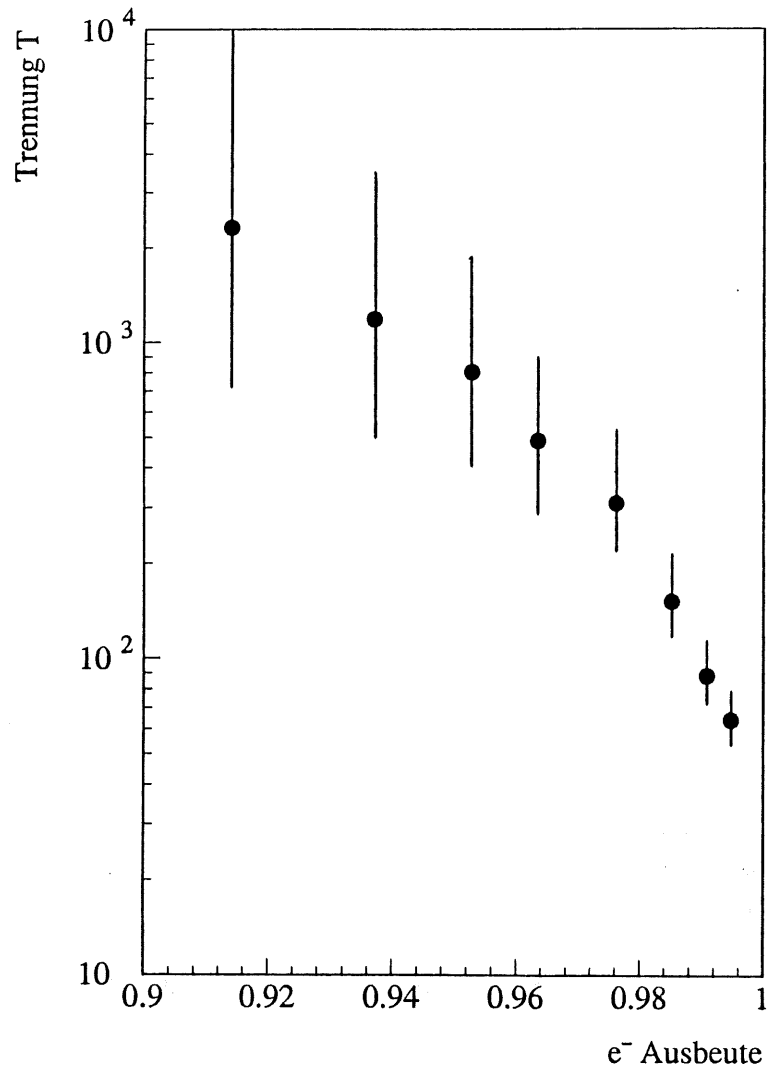


Abbildung 4.14: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei Verwendung der 6 Momente in Schauerkoordinaten  $m_Q^{ik}$  der Tab. 4.2; Fehler zum Konfidenzniveau 90%

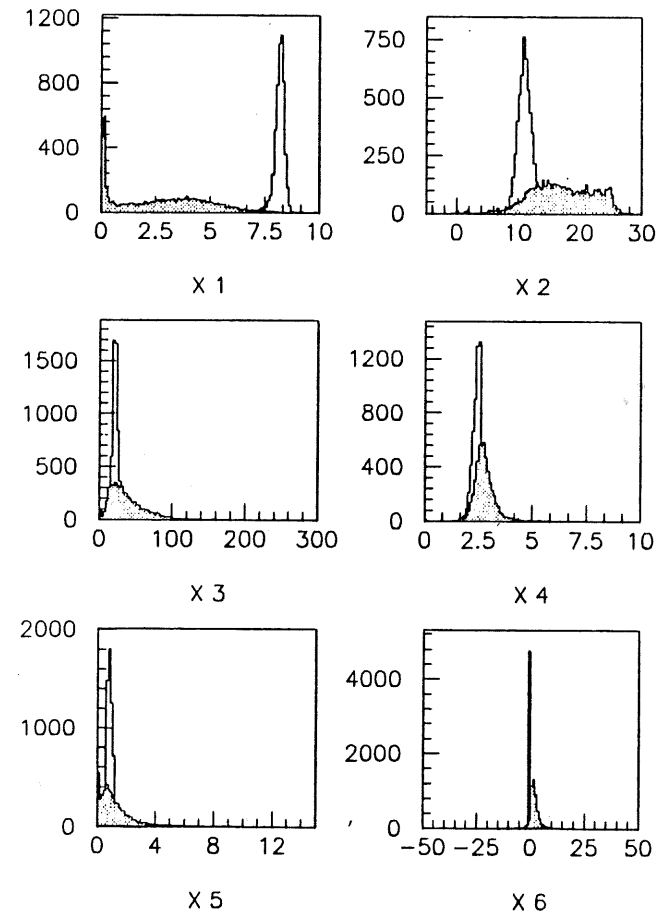


Abbildung 4.15: Verteilungen der 6 Momente  $m_Q^{ik}$  der Tab. 4.2 für Elektronen (weiß) und Pionen (grau)

Die Verteilung von  $x_1$  zeigt die Gesamtladung im elektromagnetischen Kalorimeter. Die sehr breite Pionverteilung drückt vor allem aus, daß die Schauerentwicklung spät beginnt, und daher die meiste Energie im hadronischen Kalorimeter deponiert wird. Die Überhöhung der Pionverteilung bei kleinen Werten deutet an, daß einige Pionen das elektromagnetische Kalorimeter passieren, ohne aufzuschauern. Die longitudinale Form des Schauers wird durch die Verteilungen  $x_2$  und  $x_3$  dargestellt.  $x_2$  ist der Schwerpunkt des Schauers in longitudinaler Richtung. Für Elektronen ist er um  $11X_0$  verteilt. Zum Vergleich kann der Schauerschwerpunkt  $\bar{s}$  aus der Longo-Formel (vgl. Abschnitt 2.1) in Abhängigkeit des Schauersmaximums  $s_{max}$  bestimmt werden.

$$\bar{s}_{Longo} = \frac{X_0}{b} + s_{max}$$

Mit einem Wert für  $b \sim 0.5$  [PDG90] und einem aus Monte-Carlo Rechnungen bestimmten Schauersmaximum  $s_{max} = 8.5X_0$  [Obr90] ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Daten :

$$\bar{s}_{Longo} \sim 10.5X_0$$

Für Pionen nimmt der Schauerschwerpunkt alle Werte zwischen 10 und  $30X_0$  an, was mit der Fluktuation des Schauerbeginns bei den Pionen zusammenhängt.  $x_3$  zeigt das Quadrat der Breite der Schauerverteilung in longitudinaler Richtung. Die Breite ist für Elektronen ungefähr  $5X_0$ , das heißt ein elektromagnetischer Schauer ist in einem kleinen Bereich um den Schauerschwerpunkt konzentriert und unterscheidet sich damit deutlich von einem Pionschauer.  $x_4$  gibt die mittlere transversale Breite des Schauers an. Sie beträgt für Elektronen etwa  $2.5R_m$ , während die meisten Pionschauer breiter sind. Zudem fluktuiert ein Pionschauer transversal viel mehr als der Elektronschauer, wie man an  $x_5$  sieht.  $x_6$  zeigt die Korrelation zwischen Schauerschwerpunkt und Schauerbreite. Sie ist für Elektronen fast null und variiert für die Pionen sehr viel stärker um ein positives Maximum.

Die Tatsache, daß das Verfahren zur Selektion der geeignetsten Momente aus Abschnitt 4.3.3 diejenigen Momente liefert, die man bei Kenntnis der verschiedenen Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer auch intuitiv aus-

gewählt hätte, stützt nachträglich das Verfahren.

## 4.5 Möglichkeiten zur Erhöhung der Trennung

Im vorigen Abschnitt zeigte sich, daß die Momente in Schauerkoordinaten  $m_Q^{ik}$  zu einer wesentlich verbesserten Trennung im Vergleich zu der Verwendung der Momente in kartesischen Koordinaten  $m_P^{ikl}$  führen. Jedoch konnte nicht dasselbe Niveau wie bei der Verwendung der  $m_P^{ikl}$  in Verbindung mit der verallgemeinerten Methode aus Abschnitt 4.3.4 erreicht werden. Diese verallgemeinerte Methode auf die Steigerung der Trennung mit den  $m_Q^{ik}$  zu übertragen ist allerdings nicht angebracht, da die Verteilungen der  $x_i^l$  durch Normalverteilungen bereits gut beschrieben werden (Abb. 4.16). Daher müssen andere Verfahren angewandt werden.

### 4.5.1 Berechnung der Momente unter Berücksichtigung des hadronischen Kalorimeters

In Abschnitt 4.2 ist die Trennung unter Verwendung der Signale im elektromagnetischen und hadronischen Stack berechnet worden. Im Gegensatz dazu nutzen alle Momente, die bislang zur Trennung benutzt wurden, lediglich die Signale im elektromagnetischen Kalorimeter aus.

Nun soll untersucht werden, ob sich die Trennung erhöhen läßt, wenn die Momente der Tabelle 4.2 zusätzlich mit den Signalen des hadronischen Kalorimeters berechnet werden. Die Summe  $j$  in den Momenten läuft dann über alle Kalorimeterkanäle in FB2E und FB2H.

Die Trennung, die sich unter diesen Bedingungen ergibt, ist in Abb. 4.17 mit quadratischen Symbolen dargestellt. Zum Vergleich ist in dieser Abbildung mit punktförmigen Symbolen die Trennung eingezeichnet, die sich bei der alleinigen Verwendung der Signale im elektromagnetischen Stack FB2E ergibt (vgl. auch Abb. 4.14).

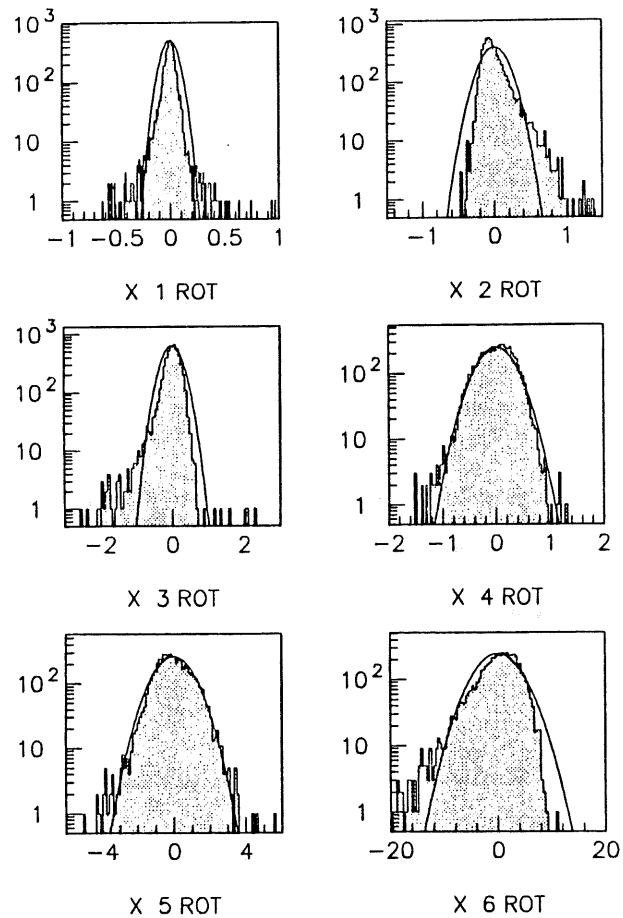


Abbildung 4.16: Verteilungen der  $x'_i$  der Momente  $m_0^{i,k}$  der Tab. 4.2; die Gauß-Funktion mit Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung ist eingezeichnet

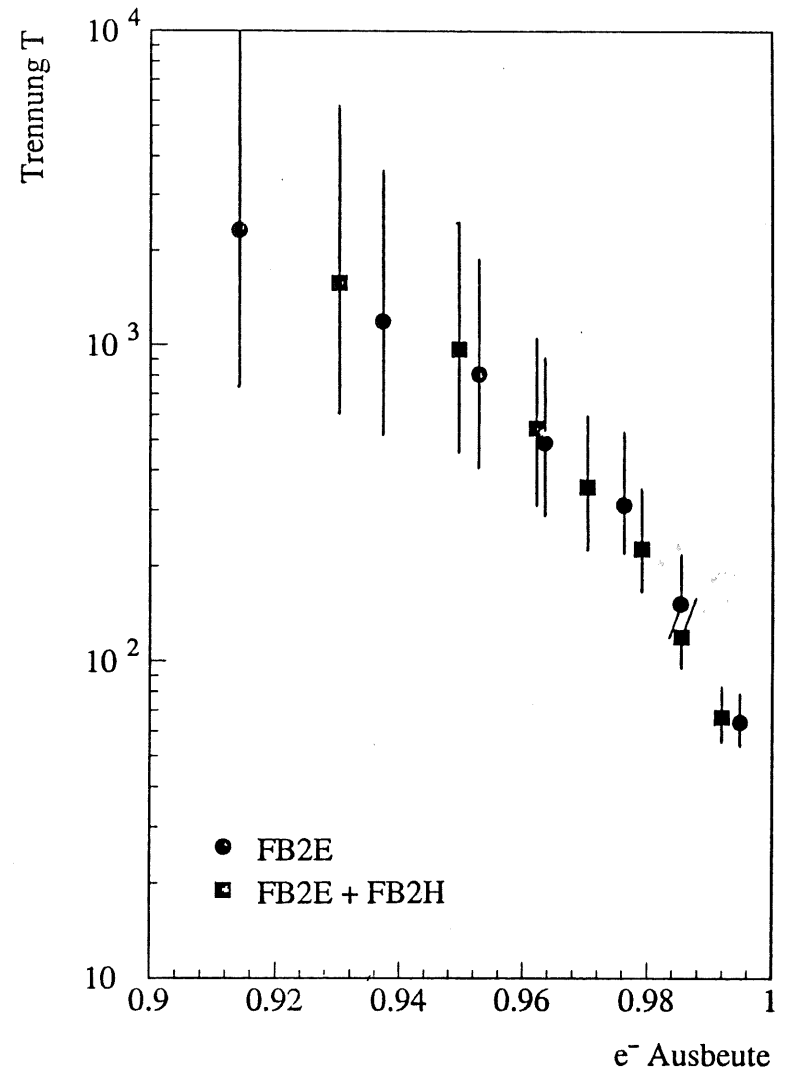


Abbildung 4.17: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei Verwendung der Momente  $m_0^{i,k}$  der Tab. 4.1 im FB2E (Punkte) und in FB2E und FB2H zusammen (Quadrate); Fehler zum Konfidenzniveau 90%

Es zeigt sich, daß die zusätzliche Verwendung der Signale im hadronischen Kalorimeter keine zusätzliche Information für die Trennung bereithält. Im folgenden werden die Momente deshalb, genau wie vorher, nur im elektromagnetischen Stack FB2E berechnet.

#### 4.5.2 Betonung des Schauerbeginns

In Abschnitt 4.5.1 ist gezeigt worden, daß die Trennung von Elektronen und Pionen nicht verbessert wird, wenn der für die Trennung benutzte Bereich des Kalorimeters entlang der Schauerachse verlängert wird. Offensichtlich ist der hintere Teil der Schauer für die Trennung nicht so bedeutsam. Dies soll nun näher untersucht werden.

Die Kalorimeterzellen werden entlang der Schauerachse größer (vgl. Abb. 3.5). Der Einfluß des hinteren Teils des Schauers kann dadurch vermindert werden, daß bei der Berechnung der Momente aus Tabelle 4.2 von der Gewichtung mit der Ladung  $Q_i$  zu einer Gewichtung mit Ladungsdichten  $Q_i/V_i$  übergegangen wird.

$$m_{\vartheta}^{ik} = \frac{\sum_j \frac{Q_j}{V_j} (s_j - \bar{s})^i (r_j - \bar{r})^k}{\sum_j \frac{Q_j}{V_j}}$$

$V_i$  ist das Volumen der Kalorimeterzelle  $i$  gemessen in Einheiten  $R_m^2 X_0$ . Alle Kalorimeterzellen einer  $\vartheta$ -Lage des FB2E haben in erster Näherung dasselbe Volumen (vgl. Abschnitt 3.1), so daß nur vier Gewichtungsfaktoren berechnet werden. Die Abmessungen der Kalorimeterzellen in  $u$  und  $w$  werden dazu gemittelt. Die resultierenden Gewichtungsfaktoren sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Die Trennungsfunktion wird berechnet und ist in Abb. 4.18 aufgezeichnet. Sie ist gegenüber der volumenunabhängigen Gewichtung erheblich verbessert. Bis zu einer Elektron-Ausbeute von 98% ist die Trennung nur durch mangelnde Pion-Statistik begrenzt.

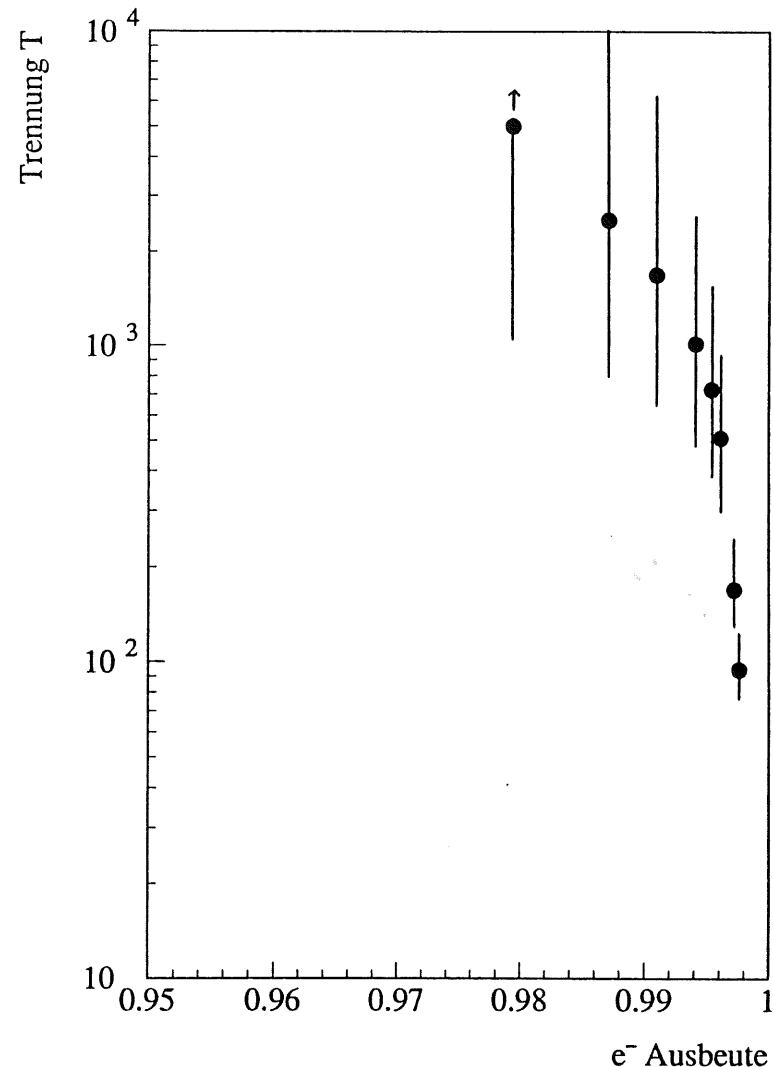


Abbildung 4.18: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute der volumenabhängig gewichteten Momente  $m_{\vartheta}^{ik}$ ; Fehler zum Konfidenzniveau 90%

$\vartheta$	$\Delta\bar{u} [R_m]$	$\Delta v [R_m]$	$V [R_m^2 X_0]$	$G \sim V^{-1}$
0	1.50	0.59	6.2	0.161
1	1.53	1.18	12.6	0.079
3	1.62	1.77	20.1	0.050
4	1.76	3.54	43.9	0.028

Tabelle 4.3: Approximative Volumina der Kanäle der verschiedenen  $\vartheta$ -Lagen des Kalorimeters und resultierende Gewichtungsfaktoren;  $\Delta\bar{w} = 7X_0$

Die in Abschnitt 4.5.1 gemachte Erfahrung, daß der Beginn eines Elektronschauers für die Trennung wichtiger als seine Ausläufer ist, bestätigt sich also auch hier. Ein möglicher Grund dafür könnte sein, daß die Elektronen am Rand einiger der großen Zellen Ladungen deponieren. Da der Schwerpunkt der Zelle, mit der dieses Signal in die Momente eingeht, weit entfernt ist, wird eine Breite des Elektronschauers vorgetäuscht, die nicht gerechtfertigt ist. Dies bewirkt offensichtlich, daß dieser Teil des Schauers dann einem Pion ähnelt, das geringe Ladungen relativ weit von der Schauerachse deponiert. Diese Interpretation muß mit Monte-Carlo Rechnungen bestätigt werden. Der erforderliche Aufwand liegt jedoch außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

Die Momente der Tab. 4.1 mit einem zusätzlichen volumenabhängigen Gewichtungsfaktor zu versehen, wie es in diesem Abschnitt geschehen ist, hat den Nachteil, daß die Momente ihre anschauliche Bedeutung verlieren.

### 4.5.3 Schnitte auf die Mindestladung je Kalorimeterzelle

In Abschnitt 4.5.2 ist eine mögliche Erklärung dafür angegeben worden, daß die Ausläufer eines Elektronschauers die Trennung hemmen. Offenbar ist es für die Trennung potentiell gefährlich, wenn nur wenig Ladung in einer Kalorimeterzelle

deponiert wird. Ist diese Interpretation richtig, dann sollte sich die Trennung verbessern, wenn diese kleinen Signale weggeschnitten werden. Ein solcher Schnitt kann so durchgeführt werden, daß eine bestimmte Mindestladung je Kalorimeterzelle gefordert wird. Deshalb werden jeweils nur die Kanäle, deren Signal größer als ein bestimmtes Vielfaches des  $\sigma_{ped}$  des Kanals ist, betrachtet. Im Gegensatz zu der Abgrenzung von Rauschen und Signal in Abschnitt 3.4 wird hier aber der Schnitt so angesetzt, daß auch Teile des eigentlichen Signals weggeschnitten werden können.

Die Trennung wird mit den Momenten aus Tabelle 4.1 durchgeführt wobei mit den einfachen Ladungen  $Q_i$  gewichtet wird. Abb. 4.19 zeigt die Trennung bei einer Variation des Schnitts auf die Ladung bei einer Elektron-Ausbeute von 98%. Zunächst nimmt die Trennung mit der Erhöhung des Schnitts zu. Wird jedoch ein Schnitt größer als  $20\sigma_{ped}$  gewählt, verschlechtert sich die Trennung drastisch. Offensichtlich wird an den Rändern des Schauers zu viel von der relevanten Information weggeschnitten. Für den optimalen Fall eines Schnitts von  $20\sigma_{ped}$  ist die volle Trennungsfunktion angegeben (Abb. 4.20). Man erreicht eine Trennung von 3000 bei 98% Elektron-Ausbeute.

Ein ähnliches Ergebnis erhält man, wenn der Schnitt nicht relativ zu  $\sigma_{ped}$  angegeben wird, sondern eine Mindestladung von  $0.055pC$  je Kalorimeterkanal gefordert wird. Da das mittlere  $\sigma_{ped}$  in der Größenordnung von  $3 \times 10^{-3}pC$  liegt, entspricht dies dem oben durchgeführten Schnitt von  $20\sigma_{ped}$ . Abb. 4.21 zeigt, daß sich eine Trennung von 5000 bei 98% Elektron-Ausbeute ergibt.

Verglichen mit den  $8.15pC$ , die der  $30GeV$ -Elektronschauer insgesamt im Kalorimeter deponiert, entsprechen die  $0.055pC$  einer Energie von  $200MeV$ .

### 4.5.4 Bewertung

In den vorigen Abschnitten ist gezeigt worden, daß die Trennung von Elektronen und Pionen optimiert werden kann, wenn vermieden wird, daß die Ausläufer der



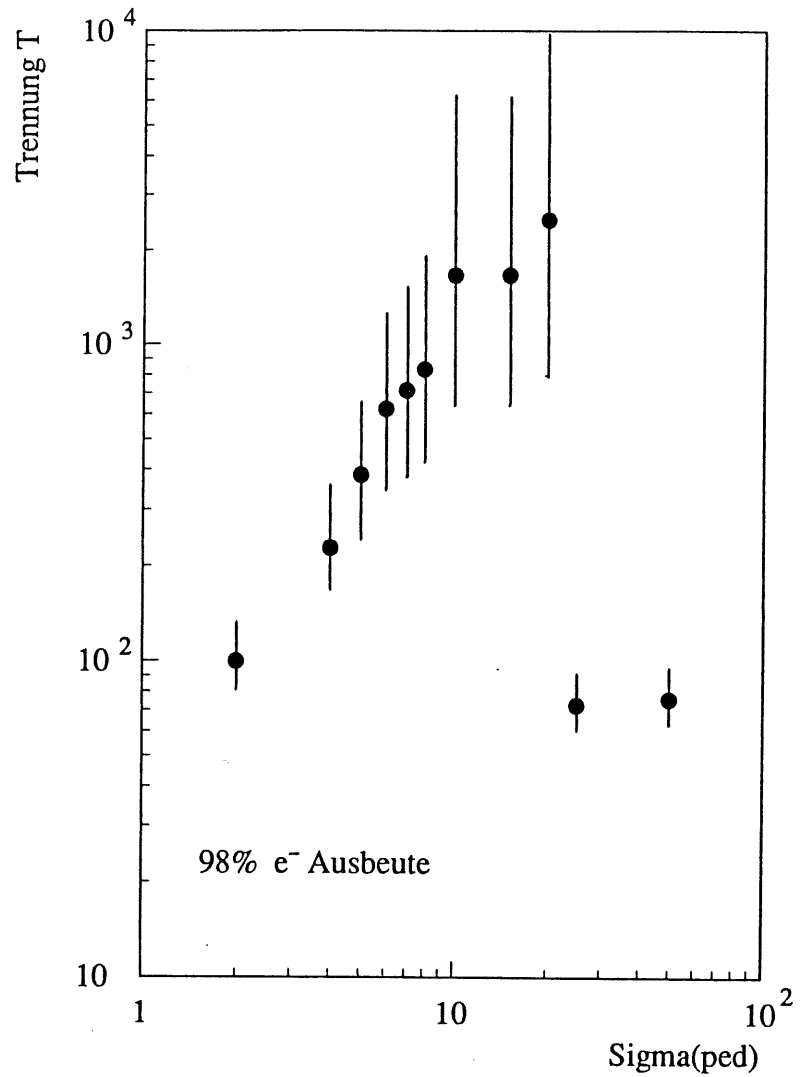


Abbildung 4.19: Trennung als Funktion des Schnitts auf die Ladung pro Kanal, angegeben in Vielfachen von  $\sigma_{ped}$  bei 98% Elektron-Ausbeute; Fehler zum Konfidenzniveau 90%

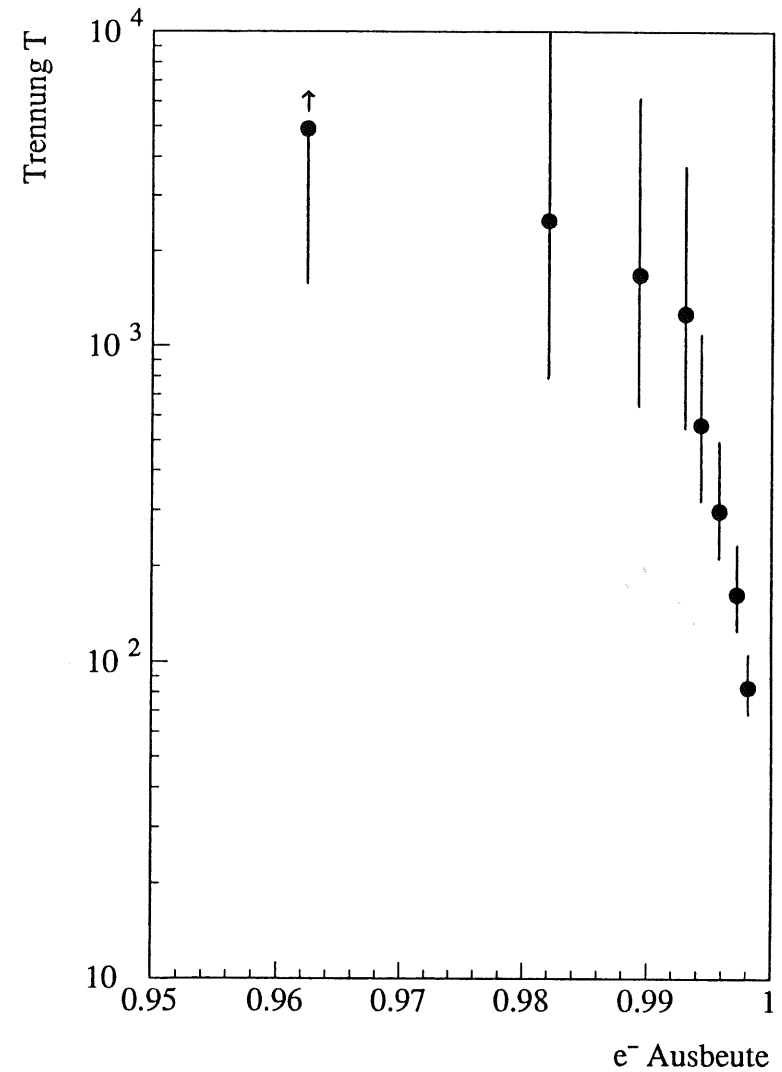


Abbildung 4.20: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei einem Schnitt auf die Ladung von  $20\sigma_{ped}$ ; Fehler zum Konfidenzniveau 90%

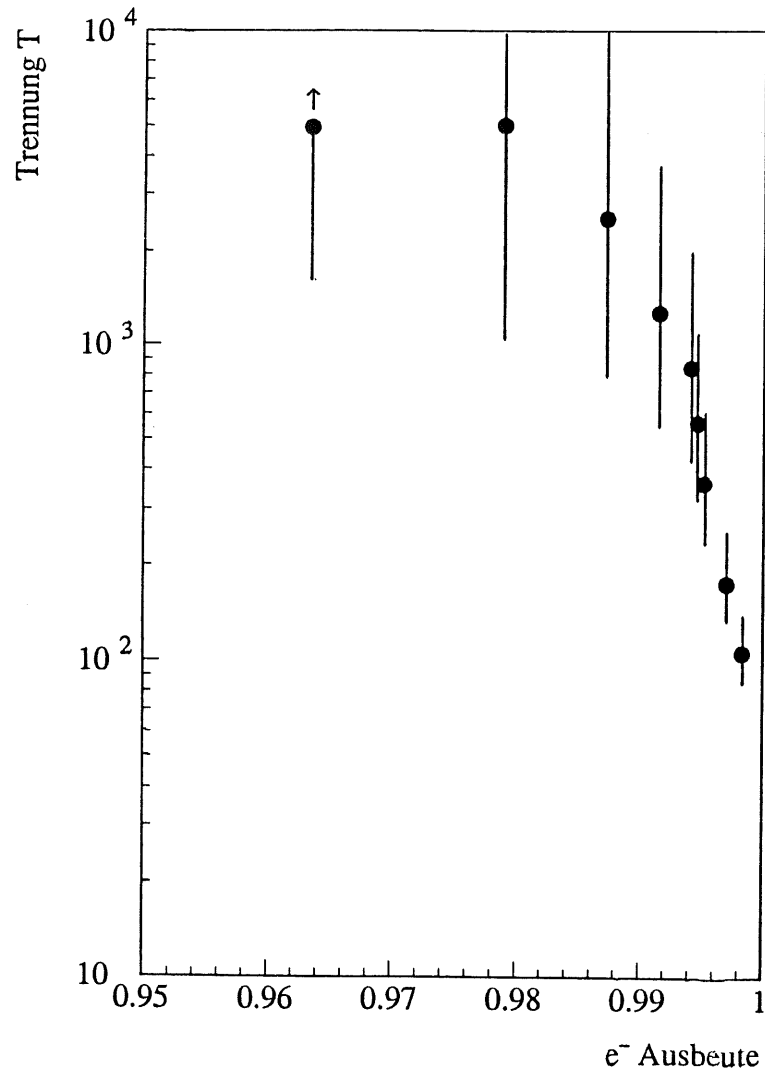


Abbildung 4.21: Trennung als Funktion der Elektron-Ausbeute bei einem Schnitt auf die Ladung pro Kanal von  $0.055\text{pC}$ , entsprechend  $200\text{MeV}$ ; Fehler zum Konfidenzniveau 90%

Elektronenschauer mit zu großem Gewicht in die Momente eingehen. Dabei wird eine höhere Trennung als bei der verallgemeinerten Methode unter Verwendung der Momente in kartesischen Koordinaten  $m_{\beta^k}^{ikl}$  erreicht (vgl. Abschnitt 4.3.4). Somit ist erneut gezeigt, daß die Verwendung der Momente in Schauerkoordinaten sehr viel vorteilhafter ist.

Um die Wirkung der Ausläufer der Schauer zu vermindern sind zwei Verfahren angegeben worden. Von diesen hat die Einführung von zusätzlichen volumenabhängigen Gewichten bei der Berechnung der Momente den Nachteil, daß die physikalische Anschauung der Momente verlorengeht. Zudem ist die Gewichtung mit dem Inversen des Volumens einer Zelle zwar plausibel, aber nicht zwingend. Es liegt andererseits nicht auf der Hand, wie das relative Gewicht der  $\vartheta$ -Lagen zueinander optimiert werden kann.

Die Forderung einer Mindestladung je Kalorimeterzelle ist, wie gezeigt, wesentlich leichter zu interpretieren. Ein weiterer Vorteil dieser Methode besteht darin, daß sich die Berechnung der Momente vereinfacht, da sich die Zahl der Kanäle, die berücksichtigt werden müssen, vermindert. Letztlich ist diese Methode also vorzuziehen.

#### 4.6 Zweiseitiger Test

Wie die Elektronen kann man auch die Pionen mit der Matrix-Methode identifizieren. Dazu werden ebenfalls ein mittlerer Vektor  $\mu_\pi$  und eine Kovarianzmatrix  $H_\pi$  aus den Vektoren  $\vec{x}$  eines Datensatzes bekannter Pionen bestimmt.  $\mu_\pi$  und  $H_\pi$  charakterisieren ein typisches Pion und in Analogie zu

$$\eta_e = (\vec{x} - \vec{\mu}_e)^T H_e^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu}_e)$$

berechnet man jetzt auch

$$\eta_\pi = (\vec{x} - \vec{\mu}_\pi)^T H_\pi^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu}_\pi)$$

$\eta_e$  und  $\eta_\pi$  werden jeweils mit den Momenten der Tabelle 4.2 berechnet. Sie sind in Abbildung 4.22 jeweils für Elektronen und Pionen gegeneinander aufgetragen. Die zusätzliche Information aus der Pion-Identifizierung kann zur Erhöhung der Trennung ausgenutzt werden. Schnitte parallel zur Ordinate entsprechen der Trennung in einer Dimension, wie sie bis hierhin durchgeführt worden ist. Alle Punkte links eines solchen Schnitts werden als Elektronen bezeichnet. So führt diese bisher durchgeführte Methode bei einem Elektron-Akzeptanzbereich von  $\eta_e \in [0, 50]$  zu 38 falsch identifizierten Elektronen und 67 falsch identifizierten Pionen wie in Abb. 4.22 zu sehen ist.

Die durchgezogene Kurve in dieser Abbildung veranschaulicht einen zweidimensionalen Schnitt, der die Pion-Identifizierung ausnutzt. Die Elektronakzeptanzregion erstreckt sich links unterhalb der Kurve. Mit diesem Schnitt gelingt es, die Zahl der falsch identifizierten Pionen um 25% zu senken, während die Zahl der falsch identifizierten Elektronen nur um 8% zunimmt. Damit gelingt es, die Trennung ein wenig anzuheben.

Der zweidimensionale Schnitt kann mit einem eindimensionalen Schnitt verglichen werden, der die Zahl der falsch identifizierten Pionen ebenfalls um 25% senkt. Dieser Schnitt ist als gestrichelte Kurve in Abb. 4.22 eingezeichnet. Er ist jedoch mit einer Erhöhung der Zahl der falsch identifizierten Elektronen von 40% verbunden.

Gemessen an dem Aufwand, der mit der doppelten Berechnung von  $\eta$  verbunden ist, ist der zusätzliche Beitrag der Pion-Identifizierung gering. Diese Methode ist jedoch noch nicht optimiert und bietet deshalb noch einige Ansätze für Verbesserungen. Bei dieser Analyse sind für die Elektron- und Pion-Identifizierung dieselben Momente (Tab. 4.2) verwendet worden. Damit konnte die zusätzliche Berechnung eines zweiten Vektors  $\vec{x}$  vermieden werden. Es erscheint möglich, die Zahl der Momente und damit den Aufwand bei der Pion-Identifizierung zu verringern. Zudem wird es, im Gegensatz zu den Erfahrungen mit den Elektronen in Abschnitt 4.5.1, eine Verbesserung der Trennung bei der zusätzlichen Verwendung des hadronischen Kalorimeters geben.

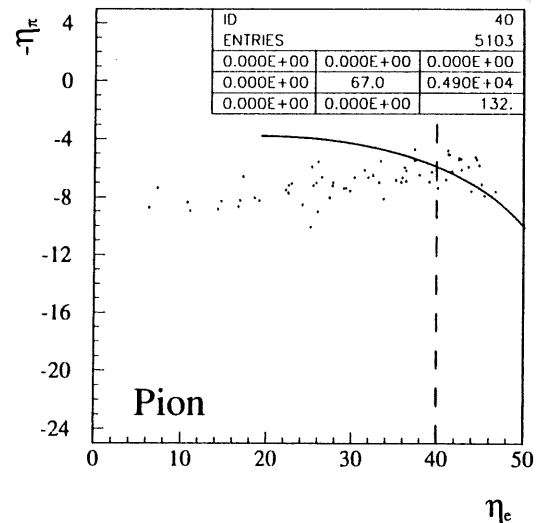
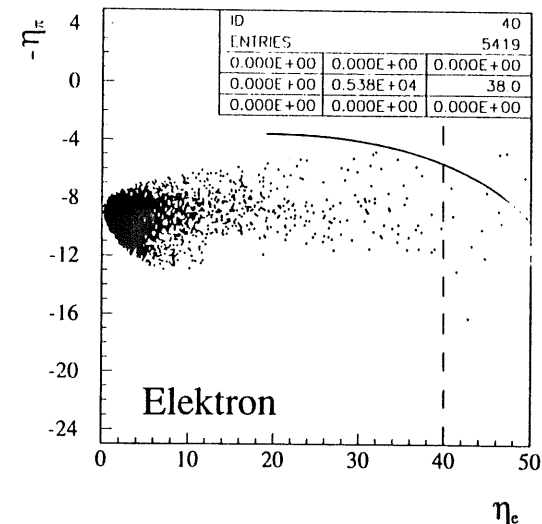


Abbildung 4.22:  $\eta_e$  gegen  $\eta_\pi$  für Elektronen und Pionen; eingezeichnet sind ein eindimensionaler (gestrichelt) und ein zweidimensionaler Schnitt (durchgezogen)

## 4.7 Einordnung der Ergebnisse

### 4.7.1 Ladungsaustausch

Die prinzipielle Begrenzung der Elektron-Pion Trennung in einem Kalorimeter ist durch den Ladungsaustausch gegeben. Darunter versteht man die Reaktionen

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$$

$$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$$

Das  $\pi^0$  zerfällt in zwei Photonen, deren Schauer überlappen und von einem Elektronschauer derselben Energie kaum zu unterscheiden sind. Könnte man elektromagnetische und hadronische Schauer immer unterscheiden, dann ist die einzige Möglichkeit, ein Pion falsch zu identifizieren, durch den Ladungsaustausch gegeben. Die maximale Trennung ist gemäß der Definition in Abschnitt 4.1 demnach die inverse Wahrscheinlichkeit eines Ladungsaustausches.

Die Wahrscheinlichkeit für den Ladungsaustausch kann man aus den Pion-Wirkungsquerschnitten abschätzen. Dazu wird der Wirkungsquerschnitt des Ladungsaustausches zu dem Gesamtwirkungsquerschnitt der  $\pi^-$  in Beziehung gesetzt. Bei der Abschätzung des Gesamtwirkungsquerschnitts wird berücksichtigt, daß das Kalorimeter etwa aus gleich vielen Protonen und Neutronen zusammengesetzt ist. Die Wirkungsquerschnitte werden [Fla79] entnommen.

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)|_{32.5 GeV} = 0.0137 \text{ mb}$$

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow X)|_{30 GeV} = 24.56 \text{ mb}$$

$$\sigma(\pi^- n \rightarrow X)|_{30 GeV} = 23.60 \text{ mb}$$

Aus diesen Zahlen errechnet man für die Wahrscheinlichkeit:

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow X) + \sigma(\pi^- n \rightarrow X)} \sim (4000)^{-1}$$

In diesem Ergebnis ist noch nicht berücksichtigt, daß ein Ladungsaustausch nur dann wie ein elektromagnetischer Schauer aussieht, wenn er früh im Kalorimeter stattfindet. Es wird vermutet, daß ein  $\pi^0$  nur dann einem Elektron ähnelt, wenn es auf den ersten 5 Strahlungslängen im Kalorimeter entsteht. Dies entspricht etwa 0.2 Wechselwirkungslängen, und der zusätzliche Faktor  $e^{-0.2}$  rückt die Begrenzung der Trennung in den Bereich von 5000.

Mit diesem Ergebnis wird deutlich, daß die in dieser Arbeit erzielten Trennungen bereits in der Größenordnung des theoretisch Möglichen sind.

### 4.7.2 Elektron-Identifizierung im H1-Kalorimeter

Die Elektron-Pion Trennung gehört zu den Methoden der Teilchenidentifizierung. Sie erfolgt für die Daten des H1-Detektors bei der Rekonstruktion der Ereignisse zunächst für die verschiedenen Subdetektoren getrennt. Die einzelnen Wahrscheinlichkeiten werden dann später zu einer Gesamtinformation zusammengeführt.

Das Kalorimeter trägt zur Identifizierung die Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen bei. Dazu werden fünf Schätzfunktionen  $e_1 \dots e_5$  aus den Kalorimeter-signalen gebildet, wobei jede für sich eine Wahrscheinlichkeit angibt, ob es sich bei dem Teilchen um ein Elektron handelt.  $e_1$  vergleicht dazu die im Kalorimeter gemessene Energie mit dem Impuls, der in den Zentraldetektoren gemessen wird,  $e_3 \dots e_5$  unterscheiden die Schauer nach ihrer räumlichen Entwicklung.  $e_3$  ist die Tiefe des Schauerschwerpunkts,  $e_4$  ist die Breite der longitudinalen Schauerverteilung und  $e_5$  ist die Breite des Schauers.

Während auf die Schätzfunktionen  $e_1, e_2$  nur einfache Schnitte angewendet werden, sollen  $e_3 \dots e_5$  zu einer Likelihoodfunktion zusammengefaßt werden. Dazu ist es notwendig die Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $l_i(e_i)$  zu bestimmen. Die Likelihoodfunktion

$$L = \prod_{i=1}^3 l_i(e_i)$$

muß dann selbst parametrisiert werden, um mit den Wahrscheinlichkeiten der anderen Subdetektoren zusammengeführt zu werden.

Man stellt fest, daß die  $e_3 \dots e_5$  mit den Momenten  $x_2 \dots x_4$  der Tabelle 4.2 identisch sind. Da die Momente mit dem Verfahren aus Abschnitt 4.3.3 als zu den Besten gehörend ermittelt worden sind, sind die bislang nur postulierten Schätzfunktionen  $e_3 \dots e_5$  für die Elektron-Identifizierung bei H1 unabhängig bestätigt worden.

Für die Vereinigung der Schätzfunktionen  $e_3 \dots e_5$  in einer Wahrscheinlichkeitsfunktion  $L$  kann statt der aufwendigen Likelihoodmethode die Matrix-Methode angewandt werden, die in dieser Arbeit ausführlich untersucht worden ist. Diese Methode ist leicht zu handhaben und besitzt den zusätzlichen Vorteil auf eine bekannte Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $L$  zu führen, nämlich eine  $\chi^2$ -Funktion.

Vor einer endgültigen Implementation der vorgestellten Matrix-Methode, müssen die Ergebnisse durch eine detaillierte Monte-Carlo Simulation untermauert werden. Diese Aufgabe ist sehr zeitaufwendig und liegt deshalb außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

Sind die Daten in dieser Weise mit der Simulation verglichen, kann mit der Extrapolation auf den gesamten H1-Detektor und die erreichbaren Energien begonnen werden. Die am CERN durchgeführten Tests sind für diese Aufgabe nur bedingt geeignet, da jeweils nur Daten einer Einschußposition je Stack-Typ zur Verfügung stehen. Zudem liegt das Hauptgewicht bei den Daten auf der Energie  $30\text{GeV}$ . Somit kann die Elektron-Identifizierung mit dem Flüssigargonkalorimeter nur durch ausführliche Simulationen getestet werden, wobei die vorhandenen Daten dazu benutzt werden, das Simulationsprogramm abzustimmen.

Die letzte Aufgabe besteht schließlich in der Erweiterung der Methode auf Elektronen, die sich in oder nahe bei Teilchenjets im Kalorimeter befinden.

## Kapitel 5

### Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist untersucht worden, wie sich die Matrix-Methode zur Trennung von Elektronen und Pionen im H1-Flüssigargonkalorimeter nutzen läßt. Dabei stellte sich die schiefe Lage der Schauer im betrachteten Bereich der FB-Kalorimeter als erschwerender Faktor heraus.

Zunächst ist verdeutlicht worden, daß die direkte Verwendung der Signale in einem feinsegmentierten Kalorimeter zur Charakterisierung der Elektronen ausgeschlossen ist und zu Momenten der Ladungsverteilung übergegangen werden muß. Es ist ein Algorithmus entwickelt worden, der unter der Vielzahl der möglichen Momente die optimale Kombination ermittelt.

Die Standardmethode bei der Berechnung von Momenten der Ladungsverteilung ist es, den Ort der deponierten Ladung durch den Schwerpunkt der Kalorimeterzelle im Koordinatensystem des Kalorimeters zu beschreiben. Im Verlauf der Analyse zeigte sich, daß die erreichbare Trennung bei Verwendung dieser Methode erheblich hinter den Erwartungen zurückbleibt, wenn die Teilchen nicht mehr unter einem rechten Winkel auf die Absorberplatten treffen, und daher der Schauer schief im Kalorimeter liegt. Als ein wesentlicher Grund dafür stellte sich heraus, daß der Vektor der Elektronmomente nur in grober Näherung multinormalverteilt ist. Deshalb mußte

eine Verallgemeinerung eingeführt werden, die sich als sehr wirksam herausstellte. Der Nachteil dieser Verallgemeinerung besteht jedoch in einem erhöhten Aufwand gegenüber der einfachen Matrix-Methode, der letztlich nicht zufriedenstellend ist.

Der entscheidende Schritt zur Lösung des Problems des schiefen Einschusses besteht darin, die Momente in einem Koordinatensystem des Schauers zu berechnen. Den Ort der deponierten Ladung relativ zum Auftreffpunkt und der Achse des Schauers anzugeben hat nicht nur den Vorteil, daß der Vektor der Elektron-Momente in sehr viel besserer Näherung multinormalverteilt ist, sondern es führt auch zusätzlich auf Momente, die sehr viel mehr Trennkraft besitzen. Es konnte gezeigt werden, daß sich gleichzeitig die Zahl der Momente nahezu halbieren läßt und sich die erreichbare Trennung trotzdem verdoppelt.

Im weiteren Verlauf der Analyse sind Verfahren entwickelt worden, mit denen die Trennung noch weiter gesteigert werden kann. Dabei erwies es sich als günstig, die Ränder der Schauer, in denen wenig Ladung deponiert wird, bei der Berechnung der Momente nicht zu berücksichtigen.

Man erreicht Trennungen in der Nähe der prinzipiellen Limitierung durch den Ladungsaustausch:  $T > 3000$  bei 98% Elektron-Ausbeute.

Weiterhin ist die Möglichkeit einer Steigerung der Trennung vorgeschlagen worden, die sich auf die zusätzliche Identifizierung der Pionen stützt.

Abschließend ist ein Weg aufgezeigt worden, wie sich diese Methode zur Trennung von Elektronen und Pionen mit einem geringen Aufwand im derzeit bestehenden H1-Rekonstruktionsprogramm implementieren läßt.

## Anhang A

### Einfluß von Verunreinigungen im Argon auf die Signalhöhe

Wie in Abschnitt 3.1 festgestellt, ist es wichtig, daß das Argon nicht durch elektro-negative Substanzen wie etwa Sauerstoff verunreinigt ist. Hier soll gezeigt werden, wie die Signalhöhe durch derartige Verunreinigungen beeinflusst wird.

Die Daten, die hier benutzt werden, sind mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Testaufbau aufgezeichnet, wobei die Teilchen auf ein BBE-Stack trafen. Das BBE-Stack unterscheidet sich von einem FBE-Stack dadurch, daß es aus lediglich 80 Absorberplatten besteht, die eine andere Form haben.

Abb. A.1 zeigt die Ladung, die Elektronen einer Energie von  $30\text{GeV}$  im Kalorimeter in Abhängigkeit von der am HRC angelegten Hochspannung deponieren. Der in Abschnitt 3.4 gemachte Schnitt zur Trennung von Signal und Rauschen verfälscht das Ergebnis bei niedrigen Spannungen. Daher wird kein Schnitt dieser Art durchgeführt. Die Probleme mit dem Rauschen umgeht man, indem nur die 10 Kanäle im Kalorimeter betrachtet werden, in denen die meiste Ladung deponiert wird. Zusammen ergeben diese 10 Kanäle 97% des gesamten Signals. Die Kurve, die durch die punktförmigen Symbole dargestellt ist, ist zu Beginn der Datennahme aufgezeichnet worden, die Kurve, die durch die quadratischen Symbole dargestellt ist,

10 Tage später. Man erkennt deutlich, daß das Signal in dieser Zeit abgenommen hat. Aus dem Abfall des Signals kann die Zunahme der Verunreinigungen quantitativ bestimmt werden. Gemäß [Hof76] ist die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  in flüssigen Argon proportional zur Feldstärke  $U/d$  und umgekehrt proportional zur Größe der Sauerstoffverunreinigung  $p$  gemessen in *ppm*:

$$\lambda = 0.12 \frac{\text{cm}^2 \text{ppm}}{\text{kV}} \frac{U}{d} \frac{1}{p}$$

Hofstadter [Hof49] gibt für die Ladung einer Linienquelle an

$$Q = Q_0 \frac{2\lambda}{d} \left( 1 - \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}) \right)$$

Dieser Ausdruck wird an die Punkte in Abb. A.1 angepaßt worden und es ergeben sich die Parameter

$$\text{Kurve 1 } Q_0 = 7.59 \text{pC} \quad p = 1.36 \text{ppm}$$

$$\text{Kurve 2 } Q_0 = 7.66 \text{pC} \quad p = 1.88 \text{ppm}$$

Um die zwei Kurven vergleichbar zu machen, wird ein Wert von  $Q_0 = 7.625 \text{pC}$  festgesetzt. Die erneute Anpassung an die Punkte liefert die Kurven in Abb. A.1 mit den Parametern

$$\text{Kurve 1 } p = 1.37 \text{ppm}$$

$$\text{Kurve 2 } p = 1.86 \text{ppm}$$

Die Verunreinigung hat also in den 10 Tagen um 35% zugenommen. So eine starke Verschmutzung des Argons beim Betrieb des Kalorimeters ist nicht typisch.

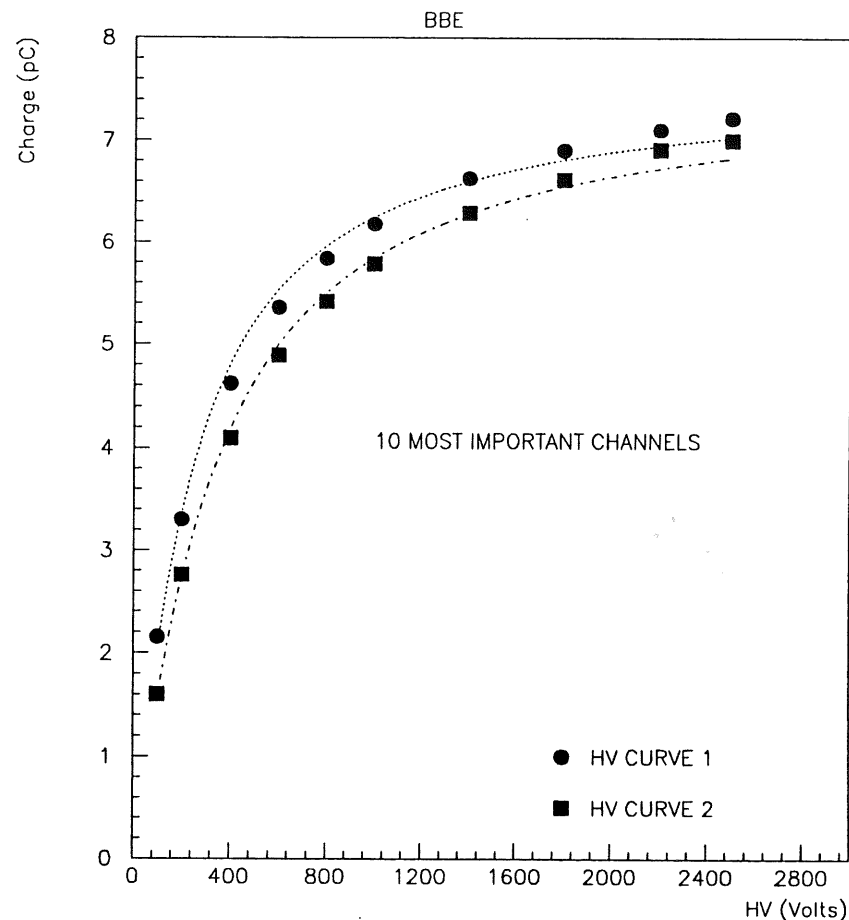


Abbildung A.1: Ladung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung in einem BBE-Stack bei einer Elektronenenergie von 30GeV

## Anhang B

### Konfidenzintervalle für poissonverteilte Variablen

In Abschnitt 4.1 ist diskutiert worden, daß der Fehler der Trennungsfunktion durch den Fehler der Zahl der falsch identifizierten Pionen bestimmt ist. Die Zahl der falsch identifizierten Pionen ist mit Mittelwert  $\mu$  poissonverteilt. Der Mittelwert  $\mu$  ist unbekannt und muß aus den Messungen bestimmt werden. Die gemessene Zahl  $\hat{\mu} = n_\pi$  der falsch identifizierten ist eine Schätzung für  $\mu$  [Gra66]. Das Konfidenzintervall  $[\mu_u, \mu_o]$  zum Niveau  $1 - \alpha$  ist ein Maß für den Fehler.

Das Konfidenzintervall zum Niveau  $1 - \alpha$  ergibt sich aus dem Zusammenhang der Poisson- und der  $\chi^2$ -Verteilung.

$$\begin{aligned}\mu_u &\leq \hat{\mu} \leq \mu_o \\ \mu_u &= \frac{1}{2} \chi_{\frac{\alpha}{2}, 2n_\pi}^2 \\ \mu_o &= \frac{1}{2} \chi_{1-\frac{\alpha}{2}, 2n_\pi+1}^2\end{aligned}$$

In dieser Analyse werden Konfidenzintervalle zum Niveau  $1 - \alpha = 90\%$  benutzt. Sie sind einer Tabelle in [Gra66] entnommen und in Tabelle B.1 aufgeführt.

$\hat{\mu}$	$\mu_u$	$\mu_o$
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

### Probleme bei der numerischen Invertierung großer Matrizen

Das größte Problem bei der numerischen Invertierung von Matrizen ist durch die Summierung von Rundungsfehlern bei der Berechnung gegeben. Die maximale Dimension, für die das Ergebnis der Invertierung noch verlässlich ist, kann nur abgeschätzt werden. Eine Faustregel besagt, daß Matrizen der Dimension 20-50 mit Gleitkomma Zahlen in einfacher Genauigkeit, d.h in 32bit-Darstellung, und Matrizen der Dimension bis zu einigen hundert in doppelter Genauigkeit, d.h. 64bit-Darstellung, numerisch invertierbar sind [Pre86]. Alle Berechnungen der Matrizen und von  $\eta_e$  sind in doppelter Genauigkeit ausgeführt worden. Die verwendeten Routinen für die Invertierung sind der CERN-Programmbibliothek entnommen [CPL89]. In Abschnitt 4.2 ist gezeigt worden, daß vor der Invertierung von  $H_e$  nicht nur die Singularitäten beseitigt werden müssen, sondern daß auch eine physikalisch motivierte Vereinfachung von  $H_e$  möglich ist. Dazu sind die  $m$  Komponenten  $x_i^+$  und die  $n - m$  Komponenten  $x_i^-$  unterschieden worden.

In den Abb. C.1 und C.2 sind jeweils die Verteilungen der logarithmierten Werte der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix  $H_e$  für die  $x_i^+$  bzw. die  $x_i^-$  gezeigt. Selbst wenn man von den Diagonalelementen absieht, die exakt null sind und in Abb. C.2

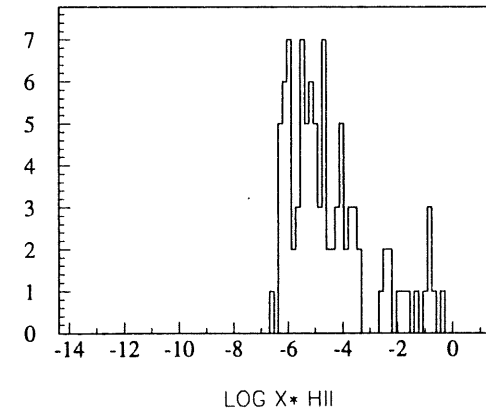


Abbildung C.1: Verteilung der logarithmierten Werte der Diagonalelemente von  $H_e$  der  $x_i^+$

bei  $-10$  dargestellt sind, würde eine numerische Inversion einer so großen Matrix, deren Elemente sich über viele Größenordnungen erstreckt, sehr problematisch.

Die Vereinfachung erfolgt indem die Zeilen und Spalten, die den  $x_i^-$  entsprechen, null gesetzt werden und physikalisch motivierte Diagonalelemente eingesetzt werden (vgl. Abschnitt 4.2).

$\vec{x}$  und  $H_e$  werden dermaßen umsortiert, daß  $H_e$  in eine  $m$ -dimensionale Blockmatrix

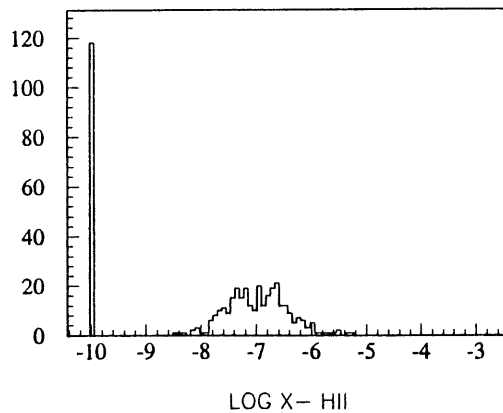


Abbildung C.2: Verteilung der logarithmierten Werte der Diagonalelemente von  $H_e$  der  $x_i^-$ ,  $x_i^+ = 0$  sind bei -10 dargestellt

$H_e^*$  und eine Diagonalmatrix zerfällt

$$\vec{x} \rightarrow \begin{pmatrix} x_1^+ \\ \vdots \\ x_m^+ \\ x_{m+1}^- \\ \vdots \\ x_n^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_i^+ \\ x_i^- \end{pmatrix}$$

$$H_e \rightarrow \begin{pmatrix} H_e^* & & 0 \\ & (\sigma_{m+1}^-)^2 & \\ 0 & & \ddots \\ & & & (\sigma_n^-)^2 \end{pmatrix}$$

Die Matrix kann nun in zwei Teilen invertiert werden, wie man sich leicht klar machen kann:

$$\begin{pmatrix} H_e^* & & 0 \\ & (\sigma_{m+1}^-)^2 & \\ 0 & & \ddots \\ & & & (\sigma_n^-)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_e^{*-1} & & 0 \\ & (\sigma_{m+1}^-)^{-2} & \\ 0 & & \ddots \\ & & & (\sigma_n^-)^{-2} \end{pmatrix} = \mathbf{1}_n$$

Statt  $H_e$  muß nun nur noch  $H_e^*$  invertiert werden. Da diese Matrix nur 94 statt 512 Dimensionen hat, ist die Invertierung zudem sehr viel unkritischer, zumal der Unterschied in den Größenordnungen zwischen den einzelnen Momenten zusätzlich verkleinert wird (vgl. Abb C.1). Um die Güte der Invertierung zu beurteilen, ist zur Kontrolle das Produkt  $H_e^* H_e^{*-1}$  berechnet worden. Die Mittelwerte für die Diagonalelemente und die Diagonalelemente ergeben sich zu  $1.000 \pm 2.4 \times 10^{-8}$  bzw.  $0.000 \pm 1.1 \times 10^{-13}$ . Damit ist gezeigt, daß die Invertierung von  $H_e^*$  keine Probleme aufwirft.

Man erkennt unmittelbar, daß sich die Berechnung von  $\eta_e$ , wie in Abschnitt 4.2 angegeben, vereinfacht.

$$\begin{aligned}\eta_e &= (\vec{x} - \vec{\mu}_e)^T H_e^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu}_e) \\ &= (\vec{x}^* - \vec{\mu}_e^*)^T H_e^{*-1} (\vec{x}^* - \vec{\mu}_e^*) + \sum_{i=m+1}^n \left( \frac{x_i^- - (\vec{\mu}_e^-)_i}{\sigma_i^-} \right)^2\end{aligned}$$

## Literaturverzeichnis

- [Ama81] U. Amaldi,  
*Fluctuations in calorimetry measurements*,  
Phys. Scripta **23**(1981) 409
- [Bab79] A. Babaev et al.,  
*Properties of electromagnetic and hadronic showers measured with liquid argon calorimeters*,  
Nucl. Instr. and Meth. **160**(1979) 427
- K. Rauschnabel,  
*Messung elektromagnetischer und hadronischer Schauer mit Flüssigargon-Kalorimetern*,  
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, KfK-Ext. 3/78-5, 1978
- [Bat70] G. Bathow et al.,  
*Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminium at 6GeV*,  
Nucl. Phys. **B20**(1970) 592
- [Bes89] M. Besançon,  
*Etude de la résolution en énergie des hadrons dans un calorimètre à argon liquide pour l'expérience H1 et étude de la détection de particules super-*

*symétriques à HERA,*

Dissertation, Universität Paris-Süd 1989

- [Bod79] A. Bodek et al.,  
*Experimental studies of the neutron and proton electromagnetic structure functions,*  
Phys. Rev. D20(1979) 1471
- [Bor87] K. Borras,  
*Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter des H1-Detektors,*  
Diplomarbeit Universität Dortmund, 1987
- [Bov82] C. Bovet et al.,  
*The CEDAR counters for particle separation in the SPS experimental areas,*  
CERN/SPS/82-13
- [Bra89] W. Braunschweig et al., H1 Calorimeter Group,  
*Results from a test of a Pb-Fe liquid argon calorimeter,*  
DESY 89-022, 1989
- [Bru87] H. Brückmann et al.,  
*On the theoretical understanding of sampling calorimeters,*  
DESY 87-064, 1987
- [CPL89] *CERN program library,*  
CERN Data Handling Division, 1989
- [Eng74] J. Engler et al.,  
*A liquid-argon ionization calorimeter for detection of electromagnetic and hadronic showers,*  
Nucl. Instr. and Meth. 120(1974) 157
- [Eng76] J. Engler et al.,  
*Electron-proton separation with a liquid-argon lead sandwich detector,*  
Nucl. Instr. and Meth. 133(1976) 521
- [Eng83] R. Engelmann et al.,  
*Response of a highly segmented extruded lead glass calorimeter to electrons and pions between 15 and 45 GeV/c,*  
Nucl. Instr. and Meth. 216(1983) 45
- [Fab89] C.W. Fabjan, R. Wigmans,  
*Energy measurements of elementary particles,*  
CERN-EP/89-64, 1989
- [Fla79] V. Flaminio et al.,  
*Compilation of cross sections, vol. I,  $\pi^-$  and  $\pi^+$  reactions,*  
CERN/HERA 79-01, 1979
- [Fro79] A.G. Frodesen et al.,  
*Probability and Statistics in particle physics, ch.14,*  
Universitaetsforlaget, Bergen-Oslo-Tromsø, 1979
- [Gay87] J. Gayler,  
*Report to the H1 calorimeter working group on the meeting of the software group on geometry and data structures,*  
H1-note 10/87-73, 1987
- [Gra66] U. Graf, H.J. Henning, K. Stange,  
*Formeln und Tabellen der mathematischen Statistik, Kap.5,*  
Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1966
- [Har90] P. Hartz,  
*persönliche Mitteilung,*  
1990

- [Hof76] W. Hofmann et al.,  
*Production and transport of conduction electrons in a liquid argon ionization chamber,*  
Nucl. Instr. and Meth. **135**(1976) 151
- [Hof49] R. Hofstadter,  
*Crystal counters I,*  
Nucleonics **4**(1949) 2
- [Hei27] W. Heisenberg,  
Z.Physik **33**(1925) 879
- [Her81] *HERA - A proposal for a large electron-proton-colliding beam facility at DESY,*  
DESY, HERA 81-10(1981)
- [H1-86] H1-collaboration,  
*Technical proposal for the H1 detector,*  
1986
- [H1-87] H1-collaboration,  
*Technical progress report, 1987*  
*Technical progress report, 1988*  
*Technical progress report, 1989*  
*Technical progress report, 1990*
- [H6-81] *H6 Beam-tuning,*  
CERN/SPS/EPB/PC, 1981
- [Jac87] A. Jacholkowska,  
*Gains and nonlinearities of the new electronic chain in 1987 test,*  
H1-note12/87-77

- [Kal90] B. Kalle,  
*Studien zur Produktion schwerer Quarks bei HERA und Messungen von Widerstandsbeschichtungen in Kalorimetermoduln des H1-Detektors,*  
Diplomarbeit Universität Dortmund, 1990
- [Kub88] M. Kubantsev, V. Rusinov,  
*Survey of the experimental setup after july 88,*  
H1-Internal note, 1988
- [Lan87] W. Langer, H. Oberlack, P. Schacht,  
*Electron-identification with the H1 liquid-argon calorimeter,*  
H1-note 04/87-60, 1987
- [Ler86] C. Leroy et al.,  
*An experimental study of the contribution of nuclear fission to the signal of uranium calorimeters,*  
Nucl. Instr. and Meth. **A252**(1986) 4
- [Lon85] E. Longo, I. Sestili,  
Nucl. Instr. and Meth. **128**(1985) 283
- [Mol48] G.Z. Molière,  
Naturforsch. **3a**(1948) 78
- [Obr90] U. Obrock,  
*persönliche Mitteilung*  
1990
- [PDG90] Particle Data Group, J.J. Hernández et al.,  
*Review of particle properties*  
Phys. Lett. **B239**(1990) 1

- [Pec88] R.D. Peccei (editor),  
*Proceedings of the HERA workshop*,  
 DESY, 1988
- [Pre86] W.H. Press et al.,  
*Numerical Recipes*,  
 Cambridge University Press, Cambridge, 1986
- [Rad74] V. Radeka, W.J. Willis,  
*Liquid argon ionization chambers as total absorption detectors* ,  
 Nucl. Instr. and Meth. **120**(1974) 221
- [Rut11] E. Rutherford,  
 Phil. Mag. **21**(1911) 669
- [Seg77] E. Segrè,  
*Nuclei and particles, 2<sup>nd</sup> edition, ch.2*,  
 Addison Wesley, Reading, Mass., 1977
- [Vec90] M. Vecko,  
*The starting vertex and principal axis of lAr calorimetry clusters, AIM-  
 PACT package*,  
 L.P.N.H.E., Ecole Polytechnique, 1990
- [Weg89] D. Wegener,  
*Hadronkalorimeter - Entwicklung und Anwendung*,  
 Phys. Bl. 45(1989) Nr.9 358
- [Wig87] R. Wigmans,  
*Energy loss of particles in dense matter - calorimetry ICFA school on in-  
 strumentation in elementary particle physics, Trieste, 1987*

## Danksagung

An erster Stelle habe ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Aufgabenstellung und die Betreuung der Arbeit zu danken. Es hat Spaß gemacht, unter seiner Anleitung zu arbeiten.

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

Unersetzlich war die Hilfe von Herrn Prof. Dr. K. Rauschnabel. Seine zahlreichen Vorschläge und Anregungen, sowie die langen Diskussionen mit ihm, haben diese Arbeit maßgeblich geprägt.

Den Mitgliedern der H1-Kollaboration danke ich für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis. Besonders hervorzuheben ist Herr Dr. Y. Sirois (Ecole Polytechnique), der das Entstehen dieser Arbeit stets mit Interesse verfolgte und mir einige wertvolle Einsichten in den Bereich der Lepton-Identifizierung bei H1 verschaffte.

Herr P. Hartz hat das Manuskript sehr sorgfältig gelesen und war auch schon vorher ein wertvoller Ansprechpartner.

Allen anderen Mitgliedern des Lehrstuhls EV ist die angenehme Arbeitsatmosphäre zu verdanken, ohne die das Gelingen einer solchen Arbeit nie möglich gewesen wäre.

Diese Arbeit ist mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Nummer 054DO51P gefördert.