

Interner Bericht  
DESY F21-91-01  

---

Januar 1991

# Monte-Carlo-Studien zur hadronischen Kalibration des H1-Kalorimeters mit HERA-Ereignissen

von

Thomas R. Merz

Eigentum der	<b>DESY</b>	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	21. FEB. 1991	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Monte-Carlo-Studien  
zur hadronischen Kalibration  
des H1-Kalorimeters  
mit HERA-Ereignissen

Experimentelle physikalische Diplomarbeit  
an der Universität Hamburg  
durchgeführt in der DESY Forschungsgruppe F21

THOMAS R. MERZ

27. November 1990

Monte Carlo Studies  
for the Hadronic Calibration  
of the H1 Calorimeter  
with HERA Events

**Abstract**

Two different methods to calibrate the H1 calorimeter with hadrons from HERA events are investigated. For these studies the LEPTO/JETSET event generator and the fast H1 detector simulation program P. S. I. were used.

Isolated particles, measured and reconstructed with the track chambers, may cause isolated showers within the calorimeter. The measured momenta of hadrons (up to about  $20\text{ GeV}/c$ ) can be compared with the measured energy in the calorimeter. The influence of neutral particles and of neighbouring showers on the energy deposition is discussed.

It is also shown that a calibration is possible by comparing the transverse momentum of the scattered electron and of secondary hadrons. Disturbing effects on this measurement (e. g. energy losses in the beamhole) are presented.

In both cases the number of events with  $Q^2 > 10\text{ GeV}^2$  corresponding to  $1\text{ pb}^{-1}$  is found to be sufficient to apply the mentioned methods for a global calibration.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>1 Physik bei HERA und das H1-Experiment</b>	<b>8</b>
1.1 Tief inelastische Elektron-Proton Streuung . . . . .	8
1.1.1 Neutrale und geladene Ströme . . . . .	9
1.1.2 Kinematik der Ereignisse . . . . .	11
1.1.3 Messung der Kinematik . . . . .	13
1.1.4 Strukturfunktionen . . . . .	13
1.2 H1-Detektor . . . . .	17
<b>2 Energiemessung mit Kalorimetern</b>	<b>22</b>
2.1 Aufbau von Kalorimetern . . . . .	22
2.2 Teilchenschauer . . . . .	25
2.2.1 Elektromagnetische Schauer . . . . .	25
2.2.2 Hadronische Schauer . . . . .	29
2.3 Energieauflösung . . . . .	32
2.3.1 Auflösung elektromagnetischer Kalorimeter . . . . .	32
2.3.2 Auflösung hadronischer Kalorimeter . . . . .	33
2.4 Kalibration . . . . .	33
2.4.1 Von der Messung der Ladung zur Energiebestimmung . . . . .	33
2.4.2 Kalibration mit HERA-Ereignissen . . . . .	35
<b>3 Ereignis- und Detektorsimulation</b>	<b>36</b>
3.1 Ereignisgeneratoren . . . . .	36
3.2 Detektorsimulation . . . . .	37
3.2.1 Detaillierte Simulation . . . . .	39
3.2.2 Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern . . . . .	39
3.3 Schnelle H1-Simulation . . . . .	39
3.3.1 Rekonstruktion von Spuren . . . . .	40
3.3.2 Simulation des Kalorimeters . . . . .	42
<b>4 Kalibration mit isolierten Teilchen</b>	<b>44</b>
4.1 Verfahren . . . . .	44
4.2 Isolierte Teilchenspuren in HERA-Ereignissen . . . . .	45
4.3 Vergleich der Meßgrößen Energie und Impuls . . . . .	48
4.3.1 Simulation . . . . .	48
4.3.2 Ergebnisse . . . . .	52

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	<b>2</b>
4.4 Möglichkeiten und Grenzen dieser Methode . . . . .	60
<b>5 Kalibration mit dem Stromjet</b>	<b>62</b>
5.1 Rekonstruktion der Kinematik . . . . .	64
5.2 Versuch einer Kalibration mit Hilfe der Energie des Stromjets . . . . .	68
5.3 Transversalimpuls von Elektron und Hadronen . . . . .	73
5.3.1 Einfluß des Strahlrohres auf die Transversalimpulsmessung . . . . .	73
5.3.2 Transversalimpuls im Kalorimeter . . . . .	74
5.3.3 Verwerfen von „schlechten“ Ereignissen . . . . .	77
5.3.4 Systematische Fehler . . . . .	80
5.4 Möglichkeiten und Grenzen der $p_{\perp}$ -Balance . . . . .	81
<b>Zusammenfassung</b>	<b>82</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>84</b>
<b>A Tabellen und Diagramme zu Kapitel 4</b>	<b>88</b>
<b>B Tabellen und Diagramme zu Kapitel 5</b>	<b>95</b>
<b>Danksagung</b>	<b>98</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Neutraler und geladener Strom in der $ep$ -Streuung . . . . .	9
1.2	Vergleich der Ereigniszahlen für NC- und CC-Ereignisse . . . . .	10
1.3	$Q^2$ als Funktion von $x$ für verschiedene Elektronwinkel . . . . .	12
1.4	$Q^2$ als Funktion von $x$ für verschiedene Jetwinkel und Jetenergien . . . . .	12
1.5	Im H 1-Experiment zugängliche kinematische Bereiche . . . . .	14
1.6	Der H 1-Detektor, perspektivisch . . . . .	18
1.7	Die Spurkammern und das Kalorimeter im Längsschnitt . . . . .	21
2.1	Schichtstruktur im H 1-Kalorimeter . . . . .	24
2.2	Segmentierung des H 1-Kalorimeters . . . . .	25
2.3	Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei . . . . .	26
2.4	Totaler Wirkungsquerschnitt für Photonen in Kohlenstoff und Blei als Funktion der Energie . . . . .	28
2.5	Totaler $\pi^+ p$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion des Impulses . . . . .	30
3.1	Zwei HERA-Ereignisse im H 1-Detektor mit H1SIM . . . . .	38
3.2	Geometrie des H 1-Detektors in GEANT . . . . .	40
3.3	Geometrie des H 1-Detektors in P.S.I. . . . .	41
4.1	Skizze zur Erläuterung des Kalibrationsprinzips mit isolierten Spuren . . . . .	45
4.2	Impuls isolierter Teilchen als Funktion des Polarwinkels . . . . .	47
4.3	Multiplizität isolierter Spuren pro Ereignis . . . . .	49
4.4	Energie durch Impuls, typische Verteilungen für verschiedene Datensätze . . . . .	50
4.5	Vergleich der Energie- mit der Impulsauflösung . . . . .	51
4.6	Energie isolierter Teilchen geteilt durch Impuls. Beispiel für eine typische Kurve. . . . .	52
4.7	Energie von Teilchen geteilt durch Impuls. Für IF-Bereich. . . . .	53
4.8	Differenz zwischen den $E/p$ -Mittelwerten mit und ohne Einfluß neutraler Teilchen . . . . .	55
4.9	Differenz zwischen den $\overline{E/p}$ -Werten ohne Einfluß neutraler Teilchen und $\overline{E/p}$ einzelner Pionen . . . . .	56
4.10	Differenz zwischen den $\overline{E/p}$ -Werten einzelner Pionen bei Auslesung aller Zellen und innerhalb eines Kegels . . . . .	58
4.11	$\overline{E/p}$ -Werte mit und ohne instrumentiertes Eisen . . . . .	59
5.1	Energie der Einzelteilchen gegen den Ausbreitungswinkel $\vartheta$ . . . . .	62
5.2	Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem $x$ . . . . .	65
5.3	Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem $y$ . . . . .	66
5.4	Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem $Q^2$ . . . . .	66
5.5	Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem $\vartheta_{jet}$ . . . . .	67
5.6	Korrelation zwischen generierter und rekonstruierter Energie des Stromjets . . . . .	69
5.7	Energie gegen den Winkel des Stromjets nach Generatordaten . . . . .	70
5.8	Energie von Teilchen im Kalorimeter (außer Elektron) geteilt durch die Energie des Jets . . . . .	71
5.9	Energie von Teilchen im 40°- und 80°-Kegel geteilt durch rekonstruierte Energie des Jets . . . . .	72
5.10	Transversalimpulsverhältnisse aus Generatorereignissen für den IF-Bereich . . . . .	75
5.11	Transversalimpulsverhältnisse aus Kalorimeterdaten für verschiedene Winkelbereiche (Datensatz 2) . . . . .	76
5.12	Mittleres Verhältnis der Transversalimpulse zum Vergleich . . . . .	78
5.13	Jetenergie für verschiedene Stromjetwinkelbereiche . . . . .	79
A.1	Energie isolierter Teilchen geteilt durch Impuls. Für $8^\circ \leq \vartheta < 20^\circ$ . Mit und ohne instrumentiertes Eisen . . . . .	92
A.2	Energie isolierter Teilchen geteilt durch Impuls. Für $20^\circ \leq \vartheta < 45^\circ$ . Mit und ohne instrumentiertes Eisen . . . . .	93
A.3	Energie isolierter Teilchen geteilt durch Impuls. Für $45^\circ \leq \vartheta < 143^\circ$ . Mit und ohne instrumentiertes Eisen . . . . .	94
B.1	Verhältnis der Transversalimpulse für Jetwinkel zwischen $15^\circ$ und $20^\circ$ . . . . .	96
B.2	Transversalimpulsverhältnisse aus Kalorimeterdaten für verschiedene Winkelbereiche (Datensatz 1) . . . . .	97

# Tabellenverzeichnis

2.1	Einige Materialkonstanten für den H1-Detektor . . . . .	27
4.1	Zahl isolierter Spuren in NC-Ereignissen für verschiedene Teilchen und Impuls- und Winkelbereiche . . . . .	48
5.1	Elektronwinkel für verschiedene Impulsüberträge . . . . .	69
5.2	Ereigniszahlen für $p_{\perp}$ -Balance . . . . .	80
A.1	Relative Energie- und Impulsauflösung in verschiedenen Bereichen . . . . .	88
A.2	Energie im ganzen Kalorimeter durch generierten Impuls für einzelne Pionen . . . . .	89
A.3	Energie(Kalorimeter) durch Impuls(Spurkammer). Nur LAr-Zellen ausgelesen. . . . .	90
A.4	Energie(Kalorimeter) durch Impuls(Spurkammer). LAr-Zellen und instrumentiertes Eisen ausgelesen. . . . .	91
B.1	Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons . . . . .	95
B.2	Mittlere Transversalimpulsverhältnisse mit PLUG-Veto . . . . .	96

# Einleitung

In der modernen Hochenergiephysik gewinnen Beschleuniger und Speicherringe, die sich durch die Fähigkeit auszeichnen, große Teilchenenergien zu erzeugen, immer größere Bedeutung. Zum Nachweis der physikalischen Ereignisse sind leistungsfähige Detektoren notwendig. Zur Messung der Energie von Teilchen, die aus den Wechselwirkungen hervorgehen, werden Kalorimeter heute und in Zukunft eine wichtige Rolle spielen.

Bis heute konnten Elektronen nur an ruhenden Protonen gestreut werden, wobei Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sim 20 \text{ GeV}$  erreicht wurden. Die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage* (HERA), die gegenwärtig am *Deutschen Elektronen Synchrotron* (DESY) in Hamburg entsteht, kann mit einer Proton-Energie von  $820 \text{ GeV}$  und einer Elektron-Energie von  $30 \text{ GeV}$  eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \simeq 314 \text{ GeV}$  erzeugen. Diese Energie erlaubt tiefere Einblicke in das Innere des Protons als sie jemals zuvor möglich waren, da höhere Schwerpunktsenergien kleineren Abständen zwischen den beteiligten Stoßpartnern entsprechen.

Zum Nachweis der in den Streuprozessen entstehenden Teilchen werden an zwei verschiedenen Wechselwirkungspunkten die Detektoren ZEUS und H1 aufgebaut. Beide Detektoren enthalten Kalorimeter zur Energie-Messung. Während das ZEUS-Kalorimeter aus einer Kombination von abgereicherten Uran- und Szintillatorplatten besteht, wird bei H1 mit Blei bzw. Edelstahl und flüssigem Argon als aktivem Material gearbeitet.

Eine gute Eichung des Kalorimeters ist unerlässlich für eine zufriedenstellende Messung der Kinematik von Ereignissen. So wird nicht nur eine möglichst gute Energieauflösung, sondern auch eine absolute Kalibration von 2% für Hadronen und 1% für Elektronen und Photonen gefordert. Dazu wurden an Prototypen Messungen mit Teilchen bekannter Energie durchgeführt und mit Simulationsrechnungen ergänzt, um die notwendige Kalibration zu erreichen. Im endgültigen Aufbau kann das Kalimetersignal mit kosmischen Myonen überprüft werden. Eine Eichung mit Teilchen bestimmter Energie wie bei den Prototyp-Messungen ist dann nicht mehr möglich. In dieser Arbeit werden daher Vorschläge diskutiert, eine hadronische Kalibration mit den HERA-Ereignissen selbst vorzunehmen.

Im ersten Kapitel wird dargestellt, welche Physik nach dem heutigen Wissen erwartet werden kann und wie aus den Daten die physikalischen Größen rekonstruiert werden können. Ferner wird beschrieben wie der H1-Detektor aufgebaut ist.

Das nächste Kapitel beschreibt die physikalischen Grundlagen zur Energiemessung. In einem Abschnitt werden elektromagnetische und hadronische Schauer behandelt. In einem kurzen Abschnitt werden die verschiedenen Schritte zur Kalibration des Kalorimeters, die insgesamt dazu führen, daß die hohen Genauigkeitsanforderungen erfüllt werden können, vorgestellt.

Gegenstand des dritten Kapitels sind verschiedene Monte-Carlo-Programme mit denen die Kalibrationsmethoden, die hier zur Diskussion stehen, geprüft werden können.

Aus den verschiedenen Simulationsalgorithmen wurde für diese Arbeit ein schnelles H1-Detektor-Monte-Carlo-Programm ausgewählt, welches direkt auswertbare Daten bereitstellt. Ein genaueres Simulationsprogramm, das von der H1-Kollaboration gegenwärtig entwickelt wird, konnte zum Zeitpunkt der Arbeit keine zuverlässigen Ergebnisse liefern. Zwei verschiedene Kalibrationsmethoden wurden untersucht. Es sind dies

- die Suche nach isolierten Teilchen, die eine bekannte Energie im Kalorimeter deponieren, wenn deren Impuls gemessen werden kann, und
- der Vergleich des Transversalimpulses bzw. der Energie vom gestreuten Elektron und den anderen erzeugten Teilchen.

In Kapitel 4 und 5 werden beide Verfahren vorgestellt. Wie gut diese Methoden für den H1-Detektor anwendbar sind, sollen die dort aufgeführten Ergebnisse zeigen.

Im Rahmen dieser Studien waren zudem umfangreiche Tests des schnellen Simulationsprogramms notwendig, da dieses sich besonders am Anfang noch stark in der Entwicklung befand.

## Kapitel 1

# Physik bei HERA und das H1-Experiment

### 1.1 Tief inelastische Elektron-Proton Streuung

Am HERA-Speicherring sollen Protonen auf eine Energie von bis zu  $820\text{ GeV}$  und Elektronen (oder später auch Positronen) auf bis zu  $30\text{ GeV}$  beschleunigt und zur frontalen Kollision gebracht werden. Dabei sind Impulsüberträge von bis zu  $Q_{\text{max}}^2 = s = 98\,400\text{ GeV}^2$  möglich, wobei  $\sqrt{s} \simeq 314\text{ GeV}$  die Schwerpunktsenergie angibt. Für HERA wird eine Luminosität von  $1.5 \cdot 10^{31}\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$  angestrebt. Die Teilchen im Speicherring werden derart zu Paketen zusammengefaßt, daß alle  $96\text{ ns}$  ein Paket aus Protonen ein Paket aus Elektronen kreuzen wird.

Die tief inelastische Elektron-Proton Streuung kann nach dem Quark-Parton-Modell als eine elastische Streuung des Elektrons an einem der Konstituenten des Protons, nämlich einem Quark, beschrieben werden [PER87]. Das einlaufende Elektron tauscht mit einem Quark ein virtuelles Vektorboson aus, das die Wechselwirkung vermittelt. Nach dem Standardmodell kann es sich dabei um ein Photon, dem Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung, oder um ein Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung, dem neutralen  $Z^0$  oder den geladenen Teilchen  $W^\pm$ , handeln.

Das gestreute Quark fragmentiert in Hadronen, die den *Stromjet* bilden, welcher dann vom Detektor nachgewiesen werden soll. Die Hadronen, die aus dem Rest-Proton entstehen (*Protonjet*), bewegen sich im wesentlichen im Strahlrohr weiter. Eine gute Rekonstruktion der physikalischen Ereignisse mit Hilfe des Detektors und ausgefeilter Analysetechniken ist die Voraussetzung zur Messung physikalischer Größen und der Entdeckung von „neuer Physik“. Als eine Auswahl aus dem Forschungsvorhaben bei HERA sei genannt [WOL86]:

- Messung der Proton-Strukturfunktionen
- Suche nach neuen Teilchen (z. B. Higgs, supersymmetrische Teilchen, Leptoquarks)
- Suche nach neuen Strömen (z. B. weitere  $Z^0$  oder  $W$ )
- Untersuchung schwerer Quarks (möglich bis zu Quarkmassen von etwa  $100 - 120\text{ GeV}/c^2$ )

In diesem Abschnitt sollen am Beispiel der Messung der Proton-Strukturfunktionen die dafür notwendigen Schritte skizziert werden. Dabei spielt das Kalorimeter für diese Messungen eine wichtige Rolle.

### 1.1.1 Neutrale und geladene Ströme

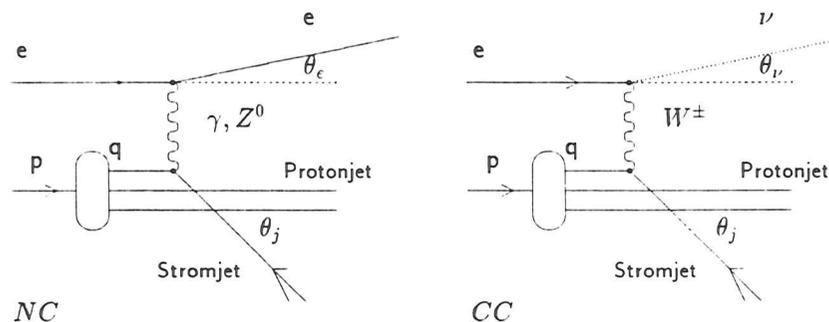


Abbildung 1.1: Feynman-Graphen des neutralen Stroms (engl.: neutral current, NC) und des geladenen Stroms (engl.: charged current, CC) in der ep-Streuung

Die dominierenden Prozesse der ep-Streuung sind in Abbildung 1.1 dargestellt. Je nach Ladung des Austauschteilchens bezeichnet man einen Prozeß als Ereignis des neutralen Stroms (engl. neutral current, NC) bzw. des geladenen Stroms (engl. charged current, CC). In erster Näherung gibt der Boson-Propagator für eine bestimmte Wechselwirkung

$$\sigma(Q^2) \propto \frac{\alpha^2}{(Q^2 + M^2)^2} \quad (1.1)$$

- $\sigma$  : Wirkungsquerschnitt
- $\alpha$  : Kopplungskonstante
- $Q$  : Impulsübertrag (siehe unten)
- $M$  : Masse des Austauschteilchens

den Wirkungsquerschnitt an. Dieser ist am größten für NC-Ereignisse bei kleinen Impulsüberträgen, da das Photon masselos ist. Bei wachsenden Impulsüberträgen gewinnen die schweren Austauschteilchen  $Z^0$  und für die CC-Ereignisse die geladenen Teilchen  $W^+$  und  $W^-$  gegenüber dem Photon an Bedeutung.

Einen kleinen Eindruck von den unterschiedlichen Zählraten der zu erwartenden Ereignisse für NC- und CC-Wechselwirkungen kann man in Abbildung 1.2 gewinnen. Bei NC-Ereignissen ist der leptonische Endzustand ein Elektron<sup>1</sup>, während CC-Ereignisse durch ein nicht direkt nachweisbares auslaufendes Neutrino charakterisiert sind.

<sup>1</sup>oder Positron, falls Positronen gestreut werden

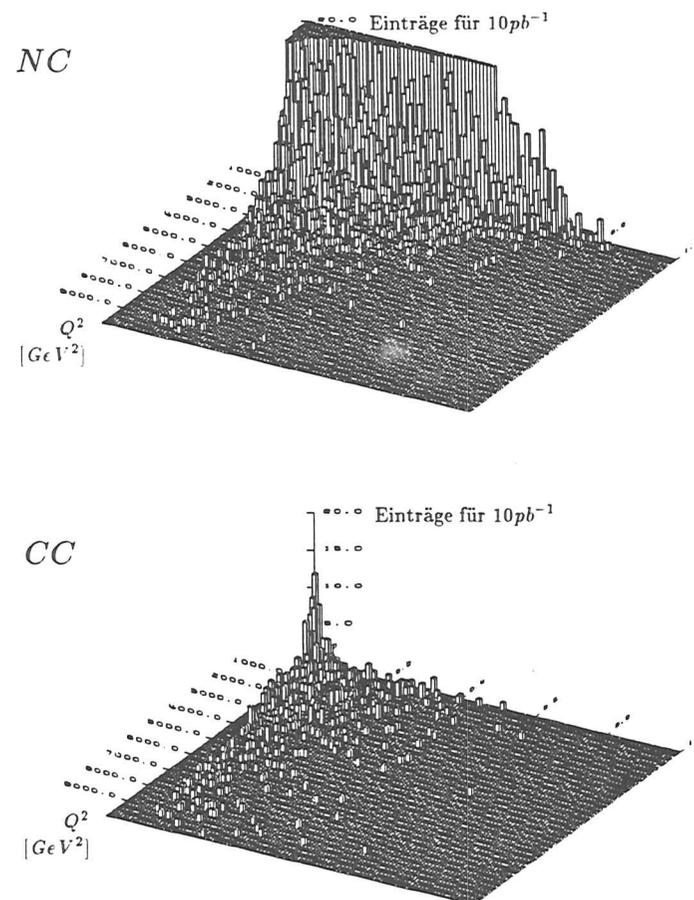


Abbildung 1.2: Ereigniszahlen für NC- (oben) und CC-Ereignisse (unten) zum Vergleich in der  $(Q^2, x)$ -Ebene ( $100 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10^4 \text{ GeV}^2$ ). Die Zahl der Einträge für NC-Ereignisse mit kleinem  $x$  und  $Q^2$  sind stark beschnitten.

### 1.1.2 Kinematik der Ereignisse

Ein Ereignis kann durch drei unabhängige Größen klassifiziert werden. Wenn die Schwerpunktsenergie als konstant angenommen wird, müssen nur zwei Größen für jedes einzelne Ereignis bestimmt werden. Diese können z. B. der Elektron-Streuwinkel  $\theta_e$  und die Energie des auslaufenden Elektrons  $E_{e,out}$  sein. Alle kinematischen Variablen des entsprechenden Ereignisses können daraus berechnet werden. Eine übliche und praktische Klassifizierung der Kinematik eines Ereignisses kann mit den Variablen [ING88]

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_{e,in} - p_{e,out})^2 \simeq 4E_{e,in}E_{e,out} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (1.2)$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} \simeq \frac{E_{e,in}E_{e,out} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_{p,in}(E_{e,in} - E_{e,out} \cos^2 \frac{\theta_e}{2})} \quad (1.3)$$

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot p_{e,in}} \simeq \frac{E_{e,in} - E_{e,out} \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_{e,in}} \quad (1.4)$$

$P$  : Viererimpuls des einlaufenden Protons

$q$  : Viererimpulsübertrag vom Elektron zum Proton

$p_{e,in}$  : Viererimpuls des einlaufenden Elektrons

$p_{e,out}$  : Viererimpuls des auslaufenden Elektrons

$E_{e,in}$  : Energie des einlaufenden Elektrons

vorgenommen werden. In den jeweils rechts stehenden Termen der Gleichungen 1.2 bis 1.4 werden die Ruhmassen der Teilchen vernachlässigt, was im Falle der HERA-Energien eine sehr gute Näherung ist. Die hier eingeführten Variablen bedeuten:

$Q^2$  : Das (positive) Quadrat des Viererimpulsübertrages

$0 \leq x \leq 1$  : Die dimensionslose Bjorken- $x$  Variable, die den Bruchteil des an der Wechselwirkung beteiligten Viererimpulses des Protons angibt

$0 \leq y \leq 1$  : Die dimensionslose Bjorken- $y$  Variable, die im Ruhesystem des Protons den relativen Energieverlust des Elektrons bei der Wechselwirkung beschreibt

Statt mit dem Elektron kann die Kinematik auch mit dem hadronischen Endzustand bestimmt werden, z. B. durch [LOM83]

$$y \simeq \frac{E_j}{E_{e,in}} \cos^2 \frac{\theta_j}{2} \quad (1.5)$$

$$Q^2 \simeq \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - y} \quad (1.6)$$

$$x \simeq \frac{E_j \sin^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_{p,in} (1 - y)} \quad (1.7)$$

mit  $E_{p,in}$ , der Energie des einlaufenden Protons und der zu rekonstruierenden Jetenergie  $E_j$  und des Jetwinkels  $\theta_j$ . In den Gleichungen 1.5 bis 1.7 werden ebenfalls die Ruhmassen der einlaufenden Teilchen vernachlässigt.

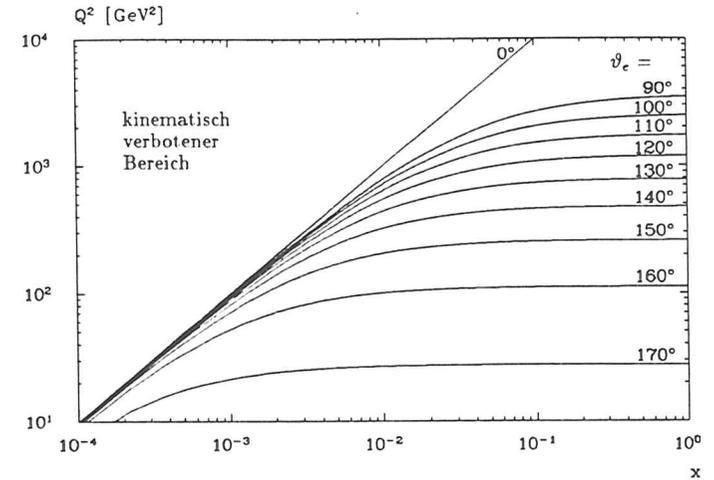


Abbildung 1.3: Quadrat des Impulsübertrages  $Q^2$  für HERA-Ereignisse als Funktion von  $x$  für verschiedene Elektronstreuwinkel  $\vartheta_e$  ( $z$ -Achse in Protonenrichtung, d. h.  $\vartheta_e = 180^\circ - \theta_e$ ). Vorausgesetzt ist, daß 30 GeV-Elektronen an 820 GeV-Protonen gestreut werden.

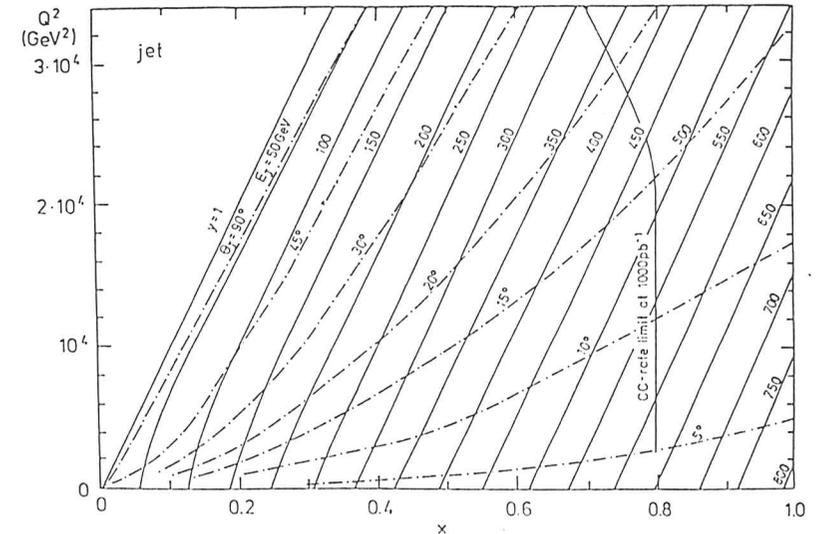


Abbildung 1.4: Quadrat des Impulsübertrages  $Q^2$  für HERA-Ereignisse als Funktion von  $x$  für verschiedene Jetwinkel  $\theta_j$  und Jetenergien. Vorausgesetzt ist, daß 30 GeV-Elektronen an 820 GeV-Protonen gestreut werden. (Nach [WOL86])

In Abbildung 1.3 sind die Abhängigkeiten der kinematischen Variablen  $Q^2$  von  $x$  für bestimmte Elektronstreuwinkel  $\vartheta_e$  dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß für feste Streuwinkel die SkalenvARIABLE  $x$  in weiten Bereichen variieren kann. In Abbildung 1.4 sind die kinematisch möglichen Bereiche für verschiedene Jetwinkel und Jetenergien dargestellt.

### 1.1.3 Messung der Kinematik

Für NC-Ereignisse kann die Kinematik aus dem Streuwinkel und der Energie des Elektrons rekonstruiert werden, während für CC-Ereignisse die kinematischen Größen nur aus dem hadronischen Endzustand ermittelt werden können. Da die beiden Rekonstruktionsmethoden sich ergänzen, ist für NC-Ereignisse die zusätzliche Auswertung der Hadronen sinnvoll.

Ein einfaches und modellunabhängiges Verfahren zur Rekonstruktion mit den Hadronen bietet die *Jaquet-Blondel-Methode* (siehe z. B. [FEL88]). Die Gleichungen

$$y = \frac{\sum_i (E_{h,i} - p_{z,i})}{2E_{e,in}} \quad (1.8)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{\perp,i})^2}{1-y} \quad (1.9)$$

$$x = \frac{Q^2}{sy} \quad (1.10)$$

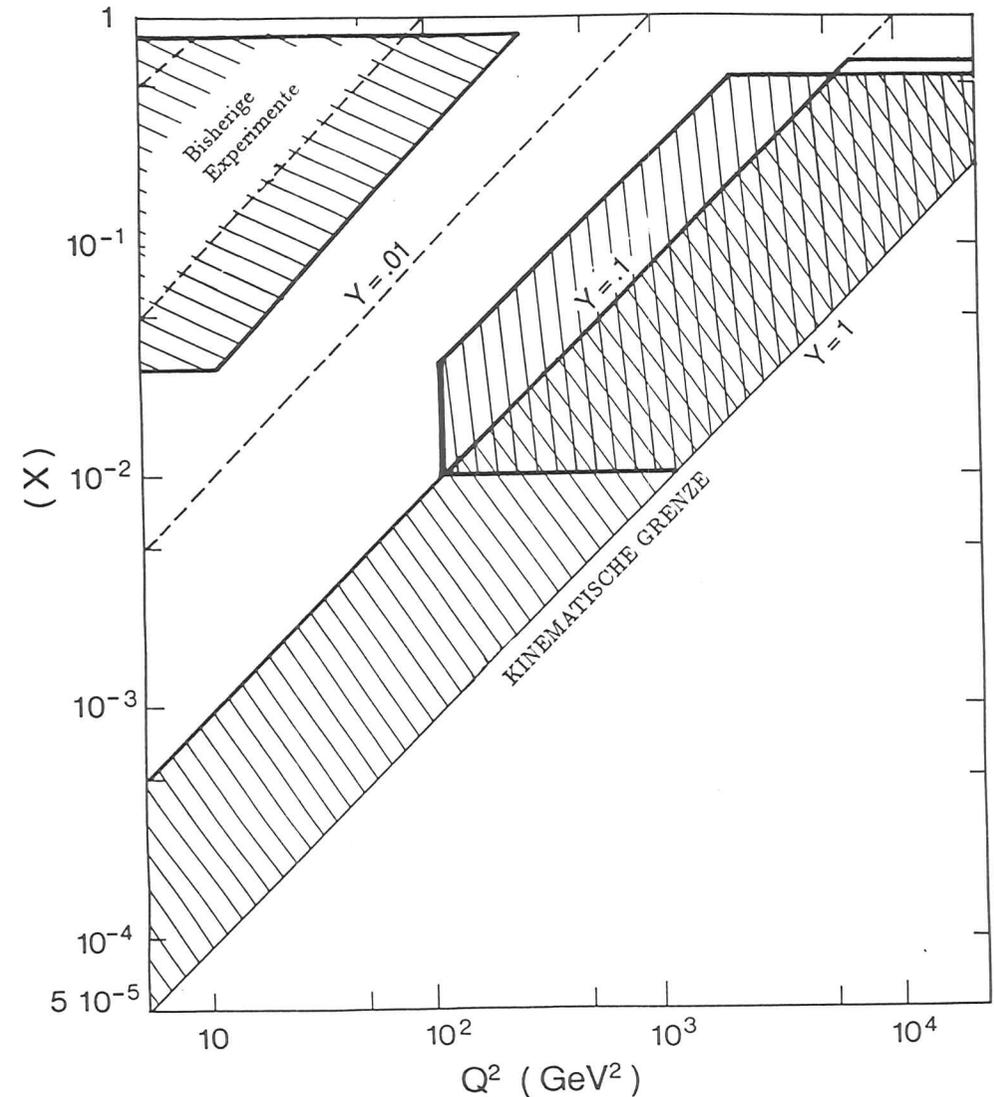
- $E_{h,i}$  : Energie des  $i$ -ten Hadrons
- $p_{z,i}$  : Longitudinalimpuls des  $i$ -ten Hadrons
- $p_{\perp,i}$  : Transversalimpuls des  $i$ -ten Hadrons

lassen erkennen, daß Teilchen um so weniger zur Berechnung der Größen beitragen, je kleiner deren Streuwinkel ist. Treffen jedoch Jets unter kleinem Winkel in das Kalorimeter, die im Falle des H1-Detektors wegen des Strahlrohrs nur teilweise gemessen werden können, sind trotzdem große Fehler möglich [BRA85]. Die Grundlage dieser Methode ist lediglich die Impulserhaltung zwischen dem auslaufenden Lepton und den erzeugten Hadronen. In der Praxis denkt man sich jeden Energieeintrag in einer Kalorimeterzelle als von einem Teilchen erzeugt, wobei die Impulsbeträge in guter Näherung der Energie entsprechen.

Wie schon angedeutet, sind die kinematischen Variablen nicht überall gleich gut rekonstruierbar. Es wurden Untersuchungen gemacht [FEL88], in welchen kinematischen Regionen die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts mit einem maximalen systematischen Fehler von 10% möglich ist. Eine absolute Energie-Kalibration von 1% für Elektronen und von 2% für Hadronen vorausgesetzt, ermöglicht einem die Messung der Kinematik in Bereichen, wie sie in Abbildung 1.5 angegeben sind.

### 1.1.4 Strukturfunktionen

Wenn über einen längeren Zeitraum HERA-Ereignisse gemessen und diese z. B. in die entsprechenden  $Q^2$ - und  $x$ -Bins einsortiert wurden, kann bei Kenntnis weiterer Größen



Bereiche in denen systematische Fehler unter 10% liegen:

Rekonstruktion mit dem Elektron

Rekonstruktion mit dem hadronischen Teilchenfluß

Abbildung 1.5: Im H1-Experiment zugängliche kinematische Bereiche (nach [FEL88]).

der Wirkungsquerschnitt aus den Zählraten berechnet werden. Unter diese Größen fallen die Luminosität, die Triggereffizienz, die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors und weitere Faktoren, die Auswirkungen auf die Zählraten haben. Im Hinblick auf die Strukturfunktionen müssen dann Strahlungskorrekturen vorgenommen werden, da sich die nachstehend genannten Gleichungen nur auf die Ereignisse beziehen, die in Abbildung 1.1 dargestellt sind. Im Experiment werden aber auch Prozesse höherer Ordnung, sowie quanten-elektro-dynamische und elektroschwache Strahlungsprozesse auftreten, die auf eine falsche Bestimmung der Kinematik führen [HOL88]. Die Korrekturen ergeben die Wirkungsquerschnitte, die den eigentlichen Streuprozessen der Elektronen am Quark entsprechen. In einem nächsten Schritt ist die Ermittlung des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d^2\sigma/(dx dQ^2)$  notwendig.

Nach [INR88] sei hier der Weg zur Bestimmung der Strukturfunktionen und letztlich der Quarkverteilung im Proton skizziert. Es wird in dieser Betrachtung von einem unpolarisierten Elektronenstrahl ausgegangen. Für NC-Ereignisse sei

$$\bar{\sigma}_{NC}(\epsilon^\mp) \equiv \frac{Q^4}{4\pi\alpha^2} \frac{d^2\sigma_{NC}(\epsilon^\mp)}{dx dQ^2} = \frac{1}{2x} \left[ Y_+ F_2(x, Q^2) \pm Y_- x F_3(x, Q^2) \right] \quad (1.11)$$

mit  $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$  und der Feinstrukturkonstanten  $\alpha$ . Dabei wurde die *Callan-Gross-Relation* vorausgesetzt. Sie verknüpft die in der Gleichung 1.11 fehlende Strukturfunktion  $F_1$  über die Gleichung

$$\frac{2xF_1}{F_2} = 1 \quad (1.12)$$

mit  $F_2$ , wobei Transversalimpulse der Quarks und QCD-Effekte vernachlässigt werden (d. h.: bei kleinen  $x$  wird Gleichung 1.12 eine schlechte Näherung) [PER87]. Die Strukturfunktionen  $F_2$  und  $F_3$  können als Linearkombinationen der Quarkdichten  $q_f(x, Q^2)$  und  $\bar{q}_f(x, Q^2)$  angegeben werden:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f A_f(Q^2) \left[ xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2) \right] \quad (1.13)$$

$$xF_3(x, Q^2) = \sum_f B_f(Q^2) \left[ xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2) \right] \quad (1.14)$$

wobei die Summen über die Quarksorten  $f$  (*flavour*) laufen. Mit den Koeffizienten

$$A_f(Q^2) = \epsilon_f^2 - 2\epsilon_f v_e v_f P_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \quad (1.15)$$

$$B_f(Q^2) = -2\epsilon_f a_e a_f P_Z + 4v_e v_f a_e a_f P_Z^2 \quad (1.16)$$

werden die berechenbaren Konstanten

$$\epsilon_f (\epsilon_{up} = 2/3, \epsilon_{down} = -1/3, \text{ etc.}) : \text{ elektrische Ladung des Quarks } f$$

$$v_f = |T_{3f} - 2\epsilon_f \sin^2 \theta_W| / \sin 2\theta_W : \text{ Vektorkopplung des Quarks } f \text{ bzw. Elektrons } e$$

$$a_f = T_{3f} / \sin 2\theta_W : \text{ Axialvektorkopplung des Quarks } f \text{ bzw. Elektrons } e$$

$$T_{3f} (T_{3up} = 1/2, T_{3down} = -1/2, T_{3e} = -1/2) : \text{ dritte Komponente des schwachen Isospins}$$

$$\theta_W : \text{ Weinberg-Winkel}$$

$$P_Z = Q^2 / |Q^2 - m_Z^2| : \text{ Verhältnis der } \gamma \text{ und } Z \text{-Propagatoren}$$

eingeführt, durch die der Beitrag der schwachen Wechselwirkung über das  $Z^0$  berücksichtigt wird.

Der Wirkungsquerschnitt der CC-Ereignisse läßt sich auf ähnliche Weise angeben. Wenn

$$\bar{\sigma}_{CC}(\epsilon^\mp) \equiv \frac{4 \sin^4 \theta_W (Q^2 + m_W^2)^2}{\pi\alpha^2} \frac{d^2\sigma_{CC}(\epsilon^\mp)}{dx dQ^2} \quad (1.17)$$

mit  $m_W$ , der Masse des  $W$ -Bosons, kann der so definierte Wirkungsquerschnitt

$$\bar{\sigma}_{CC}(\epsilon^-) = \sum_i \left[ u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \right] \quad \text{und} \quad (1.18)$$

$$\bar{\sigma}_{CC}(\epsilon^+) = \sum_i \left[ \bar{u}_i(x, Q^2) + (1-y)^2 d_i(x, Q^2) \right] \quad (1.19)$$

direkt mit den Quarkdichtefunktionen verknüpft werden, wobei  $u_i$  und  $\bar{d}_i$ , die  $u, c, t$  bzw. die  $d, s, b$  Quarks bezeichnen. Aus Gründen der Ladungserhaltung können beim CC-Prozeß nicht alle Quarks an der Wechselwirkung teilnehmen (d. h. an der  $\epsilon^- p$ -Streuung können das Valenz- $up$ -Quark und die virtuellen  $u, c, t, \bar{d}, \bar{s}$  und  $\bar{b}$ -Quarks beteiligt sein).

### Bestimmung der Quarkdichtefunktionen

Ohne auf die theoretischen Einzelheiten einzugehen, werden anhand der bisher aufgeführten Gleichungen die Schritte bis zur Bestimmung der einzelnen Quarkdichtefunktionen angedeutet.

In einem ersten Schritt, wenn  $\epsilon^- p$ -Wirkungsquerschnitte mit guter Statistik gemessen sein werden, können schon mit bestimmten Einschränkungen wertvolle Informationen gewonnen werden. In den Gleichungen 1.15 und 1.16 werden die Terme mit  $P_Z$  bei kleinen Impulsüberträgen klein, so daß nur  $A_f \simeq e_f^2$  übrigbleibt. Damit kann mit NC-Ereignissen die herkömmliche elektromagnetische Strukturfunktion  $F_2^{\text{em}}$  bei Impulsüberträgen von bis zu  $Q^2 \approx 3000 \text{ GeV}^2$  oder bei kleinen  $y$ , wie man in Gleichung 1.11 ablesen kann, gemessen werden. Die Quarkdichtefunktion, die man für die CC-Ereignisse erhält,

$$\bar{\sigma}_{CC}(\epsilon^-) \simeq u + c + (1-y)^2(\bar{d} + \bar{s}),$$

kann für kleine  $y$  (siehe Glg. 1.18) mit

$$\bar{\sigma} \approx u_v + \frac{1}{2} S$$

und für große  $x$  mit

$$\bar{\sigma} \approx u_v$$

genähert werden<sup>2</sup>, wobei  $u_v$  das Valenz- $up$ -Quark und  $S$  den virtuellen Quark-Antiquark-„See“ im Proton beschreibt.

Die kinematischen Gebiete, die durch die bisherigen Näherungen ausgeschlossen waren, können erreicht werden, wenn zusätzlich Messungen mit Positronen durchgeführt werden. Wie man in Gleichung 1.11 erkennt, ändert sich dabei das Vorzeichen für die Strukturfunktion  $F_3$ , so daß bei entsprechenden Linearkombinationen die Funktionen

<sup>2</sup>Die virtuellen Quarks tragen nur sehr selten einen hohen Impulsanteil ( $x$ ) im Proton

$F_2$  und  $F_3$  getrennt werden können. Mit Bildung weiterer Linearkombinationen lassen sich dann auch die Quarkdichtefunktionen in den Gleichungen 1.13 und 1.14 entfalten. Mit Berücksichtigung der CC-Ereignisse nach Gleichung 1.18 und 1.19 und geschickter Kombination der Quarkdichtefunktionen, kann z. B. die Verteilung des Valenz- $u$ -Quarks  $u_v(x, Q^2)$  gefunden werden [INR88]:

$$u_v(x, Q^2) = f_1^{u_v} [\bar{\sigma}_{NC}(\epsilon^-) - \bar{\sigma}_{NC}(\epsilon^+)] + f_2^{u_v} [\bar{\sigma}_{CC}(\epsilon^-) - \bar{\sigma}_{CC}(\epsilon^+)] \quad (1.20)$$

mit

$$f_1^{u_v} = \frac{(1-y)^2 / Y_-}{(1-y)^2 B_u + B_d}$$

$$f_2^{u_v} = \frac{B_d}{(1-y)^2 B_u + B_d}$$

Statistische und systematische Fehlerquellen beschränken die Genauigkeit der Entfaltung von Strukturfunktionen. Es sei nochmals auf Abbildung 1.5 hingewiesen, in der die kinematisch gut zugänglichen Bereiche zu sehen sind. Eine möglichst gute Ereignisrekonstruktion ist notwendig, um Einflüsse von Fehlbestimmungen der Kinematik zu minimieren. Das Kalorimeter bildet dabei eine wichtige Grundlage für die Messung der Kinematik.

## 1.2 H1-Detektor

Der H1-Detektor soll den Nachweis und die Klassifikation von physikalischen Ereignissen ermöglichen. Dazu gehört die Messung der Teilchen- und Jetenergien, die Bestimmung von Transversal- und Longitudinalimpulsen der Teilchen und die Rekonstruktion von Teilchenspuren und Teilchensorten. Darüberhinaus soll der Detektor einen Trigger besitzen, der die interessanten Ereignisse mit hoher Effizienz erfassen und die Untergrundereignisse, die hauptsächlich von Wechselwirkungen außerhalb des vorgesehenen Ortes verursacht werden (z. B. Proton-Gas-Wechselwirkung im Strahlrohr), unterdrücken kann. Die Vielfalt der zu erwartenden Teilchen erfordern das Zusammenspiel verschiedener Detektorkomponenten. Die asymmetrische Bauweise berücksichtigt die bevorzugte Streurichtung der Teilchen in Richtung des Protons, da dieses einen viel höheren Impuls besitzt als das Elektron. Hier werden nun die einzelnen Komponenten anhand der Abbildung 1.6, die einen perspektivischen Blick auf den H1-Detektor zeigt, vorgestellt. Die nachstehend eingeführten Abkürzungen werden in den folgenden Kapiteln verwendet.

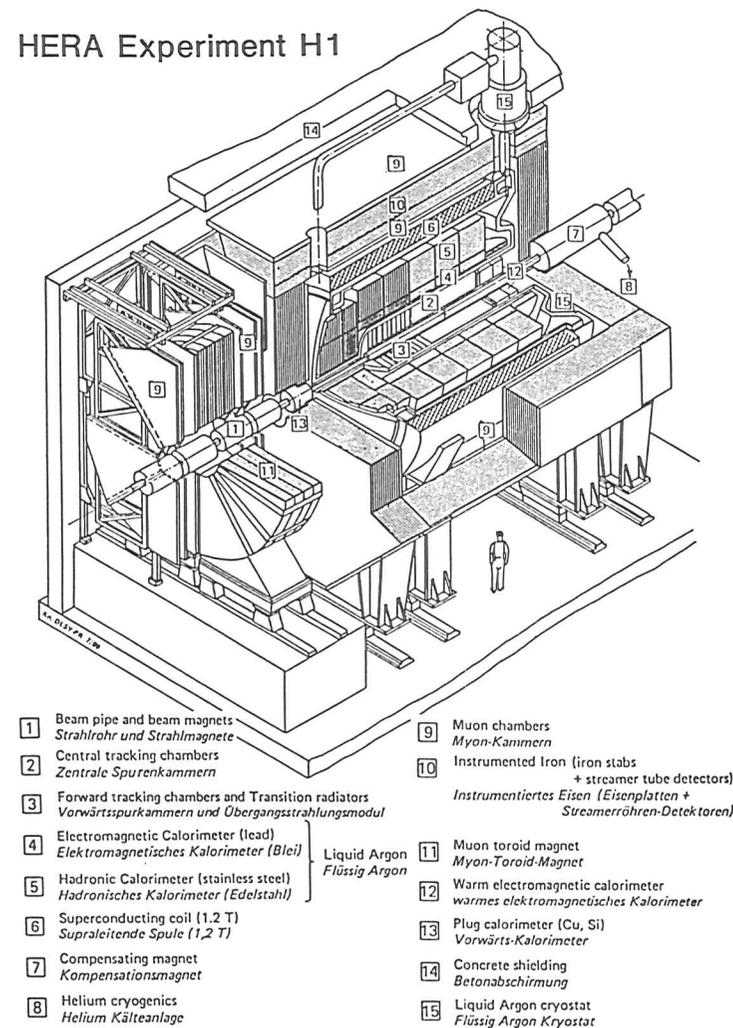


Abbildung 1.6: Perspektivischer Anblick des H1-Detektors (nach [TPR89])

Um das Strahlrohr (1) sind die Detektorkomponenten angeordnet:

**CTD (2)** : *engl. Central Track Detector*, zentraler Spur-Detektor. Siehe auch Abb. 1.7 (oben). Der CTD ermöglicht die Messung der Spuren von geladenen Teilchen und deren Impulse im Bereich von  $25^\circ \lesssim \theta \lesssim 155^\circ$ . Der CTD selbst besteht aus der inneren und äußeren Driftkammer (CJC, *engl. Central Jet Chamber*), sowie zwei z-Driftkammern zur Bestimmung der z-Koordinaten der Teilchen und zwei Vieldraht-Proportionalkammern für das Triggersystem. In der Rückwärtsrichtung schließt sich die Rückwärts-Vieldraht-Proportional-Kammer (BPC, *engl. Backward Proportional Chamber*) an, um vor allem die Spuren der schwach gestreuten Elektronen zu messen. Eine Elektronidentifikation soll durch Messung des Ionisationsverlustes bewerkstelligt werden. Es wird eine Transversalimpulsauflösung von  $dp/p^2 = 0.003/GeV$  und eine Doppelspurauflösung von  $\approx 2.5mm$  angestrebt [H1P86].

**FTC (3)** : *engl. Forward Tracking Chambers*, Vorwärts-Spurkammern. Siehe auch Abb. 1.7 (oben). Die FTC sind aus 3 identischen Modulen zusammengesetzt, die ihrerseits aus einer ebenen Driftkammer, einer Vieldraht-Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer radialen Driftkammer bestehen. Diese Kombinationen ermöglichen die Messung von Spuren und Impulsen geladener Teilchen, sowie die  $e/\pi$ -Separation in Vorwärtsrichtung ( $\theta \lesssim 25^\circ$ ).

**LAr-Kalorimeter (4)(5)** : *engl. Liquid-Argon*, Flüssig-Argon-Kalorimeter. Siehe auch Abb. 1.7 (unten). Das elektromagnetische (4) und das hadronische LAr-Kalorimeter (5) mißt die Energie der schauerbildenden Teilchen (siehe Kap. 2). Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Blei-, das hadronische Kalorimeter aus Edelstahlplatten, die zusammen mit den Ausleseplatten in flüssigem Argon schichtweise angeordnet sind. Das gesamte LAr-Kalorimeter ist in mehrere Segmente (*wheels*, Räder) unterteilt. Das BBE (*engl. Backward Barrel Electromagnetic*) mißt vorwiegend die Energie des gestreuten Elektrons bei Streuwinkeln im Bereich  $\theta \approx 28^\circ$  bis  $\approx 35^\circ$ . Es folgen CB1 bis CB3 (*engl. Central Barrel*), FB1 und FB2 (*engl. Forward Barrel*), die jeweils aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil bestehen. Im Vorwärtsbereich liegen die beiden hadronischen Kalorimeter OF1 und OF2 (*engl. Outer Forward*), und das IF (*engl. Inner Forward*), welches aus dem elektromagnetischen IF1E und dem hadronischen IF2H zusammengesetzt ist. Ziel für die Energieauflösung ist für Elektronen, Positronen und Photonen  $dE/E = 0.10/\sqrt{E}$  (in  $GeV$ ) [H1P86], was bisher nicht erreicht wurde. Für einzelne Hadronen, die vollständig im Kalorimeter absorbiert wurden, konnte eine Auflösung von  $dE/E \approx 0.50/\sqrt{E}$  (in  $GeV$ ) bei Testmessungen [H1C89] erreicht werden.

**COIL (6)** : *engl. Coil*, Spule. Die supraleitende Spule erzeugt ein Magnetfeld von  $1.2T$  im Spurkammerbereich, um durch die Spurkrümmung geladener Teilchen deren Impulsmessung zu ermöglichen.

**Kompensationsmagnet (7)** : Dieser kompensiert das Magnetfeld der großen Spule im Strahlrohr, um störende Einflüsse auf den Teilchenstrahl zu verhindern.

**Instrumentiertes Eisen (10)** : *auch engl. instrumented Iron*. Das instrumentierte Eisen ermöglicht die Messung von Schauerausläufern, die nicht vollständig durch das LAr-Kalorimeter absorbiert werden (daher auch *engl. Tail-Catcher* genannt). Es

besteht aus Eisenplatten, die mit Gasentladungsröhren (*streamer tubes*) bestückt sind. Gleichzeitig dient das instrumentierte Eisen der Rückführung des magnetischen Feldes, das durch die Spule (s.ö.) erzeugt wird.

**Myon-Kammern (9)** : Diese weisen die Spuren von Myonen nach, die von den Zerfällen schwerer Quarks oder von  $\pi$ - und  $K$ -Zerfall im Detektor kommen können. Als aktive Elemente werden ebenfalls *streamer tubes* eingesetzt, die aber zur besseren Ortsauflösung durch Streifen-detektoren (*strips*) ergänzt sind.

**TOROID (11)** : Der Myon-Toroid-Magnet wirkt zusammen mit den vorderen Myonkammern als Myon-Spektrometer.

**BEMC (12)** : *engl. Backward Electromagnetic Calorimeter*, rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter. Das BEMC dient hauptsächlich der Energiemessung des gestreuten Elektrons bei kleinen Impulsüberträgen. Es ist ein konventionelles Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer Energieauflösung von  $dE/E \approx 10\%/\sqrt{E}$  [TPR89].

**PLUG (13)** : *von engl. plug*, einfügen. Das PLUG-Kalorimeter wird von außen um das Strahlrohr an das LAr-Kalorimeter angesetzt und soll hauptsächlich die Hadronen mit sehr kleinen Polarwinkeln messen ( $0.6^\circ < \theta < 3.6^\circ$ ). Das aktive Material ist Silizium-Halbleiter, die Absorberplatten bestehen aus Kupfer.

**Kryostat (15)(8)** : Das LAr-Kalorimeter muß zur Kühlung in einen Kryostaten eingebaut werden. Der Siedepunkt von Argon liegt bei  $86K$ .

Nicht abgebildet sind die Komponenten, die die Luminosität bestimmen sollen, sowie Veto-Zähler, die das Triggersystem bei der Erkennung von Untergrundereignissen unterstützen werden.

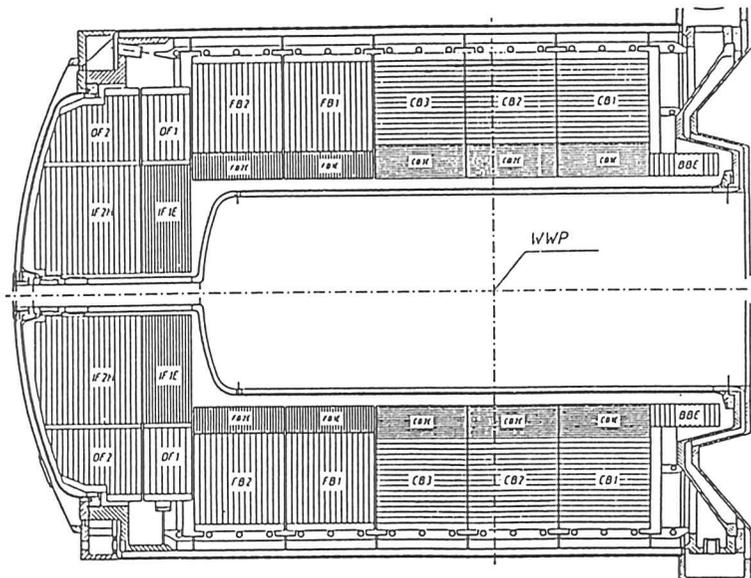
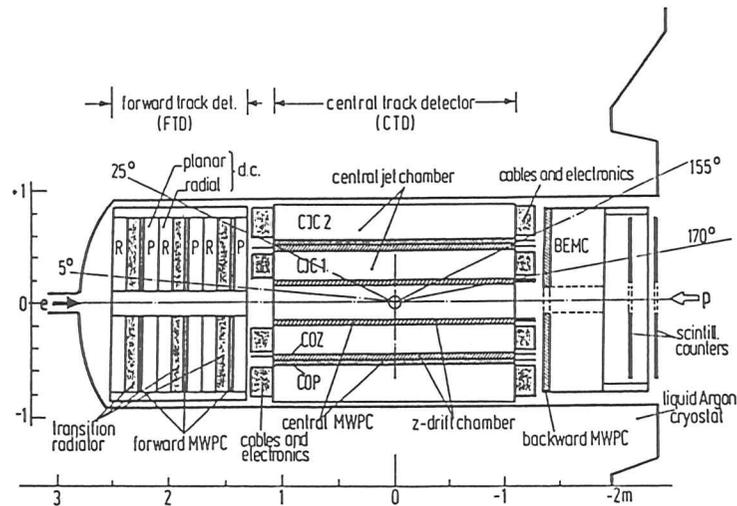


Abbildung 1.7: Die H1-Spurkammern im Längsschnitt (oben) und das H1-Kalorimeter im Längsschnitt (unten) [TPR89].

## Kapitel 2

### Energiemessung mit Kalorimetern

Die Energie von Elementarteilchen kann bestimmt werden, wenn man erreicht, daß ihre ganze Bewegungsenergie im Kalorimeter auf eine meßbare Weise deponiert wird. Dabei wird ausgenutzt, daß Teilchen mit Materie in Wechselwirkung treten und dabei Energie verlieren. Der Vorteil der Kalorimeter im Vergleich zu den Spurkammern liegt darin, daß auch neutrale Teilchen gemessen werden können und daß bei wachsenden Energien die relative Auflösung besser wird. Der Nachteil ist die schlechtere Ortsauflösung im Kalorimeter und die größeren Fehler bei kleinen Energien.

Die Ursachen des Energieverlustes sind für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen ( $\gamma, e^\pm, \mu^\pm$ ) verschieden von denen der Hadronen. Gemeinsam ist jedoch die Bildung von neuen Teilchen bei einer inelastischen Wechselwirkung. Diese können ihrerseits wieder Teilchen produzieren (Schauerbildung), falls nur die Anfangsenergie genügend groß ist, um die Ruhmassen und eine ausreichende kinetische Energie der Subteilchen zu erzeugen ( $E \gg m$ ). Das bedeutet eine Aufteilung der ursprünglichen Energie auf viele Teilchen, so daß in einem Kalorimeter die Gesamtenergie deponiert werden kann und nicht etwa ein abgebremstes Teilchen den Detektor wieder verläßt. Teilchen, die keine Schauer bilden, sind Myonen (jedenfalls solange die Energie von  $\mu^\pm$  zu klein ist für die Erzeugung von Bremsstrahlung, siehe Abschnitt 2.2.1) und Neutrinos, die einen derart kleinen Wirkungsquerschnitt haben, daß sie nicht nachgewiesen werden können.

#### 2.1 Aufbau von Kalorimetern

##### Homogene Kalorimeter

Unter homogenen Kalorimetern versteht man solche Detektoren, bei denen das schauerbildende Material mit dem signalbildenden identisch ist. Der Vorzug solcher Kalorimeter ist die hohe Energieauflösung. Homogene Kalorimeter müssen aus Materialien gefertigt sein, die eine Messung der von den Teilchen hervorgerufenen Wechselwirkungen erlauben. Dabei kommen z. B. die im optischen Bereich durchlässigen Materialien NaI (Natriumjodid), Bleiglas, BGO (Wismut-Germaniumoxid) und auch Wasser in Frage. Es werden dabei die beim Durchgang der Teilchen erzeugten Photonen (durch Čerenkov-Strahlung oder Übergänge von angeregten Elektronen in den Grundzustand) etwa mit Photomultipliern nachgewiesen. Die genannten Stoffe sind entweder sehr teuer oder erfordern bei hohen Teilchenenergien Detektorausmaße, die kaum zu rechtfertigen sind. Ein anderer Nachteil ist in der schlechten Ortsauflösung zu sehen, da homogene Kalorimeter nur unter

hohem Aufwand genügend fein segmentiert werden können.

### Sampling-Kalorimeter

Einen guten Kompromiß im Hinblick auf die Detektordimensionen und die Energieauflösung bieten die sogenannten *Sampling-Kalorimeter* (engl. *sample*, Stichprobe). Solche Kalorimeter sind schichtweise zusammengesetzt, wobei sich ständig eine Schicht bestehend aus einem Absorber-Material hoher Massenzahl und eine Schicht mit „aktivem“ Auslesemedium abwechselt. Die zu messenden Teilchen sollen möglichst senkrecht auf die einzelnen Ebenen auftreffen, damit die sogenannten Sampling-Fluktuationen (siehe unten) klein bleiben. Als Absorber wird oft Eisen, Blei, Kupfer und auch Wolfram oder angereichertes Uran eingesetzt. In diesen Stoffen sollen die inelastischen Teilchenreaktionen stattfinden, die für die Schauerbildung verantwortlich sind. Durch die hohe Massenzahl ist der Wirkungsquerschnitt für inelastische Teilchenreaktionen groß (siehe unten) und die Schauer können sich auf relativ kurzen Strecken ausbilden (in Uran genügen 80cm Dicke, um einen 300 GeV-Pionenschauer zu 95% zu absorbieren [FAW89]). In den Ausleseschichten werden die zur Energiemessung benötigten Signale erzeugt, die elektronisch ausgelesen werden. Als Auslesemedien können Plastik-Szintillatoren oder Stoffe, die eine Ladungssammlung ermöglichen, zum Einsatz kommen. Da man nur eine Stichprobe des Schauers messen kann, spielen die *Sampling-Fluktuationen* für elektromagnetische Kalorimeter eine große Rolle, da diese die Energieauflösung maßgeblich begrenzen. Für hadronische Schauer ist dieser Effekt im Vergleich zu den intrinsischen Fluktuationen nicht so bedeutend.

Bei H1 wird ein sogenanntes LAr-Kalorimeter (*Liquid Argon*, Flüssiges Argon) verwendet. Die Absorber bestehen aus Blei bzw. Edelstahl. Das flüssige Argon wird von geladenen Schauerteilchen entlang deren Spur ionisiert. Die so erzeugten freien Ladungen werden in einem elektrischen Feld, in dem sich das Argon befindet, zu Kupferflächen (*Pads*) drifteten. Diese Ladungssammlung wird von der nachgeschalteten Elektronik gemessen. Abbildung 2.1 zeigt einen Schnitt durch die im H1-Kalorimeter anzutreffende Schichtstruktur.

Die Pads ermöglichen durch ihre geringe Größe (etwa  $3 \times 3$  bis  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  im elektromagnetischen und etwa  $8 \times 8$  bis  $13 \times 13 \text{ cm}^2$  im hadronischen Kalorimeter) eine hohe Ortsauflösung. Die einzelnen Pads sind zu „Türmen“ (engl. *tower*) zusammengefaßt, so daß sich die auf den Wechselwirkungspunkt zeigenden Spuren in der Geometrie widerspiegeln (Abbildung 2.2).

Diese Tower sind insgesamt in mehrere Sektionen unterteilt (z. B. vier im IFE1, fünf im IFH2), um die longitudinale Schauerausbildung in den verschiedenen Tiefen messen zu können. Eine durch einen Tower und durch eine Sektion definierte *Kalorimeterzelle* ist die kleinste getrennt auslesbare Einheit im Kalorimeter.

Das bei H1 benutzte flüssige Argon erfüllt zahlreiche Anforderungen an ein aktives Auslesemedium:

- Als Edelgas ist Ar chemisch stabil
- Ar besitzt eine kleine Elektronegativität und beeinträchtigt deshalb nicht die Beweglichkeit der Elektronen
- Die hohe Elektronenbeweglichkeit begünstigt die Auslesegeschwindigkeit und ermöglicht kurze Totzeiten

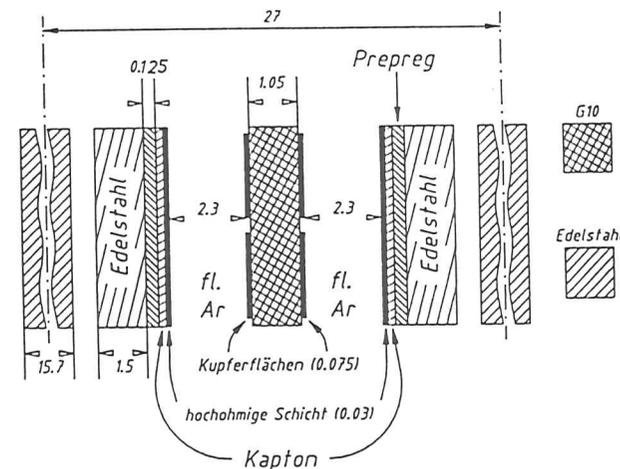
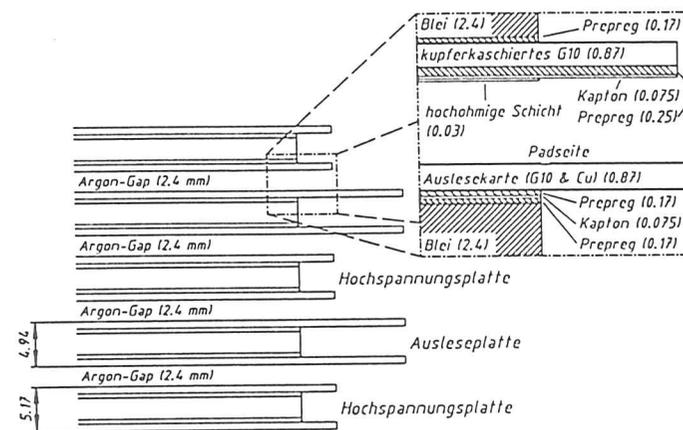


Abbildung 2.1: Schnitt durch die longitudinale Schichtstruktur im elektromagnetischen (oben) und hadronischen (unten) H1-Kalorimeter. Alle Maße in mm.

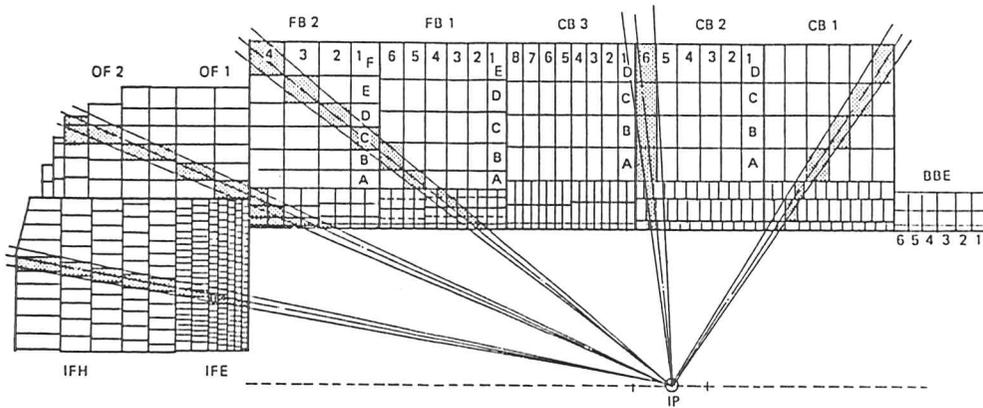


Abbildung 2.2: Segmentierung des H1-Kalorimeter

- Die im Gegensatz zu leichteren Edelgasen relativ niedrige Ionisationsenergie führt zu einer relativ guten Energieauflösung
  - LAr ist in hoher Reinheit preiswert erhältlich
  - LAr zeigt eine hohe Strahlungsresistenz
- Nachteilig ist, daß ein aufwendiger Kryostat nötig ist, in dem das LAr auf einer Temperatur von ungefähr 85K gehalten werden muß.

## 2.2 Teilchenschauer

Die in diesem Abschnitt besprochenen physikalischen Grundlagen zur Schauerbildung gelten allgemein und können somit auch auf das H1-Kalorimeter bezogen werden.

### 2.2.1 Elektromagnetische Schauer

#### Leptonen

Elektronen (und Positronen) verlieren beim Durchgang durch Materie einen Energieverlust, dessen Größe zum einen von der Anfangsenergie und zum anderen vom Material abhängt. In Abbildung 2.3 sind die Anteile der verschiedenen Wechselwirkungen in Blei dargestellt.

Während für Energien unterhalb von 10 MeV (für Blei) die Ionisation der Materie den dominierenden Verlustmechanismus darstellt, spielt oberhalb dieser Energie der Bremsstrahlungsprozeß die Hauptrolle. Der Energieverlust pro Längeneinheit wird in guter Näherung für Energien ab 1 GeV konstant. Dadurch kann eine material- und energieunabhängige Beschreibung hochenergetischer Elektronen ( $E > 1 \text{ GeV}$ ) auf einer Skala  $X_0$ , der Strahlungslänge, eingeführt werden. Dabei ist  $X_0$  als die Länge definiert, innerhalb

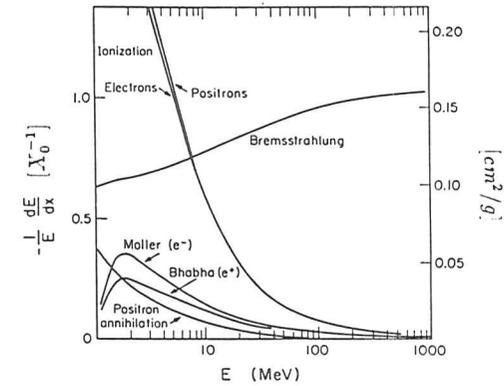


Abbildung 2.3: Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei nach [PDG90]

der ein Elektron im Mittel 63.2% seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert. Nach [TSA74] läßt sich die Strahlungslänge für  $Z \geq 5$  durch

$$\frac{1}{X_0} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] = \frac{4\alpha r_e^2 N_A Z^2}{A} \left[ \ln \left( \frac{184.15}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{Z} \ln \left( \frac{1194}{Z^{2/3}} \right) - 1.202\alpha^2 Z^2 + 1.0369\alpha^4 Z^4 - \frac{1.008\alpha^6 Z^6}{1 + \alpha^2 Z^2} \right] \quad (2.1)$$

- $\alpha$  : Feinstrukturkonstante
- $r_e$  : klassischer Elektronenradius in [cm]
- $N_A$  : Avogadro-Zahl
- $Z$  : Ladungszahl
- $A$  : Atommassenzahl in [g]

ausdrücken.

Eine handliche Näherungsformel der Strahlungslänge für  $e^\pm$  wird von [AMA81] angegeben:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \left( \frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.2)$$

Ersetzt man den klassischen Elektronenradius

$$r_e = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = \frac{e^2}{m_e c^2} \quad (\text{in CGS-Einheiten})$$

in Gleichung 2.1 durch den entsprechenden Wert für Myonen ( $m_\mu \approx 200m_e$ ), so sieht man, daß bei Energien unterhalb einiger 100 GeV der Energieverlust von Myonen durch Bremsstrahlung vernachlässigbar klein ist.

Einige Materialkonstanten					
Material	$A$ [g]	$Z$	$\rho$ [ $g\ cm^{-3}$ ]	$X_0$ [cm]	$\lambda_0$ [cm]
Aluminium	26.98	13	2.70	8.9	39.4
Eisen	55.85	26	7.87	1.76	16.76
Blei	207.19	82	11.35	0.56	17.09
LAr	39.95	18	1.40	14.0	83.71
G 10			1.7	19.4	53.1
$\langle EC \rangle$				$\approx 1.8$	$\approx 33$
$\langle HC \rangle$				$\approx 3.4$	$\approx 23$

Tabelle 2.1: Einige Konstanten für Materialien, die im H1-Detektor verwendet werden. Dabei ist G 10 ein Leiterplattenmaterial,  $\langle EC \rangle$  und  $\langle HC \rangle$  bezeichnen das gemittelte elektromagnetische bzw. hadronische Kalorimeter. Werte nach [PDG90].<sup>1</sup>

In Tabelle 2.1 sind Werte von Strahlungslängen für einige Stoffe angegeben.

### Photonen

Die Energieverlustmechanismen von Photonen können mit Abbildung 2.4 studiert werden.

Bei kleinen Photon-Energien ( $E < 1\text{MeV}$ ) spielt der Photoeffekt für den Energieverlust die größte Rolle. Im Bereich um  $1\text{MeV}$  verlieren Photonen hauptsächlich durch den Compton-Effekt Energie. Ab  $1.02\text{MeV}$  können Photonen Elektron-Positron-Paare im Coulombfeld von Kernen und zum kleinen Teil im Feld von Elektronen erzeugen. Die Paarzeugung dominiert für Energien oberhalb von  $1\text{GeV}$  so stark, daß dort die anderen Prozesse relativ dazu keine Rolle mehr spielen. Im Mittel erzeugen 63.2% aller Photonen auf einer Strecke von  $(9/7)X_0$  ein Elektron-Positron-Paar [KLE87]. Die Paarzeugung bildet zusammen mit der Bremsstrahlung die Grundlage für die Entwicklung von Teilchenschauer, da dabei eine Teilchenvervielfachung hervorgerufen wird.

### Beschreibung elektromagnetischer Schauer

Die vielen Mechanismen des Energieverlustes für niederenergetische Elektronen, Positronen und Photonen können näherungsweise zu einem quasikontinuierlichen Prozeß zusammengefaßt werden. Der Energieverlust pro Strahlungslänge ist weitgehend konstant und kann mit [AMA81]

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -\frac{E_c}{X_0} \quad (2.3)$$

genähert werden, wobei die kritische Energie als

$$E_c [\text{MeV}] \simeq \frac{550}{Z} \quad \left( \frac{\Delta E_c}{E_c} \simeq \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.4)$$

angenommen werden kann. Bei der kritischen Energie sind die Energieverluste des Elektrons durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß.

<sup>1</sup>Die mittleren Größen  $\langle EC \rangle$  und  $\langle HC \rangle$  sind mit Berücksichtigung der angegebenen Daten und der Plattendicken der einzelnen Stoffe in den jeweiligen Kalorimetern berechnet.

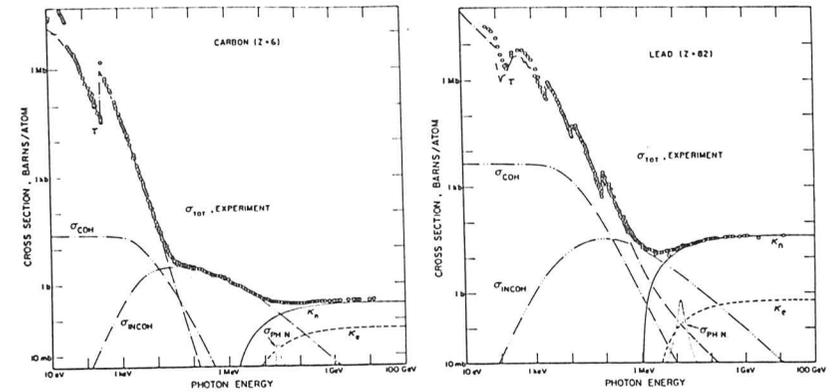


Abbildung 2.4: Totaler Wirkungsquerschnitt für Photonen in Kohlenstoff und Blei als Funktion der Energie nach [PDG90] mit

- $\tau$  : atomarer Photoeffekt
- $\sigma_{COH}$  : kohärente Rayleigh-Streuung
- $\sigma_{INCOH}$  : inkohärente Compton-Streuung
- $\kappa_n$  : Paarzeugung im Kernfeld
- $\kappa_e$  : Paarzeugung im Elektronfeld
- $\sigma_{PH.N.}$  : photonukleare Absorption

Die Möglichkeit der Energiemessung mit Kalorimetern basiert auf der in guter Näherung gültigen Proportionalität der totalen Spurlänge  $T$  aller Schauerteilchen mit der Anfangsenergie  $E_0$  [AMA81]:

$$T = F(z) \frac{E_0}{E_c} X_0 \quad (2.5)$$

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

$$z = 4.58 \frac{Z E_S}{A E_c}$$

$E_S$  = Energie-Anschwelle des Detektors für  $e^\pm$

Die Energieverteilung, die proportional zu der longitudinalen Spurlängen-Verteilung ist, kann wie folgt angegeben werden [LON75]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt}, \quad t = \frac{x}{X_0} \quad (2.6)$$

$E_0$  [GeV] : Energie des Primärteilchens

Die energieabhängigen Parameter  $\alpha$  und  $b$  wurden für  $5\text{GeV}$ -Photonen in Bleiglas angepaßt und betragen dort

$$\alpha \simeq 0.5$$

$$b = \alpha/t_{max}.$$

Das Schauerrmaximum  $t_{max}$  bildet sich in der Tiefe

$$t_{max} = 1.0 \left[ \ln \left( \frac{E}{E_c} \right) - 1 \right] \quad (2.7)$$

aus [FAB85].

Durch Vielfachstreuung weitet sich der elektromagnetische Schauer lateral auf. Es ist naheliegend, auch für die laterale Schauerverteilung eine materialunabhängige Beschreibung zu suchen. Betrachtet man Elektronen der Energie  $E_c$  in der Theorie der Vielfachstreuung, kann man den *Molière-Radius*  $R_M$  auf der Längenskala  $X_0$  definieren [AMA81]. Es ist

$$R_M = \frac{21 MeV}{E_c} X_0. \quad (2.8)$$

Man findet, daß ein elektromagnetischer Schauer etwa 95% seiner Energie innerhalb eines Zylinders um die Schauerachse (Spur des Primärteilchens) mit einem Radius von  $2R_M$  enthält [LOH83].

Die anhand der bisherigen Betrachtungen gefundenen wichtigsten Eigenschaften elektromagnetischer Schauer seien hier zusammengefaßt:

- Die longitudinale Schauerentwicklung kann mit der Strahlungslänge  $X_0$  beschrieben werden (Glg. 2.1 und 2.2).
- Die laterale Ausbreitung eines Schauers skaliert in Molière-Radien  $R_M$  (Glg. 2.8).
- Das meßbare Signal ist der einfallenden Energie proportional (Glg. 2.5).
- Die Schauertiefe wächst logarithmisch mit der Energie des einfallenden Teilchens (Glg. 2.7).

### 2.2.2 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Schauern sind die durch Hadronen induzierte Schauer komplexer, und eine detaillierte Darstellung ist schwierig. Dennoch können hadronische Schauer mit phänomenologischen Überlegungen beschrieben werden, so daß die Schauerentwicklung – mit einigen Schlußfolgerungen – verständlich wird.

Ein Hadron reagiert wegen seiner hohen Masse (z. B.  $m_\pi = 139 MeV$ ) praktisch nur durch die starke Wechselwirkung inelastisch mit der Materie. Bis zur inelastischen Reaktion an einem Atomkern verliert ein geladenes Hadron Energie vorwiegend durch Ionisation der Materie. Trifft ein hochenergetisches Hadron auf einen Kern, wird es im allgemeinen Kern-Spallation verursacht [WIG86]. Das einfallende Hadron wird mit einem Nukleon kollidieren, das innerhalb des Kerns weitere Nukleonen treffen kann. So entsteht eine Kaskade hochenergetischer Nukleonen, wobei auch Mesonen und andere Hadronen erzeugt werden, falls die Energie genügend hoch ist. Einige dieser Teilchen können die Kernbindungsenergie überwinden und entkommen. Die anderen verteilen ihre Energie auf den Rest-Kern. Der zweite Schritt der Spallation besteht aus der Abregung des angeregten Kerns. Dabei werden hauptsächlich Nukleonen „abgedampft“ bis die Bindungsenergie für ein Nukleon zu groß wird. Die noch verbleibende Anregungsenergie wird dann in Form von Photonen im  $MeV$ -Bereich abgeben.

Die bei diesen Reaktionen entstehenden  $\pi^0$  zerfallen sofort ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma [98.8\%], \pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^- [1.2\%]$ ), so daß elektromagnetische Subschauer innerhalb des hadronischen Schauers entstehen können.

Ein weiterer möglicher Prozeß ist die Kernspaltung, die eher bei schweren Kernen auftritt [WIG86]. Die Spaltung kann auch eine Folge der Spallation sein, wenn die Anregungsenergie hoch ist.<sup>2</sup>

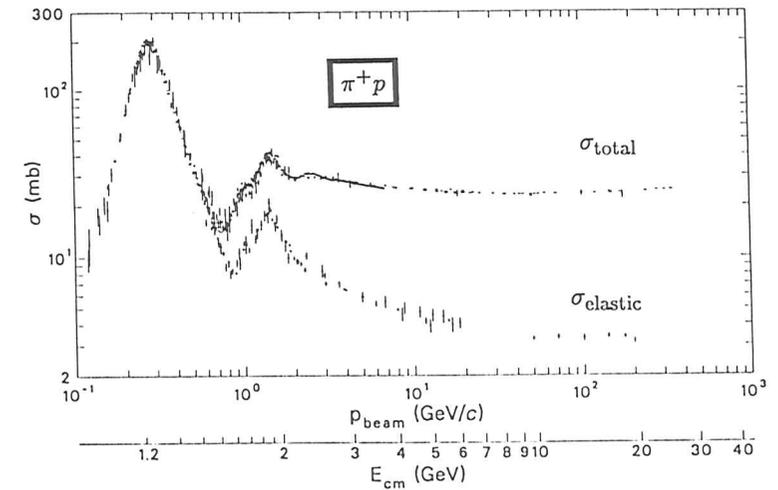


Abbildung 2.5: Totaler  $\pi^+ p$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion des Impulses und der Schwerpunktsenergie [PDG90]

Die Schauerdimensionen werden durch den Wirkungsquerschnitt der inelastischen, schauerbildenden Reaktionen der Hadronen an den Nukleonen im Kern bestimmt. In Abbildung 2.5 ist der Wirkungsquerschnitt für die inelastische  $\pi^+ p$ -Wechselwirkung als Funktion des Impulses aufgetragen. Ab etwa  $2 GeV/c$  wird der Wirkungsquerschnitt in guter Näherung konstant. Dies rechtfertigt die Einführung einer energieunabhängigen Längenskala, der mittleren freien Weglänge bis zu einer inelastischen Wechselwirkung. Damit kann die hadronische Schauerentwicklung wie die der elektromagnetischen auf einer material- und energieunabhängigen Skala beschrieben werden. Diese *nukleare Absorptionslänge*  $\lambda_0$  ist durch [PDG90]

$$\lambda_0 \left[ \frac{g}{cm^2} \right] = \frac{A}{N_A \bar{\sigma}} \approx 35 A^{1/3} \quad (2.9)$$

gegeben. Der in Gleichung 2.9 angegebene Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}$  ist nicht zu verwechseln mit dem Wirkungsquerschnitt aus Abbildung 2.5. Die Nukleonen sind in Atomkernen konzentriert, so daß die sich auf der Kernoberfläche befindlichen Nukleonen die

<sup>2</sup>Spaltung kann in Uran auch durch Neutronen mit einer Energie der Größenordnung von  $100 MeV$  initiiert werden. Dabei werden wieder Neutronen freigesetzt, die mit wasserstoffhaltigen Auslesemedien registriert werden können.

dahinterliegenden verdecken. Insgesamt verringert sich der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Wechselwirkung um einen Faktor, der von der Atommasse abhängt (dabei ist  $\bar{\sigma} \propto A^{0.71}$  [PDG90]). In Tabelle 2.1 sind Absorptionslängen für einige Materialien angegeben.

Die longitudinale Ausdehnung des Schauers, in dem 95% der Energie enthalten ist, kann experimentell mit [FAB85]

$$L_{95\%}[\lambda_0] \simeq 0.2 \ln E_0[\text{GeV}] + 2.5 E_0[\text{GeV}]^{0.13} + 0.7 \quad (2.10)$$

beschrieben werden ( $E_0$  ist die Energie des schauerbildenden Primärteilchens). Die laterale Schauerenausdehnung ist näherungsweise [FAB85] durch

$$R_{95\%}[\lambda_0] \simeq 1 \quad (2.11)$$

bestimmt. Innerhalb eines Zylinders mit einem Radius  $R_{95\%}$  sind 95% der Energie  $E_0$  enthalten. Ähnlich wie für elektromagnetische Schauer kann auch ein mittlerer hadronischer Schauer parametrisiert werden. Eine Möglichkeit wird in [INO88] angegeben:

$$\frac{dE}{dx}(x) = E_0 \alpha \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} x^a e^{-bx} + (1-\alpha) g e^{-gx} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} x[\lambda_0] &: \text{ Schauertiefe vom Schauerstartpunkt aus} \\ E_0[\text{GeV}] &: \text{ Energie des Primärteilchens} \\ \alpha &= 0.16 \\ b &= 0.395/X_0 + 0.022/X_0 \ln E_0[\text{GeV}] \\ a &= 1.15 + 0.54 \ln E_0[\text{GeV}] \\ g &= 2.86/\lambda_0 - 0.50/\lambda_0 \ln E_0[\text{GeV}] \\ &(\lambda_0 \text{ und } X_0 \text{ in [cm]}) \end{aligned}$$

Durch die vielfältigen Wechselwirkungen variiert das hadronische Schauerprofil sehr viel stärker als das elektromagnetische. Gleichung 2.12 kann daher nur im statistischen Mittel richtig sein und für einen Einzelfall nicht herangezogen werden.

Für hadronische Schauer ist eine Angabe der totalen Spurlänge wie in Gleichung 2.5 nicht sinnvoll, da die Zahl der verschiedenen Teilchensorten stark variiert. Aus diesem Grund gibt es auch keinen einfachen Zusammenhang zwischen der Energie des einlaufenden Teilchens und des insgesamt meßbaren Signals. Die meßbare Energie wird durch mehrere Effekte verringert [FAW89]:

- Die Kernbindungsenergie von  $\approx 8 \text{ MeV}$  pro Nukleon muß bei der Freisetzung der Teilchen überwunden werden. Die so gebildeten und geladenen Teilchen ( $\alpha, p, \dots$ ) verlieren nur ihre kinetische Energie (bis zur nächsten inelastischen Wechselwirkung) über Ionisation.
- Die durch mögliche Zerfälle entstehenden hochenergetischen Myonen und Neutrinos deponieren wenig bzw. keine Energie und entkommen aus dem Detektorvolumen.
- Die entstehenden  $\gamma$ -Quanten werden isotrop abgestrahlt und erreichen häufig nicht das aktive Medium.

- Die bei der starken Wechselwirkung entstehenden Neutronen können das Auslesemedium nicht ionisieren und tragen daher nicht zum Signal bei. In wasserstoffhaltigen Auslesematerialien (Plastiksintillatoren) können Neutronen jedoch mittels Protonrückstoß meßbar wechselwirken.

## 2.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung des Kalorimeters wird durch physikalische und technische Detektoreigenschaften beeinflusst. Unter die technischen Eigenschaften fallen die Ausmaße des Detektors. Durch mögliche Schauerleckagen kann sich die Energieauflösung verschlechtern ( $dE/E \propto E^{-\alpha}$ ,  $\alpha \approx 1/2$  [FAB85]). Unterschiedliche Kalibration der verschiedenen Auslesekanaäle tragen ebenfalls zur Verschlechterung der Auflösung bei ( $dE/E = \text{const}$ ). Bei kleinen Energien spielt das Rauschen in der Elektronik eine Rolle ( $dE/E \propto 1/E$ ). Inhomogenitäten wie tote Kanäle und unregelmäßiger Aufbau (z. B. wegen Befestigungsstangen und Abstandshalter) liefern für verschiedene Einschuforte unterschiedliche Auflösungen. Andere Einflüsse hängen von der Schauerart ab und werden im folgenden kurz erläutert.

### 2.3.1 Auflösung elektromagnetischer Kalorimeter

#### Intrinsische Fluktuationen

Ein Detektor kann Teilchen erst ab einer (kleinen) Mindestenergie nachweisen. Daher ist die totale Spurlänge der Teilchen nur im Mittel der meßbaren Energie proportional (Gleichung 2.5). Die dadurch eingeführten statistischen Schwankungen sind nur klein und tragen zur Gesamtauflösung etwa  $dE/E \approx 1\%/\sqrt{E}[\text{GeV}]$  bei [FAB85].

In Sampling-Kalorimetern mit gasförmigen Auslesemedien treten verhältnismäßig große *Weglängenfluktuationen* auf. Es kann vorkommen, daß z. B. ein Elektron, das stark gestreut wurde, einen relativ langen Weg im aktiven Medium parallel zu den Plattenebenen zurücklegt. Diese liefern ein großes Signal und verschlechtern durch ihr statistisches Erscheinen die Auflösung [FAB85]. Diese Fluktuationen sind im H1-Kalorimeter klein.

#### Sampling-Fluktuationen

Da die Teilchenerzeugung statistischen Schwankungen unterworfen ist, wird man bei der Auslese einer Stichprobe ebenfalls statistisch schwankende Größen messen. Wenn die Zahl der Durchquerungen  $N_x$  von  $\epsilon^\pm$  durch die Absorberplatten

$$\begin{aligned} N_x &= \frac{T}{d} \\ T &: \text{ Totale Spurlänge nach Glg. 2.5} \\ d &: \text{ Dicke der passiven Platten} \end{aligned}$$

gegeben ist, dann kann die Energieauflösung mit

$$\frac{dE}{E} = \frac{dN_x}{N_x} = \frac{1}{\sqrt{N_x}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.13)$$

$E$  : Anfangsenergie in  $\text{GeV}$

beschrieben werden [FAB85]. Die Sampling-Fluktuationen liefern den größten Beitrag zur resultierenden Energieauflösung für elektromagnetische Schauer.

### 2.3.2 Auflösung hadronischer Kalorimeter

#### Intrinsische Fluktuationen

Durch die Vielzahl möglicher Prozesse, die zu einer Teilchenvervielfachung führen, kann die Schauerzusammensetzung von Ereignis zu Ereignis stark schwanken. Damit variiert auch das auslesbare Signal, das durch die unterschiedlichen geladenen Teilchen produziert wird. Durch die statistisch schwankende Zahl der erzeugten  $\pi^0$  entstehen sich von Fall zu Fall ändernde Anteile von elektromagnetischen Subschauern. Im H1-Kalorimeter ist bei gleichen Primärenergien das meßbare Signal von elektromagnetischen Schauern größer als das von hadronischen. In diesem Fall wirken sich die  $\pi^0$ -Fluktuationen nachteilig auf die Energieauflösung aus.

Für hadronische Kalorimeter sind die intrinsischen Fluktuationen die dominierenden Einflüsse. Diese Fluktuationen tragen zur Auflösung mit

$$\frac{dE}{E} \simeq \frac{45\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (2.14)$$

bei [FAB85].

Wenn es gelingt, die Signalantwort für elektromagnetische Subschauer der der hadronischen anzugleichen, kann die Auflösung stark verbessert werden. Bei H1 wird dazu die hohe Ortsauflösung des Kalorimeters ausgenutzt. Durch die unterschiedlichen Schauer- ausdehnungen (elektromagnetische Schauer sind wesentlich kompakter als hadronische) können die unterschiedlichen Schauerkomponenten nach der Signalauslese erkannt und verschieden gewichtet werden [H1C89]. Damit wird nachträglich mit Softwaremethoden eine *Kompensation* erreicht, d. h. das Signal der hadronischen und elektromagnetischen Schauer wird bei gleicher Teilchenenergie im Mittel gleich groß.

#### Sampling-Fluktuationen

Wie schon im elektromagnetischen Kalorimeter spielen auch hier die *Sampling-Fluktuationen* eine Rolle. Diese können ebenfalls nach Gleichung 2.13 angegeben werden [FAB85]. Diese Fluktuationen sind für die Auflösung des H1-Kalorimeters weniger maßgeblich als die intrinsischen.

## 2.4 Kalibration

### 2.4.1 Von der Messung der Ladung zur Energiebestimmung

In diesem Abschnitt werden kurz die einzelnen Schritte zur Kalibration speziell des H1-Kalorimeters vorgestellt. Die geladenen Schauerteilchen ionisieren das LAr längs ihrer Spur. Die so erzeugten Elektronen driften in einem angelegten elektrischen Feld von ca.  $1\text{ kV/mm}$  mit einer Driftgeschwindigkeit von etwa  $5\text{ mm}/\mu\text{s}$  zur Anode und rufen dort über den Hochspannungsstromkreis einen Strompuls hervor. Die positiv geladenen Argon-Ionen verfügen nicht über die hohe Beweglichkeit der Elektronen, so daß sie nicht

zu dem ersten und schnell meßbaren Strompuls beitragen. Dieser Strom integriert über die Driftzeit der Elektronen ergibt somit die Hälfte der von den Schauerteilchen erzeugten Ladung [WIL74].

Zur Datennahme wird dieses elektronische Signal in Zahlenwerte umgewandelt (mittels ADC; engl. *Analog Digital Converter*). Die Speicherung der stattgefundenen Ereignisse beruht auf diesen Zahlenwerten. Die gespeicherte Kalorimeter-Information wird dann in mehreren Schritten ausgewertet:

- Der digitale Zahlenwert (ADC-Wert) pro Kanal wird in den dazugehörigen Ladungswert umgeformt (z. B. in  $pC$ ).
- Die so erhaltene Ladung pro Kanal kann zur „sichtbaren“ Energie im LAr (d. i. die meßbare Ionisationsenergie) umgerechnet werden.
- Aus der Ionisationsenergie oder direkt aus der Ladung muß dann die insgesamt in der Kalorimeterzelle deponierte Energie bestimmt werden. Dabei werden die aus den verschiedenen Kalibrationsverfahren gewonnenen Umrechnungsfaktoren berücksichtigt, um die Energie des einlaufenden Teilchens bzw. Jets zu erhalten.

#### Ladungseichung

Die Eichung der ADC-Werte auf die entsprechenden Ladungen wird mit definierten Ladungspulsen vorgenommen. Je ein Kalibrationskondensator pro Kanal mit einem relativen Fehler von weniger als 1% dient der Bestimmung der Ladung. Nachdem die Kondensatoren mit einer Referenzspannung aufgeladen sind, kann eine bekannte Ladungsmenge an die Ausleseelektronik abgegeben werden. Die dann geformten ADC-Werte sind der eingespeisten Ladungsmenge näherungsweise proportional. Die so gefundene Eichkurve beschreibt die Ladungseichung (Siehe auch [H1P86,BIN89]).

#### Energieeichung

Die Energieeichung erfolgt durch den Einschuß von einzelnen Teilchen bekannter Energie in ein Testkalorimeter. Die Abhängigkeit der Energie von der Ladung kann beispielsweise mit [H1C89,BIN89]

$$E = c_{EC} \sum_{i,EC} Q_i + c_{HC} \sum_{i,HC} Q_i \quad (2.15)$$

bestimmt werden, wobei die Summe über die Ladungen im elektromagnetischen ( $EC$ ) bzw. hadronischen ( $HC$ ) Kalorimeter ausgeführt wird. Die Eichkonstanten  $c_{EC}, c_{HC}$  werden mit Pionen (und zusätzlich  $c_{EC}$  für Elektronen) ermittelt. Zur Gewichtung unterschiedlicher Schaueranteile können beispielsweise die Parameter  $\alpha, \alpha', \beta', A_i$  und  $B_i$  eines Ansatzes

$$E/Q = A_1 + A_2 e^{-\alpha Q} \quad (EC) \quad (2.16)$$

$$E/Q = B_1 + B_2 e^{-\alpha' Q} + B_3 e^{-\beta' Q} \quad (HC) \quad (2.17)$$

aus Testdaten ermittelt werden. Nähere Einzelheiten dazu können z. B. in [H1C89,BIN89] nachgelesen werden.

### Interkalibration

Die verschiedenen Kalorimeterzellen sollen bei gleichen Energien auch auf die gleiche gemessene Energie führen. Dies erfordert eine gute Interkalibration der elektronischen Kanäle. Die Gleichförmigkeit der Signale bei gleichen Ladungsmengen kann mit kosmischen Myonen geprüft werden, sofern diese einigermaßen senkrecht zu den Sampling-Schichten einlaufen.

#### 2.4.2 Kalibration mit HERA-Ereignissen

Die Kalibration des Kalorimeters muß ständig geprüft werden, damit die Energiemessung nicht durch Signalveränderungen im Laufe der Zeit verfälscht wird. Weiterhin ist es wünschenswert, die vorhandenen Kalibrationsdaten von Testmodulen in bestimmten Bereichen zu ergänzen. Bei Eichmessungen im Teststrahl kann man die Bedingungen, wie sie bei H1 erwartet werden, nur näherungsweise nachbilden. Ein Testkalorimeter kann beispielsweise nur mit Jets bestrahlt werden, deren Teilchenzusammensetzung denen der Jets in HERA-Ereignissen höchstens ähnlich ist. Ebenso fehlen zuverlässige Eichdaten für Teilchen kleiner Energie ( $E \lesssim 10 \text{ GeV}$ ). Man wird daher HERA-Ereignisse auch nach Gesichtspunkten der Kalibration auswerten.

Für die elektromagnetische Eichung denkt man z. B. an Ereignisse, in denen die Teilchenresonanz  $J/\Psi$  erzeugt wird. Das  $J/\Psi$  zerfällt mit einem Anteil von ca. 7% in ein Elektron-Positron-Paar mit einer Gesamtenergie von  $E = m_{J/\Psi} = 3.097 \text{ GeV}$  (ohne Bewegungsenergie). Wenn diese Ereignisse selektiert werden können, stehen Elektronen und Positronen mit wohlbekannter Energie zur Verfügung.

Zwei Möglichkeiten der hadronischen Kalibration mit HERA-Ereignissen werden in den Kapiteln 4 und 5 behandelt.

## Kapitel 3

# Ereignis- und Detektorsimulation

Die Entwicklung von Analyseprogrammen und die Vielfalt der physikalischen Fragestellungen im Zusammenhang mit Detektoren erfordern Simulationsalgorithmen. So erlauben Monte-Carlo-Programme z. B. den Test von Software zur Auswertung von Ereignissen, bevor im Experiment auch nur eine einzige Messung gemacht wurde. Hierbei „würfeln“ diese Programme physikalische Abläufe unter Berücksichtigung bekannter Gesetzmäßigkeiten und ermöglichen so die Beantwortung komplexer Fragen, was mit direkten analytischen Methoden nicht möglich wäre.

Für die vorliegende Arbeit sind Simulationsprogramme unerlässlich gewesen. Deshalb werden in den nächsten Abschnitten die von mir benutzten „Werkzeuge“ vorgestellt und erläutert.

### 3.1 Ereignisgeneratoren

Ein Ereignisgenerator soll die physikalischen Ereignisse simulieren, die die Grundlagen für darauffolgende Detektorsimulationen bilden. Das Prinzip solcher Generatoren beruht auf der Berechnung von Wirkungsquerschnitten vorgewählter Ereignistypen. Da die Ereignisse oft mit verschiedenen Modellen beschrieben werden können, sind gewöhnlich mehrere Ansätze im Programm wählbar bzw. verschiedene Programmpakete verfügbar. Für viele Studien werden Generatoren benötigt, die ganz spezielle Reaktionen simulieren. Als Beispiel seien Ereignisse zur Erzeugung schwerer Quarks oder die Simulation von Untergrundereignissen für Triggerstudien genannt.

In dieser Arbeit wurde das Programmpaket LEPTO 5.2 mit JETSET 6.3 als Ereignisgenerator verwendet [LEP87]. Während LEPTO die Ereignisse auf der Basis der Lepton-Nukleon-Wechselwirkung im Parton-Modell generiert, simuliert das JETSET-Programm die Fragmentation der Quark-Endzustände in Hadronen nach einem String-Modell [SJO82].<sup>1</sup> Für die Studien in dieser Arbeit wurde das Programm mit folgenden Parametern und Einstellungen betrieben:

- Ereignistyp: NC, d. h. Wechselwirkung durch  $\gamma$ ,  $Z^0$ , und  $\gamma/Z^0$ -Interferenz
- Beschreibung der Wechselwirkung durch ein Parton-Schauer-Modell<sup>2</sup> (siehe [BEN87]).

<sup>1</sup>Es wird das sogenannte *Lund String Model* benutzt, das ursprünglich für die  $e^+e^-$ -Streuung entwickelt wurde. An dieser Stelle werden auch z. B. die Zerfälle von Resonanzen berücksichtigt.

<sup>2</sup>Die exakte Berechnung des Matrixelementes in der Störungstheorie höherer Ordnungen ist nicht

- Protonstrukturfunktionen parametrisiert nach Eichten, Hinchliffe, Lane und Quigg (EHLQ Set 1)<sup>3</sup> [EIC84]
- Bjorken- $y$  im Bereich  $0 \leq y \leq 1$
- QED-Strahlungskorrekturen sind nicht berücksichtigt
- Keine Polarisation des Elektrons
- Impuls des einlaufenden Elektrons  $p_e = -30 \text{ GeV}/c$
- Impuls des einlaufenden Protons  $p_p = 820 \text{ GeV}/c$

Die Güte von Ergebnissen aus Monte-Carlo-Rechnungen wird von der Genauigkeit der Simulation beeinflusst. Dabei können Fehler bei

- Annahmen über die Proton-Strukturfunktion,
- der Bestimmung der Übergangsmatrix bzw. der Parton-Kaskade und
- der Fragmentierung in Hadronen

eine Rolle spielen. Das Programmpaket LEPTO/JETSET kann daher als ein Modell verstanden werden, das HERA-Ereignisse generiert, wobei für kritische Anwendungen (z. B. Ereignisse bei sehr kleinem  $x$ ) die Beschreibung ungenau werden kann.<sup>4</sup>

Mit diesen Modellen und Parametern wurden verschiedene Datensätze generiert. Diese unterscheiden sich durch die jeweilige untere Grenze für den Impulsübertrag und der Bjorken- $x$  Variablen.

### 3.2 Detektorsimulation

Zur Untersuchung von Detektoreigenschaften existieren verschiedene Programmpakete, die nach unterschiedlichen Konzepten arbeiten. Das genaueste Ergebnis liefert die möglichst vollständige Verfolgung jeder einzelnen Teilchenspur in einer exakten Geometriebeschreibung. Der Nachteil der sehr langen Rechendauer wird von Programmen behoben, die entweder eine einfache Detektorgeometrie benutzen oder die Teilchenschauer parametrisieren oder beide Vereinfachungen kombinieren.

Einen kleinen Eindruck von der Simulation von HERA-Ereignissen im H1-Detektor gewinnt man in Abbildung 3.1, in dem zwei typische Ereignisse zu sehen sind. Die Flächen der Quadrate in den Kalorimeterzellen entsprechen den Größen der entsprechenden Energieeinträge.

möglich, so daß die ganze Vielfalt der auftretenden Prozesse nicht beschrieben werden kann. Das *Parton Shower Model* schließt diese Lücke auf der Basis einer Beschreibung der effektiven Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung in niedrigster Ordnung (führende  $\log$  Näherung).

<sup>3</sup>Für die Simulation wird u. a. die Wahrscheinlichkeit gesucht, die Quarks und Gluonen in einem bestimmten  $x + \delta x$  - Intervall zu finden. Die notwendigen Funktionen sind parametrisiert; die Parameter wurden aus Messungen ermittelt. Die Beschreibung in schlecht bekannten kinematischen Regionen gewinnt man durch Extrapolation.

<sup>4</sup>Die Ungenauigkeiten kommen aus fehlenden Meßdaten; HERA soll ja die Kenntnisse erweitern.

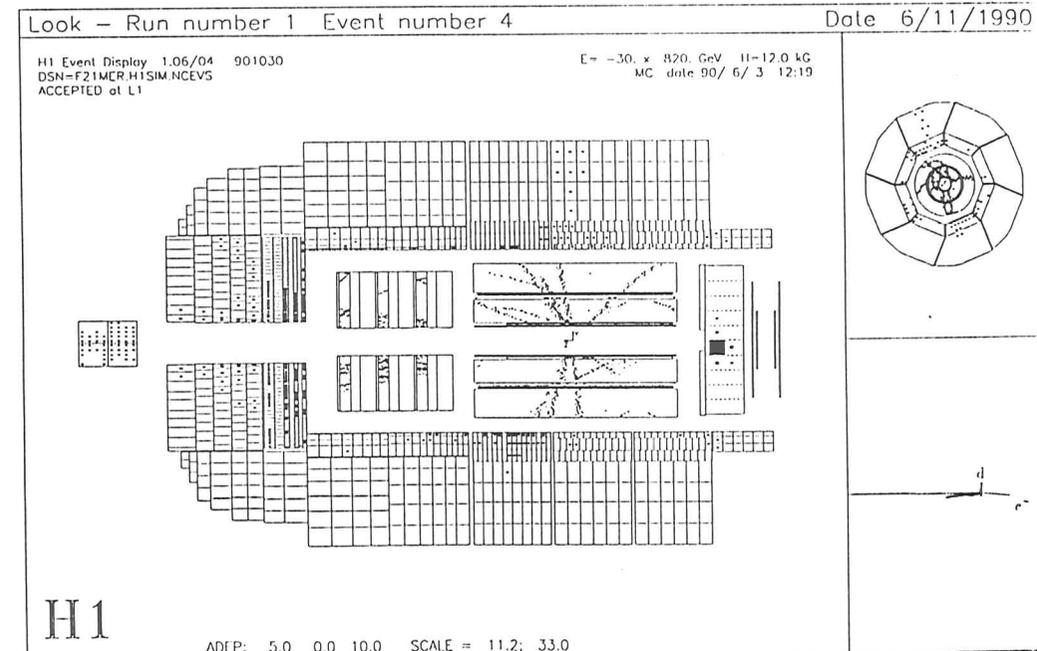
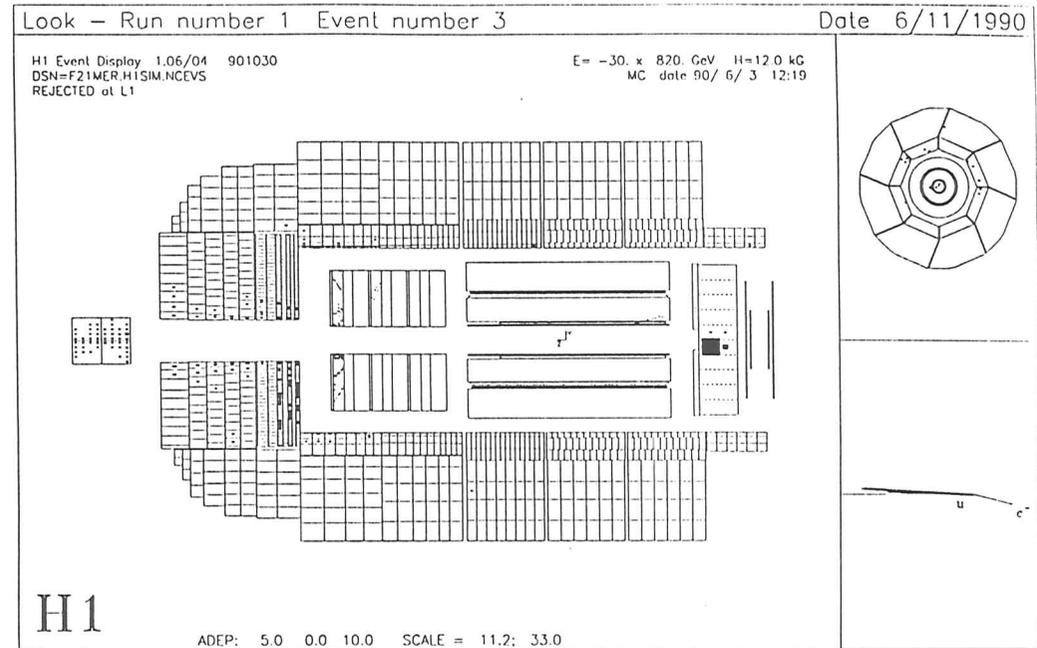


Abbildung 3.1: Zwei HERA-Ereignisse im H1-Detektor simuliert mit H1SIM. OBEN:  $x = 0.16, y = 0.003, Q^2 = 49.5 \text{ GeV}^2$ ; UNTEN:  $x = 0.0003, y = 0.23, Q^2 = 6.25 \text{ GeV}^2$ . Die Flächen der Quadrate in den Kalorimeterzellen sind den jeweiligen Energieeinträgen proportional. In den kleinen Bildern (jeweils rechts) ist ein Querschnitt des Detektors und eine Skizze der Teilchenspuren (nach Generatordaten) zu sehen.

### 3.2.1 Detaillierte Simulation

Das Software-Paket GEANT (BRU87) ermöglicht die Definition der Geometrie und der Materialkonstanten eines Detektors. In Abbildung 3.2 kann man die detaillierte Beschreibung des H1-Detektors erkennen. Für die H1-Kollaboration wurden die Programmpakete GEANT und GHEISHA<sup>5</sup> (FES85) zur hadronischen Schauerbeschreibung kombiniert und zusammen mit der Geometriebeschreibung des H1-Detektors in H1SIM<sup>6</sup> integriert. Die von einem Ereignisgenerator vorgegebenen Viererimpulse von Teilchen bilden die Ausgangsbasis der jeweiligen Spurverfolgung. Dabei wird nach den absoluten Wirkungsquerschnitten die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion im Detektormaterial berechnet. Daraus wird der Flugweg des Teilchens bis zu dieser Reaktion und der Energieverlust ermittelt. Bei einer inelastischen Reaktion kann es zur Erzeugung weiterer Teilchen kommen und das ursprüngliche kann vernichtet werden. Die neuen Teilchen müssen wieder einzeln verfolgt werden. Dieser Vorgang wird solange fortgesetzt, bis die jeweilige Teilchenenergie unter einen einstellbaren Schwellenwert absinkt. Der Rechenzeitbedarf ist deswegen proportional zu der totalen Spurlänge aller entstehenden Teilchen und wächst linear mit der Energie des einfallenden Teilchens (für IBM 3090 in der Größenordnung  $1s/GeV$ ).

### 3.2.2 Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern

Eine deutliche Reduzierung der notwendigen Rechenzeit erreicht man mit einer parametrisierten Schauerbeschreibung. Die notwendigen Parameter werden durch die detaillierte Simulation und durch Messungen angepaßt. Eines der Monte-Carlo-Programme, das das Konzept der parametrisierten Schauer verfolgt, ist GFLASH<sup>7</sup> (RUD89). Dieses Programm ist ebenfalls in H1SIM integriert. GFLASH wird aufgerufen, wenn ein Teilchen in der GEANT-Simulation eine inelastische Reaktion erleidet. Der dabei entstehende Schauer wird dann durch eine Funktion beschrieben, die die weitere Spurverfolgung ersetzt. Der Rechenzeitbedarf wird damit stark (Faktor  $\approx 10^2$  für ein typisches HERA-Ereignis) reduziert.

## 3.3 Schnelle H1-Simulation

Die Detektor-Simulation von vielen Ereignissen (einige 10 000) z. B. mit GFLASH bedarf trotz Schauerparametrisierung noch so viel Rechenzeit, daß Untersuchungen mit hoher Statistik nicht praktikabel sind. Deswegen wird in der H1-Kollaboration ein schnelles Detektor-Monte-Carlo-Programm P.S.I.<sup>8</sup> benutzt (PSI90), in dem eine hohe Rechengeschwindigkeit durch folgende Ansätze erreicht wird:

- Die Geometrie des H1-Detektors ist stark simplifiziert. In Abbildung 3.3 ist die Beschreibung des Detektors in P.S.I. zu sehen.
- Die Parametrisierung der Schauer wird im Vergleich zum GFLASH-Ansatz etwas vereinfacht.

<sup>5</sup>Gamma Hadron Electron Interaction Shower Code

<sup>6</sup>H1-Simulation, ein Paket zur Simulation des H1-Detektors mit GEANT

<sup>7</sup>Fast Liquid Argon Simulation for electromagnetic and Hadronic showers

<sup>8</sup>Parameterized Simulation for H1

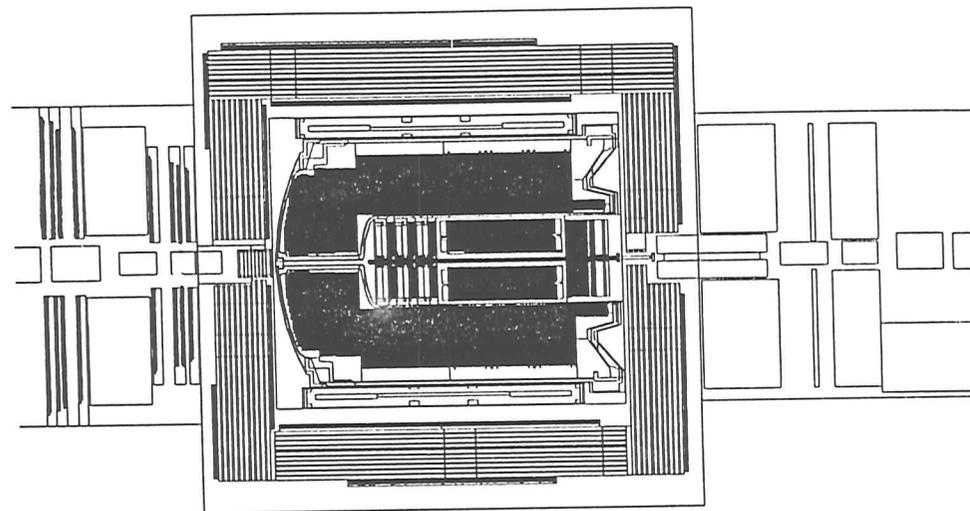


Abbildung 3.2: Geometrie des H1-Detektors in GEANT

Ein weiteres Merkmal ist, daß P.S.I. rekonstruierte Daten bereitstellt. In H1SIM werden – dem Experiment entsprechend – nur die meßbaren Signale simuliert und die Größen der Teilchen wie Impuls und Energie müssen erst aus den elementaren Signalen berechnet werden. Die schnelle H1-Detektor-Simulation stellt gleich die rekonstruierten Daten zur Verfügung.

Dieser Arbeit liegt die schnelle Detektorsimulation P.S.I. in der Version 0.84 zugrunde. Alle weiteren Ausführungen beziehen sich auf diese Version.

### 3.3.1 Rekonstruktion von Spuren

Die Spurkammern werden als ein Doppelzylinder aufgefaßt. Der innere Zylinder umhüllt das Strahlrohr, der äußere definiert die Grenze zwischen den Spurkammern und der Kryostatwand. In P.S.I. wird der CTD und die FTC bezüglich der Ortsauflösung getrennt behandelt. In beiden Fällen werden für geladene Teilchen Spuren berechnet, die in der  $(r, \phi)$ -Ebene Kreisbögen wegen des Magnetfeldes von  $1.2T$  beschreiben. Dies dient der Bestimmung der Eintrittsstellen der Teilchen in das Kalorimeter.

Die Impulsrekonstruktion erfolgt, wenn die Teilchen geladen sind und wenn die Spuren folgende Bedingungen erfüllen:

- Im CTD müssen mindestens acht Drähte passiert werden.
- Der Mindestimpuls beträgt  $0.1 GeV/c$ .

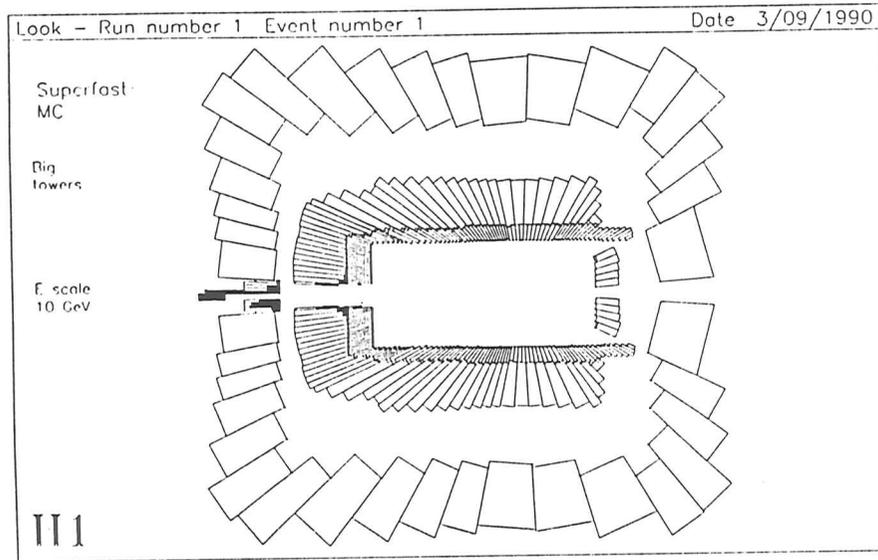


Abbildung 3.3: Geometrie des H1-Detektors in P. S. I.

- Benachbarte Spuren müssen wegen der begrenzten Doppelspurauflösung gut genug voneinander getrennt liegen. Wenn Spurteile zu nahe beieinander verlaufen, steigt die Wahrscheinlichkeit zwischen einem Abstand von  $2.7\text{mm}$  und  $0\text{mm}$  von  $0\%$  auf  $100\%$  linear an, daß sie nicht getrennt werden können. Dies führt zum Verlust von Genauigkeit oder einer ganzen Spur.

Weiterhin werden mögliche, sekundäre Prozesse berücksichtigt:

- Elektron/Positron Bremsstrahlung
- Paarerzeugung
- Zerfall von  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\Xi$ ,  $\bar{\Xi}$ ,  $\Omega$ ,  $\bar{\Omega}$

Im Sporkammerbereich werden keine Ionisationsverluste angenommen, so daß die Teilchen die Sporkammern mit der Anfangsenergie verlassen. In P. S. I. wird eine einfache Teilchenidentifikation verwendet. Elektronen und Photonen werden zu  $100\%$  identifiziert. Myonen werden als solche markiert, wenn sie das instrumentierte Eisen erreichen und dort mindestens drei Drähte<sup>9</sup> im instrumentierten Eisen und einen Draht<sup>9</sup> in den Myonkammern ansprechen lassen. Alle anderen Teilchen werden als Pionen identifiziert.

<sup>9</sup>in den streamer tubes

### 3.3.2 Simulation des Kalorimeters

Der Beschreibung elektromagnetischer Schauer liegt der Ansatz nach Gleichung 2.6 zugrunde. Die Parameter sind für das H1-Kalorimeter aus der detaillierten Simulation (GEANT/GHEISHA) [GR187] bestimmt worden. Das longitudinale Profil hadronischer Schauer wird in P. S. I. nach einem Ansatz beschrieben, der in [GR187] und [RUD89] erläutert ist.

Hier werden die Einstellungen aufgeführt, die für die Auswertungen benutzt wurden. Es kommen die *projektive Geometrie* und die *perfekte Kalibration* zum Einsatz.

#### Projektive Geometrie

Das elektromagnetische Kalorimeter ist polar in  $100$  und der Azimutwinkel  $\phi$  in  $120$  Türme unterteilt. In  $\theta$  sind die Größen der Tower an die tatsächliche Struktur im LAr-Kalorimeter angepaßt und somit abhängig von  $\theta$  (siehe Abbildung 3.3). Während das hadronische Kalorimeter durch  $40$   $\theta$ -Bins nachgebildet wird, ist das instrumentierte Eisen mit  $19$  Einheiten schon relativ grob unterteilt. Eine weitere Vereinfachung gegenüber der wirklichen Detektorgeometrie besteht darin, daß jeder Kalorimetertyp nicht weiter in longitudinale Sektionen unterteilt ist. In der Implementation von P. S. I. findet die Schauerparametrisierung auch im toten Material zwischen den Sporkammern und dem LAr-Kalorimeter sowie dem Material zwischen LAr-Kalorimeter und instrumentierten Eisen statt. Auslesbare Energieeinträge werden aber nur im aktiven Bereich vorgenommen.

Das P. S. I. -Programm kann auch in einer Geometriebeschreibung betrieben werden, bei der die Datenausgabe für das LAr-Kalorimeter kompatibel zu H1SIM ist (vorläufige *Spotversion*). Die Transformation der Stellen, in denen Energie deponiert wird, in die H1-Kalorimeterzellenstruktur ist aber vereinfacht und für diese Untersuchungen teilweise zu ungenau.

#### Perfekte Kalibration

Die Energierekonstruktion soll im Idealfall die Anfangsenergien der Teilchen mit bestmöglicher Genauigkeit liefern. Diese perfekte Kalibration wird in P. S. I. auf einfache Weise simuliert. Die Spur- und die Schauerrichtung im Kalorimeter wird in P. S. I. immer in Richtung der Tower-Struktur angenommen, d. h. die Spur zeigt auf den Wechselwirkungspunkt. Damit wird eine eventuell vorhandene Ablenkung eines Teilchens durch das Magnetfeld nicht berücksichtigt. Mit Beginn des Eintritts eines Teilchens in das Kalorimeter verliert es bis zur inelastischen Wechselwirkung Energie durch Ionisation. Die Tiefe, in der der Schauer beginnt, wird nach den vorgegebenen Wahrscheinlichkeiten und abhängig von der Teilchensorte ermittelt. Daraufhin wird eine Schauerverteilung bestimmt, die auf parametrisierten Schauerbeschreibungen basiert (siehe auch Kapitel 2 und [RUD89]). Die so berechnete Energieverteilung wird dann integriert und in die betroffenen Kalorimeterzellen eingetragen, nachdem die Energieauflösung der unterschiedlichen Module eingearbeitet wurde:

- Elektromagnetische Schauer:  $\frac{dE}{E} = \frac{12.1\%}{\sqrt{E}}$  (el.mag. LAr-Kalorimeter, auch BEMC),  
 $\frac{dE}{E} = \frac{19.8\%}{\sqrt{E}}$  (had. LAr-Kalorimeter)

- Hadronische Schauer:  $\frac{dE}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E}}$  (LAR-Kalorimeter),  $\frac{dE}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}}$  (PLUG und instrumentiertes Eisen)

Die perfekte Kalibration wird durch die Addition des im toten Material entstandenen Energieverlustes zur Schauerenergie erzielt. In ähnlicher Weise wird die zwischen LAR-Kalorimeter und dem instrumentierten Eisen deponierte Energie zu den Energien im Eisen addiert, falls der Schauer dieses überhaupt erreicht. Dieses Vorgehen hat einige Konsequenzen:

- Wenn ein niederenergetisches Teilchen das aktive Kalorimeter wegen Ionisationsverlust nicht erreicht, wird keine Energie sichtbar.
- Entwickelt sich ein kleiner Schauer früh und ragt nur wenig in das elektromagnetische Kalorimeter hinein, wird die gesamte Energie rekonstruiert.
- Der Teil der Energie, der zwischen dem LAR-Kalorimeter und dem instrumentierten Eisen deponiert wird, geht verloren, falls der Schauer das instrumentierte Eisen nicht erreicht.
- Teilchen, die vor einer Schauerbildung vollständig abgebremst werden, deponieren nur die Energie, die im aktiven Material entsteht. Die rekonstruierte Energie ist daher kleiner als die bei einer Schauerbildung.

In der hier benutzten Version von P.S.I. wird der Energieverlust von Myonen im Kalorimeter nicht simuliert. Daraus folgt, daß in den Spurkammern zerfallene geladene Pionen (und zum Teil auch geladene Kaonen) der Energiemessung verloren gehen.<sup>10</sup>

Zusätzlich zu der longitudinalen Schauerform wird im Polarwinkelbereich  $10.6^\circ < \theta \leq 145^\circ$  eine laterale Schauerform simuliert. Diese laterale Verteilung ist wegen der groben Segmentierung in longitudinaler Richtung gemittelt, und deshalb nur näherungsweise richtig.

Statt der Energieberechnung kann P.S.I. auch Ladungsmengen ermitteln und diese mit einigen Fluktuationen kombinieren. Diese Variante, die etwa für Triggerstudien nützlich ist, wurde von mir nicht benutzt.

## Kapitel 4

### Kalibration mit isolierten Teilchen

In diesem Kapitel wird ein Kalibrationsverfahren diskutiert, das in sehr ähnlicher Form schon erfolgreich für den CDF-Detektor am *Fermilab* [HUT89] eingesetzt wurde. Ziel der Methode ist die Verbesserung der Detektoreichung für Hadronen (speziell im unteren Energiebereich) mit Hilfe der bei HERA produzierten Ereignisse. Mit Messungen von Pionen an Prototypen ist der Energiebereich von 3.7 bis 205 GeV an einem Teststrahl beim CERN abgedeckt worden. Doch gerade für Teilchen niedriger Energie ( $E \lesssim 4 \text{ GeV}$ ) stehen diese Eichdaten nicht für alle Kalorimetermodule zur Verfügung, so daß einige Lücken bestehen bleiben. Es ist auch wichtig, die Ergebnisse der Testmessungen mit denen im H1-Experiment vergleichen zu können.

Für die Untersuchungen kam der auf HERA-Ereignisse adaptierte Generator LEPTO 5.2 / JETSET 6.3 zum Einsatz (siehe Abschnitt 3.1). Die Detektorsimulation lieferte das schnelle H1-Detektor-Monte-Carlo P.S.I., welches Informationen über die rekonstruierten Spuren und die Kalorimeter-Einträge zur Verfügung stellte (siehe Abschnitt 3.3). Für das Kalibrationsverfahren wird das LAR-Kalorimeter und das instrumentierte Eisen betrachtet.

#### 4.1 Verfahren

Neben Jets findet man in HERA-Ereignissen häufig einzelne Teilchen, die von den übrigen räumlich isoliert sind. Mit den Spurkammern lassen sich die Impulse solcher Teilchen – falls sie geladen sind – messen und mit den entsprechenden Energieeinträgen im Kalorimeter vergleichen.

Zur Feststellung der Isolation eines Teilchens wurden zwei Kreisflächen gebildet, deren gemeinsamer Mittelpunkt die Eintrittsstelle **P** des Teilchens in das Kalorimeter ist. In Abbildung 4.1a ist dargestellt, wie diese Flächen zu verstehen sind. Die Radien  $r_1$  und  $r_2$  der Kreisflächen hängen von der lateralen hadronischen Schauerform im elektromagnetischen Kalorimeter ab (vgl. Abschnitt 4.2). Mit diesen Kreisflächen können zwei Kegel definiert werden, deren Achsen durch den Wechselwirkungspunkt (Vertex) und den gemeinsamen Kreismittelpunkt **P** festgelegt sind.

Die in Abbildung 4.1b mit **2** und **3** gekennzeichneten Spuren stellen geladene Teilchen unterschiedlichen Vorzeichens dar, die im Driftkammerbereich gut getrennt sind, aber nahe beieinander in das Kalorimeter eintreten. Teilchen **2** und **3** sind deshalb nicht isoliert. Das ungeladene Teilchen mit der Spur **1** hat zwar am Vertex fast die gleiche Rich-

<sup>10</sup>Diese Einschränkung gilt in neueren Programmversionen nicht mehr.

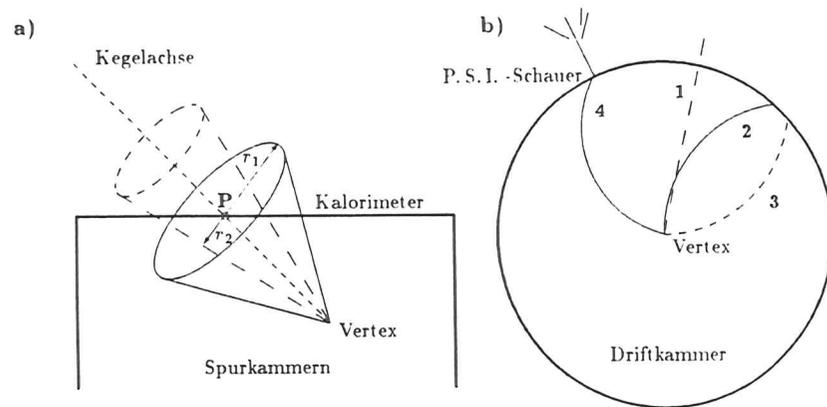


Abbildung 4.1: Skizze zum Kalibrationsprinzip mit isolierten Spuren. a) Schematischer Längsschnitt, b) schematischer Querschnitt ( $\tau, \phi$ -Ebene). Weitere Erläuterungen im Text.

tung wie Teilchen 2, wird aber nicht abgelenkt und entwickelt deswegen seinen Schauer isoliert von Teilchen 2 und 3.

Der größere Kegel, der durch  $r_1$  vorgegeben ist, dient dem *Isolationskriterium*. Ein Teilchen, das im Punkt P in das Kalorimeter eintritt, ist dann „isoliert“, wenn kein weiteres in den Spurkammern gefundenes Teilchen an einer Stelle innerhalb des Kegels mit  $r_1$  von den Spurkammern in das Kalorimeter wechselt. Damit wird die Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld korrekt berücksichtigt.

Für isolierte Teilchen werden dann diejenigen Kalorimeterzellen ausgelesen, deren geometrischen Mittelpunkte innerhalb des kleineren Kegels, der durch P und  $r_2$  gegeben ist, liegen.

Bei H 1 würde man damit die vom Magnetfeld beeinflusste Richtung der Schauerentwicklung in der  $(\tau, \phi)$ -Ebene nicht berücksichtigen, jedoch wird auch in der schnellen H1-Simulation P.S.I. eine longitudinale Schauerdeposition senkrecht zur Kalorimeter-Oberfläche (in der Projektion auf die  $(\tau, \phi)$ -Ebene) angenommen (Spur 4), so daß die Simulation und das hier benutzte Ausleseverfahren miteinander verträglich sind.

## 4.2 Isolierte Teilchenspuren in HERA-Ereignissen

Für die in diesem Kapitel untersuchten Kalibrationsmöglichkeiten mit isolierten Spuren wurden mit den schon erwähnten Programmen Datensätze mit NC-Ereignissen erzeugt. In Kapitel 3 sind die benutzten Einstellungen angegeben. Zusätzlich wurden folgende Einstellungen gewählt:

- Bjorken- $x$  :  $10^{-4} \leq x \leq 1$
- Bjorken- $y$  :  $0 \leq y \leq 1$
- Quadrat des Impulsübertrages :  $10 GeV^2 \leq Q^2 \leq 98400 GeV^2$

- Zahl der Ereignisse:  $62000 \doteq \int \mathcal{L} dt = 1 pb^{-1}$

### Datensatz A:

enthält alle generierten Teilchen

### Datensatz B:

enthält nur die geladenen Teilchen. Alle neutralen Hadronen ( $\pi^0, K^0, \bar{K}^0, n, \bar{n}$ , u. a.) und die Photonen am Wechselwirkungspunkt wurden entfernt.

Ereignisse mit geladenem Strom wurden nicht betrachtet, da deren Wirkungsquerschnitt viel kleiner ist (Kapitel 1). Zu Vergleichszwecken wurde ein Datensatz erzeugt, der es erlaubt, die Antwort des Kalorimeters für einzelne Pionen mit definierten Impulsen nach der P.S.I.-Simulation zu überprüfen:

### Datensatz C:

- Je 1500  $\pi^+$  mit einem Impuls von 0.75, 1.25, 1.75, 2.5, 3.5, 5, 7, 12 und 20  $GeV/c$
- Azimutwinkel  $\varphi = 45^\circ$
- Polarwinkel jeweils bei  $\vartheta = 12^\circ, \vartheta = 30^\circ$  und  $\vartheta = 73^\circ$

Die für die schnelle H1-Detektorsimulation P.S.I. benutzten Einstellungen sind in Abschnitt 3.3 aufgeführt und erläutert.

Diese Ereignisse wurden auf isolierte Spuren nach den oben beschriebenen Kriterien untersucht. Die Koordinaten der Eintrittsstellen der Teilchen in das Kalorimeter ergaben sich direkt aus internen P.S.I.-Variablen. Für die Dimensionierung der Radien  $r_1$  und  $r_2$  müssen sowohl die laterale Schauerausdehnung als auch die Zellengrößen des Kalorimeters berücksichtigt werden. Die nukleare Absorptionslänge liegt im elektromagnetischen Kalorimeter bei  $\lambda_0 \approx 33cm$  (siehe Tabelle 2.1 auf Seite 27). Nach Gleichung 2.11 beträgt die laterale Ausdehnung eines hadronischen Schauers etwa  $1\lambda_0$ , wenn dies der Radius eines Zylinders um die Schauerachse ist, in dem ca. 95% der Gesamtenergie erfaßt wird. Dieser Radius wächst auf etwa  $1.5\lambda_0$  an, wenn nur 0.5% der Energie außerhalb des Zylinders liegen darf [PET89]. Durch die räumliche Ausdehnung der Kalorimeterzellen können weitere Energieanteile verloren gehen, falls deren geometrische Mittelpunkte knapp außerhalb des jeweiligen Auslesekegels liegen. Da der Auslesebereich durch den Kegel in der Tiefe auffächert und zusätzlich nicht jeder Schauer in der ersten elektromagnetischen Lage startet, wurde für die Auslese der Radius auf  $r_2 = 55cm$  und der Radius für die Isolation zur Vermeidung von Schauerüberlappung auf  $r_1 = 2r_2 = 110cm$  festgelegt.

Es wurden Teilchenspuren akzeptiert, deren Polarwinkel im Bereich  $8^\circ \leq \vartheta \leq 152^\circ$  lagen. Die untere Winkelgrenze ist aus zwei Gründen sinnvoll. Zum einen wird vermieden, daß Schauer betrachtet werden, die bei H 1 lateral aus dem LAr-Kalorimeter austreten würden. Zum anderen wird mit P.S.I. die laterale Schauerverteilung bei kleinen Polarwinkeln gar nicht simuliert, so daß die Ergebnisse zu optimistisch ausfallen könnten.

Insgesamt wurden so in 62000 Ereignissen etwas mehr als 200000 isolierte Spuren gefunden.<sup>1</sup> Die Spuren der gestreuten und sekundären Elektronen wurden bei dieser

<sup>1</sup>Mit einem Radius von  $r_1 = 80cm$  läßt sich die Zahl der isolierten Spuren auf ca. 230000 erhöhen. Dadurch wachsen aber auch die Einflüsse von Schauerüberlappungen und lateralen Energieverlusten.

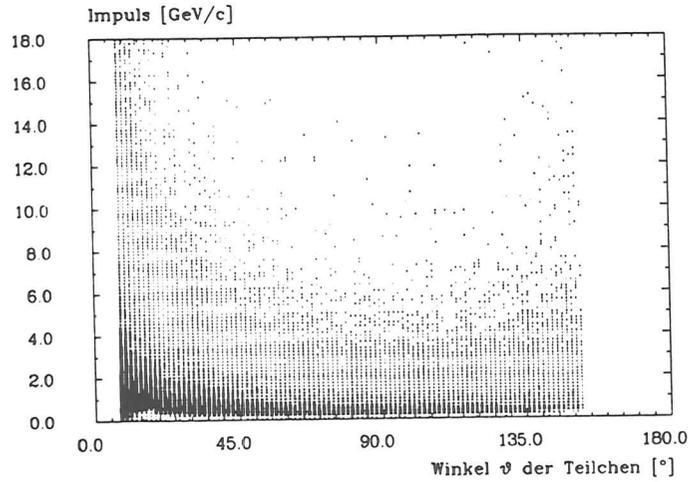


Abbildung 4.2: Impuls isolierter Teilchen als Funktion des Polarwinkels

Untersuchung nicht als isolierte Spuren mitberücksichtigt, da diese Elektronen auch in der Praxis i. A. gut als solche erkannt werden können. Die anderen aus sekundären Prozessen stammenden Leptonen wurden wie Hadronen behandelt, falls sie nach der Detektorsimulation nicht als Leptonen gekennzeichnet wurden und sind damit mit einem Anteil von etwa 8% in den später ausgeführten Ergebnissen beteiligt (vergleiche Tabelle 4.1). Bei diesen Leptonen handelt es sich im vorliegenden Fall ausschließlich um Myonen<sup>2</sup> (vorwiegend aus  $\pi^\pm$ - und  $K^\pm$ -Zerfall), die fälschlicherweise als Pionen rekonstruiert wurden und deren Energie oft so klein war, daß sie entweder das Kalorimeter nicht erreichten und für die Auswertung keine Rolle spielten oder im LAr-Kalorimeter stecken blieben.

In Tabelle 4.1 ist zu erkennen, daß isolierte Spuren in allen Winkelbereichen in erster Näherung gleich häufig vorkommen, jedoch sind die Teilchenenergiespektren sehr vom Polarwinkel abhängig. Während bei kleinen Winkeln die Teilchen auch häufig einen hohen Impuls besitzen können, sind im CB-Bereich in der überwiegenden Mehrzahl Teilchen mit einem Impuls unter  $1 \text{ GeV}/c$  vorhanden (siehe dazu auch Abbildung 4.2).

Nicht jedes Ereignis im gewählten kinematischen Bereich produziert Teilchen, die von den anderen räumlich isoliert sind. Die Multiplizität der isolierten Spuren in einem Ereignis kann man aus Abbildung 4.3 ersehen. In etwa einem Drittel der Fälle wird keine verwendbare isolierte Spur gefunden.

<sup>2</sup> $e^\pm$  werden in P.S.I. als perfekt rekonstruierbar angenommen, siehe Abschnitt 3.3

Gesamtzahl isolierter Spuren							
$\vartheta$ [°]	$p$ [GeV/c]						
	alle $p$	< 1	1...2	2...4	4...8	8...16	> 16
8...152	203466	105035	51863	31145	11815	2996	612
8...20	68251	18467	20294	17904	8660	2485	441
20...45	55028	28151	16337	7980	2159	364	37
45...143	75610	55748	14096	4742	860	111	53

Zahl isolierter Spuren von Pionen							
$\vartheta$ [°]	$p$ [GeV/c]						
	alle $p$	< 1	1...2	2...4	4...8	8...16	> 16
8...152	161854	85918	41765	23658	8268	1951	294
8...20	51151	11910	16808	14230	6261	1673	269
20...45	44341	23634	13254	5801	1419	211	22
45...143	62843	48168	10823	3279	515	55	3

Zahl isolierter Spuren von Leptonen							
$\vartheta$ [°]	$p$ [GeV/c]						
	alle $p$	< 1	1...2	2...4	4...8	8...16	> 16
8...152	16849	12891	2732	870	171	51	134
8...20	8834	6129	1874	678	131	18	4
20...45	3858	3075	608	151	20	2	2
45...143	3753	3436	217	31	9	13	47

Tabelle 4.1: Zahl isolierter Spuren in 62000 NC-Ereignissen für verschiedene Impuls- und Polarwinkelbereiche. Oben: Alle isolierten Spuren von als Hadronen identifizierten Teilchen; Mitte: Spuren von Pionen; Unten: Spuren von Leptonen, die als Pionen rekonstruiert wurden. Die Differenz zwischen den Zahlen der oberen und der Summe der Zahlen der beiden unteren Tabellen ergibt die Anzahl der Spuren von Hadronen wie  $K^\pm$ ,  $p$  und anderen Baryonen.

## 4.3 Vergleich der Meßgrößen Energie und Impuls

### 4.3.1 Simulation

Die innerhalb des Auslesekegels (mit  $r_2 = 55 \text{ cm}$ ) liegenden Kalorimeterzellen wurden für jedes isolierte Teilchen, das als Hadron identifiziert wurde, ausgelesen. Es wurde dabei das LAr-Kalorimeter und das instrumentierte Eisen und zu Vergleichszwecken auch nur das LAr-Kalorimeter berücksichtigt. Die Summe der so ermittelten Energien wurden durch den zugehörigen in den Spurkammern rekonstruierten Impuls dividiert und dieses Verhältnis in eines von 30 Histogrammen eingetragen. Diese Histogramme decken drei Winkelbereiche

- $8^\circ \leq \vartheta < 20^\circ$ ; entspricht etwa dem **IF**-Bereich
- $20^\circ \leq \vartheta < 45^\circ$ ; entspricht etwa dem **FB**-Bereich
- $45^\circ \leq \vartheta < 143^\circ$ ; entspricht etwa dem **CB**-Bereich

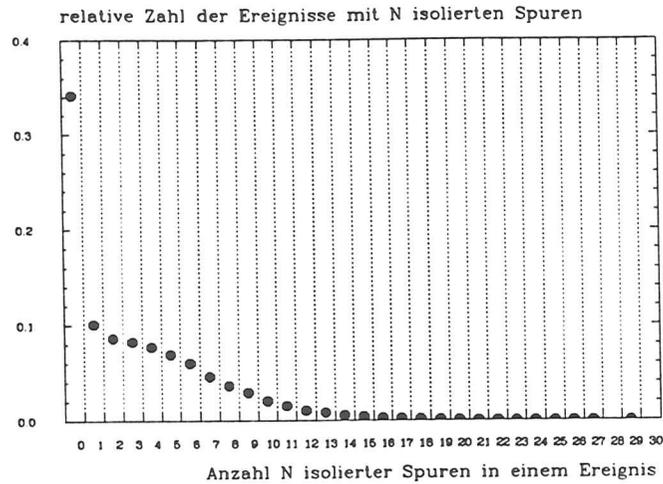


Abbildung 4.3: Multiplizität isolierter Spuren pro Ereignis für einen „Isolationskegel“ mit  $r_1 = 110\text{cm}$

und zehn Impulsbereiche ab ( $< 0.5, 0.5 \dots 1.0, 1.0 \dots 1.5, 1.5 \dots 2.0, 2.0 \dots 3.0, 3.0 \dots 4.0, 4.0 \dots 6.0, 6.0 \dots 8.0, 8.0 \dots 16.0$  und  $> 16.0$  (alle Werte in  $\text{GeV}/c$ ). An diese Verteilungen wurden iterativ Gaußkurven angepaßt, für die ein Bereich von  $\pm 1.5\sigma$  vom Mittelwert berücksichtigt wurde. Auf diese Weise sind die Datensätze A, B und C analysiert worden. Eine weitere Auswertung des Datensatzes C ohne die Kegel-Einschränkung lieferte Referenzdaten ohne störende Einflüsse.

In Abbildung 4.4 sind die Kurvenverläufe der so gefundenen Werte  $E/p$  für die Datensätze A, B und C für einen bestimmten Impuls- und Winkelbereich zu sehen. Man erkennt deutlich die Ausläufer zu großen  $E/p$ -Werten im oberen Histogramm (Datensatz A und B), die von nicht in den Spurkammern gefundenen Teilchen verursacht werden (Näheres dazu siehe weiter unten und in Abschnitt 4.3.2 ab Seite 52). Die Fluktuationen im unteren Histogramm sind statistischer Natur.

### Impulsauflösung

In den Spurkammern wirken abhängig vom Polarwinkel der Teilchen eine Vielzahl unterschiedlicher Detektorkomponenten (siehe Kapitel 1) bei der Spur- und Impulsmessung zusammen. Die resultierende Impulsauflösung der Spurkammern, wie sie von P. S. I. bestimmt wird, ist im Anhang, Tabelle A.1, zu finden. Für Teilchen mit einem Winkel nahe der Strahlachse ist die Auflösung erwartungsgemäß schlechter als für Teilchen mit einem Polarwinkel um  $90^\circ$ .

In Abbildung 4.5 sind für zwei Impuls- und Winkelbereiche die Impuls- und Energieauflösung dargestellt, wie sie mit der schnellen H 1-Detektor-Simulation P. S. I. und mit Datensatz A ermittelt wurden. Es ist deutlich zu erkennen, daß vor allem für die Teilchen kleiner Impulse und im CB-Bereich die Energieauflösung viel schlechter ist als

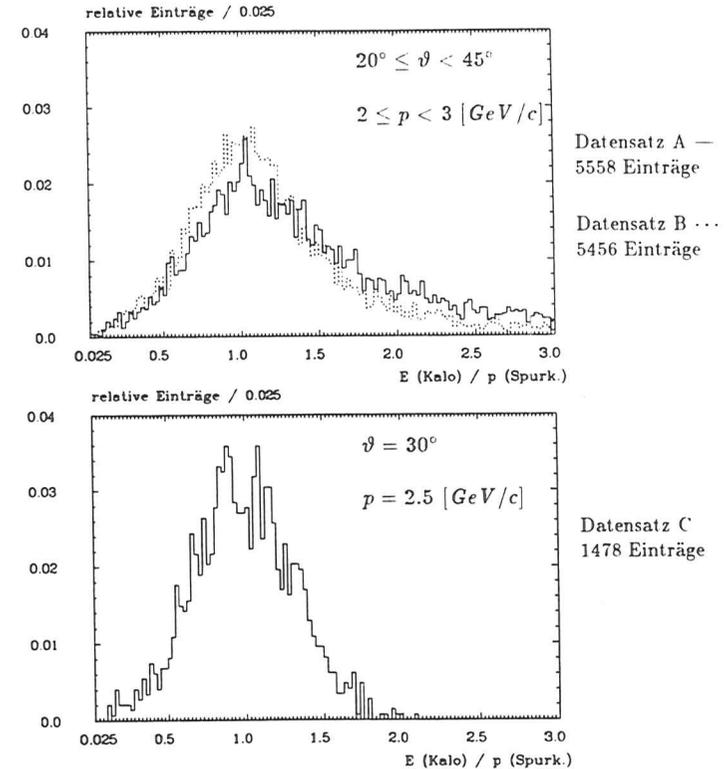


Abbildung 4.4: OBEN: Energie durch Impuls für isolierte Spuren mit  $2 \leq p < 3[\text{GeV}/c]$ . Durchgezogene Linie:  $E/p$  für normale NC-Ereignisse (aus Datensatz A); gepunktete Linie:  $E/p$  für Ereignisse ohne neutrale Teilchen (aus Datensatz B). UNTEN:  $E/p$  für einzelne Pionen mit  $p = 2.5\text{GeV}/c$ . Die Werte zwischen 0 und 0.025 sind nicht berücksichtigt. Es wurde der in den Spurkammern rekonstruierte Impuls und die innerhalb des Auslesekegels gefundene Energie eingesetzt.

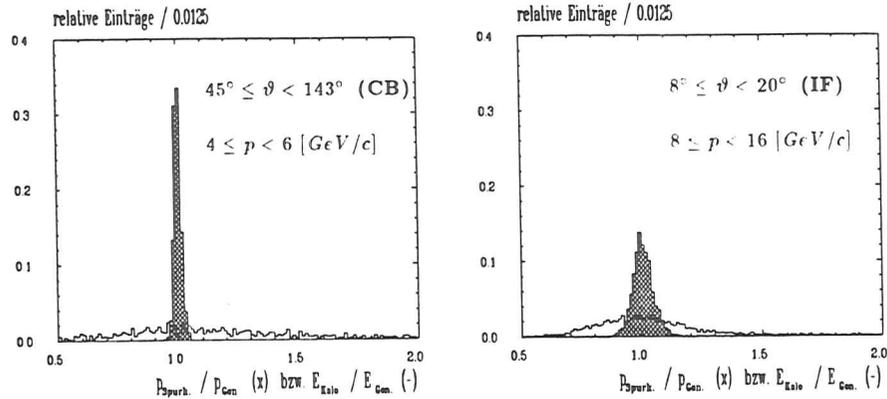


Abbildung 4.5: Vergleich der Energieauflösung mit der Impulsauflösung (schraffiert) für zwei verschiedene Winkel- und Impulsbereiche

deren Impulsauflösung. Damit ist die Voraussetzung für die Energiekalibration mit Hilfe der Spurkammern für den gegebenen Energiebereich gegeben, wie es auch für Hadronen erwartet wird (für Pionen wird erst bei einer Energie von etwa  $30\text{ GeV}$  die transversale Impulsauflösung in den H1-Spurkammern mit der Energieauflösung im LAr-Kalorimeter vergleichbar).

#### Kurvenverlauf eines $E/p$ -Histogrammes

Bei der Bewertung der Histogramme, die zur Ermittlung der mittleren Verhältnisse von  $E/p$  führen sollen, sind die verschiedenen Einflüsse sowohl von der P. S. I. -Simulation als auch von den physikalischen Gegebenheiten zu unterscheiden. In Abbildung 4.6 ist am Beispiel des Datensatzes A für Teilchen im IF-Bereich und für Impulse  $1.5 \leq p < 2\text{ GeV}/c$  eine typische Verteilung dargestellt. Die verschiedenen Einflüsse auf den Kurvenverlauf seien kurz erläutert:

- A Die Teilchen gefundener Spuren mit sehr niedriger Energie ( $\lesssim 0.3\text{ GeV}$ ) erreichen durch Ionisationsverluste oft das aktive Kalorimeter nicht und deponieren deswegen keine meßbare Energie; das Verhältnis  $E/p$  ist gleich 0. Dies gilt auch für fälschlicherweise als Pionen rekonstruierte Myonen, die in P. S. I. (Version 0.84) keine Energieeinträge im Kalorimeter verursachen (vgl. Abschnitt 3.3).
- B Bei niedrigen Teilchenenergien können durch die mit dem H1-Detektor-Simulationsprogramm P. S. I. vorgenommene „Verschmierung“ der Energien Werte bis Null vorkommen. Die nachträglich vorgenommene perfekte Kalibration, bei der die im toten Material deponierte Energie den auslesbaren Zellen zugeschlagen wird, bewirkt dann eine sichtbare Schwelle in der Verteilung.
- C Der lange Ausläufer wird durch die Granularität des Kalorimeters und durch die deshalb mögliche Mitauslese von lateralen Ausläufern benachbarter Schauer verur-

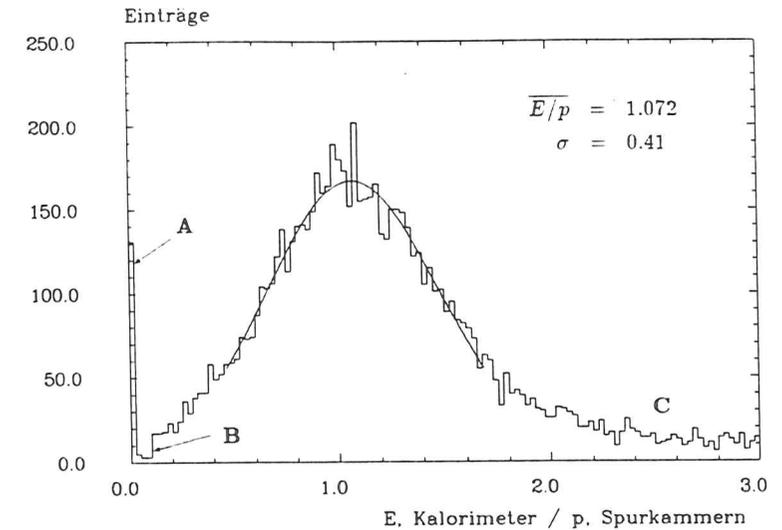


Abbildung 4.6: Energie isolierter Teilchen geteilt durch den in den Spurkammern gemessenen Impuls für  $1.5 \leq p < 2\text{ GeV}/c$  und  $8^\circ \leq \vartheta < 20^\circ$ . Die gekennzeichneten Kurventeile sind im Text erläutert; die angegebenen Werte beziehen sich auf den Gaußfit.

sacht, sowie von der ungewollten Mitmessung von Schauern nicht rekonstruierter Teilchen, die vermeintlich isolierte Schauer überlagern können. (Vergleiche die fehlenden „Schwänze“ der Kurven von einzelnen Pionen in Abbildung 4.4.)

Die eingezeichnete Normalverteilung zwischen  $\pm 1.5\sigma$  vom Mittelwert wurde aus einem iterativen Anpassungs-Prozeß gewonnen.

Zu kleinen Energien hin steigt die Wahrscheinlichkeit, daß Pionen keinen Schauer verursachen und sich stattdessen wie minimalionisierende Teilchen verhalten und dadurch von P. S. I. mit weniger Energie rekonstruiert werden (siehe dazu Abschnitt 3.3). Dies ruft eine zusätzliche Gewichtung des linken Ausläufers der Verteilung hervor, was den Gaußfit dann beeinflussen kann. Statistische Fluktuationen wie in Abbildung 4.4 (unten) können ebenfalls Auswirkungen auf die Genauigkeit des Fit-Prozesses haben. Das bedeutet, daß zusätzlich zu den gefundenen statistischen Fehlern eventuell noch mit weiteren Abweichungen zu rechnen ist, falls lokale Maxima zu große Einflüsse auf die Mittelwertbestimmung haben.

#### 4.3.2 Ergebnisse

In Abbildung 4.7 sind die mittleren  $E/p$ -Werte im IF-Bereich eingetragen. Dort ist die Energie im LAr-Kalorimeter und im instrumentierten Eisen in die Auswertung eingegangen. Die entsprechenden Diagramme für alle Winkelbereiche sind im Anhang zu finden (Abb. A.1 bis A.3). Die eingezeichneten Fehlerbalken geben nur die statistischen Fehler der Mittelwerte nach dem Gaußfit an. Die Fehler in Impulsrichtung kennzeichnen den

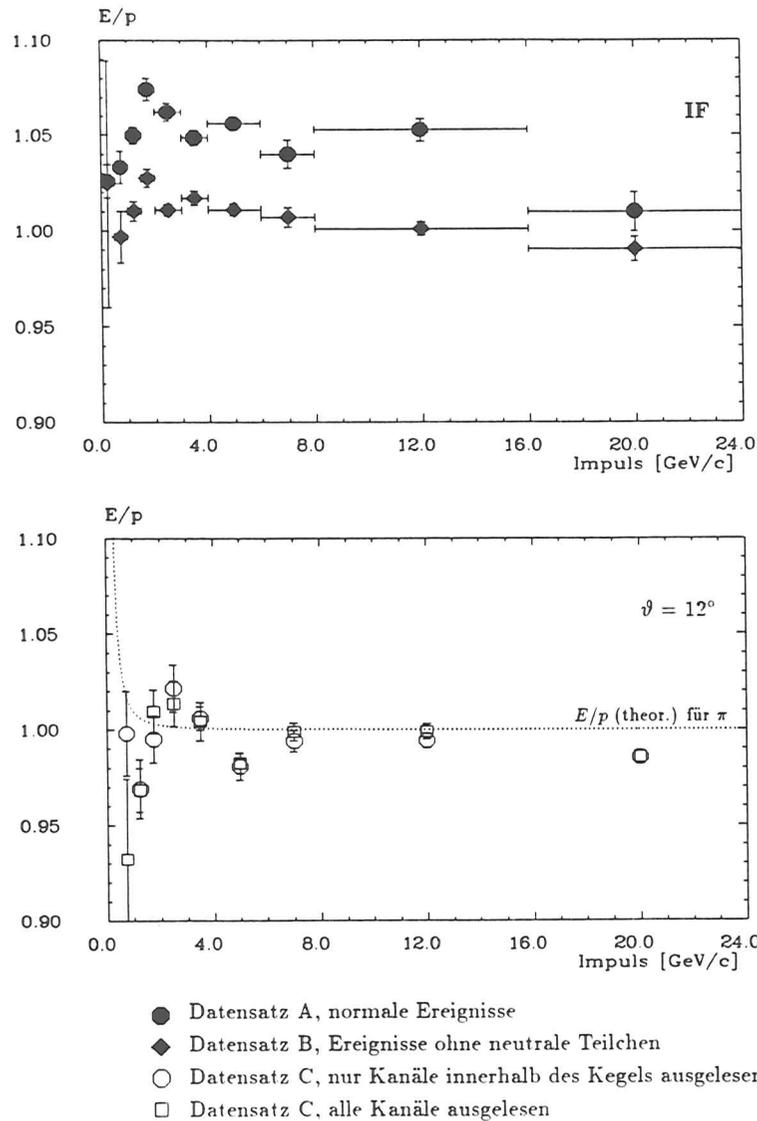


Abbildung 4.7: Energie isolierter Teilchen geteilt durch den aus den Spurkammern ermittelten Impuls (oben). Energie von einzelnen Pionen geteilt durch Impuls (unten). Angegeben sind die Mittelwerte der Verhältnisse für verschiedene Impulsbereiche und für den IF-Bereich (o.) bzw.  $\vartheta = 12^\circ$  (u.). Das instrumentierte Eisen wurde berücksichtigt. Die Fehler der Mittelwerte wurden aus einer jeweiligen  $1.5\sigma$ -Gaußkurvenanpassung ermittelt. Die Fehlerbalken in  $p$  geben den jeweils berücksichtigten Impulsbereich an.

jeweils berücksichtigten Impulsbereich, wobei der Bereich ab  $16 \text{ GeV}/c$  nach oben offen ist.<sup>3</sup> Die Mittelwerte sind zusätzlich in den Tabellen A.2 bis A.4 zusammengefaßt.

Die Mittelwerte für normale Ereignisse (Datensatz A) liegen durchweg signifikant über dem theoretischen Wert  $E/p \simeq 1$  (bei Vernachlässigung der Ruhmassen). Die in Abbildung 4.7 eingezeichnete Kurve stellt das tatsächliche  $E/p$ -Verhältnis für Pionen dar. Die Abweichung variiert von 5% im Vorwärtsbereich bis 30% im CB-Bereich. Die mannigfaltigen Gründe dafür werden im folgenden ausgeführt.

### Einfluß neutraler Teilchen

Die in den Spurkammern nicht detektierbaren neutralen Teilchen können die Messung der Energie isolierter Teilchen im Kalorimeter verfälschen. Weil in den physikalischen Ereignissen auch viele neutrale Teilchen ( $\gamma$ ,  $K^0$  u. a.) vorkommen, ist damit zu rechnen, daß häufiger Teile von Schauern neutraler Teilchen mitgemessen werden. Deshalb kann im Mittel eine zu große Energie ausgelesen werden. Auch die Mittelwerte  $\overline{E/p}$ , die sich aus den  $1.5\sigma$  Gaußkurven ergeben, sind durch die neutralen Teilchen zu höheren Werten verschoben (vgl. Tabelle A.3 (ohne instr. Eisen) und Tabelle A.4 (mit instr. Eisen)).

In Abbildung 4.8 ist der Einfluß dieser neutralen Teilchen durch den Vergleich der Datensätze A und B für drei Polarwinkelbereiche ohne Berücksichtigung des instrumentierten Eisens zu sehen. Die Differenzen der Mittelwerte, die mit oder ohne Auslese des instrumentierten Eisens etwa gleich groß sind, zeigen direkt den Einfluß neutraler Teilchen und sind unempfindlich gegen Fehler, die von einer falschen absoluten Energieskala des P. S. I. -Programms hervorgerufen werden könnten. Die Differenzen  $\Delta \overline{E/p}$  aus den beiden Datensätzen A und B können wie folgt zusammengefaßt werden (statistische Fehler in Klammern):

- IF-Bereich:  $\Delta \overline{E/p}$  zwischen 3% und 6% ( $\pm 1\%$ )
- FB-Bereich:  $\Delta \overline{E/p}$  zwischen 2% und 11% ( $\pm 1 - 3\%$ )
- CB-Bereich:  $\Delta \overline{E/p}$  zwischen 9% und 30% ( $\pm 2 - 5\%$ )

Die Abweichungen  $\Delta \overline{E/p}$  von Null sind im CB-Bereich besonders stark. In diesem Bereich ist der Kegelöffnungswinkel groß und erlaubt daher einen größeren Einfluß störender neutraler Teilchen.

### Benachbarte Schauer und Doppelspuren

Der Einfluß von Nachbarschauern, die von geladenen Teilchen oder von Schauern wegen nicht rekonstruierter Teilchen (z. B. durch Doppelspuren) hervorgerufen werden, kann mit Datensatz C abgeschätzt werden, welcher nur einzelne Pionen enthält. Die Nachbarschauer bewirken eine Änderung der Mittelwerte  $\overline{E/p}$ , die durch Vergleich der Auswertungen des Datensatzes B und C ermittelt werden können (Abbildung 4.9).

Diese Einflüsse sind etwas kleiner als die der neutralen Teilchen (statistische Fehler in Klammern):

<sup>3</sup>Die Teilchen mit großen Impulsen, die nicht mehr ausreichend gut gemessen werden können, treten so selten auf, daß die  $E/p$ -Verteilung nicht gestört wird.

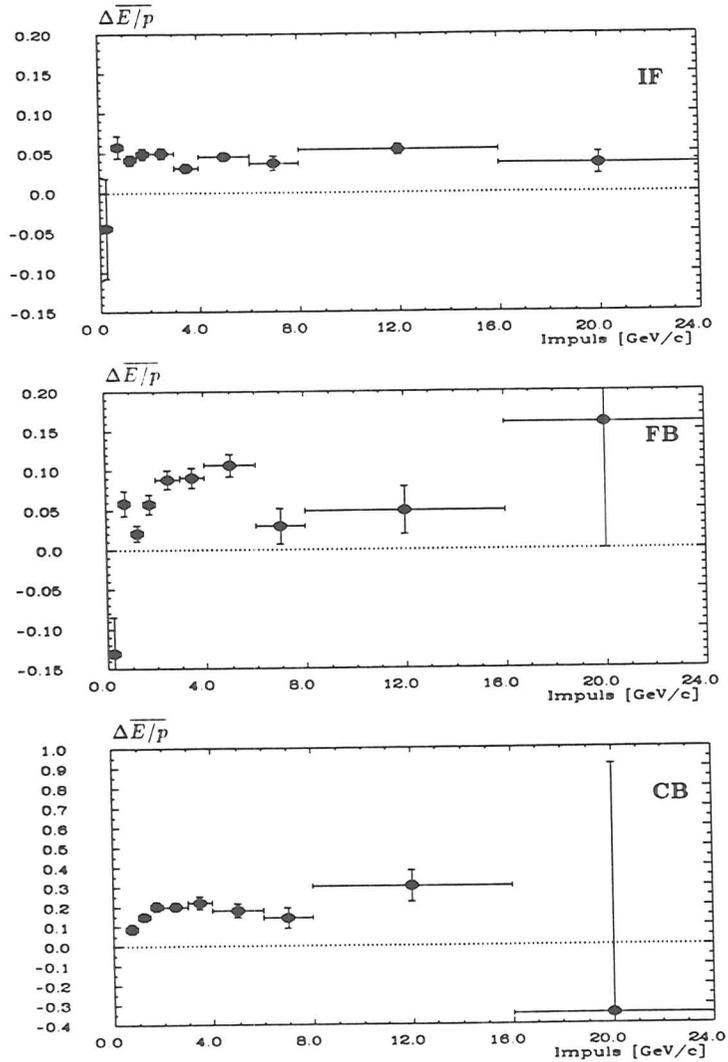


Abbildung 4.8: Differenz zwischen den  $E/p$ -Mittelwerten mit und ohne Einfluß neutraler Teilchen (Ergebnisse aus Datensatz A minus Ergebnisse aus Datensatz B) für drei verschiedene Winkelbereiche ( $\Delta \overline{E/p} := \overline{E/p}_{D.S. A} - \overline{E/p}_{D.S. B}$ ).

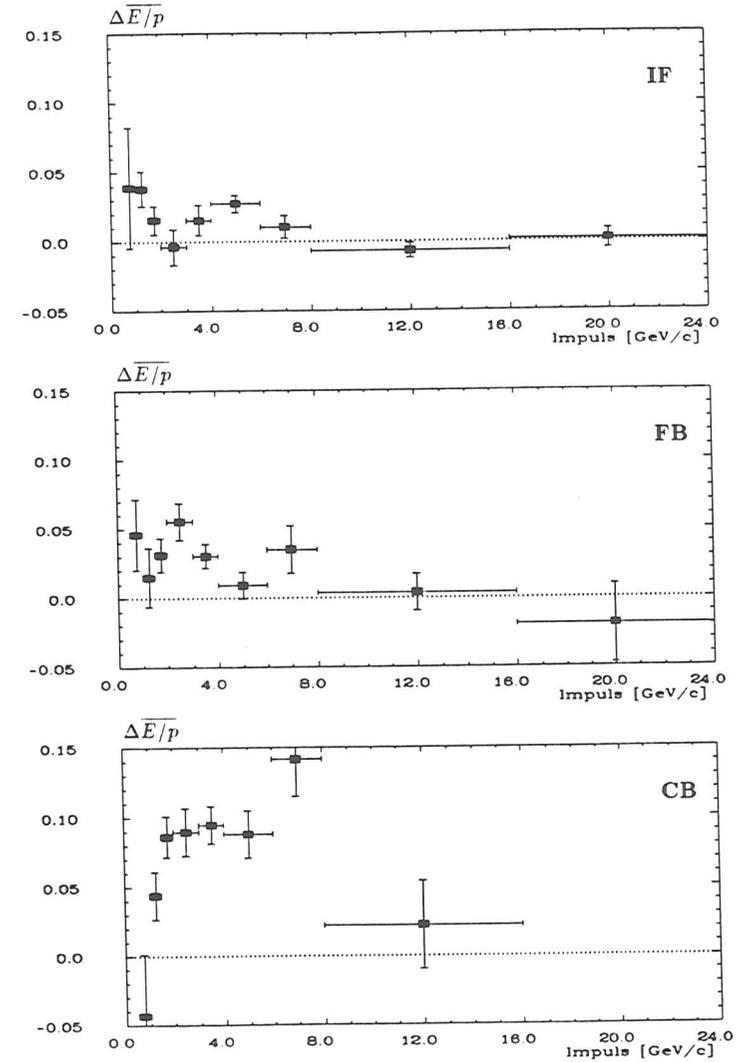


Abbildung 4.9: Differenz zwischen den  $\overline{E/p}$ -Werten ohne Einfluß neutraler Teilchen (Datensatz B) und  $\overline{E/p}$  einzelner Pionen (Datensatz C) für drei verschiedene Winkelbereiche bzw. für einen Polarwinkel von  $12^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $73^\circ$  ( $\Delta \overline{E/p} := \overline{E/p}_{D.S. B} - \overline{E/p}_{D.S. C}$ ).

- IF-Bereich:  $\Delta \overline{E}/p$  kleiner als 4% ( $\pm 1\%$ )
- FB-Bereich:  $\Delta \overline{E}/p$  kleiner als 6% ( $\pm 1 - 2\%$ )
- CB-Bereich:  $\Delta \overline{E}/p$  kleiner als 14%, typischerweise kleiner als 10% ( $\pm 1 - 3\%$ )

### Energieverlust durch Nichtauslese von lateralen Schauerausläufern

In Tabelle A.2 sind die Ergebnisse einer Auswertung des Datensatzes C bei einer Berücksichtigung der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie zu finden. Dies ermöglicht den Energieverlust durch laterale Schauerausläufer, die von der Kegelgeometrie nicht erfaßt werden, zu beurteilen.

Die Differenzbildung zwischen  $\overline{E}/p$ , ermittelt mit allen Kalorimeterzellen, und  $\overline{E}/p$ , bestimmt aus den Zellen im Kegel, führt zu Abbildung 4.10. Der Unterschied ist ein Maß für den Energieverlust durch die laterale Schauerausdehnung. Man sieht nur einen kleinen Effekt. Fast immer liegt die Differenz bei weniger als 1% und somit oft noch innerhalb der statistischen Fehler (für jeweils  $1500\pi$ ). Die Energieverluste sind abhängig von dem gewählten Ausleseradius  $r_2$  und wachsen bei einem kleineren Öffnungswinkel des Kegels an.

### Energieanteil im instrumentierten Eisen

In Abbildung 4.11 ist zu sehen, daß bei Energien ab etwa  $4\text{ GeV}$  das instrumentierte Eisen eine Rolle zu spielen beginnt. Der Anteil der im Eisen deponierten Energie hängt auch von der Zahl der nuklearen Absorptionslängen ab, die das LAr-Kalorimeter tief ist. Diese variiert zwischen  $6 - 8\lambda_0$  im Vorwärtsbereich und  $5\lambda_0$  im CB-Bereich (Näheres zur Schauerbeschreibung in Kap. 2).

Man sieht, daß im IF- und FB-Bereich das instrumentierte Eisen bis zu ca. 4% der Gesamtenergie ab  $4\text{ GeV}$  aufnimmt. Im CB-Bereich können es schon mehr als 5% für Teilchen ab  $4\text{ GeV}$  Energie sein.

### Energieverluste im Bereich der Magnetspule

Das wiederholt erwähnte Verfahren der „Perfekten Kalibration“ in P.S.I., bei dem die im Magnetspulenbereich deponierte Energie nur dann dem instrumentierten Eisen zugeschlagen wird, wenn der Schauer dieses erreicht, führt dazu, daß bei großen Energien  $E/p < 1$  bleibt (vgl. Abbildung 4.7 auf Seite 53).

### Statistische und systematische Fehler

Die Variationskoeffizienten der  $E/p$ -Verhältnisse, die durch die schon erwähnte Gaußkurvenanpassung ermittelt wurden, stimmen für Pionen (Datensatz C) gut mit dem vorgegebenen Parameter für die Energieauflösung in P.S.I. von  $55\%/\sqrt{E}$  überein. In den Tabellen A.2, A.3 und A.4 sind neben den bisher erwähnten Mittelwerten auch die relativen Streuungen angegeben. Die begrenzte Genauigkeit der Impulsbestimmung (Tab. A.1) verschlechtert die  $E/p$ -Auflösung nur geringfügig; die zusätzlichen Ausläufer, die durch Nachbarschauer hervorgerufen werden, haben einen deutlich größeren Einfluß auf die Anpassung der Normalverteilungen. Dies kann direkt durch Vergleich der Variation aus Datensatz A und Datensatz B abgelesen werden. In beiden Fällen ist die

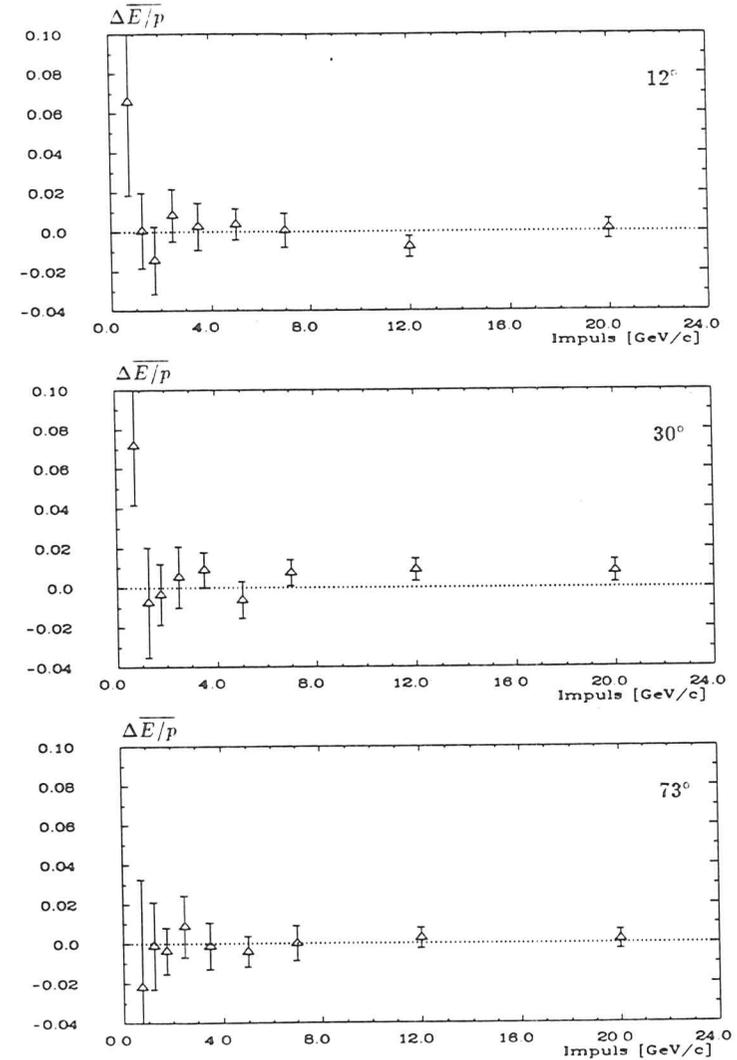


Abbildung 4.10: Differenz zwischen den  $\overline{E}/p$ -Werten einzelner Pionen bei Auslesung aller Zellen und bei Auslesung innerhalb eines Kegels für Polarwinkel von  $12^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $73^\circ$  ( $\Delta \overline{E}/p := \overline{E}/p_{\text{alle Zellen}} - \overline{E}/p_{\text{Kegel}}$ ).

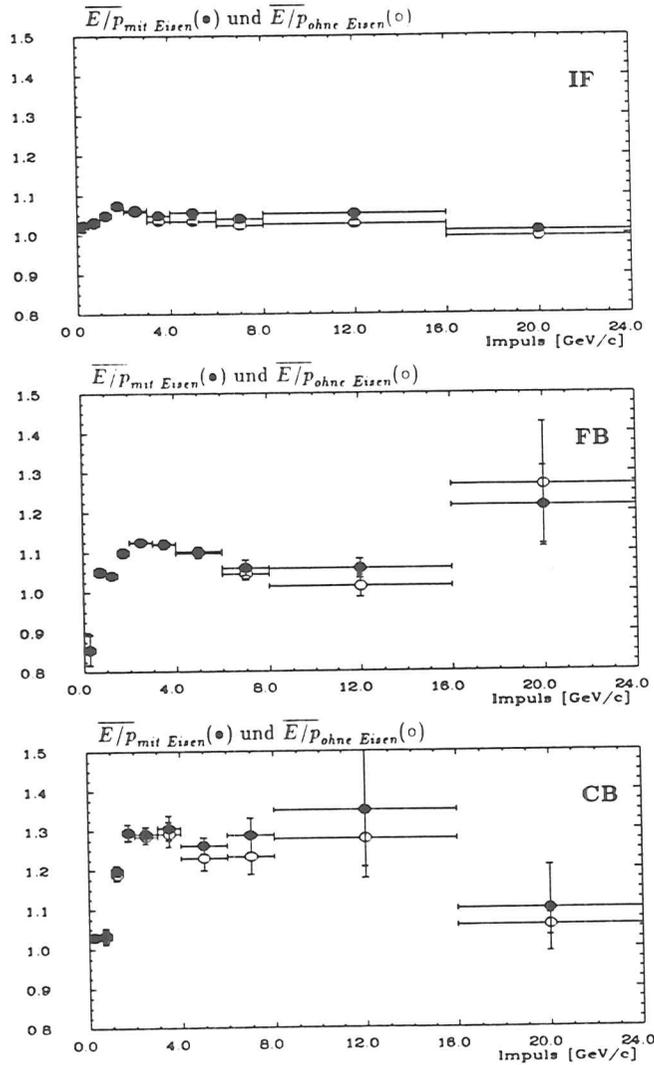


Abbildung 4.11:  $\overline{E/p}$ -Werte mit instrumentiertem Eisen (●) und ohne instrumentiertem Eisen (○) mit Datensatz A für drei verschiedene Winkelbereiche.

Impulsauflösung gleich groß, die langen Ausläufer der Verteilungen zu großen  $E/p$  sind aber verschieden und beeinflussen daher die Gaußanpassung unterschiedlich.

Systematische Fehlerquellen können im Ausleseverfahren liegen. Der durch das hier verwendete Verfahren bewirkte Energieverlust ist klein. Die unvermeidbare Schauer-Überlappung durch nicht rekonstruierte Teilchen (hauptsächlich neutrale Teilchen) verursacht einen deutlich größeren Fehler. Das instrumentierte Eisen sollte für Energien ab ungefähr  $4\text{ GeV}$  ebenfalls berücksichtigt werden, will man nicht zu wenig Energie messen. Ein systematischer Fehler bei der Impulsmessung (z. B. durch eine falsche Magnetfeldstärke) wirkt sich mit einem gleich großen relativen Fehler in der Kalibration aus. Bei sehr kleinen Energien ( $< 2\text{ GeV}$ ) beginnt der Einfluß der Ruhmassen spürbar zu werden. Es kann dann nicht mehr erwartet werden, daß  $\overline{E/p} = 1$ .

Eine andere Quelle systematischer Fehler kann in möglichen Ungenauigkeiten der verwendeten Simulationsprogramme liegen. Darunter fallen die Vereinfachungen in der Geometriebeschreibung des Detektors und die eventuell zu einfache laterale Schauerbeschreibung im P. S. I. - Programm. Unsicherheiten in den Teilchenfragmentationsmodellen im Generator können ebenfalls eine Rolle spielen. Diese Aspekte sollten sorgfältig bedacht werden, da im Experiment nur die physikalischen Ereignisse (wie in Datensatz A) vorkommen werden und eine genaue Einschätzung der in diesem Kapitel erwähnten Effekte meist nur mit Simulationsrechnungen möglich sein wird.

#### 4.4 Möglichkeiten und Grenzen dieser Methode

Die Zahl der isolierten Spuren nach einer Meßzeit, die einer integrierten Luminosität von  $1\text{ pb}^{-1}$  entspricht, ist ausreichend zur Kalibration mit isolierten Spuren vor allem für Teilchen relativ kleiner Energie ( $\lesssim 10\text{ GeV}$ ). Die Voraussetzung ist allerdings, daß man von einem über weite Bereiche homogenen Kalorimeter ausgehen kann, weil zur gezielten Kalibration von einzelnen Toren die Statistik wiederum zu gering ist. Eine weitere Quelle isolierter Teilchen Spuren ist womöglich in Hintergrundereignissen, wie Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr, zu finden. In dieser Arbeit wurden diese Ereignisse außer Acht gelassen, da mit der schnellen H1-Detektorsimulation P. S. I. diese nicht verarbeitet werden konnten.

Die Einflüsse neutraler und nicht detektierter Teilchen auf die isolierten Schauer von rekonstruierten Teilchen müssen mit Hilfe von Simulationsprogrammen, die eine möglichst genaue Geometriebeschreibung benutzen, nachgeprüft werden. Der Einfluß neutraler Teilchen könnte auch abgeschätzt werden, indem die Kalorimeterzellen in einem Kegelmessungsbereich ausgelesen werden, innerhalb dessen sich überhaupt keine geladenen Spuren befinden, und diese Energien mit den Energien der isolierten Teilchen verglichen werden. Mit der Annahme, daß die neutralen Teilchen im Mittel wie die geladenen verteilt sind, lassen sich damit aus den Messungen Korrekturen herleiten (siehe [HUT89]). Zusätzlich ist ein den tatsächlichen Schauerverteilungen (Schauerablenkung in der  $(\tau, \phi)$ -Ebene, siehe Abb. 4.1) angepaßtes Auslese- und Isolationskriterium zu entwickeln.

Die im CB-Bereich beobachtete große Abweichung der  $E/p$ -Mittelwerte der Datensätze A und B kann wahrscheinlich noch verringert werden, wenn störende Photonen mittels der im elektromagnetischen Kalorimeter begrenzten Energiedeposition erkannt und solche Fälle besonders behandelt werden. Genauere Analysen der Schauerformen könnten eventuell hadronische Schauerüberlappungen zu erkennen helfen. Kleinere „Auslese“-

Kegel vor allem im CB-Bereich verringern die Einflüsse von Überlappungen. Der dadurch wachsende Energieverlust durch laterale Schauerleckagen könnte dabei in Kauf genommen werden.

Wenn die hier erwähnten physikalischen und detektorspezifischen Einflüsse hinreichend gut verstanden sind, lassen sich auf die gemessenen  $\overline{E/p}$ -Werte Korrekturen anwenden.

Die relativen statistischen Fehler  $d(\overline{E/p})/\overline{E/p}$  für eine Datenmenge entsprechend  $1\text{pb}^{-1}$  lassen sich wie folgt zusammenfassen:

**IF-Bereich:**  $d(\overline{E/p})/\overline{E/p} \leq 1\%$  für alle betrachteten Teilchenimpulse

**FB-Bereich:**  $d(\overline{E/p})/\overline{E/p} \leq 1.3\%$  für  $0.5 \leq p \leq 6\text{GeV}/c$

**CB-Bereich:**  $d(\overline{E/p})/\overline{E/p} \approx 2\%$  für  $p < 6\text{GeV}/c$

Wenn die insgesamt verbleibenden Unsicherheiten klein genug werden ( $d(\overline{E/p})/\overline{E/p} < 2\%$ ) kann die Methode der Kalibration mit isolierten Teilchen ein sinnvolles und relativ einfaches Verfahren zur Eichung des Kalorimeters sein.

## Kapitel 5

### Kalibration mit dem Stromjet

#### Einführung

In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie – im Gegensatz zu der in Kapitel 4 dargestellten Methode – der Stromjet als Teilchenbündel zur Kalibration des H1-Detektors durch Nutzung der rekonstruierten Ereigniskinematik verwendet werden kann.

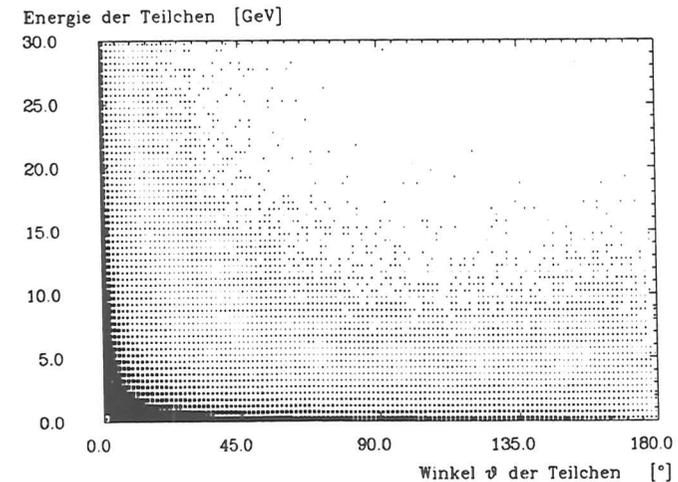


Abbildung 5.1: Energie der Einzelteilchen aufgetragen gegen den Winkel  $\vartheta$  der Teilchen für Ereignisse mit  $Q^2 \geq 100\text{GeV}^2$  ( $z$ -Achse in Protonrichtung).

Die Abbildung 5.1 zeigt das Spektrum der Energie aller Teilchen (mit Ausnahme des gestreuten Elektrons) in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung. Man sieht deutlich, daß die Mehrzahl der entstehenden Teilchen mit einem Polarwinkel von  $\vartheta > 5^\circ$  eine kleine Energie ( $E < 5\text{GeV}$ ) besitzt. Die Energiedeposition von Jets läßt sich nur näherungsweise aus den Messungen von Einzelteilchen herleiten. Die Jets bestehen nämlich nicht nur aus Hadronen (davon hauptsächlich Pionen) sondern enthalten auch eine Anzahl Photonen, die aus dem  $\pi^0$ -Zerfall am Wechselwirkungspunkt herrühren.

Diese Photonen werden teilweise vor dem Kalorimeter absorbiert und verringern dadurch die meßbare Jetenergie. Weiterhin geht ein kleiner Teil der Jetenergie für das Kalorimeter durch mögliche Zerfälle von Pionen und Kaonen vor dem Kalorimeter verloren. Bei den Zerfällen entstehen nicht nachweisbare Neutrinos und minimalionisierende Myonen. Die Energie von den niedereenergetischen Hadronen, die das Kalorimeter durch Ionisationsverluste oder durch die Magnetfeldablenkung nicht erreichen, geht der Jetenergie ebenfalls verloren. Man kann daher zwischen zwei Aspekten der Eichung unterscheiden:

- Die Kalibration des Kalorimeters auf die Teilchen, die das Kalorimeter erreichen und dort Schauer entwickeln, sowie
- die Eichung auf die Jetenergie, die durch schlecht nachweisbare Teilchen und Verluste vor dem Kalorimeter verringert sein kann.

Während in Kapitel 4 der erste Fall behandelt wird, wird hier die Eichung des Kalorimeters mit Jets der Hauptaspekt sein. Es stellt sich nun die Frage, wie solche Jets, oder allgemeiner die Summe aller Teilchen außer dem gestreuten Elektron, zur Eichung herangezogen werden können.

Für die elastische Streuung des Elektrons an einem Quark gelten die einfachen Beziehungen:

$$p_{j,z} = -p_{e,z} \quad (5.1)$$

$$p_{j,y} = -p_{e,y} \quad (5.2)$$

$$p_{j,z} = -p_{e,z} + P_{e,in} + xP_{p,in} \quad (5.3)$$

wobei  $p_{j,i}$  die Impulskomponenten des gestreuten Quarks,  $p_{e,i}$  die Impulskomponenten des gestreuten Leptons und  $P$  der Betrag des Impulses des einlaufenden Leptons bzw. Protons ist. Die einlaufenden Teilchen haben keinen Transversalimpuls. Die SkalenvARIABLE  $x$ , die den wechselwirkenden Impulsanteil des Protons beschreibt, muß aus den Leptonen rekonstruiert werden (vgl. Kapitel 1, Seite 11ff).

Da die kinematischen Variablen des gestreuten Leptons gemessen werden müssen, können nur NC-Ereignisse verwendet werden, bei denen der leptonische Endzustand ein Elektron ist.

Das Teilchenbündel, welches vom gestreuten Quark ausgeht und dessen ursprüngliche Flugrichtung innehat, wird *Stromjet* genannt. Falls vor der Teilchenbildung noch Gluonen abgestrahlt werden und dadurch weitere Jets entstehen, kann für einen einzelnen Jet keine Aussage über Energie und Impuls mit Hilfe des Elektrons gemacht werden. Lediglich die Größen aller Teilchen zusammen lassen sich bestimmen.

Die grundlegenden Kalibrationsverfahren, die in diesem Kapitel behandelt werden, beruhen auf dem Vergleich der kinematischen Größen, die zum einen mit dem Elektron und zum anderen mit den Hadronen gemessen werden. Dabei ist die Energie, der Transversalimpuls und die Ausbreitungsrichtung des Stromjets bzw. der Hadronen von Interesse.

Der Polar-Winkel  $\vartheta$  wird so definiert, daß die  $z$ -Achse in Richtung des Protonstrahls verläuft. Detektorkomponenten werden mit ihrer jeweiligen Abkürzung benannt (siehe Kapitel 1). Für die Ergebnisse und Abbildungen in diesem Kapitel wurden die Energieeinträge des LAr-Kalorimeters, des instrumentierten Eisens und des BEMC ausgelesen. Zusätzlich wurde auch das PLUG-Kalorimeter in die Auswertung einbezogen.

## 5.1 Rekonstruktion der Kinematik

### Simulation der Ereignisse

Für die Untersuchungen wurden HERA-Ereignisse simuliert und Datensätze erzeugt. Die Parameter des benutzten Generators LEPTO 5.2/JETSET 6.3 sind in Abschnitt 3.1 (ab Seite 36) angegeben. Zwei unterschiedliche Datensätze wurden generiert:

#### Datensatz 1 (identisch mit Datensatz A in Kapitel 4)

$$Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$$

$$0.0001 \leq x \leq 1$$

$$\text{Ereignisse: } 62\,000 \hat{=} \int \mathcal{L} dt = 1 \text{ pb}^{-1}$$

#### Datensatz 2

$$Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$$

$$0.001 \leq x \leq 1$$

$$\text{Ereignisse: } 20\,000 \hat{=} \int \mathcal{L} dt = 3.7 \text{ pb}^{-1}$$

Auf der Basis dieser Daten wurden mit dem schnellen H1-Detektor-Monte-Carlo-Programm P. S. I. die Rekonstruktion von Spuren der Ereignisse und die Energieeinträge in das Kalorimeter simuliert. Die wichtigsten eingestellten Parameter dafür sind in Abschnitt 3.3 (ab Seite 39) aufgeführt. Die Winkelauflösung  $d\vartheta/\vartheta$  der Elektronspur liegt im Bereich  $155^\circ < \vartheta_e < 165^\circ$  bei  $\sigma \simeq 0.8 \text{ mrad}$ .

Für große Winkel<sup>1</sup> tritt das Elektron nur noch durch sehr kleine Bereiche der Spurkammern. Für diesen Fall kann die Flugrichtung nur aus dem Wechselwirkungspunkt und der Information aus der BPC ermittelt werden. Der Wechselwirkungsort läßt sich durch Extrapolation der sonstigen in den Spurkammern gemessenen Teilchenspuren ermitteln. Die Detektorsimulation P. S. I. rekonstruiert aber nur Teilchen, die mindestens acht Drähte in der CJC passieren (vgl. Abschnitt 3.3). Dies kommt einem Schnitt auf den Elektronwinkel gleich, d. h. nur Winkel mit  $\vartheta_e \lesssim 165^\circ$  kommen vor. Die dadurch nicht rekonstruierten Elektronen sind deswegen bei der Auswertung nachträglich berücksichtigt worden, falls mindestens eine andere Spur des Ereignisses rekonstruiert wurde. Der Einfachheit halber ist in diesen Fällen eine einheitliche Winkelauflösung von  $d\vartheta/\vartheta = 1 \text{ mrad}$  [KAN88] für die Spur des gestreuten Elektrons angenommen worden. Diese zusätzliche Simulation bezieht sich nur auf Datensatz 1, welcher zu etwa 70% aus derartigen Ereignissen besteht.

Zwischen dem BBE und dem BEMC existiert im Detektor ein Winkelbereich ( $152^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 156^\circ$ ), in dem die Elektronschauer nicht vollständig absorbiert werden können und deshalb zu wenig Energie gemessen wird. Bei den durchgeführten Simulationen sind Ereignisse, deren Elektron diesen Bereich erreichen, verworfen worden (crack-cut).

Bei der Rekonstruktion von kinematischen Größen wurde immer angenommen, daß das gestreute Elektron als solches sicher erkannt werden kann. Die Energie des Elektrons wurde innerhalb eines Kegels in Richtung der Elektronspur mit einem Öffnungswinkel von  $\alpha = 0.5 \text{ rad}$  ( $\hat{=} \alpha \simeq 29^\circ$ ) ausgelesen. Die Spur des Elektrons wurde aus der P. S. I. - Rekonstruktion übernommen bzw. ergänzend dazu simuliert (siehe oben). Die Gefahr der möglichen Überlappung von Elektronschauern durch Hadronen ist im Allgemeinen klein, da wegen der Transversalimpulserhaltung das Elektron in den dem Jet bezüglich

<sup>1</sup> $z$ -Achse liegt in Proton-Richtung!

der  $z$ -Achse gegenüberliegenden Raumbereich gestreut wird. Um dennoch Störungen zu reduzieren, ist bei der Auswertung gefordert worden, daß die ausgelesene Energie mit dem Generatorwert für das Elektron innerhalb einer Toleranz von  $\pm 4\sigma$  der entsprechenden Auflösung übereinstimmen muß. Damit wurden ca. 0.8% der Ereignisse von Datensatz 1 und 0.2% der Ereignisse von Datensatz 2 verworfen.

### Bestimmung von $x$ , $y$ , $Q^2$

Der Vergleich der aus dem Elektron rekonstruierten Größen mit denen aus den Generatordaten liefert einen Eindruck von der zu erwartenden Genauigkeit.

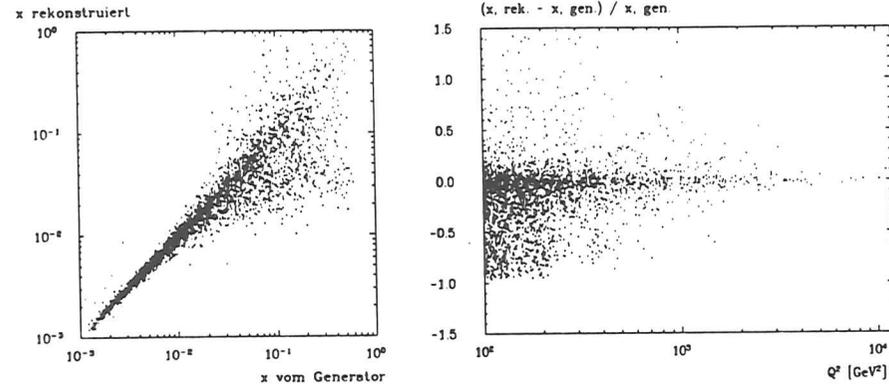


Abbildung 5.2: Korrelation zwischen  $x$  vom Generator und dem aus dem Elektron rekonstruiertem  $x$ . Verwendet wurden 3000 Ereignisse aus Datensatz 2 ( $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ ); rechts ist die Abweichung des rekonstruierten vom generierten  $x$  abhängig von  $Q^2$  dargestellt.

Die kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $y$ ,  $x$  wurden im Laborsystem nach den Gleichungen 1.2 bis 1.4 bestimmt, nachdem  $\theta_e$  durch  $\vartheta_e = 180^\circ - \theta_e$  ersetzt wurde:

$$Q^2 = 4E_{e,in}E_{e,out} \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2} \quad (5.4)$$

$$y = 1 - \frac{E_{e,out} \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2}}{E_{e,in}} \quad (5.5)$$

$$x = \frac{E_{e,in}E_{e,out} \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2}}{E_{p,in}(E_{e,in} - E_{e,out} \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2})} \quad (5.6)$$

- $E_{e,in}$ : Energie des einlaufenden Elektrons (HERA : 30 GeV)
- $E_{e,out}$ : Energie des auslaufenden Elektrons
- $E_{p,in}$ : Energie des einlaufenden Protons (HERA : 820 GeV)
- $\vartheta_e$ : Streuwinkel des auslaufenden Elektrons;  $z$ -Achse in Protonrichtung

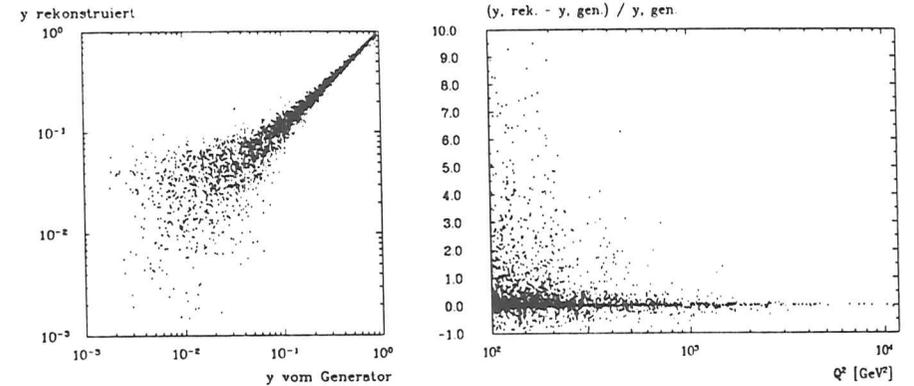


Abbildung 5.3: Korrelation zwischen  $y$  vom Generator und dem aus dem Elektron rekonstruiertem  $y$ . 3000 Ereignisse aus Datensatz 2 ( $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ ); rechts ist die Abweichung des rekonstruierten vom generierten  $y$  abhängig von  $Q^2$  dargestellt.

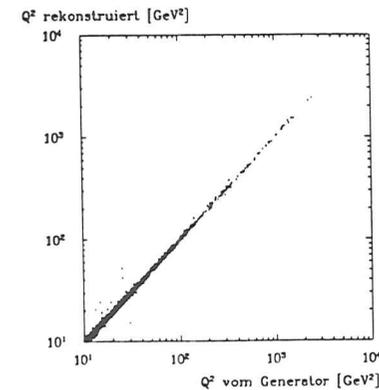


Abbildung 5.4: Korrelation zwischen  $Q^2$  vom Generator und dem aus dem Elektron rekonstruiertem  $Q^2$ . Hier wurden 3000 Ereignisse aus Datensatz 1 verwendet.

Die mit diesen Gleichungen rekonstruierten Größen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  sind in Abb. 5.2, 5.3 und 5.4 mit den Daten aus dem Ereignisgenerator verglichen. Die Korrelationsgüte wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht quantitativ untersucht, es zeigt sich aber, daß  $x$  für kleine Werte und  $y$  für große Werte einigermaßen gut rekonstruierbar ist. Das Quadrat des Impulsübertrags  $Q^2$  kann im ganzen Bereich als gleich gut meßbar angenommen werden, wie in Abb. 5.4 gezeigt. Diese Beobachtungen decken sich mit ausführlichen Untersuchungen über den bei H1 zugänglichen kinematischen Bereich (siehe Abbildung 1.5). Den Zusammenhang einiger kinematischen Größen kann man in Abbildung 1.3 ablesen. Dort sind verschiedene Streuwinkel  $\vartheta_e$  als Funktionen von  $x$  und  $Q^2$  eingetragen.

### Jet-Energie, Transversalimpuls und $\vartheta_{Strom-Jet}$

Für die Kalibration ist das Wissen um den Winkel des Stromjets von Interesse, damit Ereignisse mit großer hadronischer Energie in bestimmten Winkelbereichen selektiert werden können. Dieser kann nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$\vartheta_j = \arccos \frac{p_{j,z}}{\sqrt{p_{j,x}^2 + p_{j,y}^2 + p_{j,z}^2}} \quad (5.7)$$

mit  $p_{j,i}$  wie in den Gleichungen 5.1 bis 5.3 definiert. Abbildung 5.5 zeigt die Korrelation zwischen dem mit Hilfe des Elektrons rekonstruierten Stromjetwinkel  $\vartheta_j$  und dem vom Generator vorgegebenen Winkel  $\vartheta_j$  für Ereignisse aus Datensatz 2. Man sieht, daß dieser Winkel um so besser rekonstruiert werden kann, je größer der Impulsübertrag ist. Ereignisse mit mehr als einem Stromjet (zusätzliche durch Gluon-Bremsstrahlung induzierte Jets treten auf) können mit einem Winkel nicht beschrieben werden. Die Jets breiten sich dann in Richtungen aus, die mit Hilfe des Elektrons nicht vorhergesagt werden können.

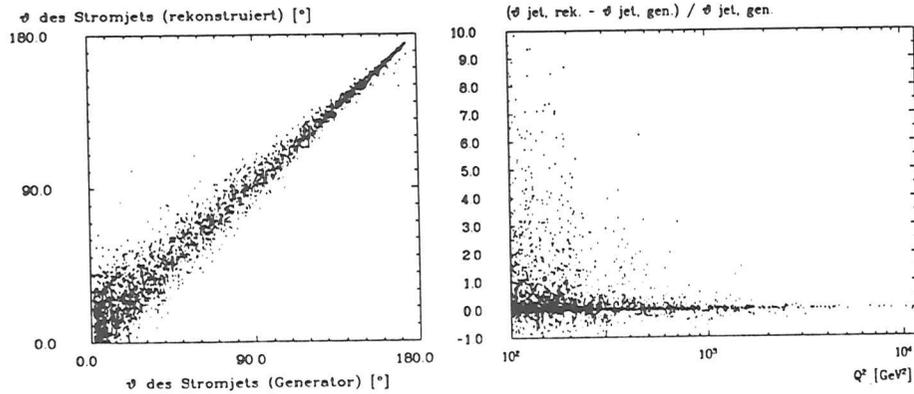


Abbildung 5.5: Korrelation zwischen  $\vartheta_j$  vom Generator und dem aus dem Elektron rekonstruierten  $\vartheta_j$ . 3000 Ereignisse aus Datensatz 2 ( $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ ); rechts ist die relative Winkelabweichung als Funktion von  $Q^2$  aufgetragen.

Die Jetenergie  $E_j$  erhält man aus den Elektrondaten mit

$$E_j = E_{p,in} + E_{e,in} - E_{e,out} - (1-x)E_{p,in} \quad (5.8)$$

wenn  $x$  nach Gleichung 5.6 eingesetzt wird.

Der Transversalimpuls der Hadronen entspricht trivialerweise dem Transversalimpuls des Elektrons, der aus dessen Energie  $E_{e,out}$  und dem Streuwinkel  $\vartheta_e$  abgeleitet werden kann.

Nachdem die mit dem Elektron rekonstruierten Größen bereitstehen, können diese mit den aus den Hadronen zu bestimmenden Werten verglichen werden. Die mit den Hadronen meßbare Jetenergie ist die Summe der Energien in allen Kalorimeterzellen

$$E_j = \sum_i E_i, \quad (5.9)$$

wobei  $i$  über alle nicht vom Elektron getroffenen Kanäle läuft. Auf die Jet-Topologie wird in Gleichung 5.9 allerdings keine Rücksicht genommen, d. h. es wird vor allem davon ausgegangen, daß der Protonjet nicht im Kalorimeter mitgemessen wird. Eine Verfeinerung dieser Methode ist, die Zellenauslese nur innerhalb eines Kegels um die rekonstruierte Stromjetachse vorzunehmen, was jedoch einer sorgfältigen Definition des Öffnungswinkels bedarf. Dabei gibt man dann zusätzlich den Vorteil der Modellunabhängigkeit auf, da Annahmen zur Jettopologie vorausgesetzt werden müssen.

Der Transversalimpuls des hadronischen Flusses kann einfach aus dem Ort der Kalorimeterzellen und der jeweils deponierten Energie ermittelt werden:

$$p_{\perp} = \sqrt{\left(\sum_i E_i \frac{r_{i,x}}{|r_i|}\right)^2 + \left(\sum_i E_i \frac{r_{i,y}}{|r_i|}\right)^2}, \quad (5.10)$$

weil  $E_i \simeq |\vec{p}_i|$ . Das Magnetfeld, welches geladene Teilchen kleiner Energie ablenkt und den Transversalimpuls leicht verringert, ist dabei vernachlässigt. Der Fehler des Transversalimpulses durch die nicht zugänglichen Bereiche in Strahlrohrnähe ist um so kleiner, je größer der Jetwinkel ist. In solchen Fällen ist die Zahl der Teilchen, die der Messung verloren gehen, klein (vgl. Abschnitt 1.1.3).

## 5.2 Versuch einer Kalibration mit Hilfe der Energie des Stromjets

Eine Prüfung, ob mit dem LAr-Kalorimeter die Energie des hadronischen Teilchenflusses genügend vollständig gemessen werden kann, erfolgte mit den Datensätzen 1 und 2.

Die Energie des Stromjets errechnet sich gemäß

$$E_j = E_{p,in} + E_{e,in} - E_{e,out} - (1-x_{Gen.})E_{p,in} \quad (5.11)$$

aus den Generatordaten. Die aus den Messungen des Elektrons herleitbare Jetenergie nach Gleichung 5.8 ( $E_j$  aus  $e^-$  rekonstruiert) ist mit der Energie nach Gleichung 5.11 ( $E_j$ , Generator) in Abbildung 5.6 verglichen. Hier ist deutlich zu erkennen, daß die Genauigkeit der Rekonstruktion der Jetenergie vor allem bei kleinen Impulsüberträgen schlecht ist.<sup>2</sup> Es muß deswegen mit relativ großen Fehlern gerechnet werden.

<sup>2</sup>Eine sorgfältigere Erfassung der Elektrondaten als sie hier vorgenommen wurde (Seite 64f), kann möglicherweise die Jetenergierekonstruktion etwas verbessern.

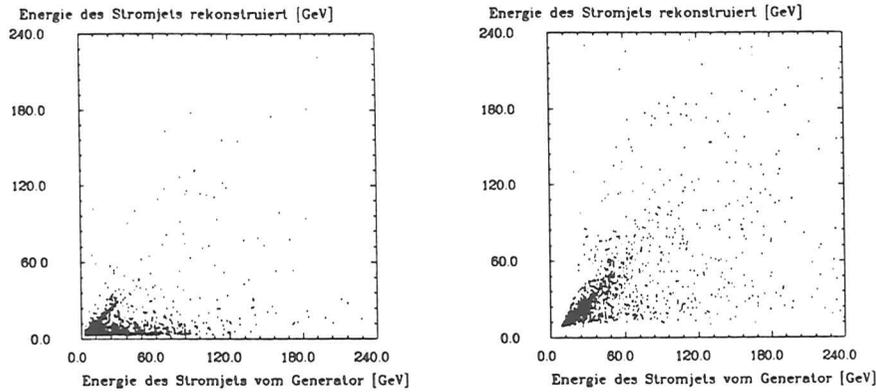


Abbildung 5.6: Korrelation zwischen generierter und aus dem Elektron rekonstruierter Energie des Stromjets. 3000 Ereignisse aus Datensatz 1 ( $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$ , links) bzw. aus Datensatz 2 ( $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ , rechts)

In Abbildung 5.7 ist die Energie des Jets gegen den Winkel des Jets aufgetragen. Die untere Energiegrenze kommt daher, daß die dargestellten Ereignisse ein  $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$  bzw.  $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$  aufweisen, woraus eine Minimalenergie der Jets folgt. Die kleinere  $Q^2$ -Grenze entspricht durchaus der Realität, da nach Tabelle 5.1 der maximale Streuwinkel des Elektrons bei  $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$  gerade noch gut im Meßbereich liegt. In Abbildung 5.7 ist auch zu erkennen, daß die Jetenergie im Vorwärtsbereich groß werden kann, während höhere  $\vartheta_j$  meistens Gesamtenergien von nur wenigen  $\text{GeV}$  bedeuten.

$Q^2$ [ $\text{GeV}^2$ ]	$\vartheta_e$ [ $^\circ$ ]
4	< 176.2
10	< 174.0
100	< 161.1
1000	< 124.2

Tabelle 5.1: Maximal möglicher Elektronstreuwinkel  $\vartheta_e$  für verschiedene Impulsüberträge  $Q^2$  (z-Achse ist in Protonrichtung definiert)

In Abbildung 5.8 sieht man, wie schlecht die Energie, die man im LAr-Kalorimeter mißt, mit der aus dem Elektron rekonstruierten Energie übereinstimmt. Das Verhältnis  $E(\text{Detektor})/E(\text{Jet, rek.})$  liegt meist deutlich über 1 und variiert zudem über weite Bereiche. Der Grund liegt in der oft als zu klein ermittelten Energie des Stromjets bei kleinem  $Q^2$  (vgl. Abb. 5.6). Zudem können auch einige Teilchen vom Protonjet detektiert werden. Bei kleinen Winkeln ( $\vartheta_j < 10^\circ$ ) verliert man dann wieder Energie vom Stromjet im PLUG-Kalorimeter oder im Strahlrohr. Lediglich bei sehr großen Jetwinkeln ab  $150^\circ$  ist eine Häufung bei Eins zu erkennen.

Eine Verbesserung erreicht man durch Verwendung von Ereignissen mit höheren Impulsüberträgen und durch eine selektive Zellenauslese. Dafür wurden Kegel mit festem Öffnungswinkel und einer Kegelachse in der rekonstruierten Jetrichtung definiert und nur die Kalorimeterzellen gelesen, deren geometrische Mittelpunkte innerhalb des jeweiligen

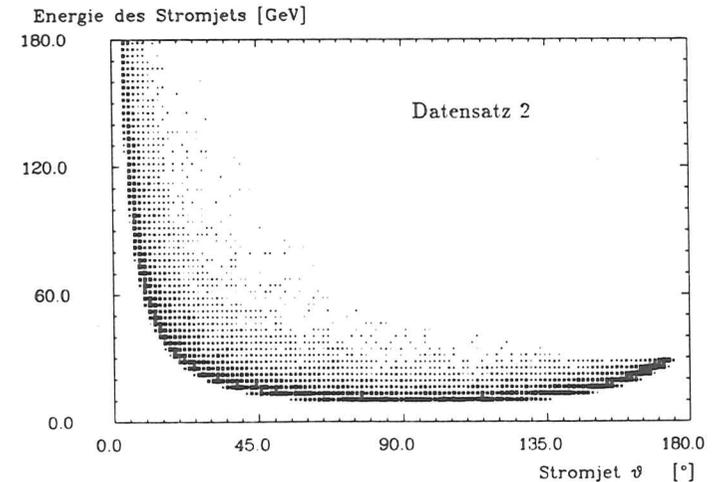
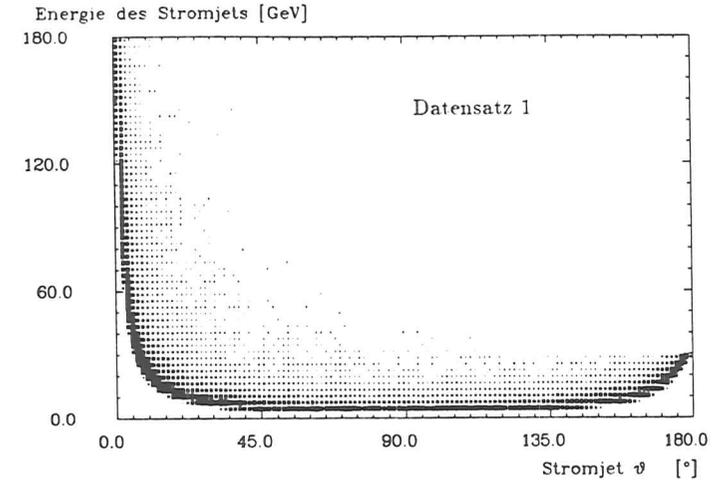


Abbildung 5.7: Die Energie gegen den Winkel des Stromjets berechnet aus Generator-daten. 3000 Ereignisse aus Datensatz 1 ( $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$ , oben) bzw. aus Datensatz 2 ( $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ , unten)

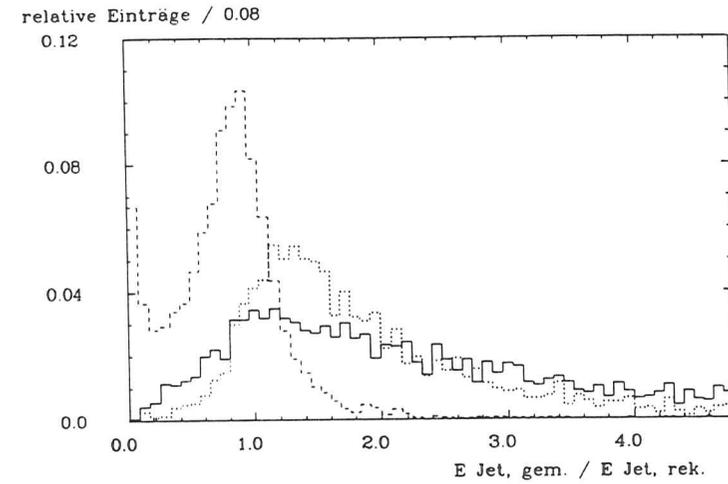
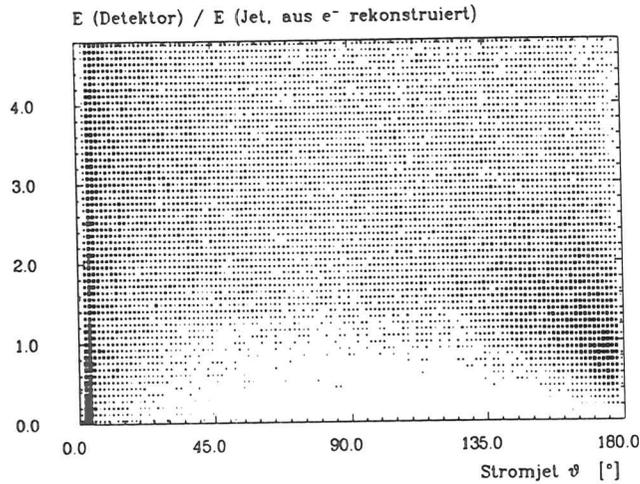


Abbildung 5.8: Die im Kalorimeter gemessene Energie aller Teilchen (ohne Elektron) geteilt durch die rekonstruierte Jetenergie. Verwendet wurde Datensatz 1 ( $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$ ), ausgelesen wurde nur das LAr-Kalorimeter

Kegels lagen. Der Bereich des Strahlrohrs ( $\vartheta < 0.6^\circ$ ) ist ausgenommen, denn dort wird keine meßbare Energie deponiert. Das PLUG-Kalorimeter ist hingegen berücksichtigt worden.

Es ist schwierig zu erreichen, daß mit dieser einfachen Methode der jeweilige Stromjet komplett ausgelesen, Teile des Protonjets jedoch nicht mitgelesen werden. In Abbildung 5.9 sind die Verhältnisse der gemessenen und der rekonstruierten Energie für verschiedene Kalorimeterbereiche und zwei Öffnungswinkel aufgetragen. Es können sehr starke Ausläufer zu großen Werten für Jets in Vorwärtsrichtung beobachtet werden. Das liegt u. a. an der mit diesem einfachen Verfahren unvermeidbaren Mitauslese von Teilen des Protonjets. Das PLUG und der innere Teil des IF-Kalorimeters enthält somit Energie, die nicht zum Stromjet gezählt werden dürfte. Für Jets in Vorwärtsrichtung empfiehlt sich danach ein Kegel mit kleinem Öffnungswinkel, um den Protonjet möglichst auszublenden, und für  $\vartheta_j > 45^\circ$  muß der Öffnungswinkel groß sein, um den ganzen Jet zu umhüllen. Zusätzlich ergeben sich Schwänze in den Verteilungen zu kleinen Werten, da innerhalb der Kegel wenig Energie gefunden wird, wenn Ereignisse mit mehr als zwei Jets gemessen werden. Ereignisse, deren Energiedeposition im Kegelbereich unter  $0.1 \text{ GeV}$  liegt, wurden verworfen. Auf Generatorbasis erfüllen rund 15% der Ereignisse von Datensatz 2 diese Bedingung.

Eine Verbesserung im Vorwärtsbereich kann erreicht werden, wenn das PLUG-Kalorimeter nicht ausgelesen wird. Dadurch werden die langen Ausläufer, die in Abbildung 5.9 zu sehen sind, kleiner. Offensichtlich wird im PLUG zum Teil mehr Energie vom Protonjet deponiert als vom Stromjet.

In dieser Arbeit wurde nicht weiter versucht, die Jetenergie als solche zu Kalibrations-

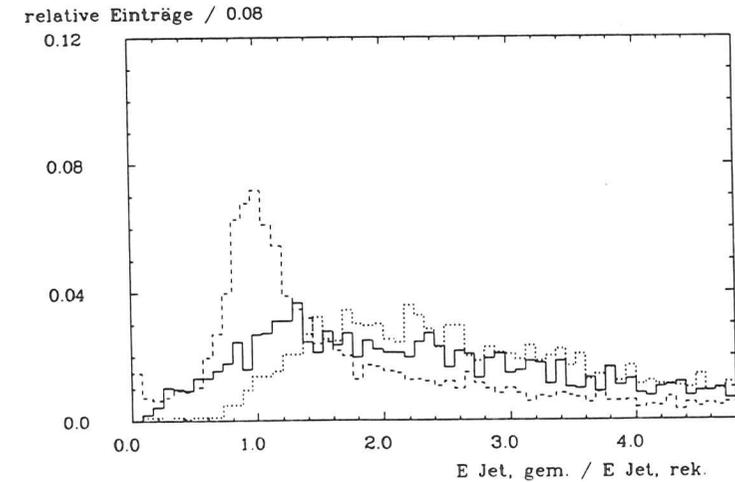


Abbildung 5.9: Die im Kalorimeter gemessene Energie von Teilchen im Kegel geteilt durch die rekonstruierte Jetenergie. Ereignisse aus Datensatz 2 ( $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ ) mit Detektorsimulation (inklusive PLUG).

—  $5^\circ \leq \vartheta_j < 20^\circ$ , .....  $20^\circ \leq \vartheta_j < 45^\circ$ , - -  $45^\circ \leq \vartheta_j < 143^\circ$ .  
Oben: Öffnungswinkel  $40^\circ$ , unten: Öffnungswinkel  $80^\circ$ .

zwecken zu benutzen, da es mit einfachen Mitteln nicht möglich ist, die im Kalorimeter meßbare Energie mit der aus dem Elektron vorhersagbaren Energie in Einklang zu bringen. Komplizierte Methoden, die zudem von Fragmentationsmodellen abhängig sind, sind nötig, um direkt mit der Jetenergie zu eichen. Untersuchungen mit Ereignissen sehr hoher Impulsüberträge ( $Q^2 \geq 10\,000\text{ GeV}^2$ ) zeigen, daß die prinzipiell besser geeigneten Ereignisse eben jene mit einem hohen Impulsübertrag sind, welche nicht so häufig vorkommen (viermal pro  $1pb^{-1}$ ) wie die dominierenden Ereignisse mit kleinem  $Q^2$  und  $x$ . Die kleine Rate solcher Ereignisse verhindert eine praktikable Anwendung dieser Methode.

### 5.3 Transversalimpuls von Elektron und Hadronen

In diesem Abschnitt wird der Vergleich des Transversalimpulses des Elektrons ( $p_{\perp,e}$ ) mit dem Transversalimpuls der anderen Teilchen ( $p_{\perp,h}$ ) untersucht. Diese Teilchen werden hier auch pauschal der Kürze wegen Hadronen genannt, obwohl ein Jet bei der Ankunft im Kalorimeter auch Photonen und zum kleinen Teil Leptonen enthält. Mit der Messung der Transversalimpulse läßt sich der störende Einfluß der Protonjets eliminieren, da dessen Transversalimpulse im Mittel gegen Null gehen. Der Transversalimpuls ist eine wichtige globale Größe eines Ereignisses.

#### 5.3.1 Einfluß des Strahlrohres auf die Transversalimpulsmessung

Es werden die Transversalimpuls-Verhältnisse der Hadronen und des Elektrons untersucht, wobei das LAr-Kalorimeter, das instrumentierte Eisen und das BEMC für die Signalauswertung benutzt wurde. Die Untersuchungen sind sowohl mit als auch ohne PLUG vorgenommen worden. Folgende Einflüsse des Strahlrohres bzw. des fehlenden PLUG-Kalorimeters machen sich bemerkbar:

- Es wird zuwenig  $p_{\perp,h}$  detektiert, wenn Randteile der Jets in tote Bereiche ragen und
- Randbereiche des Protonjets, wenn sie ins Kalorimeter gelangen, können die Messung „verschmieren“.

Die Ungenauigkeiten, die von fehlenden Detektoren in Strahlhöhe hervorgerufen werden, lassen sich mit Generatorereignissen untersuchen, da dort die Auflösung des Kalorimeters, die sekundären Prozesse der Teilchen und unvollständige Schauerdeposition im Kalorimeter nicht eingehen.

Es kamen wieder die Datensätze 1 und 2 auf Generatorbasis zum Einsatz. Für jedes Ereignis wurde das Verhältnis des Betrags der vektoriellen Summen der Transversalimpulse der Hadronen und des Transversalimpulses des gestreuten Elektrons gebildet. Einzige Bedingung für die Berücksichtigung bei der Summation war, daß der Winkel  $\vartheta_i$  der einzelnen Teilchen größer als  $0.6^\circ$  bzw.  $3.6^\circ$  (ohne PLUG) sein mußte.

Diese Verhältnisse  $p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  wurden in Histogramme eingetragen, an deren Verteilungen Gaußfunktionen angepaßt wurden. Da die Verteilungen nicht gaußförmig sind – die Ausläufer sind zu stark – wurde dazu nur ein eingeschränkter Bereich verwendet um die „Schwänze“ nicht zu sehr zu berücksichtigen. Es erfolgte eine Differenzierung nach drei

Winkelbereichen, die sich durch die Richtung der Stromjets ergab. Diese sind (mit  $\vartheta_j =$  Winkel des Stromjets):

$$\text{IF:} \quad 5^\circ \leq \vartheta_j < 20^\circ$$

$$\text{FB:} \quad 20^\circ \leq \vartheta_j < 45^\circ$$

$$\text{CB:} \quad 45^\circ \leq \vartheta_j < 143^\circ$$

Die Abbildung 5.10 zeigt vier dieser Histogramme für die Datensätze 1 bzw. 2. Die eingezeichneten durchgezogenen Linien geben den Bereich der jeweiligen Gaußanpassung an. Bemerkenswert ist die deutliche Verschmierung um den Mittelwert, die ausschließlich daher kommt, daß nur Teilchen mit einem Polarwinkel  $\vartheta_i \geq 0.6^\circ$  (das entspricht dem LAr-Kalorimeter- und PLUG-Bereich) oder  $\vartheta_i \geq 3.6^\circ$  (ohne PLUG) berücksichtigt wurden. Für den Datensatz 1 liegt die Breite der Verteilung nach dem Gaußfit bei  $\sigma = 8\%$  (10% ohne PLUG), für Datensatz 2 bei  $\sigma = 3\%$  (5% ohne PLUG). Erwartungsgemäß ist der Mittelwert bei Ereignissen mit Jets in Vorwärtsrichtung zu kleineren Werten hin verschoben; erst bei großen Stromjetwinkeln spielt der tote Bereich um das Strahlrohr kaum noch eine Rolle und das Verhältnis wird Eins.

In der Tabelle B.1 (Anhang B) sind die Mittelwerte der  $p_{\perp}$ -Verhältnisse zusammengefaßt. Die dort angegebenen Fehler sind die Fehler der Mittelwerte, ermittelt nach dem erwähnten Gaußfit.

Ohne den PLUG-Bereich sehen die Ergebnisse auf Generatorbasis für den Vorwärtsbereich ( $\vartheta_j < 20^\circ$ ) etwas ungünstig aus, denn die Abweichung vom erwarteten Wert Eins beträgt dort 8% für Ereignisse mit  $Q^2 \geq 10\text{ GeV}^2$  und 3% für Ereignisse mit  $Q^2 \geq 100\text{ GeV}^2$ . Das ist mehr als für die geforderte Kalibrationsgenauigkeit von 2% toleriert werden kann. Wird jedoch der PLUG-Bereich zur Bestimmung des Transversalimpulses mit verwertet, verbessert sich die Differenz auf unter 1%. Der Einfluß des Strahlrohres ist also relativ gering, während ein Ausschluß des PLUGs für die Messung von Jets, die auf das IF- und auch das FB-Kalorimeter gerichtet sind, Probleme durch große Abweichungen aufwerfen kann.

#### 5.3.2 Transversalimpuls im Kalorimeter

Im folgenden wird nun gezeigt, welche Einflüsse die Auflösung des Kalorimeters und andere Eigenschaften des Detektors auf die Güte der Transversalimpulsverhältnisse haben. Dazu sind – wie mit den Generatorereignissen – wieder die Verhältnisse  $a = p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  gebildet und in verschiedene Histogramme eingetragen worden. Der Jetwinkel  $\vartheta_j$  ist von den Generatorwerten übernommen worden. Die Auswertung erfolgte in gleicher Weise wie in Abschnitt 5.3.1, nur diesmal mit Daten nach der Detektorsimulation. In Abbildung 5.11 sind die so gewonnenen Histogramme für den Datensatz 2 dargestellt. Die durchgezogenen Kurven geben den jeweiligen Bereich des Gaußfits an.

Eigenschaften des Detektors verschlechtern die Verteilungen der  $p_{\perp}$ -Verhältnisse im Vergleich zu den Histogrammen, die man aus den Generatorereignissen erhält. Erwartungsgemäß verbreitert sich die Kurve wegen der endlichen Energieauflösung des Kalorimeters. Doch zusätzlich verschiebt sich das Mittel zu kleineren Werten. Es müssen im Gegensatz zu Generatorereignissen noch weitere Mechanismen unterschieden werden, die zum Verlust an Transversalimpuls führen:

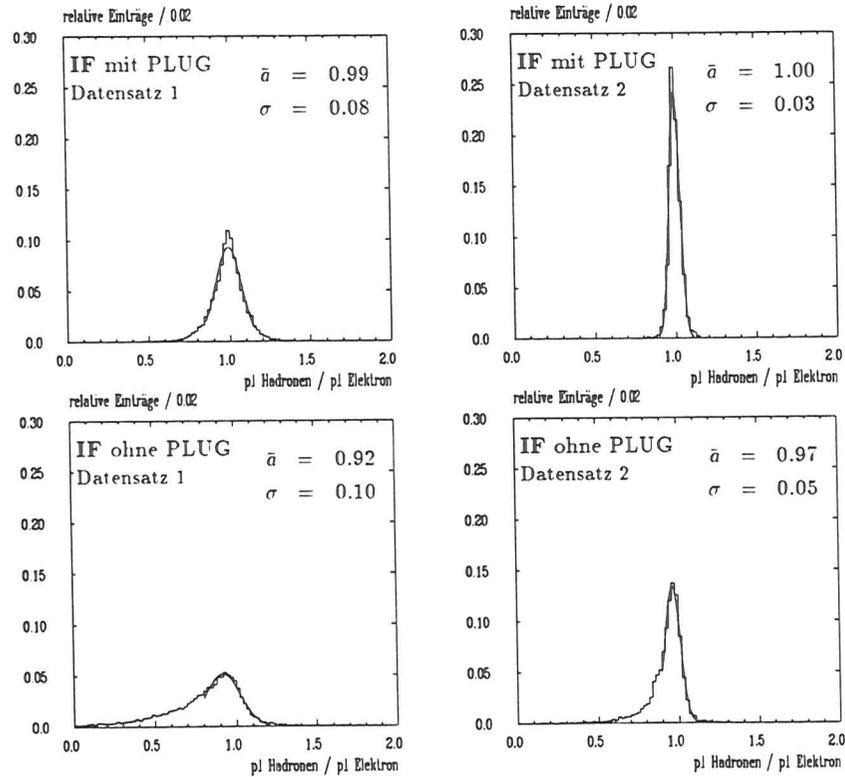


Abbildung 5.10: Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons  $a = p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  für den IF-Bereich ( $5^\circ \leq \vartheta_j < 20^\circ$ , Generatorereignisse). Die angegebenen Werte erhält man aus dem Gaußfit.

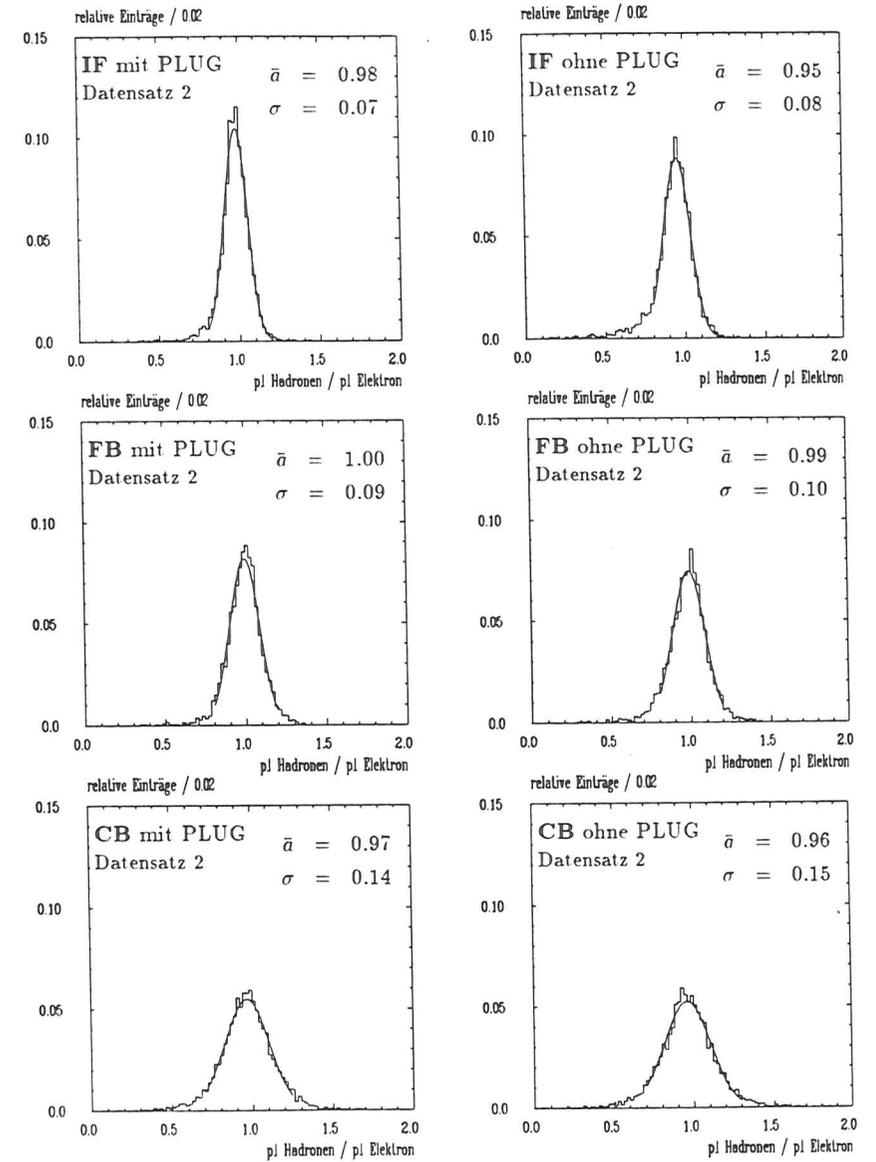


Abbildung 5.11: Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons  $a = p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  für verschiedene Stromjetwinkelbereiche (Kalorimeterereignisse, Datensatz 2). Die angegebenen Werte erhält man aus dem Gaußfit.

- Niederenergetische Teilchen ( $E \ll 1 \text{ GeV}$ ), die häufig vorkommen, verlieren oft ihre gesamte Energie bevor sie überhaupt ins Kalorimeter gelangen können.
- Durch Zerfälle von  $\pi^\pm$ ,  $K$  oder anderen Teilchen entstehen Neutrinos, die nicht nachweisbar sind und deren Energie daher nicht meßbar ist.
- Das Magnetfeld lenkt Teilchen kleiner Energie ab, so daß die berechnete vektorielle Summe der gemessenen Impulse auf einen etwas zu kleinen Transversalimpuls führt.
- Schauer, die aus dem LAr-Kalorimeter herausragen aber nicht das instrumentierte Eisen erreichen, rufen einen Energieverlust hervor (vgl. *Perfekte Kalibration* in Abschnitt 3.3).

Diese Verluste, die Abweichungen vom theoretischen Wert Eins des  $p_\perp$ -Verhältnisses bewirken, sind in Abbildung 5.12 deutlich zu erkennen. Die eingezeichneten Fehlerbalken in Richtung der Abszisse geben die Stromjetwinkelbereiche der Ereignisse an, die jeweils zur Bildung eines Mittelwertes berücksichtigt wurden. Die Fehlerbalken in der Ordinate beschreiben die Fehler der Mittelwerte nach den Gaußkurvenanpassungen (siehe Abb. 5.11, B.1 und B.2).

Wegen der oben aufgezählten Verlustmechanismen weichen die nach der Detektorsimulation erhaltenen Mittelwerte signifikant stärker von Eins ab als die aus den Generatorereignissen gefundenen Werte. So sind ohne Auslese des PLUGs Abweichungen von bis zu 9% für Datensatz 1 bzw. bis zu 5% für Datensatz 2 zu beobachten. Die Mitauslese des PLUG-Kalorimeters bewirkt hier nicht in jedem Fall eine ausreichende Verbesserung des  $p_\perp$ -Verhältnisses. Je nach Winkelbereich betragen die Abweichungen bis zu 3%, was teilweise daran liegt, daß die große Menge toten Materials vor dem PLUG, welche verhältnismäßig große Absorptionsverluste bewirkt, und die relativ schlechte Auflösung von  $100\%/\sqrt{E}$  für diese Zwecke nicht zufriedenstellend ist.

Interessant in diesem Zusammenhang ist auch der Energiebereich, der bei den hier benutzten Ereignissen zur Kalibration vorkommt. In Abbildung 5.13 sind für die jeweils korrespondierenden Winkelbereiche und Ereignisse die Energiespektren aufgetragen, wie sie für den Stromjet aus Generatordaten berechnet wurden. In Datensatz 1 sind die Jetenergien im Mittel etwas geringer als in Datensatz 2, in Vorwärtsrichtung ( $5^\circ < \vartheta_j < 20^\circ$ ) z. B. liegt das Energiemaximum bei  $20 \text{ GeV}$  bzw. bei  $50 \text{ GeV}$  mit langen Ausläufern zu hohen Energien bis über  $150 \text{ GeV}$  bzw.  $250 \text{ GeV}$ . In den anderen Winkelbereichen liegen ähnliche Verteilungen bei niedrigeren Energien vor. Die Jetwinkel und die Energien der Jets legen die Kinematik fest. Die jeweils ungefähren unteren Grenzen der Variablen  $x$  sind zusätzlich in Abbildung 5.13 angegeben.

### 5.3.3 Verwerfen von „schlechten“ Ereignissen

Im IF-Bereich sollten sich die bisher gezeigten Verteilungen verbessern lassen, wenn es gelingt, den Einfluß des fehlenden Impulses bei kleinen Winkeln  $\vartheta$  zu verkleinern. Eine hier geprüfte Möglichkeit ist das Verwerfen von Ereignissen, deren Stromjets stark vorwärtsgerichtet sind. In solchen Fällen ist nämlich die Wahrscheinlichkeit groß, daß viele Teilchen nicht gemessen werden. Es wurden deshalb die Verhältnisse  $a = p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  nur gebildet, wenn der Stromjetwinkel größer als  $15^\circ$  war. Ansonsten erfolgte die Auswertung so wie in den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 beschrieben.

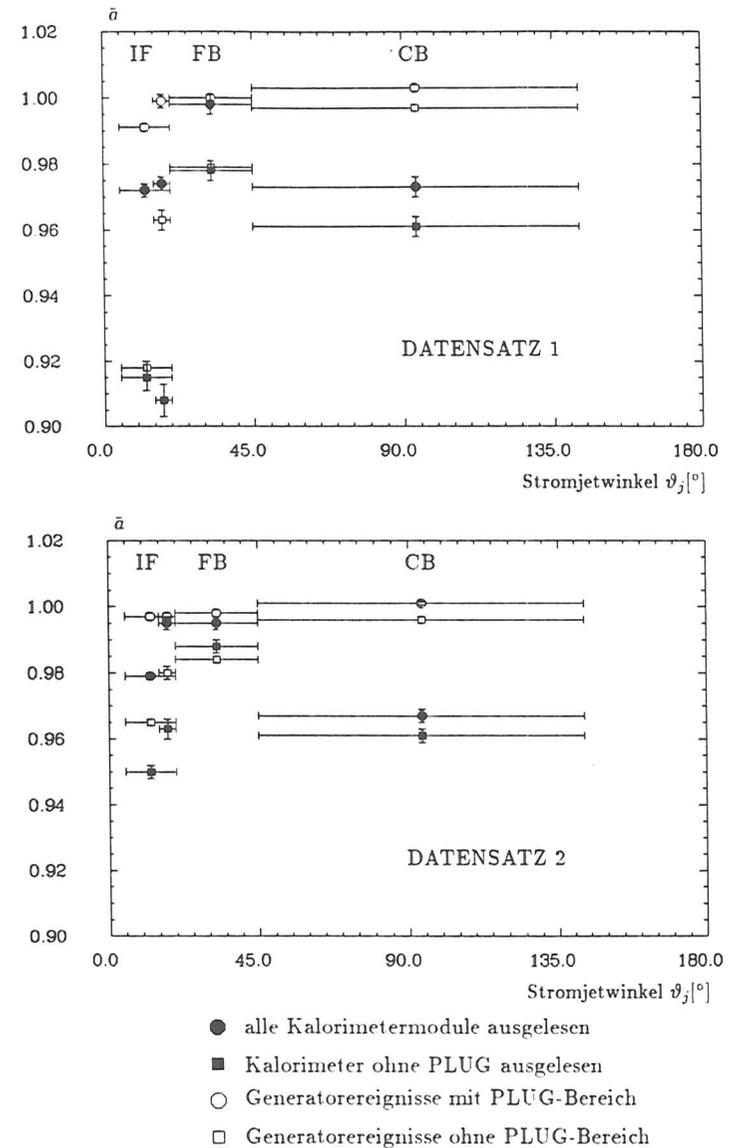


Abbildung 5.12: Mittleres Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons  $\bar{a} = (p_{\perp,h}/p_{\perp,e})$ . Die Fehlerbalken in  $\vartheta_j$  geben den jeweils berücksichtigten Winkelbereich des Stromjets an. Die Fehlerbalken in der Ordinate kennzeichnen den statistischen Fehler des Mittelwertes.

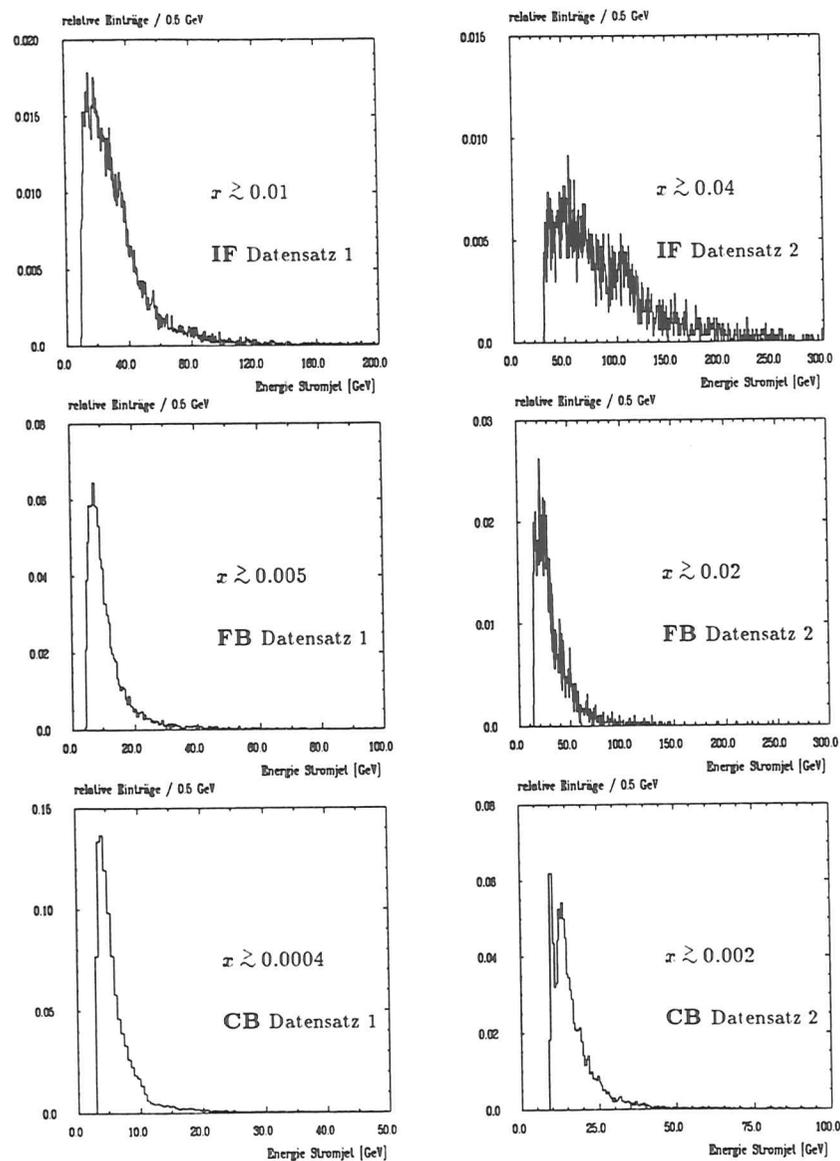


Abbildung 5.13: Jetenergie für verschiedene Stromjetwinkelbereiche. Zu den Spektren sind die ungefähren jeweiligen unteren Grenzen der SkalenvARIABLEN  $x$  angegeben.

Neben der Tabelle B.1 enthält auch Abbildung 5.12 die Ergebnisse  $\bar{a}$  für den Jetwinkelbereich zwischen  $15^\circ$  und  $20^\circ$ . Es handelt sich um die Punkte im IF-Bereich mit den kleineren Fehlerbalken in  $\vartheta_j$ . Auf Generatorebene lassen sich damit deutliche Verbesserungen erzielen. Ohne Auslese des PLUGs weicht jedoch der Mittelwert  $\bar{a}$  nach dem Schnitt immer noch um 4% (Datensatz 1) bzw. um 2% (Datensatz 2) vom Idealwert 1 ab.

Werden die Detektorereignisse herangezogen, bietet der Winkelschnitt keine Vorteile für Datensatz 1. Für Datensatz 2 ist der Erfolg besser, vor allem wenn das PLUG-Kalorimeter mitausgelesen wird. Dann erreicht das mittlere  $p_\perp$ -Verhältnis fast den Wert 1 ( $\bar{a} = 0.995$ ).

Durch den Wegfall von Jets mit kleinem Winkel verändert sich das berücksichtigte Energiespektrum nur leicht. Während für Datensatz 2 die Veränderung minimal ist, reduziert sich die Verteilung der Jetenergie für Datensatz 1 etwas im hohen Bereich.

Die Möglichkeit, das PLUG-Kalorimeter als Veto-Zähler einzusetzen, wurde noch kurz untersucht. Ereignisse, deren Verhältnis der Energie im PLUG zu der gesamten im Kalorimeter deponierten Energie größer als ein bestimmtes  $E_V = E_P/E_{tot}$  war, mit  $E_P =$  Energie im PLUG und  $E_{tot} =$  Energie im gesamten Kalorimeter, wurden verworfen.

Im Anhang B, Tabelle B.2, sind die  $p_\perp$ -Verhältnisse aus den Kalorimeterereignissen für alle Ereignisse mit  $\vartheta_j > 5^\circ$  für verschiedene  $E_V$ -Werte ( $E_V \leq 80\%$ ,  $30\%$  und  $8\%$ ) zu sehen. Es wird deutlich, daß das PLUG-Veto wenig Erfolg hat.

In allen bisher ausgeführten Fällen ist zu bedenken, daß das Verwerfen von einem Teil der Ereignisse zu einer Verschlechterung der Statistik führt. Ein Blick auf die Tabelle 5.2 zeigt, daß von ursprünglich 62 000 bzw. 20 000 Ereignissen nur etwa 60% bzw. 80% verwertet wurden. Der Grund ist der geforderte Mindestwinkel von  $5^\circ$  bzw. Höchstwinkel von  $143^\circ$  für den Jetwinkel  $\vartheta_j$ . Nach der Detektorsimulation wurden davon nur 95% bzw. 70% der Ereignisse ausgewertet. Die anderen sind verworfen worden, weil das gestreute Elektron einen Winkelbereich zwischen dem BBE und dem BEMC erreichte, wo die Energie des Elektrons nicht gut gemessen werden kann (siehe Seite 64). Mit der hier vorgenommenen Aufteilung der Ereignisse auf drei verschiedene Polarwinkelbereiche sind jedoch die statistischen Ungenauigkeiten sehr gering. Für Datensatz 2 liegt der Fehler jeweils bei nur 0.2%.

Anzahl Ereignisse für $p_\perp$ -Balance			
$\vartheta_j$	$5^\circ \dots 20^\circ$	$20^\circ \dots 45^\circ$	$45^\circ \dots 143^\circ$
Datensatz 1 (Generator)	13 358	8 140	16 675
Datensatz 2 (Generator)	4 606	3 529	7 657
Datensatz 1 (Kalorimeter)	12 066	7 801	16 261
Datensatz 2 (Kalorimeter)	2 971	2 521	5 273

Tabelle 5.2: Anzahl der Ereignisse für die  $p_\perp$ -Balance bei verschiedenen Winkelbereichen des Stromjets  $\vartheta_j$ . Datensatz 1 enthält insgesamt 62 000, Datensatz 2 20 000 Ereignisse.

### 5.3.4 Systematische Fehler

Neben den kleinen statistischen Fehlern können systematische Fehler bei der Bestimmung des Transversalimpulses eine Rolle spielen. Die absolute Kalibration des Kalorimeters für

Hadronen mit den  $p_{\perp}$ -Verhältnissen kann nicht besser werden als die absolute Eichung des elektromagnetischen Kalorimeters für Elektronen. Eine bestimmte relative Fehlmessung der Elektronenenergie führt zu einer gleich großen Fehlbestimmung des Transversalimpulses und somit zu einem gleich großen relativen Fehler der hadronischen Eichung.

Denkbar ist weiterhin eine systematische Fehlbestimmung des Streuwinkels  $\vartheta_e$ . Gerade bei kleinen Steuwinkeln kann sich ein Fehler in der Winkelbestimmung bemerkbar machen. Falls die Abweichung  $2mrad$  beträgt, ergibt sich ein relativer Fehler für den Transversalimpuls von  $dp_{\perp}/p_{\perp} < 1.14\%$  für  $10^{\circ} < \vartheta_e < 170^{\circ}$  und  $dp_{\perp}/p_{\perp} < 0.55\%$  für  $20^{\circ} < \vartheta_e < 160^{\circ}$ . Eine Fehlbestimmung des Streuwinkels hat auf die  $p_{\perp}$ -Messung nur einen kleinen Einfluß, wenn Ereignisse benutzt werden, bei denen der Impulsübertrag groß ist (siehe auch Tabelle 5.1). Eine Auswertung des Datensatzes 2 mit einem um  $2mrad$  zu kleinen Elektronwinkel zeigt keine spürbaren Einflüsse auf die  $p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$ -Verteilungen.

## 5.4 Möglichkeiten und Grenzen der $p_{\perp}$ -Balance

Die Methode der Eichung durch Bildung des Verhältnisses  $a = p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  mit der Forderung  $\bar{a} = 1$  kann bei Verwendung von Ereignissen mit hohem Impulsübertrag  $Q^2$  und eventuell unter Anwendung von *cuts* auf den Stromjetwinkel brauchbar sein. Mit der schnellen H 1-Detektorsimulation erhält man immer  $\bar{a} \leq 1$ . Es ist zu prüfen, ob dieses Ergebnis hinreichend gut mit einer detaillierten Detektorsimulation nachvollzogen werden kann, um dann die Abweichung korrigieren zu können.

Die Genauigkeit der  $p_{\perp}$ -Balance-Methode hängt praktisch nur von den systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Größe der Verluste von hadronischem Transversalimpuls ab. Eine Rolle können dabei Fehler des verwendeten Fragmentationsmodells im Ereignisgenerator spielen (siehe Kapitel 3), da damit beispielsweise die Jettopologie und die Teilchenzusammensetzung bestimmt wird. Davon wird die Größe des simulierten Energieverlustes wegen des Strahlrohrs und des toten Materials beeinflusst.

Die relativen statistischen Fehler bei den Mittelwerten (Tabelle B.1) liegen nur bei wenigen Promille. 20 000 Ereignisse mit der Kinematik wie in Datensatz 2 ereignen sich bei einer Luminosität von  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  innerhalb von 68.5 Stunden. Da die Luminosität zu Beginn des Betriebes wohl kaum diesen hohen Wert erreichen dürfte, ist diese Methode der Kalibration wohl nur in größeren Zeitabständen durchführbar, falls man nicht lieber von vorneherein die Mittelwerte  $\bar{a}$  mit weniger als den hier erwähnten 20 000 Ereignissen bestimmen will. In diesem Fall kann die Methode der  $p_{\perp}$ -Verhältnisse durchaus zur Ergänzung anderer Verfahren verwendet werden und zur globalen Eichung auf Jetenergien nützlich sein.

## Zusammenfassung

Mit Hilfe des Ereignisgenerators LEPTO/JETSET und des schnellen H 1-Detektor-Monte-Carlo-Programms P. S. I. wurden zwei Verfahren zur hadronischen Eichung des Flüssig-Argon-Kalorimeters durch HERA-Ereignisse untersucht. Die Verwendung von P. S. I. gestattet Untersuchungen hoher Statistik ohne den großen Rechenzeitbedarf, den detaillierte Simulationen beanspruchen. Da P. S. I. schon rekonstruierte Daten bereitstellt, konnten darüberhinaus Schwierigkeiten mit den aufwendigen Rekonstruktionsprogrammen, die sich während dieser Arbeit noch in der Entwicklung befanden, vermieden werden.

Die in den Spurräumen rekonstruierten geladenen Hadronen, die räumlich isoliert von anderen Teilchen in das Kalorimeter eintreten, entwickeln dort gleichfalls isolierte Schauer. Die gemessenen Impulse ( $p \lesssim 20 \text{ GeV}/c$ ) lassen sich mit den jeweiligen Energieeinträgen im Kalorimeter vergleichen. Zur Definition des Isolationskriteriums und der Auswahl der jeweils auszulesenden Kalorimeterzellen wurden Kegel mit entsprechend angepaßten Öffnungswinkeln verwendet. Die innerhalb eines „Auslesekegels“ gemessenen Energien werden jedoch durch neutrale Teilchen ( $\gamma$ ,  $K^0$ ,  $n$  u.a.) und andere nicht rekonstruierte Teilchen, sowie durch seitliche Schauerüberlappungen verfälscht. Die Untersuchung von NC-Ereignissen ( $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$ ), die einer integrierten Luminosität von  $1 \text{ pb}^{-1}$  entsprechen, führt zu folgenden Ergebnissen (statistische Fehler in Klammern):

- Die in den Spurräumen nicht detektierbaren neutralen Teilchen erhöhen im Mittel die rekonstruierte Energie eines geladenen Teilchens im inneren Vorwärtsbereich (IF) um ca.  $5\%(\pm 1\%)$ , im äußeren Vorwärtsbereich (FB) um ca.  $5 - 10\%(\pm 1 - 3\%)$  und im zentralen Kalorimeter (CB) um etwa  $10 - 20\%(\pm 2 - 5\%)$ .
- Benachbarte Schauer und nicht rekonstruierte geladene Spuren führen im Mittel auf eine Erhöhung der gemessenen Energie um ungefähr  $3\%(\pm 1 - 2\%)$  für Teilchen im IF- und FB- bzw. um bis zu typischerweise  $10\%(\pm 1 - 3\%)$  im CB-Bereich.

Das zweite im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Verfahren ist die Kalibration mit den Teilchenjets. Es zeigte sich, daß der gesamte hadronische Transversalimpuls eine vergleichsweise gut bestimmbare Größe ist, da sich störende Einflüsse des Protonjets im Mittel auflösen. Es wurde ein Vergleich des gemessenen Transversalimpulses des gestreuten Elektrons mit dem jeweiligen gesamten Transversalimpuls der übrigen Teilchen angestellt. Das dabei auftretende Problem ist der Energieverlust durch nicht nachweisbare Teilchen, die wegen des Strahlrohrs und wegen der teilweise großen Menge toten Materials vor dem PLUG-Kalorimeter der Messung verloren gehen. Dieser Verlust wirkt sich bei Ereignissen mit kleinen Jetwinkeln am meisten aus. Die Untersuchung von 20 000 Ereignissen ( $\approx 3.7 \text{ pb}^{-1}$ ) mit einem Mindestimpulsübertrag von  $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$  zeigt Abweichungen des mittleren Transversalimpulsverhältnisses von Eins. Ohne Detektorsimulation sind diese kleiner als  $0.5\%$  (Dies ist der Einfluß des Strahlrohrs). Mit

der Detektorsimulation P. S. I. betragen die Differenzen je nach Streuwinkel des Stromjets  $0.5 - 3\%$ , wenn alle Kalorimetermodule für die Messung verwendet werden. Die statistischen Fehler liegen mit dieser Datenmenge und der Einteilung in drei Winkelbereiche jeweils unter  $0.3\%$ .

Beide Verfahren können für eine das ganze Kalorimeter betreffende „globale“ Eichung mit einer Datenmenge entsprechend  $1pb^{-1}$  oder mehr zum Einsatz kommen, wenn die oben genannten Einflüsse hinreichend genau korrigiert werden können. Dazu sind weitere Studien mit genaueren Detektorsimulationen durchzuführen.

## Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi  
Fluctuations in Calorimetry Measurements  
Physica Scripta. Vol. 23 (1981) 409-424
- [BENS87] H. U. Bengtsson, T. Sjöstrand  
Parton Showers in Leptonproduction Events  
Lund preprint LU TP 87-10
- [BIN89] E. Binder  
Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur  
Kompensation durch Softwaremethoden  
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [BRA85] F. Brasse et al.  
Studies on the Granularity of the Hadronic Calorimeter and Effect of Beamhole  
H1 Internal Report H1-4/85-13, Hamburg 1985
- [BRU87] R. Brun et al.  
GEANT3 User's Guide  
CERN DD/EE/84-1. Genf 1987
- [EIC84] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane und C. Quigg  
Supercollider Physics  
Review of Modern Physics 56 (1984) 579, ibid 58 (1986) 1047
- [FAB85] C. W. Fabjan  
Calorimetry in High-Energy Physics  
CERN-EP/85-54, Genf 1985
- [FAW89] C. W. Fabjan, R. Wigmans  
Energy Measurement of Elementary Particles  
CERN-EP/89-64, Genf 1989
- [FEL88] J. Feltesse  
Measurement of Inclusive Differential Cross Sections  
in: *Proceedings of the HERA Workshop*, DESY, Hamburg 1988
- [FES85] H. Fesefeldt  
The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications  
PITHA 85/02, Aachen 1985

- [GR187] G. Grindhammer, R. Mundt, M. Rudowicz  
Fast Shower Simulation for the H1 Calorimeter  
H1 Internal Report H1-09/87-71, Hamburg 1987
- [H1C89] H1 Calorimeter Group  
Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter  
DESY 89-022, Hamburg 1989
- [H1P86] H1 Collaboration  
Technical Proposal for the H1-Detector  
DESY, Hamburg 1986
- [H1SIM] H1 Collaboration  
Guide to Simulation Program H1SIM (Version 1.06)  
DESY, Hamburg 1990, nicht veröffentlicht (DESY-IBM)
- [HOL88] W. Hollik  
Radiative Corrections in Deep Inelastic Scattering - Essentials for HERA Processes  
in: *Proceedings of the HERA Workshop*, DESY, Hamburg 1988
- [HUT89] J. Huth  
Jet Energy Measurement CDF Experience  
FERMILAB-Conf-89/117-E, Batavia 1989
- [ING88] G. Ingelman et al.  
Deep Inelastic Physics and Simulation  
in: *Proceedings of the HERA Workshop*, DESY, Hamburg 1988
- [INO88] G. Ingelman, D. Notz, E. Ros  
Separation of Deep Inelastic Charged and Neutral Current Events  
in: *Proceedings of the HERA Workshop*, DESY, Hamburg 1988
- [INR88] G. Ingelman, R. Rückl  
Monte Carlo Studies of Structure Function Measurements  
in: *Proceedings of the HERA Workshop*, DESY, Hamburg 1988
- [KAN88] G. Kantel et al.  
Backward Proportional Chambers (BPC)  
H1 Internal Report H1-11/88-98, Hamburg 1988
- [KLE87] K. Kleinknecht  
Detektoren für Teilchenstrahlung  
Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart 1987
- [LEP87] G. Ingelman  
LEPTO Version 5.2. The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon  
Scattering  
DESY, Hamburg 1987, nicht veröffentlicht (DESY-IBM)
- [LOH83] E. Lohrmann  
Einführung in die Elementarteilchenphysik  
Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart 1983

- [LOH86] E. Lohrmann  
Hochenergiephysik  
Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart 1986
- [LOM83] E. Lohrmann, K.-H. Mess  
Remarks on the Kinematics of e-p Collisions in HERA  
DESY HERA 83/08, Hamburg 1983
- [LON75] E. Longo, I. Sestili  
Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated Electromagnetic Showers in Leadglass  
Nuclear Instruments and Methods 128 (1975) 283
- [PDG90] Particle Data Group  
Review of Particle Properties  
Physics Letters B, Volume 239, 1990
- [PER87] D. H. Perkins  
Introduction to High Energy Physics, 1987
- [PET89] S. Peters  
Parametrisierung hadronischer Schauer zur schnellen Kalorimetersimulation  
im H1-Detektor  
Diplomarbeit, MPI-PEA/Exp.E1. 202, München 1989
- [PSI90] P. Schleper  
Preliminary Guide to P. S. I. (Vers. 0.84)  
DESY, Hamburg, nicht veröffentlicht (DESY-IBM)
- [RUD89] M. Rudowicz  
Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am Beispiel  
des H1-Detektors  
Diplomarbeit, MPI-PAE, München 1989
- [SJO82] T. Sjöstrand  
Phenomenological Studies on Jet Fragmentation  
Dep. of Theoretical Physics of Lund, 1982
- [TPR89] H1 Collaboration  
Technical Progress Report 1989  
DESY, Hamburg 1989
- [TSA74] Y.-S. Tsai  
Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons  
Review of Modern Physics 46 (1974) 815-851
- [WIG86] R. Wigmans  
On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters  
CERN/EF 86-18 (CERN/EP 86-141), Genf 1986
- [WIL74] W. J. Willis und V. Radeka  
Liquid-Argon Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors  
Nuclear Instruments and Methods 120 (1974) 221-236

[WOL86] G. Wolf  
 HERA: Physics, Machine and Experiments  
 DESY 86-089, Hamburg 1986

## Anhang A

### Tabellen und Diagramme zu Kapitel 4

Relative Energie- und Impulsauflösung im Vergleich						
Impuls $p$ [GeV/c]	IF		FB		CB	
	$\sigma$ Energie	$\sigma$ Impuls	$\sigma$ Energie	$\sigma$ Impuls	$\sigma$ Energie	$\sigma$ Impuls
< 0.5	0.63	0.010	0.93	0.006	0.80	< 0.005
0.5 ... 1.0	0.58	0.030	0.60	0.008	0.71	< 0.005
1.0 ... 1.5	0.50	0.032	0.51	0.008	0.56	0.005
1.5 ... 2.0	0.43	0.034	0.46	0.011	0.53	0.006
2.0 ... 3.0	0.38	0.036	0.40	0.015	0.53	0.008
3.0 ... 4.0	0.33	0.036	0.33	0.021	0.40	0.010
4.0 ... 6.0	0.27	0.037	0.30	0.026	0.35	0.014
6.0 ... 8.0	0.24	0.037	0.26	0.033	0.24	0.018
8.0 ... 16.0	0.19	0.040	0.18	0.036	(0.16)	0.031
> 16.0	0.13	0.051	(0.18)	0.046	(0.05)	(0.062)

Tabelle A.1: Relative Energie- und Impulsauflösung von isolierten Teilchen in drei Winkelbereichen. Die Auflösungen wurden mit der H1-Detektorsimulation P. S. I. simuliert. Die Werte wurden mit an die Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen ermittelt. Die Fehler der in Klammern gesetzten Zahlen sind wegen sehr kleiner Statistik in der gleichen Größenordnung wie die jeweiligen Werte selbst.

$\overline{E/p}$ für $\pi^+$ ohne instr. Eisen						
$p_i$ [GeV/c]	$\vartheta_i = 12^\circ$		$\vartheta_i = 30^\circ$		$\vartheta_i = 73^\circ$	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
0.75	0.998±0.022	0.56	1.017±0.020	0.53	0.964±0.036	0.71
1.25	0.969±0.015	0.47	0.998±0.019	0.48	0.995±0.017	0.46
1.75	0.994±0.012	0.37	1.008±0.012	0.39	1.005±0.009	0.34
2.5	1.021±0.012	0.32	0.986±0.010	0.33	1.003±0.011	0.33
3.5	0.991±0.006	0.26	1.007±0.007	0.26	0.975±0.007	0.26
5.0	0.965±0.006	0.20	0.976±0.006	0.24	0.957±0.005	0.24
7.0	0.977±0.006	0.19	0.988±0.005	0.19	0.949±0.006	0.19
12.0	0.973±0.003	0.15	0.970±0.004	0.17	0.957±0.004	0.15
20.0	0.959±0.004	0.12	0.969±0.005	0.13	0.936±0.003	0.12

$\overline{E/p}$ für $\pi^+$ mit instr. Eisen						
$p_i$ [GeV/c]	$\vartheta_i = 12^\circ$		$\vartheta_i = 30^\circ$		$\vartheta_i = 73^\circ$	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
0.75	0.998±0.022	0.56	1.017±0.020	0.53	0.964±0.036	0.71
1.25	0.969±0.015	0.47	0.998±0.019	0.48	0.995±0.017	0.46
1.75	0.995±0.012	0.37	1.008±0.012	0.39	1.001±0.009	0.35
2.5	1.022±0.012	0.32	0.988±0.010	0.33	0.987±0.007	0.32
3.5	1.006±0.006	0.28	1.007±0.007	0.26	0.998±0.009	0.27
5.0	0.981±0.007	0.23	0.979±0.007	0.24	0.980±0.005	0.23
7.0	0.994±0.006	0.19	0.988±0.005	0.19	0.970±0.005	0.19
12.0	0.994±0.004	0.17	0.978±0.004	0.17	0.981±0.004	0.15
20.0	0.985±0.004	0.13	0.979±0.003	0.13	0.970±0.003	0.13

Tabelle A.2: Mittelwert der Verhältnisse Energie im Kalorimeter geteilt durch den generierten Impuls von einzelnen Pionen. Es wurden alle Kalorimeterzellen ohne (oben) und mit (unten) dem instrumentierten Eisen ausgelesen. Die Mittelwerte wurden nach einem iterativen  $1.5\sigma$ -Fit ermittelt. Die Fehler sind statistisch und entsprechen jeweils etwa 1500 Pionen.

nur LAr						
$\overline{E/p}$ für $8^\circ \leq \vartheta_i < 20^\circ$						
$p_i$ [GeV/c]	A		B		C ( $\vartheta = 12^\circ$ )	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
< 0.5	1.018±0.008	0.20	1.063±0.063	0.81		
0.5...1.0	1.029±0.008	0.55	0.971±0.011	0.65	0.932±0.042	0.64
1.0...1.5	1.048±0.004	0.49	1.006±0.005	0.52	0.969±0.011	0.47
1.5...2.0	1.072±0.006	0.41	1.024±0.004	0.40	1.008±0.009	0.37
2.0...3.0	1.058±0.005	0.38	1.008±0.005	0.36	1.012±0.012	0.32
3.0...4.0	1.035±0.005	0.31	1.004±0.004	0.31	0.989±0.010	0.27
4.0...6.0	1.034±0.004	0.28	0.989±0.003	0.25	0.962±0.005	0.23
6.0...8.0	1.023±0.008	0.24	0.987±0.005	0.23	0.976±0.007	0.20
8.0...16.0	1.028±0.006	0.21	0.974±0.003	0.17	0.981±0.004	0.15
> 16.0	0.995±0.012	0.15	0.959±0.006	0.13	0.958±0.003	0.12

nur LAr						
$\overline{E/p}$ für $20^\circ \leq \vartheta_i < 45^\circ$						
$p_i$ [GeV/c]	A		B		C ( $\vartheta = 30^\circ$ )	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
< 0.5	0.854±0.038	0.92	0.985±0.027	0.81		
0.5...1.0	1.050±0.011	0.68	0.991±0.012	0.69	0.945±0.023	0.64
1.0...1.5	1.041±0.007	0.58	1.020±0.008	0.53	1.005±0.020	0.47
1.5...2.0	1.100±0.010	0.48	1.042±0.007	0.42	1.011±0.010	0.39
2.0...3.0	1.124±0.009	0.44	1.036±0.007	0.34	0.981±0.011	0.33
3.0...4.0	1.119±0.011	0.36	1.029±0.007	0.31	0.999±0.006	0.24
4.0...6.0	1.098±0.013	0.31	0.991±0.006	0.26	0.982±0.007	0.25
6.0...8.0	1.044±0.015	0.28	1.015±0.017	0.26	0.980±0.004	0.19
8.0...16.0	1.014±0.028	0.28	0.965±0.013	0.17	0.961±0.004	0.18
> 16.0	1.267±0.157	0.41	0.942±0.028	0.20	0.961±0.003	0.16

nur LAr						
$\overline{E/p}$ für $45^\circ \leq \vartheta_i < 143^\circ$						
$p_i$ [GeV/c]	A		B		C ( $\vartheta = 73^\circ$ )	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
< 0.5	1.030±0.011	0.70				
0.5...1.0	1.030±0.018	0.96	0.942±0.017	0.83	0.986±0.041	0.70
1.0...1.5	1.188±0.015	0.72	1.040±0.010	0.62	0.996±0.014	0.43
1.5...2.0	1.296±0.020	0.61	1.094±0.013	0.50	1.008±0.008	0.35
2.0...3.0	1.285±0.018	0.53	1.084±0.013	0.46	0.995±0.011	0.33
3.0...4.0	1.291±0.032	0.54	1.071±0.010	0.37	0.976±0.009	0.26
4.0...6.0	1.229±0.031	0.46	1.049±0.016	0.32	0.961±0.006	0.23
6.0...8.0	1.233±0.046	0.37	1.091±0.026	0.27	0.949±0.006	0.19
8.0...16.0	1.279±0.072	0.42	0.976±0.032	0.20	0.954±0.004	0.16
> 16.0	1.058±0.027	0.10			0.935±0.003	0.13

Tabelle A.3: Energie der Kalorimeterzellen innerhalb des Kegels geteilt durch den in den Spurkammern gemessenen Impuls. Es wurden nur LAr-Zellen berücksichtigt. Die Buchstaben A, B und C stehen für die entsprechenden Datensätze. Die statistischen Fehler entsprechen  $1\text{pb}^{-1}$  (A und B) bzw. jeweils 1500 Pionen (C). Weitere Erläuterungen in Kapitel 4

LAR und instr. Eisen						
$\overline{E/p}$ für $8^\circ \leq \vartheta_i < 20^\circ$						
$p_i$ [GeV/c]	A		B		C ( $\vartheta = 12^\circ$ )	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
< 0.5	1.026±0.009	0.21	1.025±0.065	0.83		
0.5...1.0	1.033±0.008	0.56	0.997±0.013	0.63	0.932±0.042	0.64
1.0...1.5	1.050±0.005	0.49	1.010±0.005	0.52	0.969±0.011	0.47
1.5...2.0	1.074±0.006	0.42	1.027±0.005	0.40	1.009±0.011	0.37
2.0...3.0	1.062±0.005	0.38	1.011±0.003	0.36	1.014±0.012	0.32
3.0...4.0	1.049±0.004	0.32	1.017±0.004	0.31	1.004±0.010	0.28
4.0...6.0	1.056±0.004	0.28	1.011±0.003	0.25	0.989±0.005	0.23
6.0...8.0	1.040±0.007	0.24	1.007±0.005	0.24	0.999±0.005	0.20
8.0...16.0	1.053±0.006	0.21	1.001±0.003	0.17	0.999±0.004	0.15
> 16.0	1.010±0.010	0.14	0.990±0.006	0.14	0.986±0.003	0.13

LAR und instr. Eisen						
$\overline{E/p}$ für $20^\circ \leq \vartheta_i < 45^\circ$						
$p_i$ [GeV/c]	A		B		C ( $\vartheta = 30^\circ$ )	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
< 0.5	0.856±0.038	0.92	0.987±0.027	0.81		
0.5...1.0	1.052±0.011	0.68	0.996±0.012	0.70	0.945±0.023	0.64
1.0...1.5	1.042±0.006	0.58	1.020±0.008	0.54	1.005±0.020	0.47
1.5...2.0	1.098±0.010	0.48	1.044±0.008	0.42	1.011±0.010	0.39
2.0...3.0	1.125±0.009	0.44	1.039±0.007	0.34	0.981±0.012	0.33
3.0...4.0	1.120±0.013	0.38	1.031±0.009	0.31	0.999±0.006	0.24
4.0...6.0	1.102±0.011	0.30	0.996±0.009	0.27	0.982±0.007	0.25
6.0...8.0	1.060±0.020	0.27	1.008±0.018	0.26	0.983±0.004	0.20
8.0...16.0	1.058±0.024	0.27	0.998±0.010	0.19	0.969±0.004	0.17
> 16.0	1.215±0.098	0.33	0.978±0.059	0.22	0.971±0.004	0.16

LAR und instr. Eisen						
$\overline{E/p}$ für $45^\circ \leq \vartheta_i < 143^\circ$						
$p_i$ [GeV/c]	A		B		C ( $\vartheta = 73^\circ$ )	
	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$	$\overline{E/p}$	$\sigma$
< 0.5	1.030±0.010	0.70				
0.5...1.0	1.035±0.018	0.96	0.950±0.016	0.84	0.986±0.041	0.70
1.0...1.5	1.198±0.014	0.67	1.049±0.008	0.62	0.996±0.013	0.44
1.5...2.0	1.295±0.021	0.63	1.092±0.012	0.51	1.009±0.008	0.35
2.0...3.0	1.292±0.018	0.54	1.082±0.012	0.46	0.997±0.008	0.33
3.0...4.0	1.306±0.032	0.54	1.080±0.010	0.38	1.004±0.007	0.26
4.0...6.0	1.261±0.021	0.46	1.067±0.016	0.30	0.985±0.005	0.23
6.0...8.0	1.287±0.044	0.37	1.116±0.030	0.26	0.969±0.005	0.18
8.0...16.0	1.350±0.174	0.55	0.975±0.026	0.20	0.976±0.004	0.16
> 16.0	1.099±0.109	0.14	1.038±0.021	0.10	0.962±0.003	0.14

Tabelle A.4: Energie der Kalorimeterzellen innerhalb des Kegels geteilt durch den in den Spurkammern gemessenen Impuls. Es wurden LAr-Zellen und das instrumentierte Eisen berücksichtigt. Die Buchstaben A, B und C stehen für die entsprechenden Datensätze. Die statistischen Fehler entsprechen  $1\text{pb}^{-1}$  (A und B) bzw. jeweils 1500 Pionen (C). Weitere Erläuterungen in Kapitel 4

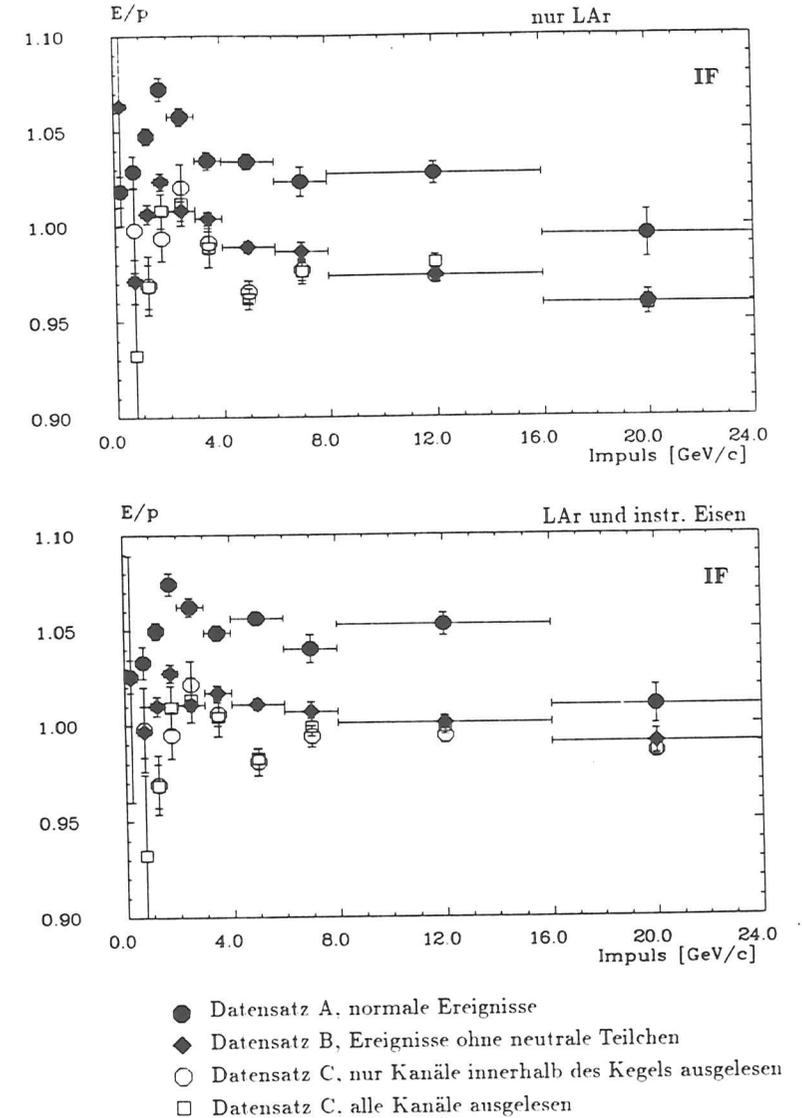


Abbildung A.1: Energie isolierter Teilchen geteilt durch den aus den Spurkammern ermittelten Impuls. Energie von einzelnen Pionen geteilt durch Impuls. Oben: Ohne instr. Eisen; Unten: Mit instr. Eisen. Angegeben sind die Mittelwerte der Verhältnisse für verschiedene Impulsbereiche und für den IF-Bereich bzw.  $\vartheta = 12^\circ$ . Die Fehler der Mittelwerte wurden aus einer jeweiligen  $1.5\sigma$ -Gaußkurvenanpassung ermittelt. Die Fehlerbalken in  $p$  geben den jeweils berücksichtigten Impulsbereich an.

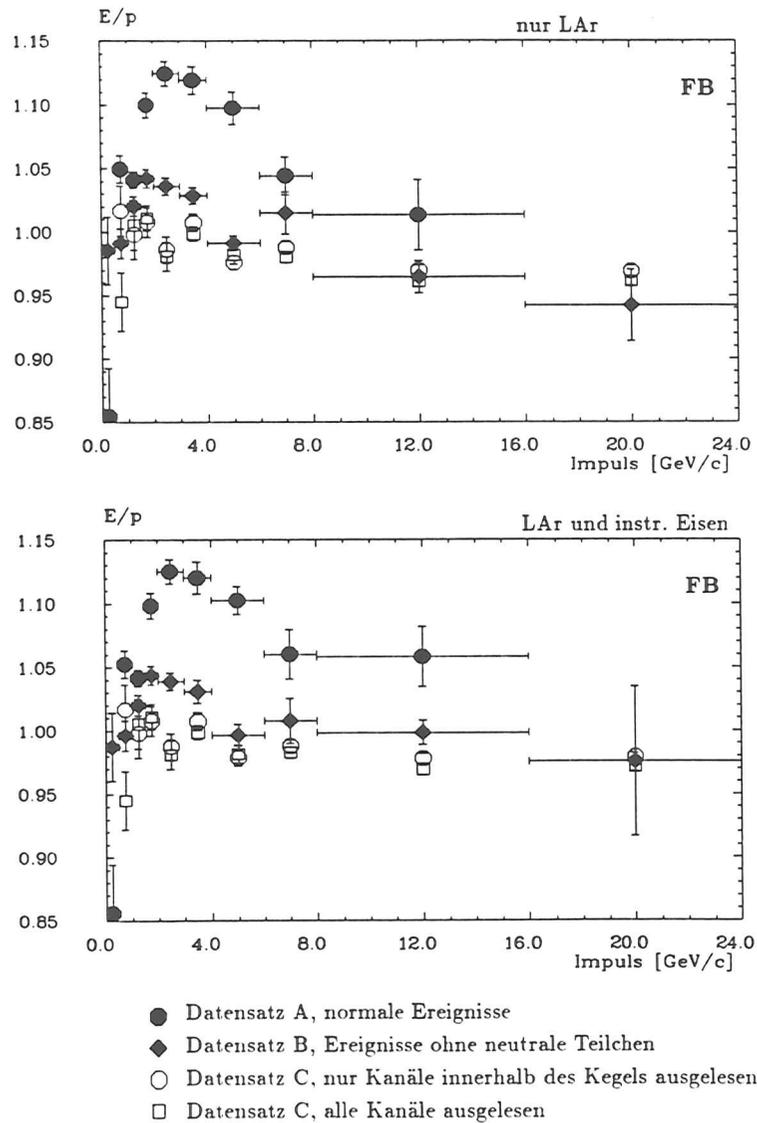


Abbildung A.2: Energie isolierter Teilchen geteilt durch den aus den Spurkammern ermittelten Impuls. Energie von einzelnen Pionen geteilt durch Impuls. Oben: Ohne instr. Eisen; Unten: Mit instr. Eisen. Angegeben sind die Mittelwerte der Verhältnisse für verschiedene Impulsbereiche und für den FB-Bereich bzw.  $\vartheta = 30^\circ$ . Die Fehler der Mittelwerte wurden aus einer jeweiligen  $1.5\sigma$ -Gaußkurvenanpassung ermittelt. Die Fehlerbalken in  $p$  geben den jeweils berücksichtigten Impulsbereich an.

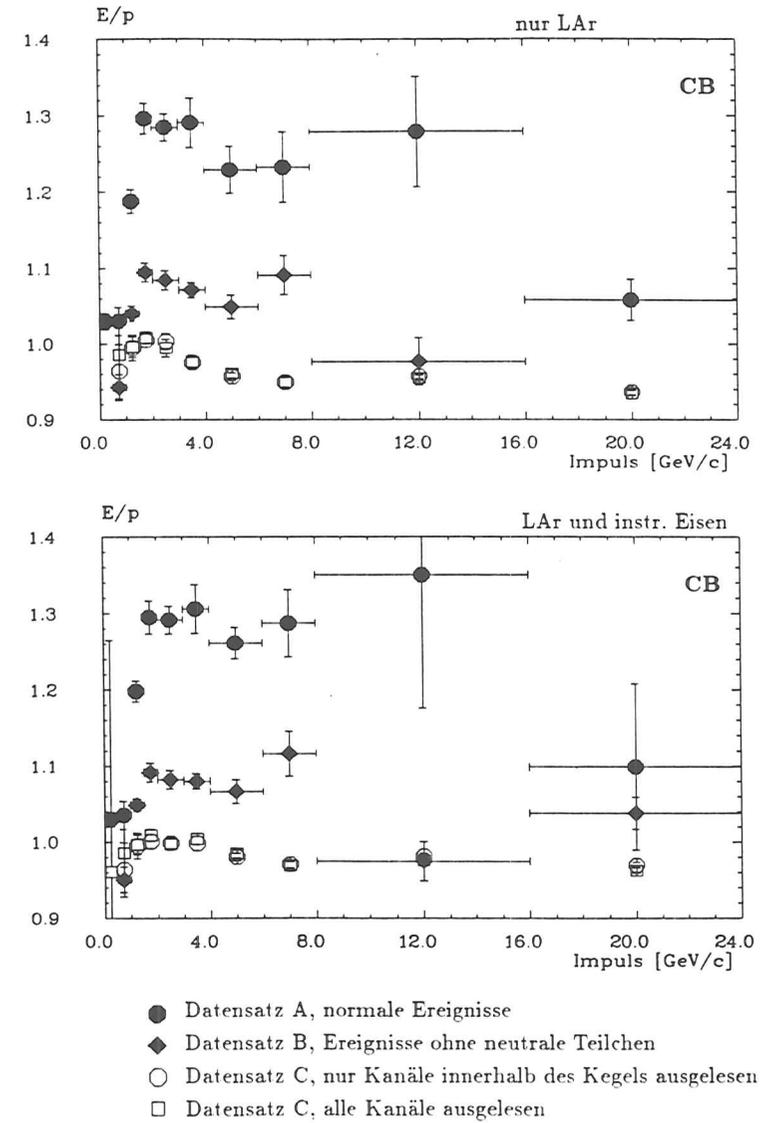


Abbildung A.3: Energie isolierter Teilchen geteilt durch den aus den Spurkammern ermittelten Impuls. Energie von einzelnen Pionen geteilt durch Impuls. Oben: Ohne instr. Eisen; Unten: Mit instr. Eisen. Angegeben sind die Mittelwerte der Verhältnisse für verschiedene Impulsbereiche und für den CB-Bereich bzw.  $\vartheta = 73^\circ$ . Die Fehler der Mittelwerte wurden aus einer jeweiligen  $1.5\sigma$ -Gaußkurvenanpassung ermittelt. Die Fehlerbalken in  $p$  geben den jeweils berücksichtigten Impulsbereich an.

## Anhang B

## Tabellen und Diagramme zu Kapitel 5

Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons					
		Generator		Kalorimeter	
Datensatz 1	mit PLUG	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$
	IF	0.991±0.001	0.08	0.972±0.002	0.14
	FB	1.000±0.001	0.08	0.998±0.003	0.16
	CB	1.003±0.001	0.08	0.973±0.003	0.23
Datensatz 1	ohne PLUG	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$
	IF	0.918±0.002	0.10	0.915±0.004	0.14
	FB	0.979±0.002	0.10	0.978±0.003	0.18
	CB	0.997±0.001	0.10	0.961±0.003	0.23
Datensatz 2	mit PLUG	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$
	IF	0.997±0.001	0.03	0.979±0.001	0.07
	FB	0.998±0.001	0.03	0.995±0.002	0.09
	CB	1.001±4 · 10 <sup>-4</sup>	0.04	0.967±0.002	0.14
Datensatz 2	ohne PLUG	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$	$\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$	$\sigma$
	IF	0.965±0.001	0.05	0.950±0.002	0.08
	FB	0.984±0.001	0.05	0.988±0.002	0.10
	CB	0.996±0.001	0.05	0.961±0.002	0.15
CUT: 15° ≤ $\vartheta_j$ < 20°					
	Datensatz 1 mit PLUG	0.999±0.002	0.08	0.974±0.002	0.14
	Datensatz 2 mit PLUG	0.997±0.001	0.03	0.995±0.002	0.08
	Datensatz 1 ohne PLUG	0.963±0.003	0.09	0.908±0.005	0.16
	Datensatz 2 ohne PLUG	0.980±0.002	0.04	0.963±0.003	0.09

Tabelle B.1: Mittleres Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons  $\langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$  für verschiedene Stromjetwinkel  $\vartheta_j$ . (IF ≐ 5° ≤  $\vartheta_j$  < 20°; FB ≐ 20° ≤  $\vartheta_j$  < 45°; CB ≐ 45° ≤  $\vartheta_j$  < 143°)

Verhältnis der Transversalimpulse (PLUG Veto)				
$E_V$	Datensatz 1		Datensatz 2	
	$\bar{a}$	$\sigma$	$\bar{a}$	$\sigma$
≤ 80%	0.977±0.001	0.19	0.976±0.001	0.10
≤ 30%	0.991±0.003	0.16	0.985±0.002	0.09
≤ 8%	0.987±0.006	0.17	0.981±0.005	0.10

Tabelle B.2: Mittlere Transversalimpulsverhältnisse der Hadronen und des Elektrons  $\bar{a} = \langle p_{\perp,h}/p_{\perp,e} \rangle$  für einen Stromjetwinkel  $\vartheta_j \geq 5^\circ$ . Es wurden Ereignisse bis zu einem  $E_V = E_P/E_{tot}$  (PLUG-Veto) berücksichtigt ( $E_P$ : Energie im PLUG,  $E_{tot}$ : Energie im gesamten Kalorimeter).

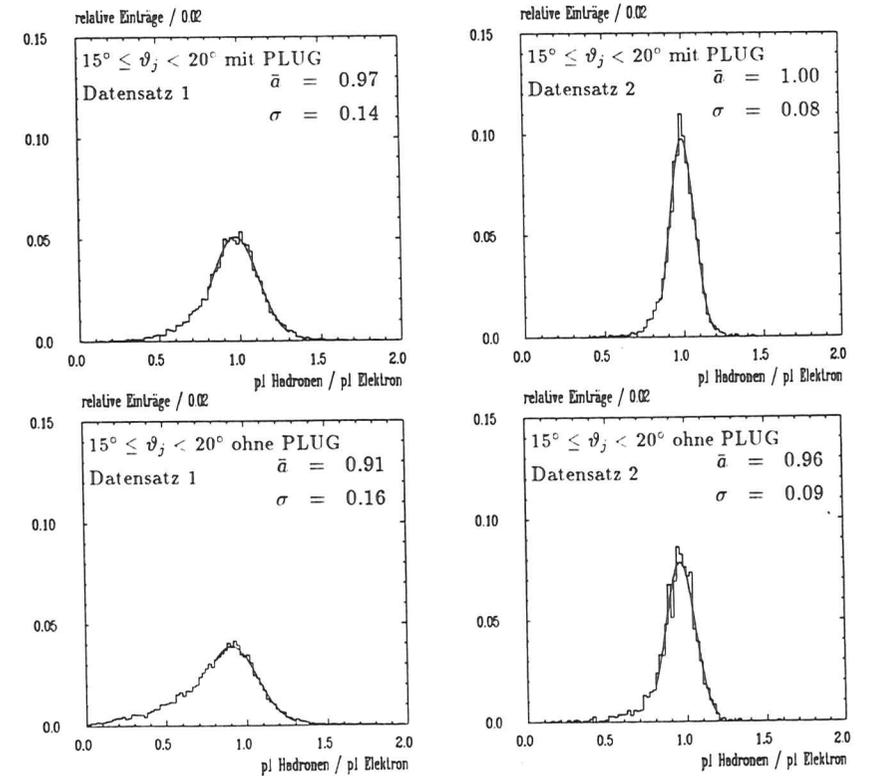


Abbildung B.1: Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons  $a = p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  aus Kalorimeterdaten für Stromjetwinkel zwischen 15° und 20°.

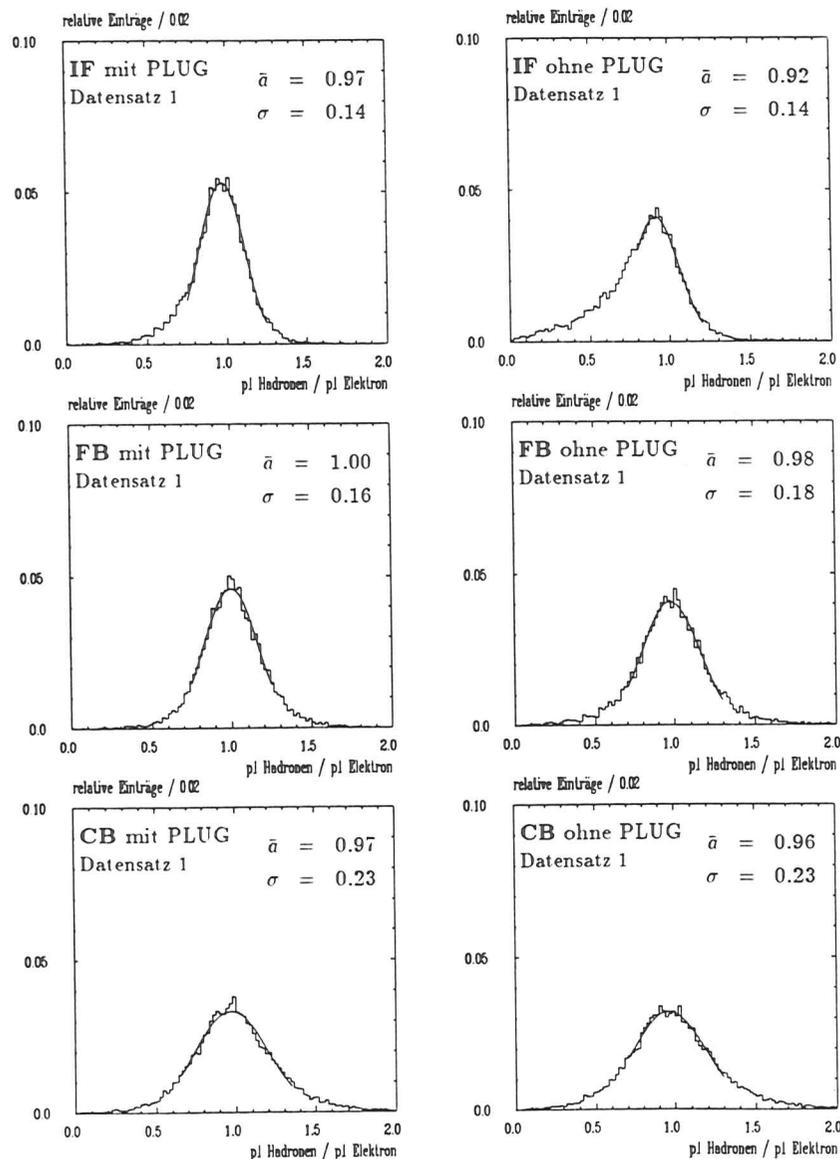


Abbildung B.2: Verhältnis der Transversalimpulse der Hadronen und des Elektrons  $a = p_{\perp,h}/p_{\perp,e}$  für verschiedene Stromjetwinkelbereiche (Kalorimeterereignisse, Datensatz 1). Die angegebenen Werte erhält man aus dem Gaußfit.

## Danksagung

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die gute Zusammenarbeit in der Gruppe F21 möchte ich mich bei allen Mitgliedern dieser Gruppe bedanken.

J. Gayler sowie W. Flauger, V. Korb, und H. Küster verdanke ich eine gute und intensive Betreuung dieser Arbeit.

Für die ständige Gesprächsbereitschaft zu Themen meiner Arbeit und für die kritische Durchsicht des Manuskripts möchte ich mich bei den Doktoranden E. Binder und P. Loch bedanken.

Meine Mitdiplomanden T. Kirchhoff, C. Leverenz und H.-B. Pyo dürfen nicht unerwähnt bleiben, denn sie haben ebenfalls zur harmonischen Zusammenarbeit in dieser Gruppe beigetragen.

Zum Verständnis wichtiger Aspekte des Simulationsprogramms P. S. I. hatten vor allem P. Goritchev, M. Rudowicz und P. Schleper einen wesentlichen Anteil. Sie waren immer bereit, meine Fragen zu beantworten und halfen mir, Probleme im Umgang mit dem Programm zu lösen.

Herrn V. Blobel und Herrn F.-W. Büber danke ich für die Bereitschaft, als Gutachter der Universität Hamburg diese Arbeit zu betreuen.

Ganz herzlich danke ich all jenen, die mich während meiner Diplomandenzeit unterstützt haben, vor allem Silvia.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den 27. November 1990



