

Interner Bericht  
DESY F21-89-01  
March 1989

MONTE-CARLO-SIMULATION EINES EICH-KALORIMETERS

FÜR DEN H1-DETEKTOR

von

Andreas Nau

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"

Interner Bericht  
DESY F21-89-01  
March 1989

Monte-Carlo-Simulation  
eines  
Eich-Kalorimeters  
für den  
H1-Detektor

Experimentelle physikalische Diplomarbeit  
an der Universität Hamburg  
durchgeführt in der DESY-Gruppe F21

von

Andreas Nau

13. März 1989

Monte Carlo Simulation  
of a  
Test Calorimeter  
for the  
H1-Detector

Abstract

A monte carlo simulation was done using GEANT 3.11 with GHEISHA 7. The monte carlo data were compared with the data of a test calorimeter for the H1-detector.

The charge deposition, energy resolution and shower profiles were studied for electrons and pions.

Special interest was put on a pion run with an aluminium target in the beam. In this case the energy deposition in dead material in front of the calorimeter deteriorates the energy resolution. Simple correction methods were tested to improve the energy resolution.

# Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
<b>1 Die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie</b>	<b>6</b>
1.1 Elektromagnetische Schauer	6
1.1.1 Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie	6
1.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie	8
1.1.3 Vereinfachte Beschreibung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers	10
1.1.4 Schauerparameter	10
1.2 Hadronische Schauer	11
1.2.1 Beteiligte Prozesse	11
1.2.2 Schauerparameter	14
1.3 Kalorimeter	14
1.3.1 Homogene Kalorimeter	15
1.3.2 Sampling Kalorimeter	15
1.3.3 Flüssig Argon Kalorimeter	16
<b>2 Der Versuchsaufbau</b>	<b>17</b>
2.1 Der Teststrahl	18
2.2 Das Triggersystem	19
2.3 Das Eich-Kalorimeter	19
2.3.1 Die mechanische Struktur	19
2.3.2 Die Auslesestruktur	23
2.3.3 Die Signalerzeugung	25
<b>3 Das Simulationsprogramm</b>	<b>26</b>
3.1 GEANT 3.11	26
3.1.1 Beschreibung der Detektorgeometrie	26
3.1.2 Spurverfolgung	27
3.1.3 Simulation der Wechselwirkungen	29
3.2 Das Simulationsprogramm für das Eich-Kalorimeter	31
3.2.1 Der Teststrahl	31

3.2.2 Geometrie	32
3.2.3 Ausgaben des Simulationsprogramms	35
<b>4 Die Simulationsergebnisse</b>	<b>37</b>
4.1 Verhalten des Kalorimeters bei Einschuss von Elektronen	38
4.1.1 Ladungsdeposition	38
4.1.2 Energieauflösung	40
4.1.3 Schauerprofile	42
4.2 Verhalten des Kalorimeters bei Einschuss von Elektronen auf inaktive Bereiche	45
4.2.1 Ladungsdeposition	45
4.2.2 Energieauflösung	46
4.2.3 Schauerprofile	48
4.3 Verhalten des Kalorimeters bei Einschuss von Pionen	51
4.3.1 Ladungsdeposition	52
4.3.2 Energieauflösung	53
4.3.3 Schauerprofile	55
4.3.4 Elektron zu Pion Signalverhältnis	58
4.3.5 Energiegewichtung	58
4.4 Verhalten des Kalorimeters bei Einschuss von Teilchenbündeln	62
4.4.1 Energieauflösung und Energiedeposition	62
4.4.2 Korrekturverfahren für die fehlende Energie	65
<b>Zusammenfassung</b>	<b>70</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>71</b>

# Einleitung

Mitte 1990 soll in Hamburg die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage* HERA in Betrieb genommen werden. Es ist der erste Elektron-Proton-Speicherring der Welt. In ihm werden Elektronen bis zu einer Energie von 30 GeV und Protonen bis zu einer Energie von 820 GeV beschleunigt werden. An den Kollisionspunkten können dann Schwerpunktsenergien bis zu 314 GeV erreicht werden. Zum Nachweis der in der Elektron-Proton-Streuung entstehenden Reaktionsprodukte werden zwei Detektoren mit Namen H1 (siehe Abbildung .1) und Zeus aufgebaut.

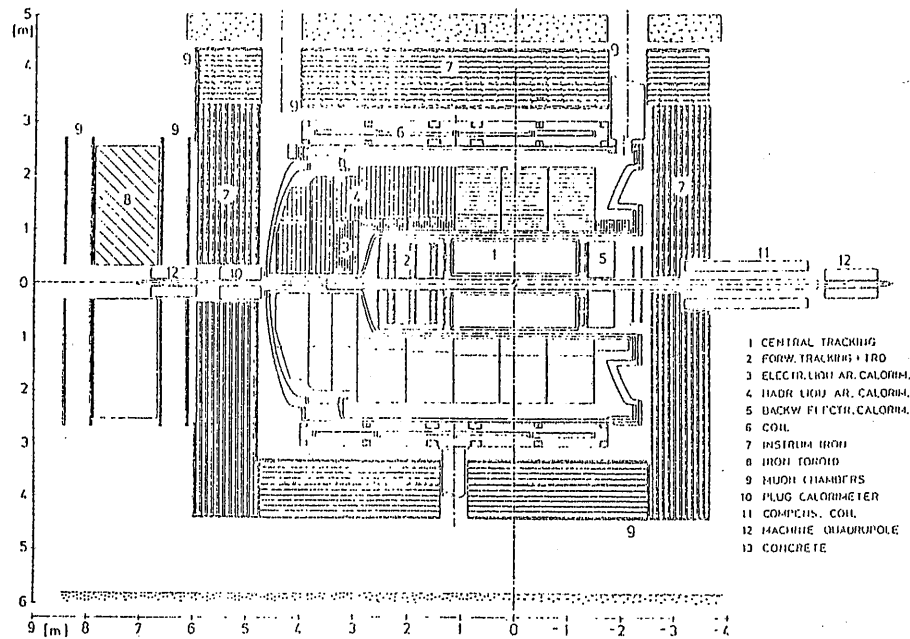


Abbildung .1: Längsschnitt durch den H1-Detektor [H1TP]

Der H1-Detektor wird ein großes Flüssig-Argon Kalorimeter zur Energie- und Winkelmessung von Teilchen und Teilchenbündeln (*Jets*) enthalten. Das Flüssig-Argon Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wird Blei als Absorber benutzt werden, im hadronischen Teil Stahl.

Aufgabe der DESY-Gruppe F21 ist es, das innere Vorwärts-Kalorimeter des H1-Detektors zu entwickeln und zu bauen. Bereits in den Jahren 1986 und 1987 sind Messungen an verschiedenen Testkalorimetern durchgeführt worden (siehe [BRA87], [BRA88] und [DRA88]). Im Frühjahr 1988 ist ein Prototyp des inneren Vorwärtskalorimeters zum Kalibrieren aufgebaut worden. Anschließend wurde dieses Eich-Kalorimeter im Juli 1988 am SPS im CERN verschiedenen Teilchenstrahlen bekannter Art ausgesetzt. Dabei wurde durch Registrierung vieler Einzelereignisse ermittelt, welche elektrische Ladung bei welcher Teilchenenergie im Argon deponiert wird.

Longitudinal entspricht das Eich-Kalorimeter genau dem inneren Vorwärtskalorimeter. Es beginnt mit einem elektromagnetischen Teil, woran sich der hadronische anschließt. Der vordere Teil wird IFE (*Inner Forward Electromagnetic*) genannt, der hintere IFH (*Inner Forward Hadronic*). Da der Kühlbehälter (Kryostat) im CERN in der Breite und Höhe nicht das ganze innere Vorwärtskalorimeter fassen kann, wurde transversal nur ein Viertel aufgebaut. Daher wird dieses Eich-Kalorimeter auch Viertelstack genannt.

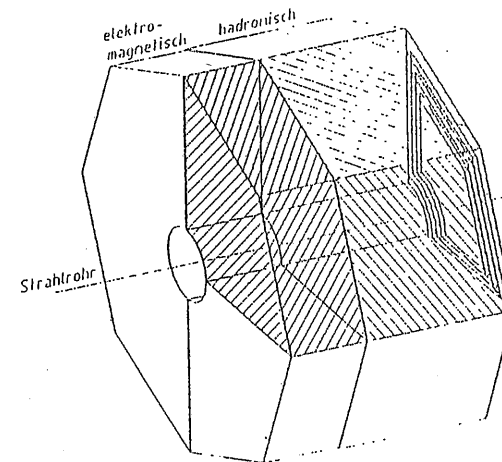


Abbildung .2: Das Eich-Kalorimeter als Teil des inneren Vorwärtskalorimeters

Ziel dieser Arbeit war es, ein Simulationsprogramm für den Versuchsaufbau zu schreiben, Simulationsrechnungen durchzuführen und die erhaltenen Ergebnisse mit den experimentellen zu vergleichen. Zum Aufbau der Detektorgeometrie und Simulation der elektromagnetischen und hadronischen Wechselwirkungen wurde das Programmpaket GEANT 3.11 ausgewählt [BRU87].

## Kapitel 1

# Die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie

### 1.1 Elektromagnetische Schauer

In einem elektromagnetischen Schauer treten Elektronen, Positronen und Photonen auf. Ihre verschiedenen Wechselwirkungen mit Materie sollen im folgenden dargestellt werden.

#### 1.1.1 Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie

Hochenergetische Elektronen und Positronen geben ihre kinetische Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung und Ionisation an ein Medium ab. Bei kleinen Energien spielen auch noch die Elektronen- und Positronenstreuung an Hüllenelektronen eine Rolle, was als Moller- und Bhabba-streuung bezeichnet wird. Positronen annihilieren vorwiegend bei kleinen Energien mit den in Materie vorhandenen Elektronen zu Photonen. In Abbildung 1.1 ist der normierte Energieverlust pro Längeneinheit von Elektronen und Positronen in Blei in Abhängigkeit der Energie aufgetragen.

#### Bremsstrahlung

Wird ein hochenergetisches Elektron oder Positron im Coulombfeld der Atomkerne abgelenkt, so kann es ein Photon emittieren, die sogenannte Bremsstrahlung. Der mittlere Energieverlust pro Längeneinheit wächst linear mit der Teilchenenergie  $E$  [LOHS1]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems.}} = \frac{E}{X_0} \quad (1.1)$$

wobei  $X_0$  eine materialabhängige Konstante ist, die Strahlungslänge. Sie gibt an, nach welcher Distanz die Anfangsenergie  $E_0$  eines Elektrons oder

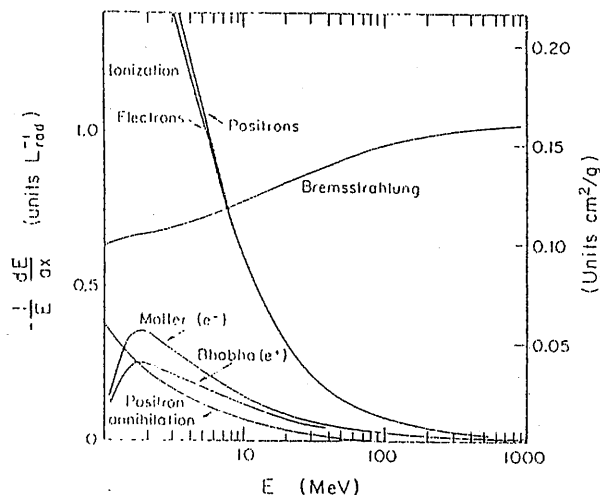


Abbildung 1.1: Normierter Energieverlust pro Längeneinheit von Elektronen und Positronen in Blei in Abhängigkeit der Energie [PAR88]

Positrons im Mittel durch Bremsstrahlung auf  $E_0/e$  gefallen ist. Für die Strahlungslänge  $X_0$  gilt [LOHS1]:

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha N_A \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 \ln\left(\frac{183}{Z}\right), \quad (1.2)$$

mit der Feinstrukturkonstanten  $\alpha$ , der Avogadro'schen Zahl  $N_A$ , der Kernladungszahl  $Z$ , der Massenzahl  $A$  und dem klassischen Elektronradius  $r_e$ . Der klassische Elektronradius ist [LOHS3]:

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}. \quad (1.3)$$

wobei  $m_e$  die Elektronenmasse ist. Oberhalb von 100 MeV können alle anderen Arten des Energieverlusts für Elektronen und Positronen gegenüber der Bremsstrahlung vernachlässigt werden.

Als kritische Energie  $E_k$  wird diejenige Energie bezeichnet, bei der der Energieverlust pro Wegstrecke durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung ist [LOHS3]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ion}} \approx \frac{E_k}{X_0}. \quad (1.4)$$

Eine grobe Näherung für die kritische Energie ist [AMA81]:

$$E_k \approx \frac{550}{Z} [\text{MeV}]. \quad (1.5)$$

Diese Abschätzung ist auf mindestens 10% genau bei Elementen, für deren Kernladungszahl  $Z$  gilt:  $13 < Z \leq 92$ .

### Ionisation

Unterhalb der kritischen Energie geben Elektronen und Positronen ihre Bewegungsenergie bevorzugt durch Wechselwirkung mit den Elektronen der Atomhülle ab, wobei die betroffenen Atome ionisiert werden. Der mittlere Energieverlust pro Längeneinheit läßt sich durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben [PER82]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ion}} = \frac{4\pi N_A e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left( \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right), \quad (1.6)$$

mit der Elementarladung  $e$ , Geschwindigkeit  $v$ , Ionisierungsenergie  $I$  und  $\beta = v/c$ .

Die Verteilung des Ionisationsverlustes pro Weglänge um den Mittelwert wird *Landau-Verteilung* genannt. Sie ist stark asymmetrisch mit einem langen "Schwanz" hin zu großen Energieverlusten.

Die unter hohem Energieübertrag aus der Atomhülle herausgeschlagenen Elektronen sind ihrerseits in der Lage, weitere Atome zu ionisieren und werden  *$\delta$ -Strahlen* genannt.

### 1.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Genau wie Elektronen und Positronen können Photonen auf verschiedene Arten ihre Energie an ein Medium abgeben. Es kann zwischen Paarbildung, Comptoneffekt und Photoeffekt unterschieden werden. In Abbildung 1.2 ist der relative Anteil der obigen drei Prozesse am Absorptionskoeffizienten in Blei in Abhängigkeit der Photonenenergie aufgetragen.

### Paarbildung

Übersteigt die Photonenenergie die zweifache Ruhemasse des Elektrons, so kann es im Feld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar bilden. Im Mittel geschieht das nach der Konversionslänge  $\lambda_K = \frac{2}{3} X_0$ . Oberhalb einer Photonenenergie von einigen 10 MeV überwiegt dieser Prozeß alle anderen. Der Wirkungsquerschnitt ist energieabhängig [KK87]:

$$\sigma = r_e^2 4\alpha Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z}\right) - \frac{1}{5.1} \right) \quad (1.7)$$

### Comptoneffekt

Im Energiebereich von einigen 100 KeV bis einigen MeV geben Photonen ihre Energie am wahrscheinlichsten durch Streuung an Atomelektronen

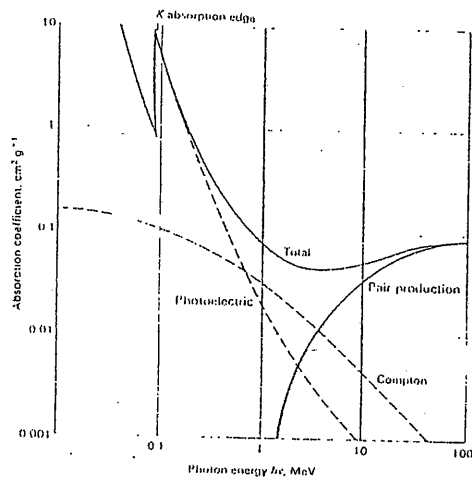


Abbildung 1.2: Absorptionskoeffizient von Photonen in Blei in Abhängigkeit der Energie [PER82]

ab. Die Atomelektronen sind zwar nicht frei, ihre Bindungsenergie ist aber im Vergleich zur Photonenenergie so klein, daß sie als ungebunden betrachtet werden können. Für Photonenenergien, die groß gegenüber der Elektronenruhmehasse sind, lautet der Wirkungsquerschnitt [LOH83]:

$$\sigma = \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E} \cdot \left( \ln \left( \frac{2E}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right). \quad (1.8)$$

Er fällt mit wachsender Energie ab, so daß für große Energien die Wahrscheinlichkeit für den Comptoneffekt hinter der für die Paarzeugung zurücktritt.

#### Photoeffekt

Bei Photonenenergien unterhalb von einigen 100 KeV dominiert der Photoeffekt. Hierbei wird ein Atom durch Absorption eines Photons ionisiert. Der Wirkungsquerschnitt lautet, falls die Photonenenergie kleiner als die Elektronenruhmehasse ist [LOH83]:

$$\sigma = \sqrt{2} \frac{32\pi}{3} r_e^2 Z^5 \alpha^4 \left( \frac{m_e c^2}{E} \right)^{7/2}. \quad (1.9)$$

Er steigt mit fallender Photonenenergie stärker an als der Comptoneffekt, so daß der Photoeffekt bei sehr kleinen Energien gegenüber dem Comptoneffekt überwiegt.

### 1.1.3 Vereinfachte Beschreibung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers

Wird die Strahlungslänge  $X_0$  gleich der Konversionslänge  $X_K$  gesetzt, so kann die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wie folgt vereinfacht beschrieben werden [PER82]:

Trifft ein hochrelativistisches Elektron oder Positron der Energie  $E_0$  auf Materie, so emittiert es im Mittel nach der Strahlungslänge  $X_0$  ein Bremsstrahlungsphoton. Dabei kann einmal angenommen werden, daß sich die Energie  $E_0$  des Einfallsteilchens halbiert und die andere Hälfte der Energie vom Photon davongetragen wird. Das hochenergetische Photon ist nun seinerseits in der Lage, im Kernfeld eines Atoms ein Elektron-Positron-Paar zu bilden. Dies geschieht im Mittel nach der Konversionslänge  $X_K$ . Dabei kann man sich vorstellen, daß die beiden neu entstandenen Teilchen jeweils die Hälfte der Photonenergie, also ein Viertel der Einfallenergie  $E_0$ , erhalten. Auf diese Weise entstehen durch abwechselnde Bremsstrahlung und Paarbildung immer mehr Teilchen mit immer weniger Energie. Nach  $n$  Strahlungslängen  $X_0$  bzw.  $n$  Konversionslängen  $X_K$  befinden sich  $2^n$  Teilchen im Schauer, die jeweils die Energie  $E = E_0/2^n$  haben. Die maximale Anzahl der Teilchen im Schauer wird erreicht sein, wenn die Energie  $E$  der Teilchen gleich der kritischen Energie  $E_k$  ist. Die Anzahl der Teilchen ist dann:

$$N = E_0/E_k \quad (1.10)$$

und der Schauer erreicht nach

$$n[X_0] = \frac{\ln \left( \frac{E_0}{E_k} \right)}{\ln 2} \quad (1.11)$$

Strahlungslängen sein Maximum. Aufgrund immer wahrscheinlicher werdender Ionisationsverluste werden immer weniger neue Photonen erzeugt. Die Anzahl der Teilchen im Schauer beginnt wieder abzunehmen. Die niederenergetischen Photonen werden durch Photoabsorption vernichtet, die gebildeten Positronen annihilieren mit den in der Materie vorhandenen Elektronen. Der Schauer kommt zum Erliegen.

### 1.1.4 Schauerparameter

Für die Beschreibung eines elektromagnetischen Schauers sind folgende Größen wichtig:

- i) die Strahlungslänge  $X_0$ ,
- ii) die Kritische Energie  $E_k$  und
- iii) der Molière Radius  $R_M$ .



Die Strahlungslänge  $X_0$  und die kritische Energie  $E_k$  sind bereits in Zusammenhang mit der Bremsstrahlung und der Paarbildung eingeführt worden. Die Tiefe, in der 95% der Energie eines elektromagnetischen Schauers deponiert werden, ist [ALB87]:

$$L_{95\%} \approx 3X_0 \ln E[\text{GeV}] + (9.6 + 0.08Z)X_0. \quad (1.12)$$

Der Radius, in dem 95% der Schauerenergie zu finden sind, ist [ALB87]:

$$R_{95\%} \approx 2R_M, \quad (1.13)$$

wobei  $R_M$  der Molière Radius ist [LOH83]:

$$R_M \approx \frac{21}{E_k [\text{MeV}]} \cdot X_0 \approx 7 \cdot \frac{A}{Z} [\text{g cm}^{-2}]. \quad (1.14)$$

Die Schauerparameter der wichtigsten Materialien des Eich-Kalorimeters sind in Tabelle 1.1 zu finden.

Material	Z	A	$\rho$	$E_k$	$X_0$	$\lambda_0$	$R_M$
		in	in	in	in	in	in
		g	$\text{g cm}^{-3}$	MeV	cm	cm	cm
Blei	82	207.19	11.35	6.71	0.56	17.09	1.75
Eisen	26	55.85	7.87	21.15	1.76	16.76	1.75
fl. Argon	18	39.95	1.40	30.56	14.00	83.71	9.62

Tabelle 1.1: Einige wichtige Materialkonstanten [PAR88]

## 1.2 Hadronische Schauer

Im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern sind hadronische Schauer sehr komplex. Die für die hadronische Schauerentwicklung zugrundeliegenden Prozesse werden durch die starke Wechselwirkung beschrieben. Eine einfache, analytische Beschreibung ist hier im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern nicht möglich.

### 1.2.1 Beteiligte Prozesse

Die wichtigsten an einem hadronischen Schauer beteiligten Prozesse sind inelastische Hadron-Nukleon-Kollisionen, Kerneuregungen und Teilchenzerfälle. Sie werden nach [FAB85] erläutert.

#### Inelastische Hadron-Nukleon-Kollisionen

Trifft ein hochenergetisches Hadron auf ein Nukleon eines Atomkerns, so kann es zu einer inelastischen Streuung kommen, bei der eine Vielzahl

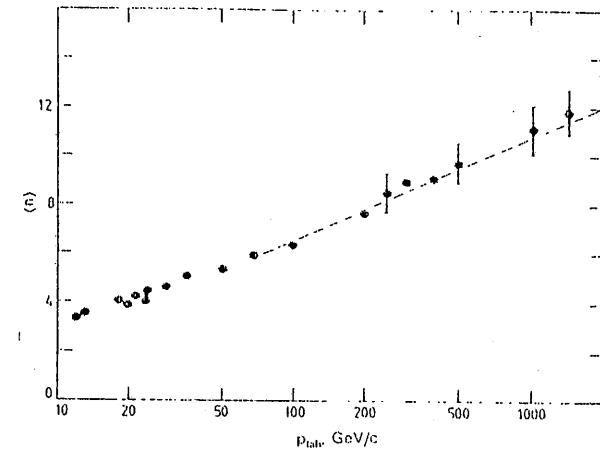


Abbildung 1.3: Mittlere Multiplizität der in Proton-Proton-Stößen erzeugten geladenen Teilchen in Abhängigkeit des Impulses [UPR82]

von Teilchen erzeugt werden. Dabei wird im Mittel etwa die Hälfte der kinetischen Energie des einfallenden Hadrons für die Erzeugung von Sekundärteilchen verbraucht. Der größte Teil der restlichen Energie des einfallenden Hadrons wird von den erzeugten Teilchen in Form von kinetischer Energie davongetragen. Der Impuls der Sekundärteilchen ist hauptsächlich in Richtung des Impulses des einfallenden Hadrons gerichtet. Ihr mittlerer Transversalimpuls liegt unabhängig von der Einfallenergie bei etwa  $0.35 \text{ GeV}$ . Wechselwirken die Sekundärteilchen nochmals mit Nukleonen des Kerns, in dem sie erzeugt wurden, so kommt es zur internuklearen Kaskade. Die Anzahl der Teilchen, die pro inelastischem Stoß bei der Schwerpunktsenergie  $E_s$  erzeugt werden, ist [FAB85]:

$$N \approx A^{0.1} \ln E_s [\text{GeV}]. \quad (1.15)$$

Der Bruchteil der Energie, die im Laufe der Schauerentwicklung in Form von neutralen Pionen auftritt, ist [FAB85]:

$$f_{\pi^0} \approx 0.1 \ln E_s [\text{GeV}]. \quad (1.16)$$

Meßwerte für die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen, die in Proton-Proton-Stößen entstehen, sind in Abbildung 1.3 zu finden. Der Wirkungsquerschnitt für die Pion-Proton-Streuung ist ab einer Schwerpunktsenergie von ca.  $10 \text{ GeV}$  nahezu konstant wie Abbildung 1.4 veranschaulicht.

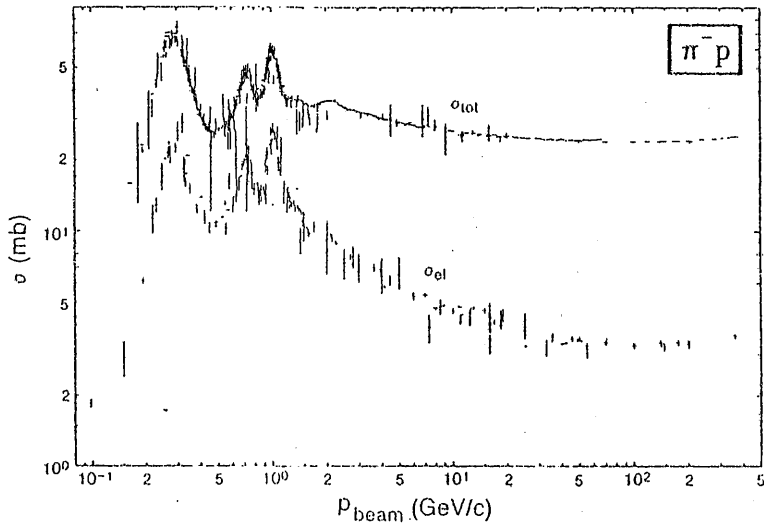


Abbildung 1.4: Wirkungsquerschnitt für Pion-Proton-Stoß in Abhängigkeit des Pionimpulses [PAR84]

#### Kernanregungen

Durch eine inelastische Streuung eines Hadrons an einem Nukleon kann der dazugehörige Kern in einen angeregten Zustand versetzt werden. Durch Aussendung einer Reihe von Teilchen geht der angeregte Kern dann wieder in seinen Grundzustand zurück. Dabei können z.B. leichte Kernfragmente wie Alphateilchen und Nukleonen "abgedampft" oder Photonen abgestrahlt werden. Der Impuls dieser ausgesandten Teilchen ist im Raum isotrop verteilt. Ist die Anregung groß, so kann der Kern gespalten werden.

#### Teilchenzerfälle

Die wichtigsten Teilchenzerfälle für die Kalorimetrie sind die Zerfälle der neutralen Pionen. Diese zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen und lösen so innerhalb eines hadronischen Schauers einen elektromagnetischen Schauer aus. Bemerkenswert sind außerdem Zerfälle, bei denen Myonen und Neutrinos entstehen. Myonen deponieren in Materie auf kleinen Distanzen kaum Energie, es sind "minimal ionisierende" Teilchen; Neutrinos hinterlassen aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit meistens überhaupt keine Energie.

### 1.2.2 Schauerparameter

Zur Beschreibung von hadronischen Schauern gibt es nur einen wichtigen Parameter, die Absorptionslänge [FAB85]:

$$\lambda_0 = A/\rho\sigma N_A \approx 35A^{1/3} [g\text{ cm}^{-2}], \quad (1.17)$$

wobei  $\rho$  die Dichte ist. Der Radius, in dem 95% der Energie um die Schauerachse herum deponiert werden, ist [FAB85]:

$$R_{95\%} = \lambda_0 \quad (1.18)$$

und die Tiefe, in der im Mittel 95% der Schauerenergie eines einfallenden Hadrons deponiert werden, ist [FAB85]:

$$L_{95\%} = 0.7\lambda_0 + 0.2\lambda_0 \ln E[GeV] + 2.5\lambda_0 E[GeV]^{0.13}. \quad (1.19)$$

Die Absorptionslängen der wichtigsten Materialien des Eich-Kalorimeters sind in Tabelle 1.1 zu finden.

### 1.3 Kalorimeter

Kalorimeter sind Detektoren, in denen die Energie von Teilchen gemessen werden kann. Das Prinzip ist einfach. Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf einen Block Materie, so entwickelt sich ein Schauer. Ein Kalorimeter benutzt nun einen Teil der Schauerenergie, um daraus ein meßbares Signal zu bilden. Dies kann z.B. mit Hilfe von erzeugtem Szintillationslicht, Čerenkovlicht oder elektrischen Ladungsmengen geschehen. Im Idealfall ist das meßbare Signal proportional zur Energie des Einfallsteilchens. Die Bedeutung von Kalorimetern hat in den letzten Jahren bei Experimenten der Hochenergiephysik stark zugenommen, weil:

- i) die Schauertiefe und damit die Kalorimetertiefe nur logarithmisch mit der Teilchenenergie steigen,
- ii) die relative Energieauflösung sich mit steigender Teilchenenergie verbessert,
- iii) Kalorimeter sowohl für geladene als auch für ungeladene Teilchen sensitiv sind,
- iv) Kalorimeter kein Magnetfeld brauchen,
- v) sich Elektronen, Myonen und Hadronen aufgrund ihrer charakteristischen Signale unterscheiden lassen,
- vi) segmentierte Kalorimeter auch eine Orts- und Richtungsbestimmung von Teilchen zulassen und

- iii) bei wachsender Schwerpunktsenergie die steigende Multiplizität der Reaktionsprodukte die Bestimmung der einzelnen Teilchenspuren immer schwieriger macht und sich daher das Gewicht mehr auf die Messung von globalen Größen wie z.B. die transversale Energie verlagert.

### 1.3.1 Homogene Kalorimeter

Ein Kalorimeter wird als homogen bezeichnet, wenn das absorbierende Material auch gleichzeitig das aktive Medium ist. Der Vorteil von einem homogenen Kalorimeter gegenüber einem Sampling-Kalorimeter (siehe Abschnitt 1.3.2) ist die bessere Energieauflösung. Die Nachteile sind:

- i) die großen Abmessungen des Kalorimeters, da die aktiven Materialien meistens eine kleine Kernladungszahl und daher auch eine große Strahlungs- und Absorptionslänge haben,
- ii) daß die zu verwendenden Materialien teuer sind
- iii) schwierig zu handhaben sind.

Beispiele für Materialien, die zum Bau von homogenen Kalorimetern verwendet werden, sind die Szintillatoren  $NaJ$ ,  $CsJ$  und  $BGO$ , der Čerenkovstrahler Bleiglas und das flüssige Argon. Das mit Szintillatoren und Čerenkovstrahlern erzeugte Licht kann benutzt werden, um mit Hilfe von Photodioden oder Photovervielfachern Signale zu erzeugen, die elektronisch weiterverarbeitet werden können. Bei der Ladungssammlung in ionisiertem Argon ist eine direkte Signalerzeugung möglich.

### 1.3.2 Sampling Kalorimeter

Ein Sampling Kalorimeter besteht aus einem schichtweisen Aufbau von absorbierendem und aktivem Materialien. Die Absorptionsschicht soll für eine geringe Schauertiefe sorgen und besteht daher aus Materialien mit einer hohen Kernladungszahl wie z.B. Blei oder Uran, was zu kleinen Kalorimeterdimensionen führt. In den aktiven Schichten wird eine Stichprobe (engl. Sample) aus dem Gesamtschauer genommen und daraus ein meßbares Signal gefolgt. Als aktives Material können all diejenigen Stoffe genommen werden, mit denen auch homogene Kalorimeter gebaut werden.

Da Sampling-Kalorimeter nur Stichproben eines Schauers nehmen und die Anzahl der Teilchen, die die aktive Schicht durchqueren und deren Energie deponieren, fluktuiert, muß ihre Energieauflösung schlechter als die von homogenen Kalorimetern sein. Für die relative Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters kann angesetzt werden [BRA88]:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{I^2}{E^2} + \frac{S^2}{E^2} + \frac{R^2}{E^2} + K^2}, \quad (1.20)$$

wobei  $I$  die intrinsischen Schauerfluktuationen,  $S$  die Sampling-Fluktuationen,  $R$  das effektive Rauschen und  $K$  die Interkalibrationsfehler beschreibt.

Als intrinsische Schauerfluktuationen werden die Fluktuationen in der Teilchenzusammensetzung eines Schauers bezeichnet. Da ein Kalorimeter im allgemeinen bei verschiedenen Teilchen gleicher Energie unterschiedliche Signale mißt, wird die Energieauflösung eines Kalorimeters durch intrinsische Schauerfluktuationen beeinträchtigt. Bei elektromagnetischen Schauern können die intrinsischen Fluktuationen vernachlässigt werden, dagegen können bei hadronischen Schauern die intrinsischen Fluktuationen die Sampling-Fluktuationen überwiegen [ALB87].

Das Rauschen wird durch die elektronischen Bauteile eines Kalorimeters verursacht und ist unabhängig von der Teilchenenergie. Daher spielt das elektronische Rauschen nur bei kleinen Teilchenenergien eine Rolle für die relative Energieauflösung eines Kalorimeters.

Als Interkalibrationsfehler werden Fehler in der Gewichtung einzelner Auslesekanäle bezeichnet. Diese können z.B. durch Inhomogenitäten im Kalorimeter entstehen oder durch Abweichungen in der Signalverstärkung der einzelnen elektronischen Auslesekanäle.

### 1.3.3 Flüssig-Argon Kalorimeter

Zum Schluß der Einführung in die Grundlagen der Kalorimetrie sei auf den Sinn des Verwendens von Flüssig-Argon als aktives Medium eingegangen. Auf die Ladungssammlung und Signalerzeugung wird in Abschnitt 2.3.3 eingegangen. Für die Verwendung von flüssigem Argon als aktives Material sprechen folgende Gründe:

- i) ein Kalorimeter mit flüssigem Argon ist elektronisch kalibrierbar,
- ii) Argon ist chemisch inert und wenig elektronegatv, wodurch eine ungestörte Ladungssammlung möglich ist,
- iii) die hohe Beweglichkeit der Elektronen führt zu einer schnellen Ladungssammlung, was zu kurzen Totzeiten führt,
- iv) die im Vergleich zu anderen Edelgasen niedrige Ionisierungsenergie führt zu einer guten Energieauflösung,
- v) Argon ist in sehr hoher Reinheit verfügbar und
- vi) ein relativ preiswertes Edelgas.

Nachteilig bei Flüssig-Argon als aktives Material ist, daß das gesamte Kalorimeter unterhalb der Siedetemperatur (87.5 K) von Argon gekühlt werden muß, die auch nur knapp oberhalb des Gefrierpunkts (84.0 K) liegt.

## Kapitel 2

### Der Versuchsaufbau

Die Testmessungen wurden im Juli 1988 am CERN in der Nordhalle 1 am Teststrahl H6 des Supersynchrotrons SPS durchgeführt. Dort wurden auch schon 1986 und 1987 Messungen an verschiedenen Testkalorimetern für den H1-Detektor durchgeführt, siehe [BRA87], [BRA88] und [DRA88]. Außerdem fanden dort im Juni und August 1988 Testmessungen zur Kalibrierung des Zentral- und Vorwärtsbereich des H1-Kalorimeters statt. Für 1989 sind weitere Eichmessungen für das H1-Kalorimeter geplant.

Abbildung 2.1 zeigt eine nicht maßstäbliche Skizze des Versuchsaufbaus für die H1-Kalorimeter tests am Beispiel des Viertelstacks (siehe Einleitung).

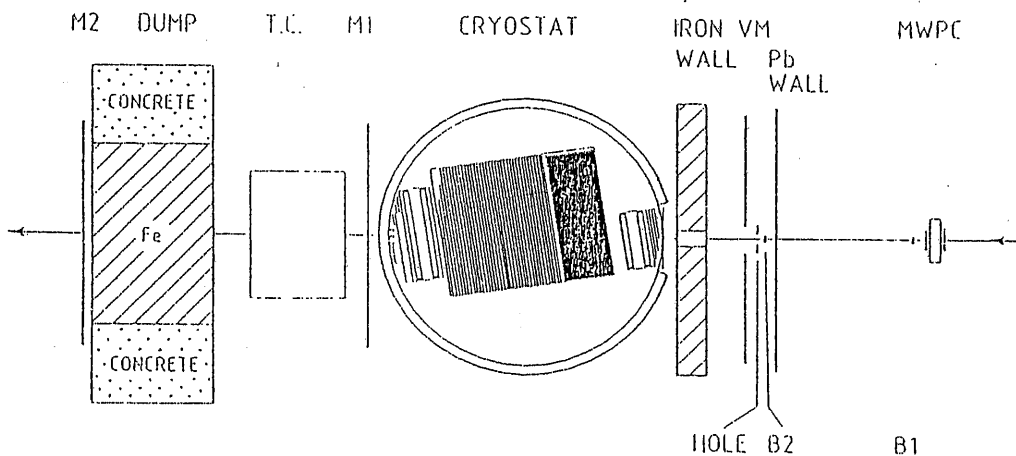


Abbildung 2.1: Der Versuchsaufbau

### 2.1 Der Teststrahl

Der Teststrahl ist in der Lage, Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen im Impulsbereich von  $5 \text{ GeV}$  bis  $250 \text{ GeV}$  zur Verfügung zu stellen. Dabei arbeitet er in zwei verschiedenen Modi [BRA87].

Im Sekundärmodus befindet sich nur ein Target im Strahlengang. Er ist für Impulse  $p \geq 100 \text{ GeV}$  geeignet. Die Elektronen werden hierbei von den Pionen mit Hilfe ihrer Synchrotronstrahlung abgetrennt. Dazu werden die Teilchen durch ein Magnetfeld umgelenkt und durch einen Kollimator geschickt. Wird der Strahlengang für eine Teilchensorte optimiert, so wird die andere ausgeblendet. Die Impulsauflösung für Elektronen liegt bei  $\Delta p/p = 0.8\%$  und die für Pionen bei  $\Delta p/p = 0.05\%$ .

Im Tertiärmodus befinden sich zwei Targets im Strahlengang. Er ist für Impulse  $p \leq 100 \text{ GeV}$  geeignet. Die Teilchenselektion geschieht hier mit Hilfe zweier Čerenkovzähler. Die Impulsauflösung liegt dann bei  $\Delta p/p = 0.8\%$ .

In ca.  $255.5 \text{ cm}$  und ca.  $274.5 \text{ cm}$  Entfernung vom Eich-Kalorimeter waren je zwei Vielfachdrahtproportionalkammern aufgebaut. Die aktive Fläche betrug  $25.4 \times 25.4 \text{ cm}^2$ , Teilchenpositionen konnten damit auf  $2 \text{ mm}$  genau bestimmt werden. Zweck der Vielfachdrahtproportionalkammern war es, das Strahlprofil während der Phasen der Strahloptimierung zu kontrollieren und Ereignisse mit Mehrfachsignalen in den Kammern auszuwählen. Außerdem ermöglichen sie bei der Auswertung nach Versuchsende, jedem Teilchen einen definierten Ort auf der Frontfläche des Kalorimeters zuzuordnen.

Der Teststrahl konnte vom letzten Target aus bis auf eine Entfernung von ca.  $46 \text{ m}$  in Vakuumrohren an das Kryostatfenster herangeführt werden. Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht des Materials, das sich zwischen dem Testkalorimeter und den Vakuumrohren befindet [KUBSS]. Ungefähr die Hälfte des Materials vor dem Kalorimeter stammt von dem im Kryostaten enthaltenen Flüssig-Argon.

Material	Länge [cm]	Länge [ $N_0$ ]	Länge [ $\lambda_0$ ]
Luft	3286.00	0.107	0.049
Čerenkovzähler	1240.00	0.171	0.078
Szintillationszähler	6.20	0.228	0.113
Drahtkammern	19.00	0.014	0.008
Kryostatwand	0.55	0.313	0.036
Argon	18.10	1.293	0.239
Rohacell	30.17	0.023	0.012
	4600.02	2.152	0.530

Tabelle 2.1: Material vor dem Eich-Kalorimeter im Teststrahl H6.

## 2.2 Das Triggersystem

Das Triggersystem bestand aus zwei Čerenkov-Zählern, den Vielfachdrahtproportionalkammern, einigen Szintillatoren im und um den Strahl herum.

Aufgabe der Čerenkov-Zähler war es, die Teilchen im Teststrahl zu identifizieren. Die Szintillatoren B1 und B2 (siehe Abbildung 2.1) signalisierten, wann ein Teilchen den Strahlengang passiert. Der Lochzähler HOLE und die Vetowand VM, die in Strahlmitte eine Öffnung von ca. 2 cm Durchmesser hatte, sollten Ereignisse mit frühen Wechselwirkungen im Strahlengang verwerfen. Die gleiche Aufgabe hatten die beiden Vielfachdrahtproportionalkammern. Sie ermöglichten, Ereignisse mit Mehrfachsignalen zu verwerfen. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillatorwand VM für Photonen zu erhöhen, wurde vor ihr eine 1 cm ( $1 X_0$ ) dicke Bleiplatte aufgestellt, die in Strahlmitte ein Loch von ca. 4.2 cm Durchmesser hatte. Die ca. 40 cm dicke Eisenwand hielt aus dem Kalorimeter rückgestreute Teilchen von der Vetowand VM fern.

Nur wenn alle Zähler um den Strahl herum kein Signal und alle anderen Triggerkomponenten ein Signal lieferten, wurde das Ereignis aufgezeichnet.

Ergänzt wurde das Triggersystem durch ein Eisengaskalorimeter und zwei Szintillatorwände. Eine Szintillatorwand befand sich direkt hinter dem Kryostaten, die andere hinter der strahlenabschirmenden Eisenwand. Beide Wände wurden aber nicht zur Kontrolle bei der Datennahme verwendet, können aber in der späteren Analyse z.B. zur Myonenidentifikation verwendet werden. Das Eisengaskalorimeter hatte die Aufgabe, die aus dem Viertelstak "herausleckende" Energie hadronischer Ereignisse aufzufangen. Außerdem können die Meßwerte des Eisengaskalorimeters nach Versuchsende dazu benutzt werden, die Ereignisse herauszusuchen, die fast vollständig im Eich-Kalorimeter enthalten sind.

## 2.3 Das Eich-Kalorimeter

### 2.3.1 Die mechanische Struktur

#### Der elektromagnetische Viertelstak

Die Absorberstruktur des elektromagnetischen Viertelstaks besteht aus 63 in konstantem Abstand hintereinander angeordneten Bleiplatten mit einer Dicke von jeweils 2.4 mm. Hinzu kommen zwei Aluminiumplatten gleichen Querschnitts am Anfang und Ende des Stacks. In den 2.4 mm breiten Spalten (Gaps) zwischen den Platten befindet sich das flüssige Argon. Abwechselnd tragen die Bleiabsorber jeweils beidseitig entweder eine Hochspannungsversorgung oder eine Ausleseplatte. Die beiden Aluminiumplatten tragen nur eine Hochspannungsversorgung. Gegenüber den Ausleseplatten haben die Hochspannungsplatten ein negatives Potential

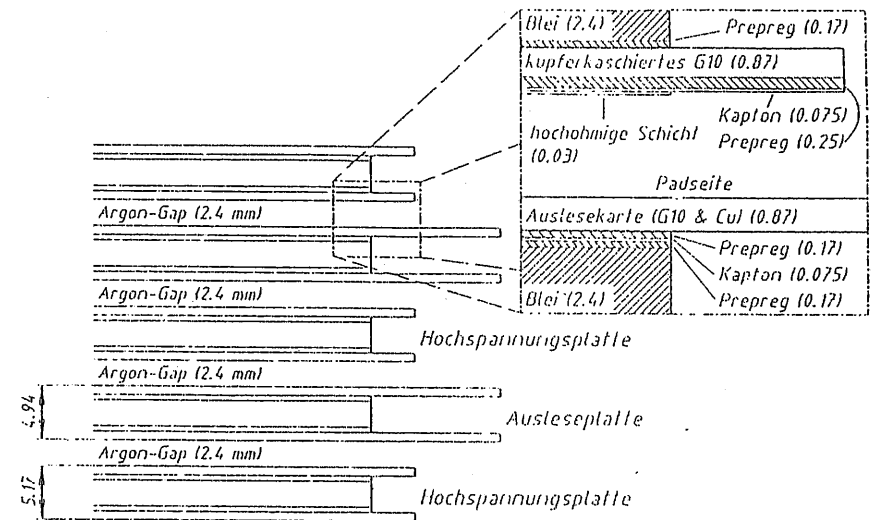


Abbildung 2.2: Longitudinale Schichtenfolge des elektromagnetischen Teils im Eich-Kalorimeter (alle Maße in mm)

Die Ausleseplatten werden durch kleine,  $75 \mu\text{m}$  dicke Kupferplättchen (Pads) gebildet, die auf ein ca.  $0.79 \text{ mm}$  dickes Leiterplattenmaterial (G10) kaschiert sind. Die G10 Schicht dient nicht nur als Träger der Kupferpads, sondern sie festigt auch noch die biegsamen Bleiplatten, nachdem sie auf diese geklebt worden ist. Auf der Rückseite der G10 Platten verlaufen die Signalleitungen für die im Argon zu sammelnden Ladungsmengen. Die G10-Platten werden mit zwei ca.  $165 \mu\text{m}$  dicken Glasfaser-Epoxy-Schichten (Prepreg) auf die Absorberplatten geklebt. Zwischen den Prepregschichten wird eine  $75 \mu\text{m}$  dicke Polyamidfolie (Kaptonfolie) gelegt, die die Leiterbahnen gegenüber den Absorberplatten isoliert.

Die Hochspannung wird über eine ca.  $30 \mu\text{m}$  dicke Schicht eines Ruß-Klebstoff-Gemisches (HRC<sup>1</sup>) herangeführt, die auf eine  $75 \mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie aufgetragen ist. Die Kaptonfolie wird mit einer  $245 \mu\text{m}$  dicken Schicht Prepreg auf eine ca.  $0.8 \text{ mm}$  dicke beidseitig mit  $35 \mu\text{m}$  Kupfer kaschierte G10-Schicht aufgetragen. Aufgabe der mit Kupfer kaschierten G10-Schicht ist nicht nur, die biegsamen Bleiplatten zu stabilisieren. Zusätzlich wird durch sie eine annähernd gleiche Schichtenfolge wie bei den Ausleseplatten hergestellt, so daß sich zwischen zwei Argongaps jeweils das gleiche Material befindet. Die G10-Schicht wird ihrerseits wieder mit einer ca.  $165 \mu\text{m}$  dicken Prepregschicht auf eine Bleiplatte aufgeklebt.

<sup>1</sup>engl. High Resistive Coating

Die Hochspannung wird über ein Kupferplättchen auf dem HRC am Rand der Plattenseite herbeigeführt.

Sektion	Ausleseplatten	Länge [cm]	Länge [ $\lambda_0$ ]	Länge [ $\lambda_0$ ]
0	3	4.19	2.33	0.128
1	6	8.95	5.52	0.286
2	8	11.93	7.36	0.382
3	15	21.58	12.95	0.685
	32	46.65	28.16	1.481

Tabelle 2.2: Longitudinale Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters

Zusammengedreht wird diese Struktur durch 28 Stahlstangen und einen Stahlbolzen, die senkrecht zu den beschriebenen Schichten verlaufen (siehe Abbildung 3.4 auf Seite 34). Die Stahlstangen haben einen Radius von 5 mm, mit Ausnahme der beiden Stangen an den äußeren Ecken, die einen Radius von 10 mm haben. Der Stahlbolzen dient nicht nur zum Zusammenhalten der einzelnen Kalorimeterschichten, sondern vor allem Dingen zum Aufhängen des elektromagnetischen Kalorimeters. Um den Stahlbolzen und die Stahlstangen herum sind in den Argongaps Plastikscheiben mit den äußeren Radien 48.5 mm, und 9 mm bzw. 11.5 mm angebracht. Sie definieren die Argongapdicke von 2.4 mm. Um Kurzschlüsse zu vermeiden, ist jeweils 0.25 mm um die Abstandshalter herum eine Zone der Kaptonfolie nicht mit HRC bemalt worden.

#### Der hadronische Viertelstack

Der hadronische Stack hat im Gegensatz zum Blei des elektromagnetischen Stacks Edelstahl als Absorber. Dies hat vor allen Dingen ökonomische und bautechnische Gründe. Stahl ist viel preiswerter als Blei. Außerdem ist Stahl wesentlich stabiler und leichter als Blei. Zusätzlich hat Stahl noch eine etwas kleinere Absorptionslänge als Blei (siehe Tabelle 1.1 auf Seite 11).

Die Absorberstruktur des hadronischen Kalorimeters besteht aus 37 hintereinander angeordneten Stahlplatten der Dicke 1.57 cm, die jeweils einen Abstand von 1.23 cm haben. Da es technisch nicht gelingt, mit Stahlplatten der benötigten Größe, eine konstante Gapdicke und damit eine gleichmäßige Ansprache des Kalorimeters in allen Raumbereichen herzustellen, ist es nicht möglich die Auslese- und Hochspannungsplatten direkt auf die Absorber zu kleben. Daher werden zwischen den Stahlabsorbern unabhängige Hochspannungs- und Ausleseplatten eingeschoben, weswegen diese Platten auch *Independent Read-Out Boards* genannt werden.

Die Hochspannungsplatten bestehen aus 1.5 mm Stahlplatten, auf die mittels 0.125 mm Prepreg eine 75  $\mu$ m dicke, isolierende Kaptonfolie auf-

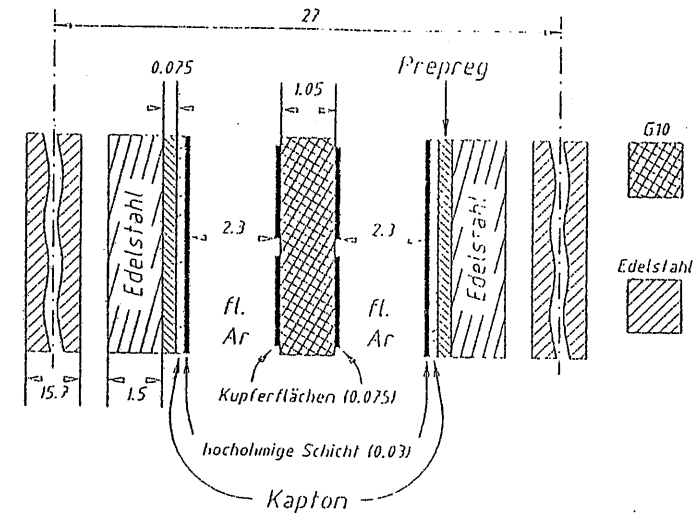


Abbildung 2.3: Longitudinale Schichtenfolge des hadronischen Teils vom Eich-Kalorimeter (alle Maße in mm)

geklebt wird. Auf die Kaptonfolie wird, wie im elektromagnetischen Teil, eine ca. 30  $\mu$ m dicke HRC-Schicht aufgetragen.

Zwischen den beiden Hochspannungsplatten liegt die doppelseitige Ausleseplatte, die aus einer 1.05 mm dicken G10-Platte besteht, die beidseitig mit 75  $\mu$ m dicken Kupferpads kaschiert ist.

Jeweils zwei Hochspannungsplatten werden mit einer doppelseitigen Ausleseplatte derart vernietet, daß zwischen der HRC-Schicht und den Kupferpads ein 2.3 mm Argongap entsteht. Der Mindestabstand von 2.3 mm wird auch hier durch kleine Plastikscheiben mit einem Radius von 0.7 mm garantiert. Durch das Einschleiben von zwei Argongaps der

Sektion	Ausleseplatten	Länge [cm]	Länge [ $\lambda_0$ ]	Länge [ $\lambda_0$ ]
0	6	16.8	6.72	0.82
1	6	16.8	6.72	0.82
2	7	19.6	7.83	0.95
3	7	19.6	7.83	0.95
4	11	19.6	12.31	1.50
	37	103.6	41.41	5.04

Tabelle 2.3: Longitudinale Struktur des hadronischen Kalorimeters

Dicke 2.3 mm statt eines Gaps der Dicke 4.6 mm wird eine schnellere Ladungssammlung und somit eine kürzere Totzeit des Kalorimeters erreicht. Zudem ermöglicht dies, eine kleine Hochspannung von 2.5 kV für die Ladungssammlung in den Argongaps zu benutzen (siehe Abschnitt 2.3.2 und 2.3.3).

Zusammengehalten wird das hadronische Kalorimeter durch Stahlträger, die auf die Seitenflächen aufgeschweißt sind.

### 2.3.2 Die Auslesestruktur

Um die durch ionisierende Teilchen in den Argongaps entstandenen Ladungsmengen einzusammeln, werden die Hochspannungsplatten mit einer gegenüber den Pads negativen Spannung von etwa 2.5 kV versorgt. Die Größe der Pads ist von den Erfordernissen im H1-Detektor abgeleitet. Vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet befinden sich dort alle Pads, die hintereinander liegen, in einem kleinen Raumwinkelement. Die Pads, die dem Wechselwirkungspunkt am nächsten sind, haben die kleinste Fläche, die am weitesten entfernt sind, die größte. Es handelt sich um viereckige Pads, deren Struktur in den Abbildungen 2.4 und 2.5 zu erkennen ist. Die Einteilung der Pads senkrecht zum Strahlrohr des H1-Detektors wird  $\Theta$ -Einteilung genannt, die andere  $\Phi$ -Einteilung.

#### Der elektromagnetische Viertelstack

Die elektromagnetischen Pads haben im Durchschnitt eine Kantenlänge, die dem zweifachen Molièreradius in Blei entspricht. Es gibt 7 Familien von Ausleseplatten mit verschiedenen großen Pads. Da es zur Energie- und Winkelmessung von Teilchen nicht notwendig ist, jedes Pad getrennt auszulesen, werden jeweils mehrere Pads, die in einem Raumwinkelement des H1-Detektors liegen, zu einem Auslesekanal zusammengeschaltet. Aus 51584 Pads werden im Viertelstack 3327 Kanäle gebildet. Der Viertelstack wird dabei longitudinal in 4 Sektionen eingeteilt. Durch das Zusammenschalten der Pads verbessert sich außerdem das Signal zu Rauschverhältnis.

#### Der hadronische Viertelstack

Die Gestalt der hadronischen Pads ist denen der elektromagnetischen gleich, der Unterschied liegt nur in der Größe. Die Kantenlänge reicht etwa von einer halben bis zu einer ganzen Wechselwirkungslänge im Stahl. Im hadronischen Stack gibt es 8 Strukturfamilien von Ausleseplatten. Es werden 14208 Pads zu 960 Kanälen zusammengefaßt, wobei der hadronische Stack longitudinal in 5 Sektionen eingeteilt wird (siehe Tabelle 2.3).

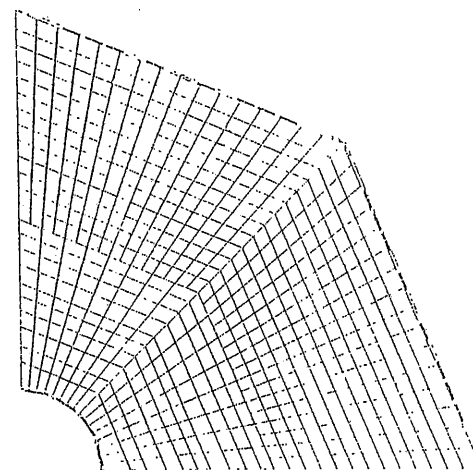


Abbildung 2.4: Pad-Struktur der siebten Familie des elektromagnetischen Kalorimeters

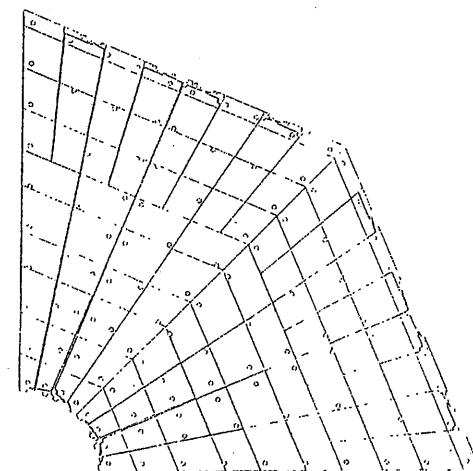


Abbildung 2.5: Pad-Struktur der fünften Familie des hadronischen Kalorimeters

### 2.3.3 Die Signalerzeugung

Durch die an das HRC angelegte Spannung driften freigesetzte Elektronen auf die an Masse liegenden Pads zu. Ihre Driftgeschwindigkeit beträgt bei einer Spannung von 2.5 kV etwa  $v_{Drift} \approx 4.5 \text{ mm}/\mu\text{s}$  [WIL74]. Die Beweglichkeit der Argonionen ist wegen ihrer im Vergleich zu Elektronen großen Masse so klein, daß sie innerhalb der Auslesezeit nicht zum meßbaren Signal beitragen.

Werden die Rekombinationen von freigesetzten Elektronen mit Argonionen und stark elektronennegativen Verunreinigungen wie z.B. Sauerstoff vernachlässigt, so ist der Strom  $I$ , der zur Zeit  $t$  von  $N$  ionisierten Argonatomen in einem Argongap der Dicke  $d$  herrührt [WIL74]:

$$I(t) = Nc \frac{1}{t_{Drift}} \left(1 - \frac{t}{t_{Drift}}\right) \quad (2.1)$$

mit  $t_{Drift} = d/v_{Drift}$ . Die gesamte Ladungsmenge, die seit dem Durchgang eines ionisierenden Teilchens bis zur Zeit  $t$  angesammelt wird, ergibt sich durch Integration über die Zeit:

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt' = Nc \frac{1}{t_{Drift}} \left(t - \frac{1}{2} \frac{t^2}{t_{Drift}}\right). \quad (2.2)$$

Bis zur Zeit  $t = t_{Drift}$  wird dann die Ladungsmenge

$$Q(t_{Drift}) = \frac{1}{2} Nc \quad (2.3)$$

gesammelt. Daher kann um die Hälfte der in einem Gap erzeugten Ladungsmenge  $Nc$  an der Anode gemessen werden.

Die durch ein Ereignis im Kalorimeter hervorgerufenen Ströme werden verstärkt, digitalisiert und zur späteren Analyse mit Hilfe eines Computers auf Magnetband gespeichert.

## Kapitel 3

# Das Simulationsprogramm

### 3.1 GEANT 3.11

GEANT ist ein Programmpaket zur Simulation von elektromagnetischen und hadronischen Schauern [BRU87].

Zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen wurde ein wesentlicher Teil des EGS3-Systems [FOR78] übernommen. Bei den hadronischen Wechselwirkungen kann der Programm benutzer zwischen der GJEISHA- [FES85] und der TATINA-Simulation [BAR] wählen.

Das GEANT-Programmpaket ist vor allen Dingen deswegen bekannt geworden, weil es auf relativ einfache Weise erlaubt, komplexe Detektorgeometrien aufzubauen und diese dann mit oder ohne die simulierten Ereignisse graphisch auszugeben.

#### 3.1.1 Beschreibung der Detektorgeometrie

Zum Aufbau eines Detektors mit dem GEANT Paket wird mit einem großen Volumen begonnen, daß aus einer Reihe von vordefinierten Volumentypen ausgewählt werden kann. Ein Volumen ist durch seinen Typ, Größe, Name, Nummer und ein Medium gekennzeichnet. Ein Medium wird durch ein Material bzw. eine Mischung von Materialien und durch Spurverfolgungsparameter (siehe Abschnitt 3.1.3) definiert. Materialien bzw. Mixturen werden durch ihre chemische Zusammensetzung, Dichte, Strahlungs- und Absorptionslänge festgelegt. Innerhalb des großen Volumens können nun weitere Volumina platziert werden, wobei innerhalb des Tochtervolumens das Medium der Mutter durch das der Tochter ersetzt wird. Zur Positionsbeschreibung des Tochtervolumens innerhalb des Muttervolumens wird beim Platzieren ein Translationsvektor und eine Rotationsmatrix angegeben. Volumina können auch mehrfach positioniert werden. Das Positionieren von Volumina innerhalb von anderen wird so lange fortgesetzt, bis der programmierte Aufbau die gewünschte Komplexität erreicht hat.

Die Mutter-Tochter-Beziehung der Volumina kann durch eine Baum-



struktural dargestellt werden. Mehrfach positionierte Volumina erscheinen nur einmal in der Baumstruktur. Abbildung 3.1 zeigt eine einfache Geometrie mit dem dazugehörigen Baum.

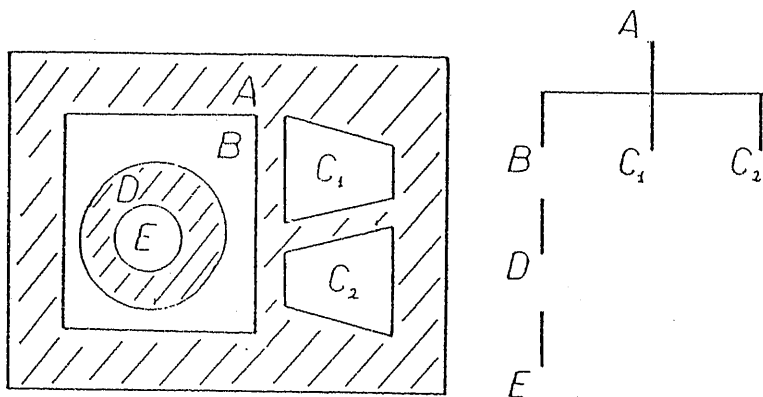


Abbildung 3.1: Die GEANT-Baumstruktur [BRU87]

Zur Optimierung der Volumensuche bei der Spurverfolgung der zu simulierenden Teilchen stehen einige Hilfsroutinen zur Verfügung.

### 3.1.2 Spurverfolgung

Im Zusammenhang mit Simulationsprogrammen bedeutet die Spurverfolgung eines Teilchens durch Materie die Voraussage der räumlichen Koordinaten, die die Trajektorie des Teilchens darstellen und die Berechnung der dazugehörigen Impulsvektoren. Dies geschieht durch schrittweise Integration der Bewegungsgleichungen und Anwendung von Korrekturen, falls die Anwesenheit von Materie Störungen verursacht.

Für ein Teilchen mit gegebener Energie hängt die Schrittweite der Integration in erster Linie von den Teilcheneigenschaften, wie z.B. Ladung und Masse, und von der Charakteristik des umgebenden Mediums ab. Die Länge der Integrationsintervalle kann begrenzt werden durch Volumengrenzen, durch diskrete Prozesse wie z.B. Paarerzeugung und Bremsstrahlung oder durch quasi-kontinuierliche Prozesse wie z.B. Vielfachstreuung und Ionisationsverlust. Zusätzlich kann die Schrittweite durch Spurverfolgungsparameter nach oben und unten begrenzt werden.

#### Prinzipielle Methode

Für die komplette Simulation eines gegebenen Prozesses wie z.B. Bremsstrahlung oder Paarerzeugung müssen folgende Schritte erledigt werden:

- i) Zu Beginn der Spur wird die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet, mit der ein Teilchen wechselwirkt.
- ii) Während der Spurverfolgung wird die Spurlänge des Teilchens vermessen und die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der Prozesse aktualisiert.
- iii) Wenn die Wechselwirkung auftritt, werden die Endzustände des Teilchens generiert. Neu entstandene Teilchen bilden eine eigene Spur.
- iv) Falls das Anfangsteilchen den Prozeß "überlebt", wird erneut die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet mit der ein Teilchen wechselwirkt, d.h. es wird zu Punkt i) zurückgesprungen.

Die Berechnung der Schrittweite wird für alle Prozesse, die auftreten können, getrennt vorgenommen. Die endgültige Schrittweite ist das Minimum aller möglichen, und der Prozess, der ausgeführt wird, ist derjenige, der zur minimalen Schrittweite gehört.

#### Praktische Methode

Praktisch wird die Spurverfolgung wie folgt vorgenommen:

- i) Zu Beginn der Spur wird mit Hilfe gleichverteilter Zufallszahlen  $R$  aus dem Intervall 0 bis 1 die Anzahl der noch zurückzulegenden mittleren freien Weglängen

$$N_{\lambda_0} = -\ln R \quad (3.1)$$

für jeden möglichen Prozeß berechnet. Das ist auch der Grund, warum Simulationsprogramme wie GEANT als Monte-Carlo-Programme bezeichnet werden.

- ii) Die Anzahl der mittleren freien Weglängen des Prozesses, dessen noch verbleibende Weglänge minimal ist, wird ständig durch die im letzten Simulationsschritt zurückgelegte Strecke  $L_{\text{str}}$  mit der Computeranweisung

$$N_{\lambda_0} \dots N_{\lambda_n} \quad \begin{matrix} L_{\text{str}} \\ \lambda_0(x) \end{matrix} \quad (3.2)$$

aktualisiert.

- iii) Sobald  $N_{\lambda_0} = 0$  gilt, wird die dazugehörige Wechselwirkung ausgeführt und die dazugehörigen Endzustände generiert. Neu erzeugte Teilchen bilden eine eigene Spur und ihre Spurverfolgung startet daher bei Punkt i).
- iv) Sollte das Anfangsteilchen den Prozeß "überlebt" haben, so wird zu Punkt i) zurückgesprungen.

Aus Effektivitätsgründen werden die Energieverluste eines Teilchens durch die quasi-kontinuierlichen Prozesse Ionisation und Vielfachstreuung nicht in jedem Integrationsschritt neu berechnet, sondern nur,

- wenn Volumengrenzen überschritten werden,
- wenn ein diskreter Prozeß eintritt oder
- wenn die Schrittweite durch Spurverfolgungsparameter begrenzt wird.

Im anderen Fall muß der kontinuierliche Energieverlust  $E_{kont.}$  aus dem zuletzt berechneten Energieverlust pro Wegstrecke  $dE/dx$  und der seitdem insgesamt zurückgelegten Weglänge  $s$  nach

$$\Delta E_{kont.} = \frac{dE}{dx} \cdot s \quad (3.3)$$

berechnet werden

Falls bei der Simulation Landau-Fluktuationen um den Mittelwert des Energieverlustes durch Ionisation berücksichtigt werden, muß der Energieverlust noch eine Modifikation durch einen Landau-Term  $\Delta E_{Landau}$  erfahren:

$$\Delta E_{gesamt} = \Delta E_{kont.} + \Delta E_{Landau} \quad (3.4)$$

Die Spurverfolgung eines Teilchens endet, wenn es die Detektorgeometrie verläßt, durch Reaktion oder Zerfall seine Identität verliert oder seine kinetische Energie unterhalb einer vom Programm benutzer festzulegenden Schwelle fällt. Im letzteren Fall wird die gesamte kinetische Energie des Teilchens lokal deponiert.

### 3.1.3 Simulation der Wechselwirkungen

GEANT erhebt den Anspruch, alle wichtigen physikalischen Prozesse im Energiebereich von 10 KeV bis 10 TeV zu simulieren. So simuliert es nicht nur alle Prozesse, die in Abschnitt 1.1 und 1.2 dargestellt wurden, sondern auch noch einige für die Kalorimetersimulation weniger wichtige Prozesse wie z.B. die Photospaltung von schweren Elementen.

Der GEANT-Benutzer hat die Möglichkeit, durch eine Vielzahl von Steuerparametern den Ablauf einer Simulation zu beeinflussen. Die Steuerparameter können in vier Kategorien eingeteilt werden:

- die Prozeßparameter,
- die Spurverfolgungsschwellen,
- die Spurverfolgungsparameter und
- die Spurverfolgungsschwellen.

Wegen der Vielzahl der Steuerparameter seien diese hier nur tabellarisch dargestellt. Die für die Simulationsrechnungen dieser Arbeit verwendeten Steuerparameter werden zu Beginn des Abschnitts 4 aufgeführt.

### Prozeßparameter

Mit Hilfe der Prozeßparameter kann der Benutzer entscheiden, ob und nach welchem Modell bestimmte Prozesse simuliert werden und ob Sekundärteilchen generiert werden sollen. Eine Zusammenstellung der verschiedenen Möglichkeiten ist in Tabelle 3.1 gegeben.

physikalischer Prozeß	Parameterwert x		
	0	1	2
Paarerzeugung	--	mit $e^+e^-$	ohne $e^+e^-$
Comptonstreuung	--	mit $e^-$	ohne $e^-$
Photoeffekt	--	mit $e^-$	ohne $e^-$
Photospaltung	aus	mit Sekundäre	ohne Sekundäre
$\delta$ -Strahlen	aus	mit $e^-$	ohne $e^-$
Annihilation	--	mit $\gamma\gamma$	ohne $\gamma\gamma$
Bremsstrahlung	--	mit $\gamma$	ohne $\gamma$
hadronische WW	--	mit Sekundäre	ohne Sekundäre
Myon-Kern-WW	aus	mit Sekundäre	ohne Sekundäre
Zerfall	aus	mit Sekundäre	ohne Sekundäre
Ionisation	aus	ohne Landau	mit Landau
Vielfachstreuung	aus	Gauß	Molière

Tabelle 3.1: Die GEANT-Prozeßparameter

Es ist nicht möglich, gleichzeitig  $\delta$ -Strahlen zu generieren und den mittleren Ionisationsverlust mit einer Landau-Verteilung zu versehen.

### Prozeßschwellen

Die Prozeßschwellen unterteilen sich in zwei Gruppen. Die einen definieren, bis zu welcher minimalen Photonenergie Bremsstrahlung produziert werden kann. Die anderen legen die untere Schwelle der Energie fest, die ein Teilchen haben muß, um den Prozeß einzuleiten. Folgende Schwellen können gewählt werden:

- die minimale Energie der Bremsstrahlungsquanten, die durch Elektronen und Positronen bzw. Myonen und Hadronen erzeugt werden können,
- die minimale kinetische Energie der  $\delta$ -Strahlen, die durch Elektronen und Positronen bzw. Myonen erzeugt werden können,
- die minimale totale Energie, die ein Myon haben muß, um Paarerzeugung durchführen zu können.

### Spurverfolgungsparameter

Die Spurverfolgungsparameter bestimmen, mit welcher Genauigkeit eine Spur verfolgt wird. Folgende Spurverfolgungsparameter müssen bei der Definition eines Mediums angegeben werden:

- die maximale magnetische Feldstärke in *Kilogauß*,
- der maximale Ablenkwinkel durch ein magnetisches Feld pro Simulationsschritt in *Grad*,
- die maximale seitliche Versetzung durch Vielfachstreuung pro Simulationsschritt in *cm*,
- der maximale prozentuale Energieverlust pro Simulationsschritt,
- die Genauigkeit beim Überschreiten von Volumengrenzen in *cm* und
- die minimale Schrittweite bei Ionisationsverlust und Vielfachstreuung in *cm*.

### Spurverfolgungsschwellen

Mit den Spurverfolgungsschwellen kann angegeben werden, bis zu welcher kinetischen Energie hinab eine Teilchenspur verfolgt werden soll. Hat das Teilchen die Schwelle unterschritten, so verliert es seine Identität und die kinetische Energie des Teilchens wird lokal deponiert. Sollen nicht die vorgegebenen Spurverfolgungsschwellen benutzt werden, so können für Photonen, Elektronen, neutrale und geladene Hadronen und Myonen eigene gesetzt werden. Zusätzlich kann die maximale Flugzeit für alle Teilchen gleichzeitig festgelegt werden.

## 3.2 Das Simulationsprogramm für das Eich-Kalorimeter

### 3.2.1 Der Teststrahl

Der simulierte Teststrahl beginnt in der Ebene der Vielfachdrahtproportionalkammer, die dem Eich-Kalorimeter am nächsten stand. Es kann davon ausgegangen werden, daß das experimentelle Triggersystem nur Ereignisse aufzeichnet, die keine Wechselwirkung vor den Vielfachdrahtproportionalkammern haben. Das Triggersystem ist nicht Bestandteil der Simulation, da im Monte-Carlo Programm bekannt ist, was für Teilchen im Teststrahl sind.

Der Impuls des simulierten Teststrahls ist im Vergleich zum experimentellen scharf. Ein unscharfer Impuls des Teststrahls könnte aber noch

bei Auswertung der Simulationsdaten durch das Analyseprogramm nachgebildet werden.

Im simulierten Teststrahl ist der Abschubort der Teilchen in der Ebene der Vielfachdrahtproportionalkammern senkrecht zur Strahlmitte in zwei Raumrichtungen gaußförmig verteilt. Die Mittelwerte und Halbwertsbreiten für die Gaußverteilung werden aus experimentellen Daten gewonnen.

### 3.2.2 Geometrie

Ziel beim Aufbau der Geometrie war eine möglichst genaue Nachbildung der Geometrie des Viertelstacks und dessen Umgebung.

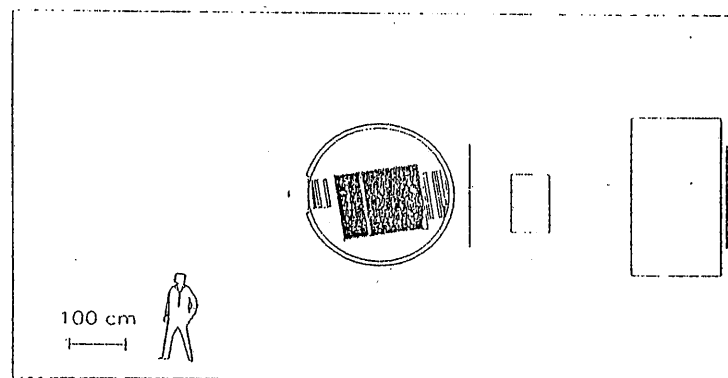


Abbildung 3.2: Aufsicht des gesamten Aufbaus

Abbildung 3.2 zeigt eine Aufsicht auf den gesamten simulierten Aufbau (vergleiche Abbildung 2.1). In der Mitte des Bildes ist der Viertelstack zu sehen. Er ist umgeben von einem Argonzylinder, in dem links und rechts vom Kalorimeter jeweils die Argonverdränger angebracht sind. Um den Argonzylinder herum befinden sich ein weiterer Zylinder und zwei Zylindersegmente, die die beiden Kryostatwände und das dazwischenliegende Vakuum darstellen. Direkt links an der inneren Kryostatwand beim linken Argonverdränger ist das Einschussfenster zu sehen. Es folgen ein Szintillator und der über das benachbarte Experiment stauende Autor dieser Arbeit. Rechts neben dem Kryostaten folgen eine Szintillatorwand, das sehr vereinfachte Eisengaskalorimeter und eine eiserne Strahlenschutzwand gefolgt von der letzten Szintillatorwand. Alle geschilderten Elemente sind in einen großen Luftquader eingebaut.

In Abbildung 3.3 ist die Baustruktur der programmierten Geometrie zu sehen. In der obersten Bauebene ist der Luftquader zu sehen, mit dem der Aufbau der zu simulierenden Geometrie begonnen worden ist. Der Szintillationszähler, das Einschussfenster, das Eisengaskalorimeter, die Strahlenschutzwand und die Szintillator- und die Kryostatwände

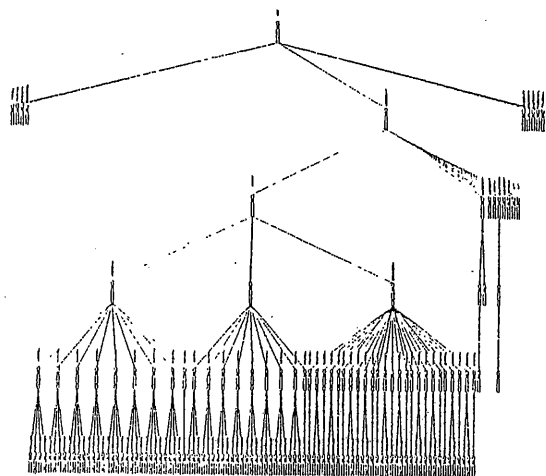


Abbildung 3.3: Baumstruktur der simulierten Geometrie

sind in der zweit obersten Baumebene zu finden. Ebenso ist der Argonzylinder, in dem der Viertelstark und die Argonverdränger positioniert wurden auf der zweiten Baumebene zu finden. Die Argonverdränger beginnen in der Baumstruktur auf der dritten Baumebene auf der rechten Seite und setzen sich bis in die fünfte Ebene fort. In der untersten Ebene des Baumes sind die Abstandhalter und Stahlstangen zu sehen. Den Abstandhaltern und Stahlstangen sind in der Baumstruktur die Argongaps und Absorberschichten der fünften Baumebene übergeordnet. Die Argongaps und Absorberschichten sind in künstliche Volumina eingefaßt, die auf Baumebene drei und vier zu sehen sind. Die künstlichen Volumina haben keine physikalische Bedeutung, erleichtern aber die Programmierung der Geometrie.

Zur Einsparung von Rechenzeit mußten zahlreiche Vereinfachungen durchgeführt werden. Aus den einzelnen absorbierenden Schichten zwischen zwei Argongaps des Kalorimeters wurden Mixturen derart errechnet, daß sich im Simulationsmodell zwischen zwei Gaps immer genau soviel Material befindet wie im Experiment.

Alle Stahlstangen (siehe Abbildung 3.4), die den elektromagnetischen Stack festigen, sind Bestandteil des Simulationsprogramms, ebenso der Halterungsbolzen. Die Größe der Löcher um die Stangen und den Bolzen herum im absorbierenden Material sind dem Experiment nachgebildet. Die Abstandhalter in den Argongaps haben im Programm einen um 0.5 mm größeren Radius als im Experiment. Damit sollen die "toten" Zonen durch die Löcher im HRC, die etwas größer als die

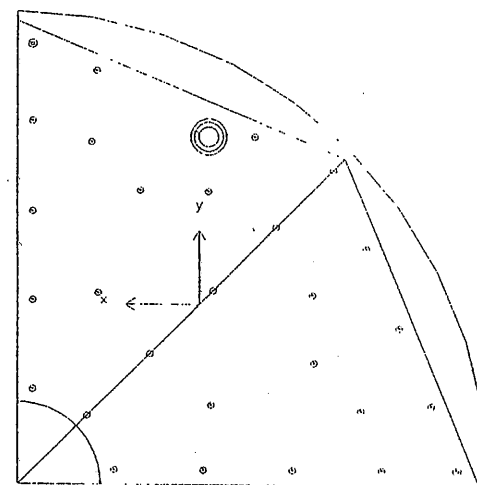


Abbildung 3.4: Schnitt durch das elektromagnetische Kalorimeter

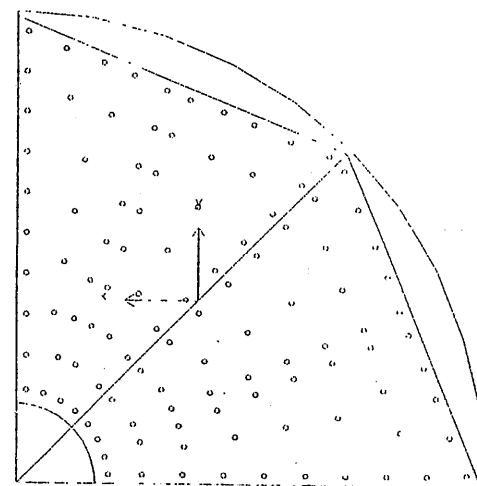


Abbildung 3.5: Schnitt durch das hadronische Kalorimeter

Abstandshalter sind berücksichtigt werden. Im Simulationsprogramm besteht die Möglichkeit, die Stahlstangen, Abstandshalter und den Bolzen aus der programmierten Geometrie zu entfernen, so daß ein reines "Sandwichkalorimeter" übrig bleibt.

Das Eisengaskalorimeter ist in der Simulation sehr vereinfacht worden. Es besteht nur aus einem Eisenquader, der dieselbe Frontfläche und in Absorptionslängen gemessene Tiefe hat wie das richtige Eisengaskalorimeter. Das Eisengaskalorimeter kann daher zur Ausselektion von Ereignissen benutzt werden, bei denen nahezu die gesamte Energie im Kalorimeter enthalten ist.

Die ladungssammelnden Kupferpads konnten nicht mit GEANT-Volumina programmiert werden, weil keine Volumentypen mit geeigneter Geometrie vorhanden sind. Daher wird, sobald ein Teilchen Energie in einem aktiven Argongas deponiert, ein Unterprogramm aufgerufen, das aus dem Ort der Energiedeposition das entsprechende Pad und den dazugehörigen elektronischen Kanal berechnet.

Mit Hilfe der Elementarladung  $e$ , der Ionisierungsenergie von Argon  $E_{Ion}$  und unter Beachtung der Tatsache, daß nur die Hälfte der freigesetzten Ladung gemessen werden kann, findet die Konversion der im Monte-Carlo-Programm errechneten Energiedepositionen in Ladung nach folgen der Gleichung statt:

$$Q = \left( \frac{1}{2} \frac{e}{E_{Ion}} \right) \cdot E = \left( 3.394 \frac{pC}{GeV} \right) \cdot E. \quad (3.5)$$

### 3.2.3 Ausgaben des Simulationsprogramms

Das Simulationsprogramm erzeugt eine Vielzahl von verschiedenen Ausgaben, die in zwei Gruppen eingeteilt werden.

Die eine enthält Datenbänke, in denen Teilchenflüsse aufgezeichnet sind. So werden alle Teilchen gespeichert, die in der Vielfachdrahtproportionalenebene gestartet sind, die in das Kalorimeter hinein gelangen und alle Teilchen, die das Kalorimeter, den Kryostaten und den gesamten programmierten Aufbau verlassen. Dazu werden u.a. die Orts- und Impulsvektoren und die Teilchenart registriert.

Die andere Gruppe umfaßt Signalbänke, in denen die in jedem Kanal und jedem Pad deponierte Energie von allen Teilchen gespeichert ist. Zusätzlich werden Signalbänke für neutrale Pionen und deren Sekundärteilchen erzeugt.

Kanäle, die im Experiment elektronisch nicht bestückt werden konnten bzw. "tot" waren, sind im Simulationsprogramm nicht berücksichtigt, hier funktionieren alle Kanäle. Der Einfluß ausgefallener oder nicht bestückter Kanäle wird aber im Auswertprogramm berücksichtigt.

Die Ladungs- bzw. Energiesammlung geschieht während des Programmablaufs mit doppeltgenauen Fließkommazahlen, vor dem Abspeichern

auf Magnetplatte bzw. -band werden diese jedoch Zwecks Platzersparnis in einfachgenauen Zahlen konvertiert.

Auf eine Addition von Rauschen und anschließende "Digitalisierung" durch Umformung in ganze Zahlen einer begrenzten Länge wurde im Simulationsprogramm verzichtet. Dies kann später im Auswertprogramm erfolgen.

## Kapitel 4

### Die Simulationsergebnisse

Zu Beginn der Darstellung der Simulationsergebnisse seien die Steuerparameter aufgezählt, mit denen die Simulationsrechnungen durchgeführt worden sind.

Alle Prozeßparameter (vergleiche Tabelle 3.1) wurden auf 1 gesetzt, so daß alle in CEANT implementierten Prozesse simuliert werden, inklusive der Erzeugung von Sekundärteilchen.

Als Prozeßschwelle für die Erzeugung von Bremsstrahlung durch Elektronen und Myonen wurde  $10 \text{ keV}$  eingestellt. Die Schwelle für die Erzeugung von  $\delta$ -Strahlen durch Elektronen und Myonen wurde auf  $1 \text{ MeV}$  gesetzt.

Bei den Spurverfolgungsparametern erhielten die maximale magnetische Feldstärke und der maximale Ablenkwinkel durch ein magnetisches Feld den Wert 0, da es bei den Eichmessungen kein Magnetfeld gab. Die maximale seitliche Versetzung durch Vielfachstreuung in einem Simulationsschritt, die Genauigkeit beim Überschreiten von Volumengrenzen und die minimale Schrittweite bei Ionisationsverlust und Vielfachstreuung wurde auf  $0.01 \text{ cm}$  beschränkt. Der maximal erlaubte Energieverlust pro Simulationsschritt betrug 10%.

Als Spurverfolgungsschwelle wurde für Photonen, Elektronen, geladene und ungeladene Hadronen und Myonen  $1 \text{ MeV}$  gewählt. Die maximal erlaubte Flugzeit betrug  $2.4 \mu\text{s}$ .

### 4.1 Verhalten des Kalorimeters bei Einschluß von Elektronen

Abbildung 4.1 vermittelt einen Eindruck von einem simulierten, elektromagnetischen Schauereim Eich-Kalorimeter. Bei den gepunkteten Linien handelt es sich um Spuren von Photonen. Die Spuren von geladenen Teilchen werden mit durchgehenden Linien dargestellt.

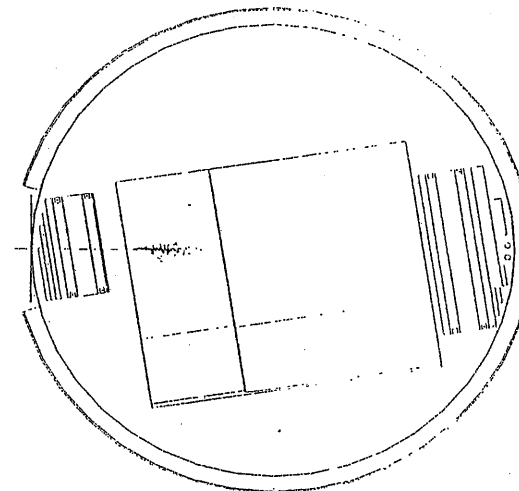


Abbildung 4.1: Ein  $50 \text{ GeV}$  Elektron Ereignis

Die Anzahl der simulierten Elektronenergebnisse und die Anzahl der zum Vergleich mit dem Monte-Carlo-Programm herangezogenen, im Experiment gemessenen Ereignisse sind in Tabelle 4.1 zu finden. Im Versuch selbst konnten wegen Zeitmangels und elektronischer Probleme Elektronen nur bei Einschlußenergien von  $30$ ,  $50$  und  $166 \text{ GeV}$  gemessen werden.

#### 4.1.1 Ladungsdeposition

Die beim Einschluß von Elektronen beobachteten Ladungsdepositionen werden in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um statistische Fehler, auf die systematischen Fehler wird weiter unten eingegangen. Die Konversion der vom Monte-Carlo-Programm erzeugten Energiedeposition in die entsprechende Ladungsdeposition erfolgt nach Gleichung 3.5 auf Seite 35.

Im Durchschnitt ist die beobachtete Ladungsdeposition im Experiment um einen Faktor  $0.69$  kleiner als in der Simulation. Für die Abweichun-

Energie in GeV	Anzahl experimenteller Ereignisse	Anzahl simulierter Ereignisse
10	---	1336
20	---	1114
30	1450	1155
50	909	1030
80	---	1156
120	---	1636
166	1217	1451

Tabelle 4.1: Anzahl experimenteller und simulierter Elektronenergieereignisse

Strahlenergie in GeV	$Q_{Exp}/E_{Strahl}$ in fC/GeV	$Q_{MC}/E_{Strahl}$ in fC/GeV	$Q_{Exp}/Q_{MC}$
10	---	$330.0 \pm 1.0$	---
20	---	$333.0 \pm 0.5$	---
30	$228.0 \pm 0.3$	$334.0 \pm 0.3$	$0.683 \pm 0.001$
50	$226.2 \pm 0.2$	$335.2 \pm 0.2$	$0.675 \pm 0.001$
80	---	$335.8 \pm 0.1$	---
120	---	$336.3 \pm 0.1$	---
166	$236.7 \pm 0.1$	$336.6 \pm 0.1$	$0.703 \pm 0.001$

Tabelle 4.2: Ladungsdeposition von Elektronen im aktiven Argon des Kalorimeters

gen kann es sowohl Gründe im Experiment als auch in der Monte-Carlo-Simulation geben.

Im Experiment wurde eine Hochspannung von ca. 2.5 KeV für die Ladungssammlung benutzt. Da die in den Argongaps gesammelte Ladungsmenge aber abhängig von der Hochspannungsversorgung ist, hätte bei einer höheren Spannung eine größere Ladungsmenge gemessen werden können. Außerdem sind in den verschiedenen Eichkalorimetern für den H1-Detektor deutlich verschiedene Ladungsmengen pro Einschussenergie gemessen worden, die immer noch nicht verstanden sind. So ist im Vergleich zu den Eichmessungen des Vorwärtsbereichs im inneren Vorwärtsbereich eine um 19% geringere Ladungsmenge gemessen worden. Verglichen mit den Testmessungen 1987 ist im inneren Vorwärtskalorimeter eine um 8% geringere Ladungsmenge gemessen worden.

In der Simulation bzw. deren Auswertung könnte es zwei Gründe für die Abweichungen geben. Erstens könnte die Umrechnung nach Gleichung 3.5 nicht genau genug sein. In ihr wird nur eine Ionisation des Argons berücksichtigt, die durch Herausschlagen von Elektronen der äußersten Schale erfolgt. Es könnten aber auch Elektronen aus tieferen

Schalen herausgeschlagen werden, die eine höhere Bindungsenergie als die in der äußersten Schale besitzen, was zu einem kleineren Umrechnungsfaktor und somit zu einer kleineren Ladungsmessung führen würde. Der andere Grund für die Abweichungen könnte die Nichtberücksichtigung von möglichen Sättigungen der Ionisationsladungen in den Argongaps sein. Dagegen spricht aber, daß das Verhältnis der gemessenen Ladungen zwischen Experiment und Simulation bei Pionen (siehe Tabelle 4.7 und 4.6 auf Seite 53) etwas größer als bei Elektronen ist. Daraus kann geschlossen werden, daß es bei niederenergetischen, stark ionisierenden, geladenen Teilchen, die am Ende einer hadronischen Schauerentwicklung auftreten können, nicht zu Sättigungseffekten kommt.

#### 4.1.2 Energieauflösung

Die in der Simulation im Kalorimeter für ein Ereignis gemessene Energie  $E$  wird aus:

$$E = c_E Q_E + c_H Q_H \quad (4.1)$$

berechnet, wobei  $c_E$  und  $c_H$  die Kalibrationskonstanten sind und  $Q_E$  und  $Q_H$  die gesamte Ladung, die in den Argongaps des elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeters gemessen worden ist. Die Kalibrationskonstanten werden bei jeder Strahlenergie separat bestimmt und müssen folgende zwei Bedingungen erfüllen:

- die mittlere Energie von allen Ereignissen muß gleich der Teststrahlenergie sein und
- die mittlere quadratische Abweichung der Energieverteilung der zur Kalibration verwendeten Ereignisse muß minimal sein.

Eine prinzipielle Schwierigkeit beim Vergleich der Energieauflösungen zwischen Experiment und Simulation ist die Auswahl der zu betrachtenden Größen. Die Auflösung kann sowohl mit der Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung ( $RMS^{-1}$ ) der Energieverteilung als auch mit der Standardabweichung ( $\sigma$ ) einer Gaußkurvenanpassung beschrieben werden. Der direkte Weg ist der über das RMS. Dies führt aber im Experiment zu schlechten Energieauflösungen, weil die Versuchsdaten immer Verunreinigungen von unerwünschten Ereignissen enthalten. Das Triggersystem kann fälschlicherweise Ereignisse aufzeichnen, die im Strahlengang eine frühe Wechselwirkung hatten und sich dann als niederenergetische "Schwänze" in der Energieverteilung äußern (siehe Abbildung 4.2). Derartige "Schwänze" machen sich bei Anpassung einer Gaußkurve weniger stark bemerkbar als beim Berechnen des RMS. In Tabelle 4.3 ist daher zum besseren Vergleich zwischen experimentellen und errechneten Daten die Standardabweichung einer Gaußkurvenanpassung inklusive deren statistische Fehler aufgeführt.

<sup>1</sup>engl. Root Mean Square

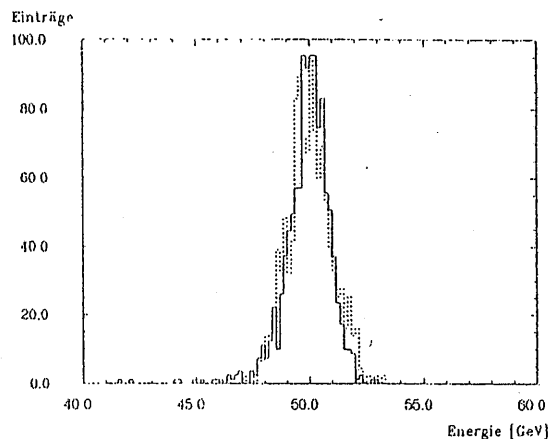


Abbildung 4.2: Energieverteilung von 50 GeV Elektronen: durchgezogene Linie: Experiment, gepunktete Linie: Simulation.

Energie in GeV	$\sigma/\sqrt{E}$ in $\% \sqrt{GeV}$	
	Experiment	Monte-Carlo
10	---	$14.5 \pm 0.3$
20	---	$14.0 \pm 0.3$
30	$13.4 \pm 0.3$	$13.5 \pm 0.3$
50	$11.8 \pm 0.3$	$14.0 \pm 0.3$
80	---	$13.7 \pm 0.3$
120	---	$13.8 \pm 0.2$
166	$14.8 \pm 0.3$	$13.5 \pm 0.3$

Tabelle 4.3: Energieauflösung von Elektronen

Tabelle 4.3 zeigt, daß die relative Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  im Simulationsprogramm konstant ist.

Die relative Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  ist im Experiment bei 166 GeV schlechter als bei 50 GeV, da sich die Interkalibrationsfehler bei hohen Energien stärker in der relativen Energieauflösung bemerkbar machen als bei niedrigen Energien (siehe Gleichung 1.20 auf Seite 15). Der experimentelle Meßwert bei 30 GeV ist mit einem großen systematischen Fehler behaftet, weil die 30 GeV Elektronen noch mit einer vorläufigen Kalibration ausgewertet worden sind.

Werden die Meßwerte bei 30 GeV vernachlässigt und die Abwesenheit von Interkalibrationsfehlern und Rauschen im Simulationsprogramm beachtet, so ist die Energieauflösung in der Simulation etwas schlechter als im Experiment.

### 4.1.3 Schauerprofile

In Abbildung 4.3 wird die longitudinale Energiedeposition in den einzelnen Segmenten des Kalorimeters bei Einschluß von 50 GeV Elektronen zwischen Experiment und Simulation verglichen. Im zweiten und dritten Segment des elektromagnetischen Kalorimeters stimmen Experiment und Simulation sehr gut in der deponierten Energie überein. Dagegen deponiert der errechnete Schauer im ersten Segment des Kalorimeters weniger Energie als der experimentell gemessene. Im vierten Segment des elektromagnetischen Kalorimeters ist es umgekehrt. Der errechnete Schauer dringt also tiefer in das Kalorimeter ein als der experimentelle.

Die im Versuch und in der Simulation gemessenen, transversalen Schauerprofile von 50 GeV Elektronen werden in den Abbildungen 4.4 und 4.5 miteinander verglichen. Abbildung 4.4 zeigt, daß sich der simulierte Schauer im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter transversal geringfügig weiter ausbreitet als der im Experiment gemessene Schauer. Aus Abbildung 4.5) ist zu entnehmen, daß die transversale Ausdehnung des simulierten Schauers im Vergleich zum experimentell gemessenen Schauer um so stärker zunimmt, je weiter er in das Kalorimeter eindringt.

Die gute Übereinstimmung des Energieschwerpunktes (siehe Gleichung 4.2) in transversaler Richtung zwischen Experiment und Simulation liegt an der sorgfältigen Positionierung des Simulationskalorimeters. Zunächst ist das Simulationskalorimeter relativ zum Teststrahl so aufgestellt worden wie es vom Experiment her bekannt war. Anschließend wurden die im Experiment und in der Simulation gemessenen, transversalen Energiedepositionen von 50 GeV Elektronen in  $\Theta$ - und  $\Phi$ -Richtung miteinander verglichen. Dazu wurde der Energieschwerpunkt:

$$x_{CG} = \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \quad (4.2)$$

berechnet, wobei  $E_i$  die in einem  $\Theta$ - oder  $\Phi$ -Kanal gemessene Energie und  $x_i$  der Schwerpunkt von Kanal  $i$  ist. Die Korrekturen in der Ortsposition des Simulationskalorimeters wurden solange durchgeführt, bis der Energieschwerpunkt des Simulationskalorimeters besser als 0.4 mm mit dem Eich-Kalorimeter übereinstimmte.



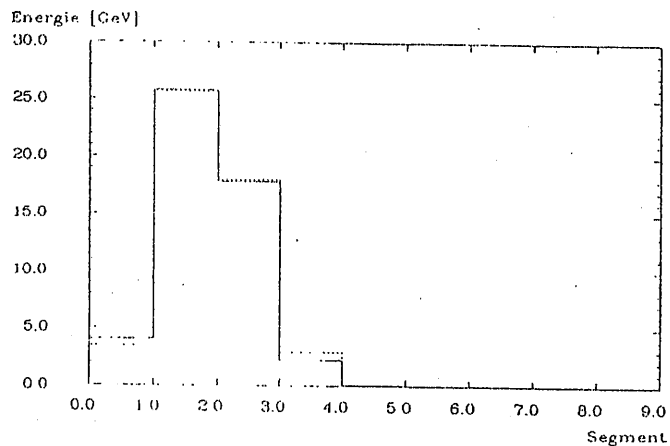


Abbildung 4.3: Longitudinales Schauerprofil bei Einschuss von 50 GeV Elektronen:  
durchgezogene Linie : Experiment, gepunktete Linie : Simulation

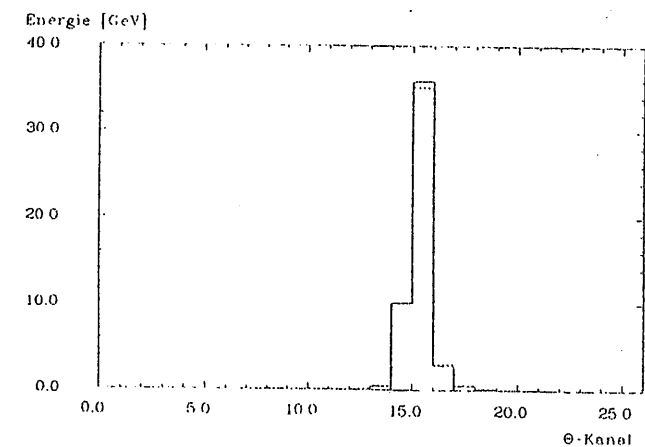
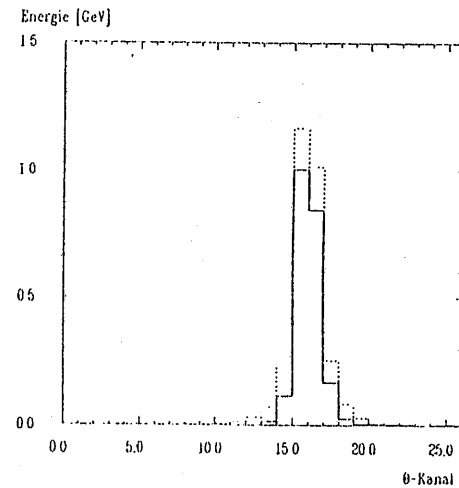
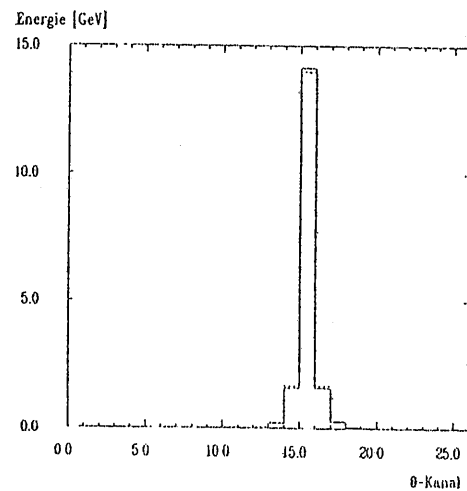
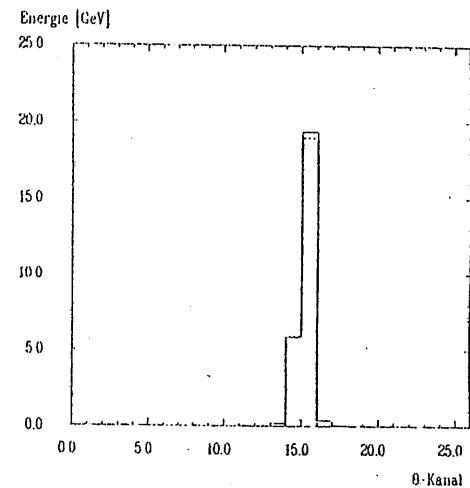
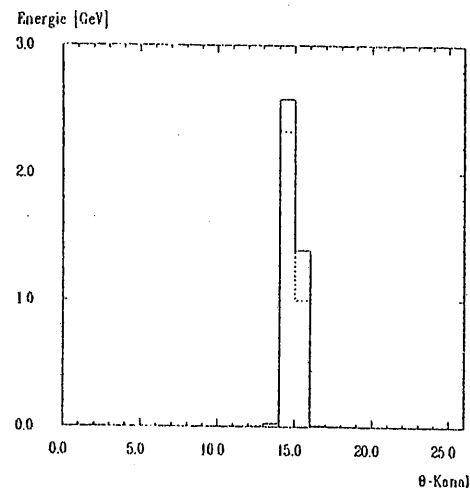


Abbildung 4.4: Transversales Schauerprofil des gesamten elektromagnetischen Kalorimeters in  $\Theta$ -Richtung bei Einschuss von 50 GeV Elektronen:  
durchgezogene Linie : Experiment, gepunktete Linie : Simulation

Abbildung 4.5: Transversale Schauerprofile der einzelnen Segmente des elektromagnetischen Kalorimeters in  $\Theta$ -Richtung bei Einschuss von 50 GeV Elektronen:  
oben links : erstes Segment, oben rechts : zweites Segment,  
unten links : drittes Segment, unten rechts : viertes Segment,  
durchgezogene Linie : Experiment, gepunktete Linie : Simulation

## 4.2 Verhalten des Kalorimeters bei Einschluß von Elektronen auf inaktive Bereiche

Wie in Abschnitt 2.3.1 geschildert ist der Viertelstack kein reines Schichtenkalorimeter, sondern enthält im elektromagnetischen Teil Stahlstangen und Plastikscheiben. Um herauszufinden, inwiefern solche Bauteile die Ansprache des Kalorimeters verändern, wurden im Versuch mehrere Läufe mit 50 GeV Elektronen unternommen, in denen eine dieser Stahlstangen mit ihren Abstandshaltern abgetastet worden ist. Mit dem Monte-Carlo-Programm wurde der Lauf, in dem die Stahlstange mit ihren Abstandshaltern maximalen Einfluß auf das Detektorsignal hatte, nachsimuliert. Dazu wurden 1014 Ereignisse generiert, während im Experiment im entsprechenden Lauf 971 Ereignisse gemessen worden sind. Eines der simulierten Ereignisse ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Aus Übersichtsgründen ist nur die betroffene Stahlstange gezeichnet worden. Sie wird im vorderen Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters getroffen.

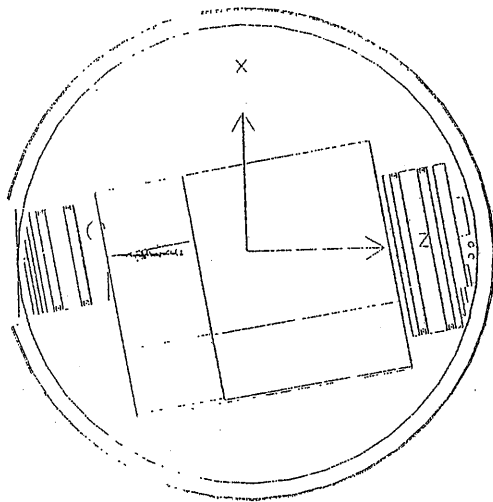


Abbildung 4.6: Ein 50 GeV Elektron auf eine Stahlstange geschossen

### 4.2.1 Ladungsdeposition

Es gibt hauptsächlich zwei Gründe für die Unterschiede der in den Argongaps meßbaren Ionisationsladungen zwischen einem Lauf, in dem auf inaktive Kalorimeterbereiche geschossen wird und einem Lauf, in dem auf

aktive Bereiche geschossen wird. Zum einen ist die aktive Fläche in den Argongaps durch die in das HRC geschnittenen Löcher reduziert. Zum anderen beeinflussen die Stahlstangen, die Löcher in den Absorberschichten und die Abstandshalter den Schauerverlauf.

Das Verhältnis der Ladung, die bei Einschluß auf inaktive und aktive Kalorimeterbereiche gemessen wird, beträgt im Experiment  $0.889 \pm 0.004$  und in der Monte-Carlo-Simulation  $0.801 \pm 0.003$ . Daher ist das Verhältnis der Ladungsdeposition im aktiven Material zu der Ladungsdeposition im passiven Material bei Einschluß auf inaktive Kalorimeterbereiche in der Simulation kleiner als im Experiment.

Der Unterschied im Verhältnis der Ladungsdeposition bei Einschluß auf aktive und inaktive Kalorimeterbereiche zwischen Experiment und Simulation wird vor allen Dingen an den geometrischen Vereinfachungen des Simulationsprogramms liegen. Insbesondere wird die aktive Fläche der Kupferpads durch die Löcher im HRC nicht exakt genug nachgebildet sein. Außerdem könnte eine nicht genügend genaue Positionierung des simulierten Teststrahls relativ zum Kalorimeter zu den beobachteten Unterschieden zwischen dem Monte-Carlo-Programm und dem Experiment beitragen.

### 4.2.2 Energieauflösung

In Abbildung 4.7 werden die Energieverteilungen bei Einschluß von 50 GeV Elektronen auf aktive und inaktive Kalorimeterbereiche zwischen Experiment und Simulation miteinander verglichen. Dazu wurden die beiden Kalorimeterbereiche nach Gleichung 4.1 auf Seite 40 kalibriert. Der Mittelwert der Energieverteilung  $\langle E \rangle$  ist bei Einschluß auf inaktive Kalorimeterbereiche gegenüber dem Einschluß auf aktive Gebiete deutlich nach unten verschoben. Zugleich ist an der Breite der Verteilung, die schlechte Energieauflösung zu erkennen.

Einschuß auf	$RMS \cdot \sqrt{E_{Strahl}} / \langle E \rangle$ in %/GeV	
	Experiment	Monte-Carlo
aktive Bereiche	$13.9 \pm 0.3$	$14.8 \pm 0.3$
inaktive Bereiche	$78.0 \pm 1.8$	$90.1 \pm 2.0$

Tabelle 4.4: Energieauflösung bei Einschluß von 50 GeV Elektronen auf aktive und inaktive Kalorimetergebiete

Als Maß für die Energieauflösung bei Einschluß auf inaktive Kalorimeterbereiche ist  $\sigma$  ungeeignet, da die Energieverteilungen dort keiner Gaußverteilung ähnlich sehen. In Tabelle 4.4 ist daher zum Vergleich der Energieauflösungen das RMS zu finden.

Die Energieauflösung bei Einschluß auf inaktive Kalorimeterbereiche ist in der Simulation deutlich schlechter als im Experiment. Zum einen

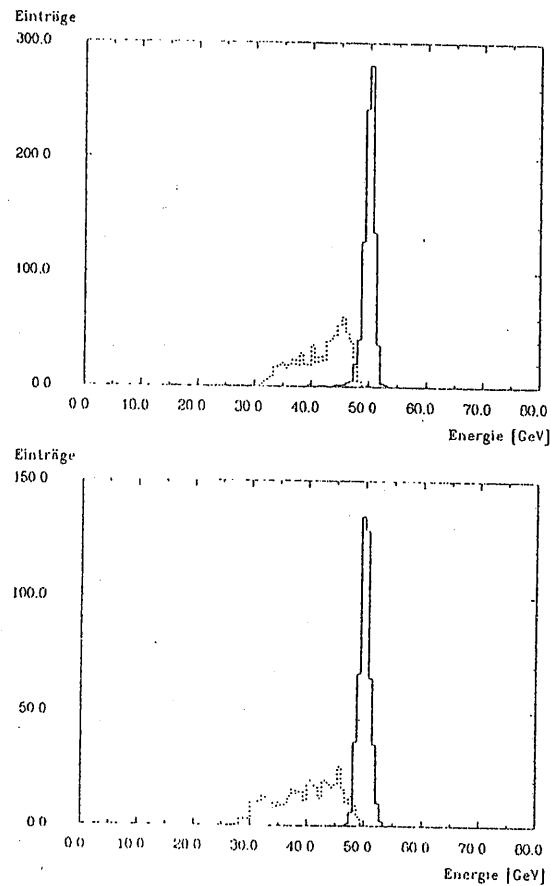


Abbildung 4.7: Energieverteilungen bei Einschuss von 50 GeV Elektronen auf aktive (durchgezogene Linie) und inaktive Kalorimetergebiete (gepunktete Linie) im Experiment (oben) und in der Simulation (unten)

liegt das an der ohnehin schon etwas schlechteren Auflösung der Monte-Carlo-Simulation bei Elektronen. Hinzu kommt, daß das Verhältnis der Ladungsdeposition im aktiven Material zu der Ladungsdeposition im passiven Material in der Simulation kleiner ist als im Experiment. Daher müssen die Fluktuationen in der gemessenen Ladungsmenge und damit auch in der gemessenen Energie eines Ereignisses in der Simulation größer sein als im Experiment.

#### 4.2.3 Schauerprofile

In Abbildung 4.8 wird die Energiedeposition in jedem einzelnen Gap des Kalorimeters bei Einschuss auf inaktive Gebiete zwischen einer Simulation mit Stahlstangen und Abstandshaltern und einer Simulation ohne Stahlstangen und Abstandshaltern miteinander verglichen. Bei der Simulation mit den Stahlstangen und Abstandshaltern ist nicht nur eine geringere, gemessene Ladungsmenge als ohne Stahlstangen und Abstandshalter zu sehen, es zeigt sich auch noch, daß der Schauer durch die Löcher in den absorbierenden Schichten um die Stahlstangen herum länger wird als bei einem reinen Schichtenkalorimeter.

In den Abbildungen 4.9 und 4.10 werden die Schauerprofile zwischen der Monte-Carlo-Simulation und dem Experiment miteinander verglichen. Die Übereinstimmung in longitudinaler und transversaler Richtung sind bei Einschuss auf inaktive Gebiete bei weitem nicht so gut, wie bei Einschuss auf aktive Bereiche. Die Gründe dafür wurden bereits bei der Untersuchung der Ladungsdeposition geschildert.

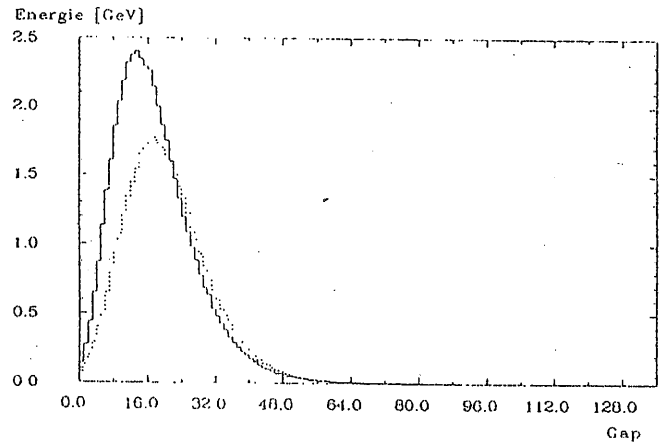


Abbildung 4.8: Detailliertes longitudinales Schauerprofil von 50 GeV Elektronen bei Einschuss auf inaktive Kalorimeterbereiche:  
 durchgezogene Linie : ohne Stahlstangen und Abstandshalter,  
 gepunktete Linie : mit Stahlstangen und Abstandshalter

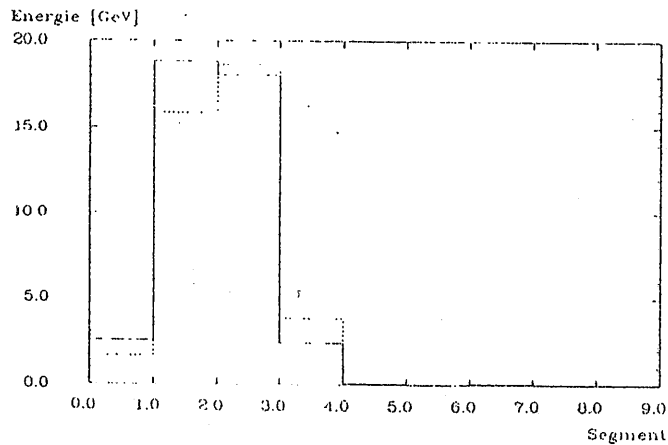


Abbildung 4.9: Longitudinales Schauerprofil von 50 GeV Elektronen bei Einschuss auf inaktive Kalorimeterbereiche:  
 durchgezogene Linie : Experiment, gepunktete Linie : Simulation

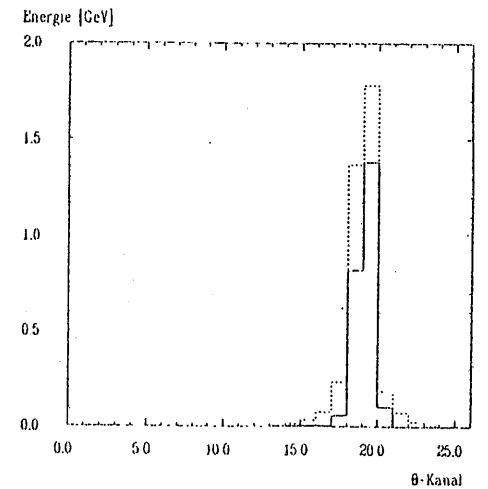
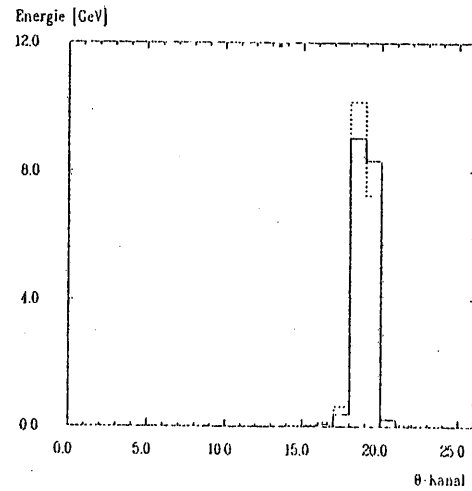
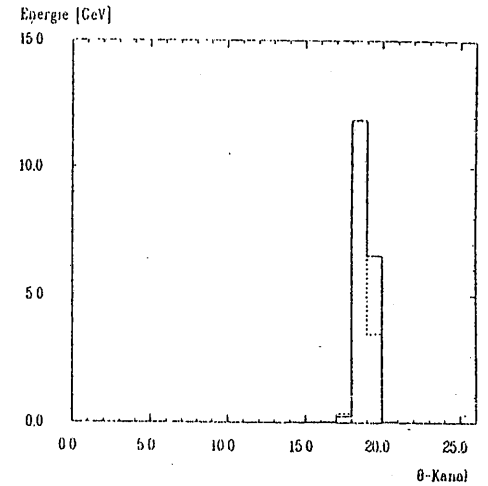
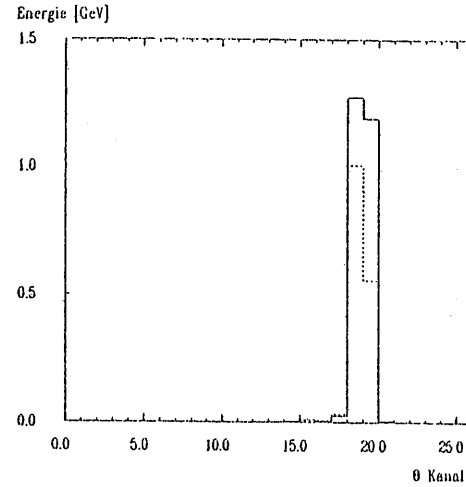


Abbildung 4.10: Transversale Schauerprofile der einzelnen Segmente des elektromagnetischen Kalorimeters in  $\Theta$ -Richtung bei Einschuss von 50 GeV Elektronen auf inaktive Kalorimeterbereiche:  
 oben links : erstes Segment, oben rechts : zweites Segment,  
 unten links : drittes Segment, unten rechts : viertes Segment,  
 durchgezogene Linie : Experiment, gepunktete Linie : Simulation

### 4.3 Verhalten des Kalorimeters bei Einschub von Pionen

Beim Vergleich der Pionsimulationen mit den experimentellen Daten werden sich größere Unterschiede zeigen als bei Elektronen. Neben den Mängeln in der hadronischen Schauersimulation ist ein Grund für diese Unterschiede die Auswahl der zu analysierenden Ereignisse. Beim Experiment besteht immer die Gefahr, daß das Triggersystem Elektronen oder Myonen fälschlicherweise als Pionen identifiziert. Dagegen sind die Monte-Carlo-Daten rein, in einem Pionenlauf werden eben nur Pionen gestartet. Hinzu kommt die Schwierigkeit der Auswahl der Ereignisse, die "vollständig" im Kalorimeter enthalten sind. Beim Experiment werden zur Kalibration nur Ereignisse betrachtet, die im Eisengaskalorimeter kein Signal haben. Von dem Eisengaskalorimeter ist aber nicht genau bekannt, wie hoch die Energieschwelle ist, ab der es anspricht. Daher wird bei der Analyse der vom Monte-Carlo-Programm erzeugten Ereignisse ein Veto vom Eisengaskalorimeter derart angewandt, daß es genauso viele Ereignisse verwirft wie im Experiment.

Tabelle 4.5 zeigt sowohl die Anzahl der simulierten Pionereignisse als auch die, die im Experiment gemessen worden sind und zum Vergleich mit dem Monte-Carlo-Programm herangezogen werden. Zusätzlich ist noch der Bruchteil von Ereignissen aufgeführt, der wegen zu hoher Energiedichte im Eisengaskalorimeter für die Kalibrierung nicht akzeptiert wird.

Energie in GeV	Anzahl experimenteller Ereignisse	Anzahl simulierter Ereignisse	Vom Eisengaskalorimeter werden verworfen
10		2997	5.3 %
20	1170	2592	13.3 %
30	6929	2278	22.9 %
50	4780	2199	35.0 %

Tabelle 4.5: Anzahl experimenteller und simulierter Pionereignisse

Abbildung 4.11 zeigt oben ein 50 GeV Pionereignis, das "vollständig" im Kalorimeter enthalten ist; unten ist ein Ereignis zu sehen, das Leckverluste in das Eisengaskalorimeter hat und nicht zur Kalibrierung herangezogen wird. Die Teilchenspuren von geladenen Teilchen werden wieder mit durchgehenden Linien dargestellt. Bei den eingepunkteten Linien handelt es um Spuren von Photonen, bei den weitgepunkteten Linien um Spuren von neutralen Hadronen oder Neutrinos.

Pionenläufe wurden nur bis zu einer Energie von 50 GeV simuliert, da der Anteil der "vollständig" im Eich-Kalorimeter enthaltenen Ereignisse mit wachsender Strahlenergie abnimmt. Es hätten viel mehr Ereignisse

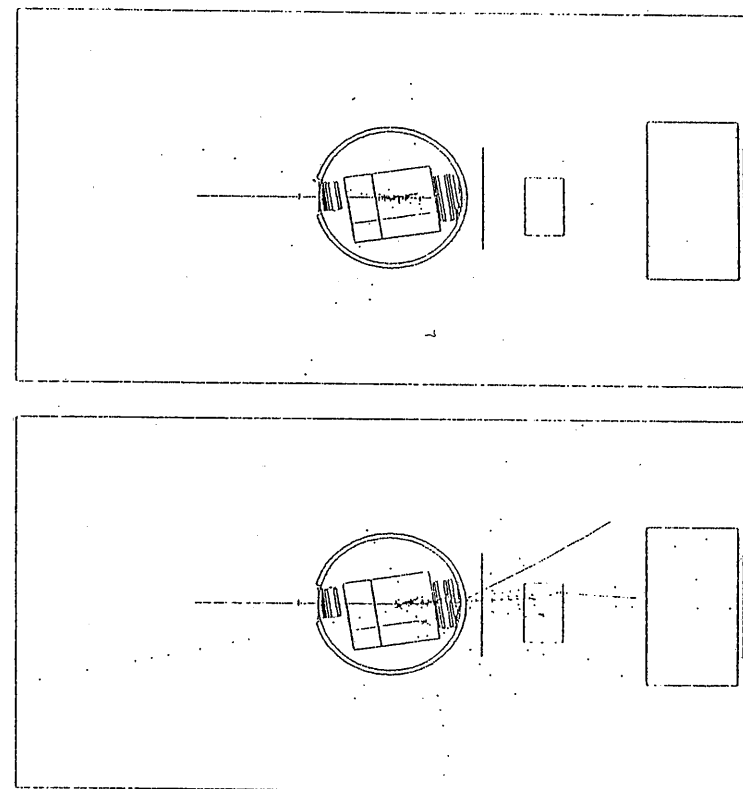


Abbildung 4.11: Zwei 50 GeV Pion Ereignisse

generiert werden müssen als zur Kalibrierung verwendet werden können. Im Experiment selbst konnten Pionen der Energie 15, 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV gemessen werden.

#### 4.3.1 Ladungsdeposition

Zur Bestimmung der gesamten Ladung  $Q$  im aktiven Argon des Kalorimeters wird das unterschiedliche Verhältnis der aktiven zu passiven Schichten im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter wie folgt berücksichtigt:

$$Q = Q_E + \frac{c_H}{c_E} \cdot Q_H. \quad (4.3)$$

Dabei sind die Kalibrationskonstanten eines simulierten 50 GeV Pionenlaufs mit Eisengaskalorimeter-Veto verwendet worden (vergleiche mit Gleichung 4.1 auf Seite 40).

Das Verhältnis der gemessenen Ladung zur Strahlenergie ist bei Pionen kleiner als bei Elektronen (siehe Tabelle 4.7 und 4.6), da ein Teil der Energie eines hadronischen Schauers wie in Abschnitt 1.2 besprochen zum Aufbrechen und Anregen von Kernen verwendet wird, die dann dem sichtbaren Signal fehlt.

Sowohl im Experiment als auch in der Simulation steigt mit wachsender Strahlenergie die im Argon deponierte Ladungsmenge pro Einschußenergie. Bei hohen Einschußenergien entstehen im Laufe der Schauerentwicklung mehr neutrale Pionen als bei niedrigen Strahlenergien (siehe Gleichung 1.16 auf Seite 12). Allerdings ist die experimentell gemessene Ladungsmenge pro Einschußenergie ohne Anwendung eines Eisengaskalorimeter Vetos bei 50 GeV Pionen geringer als bei 30 GeV. Die Leckverluste bei 50 GeV überwiegen im Experiment den Ausstieg des Kalorimetersignals durch vermehrte Erzeugung von neutralen Pionen.

Strahlenergie in GeV	$Q_{Exp}/E_{Strahl}$ in fC/GeV	$Q_{MC}/E_{Strahl}$ in fC/GeV	$Q_{Exp}/Q_{MC}$
10	---	$216.6 \pm 2.3$	---
20	$171.6 \pm 4.2$	$238.8 \pm 2.7$	$0.719 \pm 0.020$
30	$175.3 \pm 1.3$	$249.6 \pm 3.1$	$0.702 \pm 0.010$
50	$182.2 \pm 1.2$	$256.8 \pm 3.3$	$0.709 \pm 0.010$

Tabelle 4.6: Ladungsdeposition von Pionen im aktiven Argon des Kalorimeters bei Anwendung des Eisengaskalorimeter-Vetos

Strahlenergie in GeV	$Q_{Exp}/E_{Strahl}$ in fC/GeV	$Q_{MC}/E_{Strahl}$ in fC/GeV	$Q_{Exp}/Q_{MC}$
10	---	$213.5 \pm 2.3$	---
20	$165.5 \pm 4.0$	$232.9 \pm 2.6$	$0.710 \pm 0.019$
30	$168.2 \pm 0.9$	$237.7 \pm 2.8$	$0.707 \pm 0.009$
50	$166.6 \pm 1.2$	$242.7 \pm 2.7$	$0.687 \pm 0.009$

Tabelle 4.7: Ladungsdeposition von Pionen im aktiven Argon des Kalorimeters ohne Anwendung des Eisengaskalorimeter-Vetos

### 4.3.2 Energieauflösung

In Tabelle 4.8 wird die experimentelle und die simulierte Energieauflösung mit und ohne Eisengaskalorimeter-Veto miteinander verglichen.

Die Energieauflösung für Pionen ist beim Betrachten der Standardabweichung einer Gaußkurvenanpassung im Simulationsprogramm um etwa einen Faktor 1.3 schlechter als im Experiment. Auf die schlechte Energieauflösung der Simulation wird noch einmal in Abschnitt 4.3.5 eingegangen.

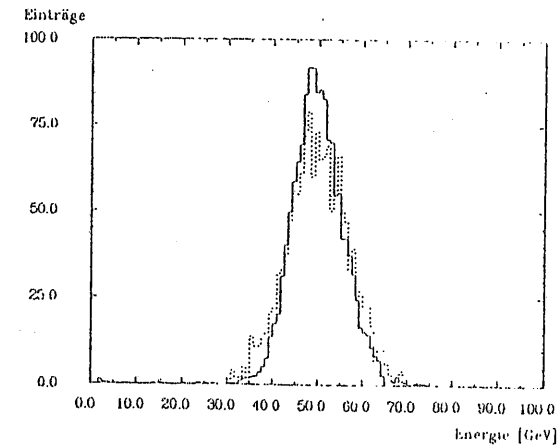
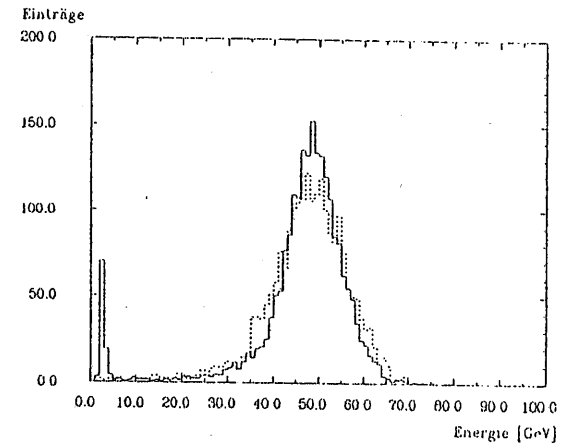


Abbildung 4.12: Energieverteilung von 50 GeV Pionen ohne (oben) und mit (unten) Eisengaskalorimeter-Veto: durchgezogene Linie: Experiment, gepunktete Linie: Simulation

Energie in GeV	mit Veto		ohne Veto	
	$\sigma_{Exp}$ in $\% \sqrt{GeV}$	$\sigma_{MC}$ in $\% \sqrt{GeV}$	$\sigma_{Exp}$ in $\% \sqrt{GeV}$	$\sigma_{MC}$ in $\% \sqrt{GeV}$
10	-	80.3 $\pm$ 1.1	-	90.8 $\pm$ 1.2
20	64.1 $\pm$ 2.3	84.5 $\pm$ 1.3	69.6 $\pm$ 2.3	94.7 $\pm$ 1.3
30	73.3 $\pm$ 0.8	91.6 $\pm$ 1.6	80.4 $\pm$ 0.7	108.7 $\pm$ 1.6
50	77.1 $\pm$ 0.8	96.3 $\pm$ 1.7	90.6 $\pm$ 0.7	114.9 $\pm$ 1.7

Tabelle 4.8: Energieauflösung von Pionen mit und ohne Eisengaskalorimeter-Veto

### 4.3.3 Schauerprofile

In Abbildung 4.13 wird die longitudinale Energie deposition der Simulation mit der des Experiments bei Anwendung eines Eisengaskalorimeter-Vetos bei 50 GeV-Pionen verglichen. Der Schauer im Monte-Carlo-Programm entwickelt sich im Vergleich zum Experiment früher und deponiert daher mehr Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters und weniger im hadronischen Teil. Das Verhältnis der im Experiment gemessenen Ladung zu der im Monte-Carlo Programm gemessenen Ladung liegt im elektromagnetischen Stack bei  $0.632 \pm 0.014$  und im hadronischen Stack bei  $0.810 \pm 0.013$ .

Um unabhängig vom Kalibrationsverfahren und vom Eisengaskalorimeter-Veto zu sein, wurde in Abbildung 4.14 die longitudinale Ladungsdeposition zwischen dem Eich-Kalorimeter und dem Simulationskalorimeter ohne Anwendung eines Eisengaskalorimeter-Vetos miteinander verglichen. Die im Simulationskalorimeter gemessene Ladungsmenge wurde dazu mit dem Verhältnis der im Experiment und in der Simulation beobachteten Ladungsmenge bei Einschluß von 50 GeV Elektronen multipliziert. Auch hier deponiert der simulierte, hadronische Schauer im Vergleich zum experimentellen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter zu viel Ladung, die dann im hadronischen fehlt. Das direkte Verhältnis der im Experiment gemessenen Ladung zu der im Monte-Carlo-Programm gemessenen Ladung ist bei 50 GeV Pionen ohne Eisengaskalorimeter-Veto im elektromagnetischen Stack ähnlich wie mit Eisengaskalorimeter-Veto,  $0.631 \pm 0.014$  und im hadronischen Stack  $0.735 \pm 0.012$ .

Die transversalen Schauerprofile bei Anwendung eines Eisengaskalorimeter-Vetos werden in Abbildung 4.15 miteinander verglichen. Im elektromagnetischen Kalorimeter ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ähnlich gut wie bei den Elektronen. Im hadronischen Kalorimeter sind dagegen systematische Abweichungen zwischen dem Monte-Carlo-Programm und dem Versuch zu beobachten. Das hadronische Kalorimeter hat im Experiment eine andere Position zum elektromagnetischen Kalorimeter gehabt als geplant und bei der Entwicklung des Simulationsprogramms angenommen worden war.

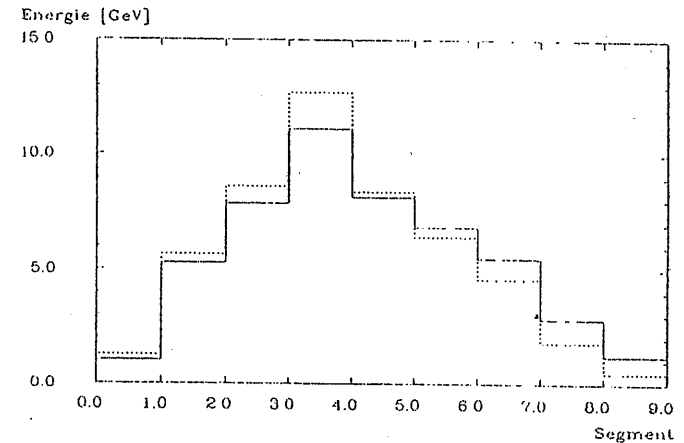


Abbildung 4.13: Longitudinale Energie deposition von 50 GeV Pionen mit Eisengaskalorimeter-Veto:

durchgezogene Linie : Experiment, gepunktete Linie : Simulation

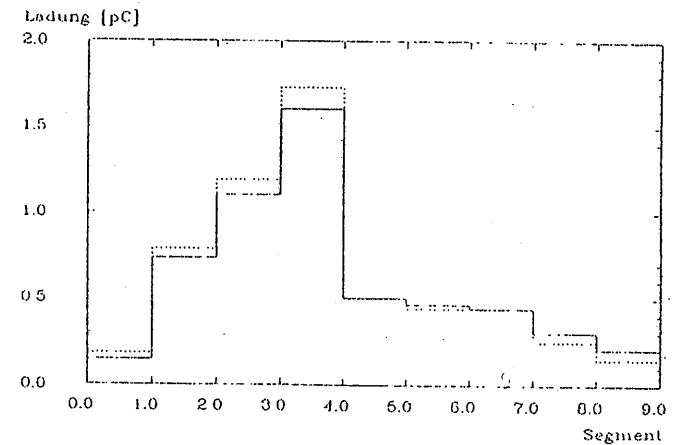


Abbildung 4.14: Longitudinale Ladungsdeposition von 50 GeV Pionen ohne Eisengaskalorimeter-Veto:

durchgezogene Linie : Experiment, gepunktete Linie : Simulation

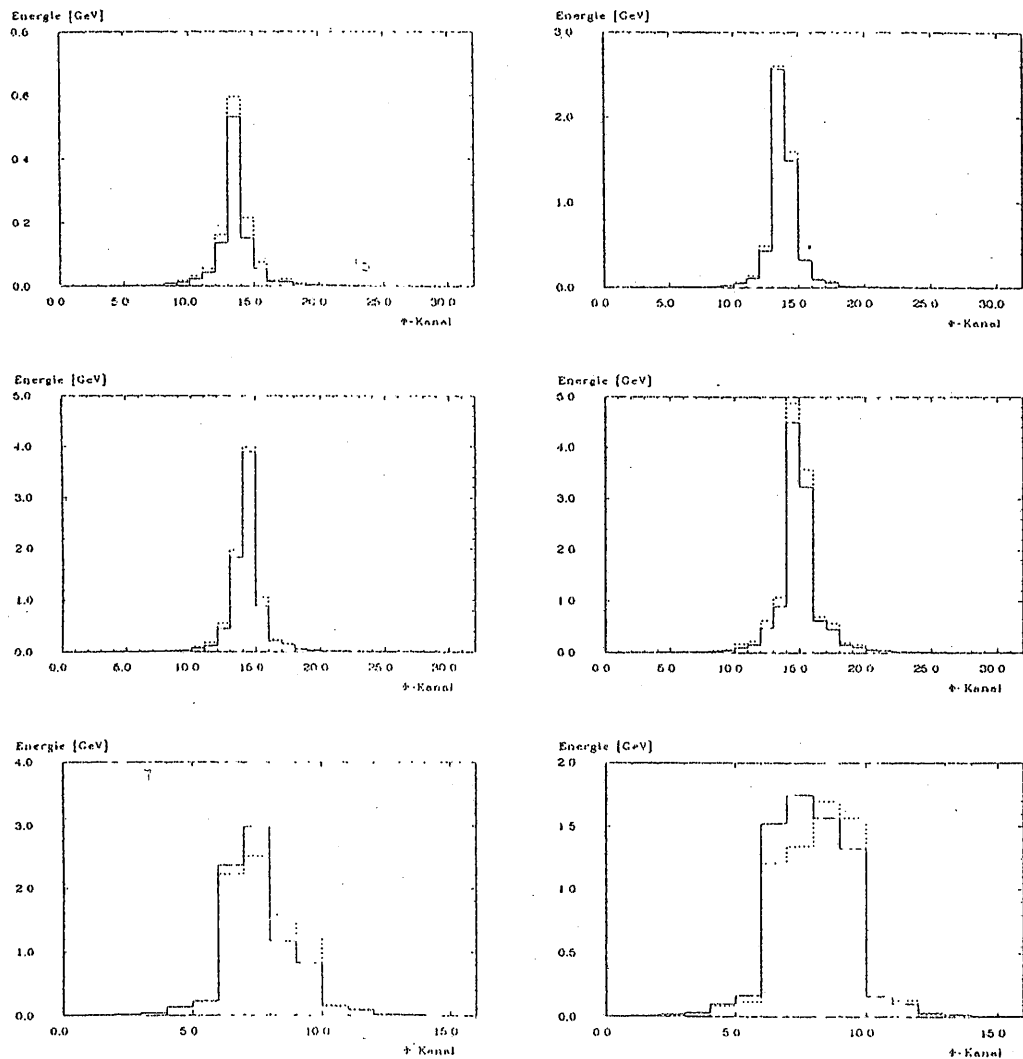


Abbildung 4.15: Transversale Schauerprofile einzelner Segmente des Kalorimeters in  $\Phi$ -Richtung bei Einschuß von 50 GeV Pionen:  
 oben links: erstes Segment IFE, oben rechts: zweites Segment IFE,  
 mitte links: drittes Segment IFE, mitte rechts: viertes Segment IFE,  
 unten links: erstes Segment IPH, unten rechts: zweites Segment IPH,  
 durchgezogene Linie: Experiment, gepunktete Linie: Simulation

#### 4.3.4 Elektron zu Pion Signalverhältnis

Zum Bestimmen des effektiven Elektron zu Pion Signalverhältnisses ( $e/\pi$ -Verhältnis) des Eich-Kalorimeters ist im Experiment und in der Simulation wie folgt vorgegangen worden. Zunächst werden die optimalen Kalibrationskonstanten eines Pionenlaufs bestimmt. Anschließend wird die mittlere Energie von Elektronen der gleichen Teststrahlenergie wie die Pionen mit Hilfe obiger Kalibrationskonstanten ermittelt. Der Fehler bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten der Pionen wurde numerisch dadurch bestimmt, daß die zunächst optimalen Kalibrationskonstanten so lange variiert worden sind, bis die Energieauflösung signifikant von der optimalen abwich. Das  $e/\pi$ -Verhältnis liegt bei 50 GeV Teilchenenergie im Experiment bei  $1.24 \pm 0.04$ , das vom Monte-Carlo-Programm bei  $1.31 \pm 0.04$ , was um knapp 6% zu groß, aber noch innerhalb der Fehlergrenzen liegt.

#### 4.3.5 Energiegewichtung

In hadronischen Schauern wird auch ein variierender Bruchteil von neutralen Pionen erzeugt, die innerhalb des hadronischen Schauers einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Dadurch wird die Energieauflösung eines Kalorimeters, dessen  $e/\pi$ -Verhältnis ungleich eins ist, negativ beeinflusst. Da lokale, hohe Energiedepositionen vorwiegend von neutralen Pionen herrühren [BRA87], kann versucht werden, die elektromagnetischen Anteile eines hadronischen Schauers aufzuspüren und durch deren Dämpfung das  $e/\pi$ -Verhältnis auf 1 zu bringen, um so die Energieauflösung des Kalorimeters zu verbessern.

In Abbildung 4.16 ist die Energieverteilung der einzelnen Komponenten von hadronischen Schauern zu sehen, die vom Simulationsprogramm für 50 GeV Pionen ausgerechnet werden. Dabei wurden, wie auch im folgenden, nur Ereignisse betrachtet, die nahezu vollständig im Eich-Kalorimeter enthalten sind. Die Einträge bei den höchsten Energien des gesamten hadronischen Schauers erfolgen durch die neutralen Pionen.

Um die lokalen hohen Energiedepositionen und damit die Fluktuationen durch die neutralen Pionen zu dämpfen, kann die Energie eines Ereignisses wie folgt gewichtet werden [BRA88]:

$$E = C_E \sum_E q_i (1 - \eta_E q_i) + C_H \sum_H q_i (1 - \eta_H q_i), \quad (4.4)$$

$$\text{mit } (1 - \eta_E q_i) \hat{=} \delta_E$$

$$\text{und } (1 - \eta_H q_i) \hat{=} \delta_H$$

wobei  $q_i$  die in einem elektronischen Kanal gemessene Ladung ist und  $C_E$  und  $C_H$  die Kalibrationskonstanten des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters sind. Die Summe läuft jeweils nur über alle Kanäle des elektromagnetischen bzw. des hadronischen Kalorimeters. Die Terme



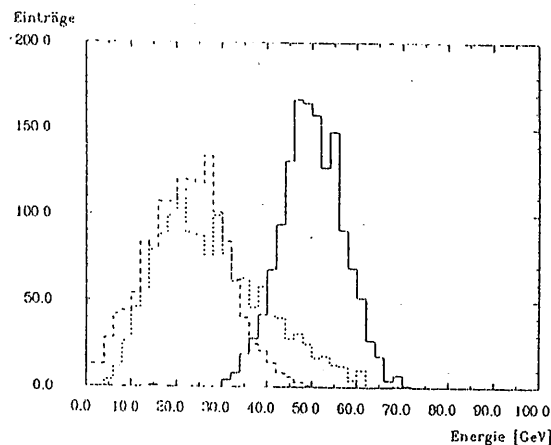


Abbildung 4.16: Energieverteilung der Showerkomponenten bei Einschuss von 50 GeV Pionen:

durchgezogene Linie : gesamter Shower,

gepunktete Linie :  $\pi^0$ -Komponente,

strichgepunktete Linie : gesamter Shower abzüglich der  $\pi^0$ -Komponente

( $1 - \eta_E q_i$ ) und ( $1 - \eta_H q_i$ ) dämpfen lokal hohe Ladungsdepositionen, wobei die Dämpfung durch die Abschneideparameter  $\delta_E$  und  $\delta_H$  begrenzt wird. Die Kalibrationskonstanten, Wichtung- und Abschneideparameter müssen folgende drei Bedingungen erfüllen:

- die mittlere Energie von allen Ereignissen muß der Teststrahlenergie gleich sein,
- das RMS der Energieverteilung der zur Kalibration verwendeten Ereignisse muß minimal sein und
- das  $e/\pi$ -Verhältnis muß eins sein.

Für die Monte-Carlo Daten sind die Konstanten für eine Teststrahlenergie von 50 GeV optimiert worden, bei der Auswertung der experimentellen Daten wurden vorläufig die Kalibrationskonstanten aus dem Kalorimetertest 1986 verwendet, die entsprechend dem geänderten Verhältnis von aktivem Argon zum Absorber angepaßt worden sind. Einen Vergleich der Energieauflösungen mit Energiewichtung zwischen Experiment und Simulation ist in Tabelle 4.9 zu finden.

Wird als Maß für die relative Verbesserung der Energieauflösung  $\sqrt{(\sigma_{\text{Exp}}^2 - \sigma_{\text{MC}}^2)/\sigma_{\text{MC}}^2}$  betrachtet, wobei  $\sigma_{\text{MC}}$  und  $\sigma_{\text{Exp}}$  die Energieauflösungen mit und ohne Gewichtung sind, so zeigt Tabelle 4.10, daß bei den expe-

perimentellen Daten eine größere Verbesserung der Energieauflösung durch Energiewichtung möglich ist als bei den simulierten Daten.

Energie in GeV	$\sigma_{\text{Exp}}$ in $\% \sqrt{\text{GeV}}$	$\sigma_{\text{MC}}$ in $\% \sqrt{\text{GeV}}$
10	---	68.0 ± 0.9
20	48.8 ± 1.8	70.3 ± 1.0
30	55.7 ± 0.6	69.7 ± 1.2
50	52.8 ± 0.6	71.7 ± 1.3

Tabelle 4.9: Energieauflösung von Pionen mit Energiewichtung

Energie in GeV	$\sqrt{(\sigma_{\text{Exp}}^2 - \sigma_{\text{MC}}^2)/\sigma_{\text{MC}}^2}$	
	Experiment	Monte-Carlo
10	---	0.53 ± 0.03
20	0.65 ± 0.05	0.56 ± 0.03
30	0.65 ± 0.02	0.65 ± 0.02
50	0.73 ± 0.01	0.67 ± 0.02

Tabelle 4.10: Relative Verbesserung der Energieauflösung durch Energiewichtung

Der Grund für die schlechte Energieauflösung und das schlechte Verhalten des Simulationsprogramms bei Energiewichtung im Vergleich zum Experiment liegt an den zu großen intrinsischen Fluktuationen der hadronischen Schauersimulation. Zur Bestimmung der intrinsischen Fluktuationen wurden bei der Simulation eines Ereignisses sämtliche Energiedepositionen in allen Materialien aufsummiert und die Energieauflösung bestimmt.

Tabelle 4.11 zeigt, daß die intrinsischen Fluktuationen des Simulationsprogramms in etwa so groß sind wie die gesamten Fluktuationen des Experiments (vergleiche Tabelle 4.8 auf Seite 55).

Energie in GeV	$\sigma_{\text{intr}} \cdot \sqrt{E_{\text{Strahl}}}$ in $\% \sqrt{\text{GeV}}$	F
10	49.8 ± 0.7	---
20	59.0 ± 0.9	---
30	70.8 ± 1.2	---
50	81.4 ± 1.5	---

Tabelle 4.11: Intrinsische Fluktuationen des Simulationsprogramms bei Pionen

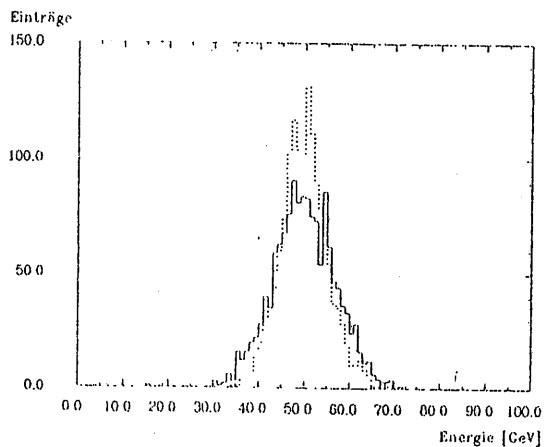
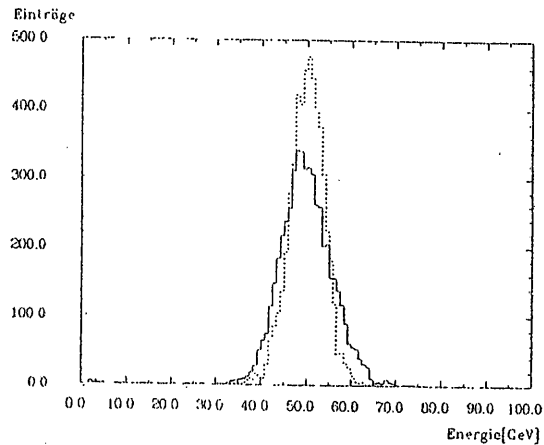


Abbildung 4.17: Vergleich der Energieverteilungen mit (gepunktete Linie) und ohne Energiegewichtung (durchgezogene Linie) bei Einschluß von 50 GeV Pionen im Experiment (oben) und in der Simulation (unten)

## 4.4 Verhalten des Kalorimeters bei Einschluß von Teilchenbündeln

Da im späteren HERA-Betrieb häufig Ereignisse mit hoher Multiplizität auftreten, ist es wichtig, das Verhalten des Kalorimeters bei Einschluß von Teilchenbündeln (*Jets*) zu kennen. Um eine HERA-ähnliche Situation für die Eichmessungen zu erhalten, wurde ca. 1 m vor das Kalorimeter ein Aluminiumtarget der Tiefe einer Strahlungslänge bzw. 0.25 Absorptionslängen in einen 50 GeV Pionenstrahl gestellt. In dem Target sollten die einfallenden Pionen eine inelastische Pion-Nukleon Wechselwirkung ausführen, wobei eine Vielzahl niederenergetischer Teilchen entsteht, die einen Jet bilden. Wegen der geringen Tiefe des Targets konnten nur relativ wenige Pionen eine inelastische Wechselwirkung auslösen. Um herauszufinden, ob ein Pion im Aluminium eine inelastische Wechselwirkung ausgelöst hatte, wurde direkt hinter dem Target ein Szintillator aufgestellt. Es kann angenommen werden, daß die im Szintillator gemessene Energiedeposition der Multiplizität der Teilchenspuren im Szintillator proportional ist. Daher wurden alle Ereignisse, die im Szintillator oberhalb einer bestimmten Energieschwelle lagen, als Jet-Ereignisse klassifiziert.

Bei den experimentellen Daten wurde von 3136 Ereignissen ausgegangen, wovon 2188 (70%) das Eisengaskalorimeter-Veto überstanden [STA89]. Von 6042 simulierten Ereignissen blieben nach Anwendung des Eisengaskalorimeter-Vetos 4112 (68%) Ereignisse übrig. Von den 2188 im Versuch gemessenen Ereignissen wurden mit Hilfe des Szintillators 475 (22%) als Jet-Ereignisse klassifiziert. Bei den Simulationsdaten wurden mit einer entsprechenden Szintillatorschwelle von den 4112 Ereignissen 886 (22%) als Jets eingeteilt.

In Abbildung 4.18 ist oben ein simuliertes Ereignis zu sehen, das keine Wechselwirkung im Aluminium-Target hatte. Unten ist ein Ereignis mit inelastischer Wechselwirkung im Target dargestellt.

### 4.4.1 Energieauflösung und Energiedeposition

Jet-Ereignisse haben sowohl im Experiment als auch in der Monte-Carlo-Simulation eine deutlich schlechtere Energieauflösung als Ereignisse ohne Wechselwirkung im Target. Die in der Simulation erhaltene Energieauflösung von  $96.6 \pm 1.2\% \sqrt{GeV}$  der Ereignisse ohne Wechselwirkung im Target (siehe Tabelle 4.12) entspricht der Auflösung bei Einschluß von einzelnen Pionen ohne Target, die bei  $96.3 \pm 1.8\% \sqrt{GeV}$  liegt (siehe Tabelle 4.8 auf Seite 55).

Bei Jet-Ereignissen fehlt im Vergleich zu allen Ereignissen zusammen im Mittel mehr als 10% der gemessenen Energie im Kalorimeter (siehe Tabelle 4.13). Die Ereignisse ohne inelastische Wechselwirkung im Target deponieren dafür zum Ausgleich im Mittel knapp 4% mehr Energie im Kalorimeter als alle Ereignisse zusammen. Die Jet Ereignisse müssen da-

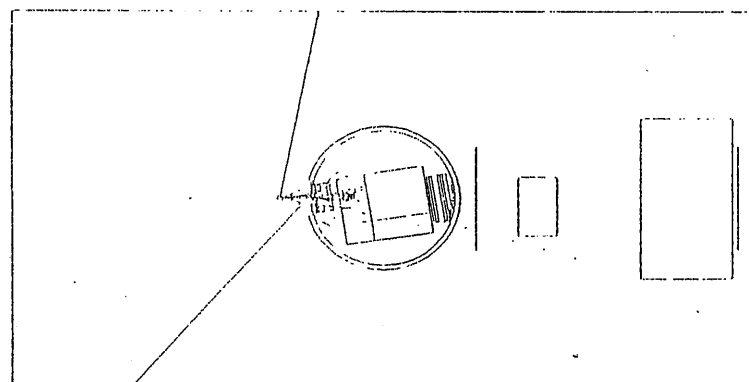
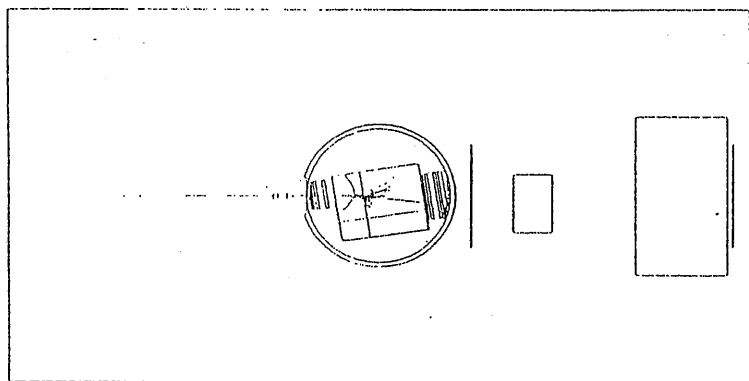


Abbildung 4.18. Zwei Ereignisse aus dem "Jet-Run"

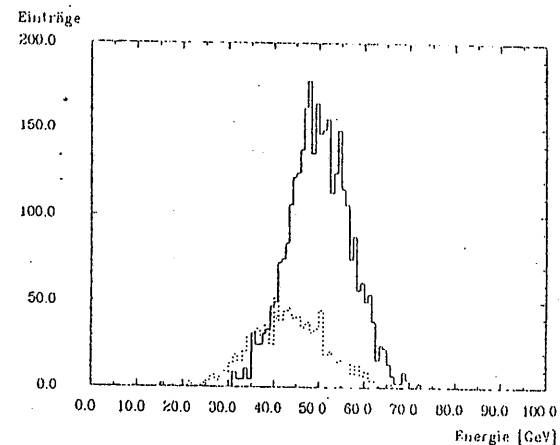


Abbildung 4.19: Energieverteilung von 50 GeV Pionen mit einem Al-Target im Strahl: Die geschlossene Linie zeigt die Ereignisse, die unterhalb einer bestimmten Schwelle liegen (siehe Text); die gepunktete Linie zeigt Ereignisse oberhalb der Schwelle, die "Jet-Ereignisse"

her einen bedeutenden Anteil ihrer Energie im "toten" Material vor oder neben dem Kalorimeter verlieren.

	$RMS \cdot \sqrt{E_{Strahl}} /$ Experiment	$E$ in $\% \sqrt{GeV}$ Monte-Carlo
Alle Ereignisse	$84.3 \pm 1.3$	$114.4 \pm 1.3$
Ereignisse mit WW	$115.6 \pm 3.8$	$133.2 \pm 3.2$
Ereignisse ohne WW		$96.6 \pm 1.2$

Tabelle 4.12: Energieauflösung der verschiedenen Ereignisklassen

	$E_{Exp}$ in GeV	$E_{Cal}$ in GeV
alle Ereignisse	$50.0 \pm 0.1$	$50.0 \pm 0.1$
Ereignisse mit WW	$43.9 \pm 0.1$	$43.6 \pm 0.3$
Ereignisse ohne WW		$51.8 \pm 0.1$

Tabelle 4.13: Energiedeposition der verschiedenen Ereignisklassen im Kalorimeter

Aus Tabelle 4.14 geht hervor, daß der größte Anteil der bei Jet-Ereignissen fehlenden Energie im "toten" Argon des Kryostaten zu finden ist. Von der Energie im "toten" Argon wird der größte Teil vor dem

Kalorimeter deponiert werden, da in den unbestückten Kanälen, die am Rand des Kalorimeters liegen, im Vergleich zur gesamten, fehlenden Energie nur ein geringer Bruchteil zu finden ist. Und die Teilchen, deren Öffnungswinkel zur Strahlachse so groß ist, daß sie am Kalorimeter vorbeikommen, besitzen eine so geringe kinetische Energie, daß sie keinen großen Beitrag zur Energie im "toten" Argon neben dem Kalorimeter liefern können.

Mittlere Energie in GeV im	Energie in MeV		
	Alle Ereignisse	Ereignisse mit WW	Ereignisse ohne WW
Target	189 ± 6	700 ± 21	49 ± 1
Scintillator	5.4 ± 0.2	19 ± 6	1.58 ± 0.01
Luft	4.7 ± 0.2	16.0 ± 0.6	1.5 ± 0.1
Einschußfenster	2.1 ± 1	83 ± 3	7.8 ± 0.4
Kryostatwand	93 ± 3	314 ± 8	32 ± 1
Argonverdränger	35 ± 1	106 ± 4	15 ± 1
"totes" Argon	1247 ± 27	3529 ± 65	620 ± 17
seitliche Verluste	882 ± 13	1860 ± 35	615 ± 8
unbestückte Kanäle	431 ± 13	1283 ± 42	197 ± 9
Summe	2911 ± 33	7911 ± 88	1530 ± 21

Tabelle 4.14: Energiedeposition im "toten" Material vor und seitlich des Kalorimeters bei den verschiedenen Ereignisklassen. Bei der Energie in der vorletzten Zeile handelt es sich um eine kalibrierte Energie, d.h. die im aktiven Argon gemessene Ladung ist mit den Kalibrationskonstanten multipliziert worden.

#### 4.4.2 Korrekturverfahren für die fehlende Energie

Im HI-Detektor wird es ebenfalls eine große Menge von Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Flüssig-Argon Kalorimeter geben. Dieses "tote" Material wird hauptsächlich aus der Kryostatwand und dem Argon vor dem Kalorimeter bestehen, hinzu kommen die Spuren- und Übergangstrahlungskammern. Im folgenden soll untersucht werden, wie die Energieverluste im "toten" Material korrigiert werden können. Dabei sollen die Auswirkungen der Korrekturverfahren auf die Energieauflösung und die mittlere Energie einer jeden Ereignisklasse untersucht werden, wobei die Ereignisse am Rande der Energieverteilungen besonders berücksichtigt werden. Um die störenden Effekte der funktionsuntüchtigen oder nicht bestückten Kanäle auszuschließen, wurden alle Kanäle bei der Auswertung der Simulationsdaten ausgelesen.

Es wurden drei verschiedene Korrekturverfahren für die fehlende Energie untersucht. Die ersten beiden Verfahren sind die getrennte Auslese

und Gewichtung des ersten Segments bzw. des ersten Gaps des elektromagnetischen Kalorimeters. Die Idee ist bei beiden Korrekturverfahren gleich. Ereignisse, die einen hohen Energieverlust im "toten" Material haben, deponieren viel Energie im vorderen Teil des Kalorimeters (siehe Abbildung 4.20). Wird das erste Segment oder das erste Gap des Kalorimeters höher gewichtet als die anderen Segmente oder Gaps, so sollten sich die Energieverluste im "toten" Material korrigieren lassen und damit die Energieauflösung des Kalorimeters verbessert werden. Ein drittes Korrekturverfahren ist, einen Zusatzdetektor vor dem "toten" Material anzubringen und diesen zusätzlich zum Kalorimeter auszulesen. Ein Ereignis, das aufgrund seiner großen Anzahl von Teilchenspuren hohen Energieverlust im "toten" Material hat, wird auch viel Energie im Zusatzdetektor deponieren. Mit dem Simulationsprogramm ist als drittes Korrekturverfahren die zusätzliche Auslese des Einschußfensters vom Kryostaten als Zusatzdetektor untersucht worden.

Die Energie eines Ereignisses ergibt sich bei allen Korrekturverfahren analog zu Gleichung 4.1 auf Seite 40 aus:

$$E = cQ + c_E Q_E + c_H Q_H, \quad (4.5)$$

wobei  $Q$  die im ersten Segment bzw. ersten Gap gemessene Ladung und  $c$  die dazugehörige Kalibrationskonstante ist. Bei der zusätzlichen Auslese des Einschußfensters ist  $Q$  die darin deponierte Energie. Die Kalibrationskonstanten müssen wieder folgende zwei Bedingungen erfüllen:

- die mittlere Energie von allen Ereignissen muß gleich der Teststrahlenergie sein und
- das RMS der Energieverteilung der zur Kalibration verwendeten Ereignisse muß minimal sein.

Bei jedem Korrekturverfahren wurden die Kalibrationskonstanten für alle Ereignisse zusammen optimiert und dann zur Auswertung der Jet-Ereignisse und der Ereignisse ohne Wechselwirkung im Target verwendet. Dies ermöglicht, die Veränderungen bei Jet- und Einzelteilchenereignissen studieren zu können.

Die Korrekturen durch getrenntes Auslesen des ersten Segments vom Kalorimeter zeigen meistens bessere Ergebnisse als das getrennte Auslesen vom ersten Gap. So werden die Mittelwerte der Energieverteilungen (siehe Tabelle 4.16) durch das erste Segment stärker verbessert als durch das erste Gap. Die getrennte Auslese des ersten Segments vom Kalorimeter erzeugt auch weniger hoch- und niederenergetische "Schwänze" wie in Tabelle 4.17 zu sehen ist. Nur bei der Energieauflösung von Ereignissen mit Wechselwirkung im Target zeigt die getrennte Auslese des ersten Gaps ein besseres Ergebnis als die getrennte Auslese des ersten Segments (siehe Tabelle 4.15).

Von allen untersuchten Korrekturverfahren verbessert die zusätzliche Auslese des Kryostatfensters die Energieauflösung bei allen Ereignisklassen am erfolgreichsten. Auch bei der Korrektur der Mittelwerte der Energieverteilungen zeigt die zusätzliche Auslese des Kryostatfensters die besten Resultate. Die zusätzliche Auslese des Kryostatfensters erzeugt allerdings deutlich nieder- und hochenergetische "Schwänze" in den Energieverteilungen.

Wie aus Abbildung 4.20 zu ersichen ist, werden die Ereignisse, die eine ungewöhnlich hohe Energie im ersten Gap des elektromagnetischen Kalorimeters oder im Einschubfenster haben, zu stark korrigiert. Daher könnte versucht werden, die Ereignisse in 2 Gruppen einzuteilen. Die Gruppe mit stark überhöhtem Signal im ersten Gap oder im Einschubfenster könnte im einfachsten Fall nicht korrigiert werden oder die mittlere Korrektur der Ereignisse erhalten, die kein ungewöhnlich hohes Signal im ersten Gap oder im Einschubfenster haben.

Korrekturverfahren	$RMS \cdot \sqrt{E_{strahl}} / \langle E \rangle$ in % GeV		
	Alle Ereignisse	Ereignisse mit WW	Ereignisse ohne WW
Keine Korrektur	105.6 ± 1.2	120.4 ± 2.8	91.9 ± 1.1
Sektion 0 getrennt	99.8 ± 1.1	116.6 ± 2.8	91.5 ± 1.1
Gap 0 getrennt	101.5 ± 1.1	115.1 ± 2.7	91.8 ± 1.1
Kryostatfenster getrennt	97.0 ± 1.1	111.6 ± 2.7	90.7 ± 1.1

Tabelle 4.15: Energieauflösung der verschiedenen Ereignisklassen bei Anwendung unterschiedlicher Korrekturverfahren

Korrekturverfahren	Alle Ereignisse	Ereignisse mit WW	Ereignisse ohne WW
Keine Korrektur	50.0 ± 0.1	44.6 ± 0.3	51.5 ± 0.1
Sektion 0 getrennt	50.0 ± 0.1	46.7 ± 0.3	50.9 ± 0.1
Gap 0 getrennt	50.0 ± 0.1	45.8 ± 0.3	51.2 ± 0.1
Kryostatfenster getrennt	50.0 ± 0.1	47.5 ± 0.3	50.7 ± 0.1

Tabelle 4.16: Mittlere Energie der verschiedenen Ereignisklassen bei Anwendung unterschiedlicher Korrekturverfahren

Korrekturverfahren	Alle Ereignisse	Ereignisse mit WW	Ereignisse ohne WW
Keine Korrektur	15	0	15
	4067	858	3209
Sektion 0 getrennt	30	28	2
	4081	877	3207
Gap 0 getrennt	16	0	16
	4072	872	3200
Kryostatfenster getrennt	12	9	3
	4084	876	3208
	26	2	24
	14	12	2
	21	6	15
	7	4	3

Tabelle 4.17: Anzahl der Ereignisse oberhalb (oben), innerhalb (mitte) und unterhalb (unten) von 3 Standardabweichungen vom Mittelwert der Energieverteilung eines Laufs bei Einschub von einzelnen Protonen bei Anwendung unterschiedlicher Korrekturverfahren.

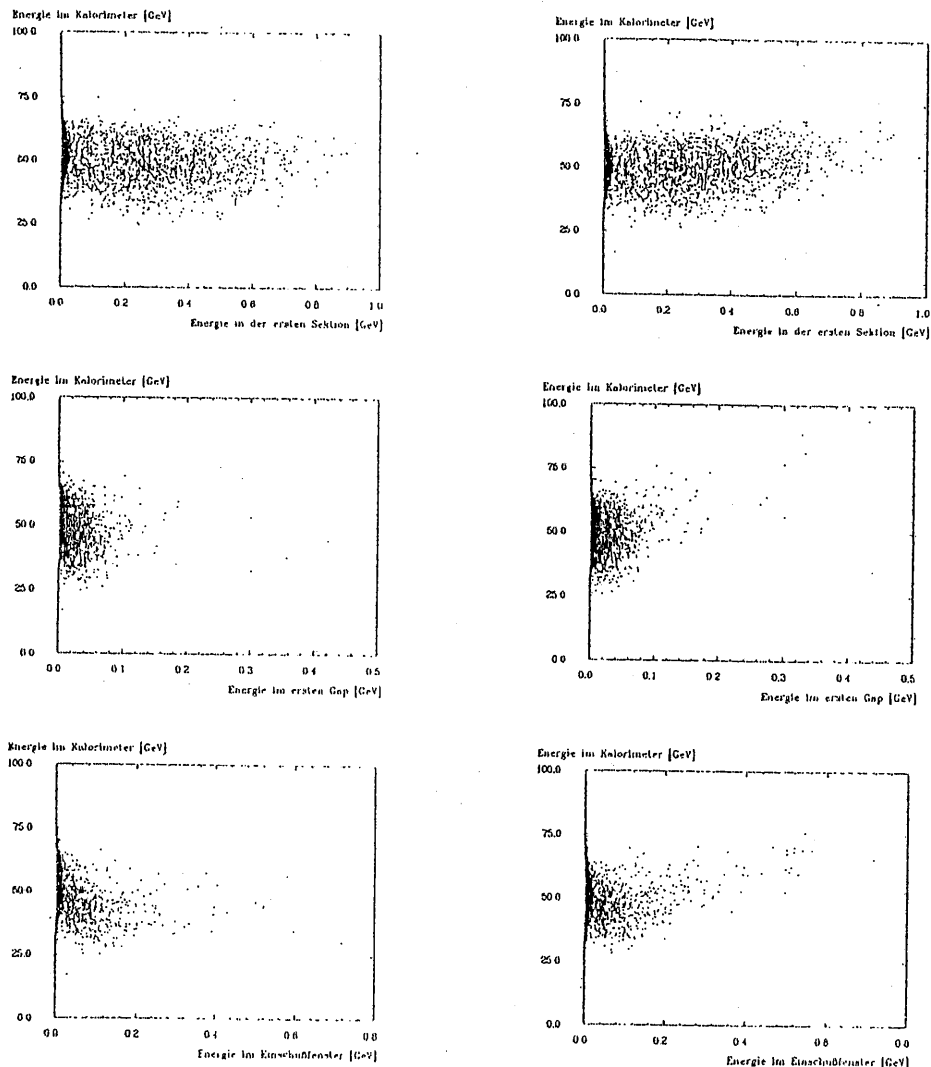


Abbildung 4.20: Korrelation zwischen der Energie im ersten Segment (oben), im ersten Gap (mitte), und im Einschubfenster (unten) mit der im Kalorimeter gemessenen Energie bei allen Ereignissen zusammen: links vor der Korrektur, rechts nach der Korrektur

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Eichung des inneren Vorwärtskalorimeters des H1-Detektors 1988 mit dem GEANT-Paket 3.11 simuliert worden. Das Programmpaket GEANT erlaubt einen einfachen Aufbau einer komplexen Detektorgeometrie. Die graphischen Ausgabemöglichkeiten der aufgebauten Geometrie und der simulierten Ereignisse sind eine große Hilfe bei der Kontrolle des erreichten Geometrieaufbaus und erleichtern die Interpretation der Versuchs- und Simulationsergebnisse. Die Qualität der elektromagnetischen und der hadronischen Schauersimulation ist unterschiedlich.

Die elektromagnetische Schauersimulation liefert insgesamt gute Ergebnisse. Die Energieauflösung stimmt recht genau mit den experimentellen Ergebnissen überein. Die Schauerprofile zeigen sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Nicht zufriedenstellend an der elektromagnetischen und auch an der hadronischen Schauersimulation ist die immer noch nicht aufgeklärte Diskrepanz zur gemessenen Ladungsdeposition im Experiment. Die Schwierigkeiten der Simulation bei Einschub auf inaktive Kalorimeterbereiche liegen weniger an der Schauerberechnung, als an den notwendigen geometrischen Vereinfachungen.

Die hadronische Schauersimulation hat im Vergleich zur elektromagnetischen einige stärkere Mängel. So ist die Energieauflösung im Monte-Carlo-Programm wesentlich schlechter als die im Experiment. Auch bei der Energiegewichtung zeigt das Simulationsprogramm ein schlechteres Verhalten. Die Schauerprofile zeigen in longitudinaler Richtung im Vergleich zum Experiment eine etwas zu geringe Tiefe. Die transversalen Profile werden dagegen gut wiedergegeben. Das  $c/\pi$ -Verhältnis stimmt recht gut mit dem Experiment überein. Trotz aller Mängel der hadronischen Schauersimulation liefert sie überall dort wertvolle Erkenntnisse, wo das Experiment nicht messen kann. Dies verdeutlicht die Analyse zur fehlenden Energie bei Einschub von Jets in das Kalorimeter und die Erprobung einfacher Korrekturverfahren.

Zum Zeitpunkt des Zusammenschreibens dieser Arbeit ist die neue GEANT 3.12 Version herausgekommen. Diese enthält für die hadronische Schauersimulation nicht mehr GHEISHA 7, sondern eine schon verbesserte Version 8, so daß bei zukünftigen Anwendungen von GEANT auf bessere Ergebnisse bei der hadronischen Schauersimulation gehofft werden kann.

## Literaturverzeichnis

- [ALB87] M.G. Albrow,  
Issues of Calorimetry,  
Nuclear Physics A461 (1987) 417c-430c
- [AMA81] Ugo Amaldi,  
Fluctuations in Calorimetry Measurements,  
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [BAR] T. Barnicelli,  
TATINA,  
INFN-Roma
- [BRA87] W. Braunschweig et al.,  
Results from a Test with Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter,  
Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988), 419 und DESY 87-098,  
August 1987
- [BRA88] W. Braunschweig et al.,  
Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter with an Iron  
Streamer Tube Tail Catcher,  
DESY 88-073, June 1988
- [BRU87] R. Brun et al.,  
GEANT3 User's Guide,  
CERN DD/EE/84-1, September 1987
- [DRA88] W. Braunschweig et al.,  
Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter,  
Draft, Munich November 1988
- [FAB85] C.W. Fabjan,  
Calorimetry in High-Energy Physics,  
CERN-EP/85-54
- [FES85] H. Fesefeldt,  
The Simulation of Hadronic Showers,  
PITHA 85/02, Aachen 1985

- [FOR78] R.L. Ford, W.R. Nelson,  
The EGS Code System,  
SLAC-210 UC-32, Stanford 1978
- [H1TP] H1-Collaboration,  
Technical Proposal for the H1-Detector,  
March 25, 1986
- [KK87] K. Kleinknecht,  
Detektoren für Teilchenstrahlung,  
Teubner 1987
- [KUB88] M. Kubantsev, V. Rusinov,  
Survey of the Experimental Set-Up after the July 88,  
Internal Note 1988
- [LOH81] E. Lohrmann,  
Hochenergiephysik,  
Teubner 1981
- [LOH83] E. Lohrmann,  
Einführung in die Elementarteilchenphysik,  
Teubner 1983
- [PAR84] Particle Data Group,  
Review of Particle Properties,  
Reviews of Modern Physics, Vol. 56, No.2, Part2, April 1984
- [PAR88] Particle Data Group,  
Review of Particle Properties,  
Physics Letters B, Volume 240, 14 April 1988
- [PER82] D.H. Perkins,  
Introduction to high energy physics,  
Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. 1982
- [STA89] P. Staroba,  
Doktorarbeit in Vorbereitung,  
Prag
- [WIL74] W. Willis, V. Radeka,  
LAR Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors,  
Nuclear Instruments and Methods, 120(1974) 221-236

# Danksagung

Für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung meiner Arbeit möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe F21 bedanken. Insbesondere danke ich

- J. Gayler, von dem der größte Teil der hier verwendeten experimentellen Ergebnisse stammt, für die sehr anregende und lehrreiche Betreuung.
- W. Flauger, V. Korbel und H. Küster für die vielen Ratschläge und Diskussionen.
- P. Loch für die kritischen Anmerkungen zu meiner Arbeit und die Hilfe am CAD.
- J. Koll für die Erklärungen zum mechanischen Aufbau des Eich-Kalorimeters und
- meinen Mitdiplomanden für das nette Zusammensein und die vielen interessanten Gespräche über Hochenergiephysik.

Gedankt sei auch meinen Gutachtern F. Brasse und F. W. Büßer, die trotz ihrer vielfältigen Aufgaben noch Zeit fanden, mich in meiner Arbeit zu beraten.

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

Hamburg, den 13. März 1989

(Andreas Nau)