

Untersuchungen zur Messung  
des mittleren Energieverlustes  $dE/dx$   
mit der zentralen Jetkammer des H1-Detektors

Diplomarbeit  
am II.Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

von  
Bernd Klatt

1. Februar 1994

## **Kurzfassung**

Diese Diplomarbeit beschreibt die Kalibration der Energieverlustmessung mit der zentralen Spurenkammer CJC am Elektron-Proton Speicherring HERA.

Diese Kammer ist vom Typ einer Driftkammer. Der mittlere Ionisationsverlust eines geladenen Teilchens ergibt sich aus den Ladungen, die auf den Signaldrähten deponiert werden. Durch  $N$  unabhängige Messungen der Treffer einer Spur ergibt sich der mittlere Energieverlust  $dE/dx$ . Durch die erreichte Energieverlustauflösung  $\sigma_{dE/dx} = 7\%$  erhält man die Möglichkeit Teilchen effektiv zu identifizieren.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b> .....	1
<b>2. HERA</b> .....	3
2.1. Der e-p Speicherring HERA .....	3
2.2. Experimentelle Ziele bei HERA .....	4
2.3. Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung .....	5
<b>3. Der H1-Detektor</b> .....	8
3.1. Das H1-Koordinatensystem .....	8
3.2. Die Komponenten des H1-Detektors .....	9
<b>4. Funktion einer Driftkammer</b> .....	13
4.1. Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer .....	13
4.2. Ionisation .....	14
4.3. Driftphase .....	16
4.4. Gasverstärkungsbereich .....	18
4.5. Druckabhängigkeit der drei Phasen. ....	19
<b>5. Die zentrale Jetkammer des H1-Detektors</b> .....	20
5.1. Aufbau der zentralen H1-Spurenkammer .....	20
<b>6. Messung von Ladung und Driftzeit</b> .....	24
6.1. Das elektronische Auslesesystem der CJC .....	24
6.2. Die QT-Analyse .....	26
<b>7. Spurrekonstruktion</b> .....	29
7.1. Schnelle Spurerkennung .....	30
7.2. Standard Spurerkennung .....	31
7.3. Spurparametrisierung im zentralen Spurendetektor .....	33
7.4. Spurrekonstruktion in den Z-Kammern .....	35
7.5. Verbinden der Spuren zwischen CJC und Z-Kammern .....	35
7.6. Weitere Rekonstruktion der Spuren .....	36

<b>8. Bestimmung des mittleren Energieverlustes <math>dE/dx</math></b>	37
8.1. Bestimmung des Impulses eines Teilchens .....	38
8.2. Bestimmung der auf dem Draht deponierten Ladung .....	38
8.3. Bestimmen des Energieverlustwertes pro Treffer .....	38
8.4. Berechnung des mittleren $dE/dx$ -Wertes pro Spur .....	39
8.5. Kalibration des mittleren Energieverlustwertes .....	40
8.6. Anzahl der Einzelmessungen .....	44
8.7. Vergleich der drei Methoden zur Bestimmung des mittleren $dE/dx$	46
8.8. Druckabhängigkeit des mittleren Energieverlustes für das Jahr 1993 .....	53
 <b>9. Separation unterschiedlicher Teilchensorten .....</b>	 54
 <b>10. Zusammenfassung .....</b>	 58
 <b>11. Abbildungsverzeichnis .....</b>	 65
 <b>12. Tabellenverzeichnis .....</b>	 66
 <b>Anhang</b>	
 <b>A Maximum Likelihood Anpassung .....</b>	 67
 <b>B Benutzte BOS-Banken .....</b>	 68

# 1 Einleitung

Die Elementarteilchenphysik hat als Ziel die elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen untereinander zu erforschen und zu verstehen.

Im Jahre 1865 wurde das Periodensystem aufgestellt. Zu dieser Zeit hielt man die Atome des Periodensystems für die kleinsten Teile aus denen Materie besteht.

Anfang unseres Jahrhunderts erkannte man, daß die Atome aus noch kleineren Teilchen zusammengesetzt sind. Diese Annahme konnte 1913 von Rutherford durch Streuversuche von Heliumkernen mit Goldatomen experimentell belegt werden. Rutherford fand heraus, daß der Atomkern eine Ausdehnung im Bereich von  $10^{-14}$ m hat.

Durch weitere Untersuchungen des Aufbaus der Atomkerne konnte nachgewiesen werden, daß die Atomkerne aus Nukleonen bestehen, d.h. aus Protonen und Neutronen. Im Jahr 1932 wies Chadwick durch den Beschuß mit Heliumkernen auf Berylliumatome mit Hilfe von emittierter Strahlung die Neutronen nach. Die Nukleonen haben eine Dimension von  $10^{-15}$ m. Im Laufe der Zeit ergaben Untersuchungen, daß auch diese Nukleonen sich aus Bausteinen zusammensetzen, aus den sogenannten Quarks, während es keine Indizien für eine Substruktur der Elektronen gibt. Jedes Nukleon besteht aus drei Quarks. Die Überträger der starken Wechselwirkung, die Gluonen, halten die Quarks zusammen. Bis zu Dimensionen von  $10^{-17}$ m wurde keine weitere Substruktur festgestellt.

Im November 1990 wurde in Hamburg-Bahrenfeld HERA<sup>1</sup> am DESY<sup>2</sup> fertiggestellt. Mit diesem Protonen-Elektronen Beschleuniger ist es möglich, in einen neuen kinematischen Bereich vorzudringen. Dieses ist nur möglich, da Elektronen und Protonen gegenläufig beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Dieses ermöglicht eine Schwerpunktsenergie von bis zu 314 GeV. Die möglichen Impulsüberträge liegen für HERA etwa hundert mal höher als bei vergleichbaren Experimenten mit fixiertem Ziel, bei denen mit beschleunigten Leptonen auf ruhende Protonen geschossen wird.

Bei diesen Energieüberträgen sind Auflösungen von bis zu  $10^{-18}$ m möglich.

Somit ist man in der Lage, mit dem beschleunigten Elektron die Struktur des Protons zu untersuchen.

Weiterhin bietet der Speicherring HERA die Möglichkeit, eine Vielzahl von physikalischen Prozessen zu untersuchen, die weitere Aufklärung über die Kräfte zwischen den einzelnen Konstituenten der Wechselwirkung geben können.

Bei HERA existieren zur Zeit zwei Experimente, H1 und ZEUS. Diese Diplomarbeit wurde im Rahmen der H1-Kollaboration geschrieben. Sie hat zum Ziel die Kalibration der Messung des mittleren Energieverlustes mit der zentralen Spurenkammer zu verbessern. Die zentrale Spurenkammer befindet sich im Zentrum des H1-Detektors. Hierbei handelt es sich um eine Driftkammer. Mit dieser Driftkammer ist es möglich den Energieverlust, den das Teilchen beim Durchqueren der Kammer erleidet, direkt zu messen. Als Designwert für die Auflösung der Messung des Energieverlustes  $dE/dx$  wurde ein Wert von 6% berechnet. Ende 1992 lag die tatsächliche Auflösung für  $dE/dx$  bei ca. 11%. Ziel war die Verbesserung der Kalibrierung durch

---

<sup>1</sup> HERA: Hadron Elektron Ring Anlage

<sup>2</sup> DESY: Deutsches Elektronen SYNchrotron

Berücksichtigung von Abhängigkeiten, außerdem wird eine neuen Methode zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes pro Spur vorgestellt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In **Kapitel 2** wird ein kurzer Überblick über den Beschleuniger HERA und die Physik bei HERA gegeben.

**Kapitel 3** erklärt den prinzipiellen Aufbau des H1-Detektors mit seinen Komponenten.

**Kapitel 4** erläutert die physikalischen Grundlagen einer Driftkammer.

**Kapitel 5** legt dar, wie die zentrale Spurenkammer aufgebaut ist.

**Kapitel 6 und 7** erläutert die Analyse der gemessenen Daten und die daran anschließende Spurrekonstruktion.

**Kapitel 8** erläutert und untersucht die Bestimmung und Kalibration des mittleren Energieverlustes, außerdem wird eine neue Methode für die Bestimmung des mittleren  $dE/dx$  vorgestellt.

**Kapitel 9** zeigt den Stand der Teilchenseparation mit Hilfe des Energieverlustes.

## 2 HERA

### 2.1 Der e-p Speicherring HERA

Der Elektronen-Protonen Speicherring HERA in Hamburg-Bahrenfeld besteht aus zwei unabhängigen Systemen mit Vorbeschleunigern und Speicherringen für Elektronen und Protonen.

Die beiden Speicherringe sind in einem Ringtunnel mit einem Umfang von 6,3 km untergebracht.

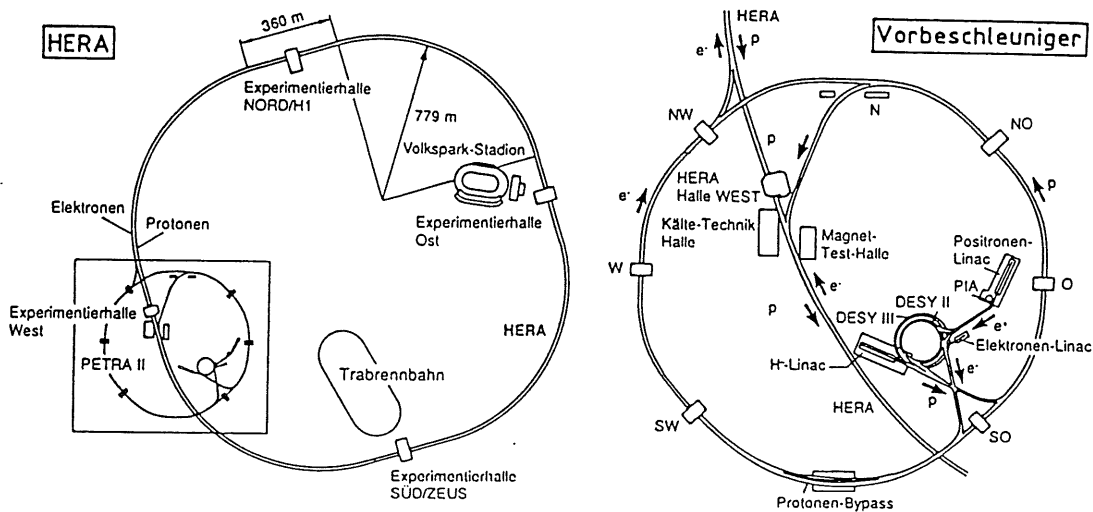


Abbildung 1: Schematischer Aufbau der Beschleunigeranlage HERA (links) und der dazugehörigen Vorbeschleuniger (rechts)

Der Proton-Speicherring besteht aus supraleitenden Dipolmagneten, welche die Aufgabe haben, die Protonen auf der Kreisbahn zu halten. Die Dipolmagnete erzeugen ein Magnetfeld der Stärke 4,7 Tesla. Um dieses Magnetfeld zu erzeugen, müssen die Dipolmagnete auf eine Temperatur von 4,2 K gekühlt werden, da erst bei dieser Temperatur mit den eingesetzten Materialien Supraleitung erzeugt werden kann.

Um die Protonen zu erzeugen, werden zuerst negativ geladene Wasserstoffionen auf 50 MeV linear beschleunigt. Vor einer weiteren Beschleunigung im Synchrotron DESY III werden den Ionen die Elektronen beim Durchgang durch eine dünne Folie abgestreift. In DESY III werden sie nun auf 8 GeV beschleunigt, um anschließend in PETRA eingeschossen zu werden. Hier werden die Protonen auf 40 GeV gebracht und in HERA injiziert, wo sie eine Beschleunigung auf 820 GeV erfahren.

Auf thermoelektrischem Wege erzeugt man die Elektronen, die im Elektronenlinearbeschleuniger LINAC II auf 450 MeV gebracht werden. In Petra erhalten sie ihre Einschussenergie von 14 GeV, um anschließend in HERA injiziert zu werden. In HERA erfolgt eine Beschleunigung bis auf maximal 30 GeV.

An vier Wechselwirkungspunkten gibt es die Möglichkeit, Kollisionsexperimente durchzuführen. Zur Zeit werden hiervon zwei Möglichkeiten genutzt, in der Halle Nord mit dem Detektor H1 und in der Halle Süd der ZEUS-Detektor. HERMES, ein weiteres Experiment, ist gegenwärtig im Aufbau.

An den Wechselwirkungspunkten sollen die 30 GeV-Elektronen mit den 820 GeV-Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 314$  GeV zur Kollision gebracht werden. Bei den bisher erwähnten Werten handelt es sich um die Designwerte. Der Designwert für die Protonenenergie wurde bereits 1992 erreicht. Für Elektronen beträgt der Wert zur Zeit 26,7 GeV.

In den Ringen sollen 220 Teilchenpakete (*Bunches*) umlaufen, die einen zeitlichen Abstand von 96 ns zueinander haben. Erreicht wurde bis jetzt eine Anzahl von 90 Teilchenpaketen.

Tabelle 1 zeigt die wichtigsten Parameter von HERA im Vergleich der Designwerte mit den erreichten Werten der Jahre 1992 und 1993.

Parameter	Einheit	Design-Werte		Erreichte Werte 1992		Erreichte Werte 1993	
		p	e	p	e	p	e
Umfang	[m]	6336		-	-	-	-
Krümmungsradius	[m]	588	608	-	-	-	-
Führungsfeld	[T]	4.65	0.65	-	-	-	-
Teilchenenergie	[GeV]	820	30	820	26.7	820	26.7
Injektionsenergie	[GeV]	40	14	40	12	40	12
Luminosität	[ $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	1.5		0.03		0.2	
Teilchenstrom	[mA]	163	58	2	2.3	15.3	29.8
Teilchen pro Paket	[ $10^{10}$ ]	10	3.65	2.6	3.7	2.2	3.7
Zahl der Bunches		210	210	10	10	90	94
Strahllebensdauer	[h]	10	>3	>50	3-6	>100	11

Tabelle 1: Einige Betriebsparameter des ep-Beschleunigers HERA

## 2.2 Experimentelle Ziele bei HERA

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik werden die starke und elektroschwache Wechselwirkung als lokale Eichtheorie der Eichgruppe  $SU_{3_c} \otimes SU_2 \otimes U_1$  dargestellt.

Hierbei beschreibt  $SU_{3_c}$  die starke, während  $SU_2 \otimes U_1$  für die elektroschwache, die vereinheitlichte elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung steht.

Trotzdem viele Vorhersagen des Standardmodells mit den experimentellen Beobachtungen gut übereinstimmen, gibt es viele Fragestellungen und Problematiken, die noch ungelöst sind. Experimentelles Ziel am HERA-Speicherring ist, einige dieser Fragestellungen zu klären und die Voraussagen der theoretischen Modelle zu testen. Ein Hauptziel ist die Bestimmung der Protonstrukturfunktion für



Viererimpulsüberträge von bis zu  $Q_{\max}^2 \approx 4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ . In bisher nicht zugänglichen Bereichen von  $Q^2$  und  $x$  können sehr präzise Tests der Quantenchromodynamik (QCD) durchgeführt werden.

### 2.3 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Der Vorteil HERA's ist, daß in einem völlig neuen kinematischen Bereich der ep-Streuung Messungen möglich werden. Für vergleichbare Experimente mit festem Ziel (fixed target) müßte die Schwerpunktsenergie bei ca. 50 TeV liegen. Bei sehr großen  $Q^2$  wird die tiefinelastische Elektron-Proton Streuung als elastische Streuung an den quasi-freien Partonen im Proton angesehen.

Die beobachtbaren Prozesse unterscheidet man nach den, für die Kopplung verantwortlichen, Austauschteilchen. Erfolgt der Austausch über  $\gamma$  oder  $Z^0$ , so bezeichnet man den Prozeß als neutralen Strom (NC, neutral current). Bei einem Austausch über  $W^+$  oder  $W^-$  handelt es sich um einen geladenen Strom (CC, charged current). Bei kleinen  $Q^2$  dominiert der neutrale Strom über  $\gamma$  wegen der Masse der Austauschteilchen

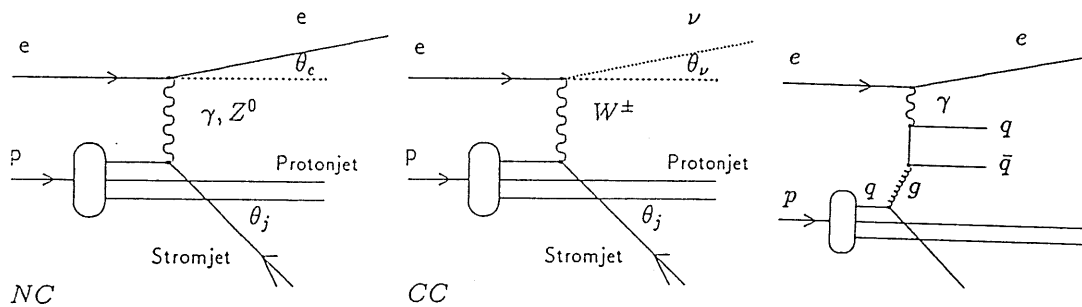


Abbildung 2: a)neutraler Strom b)geladener Strom c)Photon-Gluon-Fusion

#### 2.3.1 Kinematik

Zur Beschreibung der Kinematik der tiefinelastischen Streuung

$$NC: e+p \rightarrow e+X \quad CC: e+p \rightarrow \nu+X$$

werden drei Größen benutzt. Die erste ist das invariante Massenquadrat  $s$

$$s = (p_e + P)^2$$

mit der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 4E_e E_p$ .

Die ausgetauschten Bosonen weisen einen (raumartigen) Viererimpuls  $q = p_e - p_l$  mit positivem Impulstransferquadrat  $Q^2$  auf.

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p_l)^2$$

Die invariante Masse des Hadronensystems ist

$$W^2 = (q + P)^2$$

Nun werden die dimensionslosen Bjorkenschen Skalenvariablen  $x$  und  $y$  eingeführt, mit

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_p v} \quad 0 \leq x \leq 1$$

$$y \equiv \frac{q \cdot P}{p_e \cdot P} = \frac{2m_p v}{s} \quad 0 \leq y \leq 1$$

wobei  $v$  der Energieübertrag im Ruhesystem des Protons ist:

$$v = \frac{q \cdot P}{m_p}$$

Im Partonmodell beschreibt die Variable  $x$  den Anteil des gestoßenen Partons am Gesamtimpuls des Protons. Die Variable  $y$  beschreibt den relativen Energieübertrag im Ruhesystem des Protons.

$Q^2$  läßt sich unter Verwendung der Bjorkenschen Skalenvariablen  $x$  und  $y$  mit der einfachen Beziehung

$$Q^2 = sxy$$

darstellen. Daraus folgt  $Q_{\max}^2 = s$ , was bedeutet daß dieser Wert in der Größenordnung von  $10^5$  liegt. Dieses bedeutet ein  $Q_{\max}^2$ , welches zwei Größenordnungen über dem bestehender fixed-target Experimenten liegt.

Die invariante Masse  $W$  des hadronischen Systems wird dann zu

$$W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x}$$

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung von Elektron und Proton ist durch zwei Variablen gegeben. Zum Beispiel wird für NC-Ereignisse die Energie  $E_l$  und der Winkel  $\theta_l$  des gestreuten Leptons als unabhängige Variablen genommen.

Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $W_q$

$$W_q = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$$

kann die Strukturfunktion des Protons bestimmt werden, da man wegen des hohen  $s$  zu besonders kleinen  $x$  ( $x \rightarrow 10^{-4}$ ) kommt. Bei kleinen  $x$  wird ein Test der Quantenchromodynamik (QCD) möglich.

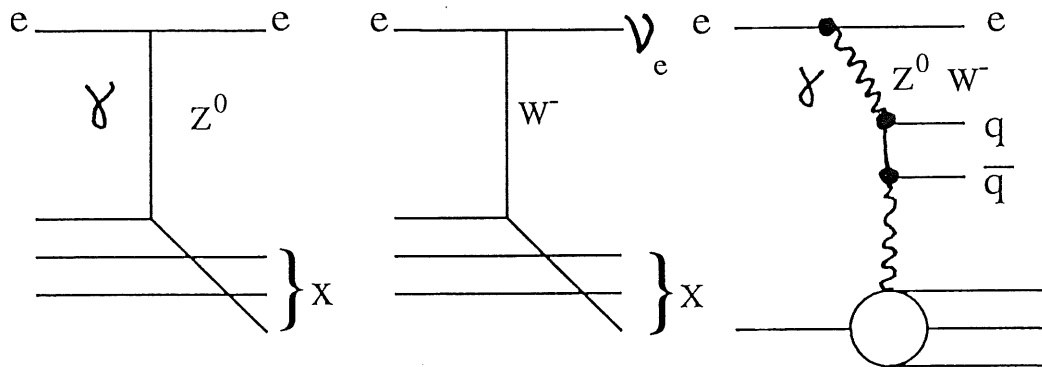


Abbildung 3: Born Diagramme a) & b) Parton Modell c) QCD niedrigster Ordnung

Die Photon-Gluon-Fusion ist der Hauptprozeß bei der Erzeugung von schweren Quarks.

Bei kleinen  $Q^2$  wird die Elektron-Proton Streuung durch den Austausch von quasi-reellen Photonen dominant. Dieser Prozeß wird als Photoproduktion bezeichnet. Wegen der hohen Schwerpunktsenergie sind auch hier Untersuchungen in einem völlig neuen kinematischen Bereich möglich.

### 2.3.2 Anwendung der Teilchenidentifikation im Spurendetektors

Die Hauptanwendung der Messung des mittleren Energieverlustes ist die Teilchenidentifikation von geladenen Teilchen welche das Gas der Driftkammer durchqueren. Benutzt wird diese Möglichkeit der Teilchenidentifikation bei:

- ◆ **Erkennung von Untergrund**

Bedingt durch geringe Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  der physikalisch interessanten Ereignisse, die trotz der bei HERA erreichbaren hohen Luminosität  $L$  zu geringen Ereignis-Raten  $N \approx \sigma \cdot L$  führen, erreicht man eine Rate von einigen 100Hz. Demgegenüber stehen Untergrund-Raten von bis zu 100kHz. Dieser Untergrund wird hervorgerufen durch Wechselwirkung von defokussierten Protonen und Elektronen mit dem Strahlrohr. Außerdem kommt es zu Wechselwirkungen mit dem Restgas im Strahlenrohr, sowie durch Synchrotron-Strahlung und kosmische Myonen. Eine Möglichkeit, um z.B. bei der Reaktion von Restgas mit den Strahlen erzeugte Protonen zu identifizieren, ergibt sich über die Identifizierung der Protonen durch die Messung des Energieverlustes.

- ◆ **Identifizierung von Teilchen in Jets**

Die Identifizierung der Teilchen über ihren Energieverlust wird z.B. als zusätzliches Kriterium bei der Rekonstruktion von exklusiven Zerfallskanälen der Teilchen mit schweren Quarks benutzt.

- ◆ **Zur Suche nach freien Quarks.**

Freie Quarks sind Teilchen mit ganzzahliger Ladung

### 3 Der H1-Detektor

Beim H1-Detektor handelt es sich um ein Zählerexperiment. Der Detektor ist entsprechend der Topologie der erwarteten Ereignisse bei den Kollisionen von Protonen und Elektronen aufgebaut. Die Ereignistopologie ist stark in Proton-Richtung ausgerichtet, da die Ereignisse einen Laborimpuls von 790 GeV in +Z-Richtung besitzen.

Eine genaue Beschreibung des H1-Detektors ist zu finden in [H1C93].

Um das Strahlrohr herum befinden sich in einem homogenen axialen Magnetfeld die Drift- und die Proportionalkammern. Diese dienen zur Impulsmessung, der Teilchenidentifikation und der Ereignisauswahl (Trigger). Um die Strukturfunktionen bestimmen zu können, benötigt man den Energiefluß. Dieser wird mit Hilfe von Schichtkalorimetern gemessen. Als Absorber wird für das Schichtkalorimeter des H1-Detektors Blei und Eisen verwendet, als Nachweismaterial dient flüssiges Argon. Durch diese Wahl des Materials wird eine besonders gute Elektronenseparation erreicht, nachteilig wirkt sich jedoch die relativ langsame Messung aus.

#### 3.1 Das H1-Koordinatensystem

Bei dem Koordinatensystem des H1-Detektors handelt es sich um ein rechtshändiges Koordinatensystem mit seinem Ursprung im Wechselwirkungspunkt. Die Vorwärtsrichtung, also die positive Z-Achse, ist durch die Flugrichtung der Protonen definiert. Die Elektronen fliegen in -Z-Richtung. Die X- und die Y-Achse sind entsprechend der Abbildung 4 definiert.

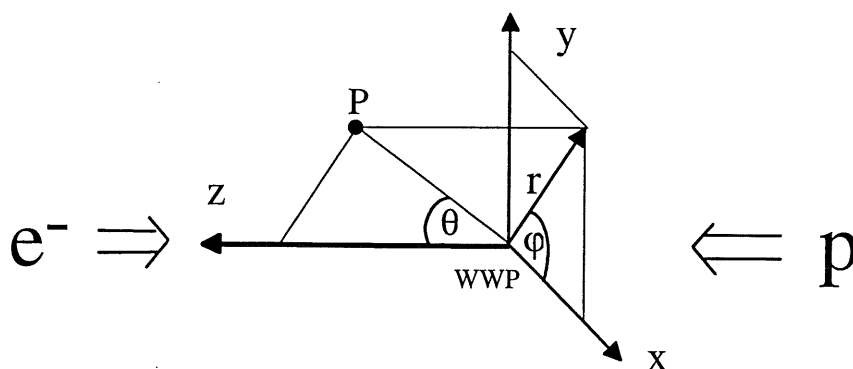


Abbildung 4: Das H1-Koordinatensystem

Es gelten folgende Beziehungen:

$$\text{Polarwinkel} \quad \theta = \arctan \frac{r}{z}$$

$$\text{Azimutalwinkel} \quad \varphi = \arctan \frac{y}{x}$$

mit  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$   $r$ : Radius eines Punktes, d.h. sein Abstand von der Z-Achse.

### 3.2 Die Komponenten des H1-Detektors

Hier erfolgt nur eine kurze Beschreibung der wichtigsten Komponenten des H1-Detektors. Eine genaue Beschreibung ist zu finden in [H1C93]

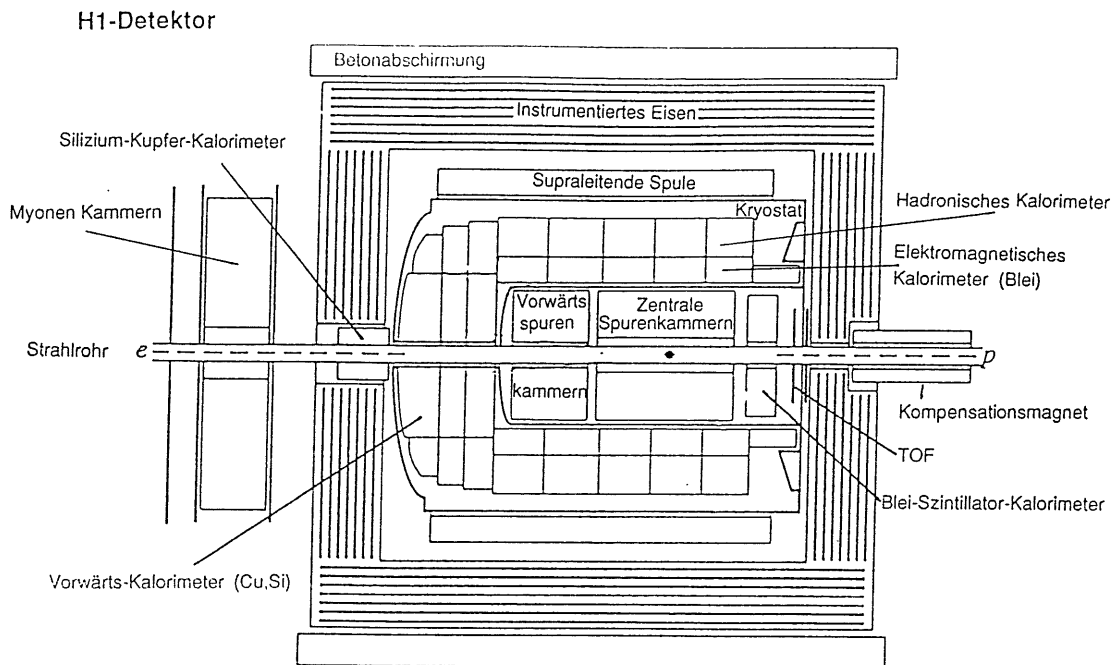


Abbildung 5: Der H1-Detektor

#### 3.2.1 Das Luminositätszählsystem

Durch Messung von Elektronen und Photonen mit kleinem Winkel zur Strahlachse wird die Luminosität bestimmt. Hierzu mißt man den Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungsereignisse. Zusätzlich dient dieses System für einige Prozesse zur Ereignisauswahl und zur Bestimmung der Kinematik.

Das Meßsystem ist entlang des Strahlrohres auf einer Länge von ca. 120m aufgebaut.

#### 3.2.2 Die Myonenkammern

Die Myonenkammern umgeben den Detektor. Sie liegen zwischen Betonabschirmung und dem instrumentierten Eisen. Die Myonenkammern bestehen aus mehreren Lagen von Driftkammern. In Vorwärtsrichtung ist noch zusätzlich ein Myonenspektrometer installiert. In +Z-Richtung wird das Myonsystem durch einen Toroiden ergänzt, in dessen Feld sich weitere große Myonenkammern befinden.

### 3.2.3 Das instrumentierte Eisen

Das instrumentierte Eisen hat die Aufgabe, den magnetischen Fluß der Spule zurückzuführen. Eine weitere Funktion ist, daß es als äußerste Absorbtionsschicht des hadronischen Kalorimeters als sogenannter *tail catcher* fungiert.

### 3.2.4 Die supraleitende Spule

Die supraleitende Spule umgibt das hadronische und das elektromagnetische Liquid-Argon-Kalorimeter. In ihrem Zentrum befindet sich das zentrale Spurenkammersystem.

Durch die Anordnung der Spule befindet sich nur sehr wenig Material vor dem Kalorimeter und im gesamten Spurenkammersystem wird ein weitgehend homogenes Feld erzeugt.

Die Spule hat eine Länge von 5.75 m und einen äußeren Radius von 3.04 m. Die Dicke der Wicklungen beträgt 44 cm. Innerhalb der Spule wird ein Feld von 1.13 Tesla erzeugt.

### 3.2.5 Der Kryostat

Der Kryostat umschließt das Kalorimeter. Er dient zur Kühlung des Kalorimeters, da im Kalorimeter mit flüssigem Argon gearbeitet wird.

### 3.2.6 Das Kalorimeter

#### Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter deckt den Vorwärts- und den Zentralbereich ab. Es besteht aus sich abwechselnden Lagen von Bleiplatten und Flüssig-Argon. Das Blei dient als Absorbermedium, das Flüssig-Argon als Auslesemmedium.

#### Das Blei-Szintillator-Kalorimeter

Das Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) schließt das Kalorimeter in Rückwärtsrichtung ab. Es erreicht eine Energieauflösung für Elektronen von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \leq \frac{10\%}{\sqrt{E}}$$

#### Das hadronische Kalorimeter

Es besteht aus Eisenplatten und Flüssig-Argon. Das Eisen dient im hadronischen Kalorimeter als Absorbermaterial, während das Flüssig-Argon genau wie im elektromagnetischen Kalorimeter als Auslesemedium eingesetzt wird..

Für Hadronen beträgt die Energieauflösung  $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E}}$

### Das Silikon-Kupfer-Kalorimeter

Um den Gesamttransversalimpuls der Hadronen, welche nahe am Strahlrohr emittiert werden, möglichst genau messen zu können, ist ein Silikon-Kupfer-Kalorimeter für den Winkelbereich von  $0.7^\circ \leq \theta \leq 4^\circ$  installiert. Die Energieauflösung beträgt hier

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}},$$

da mehr Wert auf eine gute Winkelauflösung gelegt wird. Diese beträgt  $\sigma_\theta \leq 0.3^\circ$ .

### 3.2.7 Das Flugzeitsystem (TOF)

Das Flugzeitsystem befindet sich zwischen rückwärtigem Kalorimeter und dem Eisen. TOF bedeutet **T**ime **O**f **F**light. Es dient zur Bestimmung der Flugzeit der Teilchen.

### 3.2.8 Der Spurendetektor

Der Spurendetektor besteht aus drei Einheiten, den Vorwärts- und den Rückwärtsspurenkammern, sowie als zentralem Detektor die Jetkammer.

#### Die Vorwärtsspurenkammern

Die Vorwärtsspurenkammer besteht aus Modulen, welche je eine planare Driftkammer, eine Vieldrahtproportionalkammer, eine radiale Driftkammer und einen Übergangsstrahlungsdetektor umfassen. Die Proportionalkammern dienen zur Ereignisauswahl, während die Übergangsstrahlungsdetektoren im Winkelbereich von  $5^\circ < \theta < 15^\circ$  eine Elektron-Pion-Trennung ermöglichen. Die Spurparameter erhält man durch die Driftkammern. Drei dieser Module sind im Vorwärtsbereich des Spurendetektors angeordnet.

#### Die Rückwärtsspurenkammern

Hierbei handelt es sich um Vieldraht-Proportionalkammern. Diese befinden sich im Rückwärtsbereich und dienen in erster Linie der Ereigniselektion bei Datennahme. Einzelne Elektronen eines Ereignisses mit kleinem Impulsübertrag können mit einer Ortsauflösung von  $\sigma_{BMPC} = 2\text{mm}$  durch diese Kammern nachgewiesen werden.

#### Die zentralen Spurenkammern

Sie bestehen aus den beiden Jetkammern CJC1 & CJC2 und den Z-Kammern CIZ und COZ. Die beiden Jetkammern CJC1&2 dienen zur Messung der Koordinaten der

Teilchenspuren in der  $r\phi$ -Ebene, außerdem wird mit der Methode der Ladungsteilung eine Messung der Z-Koordinate durchgeführt. Zusätzlich wird mit diesen Kammern eine Energieverlustmessung durchgeführt. Eine präzisere Messung der Z-Koordinate erfolgt im zentralen Bereich durch die Z-Kammern, welche sich an den Innenseiten der Jetkammern befinden. Zusätzlich sind noch die Proportionalkammern CIP und COP installiert. Diese ermöglichen ein schnelles Bestimmen des Vertex und liefern ein schnelles Triggersignal.

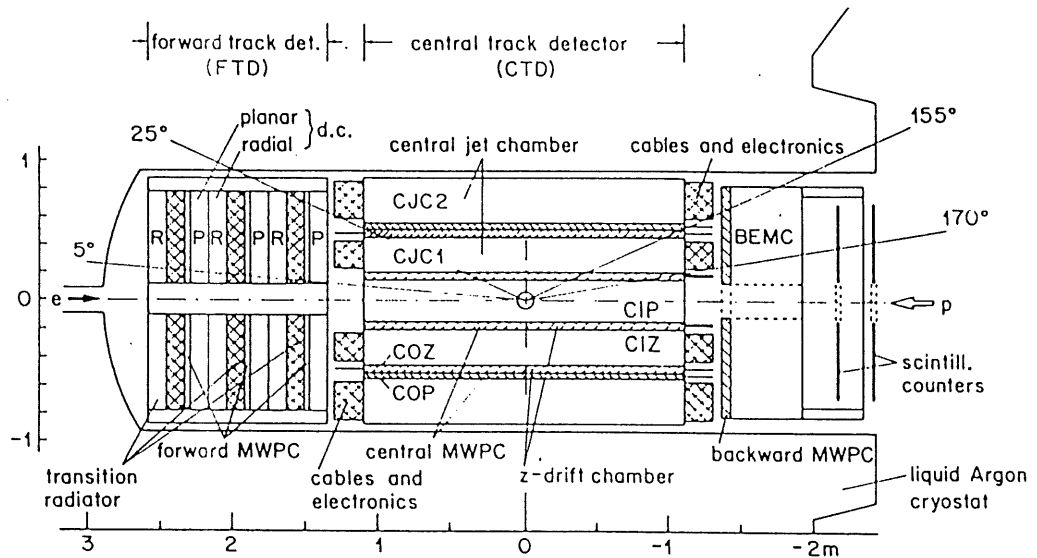


Abbildung 6: Das zentrale H1 Spurenkammersystem ( $r$ - $z$  Blick)



## 4 Funktion einer Driftkammer

### 4.1 Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer

Durchquert ein geladenes Teilchen eine Driftkammer, so wird die Driftzeit der durch Ionisation freigesetzten Elektronen und die durch die Elektronen auf dem Signaldraht deponierte Ladung gemessen. Hieraus lassen sich der Ort des Teilchendurchganges und die Größe des Energieverlustes, die das Teilchen erleidet, bestimmen. Aus der rekonstruieren Spur ergibt sich der Impuls des Teilchens.

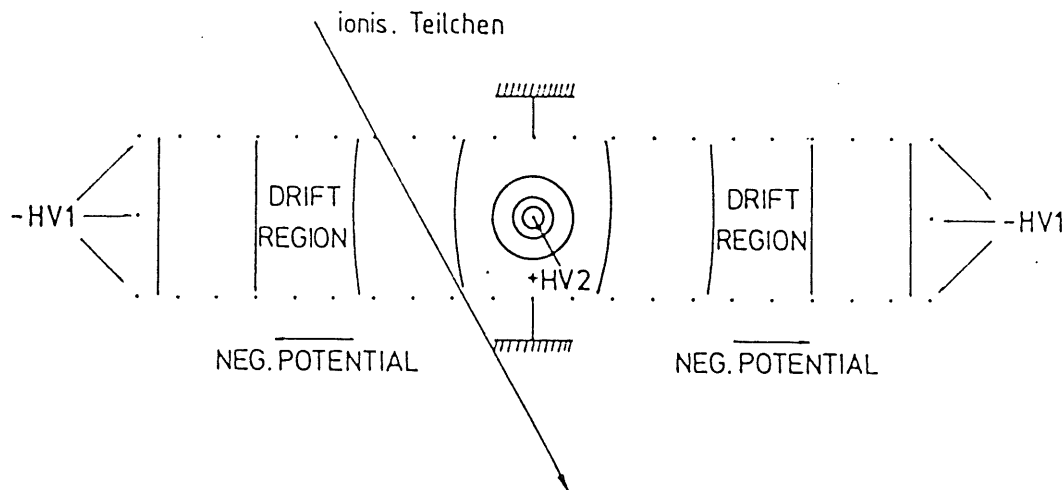


Abbildung 7: Schematischer Aufbau einer Zelle einer Driftkammer. +HV2: Potential des Anodendrahtes; -HV1: Potential der Kathodendrähte, die übrigen Drähte: Potential variierend zwischen 0 und -HV1 [Kle92]

Das Volumen einer Driftkammer wird mit einem Gas gefüllt. Es gibt in einer Driftkammer drei Arten von Drähten. Zum Aufnehmen des Signals dienen die Signaldrähte. Damit die Elektronen zum Signaldraht driften, liegt zwischen Signaldraht und Kathodendraht eine Hochspannung an. Die Potentialdrähte haben die Aufgabe, die Driftkammer in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Arten von elektrischen Feldern einzuteilen. Der erste und auch größte Bereich ist der Bereich zwischen Kathodendraht und Potentialdraht, die sogenannte Driftregion. In dieser Region herrscht ein nahezu homogenes elektrisches Feld. Im zweiten Bereich, der Gasverstärkungszone, zwischen Signaldraht und Proportionaldraht wird ein radial-symmetrisches elektrisches Feld erzeugt. Diese Region ist sehr klein im Vergleich zur Driftregion.

Der Vorgang zwischen Durchqueren der Driftkammer durch das ionisierende Teilchen und der Messung der Ladung auf dem Draht, lässt sich in drei verschiedene Bereiche einteilen. Bei der Primärionisation wird beim Durchgang eines geladenen Teilchens das Kammergas in der Nähe der Spur ionisiert. In der Driftphase driften die

Elektronen im homogenen elektrischen Feld zum Signaldraht, während die positiv geladenen Ionenrümpfe sich zum Kathodendraht bewegen. Die Elektronen verlieren durch Stöße soviel Energie, daß sich nach kurzer Zeit eine konstante Driftgeschwindigkeit einstellt. Zum Schluß folgt nahe den Signaldrähten die Gasverstärkungszone. Hier steigt das elektrische Feld mit  $E \sim \frac{1}{r}$  an, so daß die Elektronen soviel Energie gewinnen, daß sie andere Gasatome ionisieren können. Dieses führt zu einer Lawinenbildung, wodurch eine meßbare Ladung auf dem Draht deponiert wird.

## 4.2 Ionisation

Beim Durchgang durch ein gasförmiges Medium erleidet ein elektrisch geladenes Teilchen einen Energieverlust. Dieser wird verursacht, weil die Ionisation eine elektromagnetische Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit den Atomen des durchquerten Mediums bedeutet. Für den wahrscheinlichsten Wert des Energieverlustes durch Ionisation entwickelten Bethe und Bloch die Bethe-Bloch-Formel [Bloc33], [PAR90] die den mittleren Verlust der Energie  $dE$  im durchquerten Medium auf einer Ionisationsstrecke  $dx$  theoretisch voraussagt:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z^2 e^4}{mv^2} \frac{Z}{N} \left[ \ln \left( \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$

mit

- $m$  Elektronenmasse
- $N_A$  Avogadro Zahl
- $z$  Ladung
- $Z$  Ordnungszahl der Atome des Mediums
- $A$  Massenzahl der Atome des Mediums
- $v$  Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens
- $I$  effektives Ionisationspotential
- $\beta = \frac{v}{c}$

Hierbei zeigt sich, daß der Energieverlust nicht von der Teilchenmasse abhängt, sondern nur von der Geschwindigkeit  $\beta$ . Die Energieverlustkurve fällt als Funktion von  $\beta$  wie  $\frac{1}{\beta^2}$  ab, erreicht bei  $\beta\gamma = \frac{p}{mc} \approx 4$  ein Minimum und steigt bei relativistischen Teilchenimpulsen wieder an, um sich asymptotisch einem Plateau bei dem 1,5-fachen des Minimums zu nähern. Siehe Abbildung 9. Der Anstieg resultiert aus dem relativistischen Anwachsen des transversalen elektrischen Feldes mit einem Faktor  $\gamma$ . Der Anstieg wird gedämpft durch Polarisierungseffekte der Gasatome, sollte die Ausdehnung des Feldes in die Größenordnung der atomaren Abstände kommen. Wie

man aus Abbildung 9 erkennen kann, sagt die Bethe-Bloch-Formel einen zu großen Anstieg voraus.

Diese Formel beschreibt den wahrscheinlichsten Energieverlust, d.h. die Werte sind statistisch um diesen Wert verteilt. Die wahre Verteilung der gemessenen Werte ist allerdings nicht gaußförmig verteilt, sondern asymmetrisch mit Ausläufern zu hohen Einträgen. Es ergibt sich eine sog. LANDAU-Verteilung. Siehe Abbildung 8.

P <normiert>

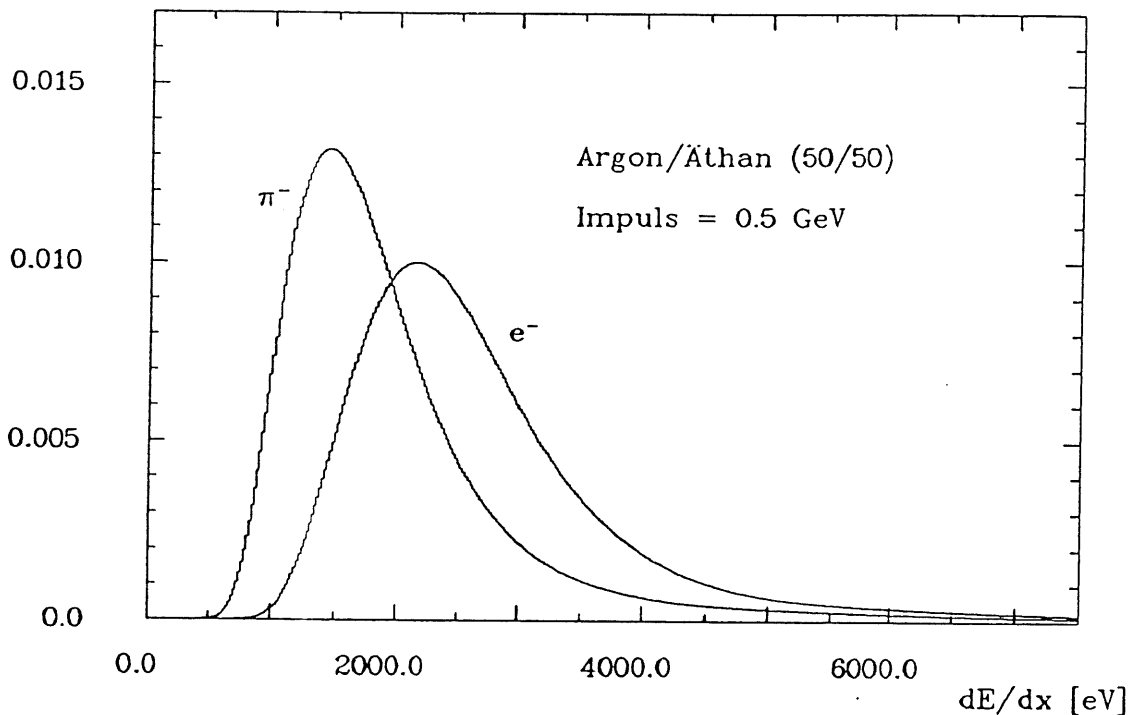


Abbildung 8: Landauverteilte Spektren für Pionen und Elektronen, bei  $p=0.5 \text{ GeV}/c$ , berechnet mit dem PAI-Modell.[Vic88]

Die seltenen hohen Energieüberträge werden verursacht durch Stöße mit kleinem Stoßparameter. Dieses führt zur Bildung von  $\delta$ -Elektronen, welche eine Energie von bis zu mehreren keV besitzen und somit wiederum in der Lage sind, Gasatome zu ionisieren. Das hat den Effekt, dass hohe Energieverlustwerte erzeugt werden, welche die Auflösung einer Driftkammer erheblich beeinträchtigen können. Dieser Effekt wird besonders dann wirksam, wenn der Energieverlust klein gegen die Energie des Teilchens ist. Dieses ist der Fall, wenn die Ionisationsstrecke klein ist. Je größer die Ionisationsstrecke, desto gaußförmiger wird die Verteilung.

Die Bethe-Bloch-Formel war eine erste gute Annäherung für den Energieverlust, ist aber inzwischen durch Korrekturen verbessert worden. Dieses erweiterte Modell berücksichtigt den Dichte- und Schalen-Effekte der Atome durch Korrekturterme. In Abbildung 9 ist diese Korrektur der Bethe-Bloch-Formel, die von

Sternheimer 1952 einfürte, als gestrichelte Linie wiedergegeben [Ste52]. Eine weitere Verbesserung fand 1977 statt (strichpunktierte Linie) [Erm77].

Noch bessere Ergebnisse liefert das PAIM (Photon-Absorptions-Ionisations-Modell) [All80]. Dieses ist in Abbildung 9 als durchgezogene Linie dargestellt. In diesem Modell benutzt man mediumabhängige Wirkungsquerschnitte  $\sigma_\gamma$  der Photon-Absorption anstelle des mittleren Ionisationspotentials. Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_\gamma$  hat man durch Synchrotronstrahlungsexperimenten mit verschiedenen Gasen gewonnen. Die theoretische Kurve des PAI-Modells wird durch Meßpunkte im relativistischen Anstieg bestätigt.

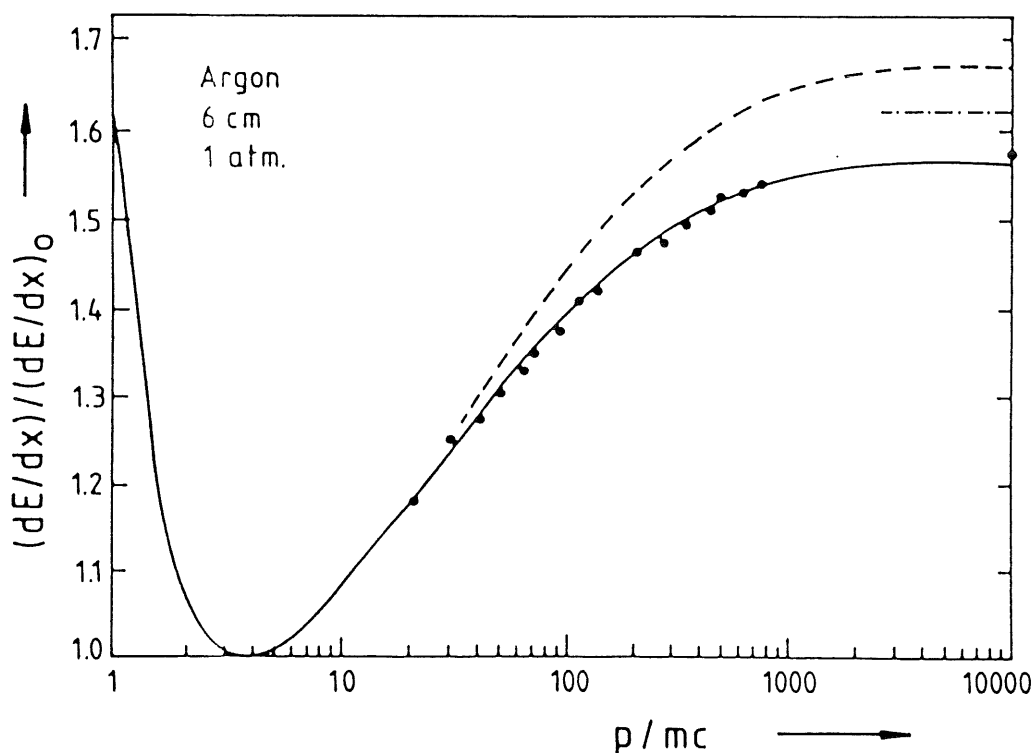


Abbildung 9: Energieverlust durch Ionisation, normiert auf den minimalen Wert  $(dE/dx)_0$  bei  $\beta\gamma = 4$  für ein Argon-Methan-Gemisch. [Kle92]

### 4.3 Driftphase

Mit Hilfe von Potentialdrähten erzeugt man im Driftraum ein weitgehend homogenes elektrisches Driftfeld. Die freigesetzten Elektronen driften zur Kathode, die positiv geladenen Ionen zur Anode. Da die Ionen relativ langsam driften, werden sie zur Signalmessung nicht herangezogen. Drei Prozesse spielen während der Drift eine Rolle. Erstens die Rekombination, d.h. vorhandene Ionen rekombinieren wieder mit den Elektronen. Niederenergetische Elektronen können sich an vorhandene elektronegative Gase, z.B.  $O_2$  und  $H_2O$  anlagern. Zudem führen Diffusionsprozesse

dazu, daß die Ladungsverteilung auf der Driftstrecke auseinanderläuft. Nach einiger Zeit stellt sich eine nahezu konstante Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_{Drift}$  ein, da sich die Energiezufuhr durch das Feld mit der Energieabgabe durch Stöße mit Gasatomen kompensiert.

Die Driftstrecke erhält man durch:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_{Drift}(t) dt$$

Hierzu sollte die Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_{Drift}$  bekannt sein.  $t_0$  ist der Zeitpunkt, zu dem die Primärisation stattfindet, während  $t_1$  den Zeitpunkt angibt, zu dem die Elektronen auf dem Signaldraht nachgewiesen werden.

Sollte das elektrische Feld konstant sein ergibt sich für die Driftstrecke:

$$x = v_{Drift}(t_1 - t_0)$$

Liegt zusätzlich zum elektrischen Driftfeld noch ein magnetisches Feld an, welches nötig ist um aus der Krümmung der Spur den Impuls des Teilchens zu bestimmen, so wirkt auf das Elektron die Lorentzkraft.

$$\vec{F}_{Lor} = -e \left( \vec{E}_{Drift} + \vec{v} \times \vec{B} \right)$$

Ein senkrecht zum elektrischen Feld stehendes Magnetfeld hat zur Folge, daß die Driftrichtung nicht mehr parallel zum elektrischen Feld bleibt, sondern um den *Lorentzwinkel* verschoben ist.

Die Driftrichtung hat nun eine Komponente in  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Richtung. Der Tangens des Lorentzwinkels ist das Verhältnis von paralleler Komponente der Driftgeschwindigkeit zu senkrechter Komponente:  $\tan \alpha_l = \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}$

Als Betrag der Driftgeschwindigkeit ergibt sich somit  $|\vec{v}_d| = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$ .

Die Driftgeschwindigkeit hängt von der Zusammensetzung des Gases, seinem Druck sowie der Stärke des angelegten Feldes ab. Eine Näherung hierfür ist:

$$v_{Drift} \cong \frac{e}{2m_e} E \tau_e$$

Hierbei sind  $e$  und  $m_e$  die Ladung und die Masse des Elektrons,  $E$  ist der Betrag des elektrischen Feldes.  $\tau_e$  gibt die mittlere Stoßzeit, also die Zeit, die im Mittel zwischen zwei Stößen mit den Gasatomen vergeht, an. Hieraus ergibt sich auch die Abhängigkeit vom Druck. Sie ist näherungsweise proportional zur mittleren Weglänge  $\lambda_e$  und diese ist umgekehrt proportional zum Druck  $P$ . Außerdem ist die Driftgeschwindigkeit über die Wirkungsquerschnitte der Streuung von der Zusammensetzung des Gases abhängig. Diese Wirkungsquerschnitte wiederum hängen stark von der Stärke des angelegten elektrischen Feldes ab.

Deshalb wird die Driftgeschwindigkeit im allgemeinen in Abhängigkeit vom reduzierten Feld  $\frac{E}{P}$  angegeben.

$$v_{Drift} = f\left(\frac{E}{P}\right)$$

#### 4.4 Gasverstärkungsbereich

Als Gasverstärkungsbereich wird der Bereich um den Signaldraht bezeichnet, in dem ein radialsymmetrisches elektrisches Feld mit dem Betrag der Feldstärke  $\sim \frac{1}{r}$  herrscht. Hier erhalten die Elektronen mehr Energie durch das Feld zugeführt, als sie durch elastische Stöße verlieren. Sie können nun andere Gasatome ionisieren, was zu einer Elektronen-Lawine führt.

Die Gasverstärkung steigt mit zunehmender Anodenspannung, hierbei existieren drei Arbeitsbereiche, siehe Abbildung 10.

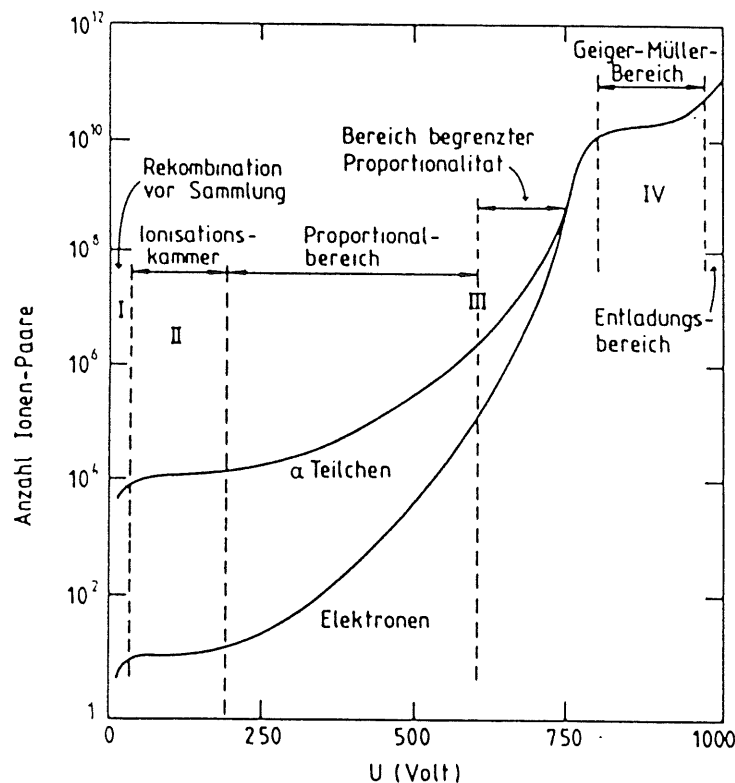


Abbildung 10: Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung U

- **Ionisationskammer**  
Wird eine Driftkammer in diesem Bereich betrieben, so tritt keine Gasverstärkung auf. Die auf dem Signaldraht deponierte Ladung entspricht der Ladung der durch die Ionisation freigesetzten Elektronen.
- **Proportional- und Semiproportionalbereich**  
Eine Driftkammer wird üblicherweise im sogenannten Proportionalbereich betrieben, d.h. die auf dem Draht deponierte Ladung ist proportional zur Primäri-ionisation. Als Proportionalbereich wird der Bereich von Feldstärke und Druck definiert,

in welchem der Gasverstärkungsfaktor konstant ist. Der Gasverstärkungsfaktor ist das Verhältnis von auf dem Draht deponierter Ladung und der bei der Primärionisation freigesetzten Ladung. Die Anzahl der Ionenpaare wächst im Proportionalbereich exponentiell mit der Anodenspannung. Ein Elektron, welches diesen Verstärkungsbereich erreicht, erzeugt  $10^4$ - $10^6$  weitere freie Elektronen. Die Gasverstärkungsphase dauert ca. 1ns.

Bei einer weiteren Erhöhung der Spannung tritt ein Sättigungseffekt ein. Diesen Bereich bezeichnet man als Semiproportionalbereich. In diesem Bereich beginnen die in einer Lawine entstehenden Ionen die Entwicklung der Lawine eines nachfolgenden Elektrons zu behindern.

- Geiger-Müller Bereich

Bei einer weiteren Steigerung der Anodenspannung wird die Gasverstärkung unabhängig von der Anzahl der Primärelektronen, nun entwickelt sich die Lawine über einen großen Bereich des Drahtes. Alle ionisierenden Teilchen erzeugen ein gleich starkes Signal.

#### 4.5 Druckabhängigkeit der drei Phasen.

- Ionisation:

Wenn die Ausdehnung des transversalen Feldes annähernd die Ausdehnung des Abstandes der Atome erreicht, macht sich der Dichteeffekt des Mediums bemerkbar. Die Sättigung des Energieverlustes wird erreicht. Der Energieverlust ist somit proportional zur Dichte des Mediums. Bei einer konstanten Temperatur des Mediums muß also auch gelten, daß der wahrscheinlichste Energieverlust proportional zum Druck ist.

- Driftphase:

Die Abhängigkeit der Elektronendrift von Druckänderungen ist bestimmt durch die Änderung der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom reduzierten Feld  $\frac{E}{p}$ .

- Gasverstärkungsphase:

Der Verstärkungsfaktor  $M$  für die Gasverstärkungsphase ist druckabhängig [Lin92]. Die Druckabhängigkeit wird durch

$$M \approx e^{-AP(x_c - x_w)}$$

beschrieben, hierbei ist

A: gasabhängige Konstante

P: Druck des Gases

$x_c$ : Anfang der Elektronen Lawine

$x_w$ : Ende der Lawine

## 5 Die zentrale Jetkammer des H1-Detektors

In diesem Abschnitt werden zuerst die Komponenten und der Aufbau der zentralen Spurenkammer vom Jetkammertyp (Central-Jet-Chamber, CJC) erläutert.

### 5.1 Aufbau der zentralen H1-Spurenkammer

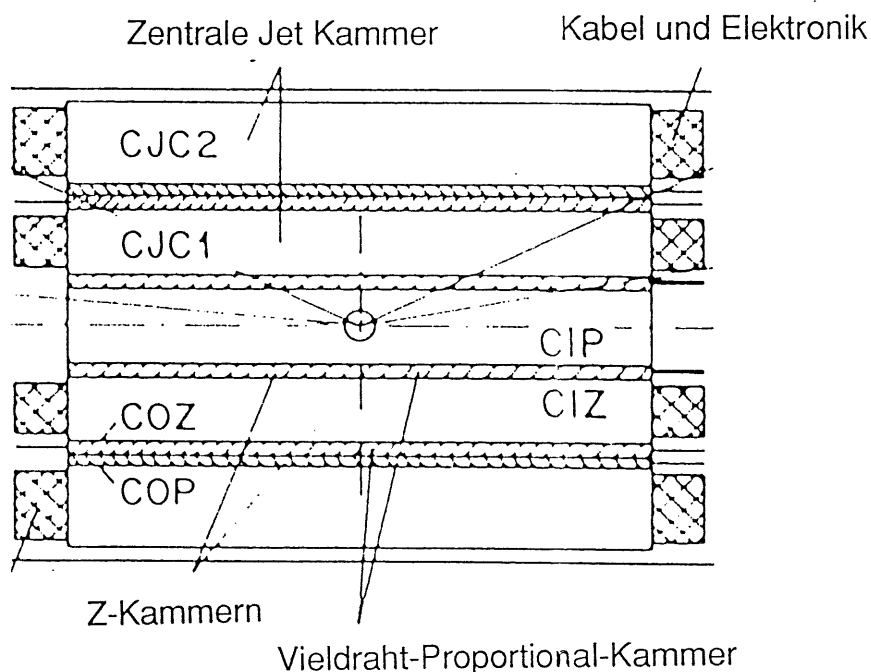


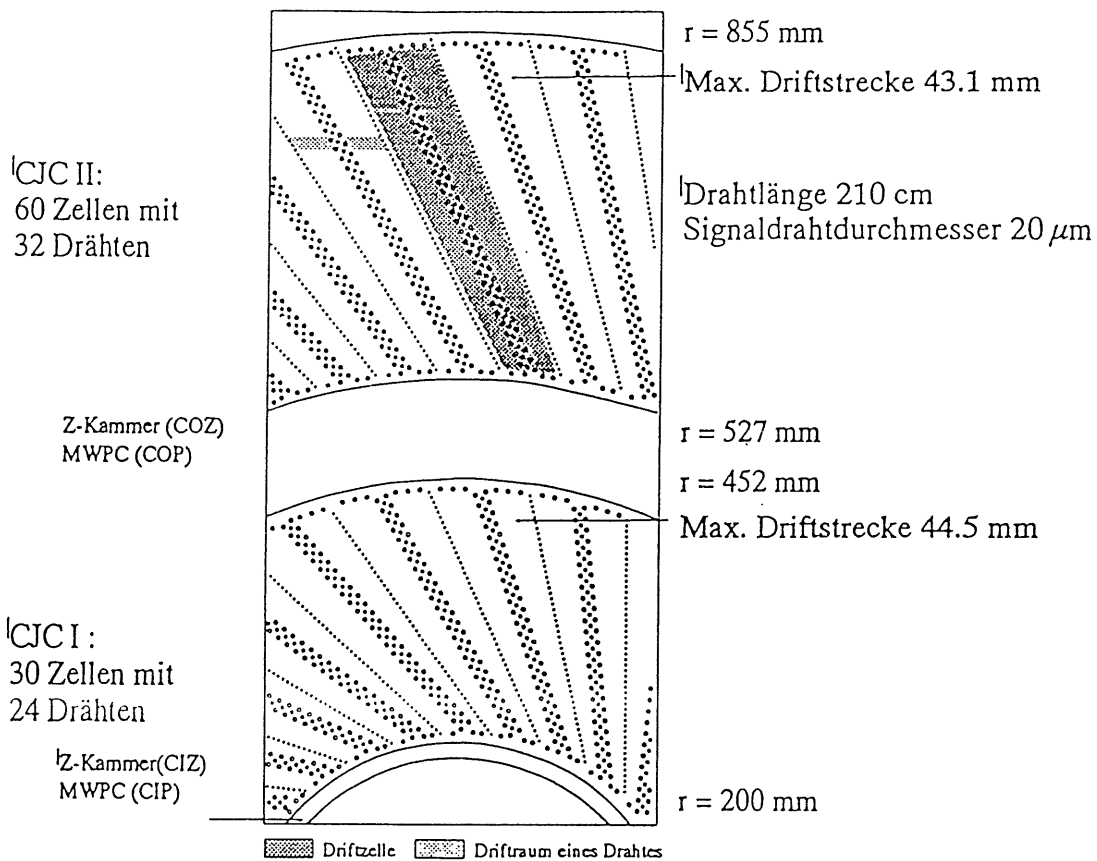
Abbildung 11: Schematische Darstellung der CJC (rz-Ansicht)

Die zentrale Spurenkammern des H1-Detektors bestehen aus den zwei zylindrischen Kammern der CJC1 und CJC2. Die beiden Kammern unterscheiden sich nur durch ihre Anzahl der Drähte und in ihren Ausmaßen. Bei der Konstruktion der Kammer wurden als Designwerte [Bü89] festgelegt:

- $r\phi$ -Auflösung  $\sigma_{r\phi} = 100\mu m$
- Doppelspurauflösung  $\sigma = 2.5mm$
- Z-Auflösung  $\sigma_z = 22mm$
- Energieverlustauflösung  $\sigma_{\frac{dE}{dX}} \geq 6\%$

An das Material der Wände der CJC werden zwei Forderungen gestellt. Erstens eine geringe Materialstärke, diese soll ein Aufschauern der Teilchen verhindern. Sowie zweitens eine große mechanische Festigkeit, da die Kammer der Zugspannung der Drähte standhalten muß. Deshalb wurden die Endplatten aus 10mm starken Platten aus Glasfaser verstärktem Kunststoff (GFK) gefertigt, während die Seitenwände aus 1mm dickem Material aus mit Karbon verstärktem Kunststoff (CFK) hergestellt wurden.



Abbildung 12: Schnitt durch den Detektor ( $r\phi$ -Blick)

Die CJC1 besteht aus dreißig Zellen, wobei jede Zelle vierundzwanzig Drähte besitzt.

Der Erfassungsbereich der CJC1 deckt in  $\theta$  einen Bereich von  $10^\circ$ - $155^\circ$  ab.

Die CJC2 besteht aus sechzig Zellen, hier besteht jede Zelle aus zweiunddreißig Drähte. In  $\theta$  erstreckt sich der sensitive Bereich der CJC2 von  $25^\circ$ - $155^\circ$ .

Beide Kammern erfassen in  $\phi$  einen Bereich von  $0^\circ$ - $360^\circ$ .

Sämtliche Drähte sind parallel zur Strahlachse gespannt. Als Driftzelle wird der Bereich zwischen zwei Kathodenflächen definiert. Zwischen den zwei Kathodenflächen befinden sich mehrere Anodendrähte.

Es existieren vier Arten von Drähten. Zur Messung dienen die Signaldrähte. Diese bestehen aus goldplattiertem Wolfram mit einer Beimischung von 3% Rhenium. Sie haben einen Durchmesser von  $20 \mu\text{m}$ , nur der erste und der letzte Signaldraht einer Zelle hat einen Durchmesser von  $25 \mu\text{m}$ , was einen geringeren Widerstand und somit eine schlechtere Auflösung in  $r\phi$  und  $z$  bedeutet.

Als Potentialdrähte dienen Drähte mit einem Durchmesser von  $127 \mu\text{m}$ . Die Kathodendrähte haben  $500 \mu\text{m}$ , während die Felddrähte  $180 \mu\text{m}$  Durchmesser haben.

Die Signaldrähte sind abwechselnd um  $150 \mu\text{m}$  aus der Signaldrahtebene verschoben. Dieser Effekt wird *staggering* genannt. Durch die Verschiebung ist es möglich Spiegelspuren zu entdecken, da die aufeinander folgenden Treffer einer Spiegelspuren den doppelten Versatz besitzen. Hierdurch ist es möglich für Spurstücke, die so kurz sind, daß sie die Zelle nicht verlassen, trotzdem die Spiegelspurstücke zu erkennen.

Die Signaldrahtebenen sind um einen festen Winkel von ca. 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt. Die Neigung um diesen Winkel bietet mehrere entscheidende Vorteile.

- Der Lorentzwinkel  $\alpha_L$  wird ausgeglichen.
- Die Wahrscheinlichkeit, daß die Teilchenspur die Signaldrahtebene kreuzt, wird erhöht. Spuren hochenergetischer Teilchen kreuzen mindestens einmal diese Ebene. Bei einem Überkreuzen ist es möglich, eine  $T_0$  Bestimmung durchzuführen
- Systematische Fehler (z.B. inhomogene Felder in der Nähe von Signal- und Kathodendrahten) kompensieren sich, da sich ihr Vorzeichen bei Kreuzen der Signal- und Kathodendrahtebenen umkehrt.
- Eine Erkennung von Spiegelspuren wird möglich, da diese keine Fortsetzung in Nachbarzellen haben.

Da 1992 aus einem Leck in der Kammer ständig Gas entwich, wurde aus Sicherheitsgründen als Driftkammergas ein Gemisch von Ar, CO<sub>2</sub> und CH<sub>4</sub> im Verhältnis von 89:10:1 in die CJC eingefüllt.

Dieses Gas wurde Anfang 1993 durch ein Gemisch von 50% Argon mit 50% Ethan ersetzt.

Die Kammer muß aus technischen Gründen mit einem leichten Überdruck von ca. 10hPa gegenüber dem äußeren Luftdruck betrieben werden. Dieses hat zur Folge, daß Schwankungen des Atmosphärendrucks sich auf die Messungen der Driftkammer auswirken. Insbesondere betrifft diese Abhängigkeit vom äußeren Luftdruck die Gasverstärkung, d.h. die auf dem Draht deponierte Ladung ändert sich mit dem äußeren Luftdruck, wie im weiteren gezeigt wird.

Kammer	CJC1	CJC2
Außenradius	53,0cm	84,4cm
Innenradius	20,4cm	45,6cm
Länge	220cm	220cm
Abstand der Signaldrähte	10.16mm	10.16mm
Anzahl der Zellen	30	60
Anzahl der Felddrähte pro Zelle	10	10
Anzahl der Felddrähte gesamt	300	600
Anzahl der Signaldrähte pro Zelle	24	32
Anzahl der Signaldrähte gesamt	720	1920
Anzahl der Kathodendrahte pro Zelle	49	65
Anzahl der Kathodendrahte gesamt	1470	3900
Anzahl der Potentialdrähte pro Zelle	50	66
Anzahl der Potentialdrähte gesamt	1500	3960
Gesamtzahl der Drähte pro Kammer	3990	10380
Gesamtzahl der Drähte von CJC1 & CJC2	14370	

Tabelle 2: Parameter der zentralen Spurenkammer CJC

Kammer	CJC1&2
Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene $\sigma_{r\phi}$	170 $\mu\text{m}$
Ortsauflösung der Z-Koordinate $\sigma_z$	2,2 cm
Ortsauflösung des $D_{ca}$ $\sigma_{D_{ca}}$	420 $\mu\text{m}$
Auflösung der Krümmung $\sigma_{\kappa}$	$3 \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-1}$
Doppeltreffer Auflösung	2 mm

Tabelle 3: Auflösungen der zentralen Spurenkammer CJC

### 5.1.1 Die Z-Kammern

Da die Z-Koordinate der Spuren nur ungenügend genau mit der CJC bestimmt werden kann, wurden zwei Z-Kammern eingebaut. Die erste befindet sich zwischen Strahlrohr und CJC1 und wird CIZ (Central Inner Z-chamber) genannt. Die andere Z-Kammer liegt zwischen CJC1 und CJC2, sie wird als COZ (Central Outer Z-chamber) bezeichnet. Beide bestehen aus Ring-Segmenten, welche sich aus einzelnen Driftkammerboxen zusammensetzen. Die Drähte sind so angeordnet, daß die Driftrichtung parallel zur Strahlachse zeigt. Hierdurch entsteht für die CIZ ein 16-seitiges , für die COZ ein 24-seitiges Polygon. Die wichtigsten technischen Daten sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Kammer	CIZ	COZ
Anzahl der Segmente	24	15
Breite eines Segments	12cm	9.16cm
Gesamtlänge der Kammer	180cm	220cm
Dicke der Kammer	30mm	26mm
maximale Driftlänge	46mm	60mm
Ortsauflösung in z	320 $\mu\text{m}$	350 $\mu\text{m}$

Tabelle 4: Einige Parameter der Z-Kammern CIZ und COZ

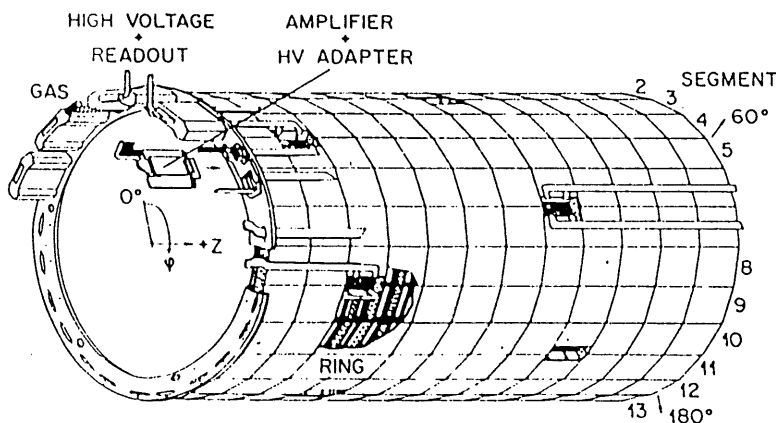


Abbildung 13: Schematische Ansicht der COZ-Kammer

## 6 Messung von Ladung und Driftzeit

### 6.1 Das elektronische Auslesesystem der CJC

Die Ausleseelektronik der zentralen Spurenkammer ist in Abbildung 14 schematisch dargestellt.

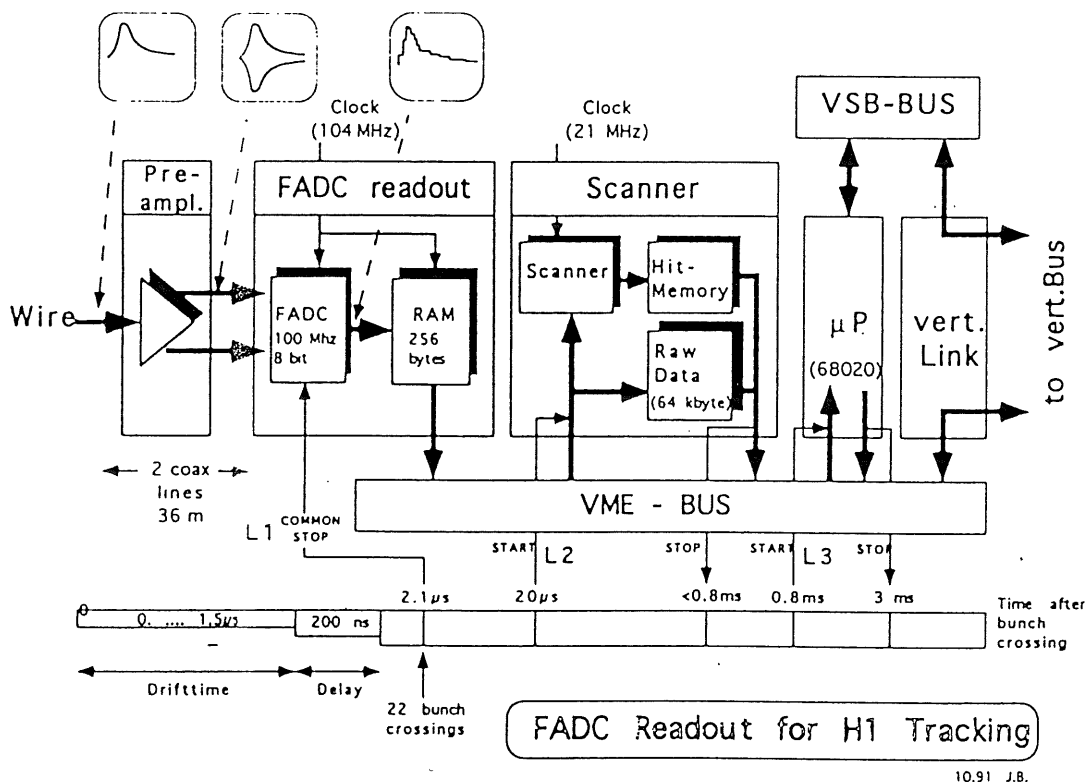


Abbildung 14: Schematische Darstellung der Ausleseelektronik der CJC

Die elektronische Auslese erfolgt an beiden Seiten eines Drahtes über einen 1,5nF Kondensator. Das Signal wird über den Kondensator ausgekoppelt und von einem sich direkt an der Endwand der Kammer befindenden Vorverstärker mit einer Verstärkung von  $V \approx 100 \frac{mV}{\mu A}$  verstärkt. Acht dieser Verstärker sind jeweils auf einer Karte zusammengefaßt. Die Verstärker liefern bipolare Ausgangssignale, diese werden über ein Multikoaxialkabel zu den Eingängen der F1001-FADC-Karten (Flash-Analog-to-Digital-Converter) geleitet. Eine FADC-Karte umfaßt 16 Kanäle. Die Digitalisierung der Signale erfolgt im FADC mit einer Taktrate von 104MHz. Diese Digitalisierungsrate ist mit der bunch-crossing-Frequenz von HERA von 10.4Mhz synchronisiert. Man benutzt zur Digitalisierung 8bit-Analog-Digital-Wandler. Durch eine nicht-lineare Kennlinie ist es möglich, über den größten Teil des Meßbereiches den relativen Fehler der Messung gering zu halten.

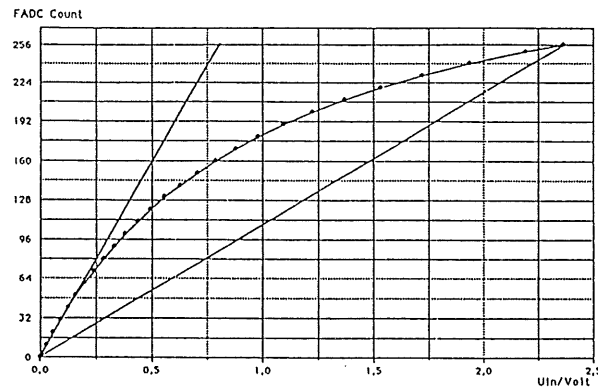


Abbildung 15: Nichtlineare Kennlinie der Eingänge der Verstärker

Der Vorteil einer nichtlinearen Kennlinie besteht darin, daß der relative Fehler ab ca. 10% der maximalen Eingangsspannung konstant bei etwa 1,5% bleibt, was bei einer linearen Kennlinie erst bei ca. 35% der maximalen Eingangsspannung eintreten würde. Man erreicht durch diese Maßnahme fast den dynamischen Umfang eines linearen 10bit-Wandlers.

Zur Speicherung der letzten  $2,54\mu\text{s}$  besitzt jeder FADC einen dynamischen Speicher von 256 Byte. Die ankommenden Signale werden ständig digitalisiert und gespeichert. Im Falle eines Triggersignales erfolgt eine Unterbrechung des Digitalisierungsprozesses und die Inhalte aller FADC-Speicher werden in den Scanner-Speicher ausgelesen. Dieser Vorgang dauert etwa  $100\mu\text{s}$ , danach wird die Digitalisierung wieder fortgesetzt. Im Scanner werden die abgespeicherten Daten nach möglichen Signalpulsen abgesucht. Werden zwei aufeinander folgende Bins gefunden, die einen bestimmten Schwellwert überschreiten, so werden diese als Pulsanfang gewählt. Das Pulsende wird durch zwei aufeinanderfolgende Bins mit Einträgen unterhalb des Schwellwertes definiert.

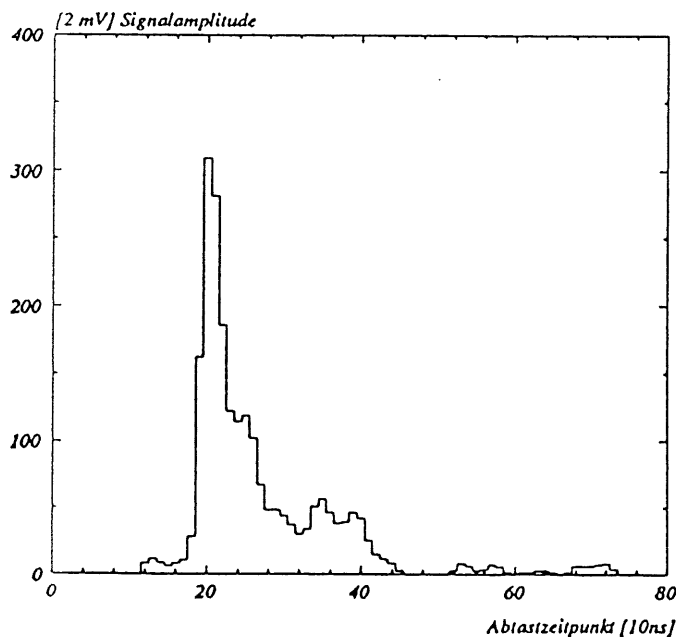


Abbildung 16: Beispiel eines digitalisierten Pulses

Die Anfang- und die Endadresse des identifizierten Pulses innerhalb des Scanner-Speichers wird abgespeichert. Hierdurch ist es möglich, daß für die folgende Analyse nur der Datenbereich des Pulses ausgelesen werden braucht. Die Gesamtdatenmenge von 1.35 MByte wird hierdurch auf ca. 4.5 KBytes für eine Spur reduziert. Abhängig von der Anzahl der Spuren, bedeutet dieses eine deutliche Verkleinerung der Daten. Um den Faktor 150 wird die Datenmenge z.B. bei kosmischen Myonen reduziert.

Die Adressen und die zugehörigen Digitalisierungen werden nun zur sogenannten QT-Analyse weitergeleitet.

## 6.2 Die QT-Analyse

Die zwei grundlegenden Parameter, die mit einer Driftkammer direkt gemessen werden, sind das Ladungsintegral  $Q$  der auf dem Draht deponierten Ladung und die Ankunftszeit  $t$  des Signals. Um die (Q,t)-Analyse für den H1-Spuredetektor durchzuführen, steht für 256 Auslesekanäle jeweils ein Prozessorsystem zur Verfügung. Für jeden Treffer werden die physikalischen Größen Driftzeit, das Ladungsintegral an beiden Seiten des Drahtes, sowie die Laufzeit zwischen links und rechts am Draht gemessenem Signal aus den Digitalisierungen ermittelt. Da nur diese Größen gespeichert werden, reduziert man die digitalisierte Datenmenge nochmals um den Faktor 4/5.

- Linearisierung der Signalhöhen.  
Dieser Schritt ist nötig, um die nichtlineare Kennlinie der FADCs auszugleichen. Die Linearisierung der Kennlinie erfolgt mit Hilfe einer Konversionstabelle.

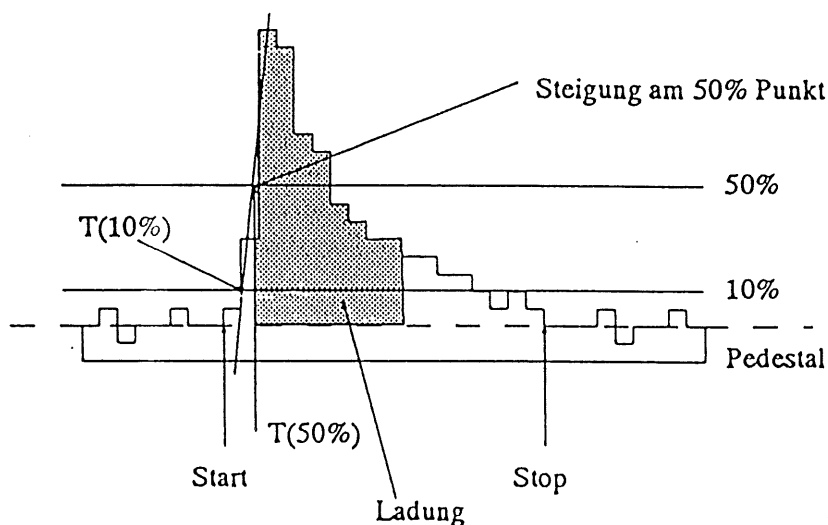


Abbildung 17: *Leading-Edge-Methode* am Beispiel eines typischen Pulses

- **Treffersuche**  
Zur Identifizierung eines Signalpuls werden die einzelnen Bins der Digitalisierung abgesucht, bis ein Bin gefunden wird, bei dem die Differenz zwischen nachfolgendem und vorhergehendem Bin einen bestimmten Schwellwert überschreitet.  
Als Hauptkriterium wird ein besonders steiler Anstieg der Vorderflanke gefordert, d.h. daß der Puls in dieser Zeit von 20% auf 80% seines maximalen Wertes ansteigt. Als zusätzliches Kriterium wird weiter gefordert, daß der Puls im Anfangsstadium eine konvexe Form besitzt.
- **Trennung von zeitlich überlappenden Pulsen**  
Um kurz aufeinander folgende Pulse zu identifizieren, darf zwischen einem gefundenen Minimum und dem darauf folgenden Maximum eine bestimmte Differenz nicht unterschritten werden. Es wird nach der Anstiegsflanke des Pulses gesucht, diese wird im übrigen als *leading edge* bezeichnet.
- **Schwellwertbestimmung**  
Zuerst erhöht man die gesamten Digitalisierungen mit einem konstanten Faktor von 10. Den Schwellwert bestimmt man, indem man den Mittelwert aus den sechs Bins vor dem Pulsanfang nimmt. Dieses geschieht, um bei der Bestimmung von Ladung  $Q$  und Driftzeit  $t_{\text{Drift}}$  den Untergrund, z.B. durch elektronisches Rauschen verursacht, zu unterdrücken.
- **Kombination zwischen Pulsen der rechten- und linken Ausleseseite**  
Treffer erzeugen auf beiden Seiten des Drahtes ein unabhängiges Signal. In diesem Schritt werden beide Signale nun kombiniert. Die Anstiegsflanke beider Pulse darf nicht mehr als zwei Zeittakte<sup>3</sup> auseinanderliegen.
- **Bestimmung der Driftzeit**  
Die genaueste Bestimmung der Driftzeit ermöglichen die Elektronen, welche simultan als erste den Draht erreichen. In Abbildung 16 wird dies deutlich. Entlang der gezeigten Spur entstehen durch Ionisation Elektronen, welche entlang der Driftlinien zum Signaldraht driften. Elektronen, die in der Region tangential zu den Isochronen entstehen, erreichen als erste den Draht. Sie verursachen einen rapiden Anstieg der Vorderflanke des Pulses.

Die Driftzeit erhält man, indem zuerst die Zeit bei einem Anstieg auf 50% der maximalen Pulshöhe ermittelt wird. Der Durchschnittswert  $t_{50\%}$  beider Drahtenden und die durchschnittliche Steigung  $S$  der beiden Anstiegsflanken werden genommen um auf 10% der Pulshöhe zu extrapolieren. Diese Stelle entspricht der Ankunftszeit der ersten Elektronen.

$$t = T_{50\%} - \frac{0.4}{S} \cdot 9.6ns$$

---

<sup>3</sup> 1 Zeittakt = 9.6ns

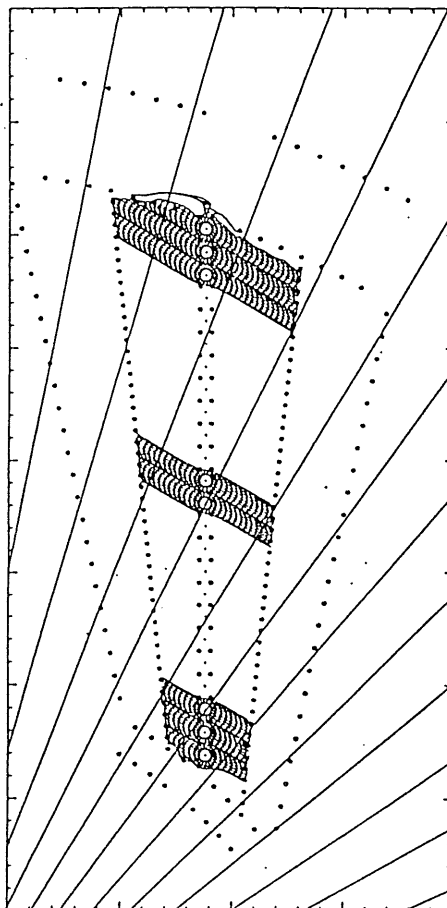


Abbildung 18: Driftzelle der CJC mit Driftlinien und Isochronen

- **Bestimmung der Pulsintegrale**  
 Ein durchschnittlicher Puls besteht aus über zwanzig Bins. Um das Pulsintegral zu berechnen, ist es erforderlich eine geeignete Auswahl zu treffen, über wieviele der Bins zu integrieren ist. Um einen möglichst kleinen relativen Fehler bei der Bestimmung der  $Z(r)$ -Koordinate zu erhalten, wird über die relativ kurze Integrationslänge von 8 Zeittakten integriert. Die Pulse der beiden Seiten müssen vor der Integration noch aufeinander abgestimmt werden. Die Länge der Kabel und die Signalentwicklung entlang des Signaldrahtes müssen berücksichtigt werden, um sicherzustellen, daß die gleichen Teile des Pulses der beiden Ausleseseiten integriert werden.
- **Pulssubtraktion zur Analyse von folgenden Pulsen**  
 Wird ein Puls in der abfallenden Flanke des untersuchten Pulses entdeckt, wird dieser vom vorhergehenden subtrahiert. Hierzu wird eine Standardpulsform benutzt, welche durch eine große Anzahl von Puls-Sampeln gewonnen wurde. Dieser Standardpuls wird in Phase und Höhe an den ersten Puls angepaßt. Die Pulssubtraktion erfolgt für beide Drahtenden unabhängig.



## 7 Spurrekonstruktion

Für das Finden und Rekonstruieren von Spuren der CJC existieren zwei verschiedene Versionen von Software. Neben der Standardmethode existiert noch eine schnelle, welche um den Faktor 10 schneller ist. Diese schnelle Version ist in der Lage, Spuren, die direkt vom Primär-Vertex stammen und einen Impuls von mehr als 100MeV/c besitzen, zu finden und rekonstruieren. Benutzt wird die schnelle Methode um Untergrund schnell zu identifizieren und zu verwerfen, außerdem dient sie zur schnellen Klassifizierung von Ereignissen.

Die erste Bestimmung von Spurparametern erfolgt unmittelbar nach der Datennahme. Die endgültige Spurrekonstruktion geschieht später mit Hilfe des Programms H1REC. Das Programmmodul CJCREC ist für die Rekonstruktion der Spuren in der CJC zuständig. Als Eingabe benutzt dieses Modul die Hitbank CRJE. Als Ausgabe erhält man die Spurbank CJKR. Dieses ist in Abbildung 22 in Stufe 1 der Rekonstruktion zu sehen.

Die Aufgabe des Programmmoduls CJCREC besteht darin, aus den gemessenen Driftzeiten der einzelnen Treffer Teilchenspuren zu bilden. Als Ergebnis erhält man die Parameter und die Fehlermatrix der Teilchenspur.

### 7.0.1 Bestimmung des Zeitnullpunktes $T_0$

Zuerst erfolgt eine Bestimmung des Zeitpunktes  $T_0$  relativ zum sogenannten *Bunch crossing*<sup>4</sup>. Bestimmt wird dieser Wert durch Überschreiten eines Schwellenwertes im Driftzeithistogramm.

Der Zeitoffset  $T_0$  setzt sich zusammen aus einem Offset  $T_0^{global}$ , dieser berücksichtigt den tatsächlichen Zeitpunkt des Ereignisses, sowie aus  $T_0^{Einzeldraht}$  einem Zeitoffset des jeweiligen Einzeldrahtes.

$$T_0 = T_0^{global} + T_0^{Einzeldraht}$$

### 7.0.2 Transformation der Driftzeit in einen Ort der $r\phi$ -Ebene

Nun erfolgt eine Umformung der Driftzeit  $T$  in eine Driftlänge  $L_D$ . Hierzu muß die Driftzeit  $T$  mit dem Offset  $T_0$  korrigiert werden. Die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  erhält man aus der Kalibration.

$$L_D = (T - T_0) \cdot v_D$$

Den Ort des Teilchendurchganges erhält man nun aus der Driftlänge  $L_D$  mit Hilfe der  $r\phi$ -Koordinaten und den Driftvektoren in der Umgebung der Signaldrähte.

---

<sup>4</sup> Bunch crossing: Teilchenpakete passieren den Wechselwirkungspunkt

Ein Problem liegt nur in der vorzeichenlosen Größe der Driftlänge, was zu einer Doppeldeutigkeit des Ortes führt. Somit existieren mögliche Treffer zu beiden Seiten des Drahtes. Diese zusätzlichen Spurstücke werden als Spiegelspuren bezeichnet.

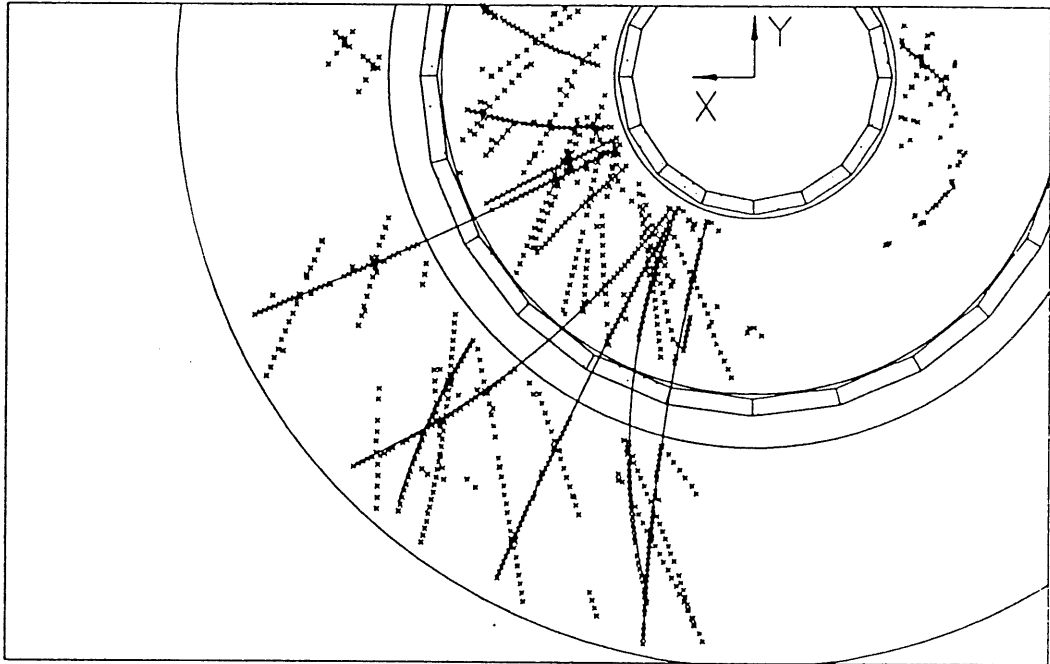


Abbildung 19: Spuren eines Ereignisses mit Spiegelspuren

## 7.1 Schnelle Spurerkennung

### 7.1.1 Bilden von Treffer-Tripeln

Zuerst wird nach Treffern gesucht, die in einer Entfernung von zwei Drähten zwei Treffer aufweisen. Diese drei gefundenen Treffer werden zu Hit-Tripeln verbunden. Nun erfolgt eine Überprüfung der Zusammengehörigkeit der drei Treffer. Sollte die Überprüfung eine gute Wahrscheinlichkeit ergeben, daß die Treffer zusammen gehören, wird aus diesen kurzen Spurstücken eine Bestimmung der Spurparameter  $\kappa$  und  $\phi_m$  durchgeführt. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Spur vom Primär-Vertex kommt. Der Parameter  $\phi_m$  ist der Winkel der Spur bei einem mittleren Radius  $r_m$  der jeweiligen Driftkammer CJC1, bzw. CJC2. Spuren mit zu kleinem Impuls werden verworfen. Zum Schluß wird noch ein Z-Wert durch Mittelwertbildung aus den drei Treffern bestimmt.

### 7.1.2 Bilden von Spuren

Spuren vom Ursprung haben eng beieinander liegende  $\phi_m$ -Werte. Diese liegen in einem Bereich von  $1^\circ$ . Die gesamten Hit-Tripel werden nach ihrem  $\phi_m$ -Wert sortiert. Die sortierten Werte werden nach Ansammlungen um einen bestimmten Bereich abgesucht. Innerhalb der gefundenen Ansammlungen wird mit dem Parameter  $\kappa$  als Sortierkriterium erneut sortiert. Nun werden die Standardspurparameter mit einem Kreis-Fit bestimmt, wobei auch eine Abweichung vom Primär-Vertex zugelassen wird. Zusätzlich wird ein Geradenfit für die Bestimmung der Parameter in der rz-Ebene durchgeführt.

## 7.2 Standard Spurerkennung

Diese Methode geht aus von den Ergebnissen der schnellen Methode. Das anfangs bestimmte  $T_0$  und die gefundenen Spuren werden als Grundlage für die weitere Rekonstruktion benutzt.

### 7.2.1 $T_0$ -Bestimmung

Ausgehend von den Werten der schon durch die schnelle Methode gefundenen Spuren, werden für sämtliche Drähte die erwarteten Driftlängen berechnet. Nun werden Treffer, deren gemessene Driftlänge zu den vorausgesagten Werten passen, der Spur zugeordnet und die Driftlängendifferenzen unter Berücksichtigung der Vorzeichen der Driftlänge, berechnet. Zu diesen Differenzen wird ein Ausdruck angepaßt. Als Ergebnis erhält man  $T_0$ .

Nun wird ein erneuter  $\chi^2$ -Kreisfit durchgeführt. Ergibt der  $\chi^2$ -Wert einen akzeptablen Wert, werden sämtliche Spurparameter gespeichert und diejenigen Treffer, die für die Rekonstruktion der Spur benutzt wurden, werden für die weitere Rekonstruktion als gesperrt markiert.

### 7.2.2 Bilden von Hit-Tripeln

Nach dieser Vorarbeit wird wiederum nach Hit-Tripeln gesucht. Allerdings wird jetzt nach Treffern auf direkt benachbarten Drähten gesucht. Tripel mit gemeinsamen Treffern werden durch Adressenzeiger untereinander verbunden. Nachdem alle möglichen Tripel einer Zelle gebildet wurden, werden Ketten aus den Tripeln gebildet. Durch Überprüfen der Driftzeiten innerhalb einer Kette ist es möglich Unstimmigkeiten, wie z.B. Knicke in der Kette zu entdecken. Ein Auflösen der Rechts-Links-Ambiguität ist in diesem Stadium nur für lange Ketten möglich, im allgemeinen werden beide Spurmöglichkeiten (Spur und Spiegelspur) akzeptiert. Angenommene Ketten werden als Spurstücke mit ihren Spurparametern abgespeichert.

Nun müssen die gefundenen Spurstückchen der einzelnen Zellen zu ganzen Spuren zusammengefügt werden. Dieses passiert in drei Schritten:

- Zusammenbringen von Spurstücken aus der gleichen und aus benachbarten Zellen
- Zusammenfügen von Spurstücken innerhalb einer Kammer (CJC1 oder CJC2)
- Verbinden der Spuren aus CJC1 und CJC2

Dieses funktioniert in allen drei Stufen mit dem gleichen Algorithmus. Paarweise werden die Spurstücke miteinander verglichen. Sind die Helix-Parameter der beiden Spurstücke gleich oder differieren nur leicht voneinander, so wird angenommen, daß sie zur selben Spur gehören. Unter dieser Annahme wird ein  $\chi^2$ -Fit durchgeführt. Das Fit-Ergebnis, sollte es in einem akzeptablen Bereich liegen, wird mit den Ergebnissen von anderen Paaren verglichen und anschließend nach  $\chi^2$ -Wert, Spurlänge und anderen Parametern sortiert. Diejenigen Spurstücke, welche die wahrscheinlichste Zusammengehörigkeit haben, werden als erste kombiniert. Sollte im weiteren Prozeß ein Element eines Paares schon mit einem anderen Stück verknüpft sein, wird die Verbindung gelöst, ein neuer Fit durchgeführt und beide Möglichkeiten miteinander verglichen.

Um die Präzision und die Effektivität der Spurerkennung zu verbessern, wird noch ein zusätzlicher Schritt durchgeführt. Um die Anzahl der zur Spur gehörenden Treffer zu erhöhen, werden die Parameter des gefitteten Kreises dazu benutzt, die Driftlängen auf allen möglichen Drähten zu berechnen. Diese errechneten Werte werden mit den dort eventuell gefundenen Treffern verglichen. Durch eine simple Analyse wird ermittelt, ob diese Treffer zu der betreffenden Spur gehören. Ein abschließender Fit ergibt die endgültigen Spurparameter. Zusätzlich wird aus den einzelnen Treffern einer Spur der mittlere Energieverlust  $dE/dx$  berechnet und abgespeichert.

In der  $r\phi$ -Ebene erhält man durch einen Kreisfit die Spurparameter:  $\kappa, \phi, d_{ca}$

In der  $rz$ -Ebene erhält man durch einen Geradenfit die Spurparameter:  $\Theta, z_0$

Zusätzlich zu den Parametern der Spur werden die Fehler und Korrelationen der Parameter in Form einer Korrelationsmatrix in der CJKR - Bank abgespeichert.

## 7.3 Spurparametrisierung im zentralen Spurendetektor

### 7.3.1 Definition der Spurparameter

Zur Bestimmung der Spurparameter projiziert man die Spur in die  $xy$ -Ebene. Nun verlängert man die Spur zum Kreis. Der inverse Radius des Kreises gibt die Krümmung  $\kappa$  der Spur an. Die kürzeste Strecke zwischen Ursprung und dem Kreis wird als  $d_{ca}$ <sup>5</sup> bezeichnet. Am  $d_{ca}$  bestimmt man den Winkel  $\phi$ . Hierbei handelt es sich um den Winkel zwischen der Kreistangente am  $d_{ca}$  und der  $x$ -Achse. Für die  $r\phi$ -Ebene erhält man gemäß der Abbildung 18 die Parameter:

- $\kappa$  Krümmung  $\kappa = \frac{1}{r}$
- $d_{ca}$  kürzester Abstand des Kreises vom Ursprung
- $\phi$  Winkel zwischen Spur und  $x$ -Achse am  $d_{ca}$

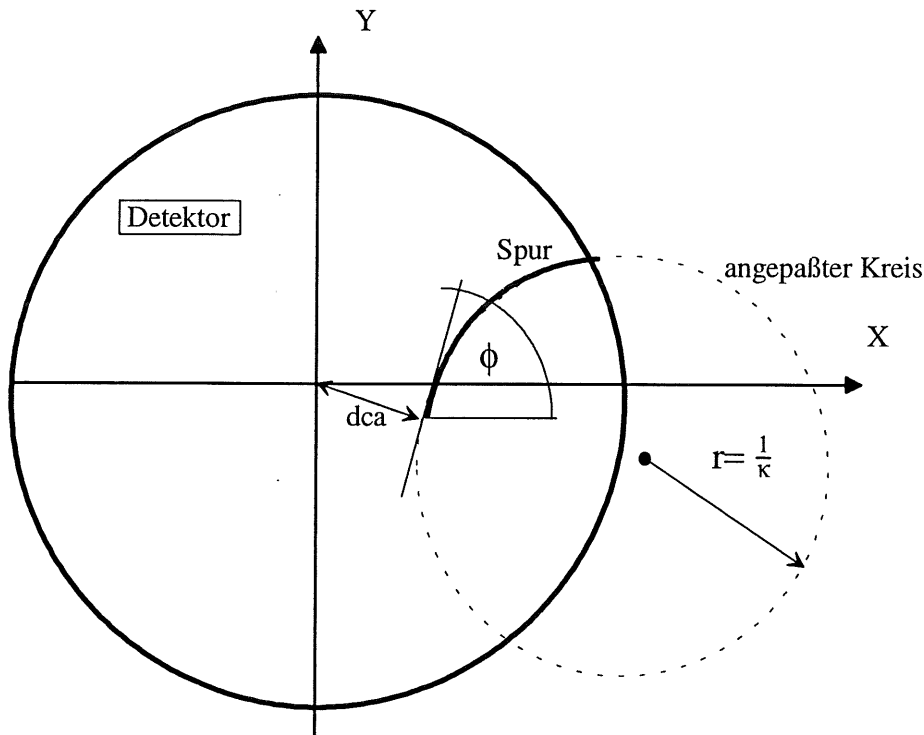


Abbildung 20: Spurparameter in der  $r\phi$ -Ebene

<sup>5</sup>  $d_{ca}$  : distance of closest approach

### 7.3.2 Bestimmung der Vorzeichen von $\kappa$ und $d_{ca}$

Die Projektion der Spur wird solange im Koordinatensystem gedreht, bis der  $d_{ca}$  auf der x-Achse liegt und die Spur sich in positive y-Richtung entwickelt. Nun wird durch Konvention die Vorzeichen von  $\kappa$  und  $d_{ca}$  festgelegt. Dieses geschieht wie in Abbildung 21 festgelegt.

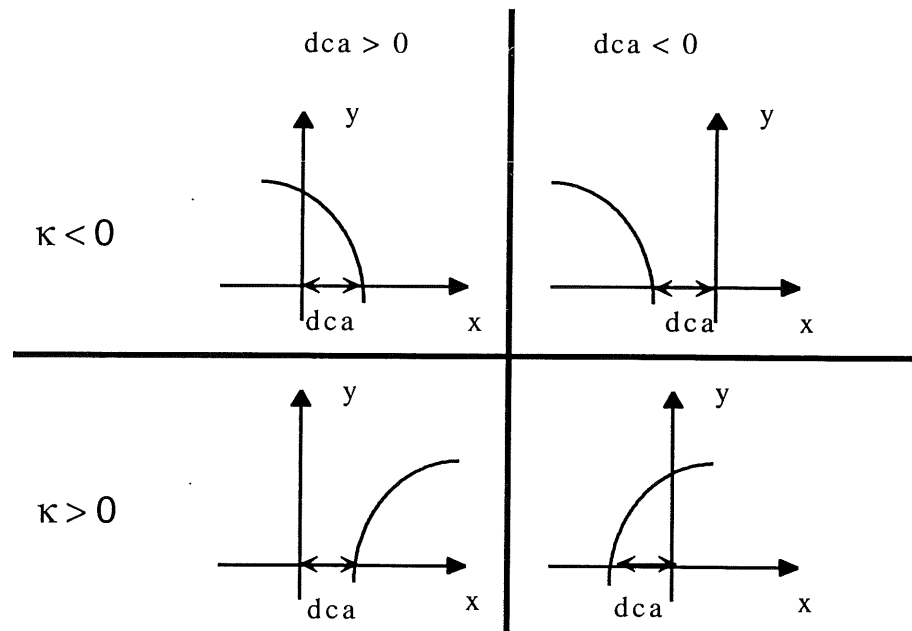


Abbildung 21: Vorzeichenkonvention der Spurparameter  $\kappa$  und  $d_{ca}$

### 7.3.3 Bestimmung der Spurparameter der rz-Ebene

In der rz-Ebene erhält man  $z_0$  durch die Z-Koordinate der Spur am  $d_{ca}$ , den Polarwinkel  $\Theta$  erhält man aus der Variation der Z-Koordinate mit der Bogenlänge

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{dz}{dS_{xy}}\right)$$

$S_{xy}$  ist die Bogenlänge der in xy-Ebene projizierten Teilchenspur

## 7.4 Spurrekonstruktion in den Z-Kammern

Die Spurrekonstruktion in den Z-Kammern verläuft ähnlich wie im Programmmodul für die CJC, ist aber nicht so komplex, da in den Z-Kammern maximal vier bzw. drei (in der inneren Z-Kammer) Drähte getroffen werden können.

Da es in den Z-Kammern keinen Versatz (staggering) der Drähte gibt, ist auch die Doppeldeutigkeit der Treffer hier nicht auflösbar, solange die Spuren nicht mit denen der CJC verbunden werden.

Als Spurparameter erhält man:  $r, \phi, z, \frac{dz}{dr}$

## 7.5 Verbinden der Spuren zwischen CJC und Z-Kammern

Die CJC-Kammer hat eine Auflösung der  $r\phi$  und der Z - Koordinate von  $\sigma_{r\phi} \approx 200\mu m$  und  $\sigma_z \approx 3cm$ . Hingegen haben die Z-Kammern eine Auflösung der  $\phi$ -Koordinate von  $\sigma_\phi \approx 15^\circ$  und der sehr guten Auflösung der Z-Koordinate von  $\sigma_z \approx 300 - 500\mu m$ .

Um alle Koordinaten mit hoher Genauigkeit zu erhalten, ist eine Verbindung (link) zwischen den Spuren der CJC und denen der Z-Kammern nötig.

Hierfür existieren zwei verschiedene Programmmodule, der alte Version heißt CTREC, die neue CNREC. Benutzt wird nur noch die neue Version. Diese benutzt als Eingabe die Spurbank CJKR mit den in der CJC rekonstruierten Spurparametern, die Trefferbanken CRYE und CRZE von CIZ und COZ, welche die gefundenen Treffer der beiden Z-Kammern enthalten. Zusätzlich werden die Informationen des BPC benutzt.

### ♦ CNREC

Als Voraussetzung setzt dieses Programmmodul mindestens zwei Treffer in der CIZ oder der COZ voraus.

Zuerst wird nach Treffern in der CIZ und der COZ gesucht. Anschließend werden die CJC-Spuren in die Z-Kammern verlängert. In der Nähe liegende Treffer werden der Spur zugeordnet. Nun werden die gefundenen Spuren mit Spuren aus der BPC verbunden.

Zum Schluß erfolgt ein abschließender Spurfit. Die gesamten Spurparameter, ihre Standardabweichungen und Korrelationen werden in der CTKR-Bank abgelegt.

Weiterhin existiert in dieser Stufe der Rekonstruktion das Modul CNBREC

Dieses Modul benutzt die rekonstruierten und mit den Informationen der Z-Kammern verbundenen Spuren der CJC und die Informationen der Rückwärts-Proportional-Kammer BPC um hieraus einen XY-Vertex zu berechnen.

Dieser wird in der sogenannten *Data-Base*<sup>6</sup> abgelegt und später zur Berechnung eines XYZ-Vertex herangezogen.

---

<sup>6</sup> Data Base: Datenbank

## 7.6 Weitere Rekonstruktion der Spuren

In Stufe 2 der Rekonstruktion werden die gefundenen Spuren aus der CTKR-Bank mit den Informationen des Moduls FTREC, dem Rekonstruktionsprogramm der Vorwärtspurenkammer, verbunden. Die Ergebnisse sind in der KTKR-Bank abgelegt. In Stufe 0 wurde zusätzlich noch ein XY-Vertex bestimmt. Dieser und andere Kalibrationskonstanten werden in der CJVX-Bank gespeichert und auf die sogenannte Data-Base geschrieben. In Stufe 3 wird der XY-Vertex mit den Spurparametern der KTKR-Bank zusammengeführt und das Ergebnis, ein XYZ-Vertex in die KVER-Bank geschrieben. Die mit Hilfe des berechneten Vertex verbesserten Spurparameter werden in der KVKR-Bank gespeichert. Für diese Diplomarbeit wurden nur Spuren bis zur Ebene der CTKR verwandt.

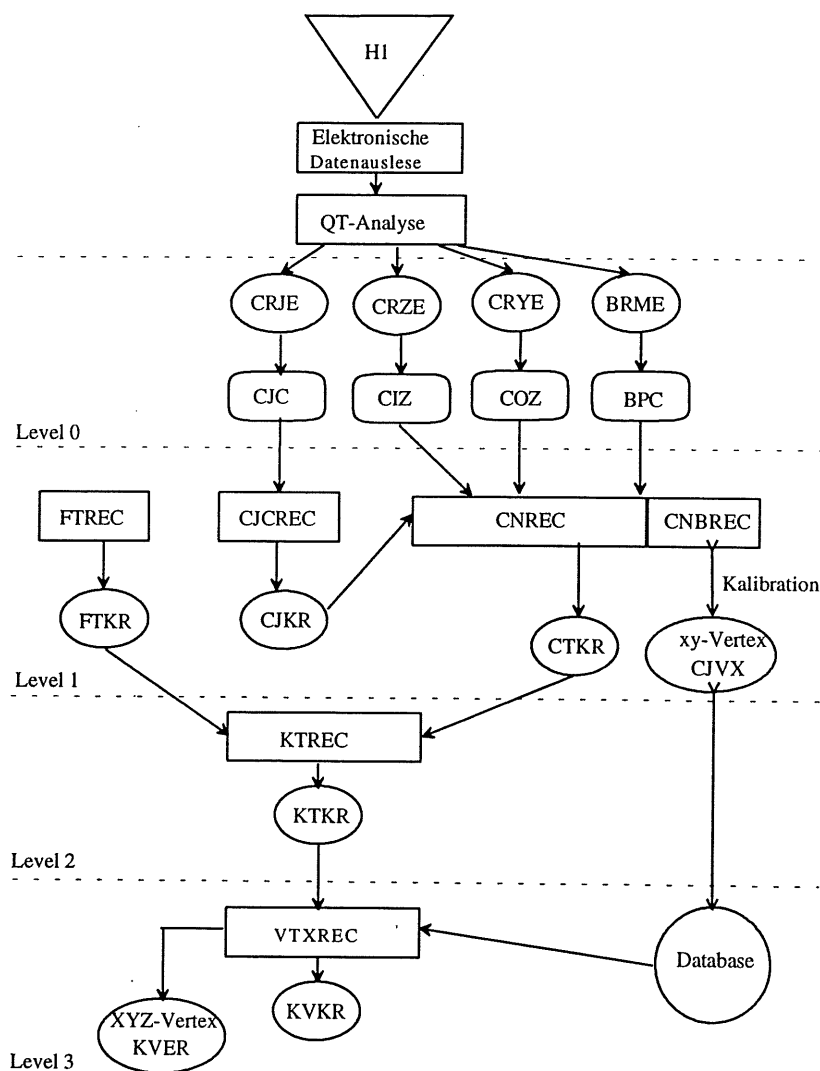


Abbildung 22: Schematischer Ablauf von der Messung bis zur endgültigen Spurbank KVKR.



## 8 Bestimmung des mittleren Energieverlustes $dE/dx$

Trägt man den mittleren Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses auf, so zeigen sich mehrere Bänder für die unterschiedlichen Teilchenarten aufgrund ihrer verschiedenen Massen. In Abbildung 23 ist der erwartete Energieverlust gegen den Teilchenimpuls berechnet mit dem PAI-Modell aufgetragen. Es sind die Bänder für Elektronen, Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen aufgetragen.

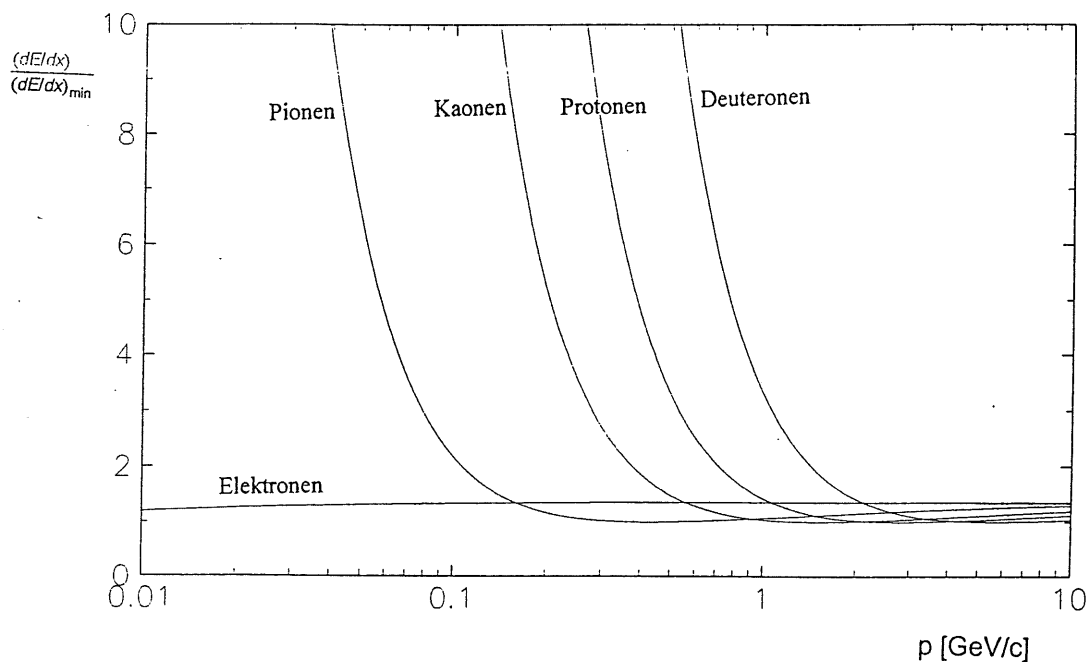


Abbildung 23: Erwarteter Energieverlust in einem Ar/CH<sub>4</sub> Gas Gemisch für verschiedene Teilchenarten als Funktion des Impulses

Eine gute Auflösung vorausgesetzt, sollte es allein durch die Bestimmung sowohl des Impulses, als auch des Energieverlustes eines Teilchens möglich sein, es zu identifizieren. Insbesondere in den Bereichen, in denen sich die  $dE/dx$  Bänder nicht überlagern, sollte eine klare Identifizierung möglich sein.

In Bereichen, in denen die Bänder dicht beieinander liegen, kann die Wahrscheinlichkeit angegeben werden, mit der das Teilchen einer bestimmten Teilchensorte zuzuordnen ist.

Da die Energieverlustwerte gaußförmig um den theoretischen Wert schwanken, ist die Auflösung der Verteilung die bei der Teilchenidentifikation relevante Größe.

### 8.1 Bestimmung des Impulses eines Teilchens

Der Impuls des Teilchens kann berechnet werden aus der während der Spurrekonstruktion bestimmten Krümmung  $\kappa$  der Spur im Magnetfeld. Mit der Z-Komponente des Magnetfeldes  $B$  ergibt sich so für den Impuls des Teilchens:

$$p = \frac{B \cdot c \cdot 10^{-9}}{|\kappa|} \cdot \sqrt{1 + \tan^2\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)}$$

mit  $B$  in [T],  $c$  in [m/s] und  $\kappa$  in [1/m]. Hiermit erhält man den Impuls des Teilchens in GeV/c, einer in der Hochenergie üblichen Einheit.

### 8.2 Bestimmung der auf dem Draht deponierten Ladung

Die in der (Q,t)-Analyse durch Integration erhaltenen Pulsintegrale  $A_+$  und  $A_-$  bestehen aus dem Produkt von der tatsächlichen Ladung und einem Verstärkungsfaktor [Pre92].

$$A_+ = g_+ \cdot Q_+$$

$$A_- = g_- \cdot Q_-$$

Die Gesamtladung ergibt sich aus  $Q = Q_+ + Q_-$ .

$$\Rightarrow Q = \frac{A_+}{g_+} + \frac{A_-}{g_-} = \frac{1}{g_+} \cdot \left( A_+ + A_- \cdot \left( \frac{g_+}{g_-} \right) \right)$$

Den relativen Verstärkungsfaktor  $\frac{g_+}{g_-}$  bestimmt man während der Z-Kalibration für jeden einzelnen Signaldraht. Der Wert wird in der Kalibrationsbank C1J8 abgelegt und steht dort zur weiteren Verfügung.

### 8.3 Bestimmen des Energieverlustwertes pro Treffer

Die Spurenkammer des H1-Detektors wird im sogenannten Proportionalbereich betrieben, was bedeutet, daß die auf dem Draht deponierte Ladung  $Q$  direkt proportional zum Energieverlust ist.

$$\Delta E \propto \left( A_+ + A_- \cdot \left( \frac{g_+}{g_-} \right) \right)$$

Die in der Kammer zurückgelegte Strecke  $\Delta S$  ergibt sich aus:

$$\Delta S = \frac{\Delta S_{xy}}{\sin \theta}$$

wobei  $\Delta S_{xy}$  die Bogenlänge der in die xy-Ebene projizierten Spur und  $\sin \theta$  der Sinus des Polarwinkels ist.

Somit ergibt sich für den Energieverlust  $\Delta E$  pro Strecke  $\Delta S$  für eine Driftzelle:

$$\frac{\Delta E}{\Delta S} = \frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{g_+} (A_+ + A_- \cdot \left(\frac{g_+}{g_-}\right)) \cdot \frac{\sin \theta}{\Delta S_{xy}}$$

Der Verstärkungsfaktor  $\frac{1}{g_+}$  wird in zwei Kalibrationskonstanten aufgeteilt, um drahtabhängige und globale Abhängigkeiten der Gasverstärkung und der elektronischen Verstärker besser ausgleichen zu können. Der globale Kalibrationsfaktor wird mit  $F$  bezeichnet und berücksichtigt globale Abhängigkeiten wie z.B. die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung. Die drahtabhängigen Parameter  $f$  beinhalten vor allem die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der Ausleseelektronik für jeden Draht, sowie der unterschiedlichen Hochspannungen der Drähte. Somit ergibt sich als  $dE/dx$ -Wert, mit dem hier gearbeitet wird:

$$\frac{dE}{dx} = f \cdot F \left( A_+ + A_- \left( \frac{g_+}{g_-} \right) \right) \cdot \frac{\sin \theta}{\Delta S_{xy}}$$

#### 8.4 Berechnung des mittleren $dE/dx$ -Wertes pro Spur

Nun stehen  $N$  unabhängige Energieverlust-Messungen pro Spur zur Verfügung. Ein Problem bei der Bestimmung des mittleren  $dE/dx$  ist, daß die  $dE/dx$ -Werte der einzelnen Treffer einer Spur nicht gaußförmig um diesen Mittelwert verteilt sind, sondern einer asymmetrischen Landauverteilung folgen. Diese hat seltene hohe Einträge, welche den Mittelwert stark schwanken lassen. Um den Mittelwert der Verteilung berechnen zu können wurden bisher als Lösung des Problem für die Berechnung des mittleren Energieverlustes  $dE/dx$  zwei Methoden benutzt:

- ♦ **Truncated Mean**  
Hierbei werden am unteren und insbesondere am oberen Ende der Verteilung Werte verworfen. Hierdurch wird eine annähernd gaußförmige Verteilung erzeugt. Der Mittelwert kann nun einfach berechnet werden.
- ♦  $\frac{1}{\sqrt{\frac{dE}{dx}}}$ -Methode  
Man nimmt das Mittel der inversen Wurzeln der einzelnen Einträge. Der Kehrwert dieses Mittels ist dann der gesuchte  $dE/dx$ -Wert.

Eine weitere Möglichkeit wird im Rahmen dieser Diplomarbeit vorgestellt:

- ♦ **Maximum-Likelihood-Landau-Anpassung**  
Die beste Methode den Mittelwert, d.h. den wahrscheinlichsten Wert für den Mittelwert zu bestimmen ist, die Einzelmessungen einer Spur mit einer Landau-Verteilung zu vergleichen, und die Verteilung so anzupassen, daß aus der sich ergebenden angepaßten Funktion der Mittelwert direkt abgelesen werden kann.

## 8.5 Kalibration des mittleren Energieverlustwertes

Zur Kalibration werden nur negativ geladenen Teilchen benutzt. Der Grund dafür ist, daß in diesem Bereich überwiegend nur Einträge vorzufinden sind, die dem theoretischen Pionenband folgen, abgesehen von einigen wenigen Einträgen, die auf seltene Antiprotonen zurückzuführen sind, wie aus Abbildung 24 zu erkennen ist. Da nur ein Teilchenband vorhanden ist, kann hier die Kalibration mit den Pionen durchgeführt werden.

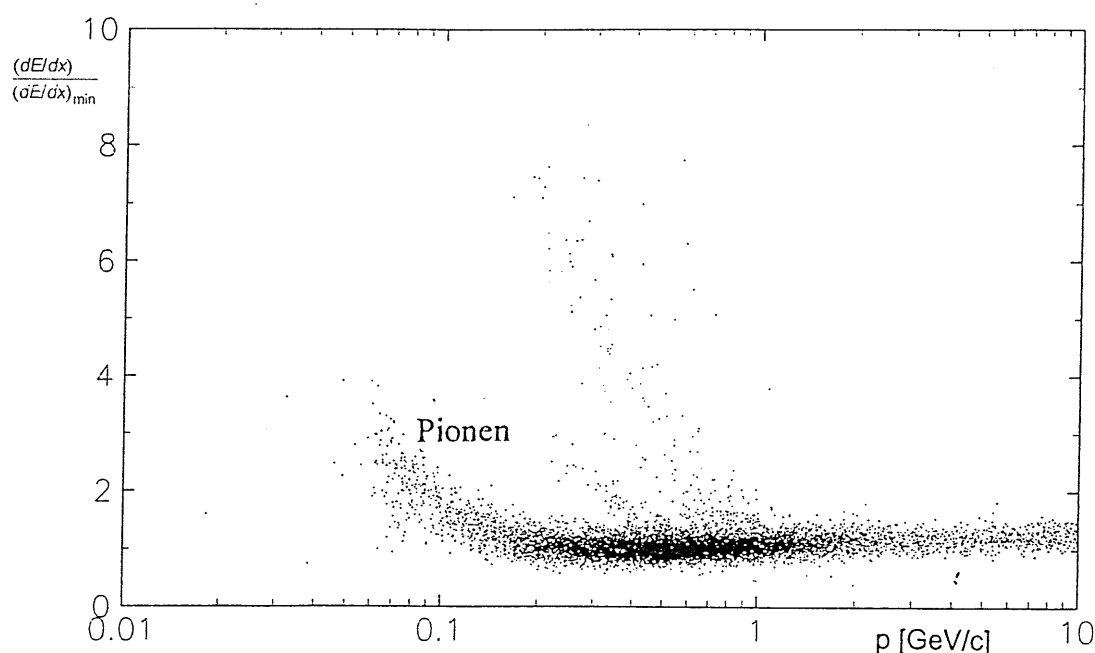


Abbildung 24: Mittlerer Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses

Für die Kalibration wird der gesamte Bereich benutzt. Bei der Bestimmung der Auflösung des mittleren Energieverlustes wird der Bereich von 300MeV bis 500MeV um das Minimum der Energieverlustkurve benutzt.

### 8.5.1 Zur Kalibration benutzte Qualitätskriterien

Um eine genaue Kalibration zu ermöglichen werden zuerst Qualitätskriterien aufgestellt. Diese sollen verhindern, daß Meßpunkte, die offensichtlich falsch sind, die Kalibration verfälschen.

Zur Kalibration tragen keine Meßpunkte bei, die mindestens eines der nachfolgenden Kriterien erfüllen. Durch diese Qualitätskriterien werden ca. 1/3 der gefundenen Treffer verworfen. Als optimale Kriterien wurden festgelegt:

- **Zu hohe Ladung** bei festem  $Z_{CJC}$ -Werten außerhalb des Signaldrahtbereiches. (Hierbei handelt es sich meistens um sogenannte Testpulse).
- **Einseitig ausgelesene Werte**, diese resultieren aus defekter Elektronik oder aus falscher Zuordnung der links und rechts am Draht gemessenen Pulsintegrale während der (Q,t)-Analyse. Zu erkennen sind solche Werte dadurch, daß eines der Pulsintegrale  $A_+$  oder  $A_-$  den Wert Null hat.
- **Ionisationslänge in der Driftzelle**, d.h. Treffer, deren Projektion der Ionisationsstrecke in der xy-Ebene  $\Delta S_{xy}$  entweder:
  - ♦  $\Delta S_{xy} < 0.7\text{cm}$  ergeben, was bedeutet, daß die Ionisationsstrecke kürzer ist als die Strecke bei senkrechtem Durchqueren des Teilchens. Eine mögliche Ursache ist, daß der Teilchendurchgang am Rande des Driftraumes erfolgt oder
  - ♦  $\Delta S_{xy} > 2.0\text{cm}$ , d.h. der Winkel zwischen der Spur und der Signaldrahtebene ist sehr groß, so daß nicht mehr alle Elektronen den Draht innerhalb der Integrationslänge bei der (Q,t)-Analyse von acht Zeittakten erreichen können. Dieses führt zu einer falschen gemessenen Ladung.
- $|Z_Z - Z_{CJC}| > 3\sigma_z$   
Die Differenz zwischen dem gemessenen Z-Wert in den Z-Kammern und der CJC darf nicht mehr als  $3\sigma_z$  betragen. Die Auflösung für die Z-Koordinate, mit den Z-Kammern gemessen, beträgt zur Zeit  $\sigma_z \approx 350\mu\text{m}$ . Über diesem Wert wird die Auflösung schlechter, da die Pulsintegrale  $A_{\pm}$  zu ungenau gemessen werden. Eine andere Möglichkeit ist, daß die Treffer falsch der Spur zugeordnet sind, also zu einer anderen Spur gehören.

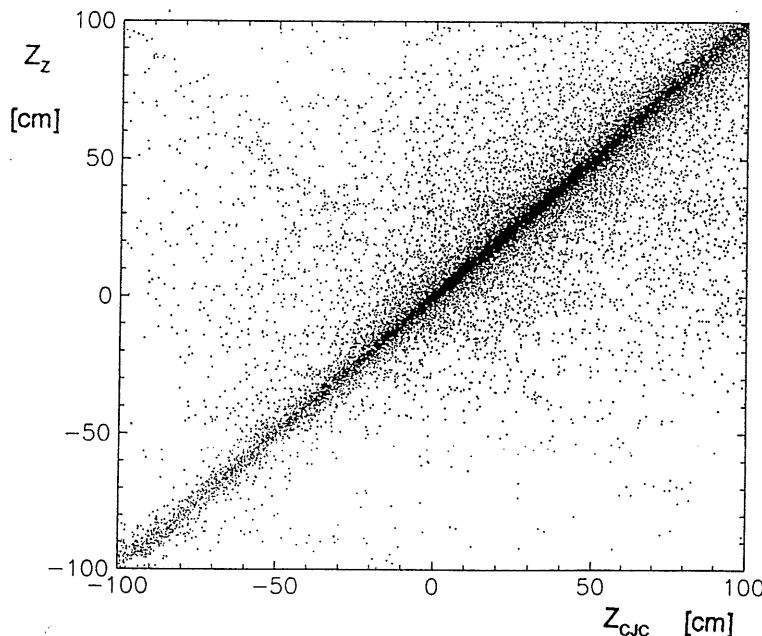


Abbildung 25: Gemessene Z-Koordinate der Z-Kammer gegen Z-Koordinate mit der CJC gemessen

- **Nahdrahtkorrektur:**  $l_{Drift} < 5\text{mm}$   
Diese bedeutet, daß die Teilchen die Gasverstärkungszone kreuzen und somit eine geringere Ladung auf dem Draht deponieren
- **Erster und letzter Signaldraht**  
Der erste und der letzte Signaldraht einer Signaldrahtebene hat einen dickeren Durchmesser. Dieses hat technische Gründe. Diese Drähte liefern ungenaue Ergebnisse.
- $-0,8 > \sin \beta > 0,6$  :  
Als weiteres Kriterium wird zusätzlich zur Ionisationlänge der Winkel  $\beta$  eingeführt.  $\beta$  ist der Winkel zwischen der Tangente der Spur und der Senkrechten zur Driftrichtung in der  $r\phi$ -Ebene, gemäß Abbildung 26.

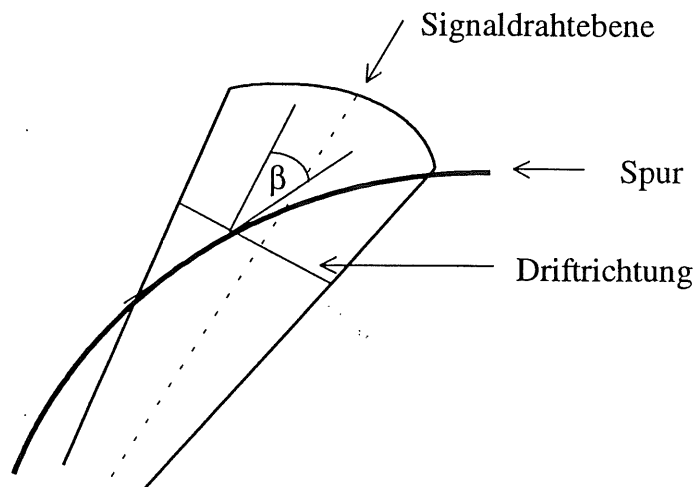


Abbildung 26: Definition des Winkels  $\beta$

Mit diesem Kriterium wird sichergestellt, daß Spuren, die fast parallel zur Driftrichtung die Driftkammer durchqueren, ausgeschlossen werden. Zum Beispiel werden Spuren unter einem Winkel von  $\beta = 90^\circ$  verursacht durch niederenergetische Teilchen, welche im Magnetfeld aufspiralen.

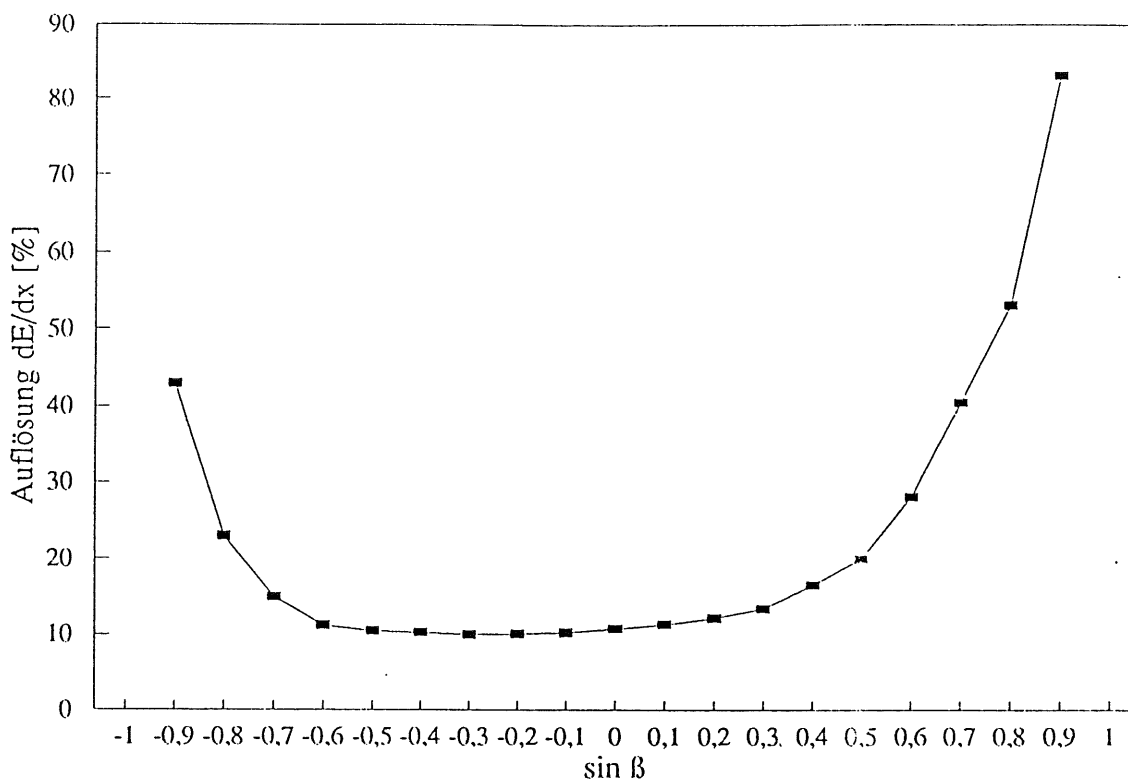


Abbildung 27: Auflösung des mittleren Energieverlustes in Abhängigkeit von  $\sin \beta$

### 8.5.2 Bestimmung der Kalibrationskonstanten f und F

Zur Kalibration werden nur negative Teilchen benutzt, da es sich hier überwiegend um Pionen handelt. Diese sind um die theoretische Energieverlustkurve des PAI-Modells gaußförmig verteilt und ermöglichen hierdurch eine Bestimmung des Mittelwertes, der durch die Kalibration an den theoretischen Wert angeglichen wird.

Zusätzlich sind noch einige wenige Anti-Protonen zu erkennen, die aber durch einfache Einschränkungen vor der Kalibration ausgeschlossen werden können.

Da der absolute Wert des Energieverlustes für den Hauptzweck, zu dem  $dE/dx$  benutzt wird, der Identifizierung von Teilchen, nicht benötigt wird, normiert man das unterste Band, das Pionen-Band im Minimum der Energieverlustkurve auf 1. Von Interesse ist hierbei nur die Auflösung und der relative Abstand der einzelnen Teilchenbänder. Die Normierung auf eins erfolgt dadurch, daß die theoretisch erwartete, mit dem PAI-Modell berechnete Energieverlustkurve durch den Wert in ihrem Minimum dividiert wird. Für die Berechnung der Kalibrationskonstanten f und F werden mit Hilfe dieser normierten theoretischen Kurve die gemessenen  $dE/dx$ -Werte normiert, so daß sie im Minimum im Mittel den Wert eins ergeben.

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{norm} = \left\langle \frac{\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\pi^-}}{\left( \frac{dE}{dx} \right)_{min}} \right\rangle$$

Vor Berechnung der Kalibrationskonstanten werden die oben genannten Auswahlkriterien benutzt, um Werte auszuschließen, welche die Kalibration verfälschen würden, da sie offensichtlich ungenau oder systematisch falsch sind.

Für das Produkt von  $F$  und  $f$  erhält man:

$$F \cdot f = \left\langle \frac{A_+ + A_- \cdot \left(\frac{g_+}{g_-}\right)}{\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{norm}} \cdot \frac{\sin \theta}{\Delta S_{xy}} \right\rangle^{-1}$$

Dieses Produkt wird für jeden Draht histogrammiert, um anschließend einen Mittelwert  $\langle F \cdot f \rangle_i$  für jeden Draht  $i=0, \dots, 2639$  zu bestimmen.

Hieraus berechnen sich die beiden globalen Kalibrationskonstanten  $F_1$  und  $F_2$  durch Mittelwertbildung über alle Drähte für die jeweilige Kammer.

$$F_1 = \langle F_1 \cdot f_i \rangle \quad \text{mit } i = 0, \dots, 719$$

$$F_2 = \langle F_2 \cdot f_i \rangle \quad \text{mit } i = 720, \dots, 2639$$

Die drahtabhängigen Kalibrationskonstanten werden nun durch

$$f_j = \frac{\langle F_j \cdot f_i \rangle}{F_j} \quad \text{mit } j = 1, 2$$

für jeden Draht einzeln berechnet.

Für einige Drähte werden keine Einträge histogrammiert. Die Ursache hierfür liegt bei defekter Ausleselektronik oder defekten (gerissenen) Drähten. Eine andere Möglichkeit ist, daß statistisch bedingt der Draht während des Runs nicht getroffen wird. In diesem Fall wird das Mittel aller  $f_i$  der Drähte mit der gleichen Lage<sup>7</sup> gebildet und als drahtabhängige Kalibrationskonstante für den betreffenden Draht genommen.

## 8.6 Anzahl der Einzelmessungen

Die Auflösung der Energieverlustmessung hängt ab von der Anzahl  $N$  der genommenen Einzelmessungen pro Spur. In Abbildung 28 erkennt man, daß kurze Spuren häufig vertreten sind. Gut erkennbar ist der Übergang von der CJC1 zur CJC2. Spuren mit mehr als 45 Treffern sind äußerst selten. Spuren mit der theoretisch möglichen Anzahl von 56 Treffern sind so selten, daß sich die Auflösung nur theoretisch berechnen läßt. Somit wird die Bestimmung der Auflösung in diesem Bereich schwierig, da statistische Einflüsse zunehmen.

---

<sup>7</sup> Lage: Drähte mit gleichem Abstand vom Ursprung in der  $xy$ -Ebene



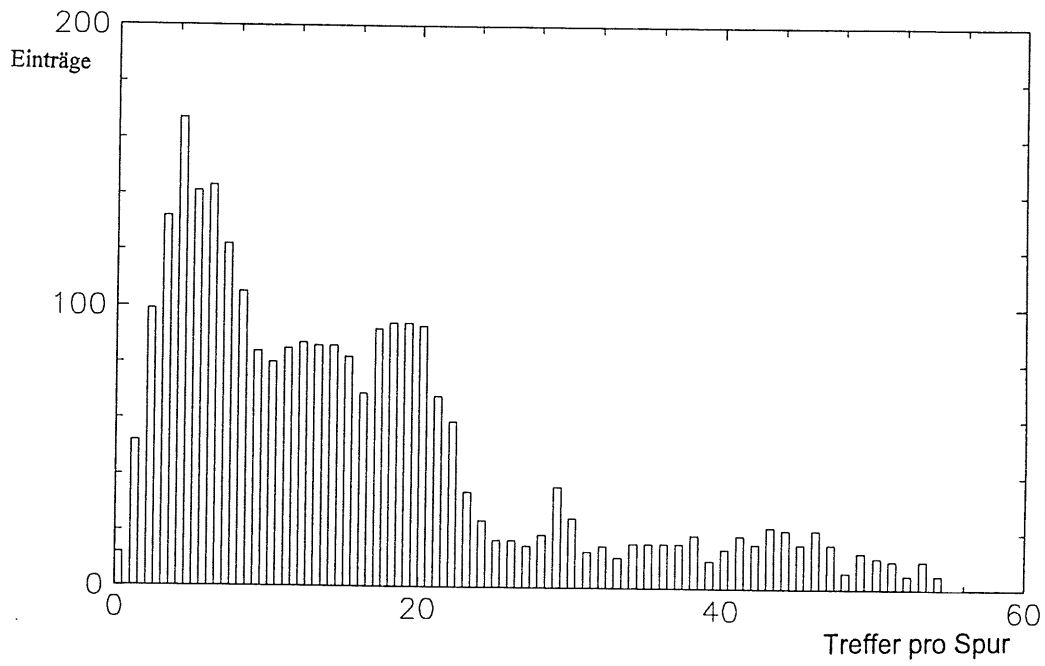


Abbildung 28: Verteilung der Anzahl der Treffer pro Spur

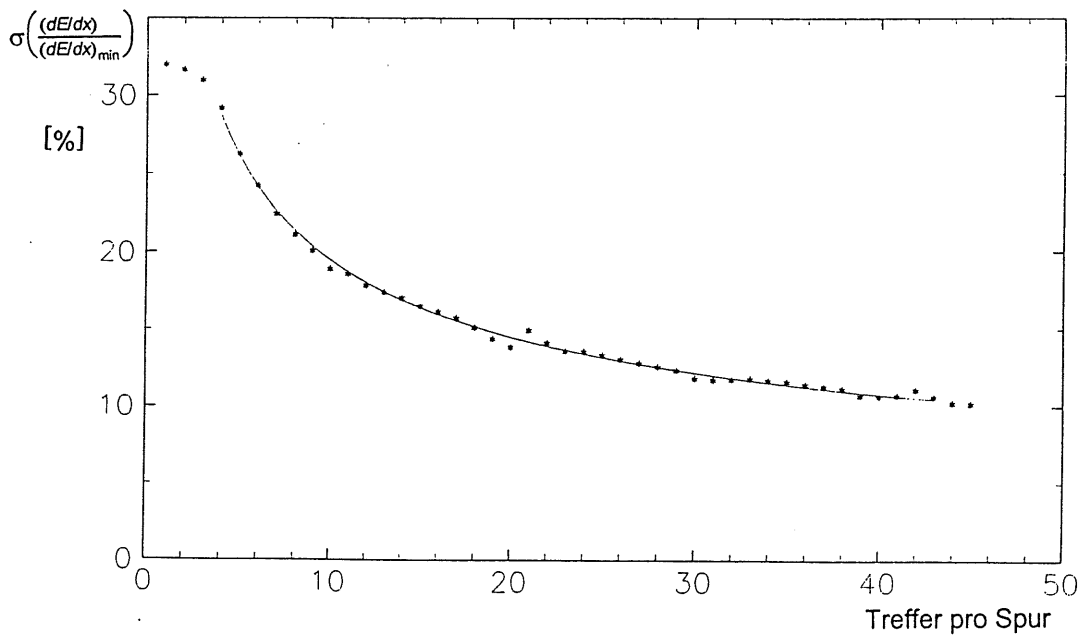


Abbildung 29: Der mittlere Energieverlust als Funktion der Anzahl der Treffer pro Spur für den Run 31004 aus der zweiten Runperiode 1992

Die relative Auflösung  $\sigma(dE/dx)/(dE/dx)$  ist dargestellt in Abbildung 29 als Funktion von  $N$ . Hierbei bedeutet  $N$  die mindestens geforderte Anzahl der Treffer pro Spur. Die Energieverlustwerte der Spuren wurden nach der *truncated mean* Methode berechnet. Eine angepaßte Funktion ergibt als Funktion für die Auflösung für das Jahr 1992:

$$\frac{\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = 51,01 \cdot N^{-0.42} \quad [\%]$$

Ein ähnliches Ergebnis ist zu finden in [Hau92] und [Wal79].

Als Exponent wäre bei einer völlig gaußförmigen Verteilung ein Wert von -0.5 zu erwarten. Da die Verteilung um den Mittelwert aber nur annähernd gaußförmig durch ist, weicht dieser Wert geringfügig ab.

## 8.7 Vergleich der drei Methoden zur Bestimmung des mittleren $dE/dx$

Die theoretische mögliche Auflösung ist bestimmt durch statistische Effekte. Als statistisches Limit für den mittleren Energieverlust ergibt sich in Abhängigkeit von der Trefferanzahl die Funktion[Lub93]:

$$\frac{\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = 55.78\% \cdot N^{-0.5} \quad [\%]$$

Dieses ergibt bei der maximal möglichen Anzahl von 56 Treffern pro Spur eine Auflösung von 7.5%.

Der Designwert wurde bei 6% eingeschätzt, was allerdings nur auf einer groben Abschätzung basiert. [H1C93]

### 8.7.1 Truncated Mean

Truncated Mean bedeutet beschnittener Mittelwert. Diesen beschnittenen Mittelwert bildet man aus den Einträgen des Energieverlustes der Treffer einer Spur, indem man die Einträge der Größe nach sortiert und anschließend einen bestimmten Prozentsatz der kleinsten und größten Werte verwirft. Aus dem verbleibenden Rest berechnet man durch einfache Mittelwertbildung den mittleren Energieverlust.

Wichtig ist hierbei das genaue Bestimmen der unteren und insbesondere der oberen Begrenzung, um eine annähernd gaußförmige Verteilung zu erhalten. Wie aus Abbildung 30 zu ersehen ist, ist ein Verwerfen der oberen Einträge wichtiger, da hier durch seltene hohe Einträge der Mittelwert zu hohen Werten verschoben wird.

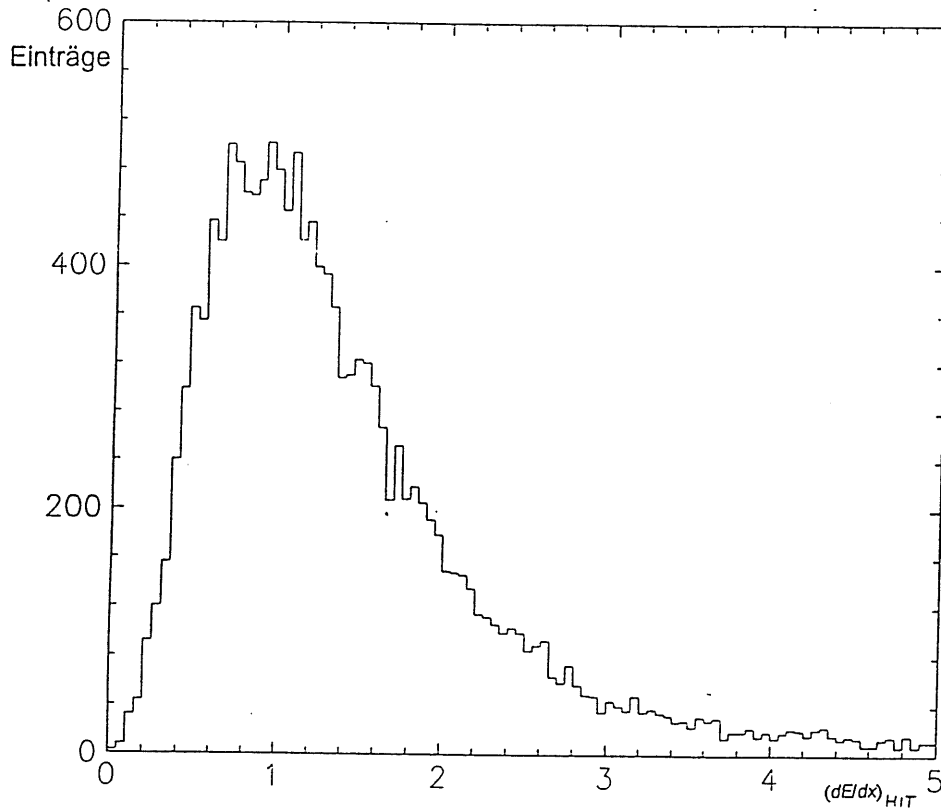


Abbildung 30: Typische landauförmige Verteilung der Einträge einer Spur

Im allgemeinen wird ein oberer Schnitt bei 60% bis 80% der Einträge gemacht. Als für die Auflösung für das  $dE/dx$  des H1-Spuredetektors besonders günstig hat sich ein oberer Schnitt bei 70% der Einträge ergeben (siehe Abbildung 31). Der untere Schnitt liegt in der Regel bei 0% bis 15% der Einträge. Hier wurde ein Schnitt bei 10% der Einträge vorgenommen.

Durch die *Truncated Mean* Methode verschiebt sich der Mittelwert im allgemeinen zu kleineren Werten als der unbeschnittene. Die Varianz des Mittelwertes reduzieren sich durch diese Methode aber um  $2/3$  gegenüber der ursprünglichen. [Vic88].

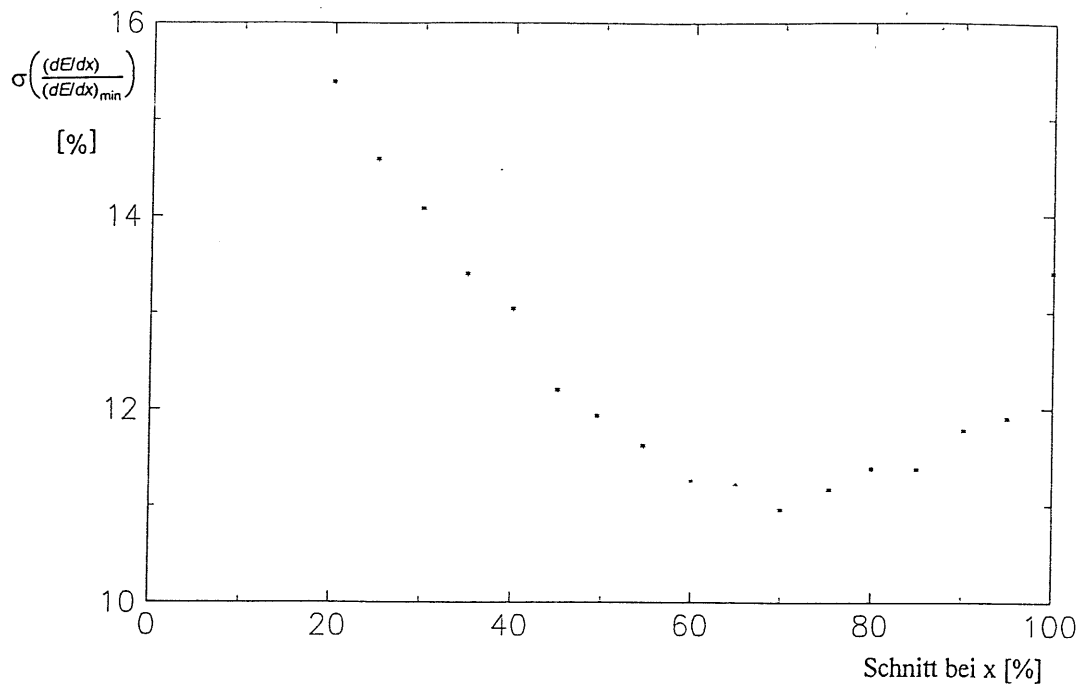


Abbildung 31: Obere Schnittgrenze für die Bestimmung des mittleren Energieverlustes pro Spur

### 8.7.2 $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$ -Methode

Um mit der  $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$ -Methode den Mittelwert zu bestimmen, transformiert man die landauverteilten Einträge mit

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{\frac{dE}{dx}}}$$

Durch diese Transformation erhält man eine Verteilung, die annähernd gaußförmig ist. Hierdurch wird es möglich, auf einfache Art den Mittelwert zu bilden. Der Wert für den mittleren Energieverlust pro Spur erhält man durch Rücktransformation des erhaltenen Wertes mit

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{1}{\langle \lambda \rangle^2}$$

Die Transformation ist in Abbildung 32 dargestellt anhand einer Landaufunktion, die in eine gaußförmige Verteilung transformiert wird.

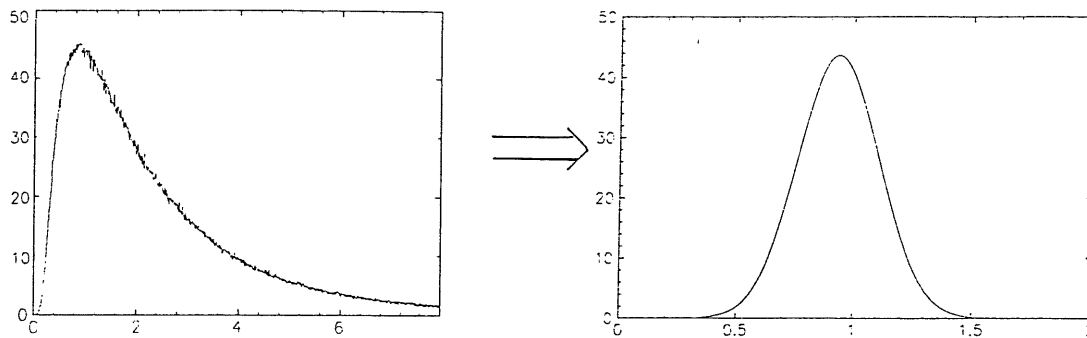


Abbildung 32: Transformation einer Landau-Verteilung mit  $\frac{1}{\sqrt{x}}$  in eine gaußförmige Verteilung

Der Vorteil dieser Methode ist, daß die Einträge vor Berechnen des Mittelwertes nicht sortiert werden brauchen. Da ein Sortieren sehr viel Rechenzeit benötigt, ist diese Methode zur schnellen Bestimmung eines Energieverlust-Wertes die geeignete Wahl. Im Vergleich zur *truncated mean* Methode ist die Auflösung nur geringfügig besser, siehe Abbildung 33.

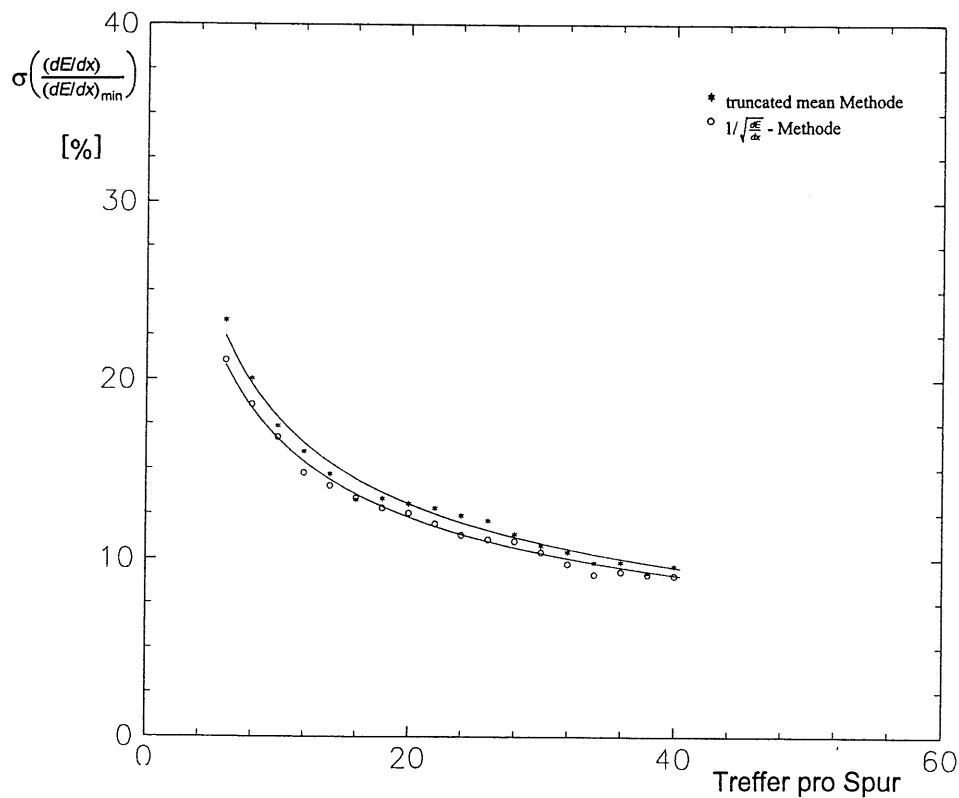


Abbildung 33: Vergleich der Truncated-Mean mit der  $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$ -Methode für Daten aus 1993

### 8.7.3 Maximum-Likelihood-Landau-Anpassung

Eine Landaufunktion wird mit Hilfe einer Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der Einträge einer Spur angepaßt. Das gefundene Maximum wird als Mittelwert genommen. Die Landaufunktion erhält man aus der CERN-Programm-Bibliothek. Benutzt wurde das Programmmodul DENLAN. Hiermit läßt sich eine landauförmige Funktion berechnen. Die berechnete Funktion wird mit zwei Parametern an die tatsächliche Verteilung angepaßt. Zum Anpassen wurde die folgende Formel benutzt:

$$f(\lambda) = DENLAN(\lambda)$$

$$\lambda = b \cdot \left( \left( \frac{dE}{dx} \right)_i - a \right) \quad (8.1)$$

Der Parameter  $b$  paßt die Kurve an die Breite der Verteilung an, während  $a$  die Funktion so verschiebt, daß sie optimal zu den Einträgen paßt. Der Maximum-Likelihood-Fit (siehe Anhang) ergibt die optimalen Werte für  $a$  und  $b$ . Mit dem Parameter  $a$  läßt sich der Wert des wahrscheinlichsten Wertes für den Mittelwert direkt ablesen. Legt man einen der beiden Parameter fest, vergrößert sich die Genauigkeit bei der Bestimmung des freien Parameters. In diesem Fall wird die Breite  $b$  durch eine Vielzahl von Messungen bestimmt und nur  $a$  als freier Parameter angepaßt.

Die Bestimmung des festen Parameters  $b$  ergibt für die Daten aus 1993:

$$b = 4.1 \pm 0.6$$

Als Funktion für die Auflösung des mittleren Energieverlustes ergibt sich die folgende Funktion:

$$\frac{\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = 46,5\% \cdot N^{-0.45} \quad [\%]$$

Eine weitere Verbesserung ergibt sich durch Berücksichtigung von Abhängigkeiten der Landauverteilung von physikalischen Prozessen, indem für den Parameter  $b$  Abhängigkeiten gefunden werden.

In diesem Fall wird die Länge der Spur in einer Driftzelle also die Ionisationslänge, berücksichtigt. Bei einer Spur bedeutet ein kurzer Weg, daß das Teilchen die Driftzelle gerade passiert, während größere Werte bedeuten, daß die Zelle schräg durchquert wird. Das führt dazu daß durch die schräge Spur die Elektronen unterschiedlich lange Driftwege haben. Somit werden die Impulssignale auf dem Draht breiter und dadurch ungenauer. Diese Ungenauigkeit hat wiederum zur Folge, daß die Landauverteilung breiter wird.

Als Anpassungsfunktion wird  $b$  durch eine Funktion  $b=(d+cL_i)$  in Abhängigkeit von der Ionisationslänge  $L_i$  benutzt:

$$\lambda = (d + c \cdot L_i) \cdot \left( \left( \frac{dE}{dx} \right)_i - a \right)$$

Durch festes Bestimmen der Parameter  $d$  und  $c$  erhält man so eine Abhängigkeit der Auflösung von der Ionisationslänge  $L_i$ . Die Bestimmung der Parameter  $d$  und  $c$  wird durch eine Anpassung an die Einträge von 1000 Spuren ermittelt.

Das Ergebnis ist dargestellt in Abbildung 35 in Abhängigkeit von der Anzahl der Treffer pro Spur für den Auflösung des mittleren Energieverlustes.

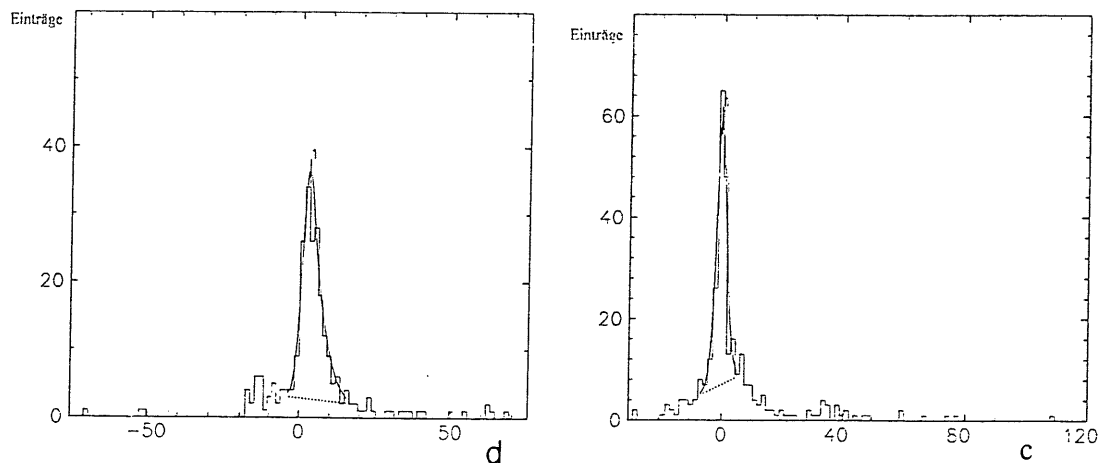


Abbildung 34: Bestimmung der Parameter  $d$  und  $c$  des Maximum-Likelihood-Fits.

Für die 1993 genommenen Daten ist in Abbildung 35 der Vergleich von Truncated Mean zu Maximum-Likelihood-Landau Methode aufgetragen. Es ergibt sich somit eine Energieverlust-Auflösung von:

$$\frac{\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = 42.91\% \cdot N^{-0.45} \quad [\%]$$

Bei einer theoretisch maximal erreichbaren Anzahl der Treffer pro Spur von 56 bedeutet dieses eine Auflösung von 7% für Pionen im Minimum der Energieverlustkurve.

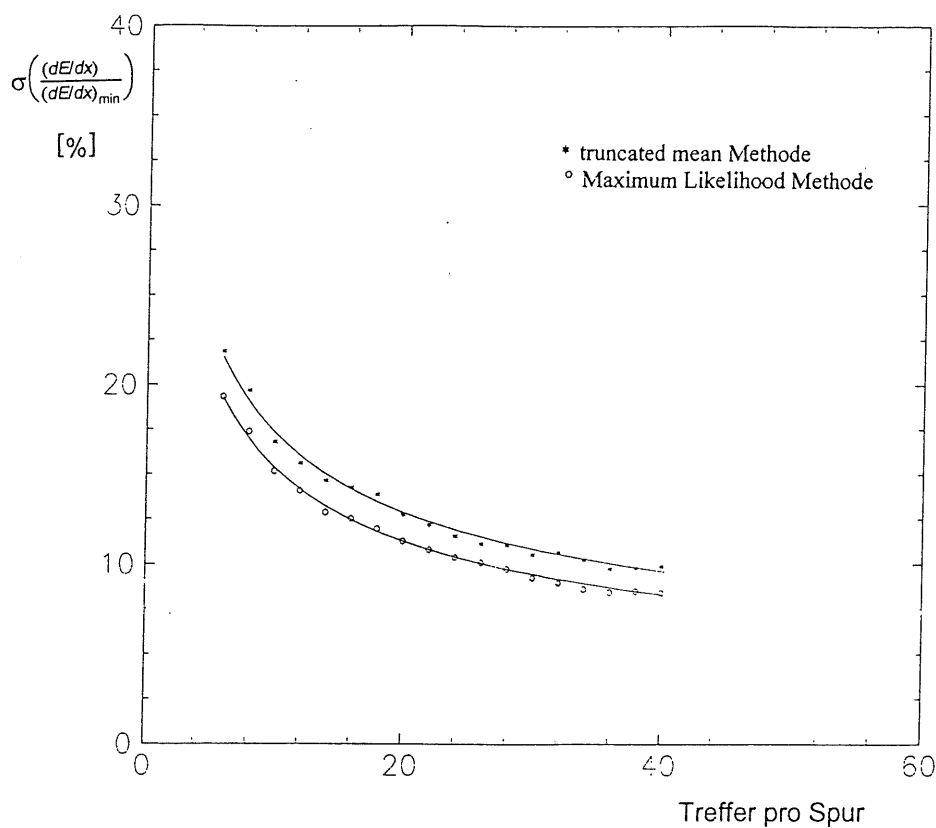


Abbildung 35: Auflösung des mittleren Energieverlustes in Abhängigkeit von der Anzahl der Treffer pro Spur

Als Vergleich ist in Tabelle 4 die Auflösungen für die *truncated mean* Methode und die Maximum-Likelihood Methode nach (8.1) und (8.2) gegenübergestellt. Der Vergleich ergibt eine deutliche Verbesserung der Berechnung des mittleren Energieverlustwertes.

Anzahl der Treffer pro Spur	Auflösung			
	$\frac{1}{\sqrt{\frac{dE}{dx}}}$	Truncated Mean	Maximum-Likelihood nach Formel	
			(8.1)	(8.2)
20	12,8%	13,2%	12,1%	11,2%
30	10,7%	10,9%	10,0%	9,3%
40	9,8%	10,1%	8,8%	8,2%
50	9,2%	9,4%	8,0%	7,4%
56	8,9%	9,0%	7,6%	7,0%
Benötigte Rechenzeit für Spuren mit mehr als 40 Treffern	0,006 s	0,008 s	0,02 s	0,025 s

Tabelle 5: zeigt einen Vergleich von Truncated Mean und Maximum-Likelihood Anpassung mit Funktion (8.1) und (8.2) für einen Run aus 1993



## 8.8 Druckabhängigkeit des mittleren Energieverlustes für das Jahr 1993

Die Druckabhängigkeit des mittleren Energieverlustes ist bestimmt durch die Abhängigkeit der Ionisation und der Gasverstärkung von der Dichte des Mediums, also des Gasdruckes.

Ein Vergleich der 1993 während der Run-Periode genommenen Daten mit Druckdaten für diesen Zeitraum ergab eine eindeutige Korrelation. Benutzt wurde für diesen Vergleich der mit den drahtabhängigen Kalibrationskonstanten  $f_1$  berechnete  $dE/dx$ -Wert. Die globalen Kalibrationskonstanten  $F_1$  und  $F_2$  wurden nicht berücksichtigt, da durch sie die Druckabhängigkeit herauskalibriert werden würde.

Da die Kalibration für jeden Run durchgeführt wird, ist also eine Berücksichtigung der Druckabhängigkeit auch bei Langzeitbetrachtungen nicht nötig, da die globalen Kalibrationskonstanten sie berücksichtigen.

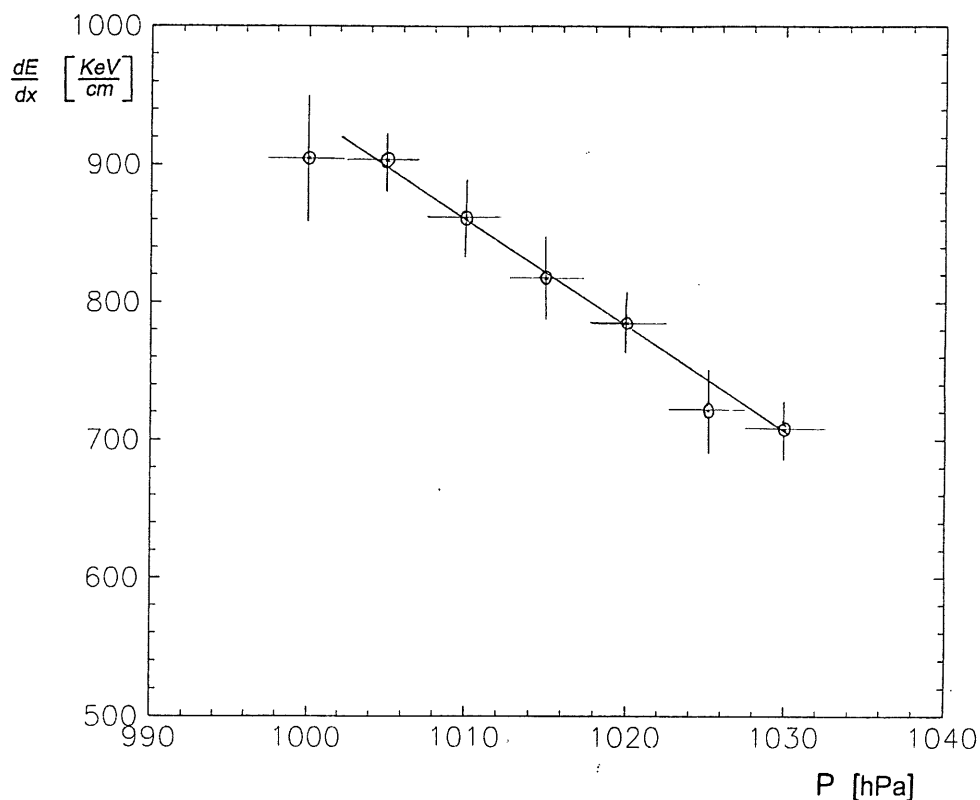


Abbildung 36: Druckabhängigkeit des mittleren  $dE/dx$  für das Jahr 1993

Als angenäherte Funktion ergibt sich für die Abhängigkeit des mittleren  $dE/dx$  vom Druck  $P$

$$\frac{dE}{dx} = -0,125 \left[ \frac{keV}{cm \cdot hPa} \right] \cdot P [hPa] + 1010 \left[ \frac{keV}{cm} \right]$$

Diese Funktion kann nun vor der Kalibration benutzt werden um die  $dE/dx$ -Werte vorzukalibrieren.

## 9 Separation unterschiedlicher Teilchensorten

Trägt man, wie in Abbildung 37 dargestellt, den gemessenen mittleren Energieverlust gegen den Teilchenimpuls auf, erhält man einzelne Teilchenbänder für Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen. Das Elektronenband verschmilzt im, mit der H1-Spurenkammer meßbaren Bereich, mit dem Pionenband. Siehe Abbildungen 38, 39 und 40.

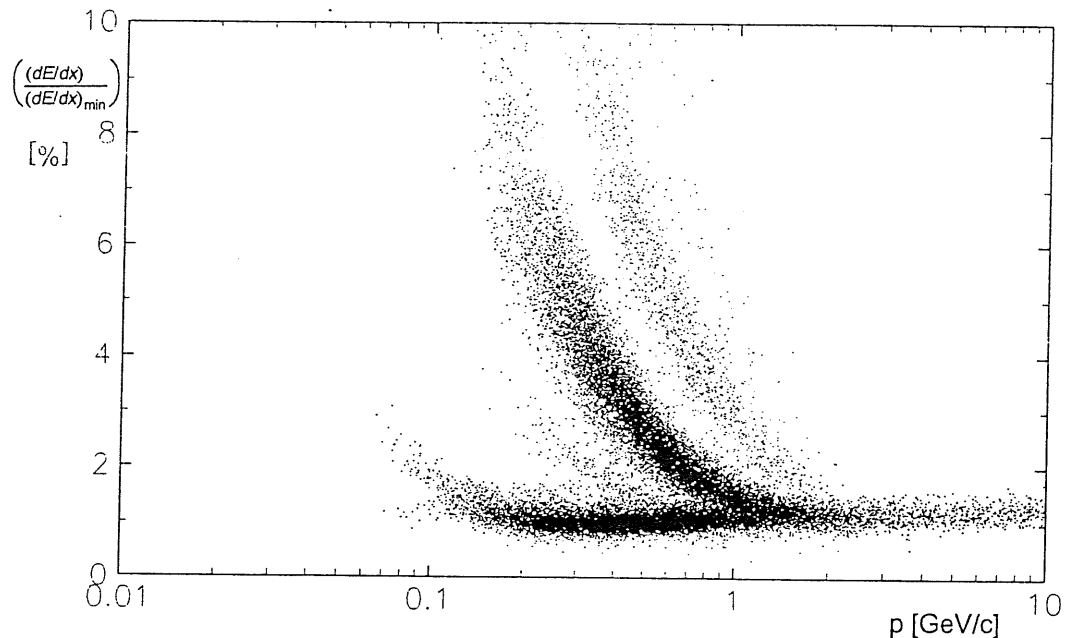


Abbildung 37: Mittlerer Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für positiv geladene Teilchen.

Für Anwendungen in der Physik ist es wichtig, das Teilchen-Separations-Vermögen zu bestimmen.

Das Vermögen Teilchen A von Teilchen B zu trennen, ist definiert als

$$D = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_A - \left(\frac{dE}{dx}\right)_B}{\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)_B}$$

D ist in Abbildung 41 für die Auflösung von 8%. Unterhalb der Auflösung von 8% ist eine Zuordnung der Teilchen nicht möglich.

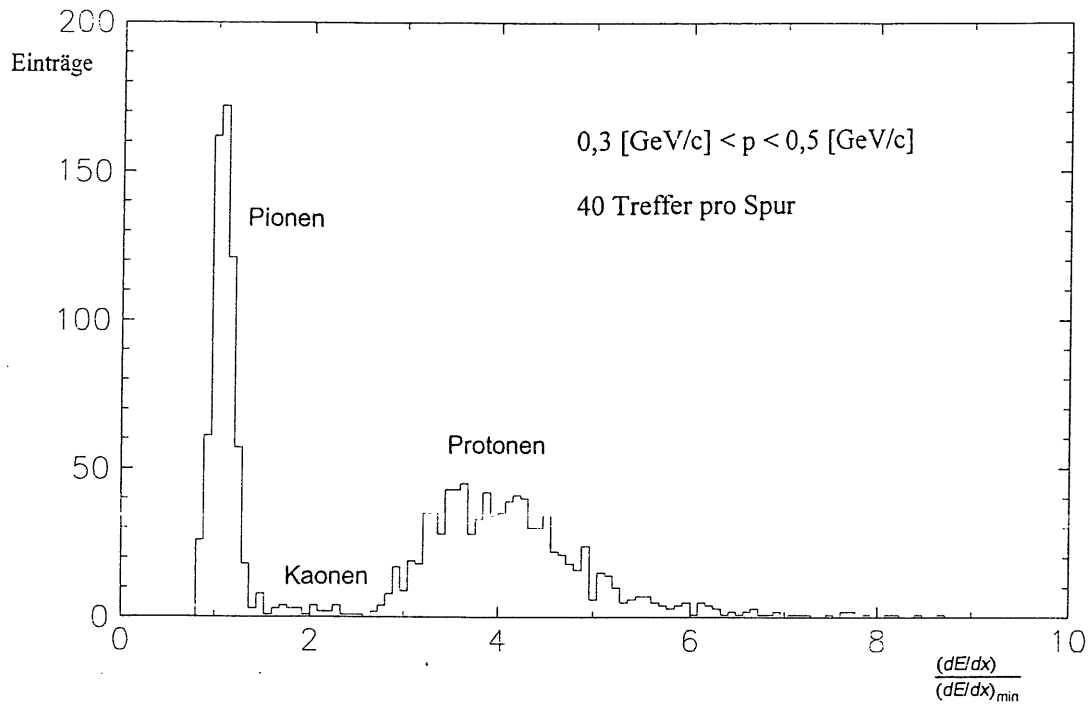


Abbildung 38: Spuren mit Impulsen zwischen 0,3 GeV/c und 0,5 GeV/c als Funktion des relativen Energieverlustes

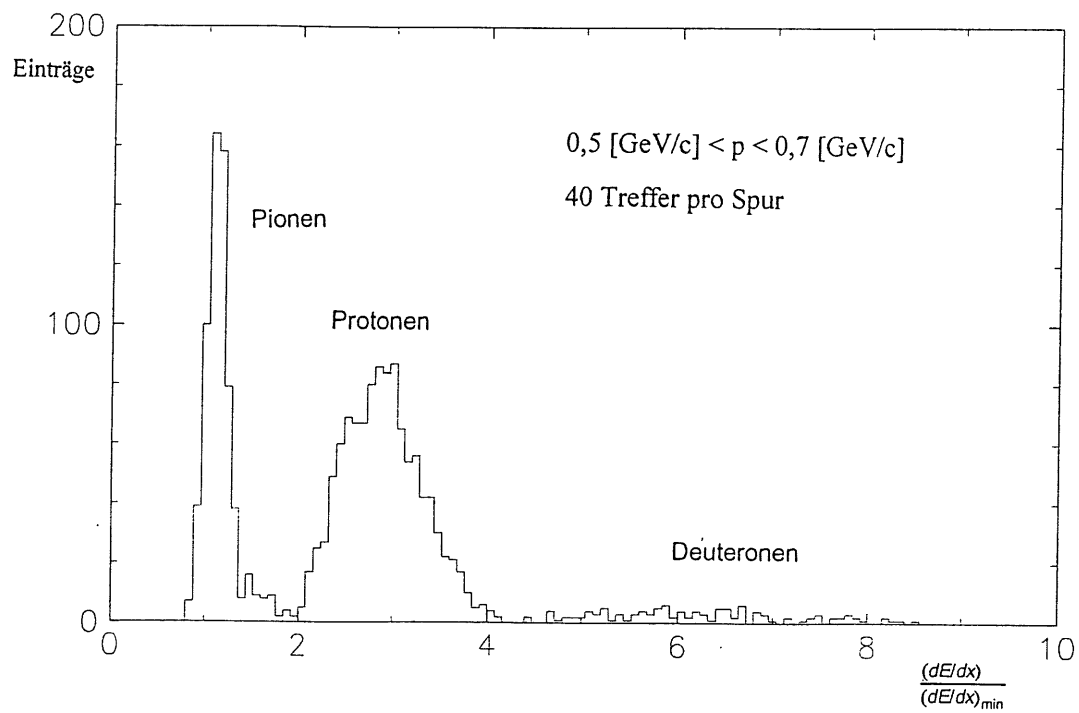


Abbildung 39: Spuren mit Impulsen zwischen 0,5 GeV/c und 0,7 GeV/c als Funktion des relativen Energieverlustes

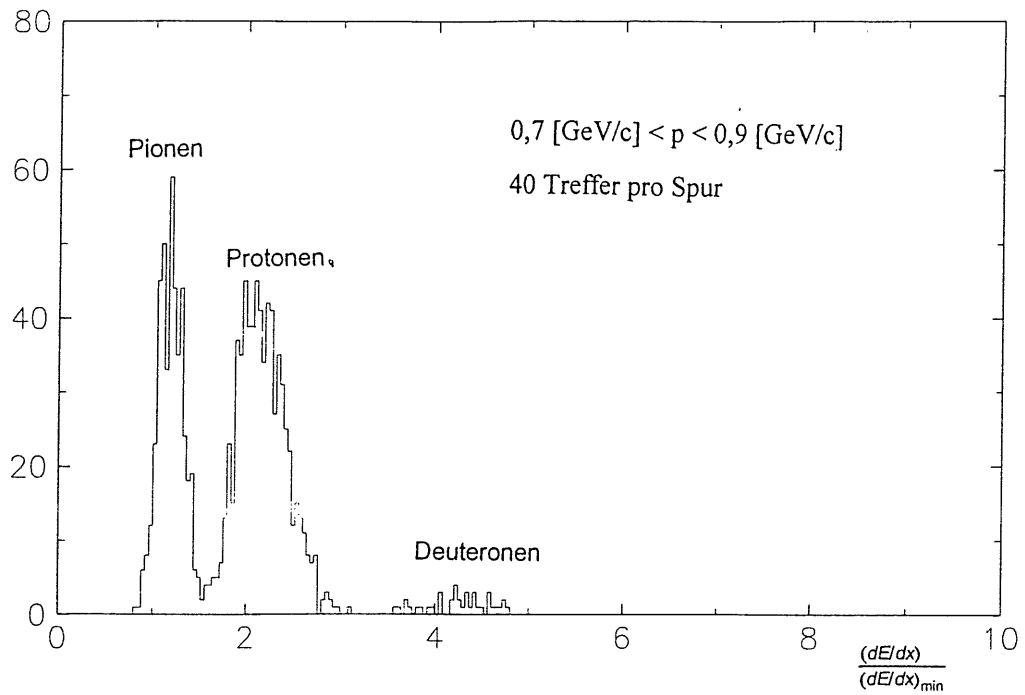


Abbildung 40: Spuren mit Impulsen zwischen 0,7 GeV/c und 0,9 GeV/c als Funktion des relativen Energieverlustes

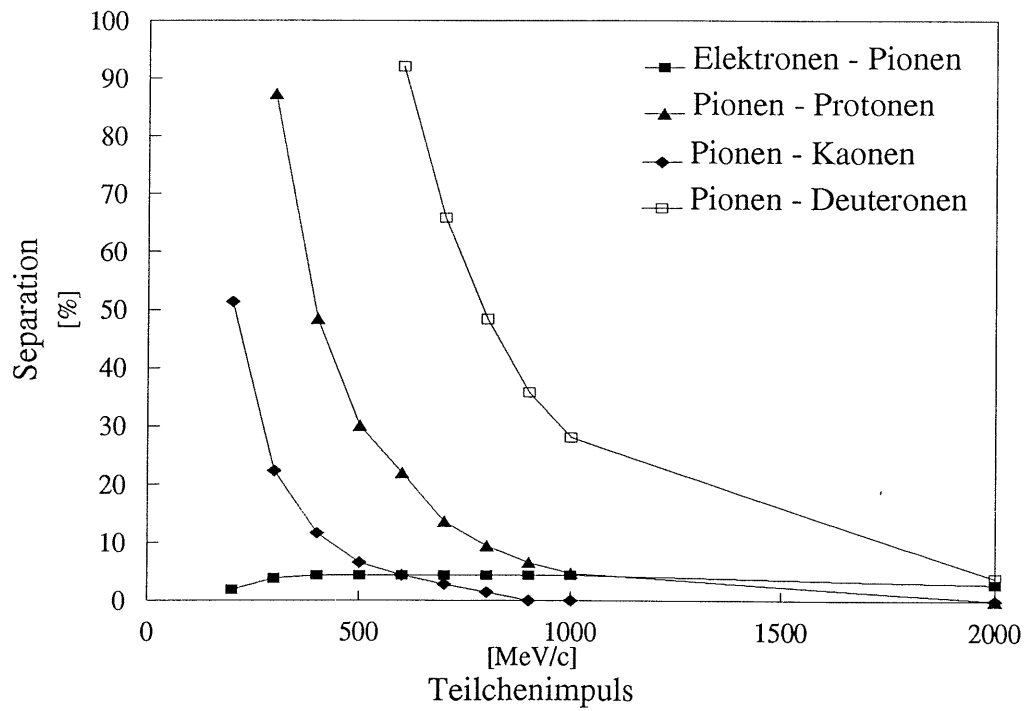


Abbildung 41: Separationsvermögen D bei 8% Auflösung

Um eine Aussage darüber zu erhalten, welches die wahrscheinlichste Teilchenart für den betreffenden  $dE/dx$ -Wert ist wird ein  $\chi^2$ -Vergleich durchgeführt. Der berechnete  $dE/dx$ -Wert wird mit den theoretisch möglichen Werten des PAI-Modells für Elektronen, Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen verglichen, indem man die Abweichung des gemessenen Energieverlustes von dem theoretischen Wert mit dem aufgetretenen Fehlerquadrat in Verbindung setzt. [Bus93]

$$\chi_i^2 \left( \frac{dE}{dx} \right) = \frac{\left( \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{gemessen}} - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_i^{\text{PAIM}} \right)^2}{\sigma^2} \quad i = e, \pi, K, p, D$$

## 10 Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurden zuerst die für die Kalibration des mittleren Energieverlustes benutzten Qualitätskriterien untersucht, die an die gemessenen Einträge einer Spur vor der Mittelwertbildung gestellt werden. Es hat sich ergeben, daß die bisher benutzten Kriterien für die Kalibration richtig waren, als zusätzliches Kriterium wird noch ein Schnitt auf den Winkel  $\beta$  durchgeführt um aufspiralende Teilchen, die die Kammer unter einem Winkel von  $90^\circ$  durchqueren, auszuschließen. Die erzielten Verbesserungen durch die Optimierung der Kriterien für die Auswahl der zur Kalibration benutzten Treffer sind nur minimal.

Ein wichtigerer Punkt bei der Kalibration und der Bestimmung des mittleren Energieverlustes pro Spur ist die Bestimmung des mittleren Energieverlustwertes durch die Bestimmung des Mittelwertes bzw. für den wahrscheinlichsten Wert für die landauverteilten Einträge einer Spur.

Hierbei wurde bisher die truncated mean Methode und die  $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$ -Methode benutzt.

Diese beiden Methoden unterscheiden sich in der Auflösung nur geringfügig.

Für das Jahr 1992 wurde mit der Zusammensetzung des Driftkammerngases von 89% Argon, 10%  $\text{CO}_2$  und 1%  $\text{CH}_4$  eine Auflösung für den mittleren Energieverlust von ca. 10% bestimmt.

Die Auflösung wurde durch die Befüllung der Driftkammer mit einem Gasgemisch von 50% Argon und 50% Ethan auf ca. 9% für das Jahr 1993 verbessert.

Die beiden Methoden unterscheiden sich nur in der benutzten Rechenzeit, wobei die  $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$ -Methode deutlich schneller ist.

Eine neue Methode, die Maximum-Likelihood-Anpaasungs Methode wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit vorgestellt. Die Auflösung des mittleren Energieverlustes für Pionen verbesserte sich durch die neue Methode auf 7,0%.

Ein Vergleich der drei Methoden ergibt:

- $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$

Diese Methode benötigt die wenigste Rechenzeit von allen drei Methoden und ist etwas genauer als die truncated mean Methode.

- *truncated mean*

Ist etwas langsamer als die  $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$  Methode und etwas schlechter in der Auflösung

- *Maximum Likelihood Landau Methode*

Diese Methode ist die mit Abstand genaueste Methode. Sie liefert eine Auflösung für den mittleren Energieverlust, der dem Designwert von 6% nahe kommt. Da dieser Wert unter den momentanen Bedingungen nicht zu erreichen ist, kann davon ausgegangen werden, das die mit der neuen Methode berechnete Auflösung von 7% die zur Zeit maximal erreichbare ist.

Der Nachteil dieser Methode ist die benötigte Rechenzeit. Sie benötigt etwa 3,5 mal mehr Rechenzeit als die  $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$ -Methode.

Zusätzlich wurde die Abhängigkeit von äußeren Einflüssen untersucht. Hierbei wirken sich insbesondere Druckschwankungen auf die Dichte und somit auf den Wert des mittleren  $dE/dx$  aus und sollten bei der Kalibration direkt berücksichtigt werden.

## Anhang A

### A.1 Maximum-Likelihood-Anpassung

Gegeben sei eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $P(x;a)$ , welche von einem Parameter  $a$  abhängt. Eine wichtige Bedingung für die Maximum Likelihood Methode ist, daß  $P(x;a)$  für alle Werte von  $a$  normiert sein muß:

$$\int P(x;a)dx = 1 \quad \text{für alle } a$$

Es werden  $n$  Werte  $x_1, x_2, \dots, x_n$  (*Stichproben*) aus dieser Verteilung genommen (*gemessen*), die statistisch voneinander unabhängig sein müssen. Gesucht ist die beste Schätzung für den Parameter  $a$ . Dies ist der Wert von  $a$ , für den die Wahrscheinlichkeit, gerade die Werte  $x_1, x_2, \dots, x_n$  zu erhalten, ihren maximalen Wert annimmt. Also

$$L(a) = \prod_{i=1}^n P(x_i; a) = \text{Maximum oder}$$

$$\frac{dL(a)}{da} = 0 \quad \text{Aus dieser Gleichung folgt } a.$$

$L(a)$  wird als Likelihoodfunktion bezeichnet. Dort wo  $L(a)$  ihr Maximum hat, hat es auch  $l(a) = \ln L(a)$ , also kann man auch setzen

$$l(a) = \ln L(a) = \sum_{i=1}^n \ln P(x_i; a) = \text{Maximum und}$$

$$\frac{dl(a)}{da} = 0 \quad \text{als Bestimmungsgleichung für } a.$$

Entsprechendes gilt für viele Parameter  $a_1, a_2, \dots, a_N$  :  
Die Likelihoodfunktion wird zu

$$L(a_1, a_2, \dots, a_N) = \prod_{i=1}^n P(x_i; a_1, a_2, \dots, a_N) \quad \text{bzw.}$$

$$l(a_1, a_2, \dots, a_N) = \sum_{i=1}^n \ln P(x_i; a_1, a_2, \dots, a_N)$$

## Anhang B

### Die Datenbanken des zentralen Spurendetektors und ihre Struktur

An dieser Stelle wird nur ein kurzer Überblick über den Aufbau und den Inhalt der hier benutzten Datenbanken gegeben. Weiter Informationen sind zu finden in [Blo88],[Pre92]

Die beim H1-Experiment benutzten Datenbanken sind sogenannte BOS-Datenbanken. Der Aufbau der Banken ist immer gleich. Zuerst wird im ersten und zweiten Eintrag die Spalten- und die Zeilenanzahl der Datenbank angegeben. In den darauf folgenden Zeilen sind die Parameter spaltenweise angeordnet. So sind in der CJKR z.B. die Einträge so angeordnet, daß jede Zeile für eine Spur steht.

Spalten								
Zeilen								
<i>Spur 1</i> →	$\kappa$	$\phi$	$\theta$	$d_{ca}$	$z_0$	$r_a$	.....	.....
<i>Spur 2</i> →	$\kappa$	$\phi$	$\theta$	$d_{ca}$	$z_0$	$r_a$	.....	.....
<i>Spur 3</i> →	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....

Beispiel für den Aufbau einer BOS-Bank anhand der CTKR-Bank

#### B.1 Benutzte BOS-Banken

##### B.1.1 Ereignisabhängige Spurbanken

###### Head Bank

Die Head Bank enthält für jeden Run die relevanten Daten:

- Runnummer
- Ereignisnummer
- Datum
- Uhrzeit
- Typ



## CTKR-Bank

- wird erzeugt von dem Programm CTREC
- enthält die Parameter der Teilchenspuren des zentralen Spurendetektors, wobei hier die CJC-Spuren mit den Spuren der Z-Kammern gelinkt sind.

## CJKR-Bank

- ist identisch mit der CTKR-Bank, enthält aber nur Spurinformatoren aus Treffern der CJC
- die Bank enthält die Parameter der CJC-Spuren ohne Z-Kammer-Link
- die Bank wird erzeugt von dem Programm CJCRC

CTKR		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	$\kappa$	Krümmung
2	$\phi$	Azimutalwinkel
3	$\theta$	Polarwinkel
4	$d_{ca}$	Abstand vom Ursprung
5	$z_0$	Z-Koordinate am $d_{ca}$
6	$r_a$	Radius am Spuranfang
7	Typ	Parametrisierungstyp
8	$\sigma_\kappa$	Fehler von $\kappa$
9	$\sigma_\phi$	Fehler von $\phi$
10	$\sigma_\theta$	Fehler von $\theta$
11	$\sigma_{dca}$	Fehler von $d_{ca}$
12	$\sigma_{z_0}$	Fehler von $z_0$
13	C1	Korrelation der Spurparameter
14	C2	Korrelation der Spurparameter
15	C3	Korrelation der Spurparameter
16	C4	Korrelation der Spurparameter
17	NDF	Anzahl der Freiheitsgrade
18	$\chi^2$	
19	PCTKR	Zeiger zum nächsten Spurelement
20	NHIT	gepackte Anzahl der Treffer
21	PCTKR	Zeiger zur CTPR-Bank
22	$r_e$	Radius am Spurende
23	$dE/dx$	Energieverlust, TM
24	$dE/dx$	Energieverlust, $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$
25	DEQUAL	Anzahl der akzeptierten Treffer

Inhalt einer Bosbank anhand der CTKR Bank

### CTPR-Bank

- Pointer-To-Pointer-Bank, d.h. es handelt sich um eine Bank, die Zeiger auf andere Zeiger Banken hat
- wird erzeugt nach CTLINK
- Inhalt:
  - ♦ die Anzahl der Treffer der einzelnen Kammern
  - ♦ Zeiger zu den Pointer-To-Hit-Bänken

### CJPR-Bank

- entspricht den ersten beiden Spalten der CTPR-Bank
- Inhalt:
  - ♦ Anzahl der Treffer in der CJC
  - ♦ Pointer zum ersten Treffer in der CTJX-Bank

### CTSR-Bank

Falls einer Teichenspur in der CTKR-Bank ein Spursegment in der Z-Kammer zugeordnet werden kann, enthält diese Bank folgende Daten:

- Zeiger zur CYSR-Bank
- Zeiger zur CZSR-Bank

### CYSR und CZSR

Diese Banken werden erzeugt von den Programmmodulen CIZREC, bzw. COZREC

- sie enthalten die Parameter der Spursegmente der Z-Kammern.
- Die ersten drei Parameter sind:
  - ♦ Ort des ersten Treffers des Spursegmentes  $r, \phi, z$
  - ♦ Steigung der Spur in der rz-Ebene  $\frac{dz}{dr}$
  - ♦  $\theta = \text{arccot} \left( \frac{dz}{dr} \right)$

### CTJX-Bank

- Pointer-to-hit Bank
- Zeiger zeigt zum nächsten Treffer der gleichen Spur
- Es werden Flags gesetzt für:
  - ♦ positive oder negative Driftlänge
  - ♦ Benutzung des Treffers für  $de/dx$

### CTZX und CTYX Bank

- Die ersten beiden Spalten entsprechen den Spalten der CTJX Bank
- Die dritte Spalte sollte den Energieverlust in den Z-Kammern enthalten, wird aber nicht benutzt, da aufgrund zu weniger Treffer in den Kammern keine Energieverlustmessung durchgeführt wird

### CRJE, CRYE und CRZE Hitbanken

- Sie sind parallel zu den CT\_X Banken aufgebaut
- Sie enthalten die Parameter der einzelnen Treffer auf den Signaldrähten

## B.1.2 Die Kalibrationsbanken

### C0J8-Bank

- enthält die globalen Kalibrationskonstanten:

C0J8		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	$T_0$	Zeitoffset
2	$\langle T_+ - T_- \rangle$	mittlere Zeitdifferenz zwischen den Drahtenden
3+4	$F_{1\&2}$	globale dE/dx-Faktoren für die CJC1&2
5	$v_{\text{Drift}}$	Driftgeschwindigkeit
6	$\alpha_{\text{Lor}}$	Lorentzwinkel
7	$\langle \Delta T \rangle$	mittlere Signalausbreitung über einen Draht
8	$\langle L_{\text{eff}}/L \rangle$	mittlere effektive Drahtlänge
9	$L/2$	halbe Drahtlänge
10	$z_0$	z-Nullpunkt der CJC
11-16	CWC	Konstanten für die Nahdrahtkorrektur
17	$r_{\text{Feld}}$	Radius bei dem das radiale elektrische Feld in ein konstantes übergeht

Tabelle 7: Inhalt der C0J8 Bank

### C1J8-Bank

- enthält die für jeden Draht relevanten Kalibrationskonstanten:

C1J8		
Wort	Inhalt	Bedeutung
1	$t_0$	Zeitoffset
2	$T_+ - T_-$	Zeitdifferenz zwischen den Drahtenden
3	$g_+/g_-$	relative Verstärkung
4	$f$	dE/dx-Eichfaktor
5	$(L_{\text{eff}}/L)$	effektive Drahtlänge
6	$\frac{1}{2}(\delta x_+ + \delta x_-)$	$\delta x$ und $\delta y$ sind die horizontalen bzw. vertikalen
7	$\frac{1}{2}(\delta y_+ + \delta y_-)$	Abweichungen von der nominellen Drahtposition
8	$\Delta T$	mittlere Signalausbreitung über einen Draht
9	$\frac{1}{2}(\delta x_+ - \delta x_-)$	siehe 6&7
10	$\frac{1}{2}(\delta y_+ - \delta y_-)$	siehe 6&7

Tabelle 8: Inhalt der C1J8-Bank

## 11 Abbildungsverzeichnis

Seite Abbildung

S. 3	1: HERA und Vorbeschleuniger
S. 5	2: Neutraler, geladener Strom und Photon-Gluon-Fusion
S. 7	3: Born Diagramme, Parton Modell und QCD niedrigster Ordnung
S. 8	4: Das H1-Koordinatensystem
S. 9	5: Der H1-Detektor
S.12	6: Das zentrale H1 Spurenkammersystem (r-z Blick)
S.13	7: Schematischer Aufbau einer Zelle einer Driftkammer
S.15	8: Landauverteilte Spektren für Pionen und Elektronen
S.16	9: Energieverlust durch Ionisation
S.18	10: Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung U
S.20	11: Schematische Darstellung der CJC (rz-Ansicht)
S.21	12: Schnitt durch den Detektor (r-Blick)
S.23	13: Schematische Ansicht der COZ-Kammer
S.24	14: Schematische Darstellung der Ausleseelektronik der CJC
S.25	15: Nichtlineare Kennlinie der Eingänge der Verstärker
S.25	16: Beispiel eines digitalisierten Pulses
S.26	17: <i>Leading-Edge</i> -Methode am Beispiel eines typischen Pulses
S.28	18: Driftzelle der CJC mit Driftlinien und Isochronen
S.30	19: Spuren eines Ereignisses mit Spiegelspuren
S.33	20: Spurparameter in der r-Ebene
S.34	21: Vorzeichenkonvention der Spurparameter und $d_{ca}$
S.36	22: Schem. Ablauf von der Messung bis zur endgültigen Spurbank KVKR
S.37	23: Erwarteter Energieverlust in einem Ar/CH <sub>4</sub> Gas Gemisc
S.38	24: Mittlerer Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses
S.41	25: Z-Koordinate der Z-Kammer gegen Z-Koordinate der CJC
S.42	26: Definition des Winkels $\beta$
S.43	27: Auflösung des mittleren Energieverlustes in Abhängigkeit von $\sin\beta$
S.45	28: Verteilung der Anzahl der Treffer pro Spur
S.45	29: Der mittlere Energieverlust als Funktion der Anzahl der Treffer pro Spur
S.47	30: Typische landauförmige Verteilung der Einträge einer Spur
S.48	31: Obere Schnittgrenze für die Bestimmung des mittleren $dE/dx$ pro Spur
S.49	32: Transf. einer Landau-Verteilung mit $\frac{1}{\sqrt{x}}$ in eine gaußförmige Verteilung
S.49	33: Vergleich der Truncated-Mean mit der $1/\sqrt{\frac{dE}{dx}}$ -Methode
S.51	34: Bestimmung der Parameter b und c des Maximum-Likelihood-Fits.
S.52	35: Auflösung des mittleren $dE/dx$ gegen die Anzahl der Treffer pro Spur
S.53	36: Druckabhängigkeit des mittleren $dE/dx$ für das Jahr 1993
S.54	37: Mittleres $dE/dx$ als Funktion des Impulses für positiv geladene Teilchen
S.55	38: Spuren mit Impulsen zwischen 0,3 GeV/c und 0,5 GeV/c
S.55	39: Spuren mit Impulsen zwischen 0,5 GeV/c und 0,7 GeV/c
S.56	40: Spuren mit Impulsen zwischen 0,7 GeV/c und 0,9 GeV/c
S.56	41: Separationsvermögen D bei 8% Auflösung

## 12 Tabellenverzeichnis

Seite Tabelle

S. 4 1: Einige Betriebsparameter des ep-Beschleunigers HERA

S.22 2: Parameter der zentralen Spurenkammer CJC

S.23 3: Auflösungen der zentralen Spurenkammer CJC

S.23 4: Einige Parameter der Z-Kammern CIZ und COZ

S.52 5: Vergleich von Truncated Mean und Maximum-Likelihood Anpassung

S.61 6: Inhalt der CTKR Bank

S.63 7: Inhalt der COJ8 Bank

S.63 8: Inhalt der C1J8 Bank

## Literaturverzeichnis

- [All81] W.W.M. Allison and J.J.Cobb (1981)  
*Relativistic charged identification by energy loss*  
 Oxford
- [Blo88] V.Blobel (1988)  
*The BOS System -Dynamic memory managment*  
 DESY Internal Report R1-88-01
- [Blo93] V.Blobel (August 1993)  
*Look - a system for data analysis*  
 Look-Manual, Version 2.0  
 Interne H1-Dokumentation
- [Blo93] V.Blobel (Dezember 1993)  
*The new scheme for CJC reconstruction*  
 Interne H1-Software Note
- [Blo93] V.Blobel (1993)  
*ONLINE monitoring and determination of run-dependent calibration constants within reconstruction modules*  
 Interne H1-Software Note
- [Blo93] V.Blobel und E.Lohrmann  
*Statistische und numerische Methoden der Datenauswertung I*  
 Vorlesungsskript für das Wintersemester 1993/94
- [Bloc33] F.Bloch (1933)  
*Zur Bremsung rasch bewegeter Teilchen beim Durchgang durch Materie*  
 Annalen der Physik, Folge 5, Band 16
- [Bus93] K.Busse(1993)  
 Diplomarbeit: *Die Untersuchung des Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow K^0 K^+$*   
 DESY interner Bericht DESY F15-93-04
- [Bür89] J. Bürger et al. (1977)  
*The Central Jet Chamber of the H1 Experiment*  
 Nucl.Instrum. Methods A279, S.555-563
- [Erm77] V.C.Ermilova et al.,  
*Fluctuations and the most probable values of relativistic charged particle energy loss in tin gas layers*  
 Nucl.Instr.Meth. 145(1977)

- [H1C86] H1 Collaboration (1986)  
*Technical proposal for the H1 detector*  
DESY report PRC 86-02, unpublished.
- [H1C93] H1 Collaboration, Iris Abt et al. (1993):  
*The H1 detector at HERA*  
Desy report DESY 093-103, Hamburg.
- [Hau92] M.Hauschild et al. (1992)  
*Particle identification with the OPAL jet chamber*  
Nucl.Instr. and Meth. A314 S.81
- [Kle92] K.Kleinknecht (1992)  
*Detektoren für Teilchenstrahlung*  
Stuttgart, Teubner Studienbücher, 3.Auflage
- [Leh78] I.Lehraus et al.(1978)  
*Performance of a large multilayer ionization detector and its use  
for measurements of the relativistic use in the momentum range of  
10-110 GeV*  
Nucl.Instrum. Methods 153
- [Lin92] F.Linsel (1992):  
Diplomarbeit :*Untersuchungen zum Einfluß von Druckabhängigkeiten  
des Kammergases auf den Betrieb der zentralen  
Spurenkammer des H1-Detektors.*
- [Lub93] V.Lubimov 1993  
*Particle Separation by Likelihood Analysis of dE/dx Measurements in  
H1 Track Chambers*  
H1-interne Veröffentlichung
- [Per91] D.H.Perkins(1991)  
*Hochenergiephysik*  
Addison-Wesley Publishing Company  
3.Auflage, Übersetzung
- [Pre92] S.Prell (1992)  
Diplomarbeit: *Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen  
Spurenkammer des H1-Detektors.*  
DESY FH1T-92-04 Desy interner Bericht
- [Rie93] F.Riepenhausen (1993)  
*How to use the Gassystem and the GC Data*  
Interne H1-Information

- [Sau77] F.Sauli, (1977)  
*Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers,*  
CERN 77-09
- [Sch91] E.Schenuit (1991)  
Diplomarbeit: *Xenon-Ethan Gase in Driftkammern*  
DESY FH1T-91-01 Desy interner Bericht
- [Ste52] R.M. Sternheimer,  
Phys.Rev.88(1952)
- [Ste93]P.Steffen,  
persönliche Mitteilung
- [Vic88] R.Vick(1988)  
Diplomarbeit: *Untersuchungen zur  $e/\pi$ -Trennung in der H1-Jetkammer*
- [Wal75] A.H.Walenta (1979)  
Nucl. Instr. and Meth. 161, S.45



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen denen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. V. Blobel für die interessante Aufgabenstellung und für die hervorragende Betreuung der Arbeit, sowie für die Erstellung des Erstgutachtens, bedanken.

Frau Prof. Dr. B. Naroska danke ich für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Mein besonderer Dank gilt Frau Dr. G. Rädcl für die Aufgabenstellung, die Betreuung der Arbeit und ihre ständige Diskussionsbereitschaft.

Von allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe HIT habe ich viel gelernt, speziell die Dipl. Phys. Andreas Gellrich und Karen Johannsen waren immer mit Rat und Tat zur Stelle. Beide teilten mit mir nicht nur den Arbeitsraum, sondern auch ihr Wissen um die Bugs und Features der H1-Software.

Ich versichere, daß ich die Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hinweise selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, den 3. Februar 1994

Bernd Klatt