

Interner Bericht
DESY FH1T-92-01

Januar 1992

DESY HAMBURG

Er	thek
Property	ary
Zugang:	29. JAN. 1992
Abgang:	
Leihzeit:	
Leihperiode:	

Untersuchungen zum Einfluß von
Druckschwankungen
des Kammergases auf den Betrieb der
zentralen Spurenkammer des H1-Detektors

von

F. Linsel

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

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

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

Untersuchungen
zum Einfluß von
Druckschwankungen
des Kammergases
auf den Betrieb der
zentralen Spurenkammer
des H 1-Detektors

Frank Linsel ✓

Diplomarbeit am
II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Dezember 1991

Untersuchungen
zum Einfluß von
Druckschwankungen
des Kammergases
auf den Betrieb der
zentralen Spurenkammer
des H₁-Detektors

Frank Lissel

Diplomarbeit am
II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Dezember 1981

Abstract

The central jet chamber (CJC) of the H1-experiment at HERA is filled with Argon-Ethane (50/50). Due to the coupling of the gas system to the atmospheric pressure, the absolute pressure (and density) of the chamber gas fluctuates. The effects of this variation were investigated with a full size prototype of the CJC measuring cosmic muons within a magnetic field.

It turns out that there is no influence on the drift velocity in the range of 1022 to 1179 hPa (drift field: 120 V/mm). The influence of the measured charge can be fitted by the function $aP \exp(-bP)$ (P : pressure). At a pressure of 1022 hPa the relative FWHM (Full Width at Half Maximum) of the energy loss spectrum is $96.9 \pm 2.3 \%$. With the truncated mean method an energy resolution of the prototype of $11.0 \pm 0.3 \%$ (1022 hPa) is obtained. The variation of pressure leads to no significant dependence on the relative FWHM and the energy resolution.

1 Rahmenprojekt und Motivation 1
1.1 Der HERA-Spärkammer 1
2.1 Testraum 21
2.2 Magnet 22
2.3 Triggersystem 24
3 Messprogramm und Analyse 30
3.1 Methode 30
3.2 Kalibrierung und Spärerkennung 30
3.3 Analyse 38
3.3.1 Berechnung der Impulse 38
3.3.2 Berechnung der Spärung in einzelnen Driftkammern 39
3.3.3 Auswahl der Ereignisse, Spärer und Pulse 30
3.3.4 Korrektur auf unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Zählrohre 33
4 Auswertung 36
4.1 Driftgeschwindigkeit der Driftgeschwindigkeit 36
4.2 Driftgeschwindigkeit der nachgewiesenen Ladung 37
4.2.1 Energieverlustspektrum 38
4.2.2 Driftgeschwindigkeit des mittleren Energieverlustes und der Energieauflösung 41
4.2.1 Mittlerer Energieverlust (Truncated Mean) 41
4.2.2 Energieauflösung 42
4.4 Zusammenfassung der Ergebnisse und Auswirkungen auf die zentrale Spärkammer 47

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Rahmenprojekt und Motivation der Arbeit	5
1.1 Der HERA-Speicherring	5
1.2 Der H 1-Detektor und die zentrale Spurenkammer	5
1.3 Motivation der Arbeit	10
2 Funktionsprinzip einer Driftkammer	11
2.1 Aufbau und Funktionsweise einer Driftkammer	11
2.2 Die Einzelprozesse und deren Druckabhängigkeiten	12
2.2.1 Ionisation	12
2.2.2 Elektronendrift	13
2.2.3 Gasverstärkung	16
2.3 Zusammenstellung und Zusammenhänge der Druckabhängigkeiten . . .	17
3 Experimenteller Aufbau	19
3.1 Testkammer	19
3.2 Magnet	23
3.3 Triggersystem	24
4 Messprogramm und Analyseketten	26
4.1 Messreihe	26
4.2 Kalibrierung und Spurerkennung	26
4.3 Analyseketten	28
4.3.1 Berechnung der Impulse	28
4.3.2 Berechnung der Spurlänge in einzelnen Drifträumen	29
4.3.3 Auswahl der Ereignisse, Spuren und Pulse	30
4.3.4 Korrektur auf unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Zähldrähte	33
5 Auswertung	36
5.1 Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit	36
5.2 Druckabhängigkeit der nachgewiesenen Ladung	37
5.2.1 Energieverlustspektrum	38
5.3 Druckabhängigkeit des mittleren Energieverlustes und der Energieauflösung	41
5.3.1 Mittlerer Energieverlust (Truncated Mean)	41
5.3.2 Energieauflösung	45
5.4 Zusammenstellung der Ergebnisse und Auswirkungen auf die zentrale Spurenkammer	47

Inhaltsverzeichnis	2
Zusammenfassung	48
A	49
A.1 Kosmische Höhenstrahlung	49
A.2 Daten der Magnetfeldmessung	52
Literaturverzeichnis	53
Abbildungsverzeichnis	56
Tabellenverzeichnis	57
Danksagung	58

Einleitung

Am Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg wurde Ende 1990 der Elektron-Proton Speicherring HERA fertiggestellt. In zwei separaten Speicherringen können Elektronen und Protonen auf Energien von 30 bzw. 820 GeV beschleunigt werden. Bei einer maximalen Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ kann die Streuung des Elektrons am Proton als eine Wechselwirkung zwischen Elektron und Quark beschrieben werden. Damit können Substrukturen des Protons aufgelöst werden und Rückschlüsse über die fundamentalen Wechselwirkungen beziehungsweise über die Grundbausteine der Materie gezogen werden.

Für den Nachweis der Streuprodukte werden zwei Detektoren ZEUS und H1 gebaut. Durch die Kinematik des Streuprozesses ist eine asymmetrische Bauweise der Detektoren notwendig. Hauptbestandteile der beiden Detektoren sind Spurenkammern und Kalorimeter zur Messung von Teilchenschauern. Für den Bau dieser Detektoren mußten neuartige Lösungen gefunden werden, um den erhöhten Auflösungsanforderungen und der ungewöhnlich kurzen Wiederholzeit der Kollisionen bei HERA (96 ns) gerecht zu werden.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration und ist motiviert durch Probleme, die beim Betrieb der zentralen Spurenkammer (CJC) zu erwarten sind. Die CJC ist ein wesentlicher Bestandteil des Spurendetektors von H1. Die Driftkammer hat die Aufgabe der Ortsbestimmung von Teilchenspuren. Zusätzlich soll der Impuls und der Energieverlust (dE/dx) der Teilchen bestimmt werden, um damit eine Teilchenidentifikation zu ermöglichen.

Da die CJC durch das Gassystem (Arbeitsgas $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$) an den äußeren Luftdruck gekoppelt ist, soll diese Arbeit Aufschluß darüber geben, welchen Einfluß Druckschwankungen auf den Betrieb der zentralen Spurenkammer haben. Es muß untersucht werden, wie die Auswirkungen auf die oben genannten Aufgaben eventuell durch andere Arbeitsparameter der CJC oder durch Korrekturen an den Meßdaten berücksichtigt werden können. Insbesondere muß eine dE/dx -Auswertung vorgenommen werden. Um die genannten Fragen zu untersuchen, wurden Messungen mit einem Prototypen der CJC vorgenommen und ausgewertet.

Im allgemeinen werden in dieser Arbeit Dichteeffekte untersucht. Zur besseren Übersicht werden aber Drücke bei Zimmertemperatur (293.16 K) angegeben.

Im Kapitel 1 wird kurz das Rahmenprojekt, in das diese Diplomarbeit eingebettet ist, vorgestellt. Im Kapitel 2 werden der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise von Driftkammern behandelt. Dabei wird ein besonderes Gewicht auf die Druckabhängigkeit der relevanten physikalischen Größen gelegt, die sich nach Einzelprozessen gliedern. Die Einzelprozesse sind die Primär- und Sekundärionisation, die näherungsweise durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben werden, die Elektronendrift, die durch die ma-

kroskopische Driftgeschwindigkeit beschrieben wird und die Gasverstärkung. Die Gasverstärkung ermöglicht mit einem Verstärkungsfaktor von 10^4 bis 10^6 erst den Nachweis von geladenen Teilchen.

Im Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau mit einem Prototypen der CJC, dem FSP (Full-Size-Prototype), dargestellt. In dieser Beschreibung wird ein besonderer Wert auf die Parallelen zwischen der Testkammer und der CJC gelegt. Schließlich werden in den folgenden beiden Abschnitten der Magnet und das verwendete Triggerkonzept dargestellt. Der Magnet wird benötigt, um eine Impulsbestimmung von Teilchen durchführen zu können; das Triggersystem wird so aufgebaut, daß Spuren von kosmischen Myonen in geeigneter Weise vermessen werden können.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Datennahme und der Datenanalyse. Dabei wird die Meßreihe vorgestellt. Die bei der Auswertung (Kapitel 5) verwendeten Analyseschritte, Methoden und Auswahlkriterien werden erklärt. Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Datenauswertung, um die theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 2 zu überprüfen und die Auswirkungen auf den Betrieb der CJC zu untersuchen. Die Ergebnisse werden abschließend nochmals zusammengefaßt.

1.1 Der HERA-Speicher

Die Speicherringanlage HERA besteht aus zwei voneinander weitgehend unabhängigen Vorbeschleunigern und Speicherringen. Die Speicherringe für Elektronen und Protonen sind in einem Ringform in einer Tiefe von 10 bis 25 m untergebracht. Der Tunnel hat einen Umfang von 6,3 km.

Frühe Elektronen und Protonen wurden vor den Linearbeschleunigern erzeugt, in den umgebenen Speicherringen DESY und PETRA vorbeschleunigt und in den HERA-Ring mit einer Energie von 14 GeV bzw. 46 GeV eingebracht (siehe Abbildung 1.1), wo sie auf die Endenergie beschleunigt werden. Um eine hohe Luminosität zu erreichen, geplant ist $L = 1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, werden 210 Teilchenpakete nacheinander in den Ring gefüllt und gespeichert.

Die Zusammenführung der beiden Teilchenstrahlen findet an zwei Wechselwirkungspunkten in Halle Süd (ZEUS) und Halle Nord (H1) statt, wo die Teilchenkollisionen alle 90 ns stattfinden.

1.2 Der H1-Detektor und die zentrale Spurenkammer

Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [H1088]. Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau des H1 Detektors. Wichtige Bestandteile sind der Zentral- und Vorwärtsprotonendetektor (1) und 2 in der Abbildung 1.2), das elektronenmagnetische (4) und hadronische (5) Kalorimeter, das Vorwärts-Kalorimeter (12) und die Myonenkammer (9).

¹Zentral-1st-Channel
²Hadron-Elektron-Ring-Anlage

Kapitel 1

Rahmenprojekt und Motivation der Arbeit

In diesem Kapitel werden kurz das Großprojekt am DESY und eine Detektorkomponente des H 1-Detektors — die zentrale Spurenkammer (CJC¹) — vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung von HERA² und der Physik mit HERA liefert [WOL86]. In Abschnitt 1.3 dieses Kapitels wird die Motivation und der Inhalt dieser Arbeit beschrieben.

1.1 Der HERA-Speicherring

Die Speicherringanlage HERA besteht aus zwei voneinander weitgehend unabhängigen Vorbeschleunigersystemen und Speicherringen. Die Speicherringe für Elektronen und Protonen sind in einem Ringtunnel in einer Tiefe von 10 bis 25 *m* untergebracht. Der Tunnel hat einen Umfang von 6.3 *km*.

Freie Elektronen und Protonen werden vor den Linearbeschleunigern erzeugt, in den umgebauten Speicherringanlagen DESY und PETRA vorbeschleunigt und in den HERA-Ring mit einer Energie von 14 *GeV* bzw. 40 *GeV* eingefüllt (siehe Abbildung 1.1), wo sie auf die Endenergie beschleunigt werden. Um eine hohe Luminosität zu erreichen, geplant ist $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, werden 210 Teilchenpakete nacheinander in den Ring gefüllt und gespeichert.

Die Zusammenführung der beiden Teilchenstrahlen findet an zwei Wechselwirkungspunkten in Halle Süd (ZEUS) und Halle Nord (H 1) statt, wo die Teilchenkollisionen alle 96 *ns* stattfinden.

1.2 Der H 1-Detektor und die zentrale Spurenkammer

Eine detaillierte Beschreibung des H 1-Detektors findet sich in [H1C86]. Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau des H 1 Detektors. Wichtige Bestandteile sind der Zentral- und Vorwärtsspurendetektor (2 und 3 in der Abbildung 1.2), das elektromagnetische (4) und hadronische (5) Kalorimeter, das Vorwärts-Kalorimeter (13) und die Myonenkammern (9).

¹Central-Jet-Chamber

²Hadron-Elektron-Ring-Anlage

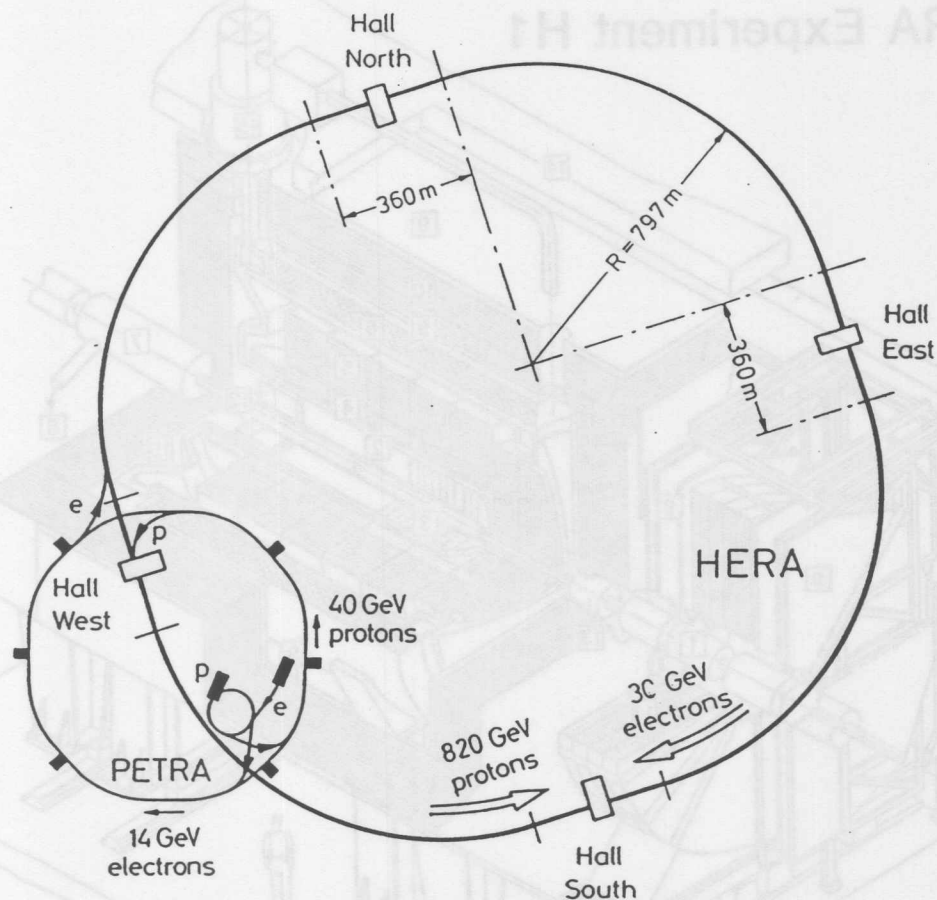


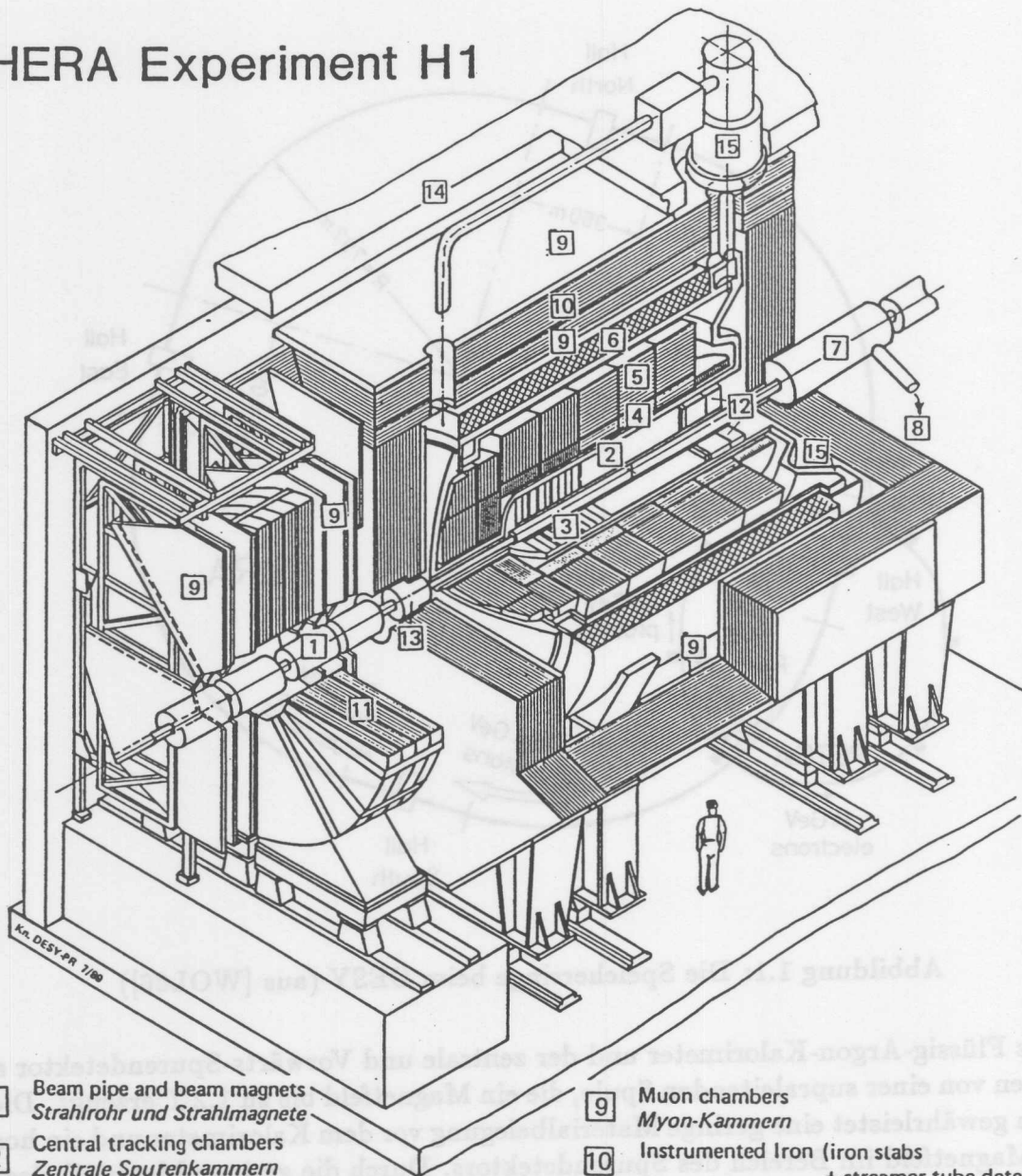
Abbildung 1.1: Die Speicherringe beim DESY (aus [WOL86])

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter und der zentrale und Vorwärts-Spuredetektor sind umgeben von einer supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld bis zu 1.2 T erzeugt. Dieser Aufbau gewährleistet eine geringe Materialbelegung vor dem Kalorimeter und ein homogenes Magnetfeld im Bereich des Spuredetektors. Durch die geringe Materialbelegung wird ein Anschauen der Teilchen vermieden. Das homogene Magnetfeld ist wichtig für eine genaue Impulsbestimmung. Die Abweichungen der longitudinalen Feldkomponente vom Zentralwert liegen im Bereich der CJC innerhalb $\pm 2\%$.

Der zentrale Spuredetektor gliedert sich in 6 Subdetektoren.

- Die innere und äußere z-Kammer (CIZ, COZ) dienen zur Bestimmung der z-Koordinate der Teilchenspuren (Koordinate in Flugrichtung der Protonen).
- Die Vieldrahtproportionalkammern (CIP, COP) liefern prompt Triggersignale beim Teilchendurchgang.
- Die Aufgabe der zentralen Spurenkammer (CJC) ist die Bestimmung von Ort und Impuls der Teilchenspuren. Wichtig ist eine Auflösung der Spuren in *Jets* (Bündel von Teilchen) mit hoher Teilchendichte. Durch die Messung des Energieverlustes der Teilchen (dE/dx) soll eine Teilchenidentifikation ermöglicht werden.

HERA Experiment H1



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

Abbildung 1.2: Der H1-Detektor (aus [H1C89])

Die zentrale Spurenkammer

Die zentrale Spurenkammer ist vom *Jet-Driftkammertyp*. Sie zeichnet sich durch große Driftbereiche (maximale Driftstrecke ca. 4.5 cm, siehe Abbildung 1.3) und einer großen Zahl von Meßpunkten (≈ 56) entlang einer Spur aus. Die Drähte verlaufen parallel zum Strahlrohr. Die Aufgaben der Ortsbestimmung von Teilchenspuren und der Teilchenidentifikation stellen hohe Anforderungen an die CJC:

- Sehr gute Ortsauflösung in der $r-\phi$ -Ebene, $\approx 120 \mu m$.
- Gute Bestimmung der z -Koordinate, $\approx 25 mm$.
- Gute dE/dx Auflösung, 2.5σ -Trennung von Elektronen und Pionen bis zu Impulsen von $15 GeV/c$.

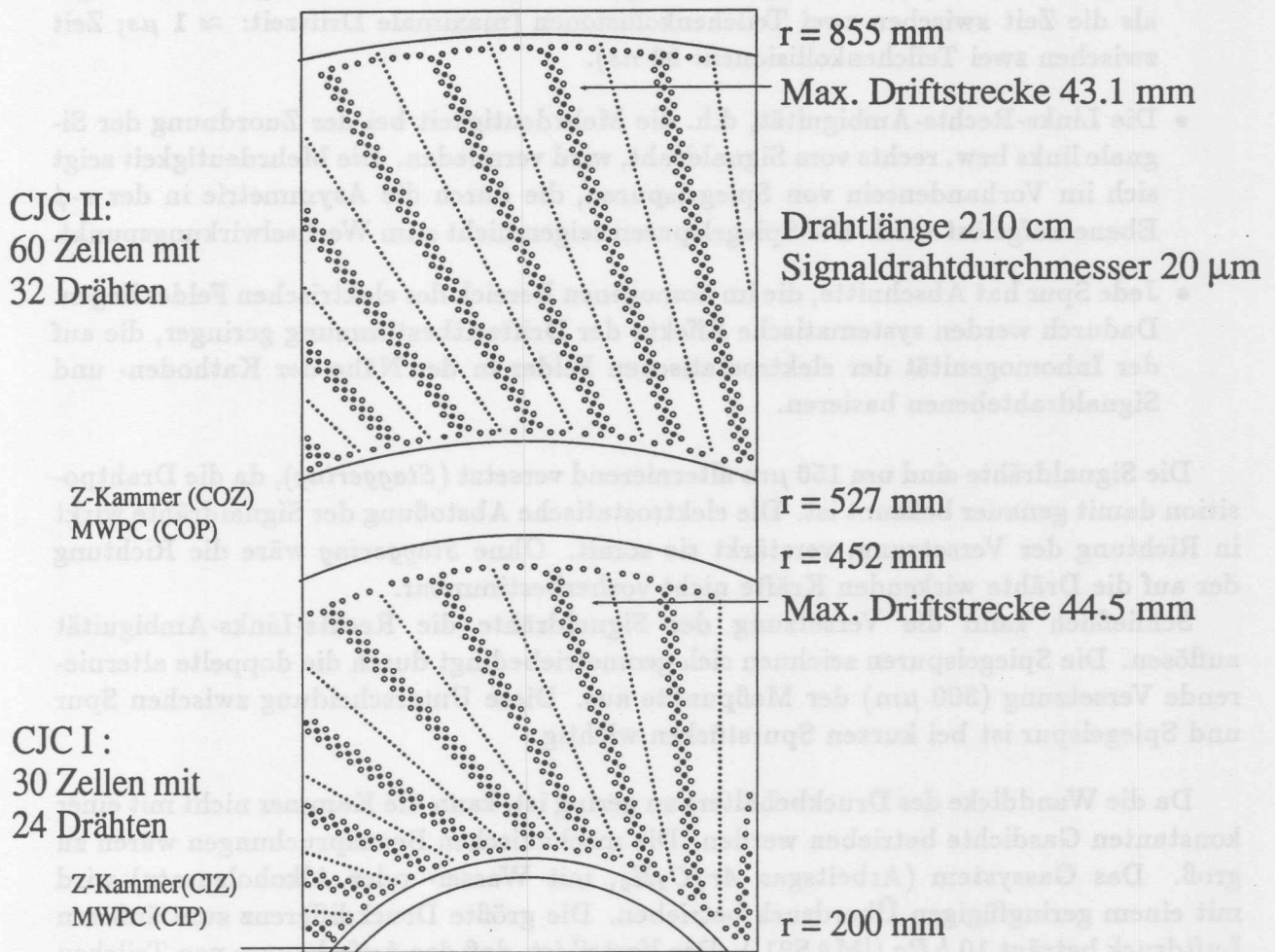


Abbildung 1.3: Die zentrale Spurenkammer ($r-\phi$ -Ebene)

Die zentrale Spurenkammer gliedert sich in zwei getrennte Komponenten CJC 1 und CJC 2 (siehe Abbildung 1.3). Die innere Kammer ist in 30 Segmente (Zellen), die äußere Kammer in 60 Segmente unterteilt. Eine Besonderheit des Aufbaus ist die Neigung der

Segmente um ca. 30° gegenüber der radialen Richtung. Dieser Aufbau hat einige Vorteile:

- Es erfolgt näherungsweise eine Kompensation des Lorentzwinkels³, d.h. die Driftrichtung der freien Elektronen ist annähernd senkrecht zur Spur hochenergetischer Teilchen. Dadurch wird die Ortsauflösung verbessert.
- Viele Teilchen schneiden mehrere Signaldrahtebenen. Dadurch wird eine einfache Kalibrierung mit aufgezeichneten Daten möglich. Die Meßpunkte nahe den Signaldrahtebenen sind nahezu unabhängig von der Driftgeschwindigkeit und dem Lorentzwinkel, da in diesem Bereich die Elektronen sehr schnell nachgewiesen werden (siehe auch [RAU91]).

Wegen der frühen Ankunftszeit der Elektronen ist damit auch eine Zuordnung der Spur zur richtigen Teilchenkollision zwischen dem Elektronen- und Protonenstrahl möglich. Die Einzelmessungen entlang einer Spur dauern im allgemeinen länger als die Zeit zwischen zwei Teilchenkollisionen (maximale Driftzeit: $\approx 1 \mu s$; Zeit zwischen zwei Teilchenkollisionen: $96 ns$).

- Die Links-Rechts-Ambiguität, d.h. die Mehrdeutigkeit bei der Zuordnung der Signale links bzw. rechts vom Signaldraht, wird vermieden. Die Mehrdeutigkeit zeigt sich im Vorhandensein von Spiegelspuren, die durch die Asymmetrie in der r - ϕ Ebene aufgelöst wird. Die Spiegelspuren zeigen nicht zum Wechselwirkungspunkt.
- Jede Spur hat Abschnitte, die im homogenen Bereich des elektrischen Feldes liegen. Dadurch werden systematische Effekte der Driftzeitbestimmung geringer, die auf der Inhomogenität der elektrostatischen Felder in der Nähe der Kathoden- und Signaldrahtebenen basieren.

Die Signaldrähte sind um $150 \mu m$ alternierend versetzt (*Staggering*), da die Drahtposition damit genauer bekannt ist. Die elektrostatische Abstoßung der Signaldrähte wirkt in Richtung der Versetzung, verstärkt sie somit. Ohne *Staggering* wäre die Richtung der auf die Drähte wirkenden Kräfte nicht vorherbestimmbar.

Schließlich kann die Versetzung der Signaldrähte die Rechts-Links-Ambiguität auflösen. Die Spiegelspuren zeichnen sich geometriebedingt durch die doppelte alternierende Versetzung ($300 \mu m$) der Meßpunkte aus. Diese Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur ist bei kurzen Spurstücken wichtig.

Da die Wanddicke des Druckbehälters zu gering ist, kann die Kammer nicht mit einer konstanten Gasdichte betrieben werden. Die mechanischen Beanspruchungen wären zu groß. Das Gassystem (Arbeitsgas Ar/C_2H_6 , mit Wasser- oder Alkoholzusatz) wird mit einem geringfügigen Überdruck betrieben. Die größte Druckdifferenz zum äußeren Luftdruck beträgt $10 hPa$ ([MAS91]). Der Vorteil ist, daß das Aufschaun von Teilchen durch geringere Materialbelegung der Wände verringert wird und daß der Gasverlust klein bleibt. Der Nachteil sind Schwankungen des Drucks und damit auch der Gasdichte mit dem äußeren Luftdruck während des Betriebs der Kammer.

Das Arbeitsgas wird in ständiger Zirkulation gehalten, um eine Konstanz der Gaszusammensetzung zu gewährleisten und um das Gas zu reinigen.

³Winkel zwischen Driftrichtung der Elektronen und Richtung des elektrischen Feldes

1.3 Motivation der Arbeit

Die physikalischen Prozesse, die zum Nachweis von Teilchenspuren mit Hilfe einer Driftkammer führen, sind schon länger bekannt und sind ausführlich in [SAU77] beschrieben. Die Auswertung dieser Ergebnisse im Hinblick auf die zentrale Spurenkammer ist allerdings nur begrenzt möglich. Die physikalischen Prozesse sind abhängig vom Arbeitsgas der Driftkammer.

Untersuchungen über die Driftgeschwindigkeit mit dem Driftkammergas Ar/C_2H_6 sind auch im Bereich der Driftfeldstärke, in dem die CJC betrieben wird, vorhanden ([PEI84]). Genauere Untersuchungen über den Prozeß der Gasverstärkung mit Ar/C_2H_6 gibt es nicht. [SAU77] liefert zwar eine funktionale Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors vom elektrischen Feld und vom Gasdruck, die gasabhängigen Parameter sind allerdings nur für reines Argon bestimmt worden. Computersimulationen der Elektronenlawine von [GRO89] für das Gas Ar/CH_4 ergaben überwiegend nur qualitative Aussagen der jeweiligen physikalischen Größen.

Da das Gassystem der zentralen Spurenkammer durch Kopplung an den äußeren Luftdruck bewirkt, daß die Dichte des Kammergas nicht konstant bleibt, stellt sich die Frage, welche Auswirkungen diese Dichteschwankungen auf den Betrieb und die Meßgenauigkeit der CJC haben.

Die Dichte- bzw. Druckschwankungen können nicht an der zentralen Spurenkammer untersucht werden, da die Kammer nicht druckfest genug ist, um systematische Untersuchungen bei definierten Drücken vorzunehmen. Da ein Prototyp der CJC in einem Drucktank eingebaut ist, der die nötige Druckfestigkeit besitzt, können an ihm diese Untersuchungen vorgenommen werden. Wichtig ist dann aber, daß sichergestellt ist, daß die Messung mit dem Prototypen auf die CJC übertragen werden kann.

Die vorliegende Arbeit wird die Fragestellung untersuchen, inwieweit sich Druckschwankungen auf die Aufgaben der CJC auswirken. Da eine Analyse zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit im wesentlichen vorliegt, wird ein verstärktes Gewicht auf die Analyse des Energieverlustes von Teilchen gelegt. Die Auswirkungen von Druckschwankungen auf die Ortsbestimmung der Teilchenspuren und auf die Teilchenidentifikation sind von besonderem Interesse.

Kapitel 2

Funktionsprinzip einer Driftkammer

In den folgenden Abschnitten wird ein kurzer Überblick über den Aufbau und die Funktionsweise von Driftkammern gegeben. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [SAU77] und [KLE87]. Besonderes Augenmerk wird hier auf die Druckabhängigkeit der relevanten physikalischen Größen gelegt.

2.1 Aufbau und Funktionsweise einer Driftkammer

Eine Driftkammer ermöglicht eine Orts- und Impulsmessung von Teilchen. Die Ortsmessung stützt sich auf die Messung der Driftzeit von Ladungen zwischen Spur und Nachweisdraht. Die nachgewiesene Ladung ist proportional zum Energieverlust (dE/dx) der Teilchen.

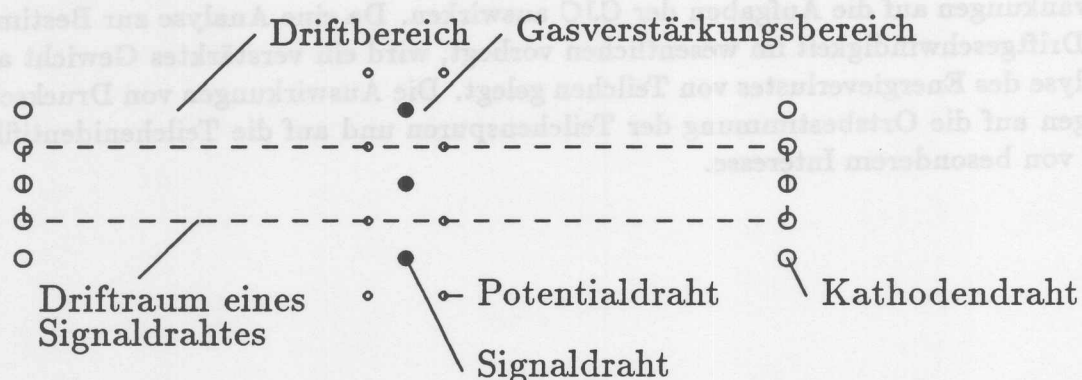


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer Driftkammer

Eine Driftkammer gliedert sich in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Aufgaben (siehe Abbildung 2.1). Im Driftbereich, der den größten Teil einer Driftkammer ausfüllt, herrscht ein homogenes elektrisches Feld. In diesem Bereich bewegen sich die freien Elektronen mit konstanter Driftgeschwindigkeit.

Im Gasverstärkungsbereich, nahe an den Signaldrähten (Anoden), steigt das elektrische Feld stark an ($E \sim 1/r$), wodurch sich die Anzahl der freien Elektronen durch

Lawinenbildung soweit vergrößert, daß ein Nachweis möglich ist.

Wichtig sind die zwischen den Signaldrähten und den Kathodendrähten positionierten Potentialdrähte, die eine gute Trennung zwischen Drift- und Gasverstärkungsbereich gewährleisten. Außerdem werden die benötigten Hochspannungen gesenkt und damit auch ein vorzeitiges Altern, besonders der Signaldrähte, vermieden. Das Kammervolumen besteht aus einer Gasmischung, meistens aus einem Edelgas mit einer Komponente aus Kohlenwasserstoff. Das Edelgas ist leicht zu ionisieren und ein Inertgas. Das organische Gas dient als Löschgas, d.h. die Ausbreitung der bei der Gasverstärkung entstehenden Photonen, die eine weitere Lawinenbildung hervorrufen, wird durch deren Absorption verhindert.

Das Prinzip der Signalentstehung wird hier nur kurz skizziert: Bei Durchquerung eines geladenen Teilchens werden Gasatome entlang der Flugbahn ionisiert. Die freien Elektronen und positiv geladenen Ionen werden unter dem Einfluß des konstanten elektrischen Feldes zur Anode bzw. Kathode beschleunigt. Die Ionen besitzen eine kleine Beweglichkeit und sind zum schnellen Nachweis von Teilchen nicht geeignet. Durch Stöße mit Gasmolekülen verlieren die Elektronen soviel Energie, daß sich nach kurzer Zeit eine konstante Driftgeschwindigkeit einstellt (Thermalisierung).

Gelangen die Elektronen in den Gasverstärkungsbereich, werden sie im elektrischen Feld zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen so sehr beschleunigt, daß sie weitere Gasmoleküle ionisieren. Es bildet sich eine Lawine aus. Die bei der Lawine entstehende freie Ladung induziert einen Ladungspuls auf dem Anodendraht. Der Puls wird durch geeignete Elektronik verarbeitet.

2.2 Die Einzelprozesse und deren Druckabhängigkeiten

2.2.1 Ionisation

Hochenergetische, geladene Teilchen werden über die elektromagnetische Wechselwirkung nachgewiesen. Der wahrscheinlichste Energieverlust wird dabei näherungsweise durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben ([PAR90]):

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z \rho}{A \beta^2} \cdot \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.1)$$

Hierbei ist N_A die Avogadrokonstante; m_e und r_e sind die Masse und der klassische Radius des Elektrons; A , Z und ρ bedeuten die Massezahl, die Kernladungszahl und die Dichte des Mediums; z und β sind die Ladung und die Geschwindigkeit des hochenergetischen Teilchens ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$); I ist das effektive mittlere Ionisationspotential. Die Größe δ berücksichtigt den Dichteeffekt des Mediums.

Wichtig für eine Teilchenidentifikation mit Hilfe der Bethe-Bloch Formel ist, daß der wahrscheinlichste Energieverlust unabhängig von der Masse des einlaufenden Teilchens ist. Der Energieverlust hat ein Minimum bei $\beta\gamma \approx 4$. Der relativistische Anstieg des Energieverlustes (siehe Abbildung 2.2) ist klassisch auf das Anwachsen des transversalen elektromagnetischen Feldes des Teilchens mit dem Faktor γ zu erklären. Die Sättigung des Energieverlustes ist erreicht, wenn die Ausdehnung des transversalen Feldes vergleichbar mit dem Abstand der Atome wird (Dichteeffekt des Mediums).

Da der wahrscheinlichste Energieverlust proportional zur Dichte des Mediums ist, gilt bei konstanter Temperatur, daß dE/dx auch proportional zum Druck P ist.

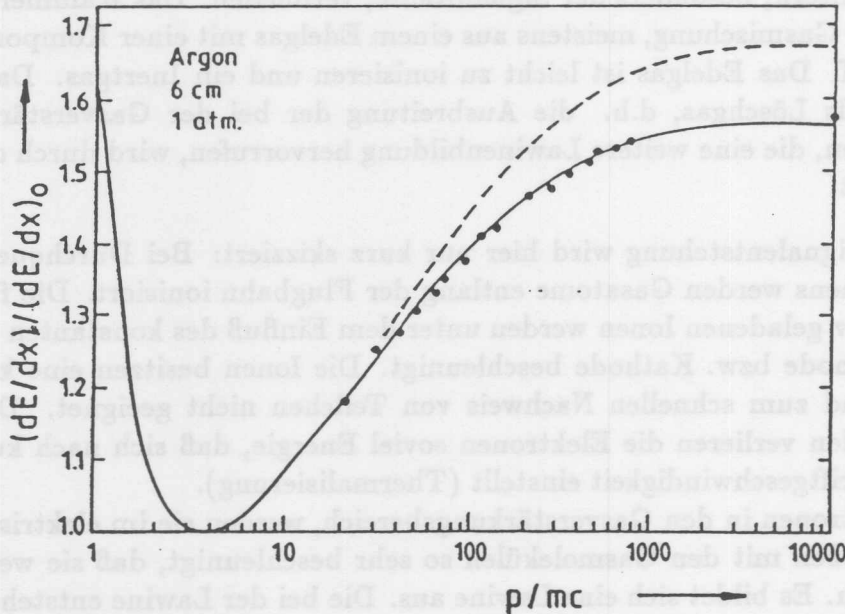


Abbildung 2.2: Energieverlust durch Ionisation (aus [KLE87]); durchgezogene Linie: PAIM, gestrichelte Linie: Rechnung nach [STE52]

Eine bessere Beschreibung des Energieverlustes besonders im Bereich des relativistischen Anstiegs liefert das Photon-Absorption-Ionisations-Modell (PAIM). Dabei wird das bei der Bethe-Bloch Formel auftretende mittlere Ionisationspotential durch die mediumabhängigen Wirkungsquerschnitte der Photon-Absorption ersetzt, die als gesicherte Daten für verschiedene Gase vorliegen und deshalb eine genauere Analyse zulassen.

Reicht die Energie der bei der Ionisation freigewordenen Elektronen aus, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren, spricht man von Sekundärionisation. Diese Elektronen bilden dann sogenannte *Cluster* (Elektronennester).

Der Energieverlust durch Ionisation ist ein statistischer Prozeß. Besonders für dünne Absorber, wenn der Energieverlust klein gegen die Energie des Teilchens ist (die Dicke des Absorbers beträgt nur den Bruchteil einer Strahlungslänge), wird die Verteilung der einzelnen Energieverlustwerte nicht durch eine Gauß-Verteilung beschrieben. Die Verteilung hat große Ausläufer zu hohen Energien, hervorgerufen durch hohe Energieüberträge mit kleinem Stoßparameter und anschließender Sekundärionisation (siehe Abbildung 2.3). Diese Verteilung wird *Landau-Verteilung* genannt.

2.2.2 Elektronendrift

Elektronen aus der Primär- und Sekundärionisation verlieren durch Stöße mit Gasatomen oder Molekülen Energie, bis sie sich im thermischen Gleichgewicht mit dem sie

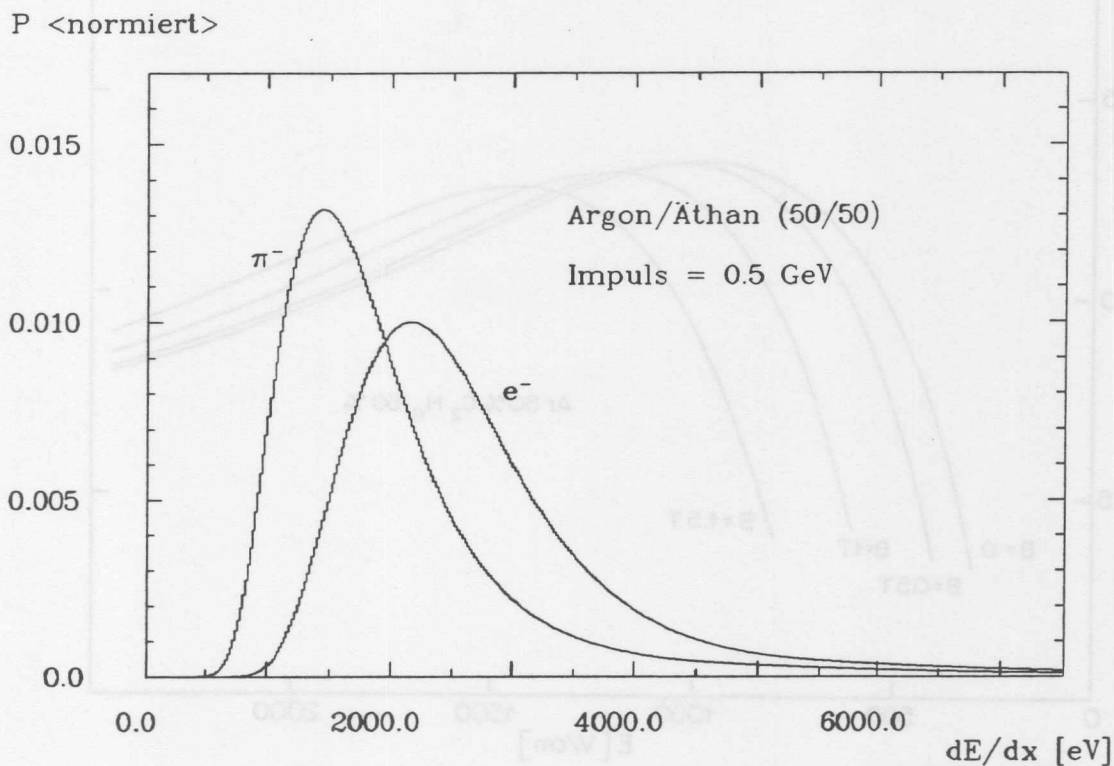


Abbildung 2.3: Berechnete Landau-Spektren von Elektron und Pion bei $p = 0.5 \text{ GeV}/c$ (aus [VIC88])

umgebenden Gas befinden. Für die zeitliche Entwicklung der differentiellen Dichteverteilung der Ladungsträger dN/N , ausgehend von einer punktförmigen Ladungsverteilung zur Zeit $t = 0$, gilt

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(\frac{-x^2}{4Dt}\right) dx$$

Diese Formel beschreibt den Vorgang der Diffusion im feldfreien Fall durch eine Gauß-Verteilung. Mit der Diffusionskonstanten D gilt für die Standardabweichung

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}$$

Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes werden die Elektronen zwischen zwei Stößen beschleunigt. Aus

$$F = m \frac{dv}{dt} = -eE \quad (\text{ohne Magnetfeld})$$

folgt für die Geschwindigkeit v nach der Zeit t : $v = -eEt/m$. Für die makroskopische Driftgeschwindigkeit v_d gilt dann

$$v_d = \langle v \rangle = -\frac{eE}{m} \langle t \rangle = -\frac{eE}{m} \tau \quad (2.2)$$

mit der mittleren Stoßzeit τ , wenn der Energiegewinn der Elektronen vollständig durch den Stoß mit Gasatomen verloren geht.

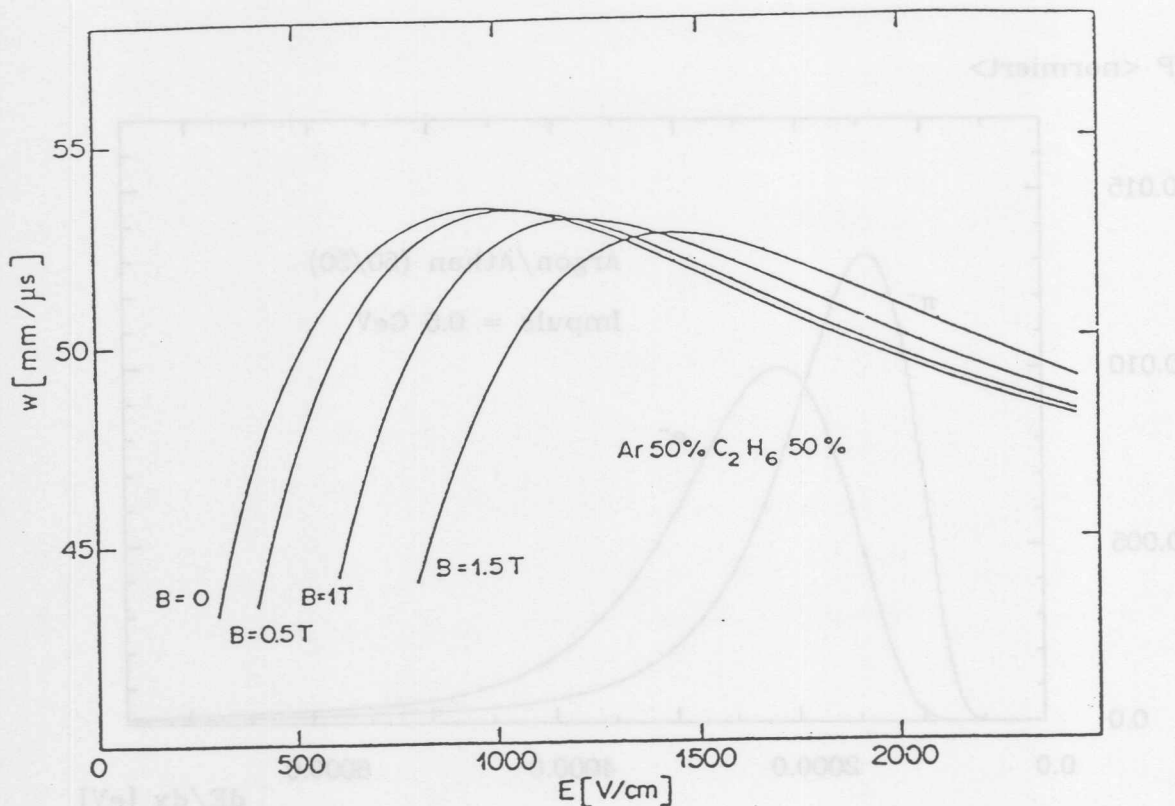


Abbildung 2.4: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen und magnetischen Feld (aus [PEI84])

In Gleichung 2.2 ist v_d proportional zu E . Diese Proportionalität zwischen v_d und E gilt nur für kleine elektrische Felder, da der Wirkungsquerschnitt der Streuung von Elektronen an Gasteilchen von der kinetischen Energie der Elektronen abhängig ist (Ramsauer-Effekt). Die Driftgeschwindigkeit hat ein Maximum bei einem bestimmten Wert des elektrischen Feldes (siehe Abbildung 2.4).

Die mittlere Stoßzeit ist proportional zum mittleren Abstand der Gasatome (mittlere freie Weglänge), also umgekehrt proportional zur Dichte des Gases. Bei konstanter Temperatur ist dann die Driftgeschwindigkeit umgekehrt proportional zum Gasdruck P . Entsprechend wird oft v_d in Abhängigkeit vom reduzierten Feld E/P angegeben.

Die Ort-Driftzeit-Beziehung, die eine Umrechnung von gemessenen Zeitdifferenzen zur Ortsbestimmung ermöglicht, ist durch die Formel

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

gegeben. Für ein konstantes elektrisches Feld vereinfacht sich diese Formel mit

$$v_d(t) = v_d = \text{konstant}$$

zu

$$x = v_d \cdot (t_1 - t_0)$$

Wirkt gleichzeitig zum elektrischen Feld ein Magnetfeld, wird die Kraft auf ein Elektron durch die Lorentzkraft beschrieben.

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

Steht das Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld ist die Driftrichtung nicht mehr parallel zum elektrischen Feld, sondern hat eine Komponente in Richtung $\vec{E} \times \vec{B}$. Das Verhältnis von v_{\parallel} und v_{\perp} bezogen auf die Richtung des elektrischen Feldes ist der Tangens des Lorentzwinkels α_l .

$$\frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} = \tan \alpha_l$$

Der Betrag der Driftgeschwindigkeit ist damit $|\vec{v}_d| = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$. Den Einfluß des Magnetfeldes auf die Driftgeschwindigkeit zeigt Abbildung 2.4.

2.2.3 Gasverstärkung

Nahe am Anodendraht herrscht ein radialsymmetrisches elektrisches Feld:

$$E(r) = \frac{1}{\ln(b/a)} \frac{V_0}{r}$$

a : Anodendrahradius,

b : Abstand zum Potentialdraht bzw. halber Anodendrahtabstand,

V_0 : angelegte Spannung

Die Elektronen können nahe am Anodendraht so viel kinetische Energie gewinnen, daß das mittlere Ionisationspotential der Atome und Moleküle überschritten wird. Durch Stoßionisation werden neue Elektronen-Ionen Paare erzeugt. Es bildet sich eine Lawine aus, wobei das Signal, die influenzierte Ladung auf dem Anodendraht, nur durch die Ionenbewegung in der Lawine hervorgerufen wird. Der Bandpaß-Charakter der Ausleselektronik dämpft den schnellen Puls der Elektronen.

Durch die Lawinenbildung ist eine Vervielfachung der freien Elektronen um einen Faktor 10^4 bis 10^6 möglich. Die Proportionalität zwischen deponierter und nachgewiesener Ladung muß bei der Wahl der Verstärkung bzw. der angelegten Spannung gewährleistet sein.

Die Druckabhängigkeit des Verstärkungsfaktors berechnet sich auf folgende Weise: Für $N(x)$ Elektronen am Ort x gilt für die Elektronenzunahme $dN(x) = \alpha N(x) dx$, wobei α (1.Townsend Koeffizient) vom elektrischen Feld, also auch von x abhängt. Der Verstärkungsfaktor ist somit:

$$M = \frac{N(x)}{N_0} = \exp\left(\int_{x_c}^{x_w} \alpha(x) dx\right)$$

Mit

$$\alpha = AP e^{-BP/E} \quad (\text{aus [SAU77]})$$

- A, B : Gasabhängige Konstanten
 P : Druck
 E : Elektrisches Feld ($E = C/r$, $C = \text{konstant}$)
 $x_{c,w}$: Anfang und Ende der Lawine

folgt

$$\ln M = \int_{x_c}^{x_w} AP e^{-\frac{BP}{C}r} dr = -\frac{AC}{B} \left(e^{-\frac{BPx_w}{C}} - e^{-\frac{BPx_c}{C}} \right)$$

Da $Bx_{w,c}P/C \ll 1$ kann die Exponentialfunktion entwickelt werden ($e^{-x} \approx 1 - x$). Der Verstärkungsfaktor ist somit in guter Näherung

$$M \approx e^{-AP(x_c - x_w)} \quad (2.3)$$

Die Druckabhängigkeit des Verstärkungsfaktors wird durch Gleichung 2.3 beschrieben, dabei wird angenommen, daß $x_{c,w}$ nicht vom Druck abhängig sind.

2.3 Zusammenstellung und Zusammenhänge der Druckabhängigkeiten

Die Druckabhängigkeiten der einzelnen Prozesse sind hier noch einmal aufgeführt:

- Der wahrscheinlichste Energieverlust von Teilchen ist proportional zum Druck P . Für dünne Absorber (das Gasvolumen in der Driftkammer) wird das Energieverlustspektrum durch die *Landau*-Verteilung beschrieben.
- Die Elektronendrift ist abhängig vom reduzierten Feld E/P , wobei die Driftgeschwindigkeit ein Maximum bei einem bestimmten reduzierten Feld hat.
- Die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung ist durch folgenden Zusammenhang gegeben:

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

Die Grundlage für die Orts- und Impulsmessung ist die Ort-Driftzeit Beziehung, gegeben durch $x = v_d \cdot (t_1 - t_0)$. Unter Ausnutzung dieser Beziehung wird der Ort vieler Einzelmessungen entlang einer Spur bestimmt. Durch eine geeignete Modellfunktion, z.B. eine Parabel, kann die Spur durch Anpassung der Modellfunktion an die Meßpunkte mit der 'Methode der kleinsten Quadrate' erfolgen. Aus dieser Anpassung folgt die Krümmung ($1/r$) der Spur. Der transversale Impuls (in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld B) wird dann unter Benutzung von $p_t = e r B$ berechnet.

Die Druckabhängigkeit der Ortsmessung ist somit durch die druckabhängige Drift der Elektronen bzw. durch das Driftfeld bestimmt. Je nach der Größe des Driftfeldes ergibt sich eine größere oder kleinere Abhängigkeit der Ortsmessung bezüglich Druckänderungen, die durch die Steigung der Tangente an der Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit v_d vom reduzierten Feld (E/P) bestimmt wird.

Die Energieverlustmessung hängt von der Primär- und Sekundärionisation und von der Gasverstärkung ab. Während der Elektronendrift sollte sich im Idealfall die Menge der freien Ladungen nicht ändern. Somit ist die Druckabhängigkeit der nachgewiesenen Ladung proportional zu $Pe^{-AP(x_c-x_w)}$.

Da der wahrscheinlichste Energieverlust von der Geschwindigkeit und nicht von der Masse des ionisierenden Teilchens abhängt, ist über die Energieverlustmessung und Bestimmung der Bahnkrümmung eine Teilchenidentifikation möglich. Bei gleichem Impuls verschiedener Teilchenarten kann eine Zuordnung durch unterschiedliche Energieverlustwerte erfolgen (siehe Abbildung 2.5).

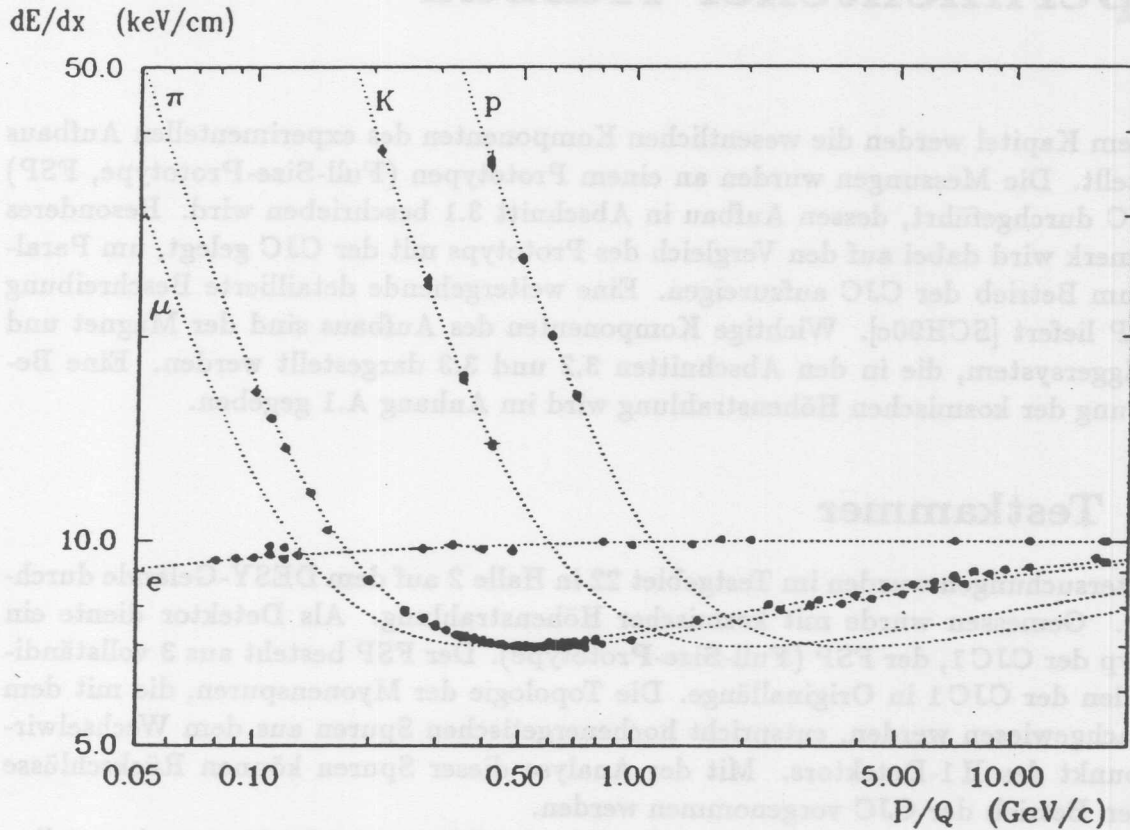


Abbildung 2.5: Wahrscheinlichster Energieverlust verschiedener Teilchenarten (aus [AMB86])

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Komponenten des experimentellen Aufbaus vorgestellt. Die Messungen wurden an einem Prototypen (Full-Size-Prototyp, FSP) der CJC durchgeführt, dessen Aufbau in Abschnitt 3.1 beschrieben wird. Besonderes Augenmerk wird dabei auf den Vergleich des Prototyps mit der CJC gelegt, um Parallelen zum Betrieb der CJC aufzuzeigen. Eine weitergehende detaillierte Beschreibung des FSP liefert [SCH90c]. Wichtige Komponenten des Aufbaus sind der Magnet und das Triggersystem, die in den Abschnitten 3.2 und 3.3 dargestellt werden. Eine Beschreibung der kosmischen Höhenstrahlung wird im Anhang A.1 gegeben.

3.1 Testkammer

Die Untersuchungen wurden im Testgebiet 22 in Halle 2 auf dem DESY-Gelände durchgeführt. Gemessen wurde mit kosmischer Höhenstrahlung. Als Detektor diente ein Prototyp der CJC 1, der FSP (Full-Size-Prototyp). Der FSP besteht aus 3 vollständigen Zellen der CJC 1 in Originallänge. Die Topologie der Myonenspuren, die mit dem FSP nachgewiesen werden, entspricht hochenergetischen Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors. Mit der Analyse dieser Spuren können Rückschlüsse über den Betrieb der CJC vorgenommen werden.

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen die Seiten- und Frontansicht des experimentellen Aufbaus.

Die Endplatten des FSP bestehen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK), der sich durch eine geringe Materialbelegung (< 0.03 Strahlungslängen) und gute Zugfestigkeit auszeichnet. Durch den großen elektrischen Widerstand ist auch eine gute Hochspannungsfestigkeit gewährleistet.

Die Drähte werden mit Hilfe der sogenannten *Crimpteile* durch die Endplatte geführt und befestigt, wodurch eine Positionierung der Drähte mit einer Genauigkeit von ungefähr $20 \mu\text{m}$ möglich ist. Einige Drahtparameter sind in Tabelle 3.1 angegeben. Die Signalranddrähte des FSP haben im Gegensatz zur CJC ($25 \mu\text{m}$, [SCH90a]) durchweg einen Durchmesser von $20 \mu\text{m}$.

In Tabelle 3.2 sind einige Arbeitsparameter zum Betrieb des FSP angegeben. Die Spannungen wurden mit dem WIRCHA-Programm ([SCH88]) berechnet, um ein homogenes Driftfeld und eine möglichst hohe, im Proportionalbereich liegende Gasverstärkung zu erreichen. Die Gasverstärkung wurde etwas größer als bei früheren Untersuchungen gewählt, um die Effizienz der Spuranalyse in größeren Druckbereichen

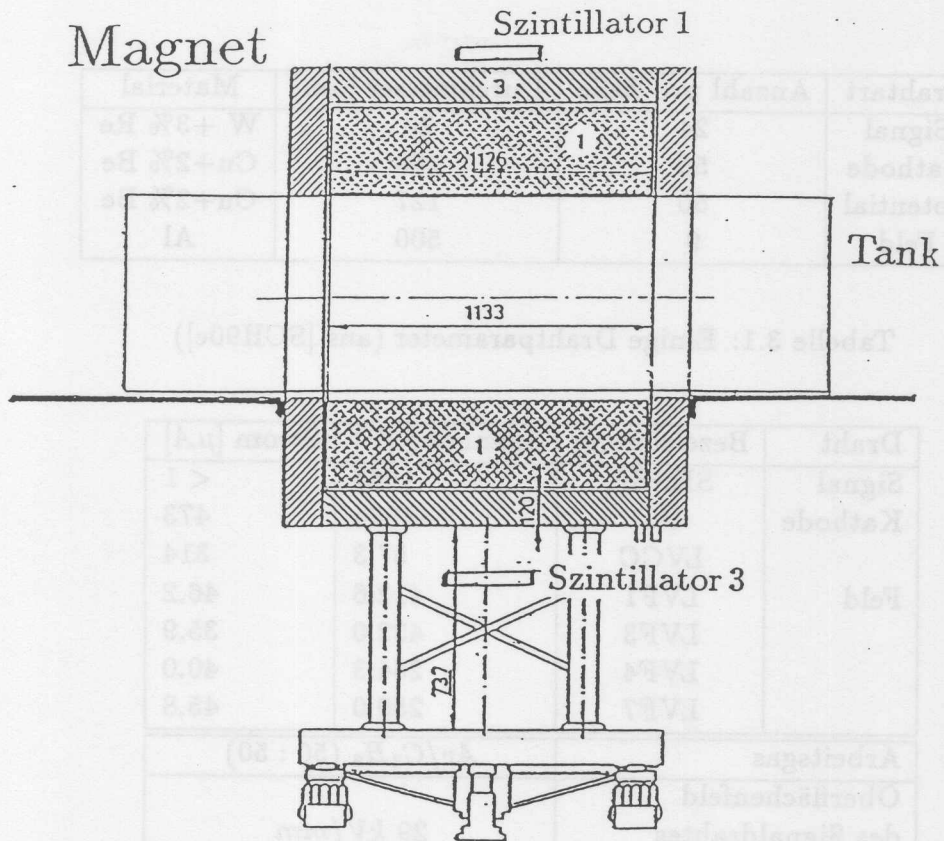
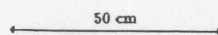
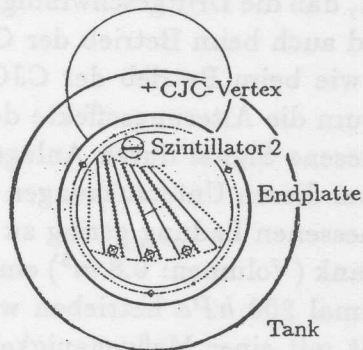
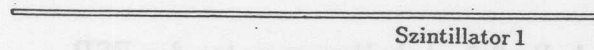


Abbildung 3.1: Seitenansicht des experimentellen Aufbaus



Szintillator 3

Abbildung 3.2: Frontansicht des experimentellen Aufbaus

Drahtart	Anzahl pro Zelle	Durchmesser [μm]	Material
Signal	24	20	W +3% Re
Kathode	50	180	Cu+2% Be
Potential	50	127	Cu+2% Be
Feld	9	500	Al

Tabelle 3.1: Einige Drahtparameter (aus [SCH90c])

Draht	Bezeichnung	Spannung [V]	Strom [μA]
Signal	SENSE	1567	< 1
Kathode	CC	-5564	473
	LVCC	57.3	314
Feld	LVF1	412.6	46.2
	LVF3	432.0	35.9
	LVF4	264.3	40.0
	LVF7	259.0	45.8
Arbeitsgas		Ar/C_2H_6 (50 : 50)	
Oberflächenfeld des Signaldrahtes		29 kV/mm	
Gasverstärkung		$\approx 50\,000$	
Driftfeld		120 V/mm	

Tabelle 3.2: Arbeitsparameter des FSP

zu gewährleisten (siehe Abschnitt 4.3.3).

Das Driftfeld wird so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit im Maximum liegt (siehe Abbildung 2.4). Dieses Feld wird auch beim Betrieb der CJC verwendet.

Das Arbeitsgas ist dasselbe wie beim Betrieb der CJC, dort soll nur noch Wasser oder Alkohol zugesetzt werden, um die Alterungseffekte der Kammer gering zu halten. Wasser verringert das nachgewiesene Signal durch Anlagerung von freien Elektronen. Auf einen Wasserzusatz wurde bei diesen Untersuchungen verzichtet, um systematische Effekte bei der Analyse der gemessenen Ladung gering zu halten.

Der FSP ist in einem Drucktank (Volumen: $0.8\,m^3$) eingebaut. Der Drucktank kann mit einem Überdruck von maximal $200\,hPa$ betrieben werden. Für die Messung der Gasdichte ist ein Druckmeßgerät mit einer Meßgenauigkeit von $2\,hPa$ eingebaut. Die Temperatur wird ca. $40\,cm$ von der Kammermitte entfernt mit einer Genauigkeit von $0.2\,K$ gemessen. Der Druck wird stets umgerechnet auf $T_0 = 293.16\,K$, die Formel lautet

$$P = \frac{P_{\text{gemessen}}}{T_{\text{gemessen}}} \cdot T_0$$

Abbildung 3.3 zeigt den Druckverlust des Tanks gemessen über einen längeren Zeitraum. Beim größten möglichen Druck ergibt sich ein maximaler Druckverlust von ca. $12\,hPa$ pro Tag. Dieser Verlust entspricht bei einer Dauer der Datennahme von ungefähr $3\frac{1}{2}$ Stunden der Auflösung des Druckmessgerätes. Bei der Messung des Drucks

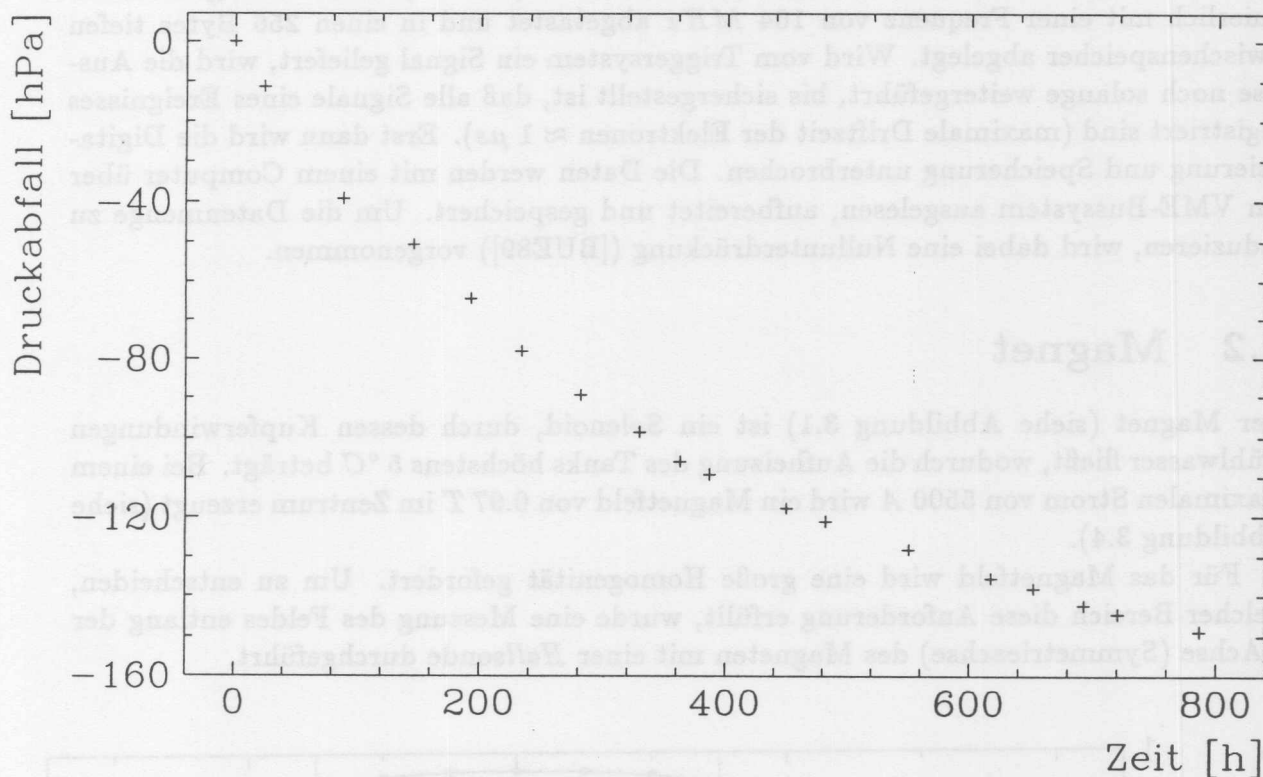


Abbildung 3.3: Druckverlust des Tanks

vor und nach jeder Datennahme konnte kein Druckunterschied festgestellt werden. Der Druckverlust während der Datennahme kann also vernachlässigt werden.

Hochspannungsversorgung und Ausleseelektronik

Die Hochspannungsversorgung des FSP und der CJC ist, außer in kleinen Details, gleich (siehe auch [SAN91]).

Es gibt vier verschiedene Adapterplatinen für die Hochspannung, jeweils für Potential-, Feld-, Kathoden- und Signaldrähte. Die Platinen sind direkt an der Außenseite der Endplatten befestigt. Die Steuerung des Hochspannungsgerätes erfolgt über eine RS232-Schnittstelle durch einen Computer. Der Vorteil dieser Anordnung ist eine sichere und schnelle Steuerung der Hochspannung. Das Hochspannungsgerät gewährleistet eine hohe Sicherheit durch die Möglichkeit, die Rate der Spannungserhöhung und die obere Grenze des Stroms einzustellen. Dabei wird die obere Grenze etwas größer als der höchste Strom beim Dauerbetrieb eingestellt, um ein Überschreiten der Schwelle beim Einschalten der Kammer zu verhindern. Die Signaldrahtspannungen werden immer zuletzt angelegt.

Die Signalauslese entspricht im wesentlichen der der CJC. Direkt auf den Signaladapterplatinen sind die Vorverstärker für die Signalauslese aufgesteckt, der Gleichspannungsanteil des Signals (Hochspannung) ist durch Kondensatoren entkoppelt. Die Signalauslese wird auf beiden Kammerseiten vorgenommen.

Mithilfe eines schnellen Analog-Digital-Wandlers (FADC¹) wird das Signal kontinuierlich mit einer Frequenz von 104 MHz abgetastet und in einen 256 Bytes tiefen Zwischenspeicher abgelegt. Wird vom Triggersystem ein Signal geliefert, wird die Auslese noch solange weitergeführt, bis sichergestellt ist, daß alle Signale eines Ereignisses registriert sind (maximale Driftzeit der Elektronen $\approx 1 \mu s$). Erst dann wird die Digitalisierung und Speicherung unterbrochen. Die Daten werden mit einem Computer über ein VME-Bussystem ausgelesen, aufbereitet und gespeichert. Um die Datenmenge zu reduzieren, wird dabei eine Nullunterdrückung ([BUE89]) vorgenommen.

3.2 Magnet

Der Magnet (siehe Abbildung 3.1) ist ein Solenoid, durch dessen Kupferwindungen Kühlwasser fließt, wodurch die Aufheizung des Tanks höchstens $5^\circ C$ beträgt. Bei einem maximalen Strom von 5500 A wird ein Magnetfeld von 0.97 T im Zentrum erzeugt (siehe Abbildung 3.4).

Für das Magnetfeld wird eine große Homogenität gefordert. Um zu entscheiden, welcher Bereich diese Anforderung erfüllt, wurde eine Messung des Feldes entlang der z-Achse (Symmetrieachse) des Magneten mit einer Hallsonde durchgeführt.

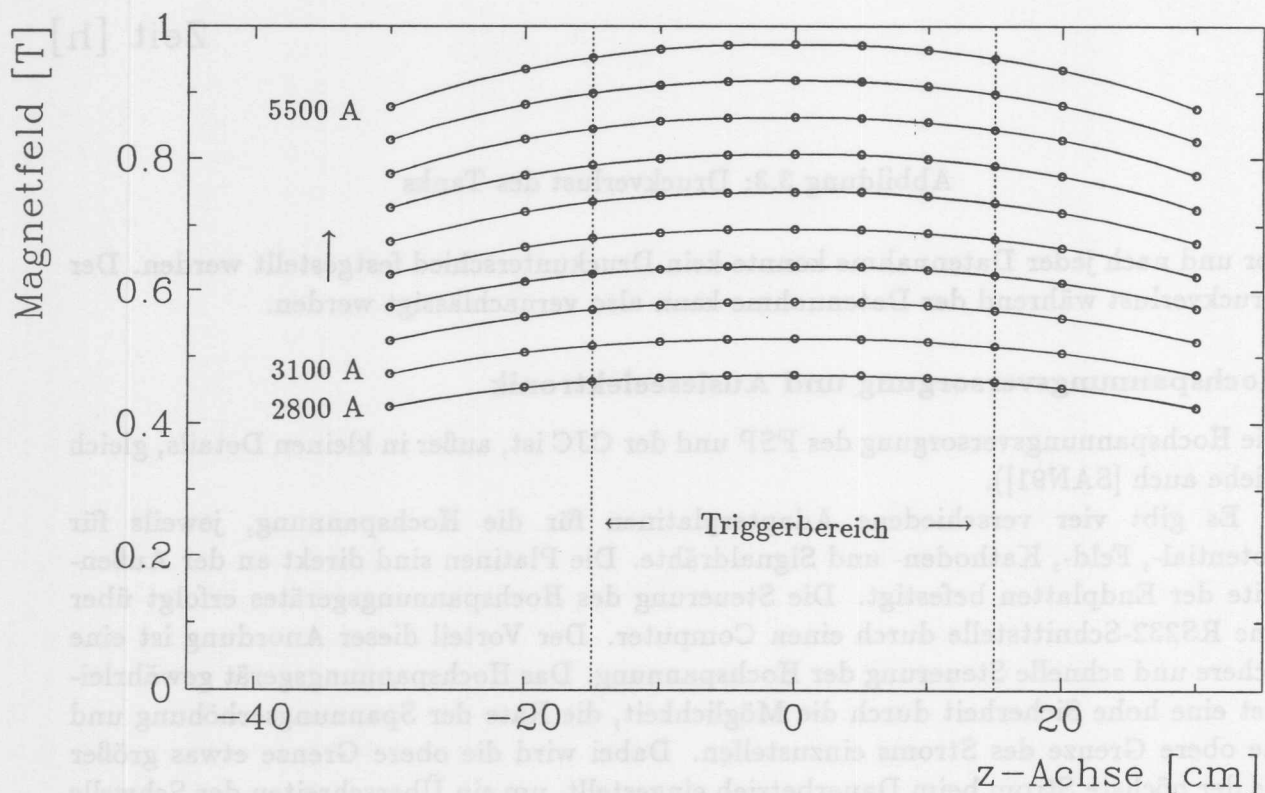


Abbildung 3.4: Magnetfeld des DAVID-Magneten in Halle 2

Das Ergebnis ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Es zeigt sich, daß die maximale Abweichung bei einem Magnetfeld von 0.75 T im Zentrum des Triggerbereiches 2.2 %

¹Flash-Analog-to-Digital-Converter

beträgt. Das ist hinreichend genau für eine Impulsbestimmung (siehe auch Abschnitt 4.3.1). Die Daten der Magnetfeldmessung sind im Anhang A.2 angegeben.

Das Magnetfeld ist im Zentrum sattelförmig. Als mittleres Feld im Triggerbereich wird das Feld im Zentrum des Magneten angenommen, um das höhere Feld in größerer Entfernung von der z -Achse des Magneten zu berücksichtigen. Der relative Fehler des Feldes im Triggerbereich wird durch die maximale Abweichung des Magnetfeldes auf der z -Achse angenähert (2.2 %). Während der Datennahme wurde das Magnetfeld von zwei *Hallsensoren* überwacht.

3.3 Triggersystem

Den Aufbau des Triggersystems zeigen die Abbildungen 3.1 und 3.2. Das Triggersystem wird so aufgebaut, daß hauptsächlich auf vertikal einfallende Teilchen getriggert wird, sie haben die höchste Rate. Die Testkammer wird so zur Vertikalen gedreht, daß die kosmischen Teilchen mindestens eine Signaldrahtebene kreuzen, um eine gute Kalibrierung zu ermöglichen (siehe Abschnitt 4.2, [SCH91]).

Der gesamte Magnet absorbiert mit 52.3 Strahlungslängen ([REU88]) die Elektron-Photon Komponente der kosmischen Höhenstrahlung. Die myonische Komponente hat bei dieser Strahlungslänge mindestens einen Impuls von $0.4 \text{ GeV}/c$ ([PAR90]). Schon der innerhalb des Magneten angebrachte Szintillator Sz2 in Koinzidenz mit den Szintillatoren Sz1 und Sz3 gewährleistet damit, daß nur Myonen ein Triggersignal liefern.

Der obere und untere Szintillator (Sz1, Sz3) schränken die Spuren auf den Bereich mit weitgehend homogenem Magnetfeld ein. Die Teilchenspuren werden dabei so festgelegt, daß der longitudinale Impuls des Teilchens (in Richtung der Magnetachse) in vielen Fällen vernachlässigt werden kann (siehe dazu auch Abschnitt 4.3.3). Der mittlere Szintillator (Sz2) gewährleistet, daß die Teilchen ungefähr ($\pm 8.5 \text{ cm}$) aus dem 'imaginären' Wechselwirkungspunkt kommen. Die Topologie der Spuren ist also beim FSP und der CJC in etwa gleich.

In Abbildung 3.5 wird das Blockschaltbild der Triggerkoinzidenzschaltung dargestellt. Die Verzögerung der Signallaufzeit in der Triggerschaltung ist so gewählt, daß der Beginn der Koinzidenz für Szintillator Sz1, Sz2 und Sz3 immer von Szintillator Sz2 bestimmt wird. Der schmale Szintillator Sz2 hat die geringste Signallaufzeit und bestimmt somit den Trigger-Startzeitpunkt am genauesten.

In Tabelle 3.3 sind die mittleren Zählraten des Triggersystems angegeben. Sie werden verglichen mit Berechnungen für die harte Komponente der kosmischen Höhenstrahlung ($p > 0.3 \text{ GeV}/c$) auf Grundlage von [PAR90]. Die näherungsweise Berechnung stützt sich auf den vertikalen Fluß von geladenen Teilchen ([PAR90])

$$\begin{aligned} I &= j(\theta = 0, \phi) \quad (\theta: \text{Zenithwinkel}, \phi: \text{Azimutalwinkel}) \\ &= 80 \text{ Hz m}^{-2} \text{ sterad}^{-1} \end{aligned}$$

mit dem Raumwinkelement

$$\Omega \approx \frac{\text{Fläche des oberen Szintillators}}{\text{Abstand}^2}$$

Diese Berechnungen liefert aufgrund der Vernachlässigung weiterer geometrischer Effekte generell zu große Werte. Die Messungen mit der vollständigen Überdeckung der

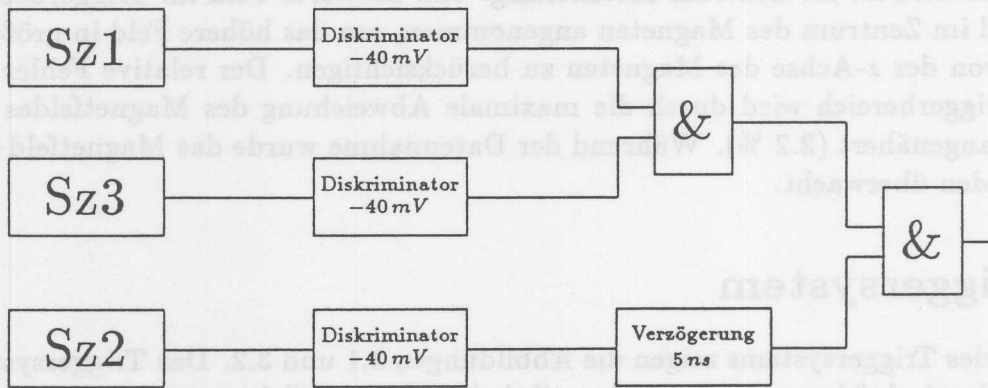


Abbildung 3.5: Blockschaltbild der Triggerschaltung

Szintillatoren durch den Magneten (Koinzidenzen Sz2 und Sz3 bzw. Sz1, Sz2 und Sz3) stimmen gut mit den Berechnungen überein.

	Messung	Berechnung harte Komponente $p > 0.3 \text{ GeV}/c$
Koinzidenz	Rate [Hz]	
Sz1 u. Sz3	2.6 ± 0.2	4
Sz2 u. Sz3	0.6 ± 0.1	0.4
Sz1 u. Sz2 u. Sz3	0.16 ± 0.05	0.2

Tabelle 3.3: Mittlere Zählraten des Szintillator-Triggersystems im Vergleich mit Berechnungen auf Grundlage von [PAR90]

Kapitel 4

Messprogramm und Analysekette

Im Abschnitt 4.1 wird die Messreihe und im Abschnitt 4.2 die Kalibrierung der Testkammer vorgestellt. In Abschnitt 4.3 wird die Analysekette erläutert, die die Auswertung in Bezug auf die Druckabhängigkeiten der hier relevanten physikalischen Größen (siehe Kapitel 2) ermöglicht. Dabei werden u.a. geometriebedingte systematische Effekte untersucht. Da eine Impulsbestimmung der Teilchenspuren durch das Vorhandensein eines Magnetfeldes möglich ist, wird in Abschnitt 4.3.1 kurz die Bestimmung des Impulses dargestellt.

4.1 Messreihe

Die Testkammer wurde bei verschiedenen Drücken betrieben. Es waren nur Drücke oberhalb des äußeren Luftdrucks möglich, da sonst durch Eindringen von Luft das Arbeitsgas verunreinigt worden wäre. Insbesondere der stark elektronegative Sauerstoff sowie Wasser führen zur Anlagerung von Elektronen, wodurch die gemessene Ladung in Abhängigkeit vom Driftweg der Elektronen geringer werden würde. Da diese Verringerung von freien Elektronen mit dem Sättigungseffekt (siehe Abschnitt 4.3.4) überlagert ist, kann eine Verunreinigung des Gases in der Datenanalyse nicht berücksichtigt werden.

Um eine hohe Statistik mit signifikanten Aussagen zu erhalten, besteht eine Datennahme aus 1500 Triggerereignissen. Der Druckverlust während der Datennahme beim höchsten erreichten Druck liegt dabei noch innerhalb der Meßgenauigkeit des Druckmeßgerätes. Die Kühlung des für die Stromversorgung des Magneten benutzten Transformators war nicht immer gewährleistet, so daß eine Datennahme (bei 1179 hPa) nur aus 1200 Ereignissen bei vollem Magnetfeld besteht.

Zusätzlich wurde vor jeder Datennahme eine kurze Referenzdatennahme ohne Magnetfeld bei immer gleichem Druck, umgerechnet auf $T = 293.16 \text{ K}$, vorgenommen, um einen Test auf gleiche Betriebsbedingungen durchführen zu können.

4.2 Kalibrierung und Spurerkennung

Die Kalibrierung des FSP hat die Aufgabe einige Konstanten, die vom jeweiligen Aufbau, bzw. der Datennahme abhängen, zu bestimmen. Dazu gehören die Zeitkonstanten, wie die Laufzeiten der Signalauslese und die Laufzeitdifferenzen. Außerdem müssen u.a.

die Unterschiede der Vorverstärker und die unterschiedlichen Wellenwiderstände der Kabel berücksichtigt werden. Schließlich ist eine genaue Berechnung der Drahtposition unter Berücksichtigung der Versetzung der Signaldrähte notwendig, die von der Hochspannung der Kammer abhängt. Die statische elektrische Abstoßung der Signaldrähte bewirkt eine Verstärkung der Versetzung, die in der Kammermitte am größten ist.

Es wurde eine Kalibrierung mit Testpulsdaten gemacht ([SCH90b]), wobei der auf den FADC-Karten integrierte Testpulsgenerator ohne Anlegen der Hochspannung die Bestimmung von Laufzeitunterschieden der Elektronik ermöglicht. Dabei ist zu erwähnen, daß erst dann wieder eine derartige Kalibrierung nötig ist, wenn sich der Aufbau verändert hat, z.B. durch das Umstecken von FADC-Karten.

Die Kalibrierung jedes Datensatzes wurde von einem Programm vorgenommen, das speziell für die CJC entwickelt wurde, aber auch für den FSP geeignet ist ([SCH91]). Dabei wird die Kalibrierung jedes Datensatzes mit Hilfe eines Spurrekonstruktionsprogramms ([STE91]) vorgenommen. Die Spurrekonstruktion geht aus von kurzen Spurstücken mit der Vorgabe der Richtung der Spur aus dem CJC-Vertex. Das Spurmodell (Parabel in der r - ϕ -Ebene; Gerade in der r - z -Ebene) wird iterativ durch sukzessive Einbeziehung der Spurpunkte angepaßt. Die Kalibrierung und Spurrekonstruktion liefert mit der Spuranpassungsmethode für die Ortsauflösung der Kammer den Wert $170 \mu\text{m}$ (Druck: 1022 hPa , Magnetfeld: 0.75 T).

Für die weitere Analyse liegen die Daten in folgenden BOS¹-Datensätzen vor:

HEAD-Bank: Nummer der Messung und fortlaufende Nummer des Trigger-Ereignisses.

CRJD-Bank: Digitalisierungen der Pulse.

CRJE-Bank: Ladungsintegral- und Zeitinformation der Pulse, berechnet aus den Digitalisierungen der Pulse durch die sogenannte QT-Analyse.

FTDC-Bank: Zeitinformation des Szintillator-Triggersystems.

CJPT,CJPH-Bank: Diverse Spurparameter nach der Spurrekonstruktion.

Die Berechnung der Zeitinformation der Pulse in der QT-Analyse wird mit Hilfe des *First-Electron* Algorithmus vorgenommen. Dabei wird von der Überlegung ausgegangen, daß das Ansteigen der Ladungspulse auf dem Signaldraht durch diejenigen freien Elektronen hervorgerufen wird, die als erste den Signaldraht erreichen. Die Zeitmarke eines Pulses (Auslese auf beiden Kammerseiten) wird durch die Bestimmung der Pulsmaximums und anschließende Berechnung des Zeitpunkts der halben Pulshöhe vorgenommen. Außerdem wird die Steigung zu diesem Zeitpunkt berechnet (siehe Abbildung 4.1). Schließlich wird über die beiden Zeitmarken ein mit den Steigungen gewichteter Mittelwert gebildet (siehe [SCH90c]).

Das Ladungsintegral wird durch die Aufsummierung der Pulsdigitalisierungen über einen Bereich von 8 Zeittakten (CP; $8 \cdot 96.2 \text{ ns}$) berechnet. Der Beginn der Aufsummierung entspricht der Zeitmarke des Pulses (s.o.), wobei auch Bruchteile der Zeittakte berücksichtigt werden ([STE91]).

¹Bank Operating System, [BLO88]

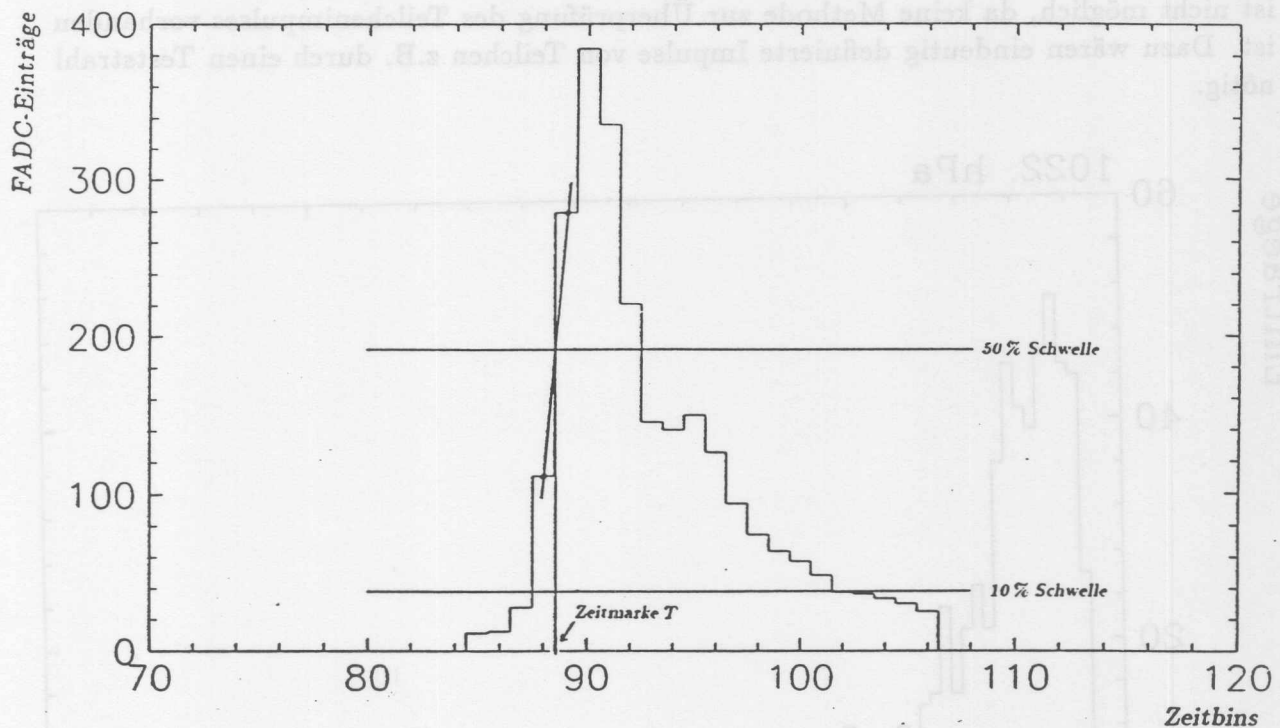


Abbildung 4.1: Bestimmung der Zeitmarke eines Pulses (aus [SCH90c])

4.3 Analysekette

4.3.1 Berechnung der Impulse

Der transversale Impuls p_t wird durch die Formel $p_t = e R B$ (mit R : Radius der Spur, B : Magnetfeld) bestimmt. Der Radius wird von der Spurrekonstruktion geliefert. Der longitudinale Impuls p_l ist durch den Triggeraufbau bei Ereignissen mit nur einer Spur zu vernachlässigen ($p_l \approx 0$).

Die Impulsauflösung von p_t ist durch das Magnetfeld B (in Tesla), die Anzahl N der Meßpunkte entlang einer Spur, die Ortsauflösung $\sigma_{r\phi}$ in der r - ϕ Ebene, und durch die Länge L der Spur ($\sigma_{r\phi}$, L in Meter) durch die Formel ([KLE87])

$$\frac{\sigma_p}{p_t^2} = \frac{\sigma_{r\phi}}{0.3 B L^2} \sqrt{720/(N+4)}$$

gegeben. Die Spurlänge wird unter Berücksichtigung des Lorentzwinkels α_l berechnet. Mit $\alpha_l \approx 30^\circ$, einem Signaldrahtabstand von 0.01 m und $N = 24$ Meßpunkten folgt für L :

$$L = 24 \cdot \cos 30^\circ \cdot 0.01 \text{ m} \approx 0.21 \text{ m}$$

Mit einer Ortsauflösung von $170 \mu\text{m} = 1.7 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ bei einem Druck von 1022 hPa und einem Magnetfeld B von 0.75 T mit einem relativen Fehler von 2.2% ist die Impulsauflösung hier angegeben:

$$\sigma_{p_t}/p_t^2 = (8.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-2} \text{ GeV}/c^{-1}$$

Eine Überprüfung der Impulsauflösung mit den Resultaten der Spurrekonstruktion ist nicht möglich, da keine Methode zur Überprüfung des Teilchenimpulses vorhanden ist. Dazu wären eindeutig definierte Impulse von Teilchen z.B. durch einen Teststrahl nötig.

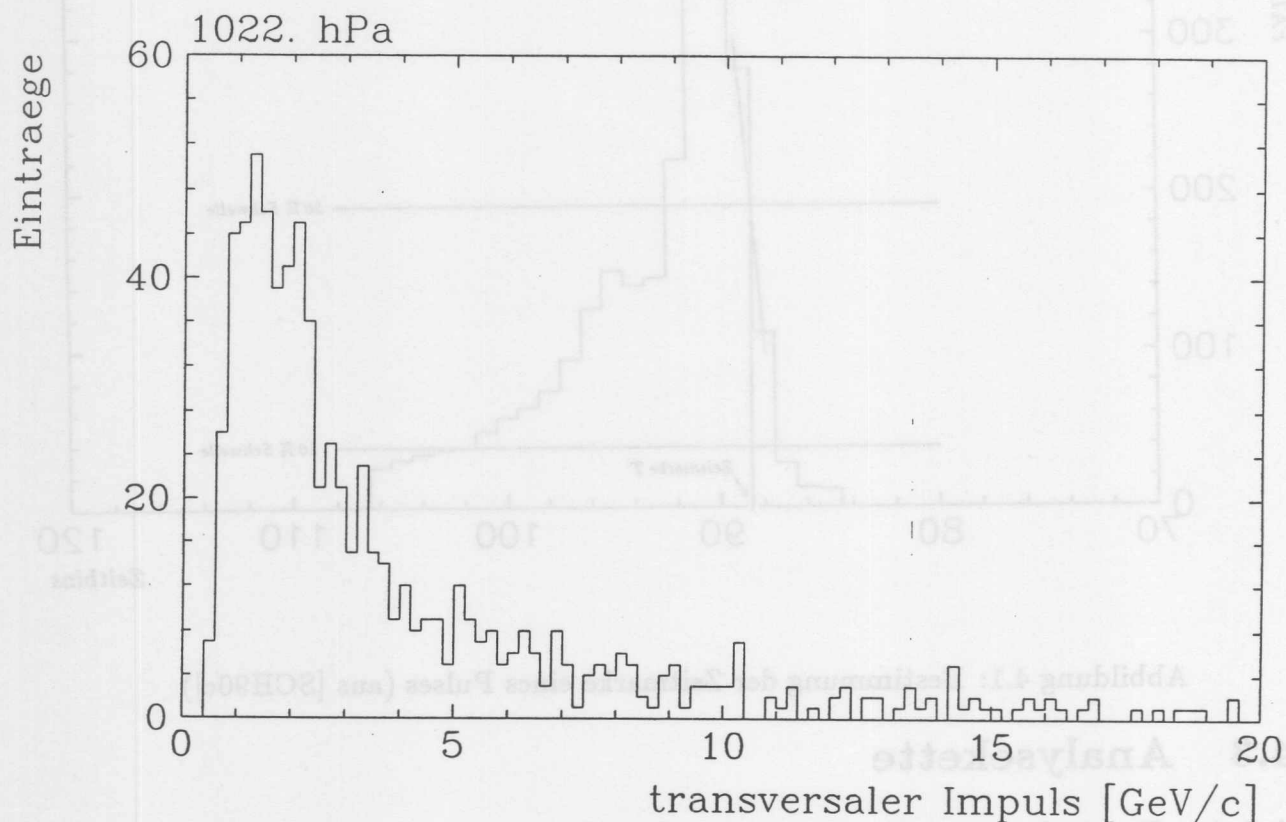


Abbildung 4.2: Verteilung des transversalen Impulses

Die Myonen haben, bedingt durch den Magneten als Absorber, mindestens einen Impuls von $0.4 \text{ GeV}/c$ (siehe Abschnitt 3.3). Gemessen wurde ein Abschneideimpuls von ca. $0.6 \text{ GeV}/c$ (Abbildung 4.2). Der gemessene Abschneideimpuls liegt etwas höher als erwartet. Dies kann durch zusätzliche Absorber, wie das Dach der Experimentierhalle und der Drucktank des FSP, erklärt werden.

4.3.2 Berechnung der Spurlänge in einzelnen Drifträumen

Der Driftraum ist das Nachweisvolumen eines Signaldrahtes (siehe Abbildung 2.1). Da der Energieverlust eines Teilchens proportional zu dem im Driftraum zurückgelegten Weg ist, muß der Einfluß der unterschiedlichen Spurlängen im Driftraum eines Signaldrahtes auf die gemessene Ladung korrigiert werden.

Die Drifträume müssen für jede Datennahme mit unterschiedlichem Magnetfeld neu berechnet werden, da die Drifträume um den Lorentzwinkel α_l verkippt sind. Ein Beispiel für das Resultat der Berechnungen ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Der Lorentzwinkel wird vom Kalibrierungsprogramm (siehe Abschnitt 4.2), die Signaldrahtposition aus einer Geometrieberechnung ([STE91]) geliefert. Aus diesen Daten werden die Drifträume berechnet.

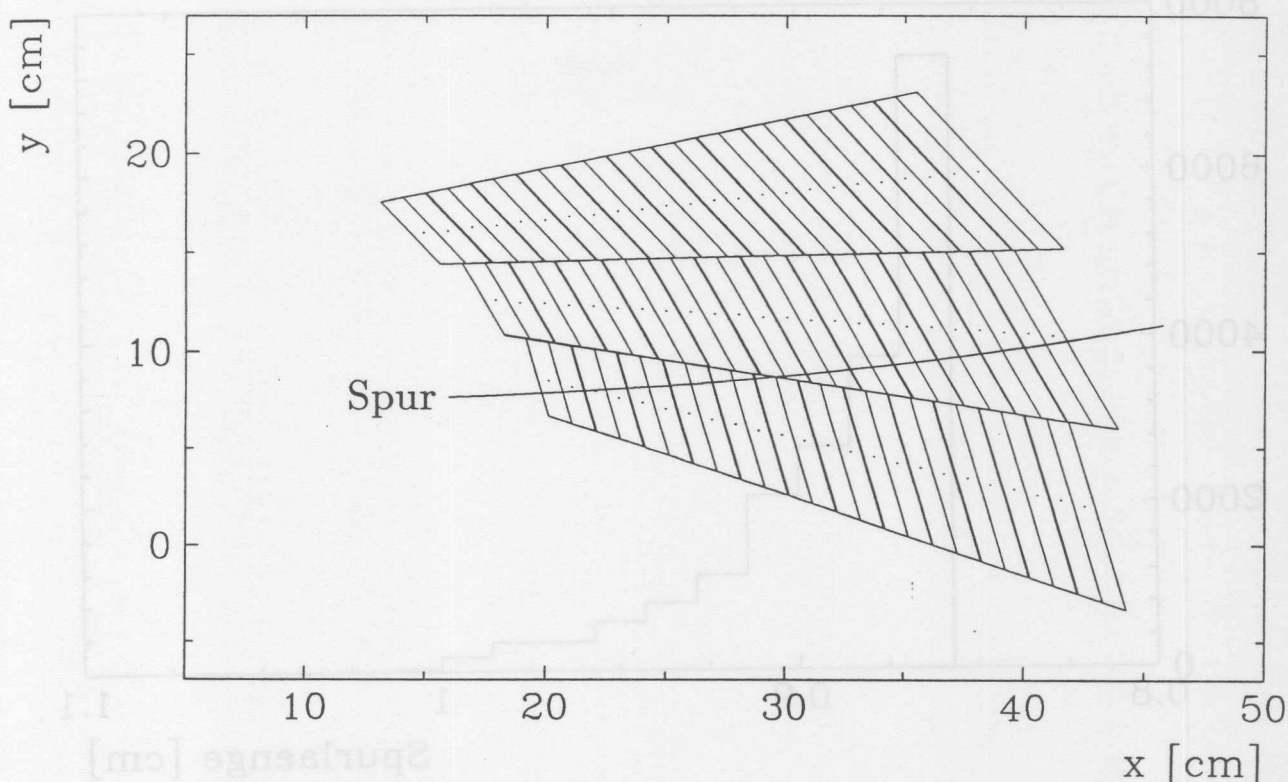


Abbildung 4.3: Drifträume aller Signaldrähte in Abhängigkeit vom *Lorentzwinkel*

Liegen die Parameter einer Spur nach dem Spurrekonstruktionsprogramm vor, das sind die Spurkrümmung und zwei Punkte auf der Spur, werden die Drifträume so transformiert, daß die Spurparametrisierung der Parabelgleichung

$$y = \text{Krümmung} \cdot x^2 + bx + a$$

mit $a, b = 0$ genügt. Danach werden die Schnittpunkte der Parabel mit den Grenzen der Drifträume berechnet. In jedem Driftraum wird die Parabel durch eine Gerade angenähert.

In Abbildung 4.4 sind die berechneten Spurlängen eingetragen. Mit einem Signaldrahtabstand von 1 cm und einem *Lorentzwinkel* von 30° entspricht der kürzeste Weg durch einen Driftraum $x = \cos 30^\circ \text{ cm} = 0.87 \text{ cm}$. Aus Abbildung 4.4 ist ersichtlich, daß viele Spuren den Driftraum senkrecht schneiden.

4.3.3 Auswahl der Ereignisse, Spuren und Pulse

Einige Ereignisse, Spuren und Pulse müssen verworfen werden. Im folgenden werden die Selektionskriterien aufgeführt und erläutert.

Eine Spur pro Trigger-Ereignis

Die z -Koordinatenbestimmung der Teilchenspuren ist sehr ungenau. Beim zentralen Spurendetektor des H1-Detektors gibt es deshalb die z -Driftkammern CIZ und COZ (siehe Abschnitt 1.2). Beim FSP können die z -Koordinaten aus den Daten der Spuren

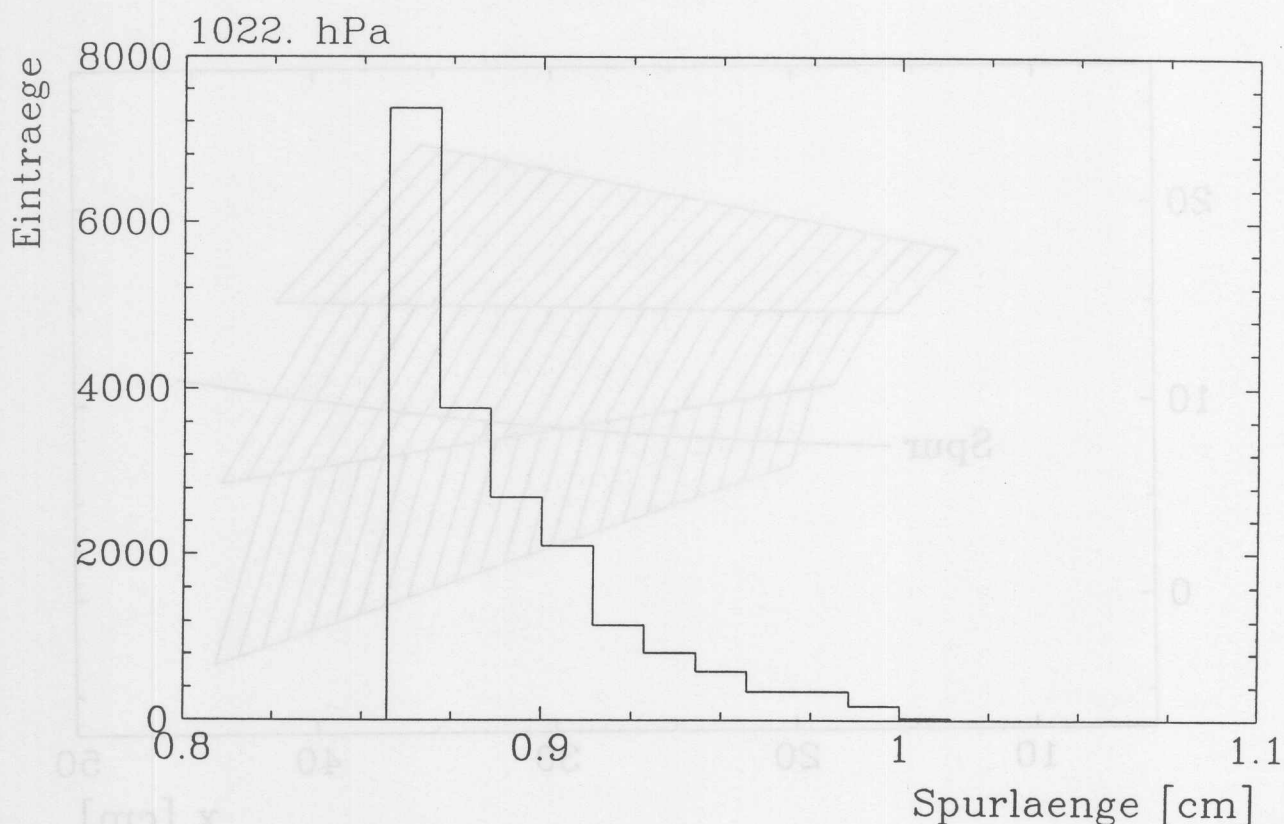


Abbildung 4.4: Die Spurlängen in jedem Driftraum, Lorentzwinkel $\alpha_l \approx 30^\circ$

nur durch die Ladungsteilung des Pulses bestimmt werden. Die Messung der Ladungsteilung wird ermöglicht durch die Auslese der Signaldrähte auf beiden Seiten. Da diese Berechnungen zu ungenau sind, kann der longitudinale Impuls p_l nicht aus den Daten bestimmt werden.

Das führt dazu, daß Trigger-Ereignisse mit mehreren Spuren verworfen werden müssen. Diese Ereignisse werden durch Teilchenschauer hervorgerufen, wobei das Aufschauern meistens kurz vor der Driftkammer stattfindet (Magnet, Tank), so daß der longitudinale Impuls nicht zu vernachlässigen ist.

Für einzelne Spuren ist der longitudinale Impuls der Teilchen durch den Triggeraufbau eingeschränkt ($p_l \approx 0$).

Anzahl der Pulse pro Spur

Bedingt durch die Geometrie schneiden nicht alle Spuren die 24 möglichen Drifträume. Deshalb werden Spuren verworfen, die weniger als 21 Pulse pro Spur haben. Dieser Schnitt gewährleistet lange Spuren und die Bestimmung des Impulses aus der Krümmung der Spur.

Abbildung 4.5 zeigt die Anzahl der Pulse pro Spur für jeweils zwei verschiedene Drücke (untere und obere Grenze). Deutlich ist sichtbar, daß einige Spuren nur durch wenige Pulse bestimmt sind. Bei niedrigem (hohem) Druck liegt das Maximum bei 24 (23) Pulsen. Dieser Unterschied liegt in der Effizienz der QT-Analyse, da das Pulsintegral bei steigendem Druck generell kleiner wird (genauere Analyse in Kapitel 5), einige Pulse nicht mehr erkannt werden und sich so das Maximum der Anzahl der Pulse

verschiebt. Die Effizienz der QT-Analyse läßt sich durch Erhöhung der Gasverstärkung verbessern, wobei allerdings gewährleistet sein muß, daß die Gasverstärkung im Proportionalbereich liegt.

Die Festlegung der Mindestanzahl der Pulse auf 21 gewährleistet auch, wie aus Abbildung 4.5 ersichtlich ist, daß auch bei höherem Druck nicht zu viele Spuren verworfen werden.

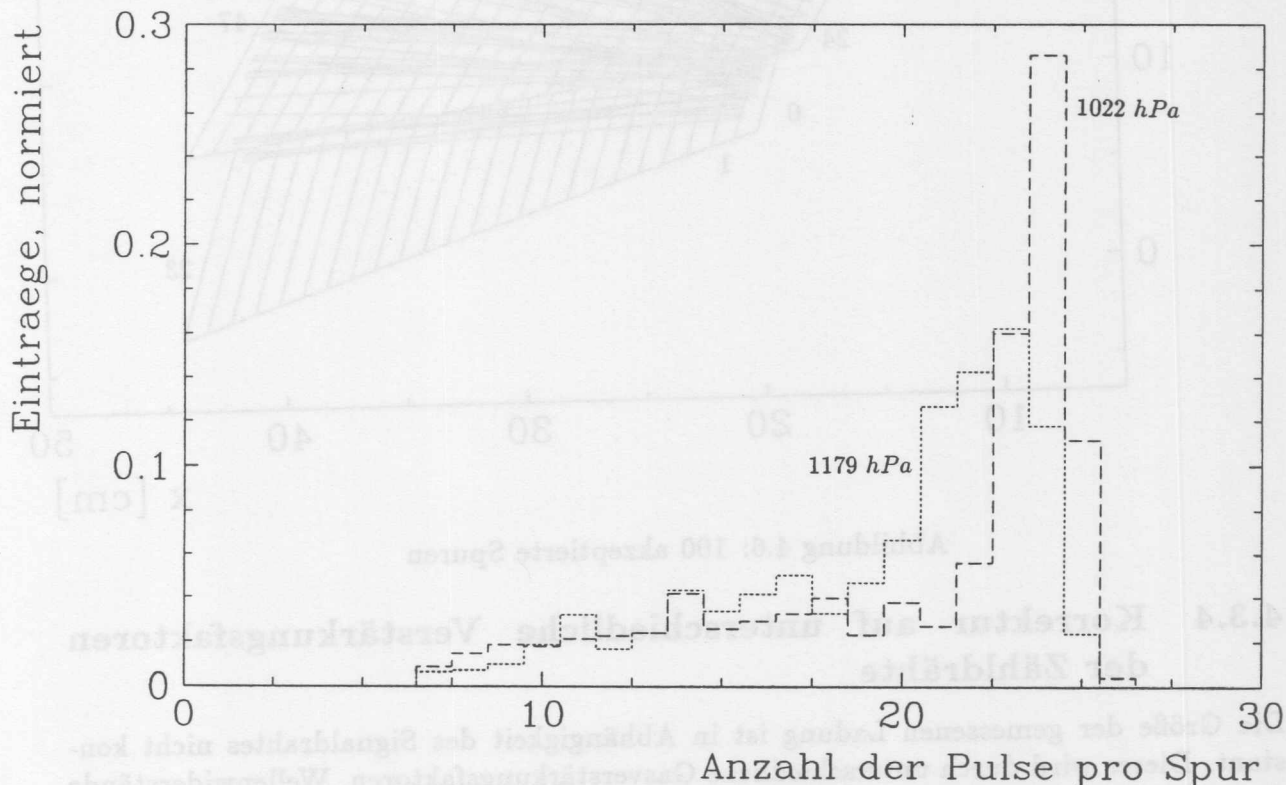


Abbildung 4.5: Anzahl der Pulse pro Spur bei den Drücken 1022 hPa und 1179 hPa

Anzumerken ist noch, daß die Spurrekonstruktion falsch erkannte Doppelpulse als zur Spur gehörend miteinbezieht, wodurch die Anzahl der Pulse pro Spur gelegentlich größer als 24 wird.

In Abbildung 4.6 werden zur Veranschaulichung der geometriebedingten Effekte 100 akzeptierte Spuren dargestellt. Es zeigt sich, daß keine kurzen Spuren auftreten und daß viele Spuren mindestens einmal die Signaldrahtebene schneiden, wodurch eine gute Kalibrierung ermöglicht wird.

Randdrähte und Kathodenebenenkreuzer

Die Pulse der Randdrähte werden verworfen, da die Drifträume der Randdrähte nur ungenau definiert sind und somit nur eine schlechte Bestimmung der Spurlänge im Driftraum möglich ist. Außerdem ist der Feldverlauf am Rand sehr inhomogen.

Pulse die von Spuren herrühren, die die Kathodenebene kreuzen, werden nicht in die Analyse miteinbezogen, da eine Ladungsteilung zur linken und rechten Seite der Kathodenebene stattfindet. Das Pulsintegral ist dadurch sehr ungenau definiert.

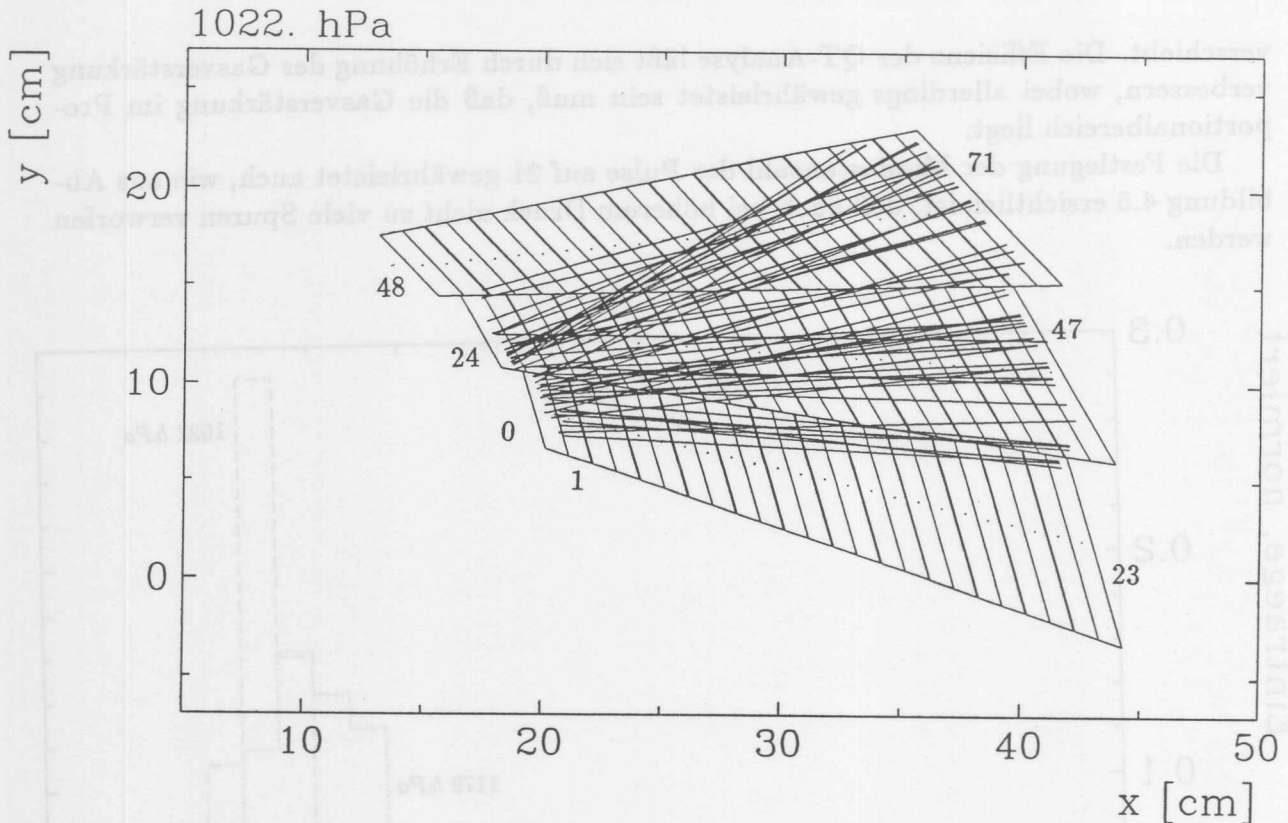


Abbildung 4.6: 100 akzeptierte Spuren

4.3.4 Korrektur auf unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Zähldrähte

Die Größe der gemessenen Ladung ist in Abhängigkeit des Signaldrahtes nicht konstant. Dieses wird durch unterschiedliche Gasverstärkungsfaktoren, Wellenwiderstände der Kabel, Vorverstärker, etc. bewirkt. Um diesen Einfluß zu berücksichtigen, wird das Pulsintegral mit einem drahtabhängigen Korrekturfaktor versehen.

$$\text{normiertes Ladungsintegral} = \frac{\text{FADC-Pulsintegral} \cdot \text{Korrekturfaktor}}{\text{Spurlänge im Driftraum}} \quad (4.1)$$

Für jeden Draht separat wird über alle 'guten' Pulsintegrale, die zu einer Spur gehören, normiert auf 1 cm Spurlänge gemittelt. Drähte mit nur wenigen Einträgen werden nicht berücksichtigt. Es wird auf den Draht mit den meisten Einträgen normiert. Abbildung 4.7 zeigt die mittleren Pulsintegrale.

In Abbildung 4.7 fällt das höhere mittlere Pulsintegral einiger Randdrähte² auf. Eine mögliche Ursache ist das verzerrte elektrostatische Feld in den Randbereichen. Aufgrund dieses höheren mittleren Pulses wird bei der CJC versucht, diesen Effekt durch dickere Drähte auszugleichen (25 μm statt 20 μm ; [SCH90a], [SCH90c]).

Aus Abbildung 4.7 ist ersichtlich, daß das mittlere Pulsintegral von Draht 53 bis 62 ansteigt. Eine mögliche Ursache ist die Anlagerung der freien Elektronen an Verunreinigungen des Arbeitsgases. Durch den Aufbau bedingt, registrieren einige Signaldrähte nur Pulse mit langen Driftstrecken.

²Nummern der Randdrähte: 0, 23, 24, 47, 48, 71

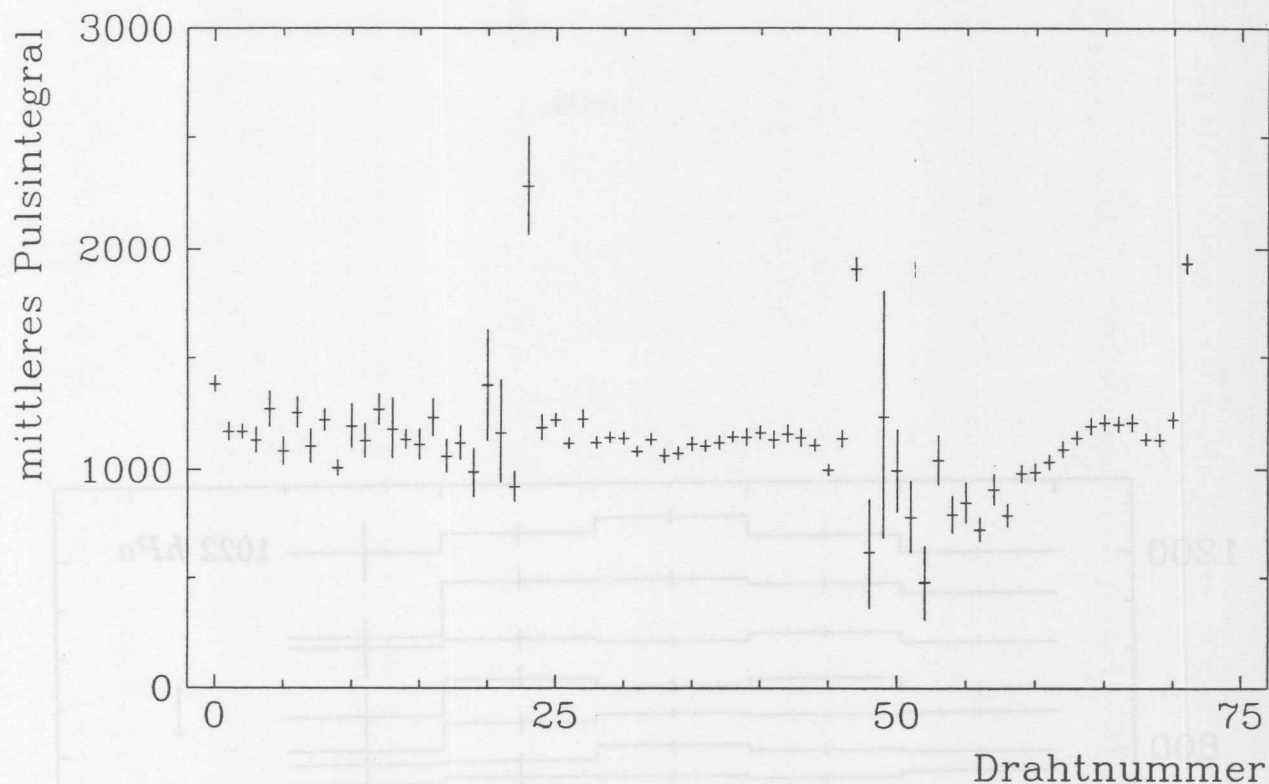


Abbildung 4.7: Mittleres Pulsintegral, drahtabhängig

Im allgemeinen ist die Abhängigkeit des Pulsintegrals von der Driftstrecke durch zwei gegenläufige Effekte gekennzeichnet. Durch Anlagerung der freien Elektronen an Verunreinigungen (vor allem an Sauerstoff und Wasser) findet eine Abnahme der nachgewiesenen Ladung mit wachsendem Driftabstand statt. Der Sättigungseffekt, also die elektrische Abschirmung des Gasverstärkungsfeldes durch die entstehende Raumladung während der Lawinenentwicklung, verringert die gemessene Ladung auf dem Signaldraht. Bei größerem Driftabstand wird der Sättigungseffekt wegen der Verschmierung der Ladungswolke über einen größeren Drahtbereich durch Diffusion kleiner.

Wie Abbildung 4.8 darstellt, sind beide Effekte nicht zu erkennen. Bei einer Messung von [VIC88] wurde ein Abfall bis zu 20 % bei einer Driftstrecke von 3 cm beobachtet. Entweder sind beide Effekte sehr klein, oder sie kompensieren sich.

Das Ansteigen des mittleren Pulsintegrals von Draht 53 bis 62 kann durch Gasverunreinigungen also nicht erklärt werden. Dieser Effekt bleibt unverstanden, wahrscheinlich ist er abhängig vom experimentellen Aufbau, da er nur dort auftritt, wo nur lange Driftstrecken möglich sind. Der systematische Effekt liefert allerdings keinen Grund, auf die drahtabhängige Korrektur zu verzichten.

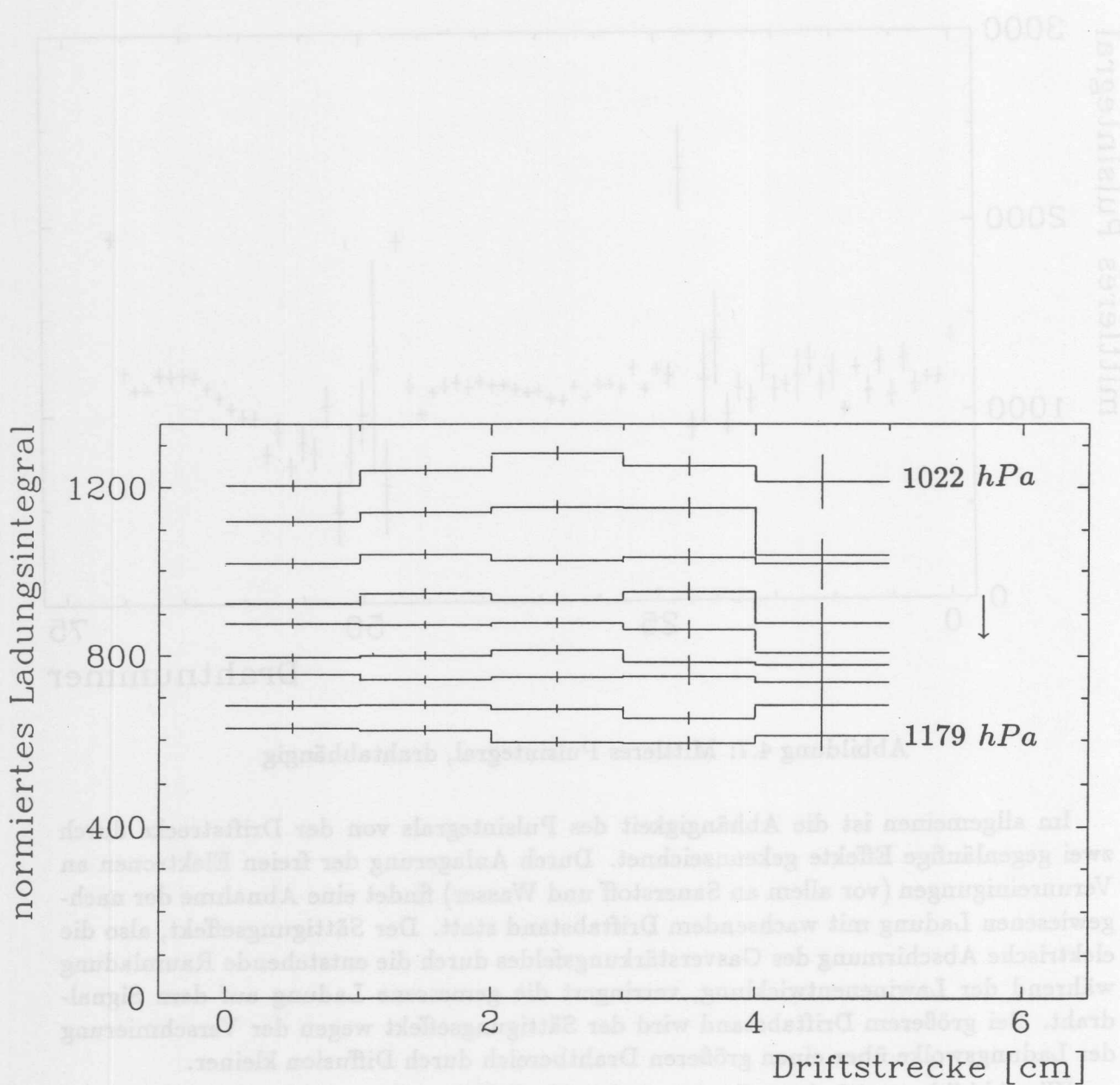


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der normierten Ladungsintegrale (siehe Gleichung 4.1) von der Driftstrecke

Kapitel 5

Auswertung

Die Daten werden im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 2 in den folgenden Abschnitten analysiert. Dazu gehört die Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit, der nachgewiesenen Ladung, des mittleren Energieverlustes und der Energieauflösung.

Im letzten Teil des Kapitels, in Abschnitt 5.4, werden die Resultate zusammengefaßt und es wird auf die Auswirkungen der Ergebnisse auf den Betrieb der CJC eingegangen.

5.1 Druckabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit v_d und den Lorentzwinkel α_l liefert die Kalibrierung (siehe Abschnitt 4.2). In Abschnitt 2.2.2 wurde gezeigt, daß der Betrag und die Richtung der Driftgeschwindigkeit vom Magnetfeld abhängig sind. Die Druckabhängigkeit von v_d sollte sehr gering sein, da das Driftfeld mit 120 V/mm so gewählt wurde, daß die Kammer im Maximum von v_d arbeitet (siehe Abbildung 2.4 auf Seite 15). Erwartet wird bei einer Zunahme des Drucks um 20 % ein Anstieg der Driftgeschwindigkeit um ca. $0.3 \mu\text{m/ns}$ ([PEI84]).

Abbildung 5.1 zeigt, daß der Fehler bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit v_d größer als der erwartete Anstieg von v_d ist ($v_d = 52.8 \pm 0.4 \mu\text{m/ns}$ bei 1022 hPa und 0.75 T). Durch den Betrieb der Kammer im Maximum der Driftgeschwindigkeit ist kein signifikanter Einfluß in diesem Druckbereich erkennbar.

Anzumerken bleibt noch, daß bei den Drücken von 1038 hPa und 1179 hPa das Magnetfeld um 3 % (5 %) niedriger (höher) war als bei den anderen Messungen (0.75 T). Innerhalb der Fehler ist keine signifikante Abweichung zu beobachten (siehe Abbildung 5.1).

Das Anwachsen der Ungenauigkeit der Driftgeschwindigkeit bei den beiden höchsten Drücken entspricht den Erwartungen, da die Pulshöhe bei steigendem Druck (siehe Abschnitt 5.2) abnimmt. Kleine Pulse werden bei der QT-Analyse (Bestimmung der Ladungsintegral- und Zeitinformation der Pulse, siehe Abschnitt 4.2) verworfen, so daß sie bei der Spurrekonstruktion nicht zur Spur zählen. Durch die kleinere Zahl an Freiheitsgraden bei der Spuranpassung bzw. Kalibrierung wird die Ungenauigkeit von v_d größer.

Bei kleinen Pulsen ist die Driftzeitbestimmung ungenauer, da die Zeitbestimmung bei der QT-Analyse von der Tangente der Pulse bei halber Pulshöhe abhängt (*First*

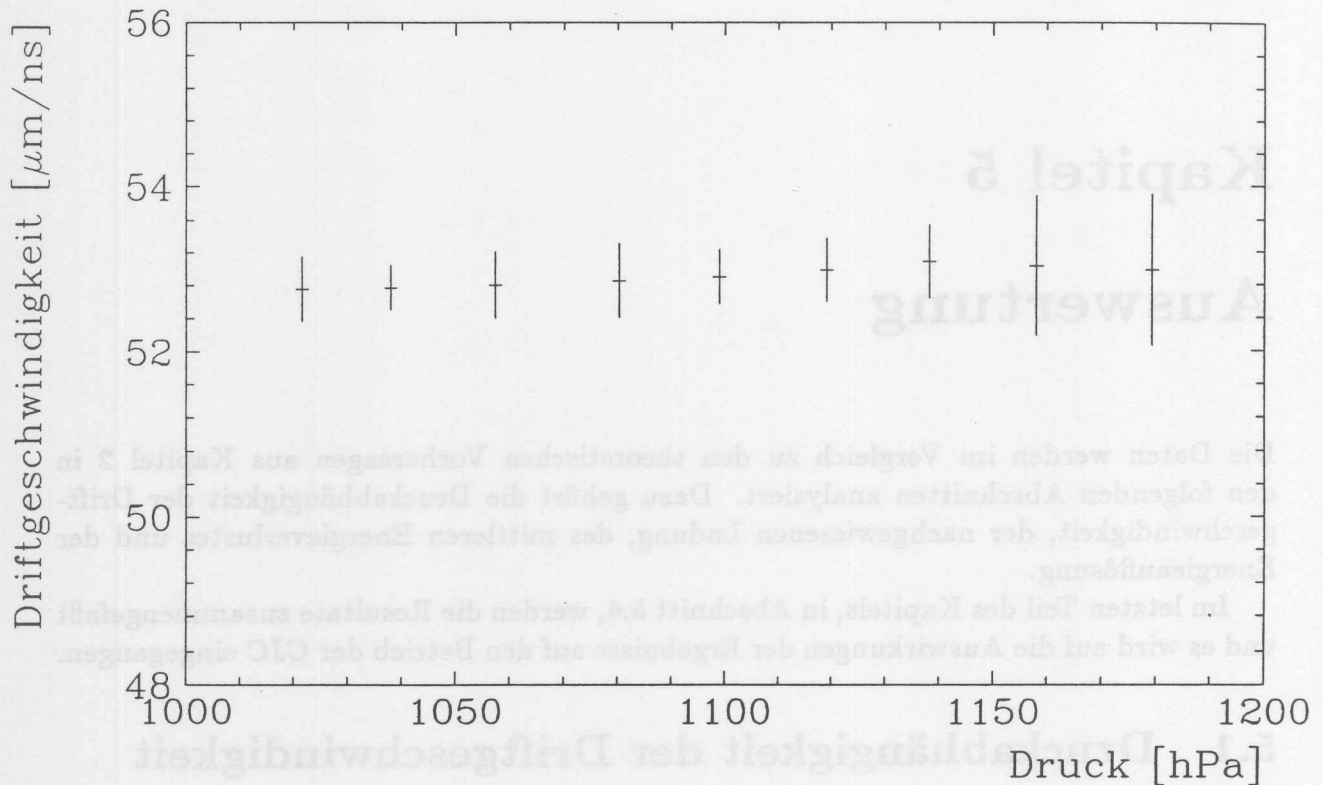


Abbildung 5.1: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck

Electron Algorithmus). Durch kleinere Steigungen der Tangenten wird die Zeitbestimmung, also auch die Bestimmung von v_d , ungenauer.

5.2 Druckabhängigkeit der nachgewiesenen Ladung

Die Druckabhängigkeit der nachgewiesenen Ladung wird nur durch die Primär- und Sekundärionisation bzw. die Gasverstärkung beeinflusst (siehe Abschnitt 2.3).

Ein erstes Anzeichen auf eine mögliche Druckabhängigkeit gibt die Abbildung 5.2, bei der die maximalen Pulsamplituden eingetragen sind. Gezeigt sind die Verteilungen an der oberen und unteren Grenze des gemessenen Druckbereiches. Bei Nichtbeachtung der kleinen Pulsamplituden, die auf Rauschsignale zurückzuführen sind, ist eine Verschiebung des Maximums dieser Verteilungen zu niedrigeren Pulshöhen mit steigendem Druck zu beobachten.

Für quantitative Aussagen ist eine Analyse auf der Grundlage der maximalen Pulsamplituden unzureichend. In der folgenden Analyse werden die Ladungsintegrale benutzt, die die QT-Analyse liefert. Das Ladungsintegral hat im Vergleich zur maximalen Pulsamplitude geringere Fluktuationen. Außerdem werden dadurch die Diffusion bei der Elektronendrift und die Spurtopologie berücksichtigt. Die Neigung der Spuren im Driftraum hat eine Verbreiterung der Pulsform zur Folge, da die freien Elektronen unterschiedlich lange zum Signaldraht driften.

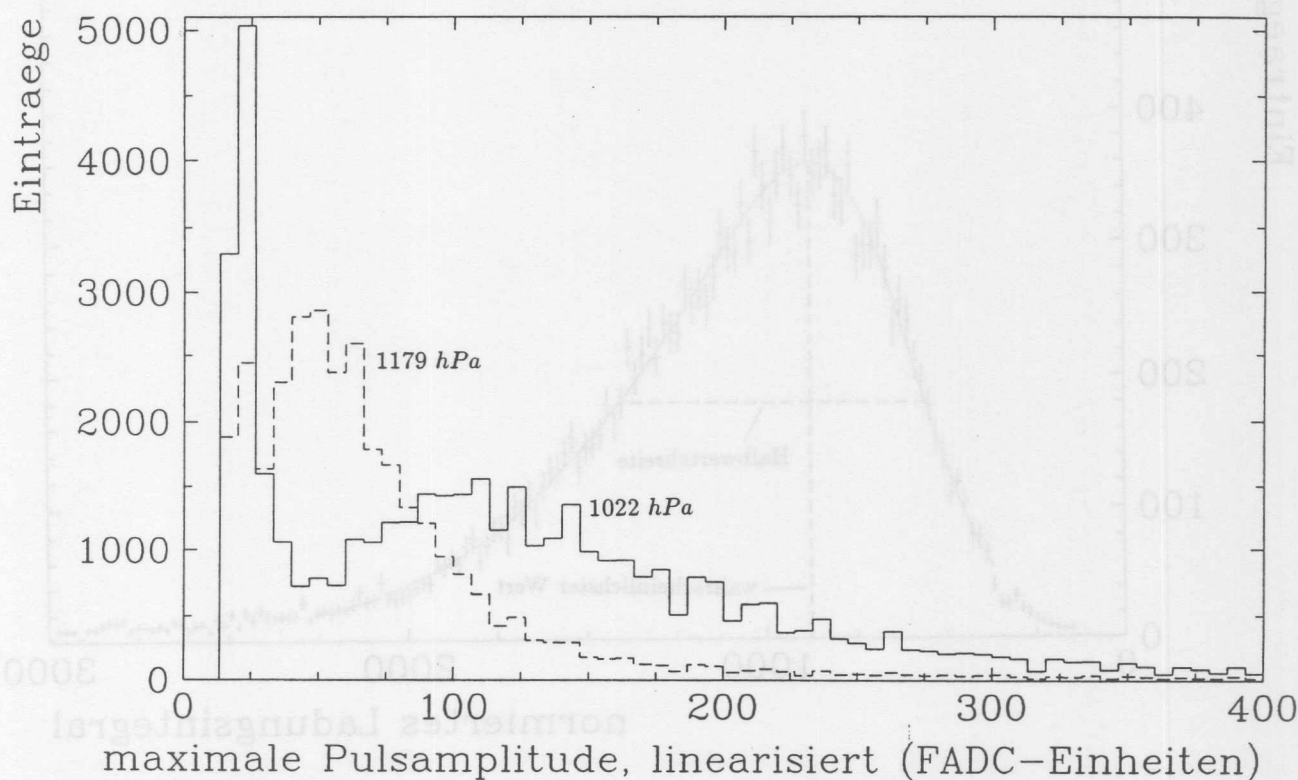


Abbildung 5.2: Verteilung der maximalen Digitalisierung jedes Pulses

5.2.1 Energieverlustspektrum

Das Energieverlustspektrum ist die Grundlage für die weitere Analyse der Druckabhängigkeit der nachgewiesenen Ladung, nachdem systematische Effekte (Spurlänge im Driftraum, Rauschen, Drahtkorrekturen) berücksichtigt wurden. Wichtige Größen des Energieverlustspektrums sind der wahrscheinlichste Wert und die Halbwertsbreite, die in Abbildung 5.3 eingezeichnet sind.

Um quantitative Aussagen zu ermöglichen, wird dem Energieverlustspektrum eine modifizierte Moyal-Funktion ([ERM77], 4 freie Parameter) angepaßt.

$$\phi(x) = a_1 \cdot \exp\left(-a_2 x^2 - a_3 \exp\left(-a_4 x^2\right)\right)$$

Die Anpassung einer 6-parametrischen Moyal-Funktion zeigt keine Verbesserung.

Der wahrscheinlichste Wert ist durch das Maximum von $\phi(x)$ bestimmt. Die Halbwertsbreite wird durch die Nullstellen von $\phi(x) - \phi_{max}/2$ mit einem Iterationsverfahren bestimmt. Die Fehler des wahrscheinlichsten Wertes und der Halbwertsbreite werden durch Fehlerfortpflanzung aus dem Fehlern der Anpassung der Moyal-Funktion und dem Iterationsverfahren berechnet.

Die Analyse der Druckabhängigkeit des normierten Ladungsintegrals (siehe Gleichung 4.1) soll im folgenden an dem wahrscheinlichsten Wert des Energieverlustspektrums vorgenommen werden. Die relative Halbwertsbreite (Halbwertsbreite dividiert durch den wahrscheinlichsten Wert, relatives FWHM¹) gibt eine Aussage über die Form

¹Full Width at Half Maximum

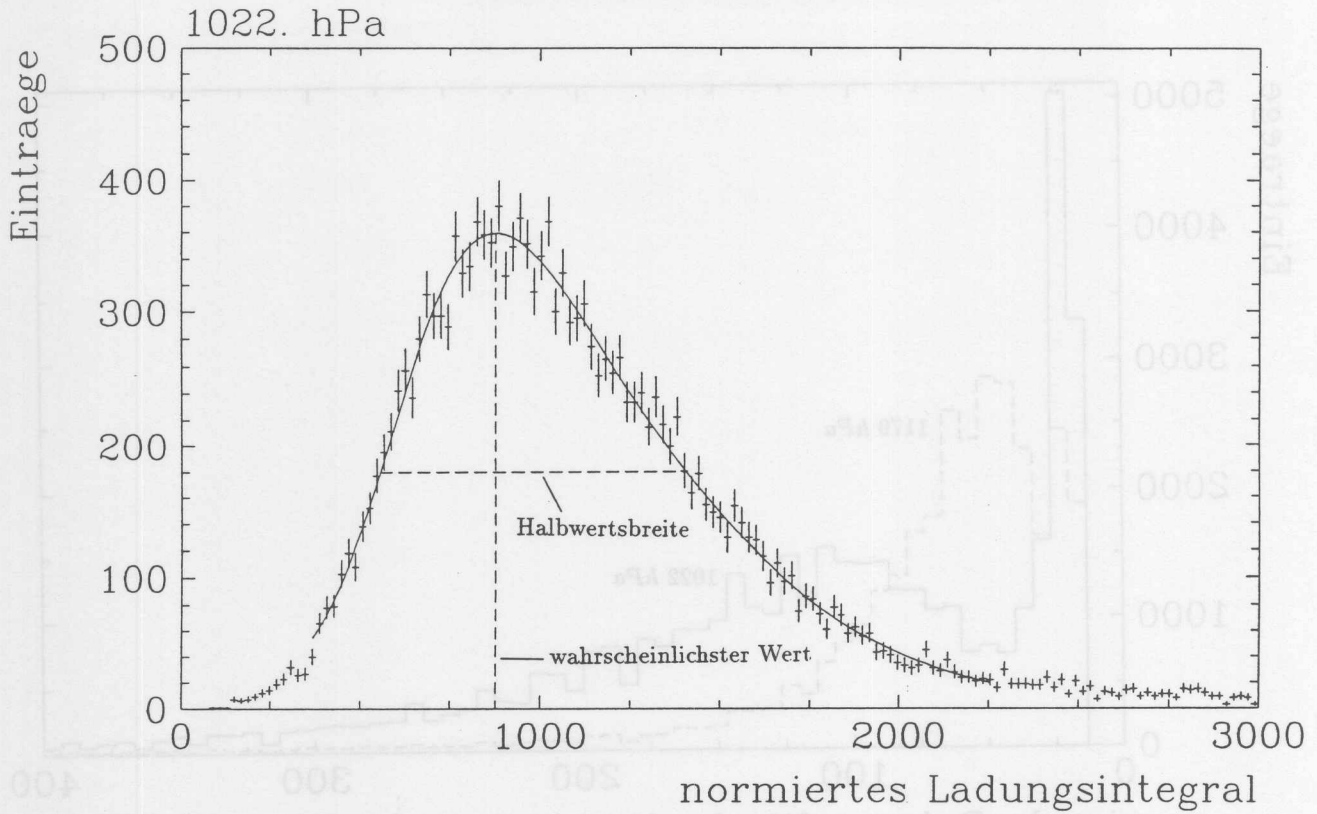


Abbildung 5.3: Energieverlustspektrum mit Anpassung der Moyal-Funktion

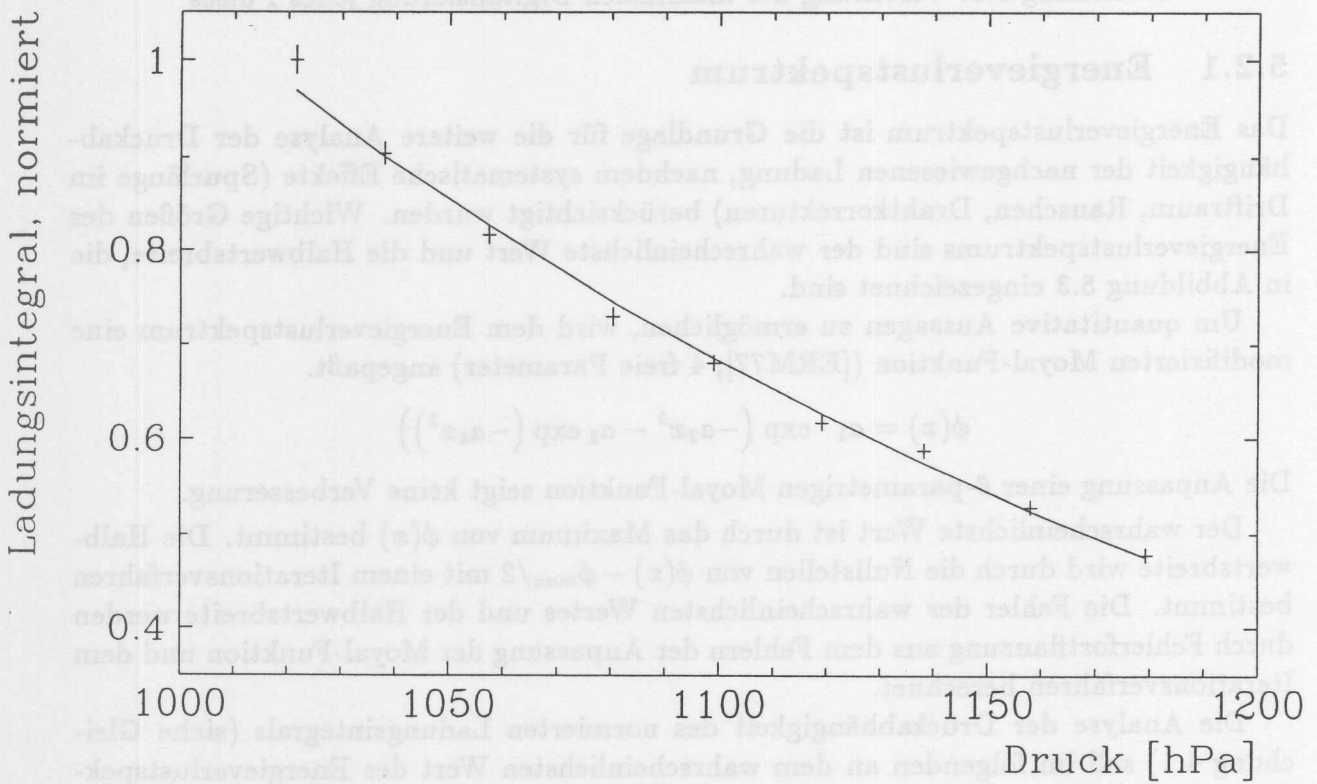


Abbildung 5.4: Druckabhängigkeit des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums

des Energieverlustspektrums, also über die Energieauflösung.

Abbildung 5.4 zeigt die Druckabhängigkeit des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums, wobei auf den Wert bei niedrigstem Druck normiert wird und die Daten an die Modellfunktion $aP \exp(-bP)$ angepaßt werden. Die Modellfunktion basiert auf der Druckabhängigkeit von dE/dx , die proportional zum Druck P ist und der Gasverstärkung (proportional zu $\exp(-AP(x_c - x_w))$), siehe auch Abschnitt 2.3).

Das Ergebnis der Anpassung lautet:

$$\begin{aligned} a &= 0.24 \pm 0.03 \text{ hPa}^{-1} \\ b &= (5.42 \pm 0.10) \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \end{aligned}$$

Es sind keine systematischen Fehler in der Anpassung der Modellfunktion berücksichtigt worden. Ein Vergleich der Parameter mit der Theorie wird u.a. in Abschnitt 5.3.1 dargestellt. Das Konfidenzniveau der Anpassung ist mit einem χ^2 von 12.3 sehr gering. Das geringe Konfidenzniveau ist darauf zurückzuführen, daß die Modellfunktion auf sehr vereinfachten Annahmen beruht. Um eine bessere Beschreibung der Vorgänge der Ionisation und der Gasverstärkung zu erhalten, müßten diese Vorgänge mit Monte-Carlo-Methoden untersucht werden. Dieser Untersuchungen würden den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

Für die Druckabhängigkeit des relativen FWHM (siehe Abbildung 5.5) ist die Erwartung ([ALL80])

$$\frac{\text{rel. FWHM}_{1180 \text{ hPa}}}{\text{rel. FWHM}_{1020 \text{ hPa}}} \approx 0.95$$

gegeben durch eine empirische Anpassung an Daten ($\frac{P_2}{P_1}^{-0.32}$). Abbildung 5.5 zeigt nur eine leichte Tendenz eines derartigen Abfalls der Nominalwerte von 96.9 % auf die erwarteten 92.1 %. Innerhalb der Fehler ist diese Abweichung nicht signifikant.

Für den Vergleich des hier gemessenen relativen FWHM beim geringsten Druck sind verschiedene Ergebnisse zusammengestellt:

Theorie (PAIM)	79.6 %	[VIC88]
Messung	101.5 %	[VIC90]
Messung	96.9 ± 2.3 %	hier bei 1022 hPa

Die Abweichungen insbesondere gegenüber der theoretischen Vorhersage nach PAIM können dadurch erklärt werden, daß im Energieverlustspektrum Spuren mit verschiedenen Impulsen eingetragen sind. Bei festem Impuls ist das Energieverlustspektrum annähernd die *Landau*-Verteilung. Durch die Ungenauigkeit der Impulsmessung ergibt sich ein breiteres Energieverlustspektrum. Außerdem sind hier viele *Landau*-Verteilungen überlagert. Bei Beschränkung auf ein Impulsintervall von 2 bis 3 GeV/c ergibt das relative FWHM einen Wert von 94.2 ± 2.6 %. Die Verbesserung der relativen Halbwertsbreite ist also gering. Die theoretische Vorhersage nach PAIM schließt außerdem nicht den Einfluß der Elektronik sowie die Gasverunreinigungen bzw. den Sättigungseffekt mit ein.

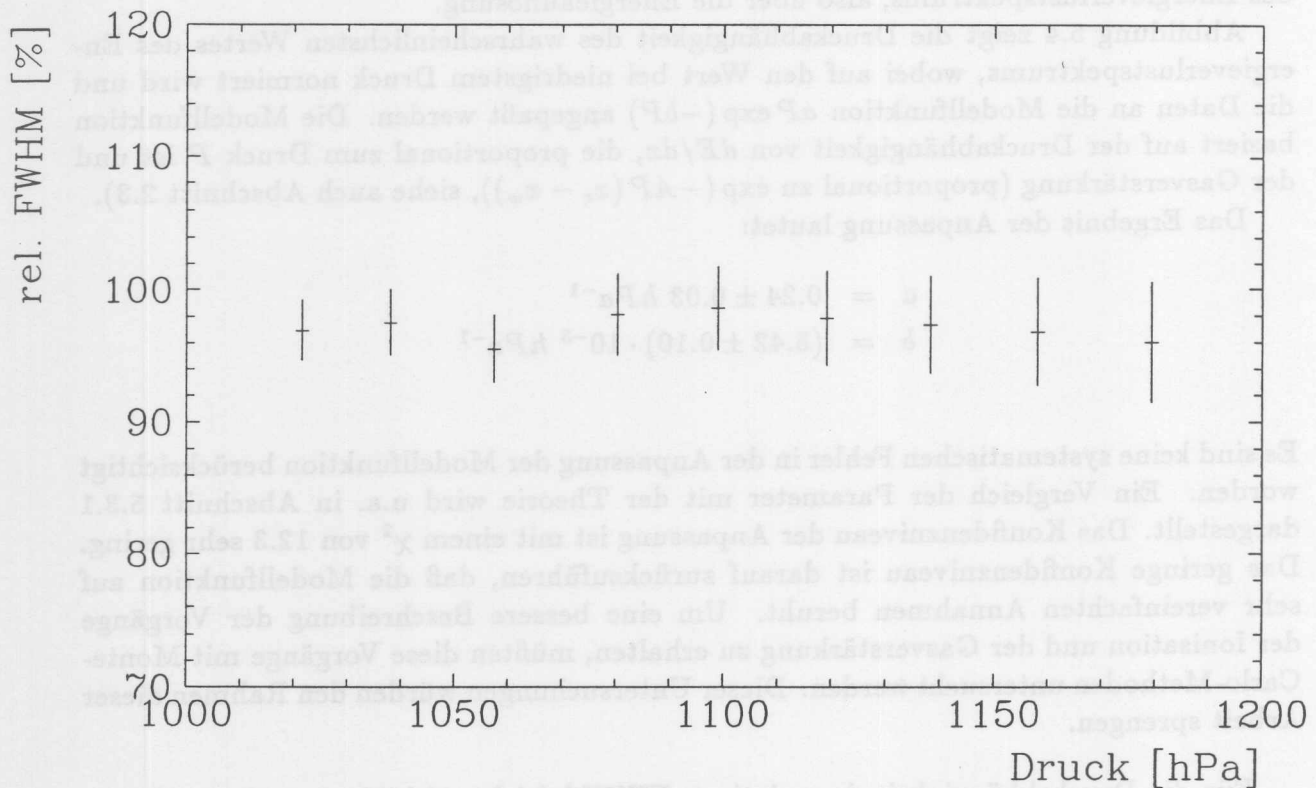


Abbildung 5.5: Druckabhängigkeit des relativen FWHM des Energieverlustspektrums

Wie eine Analyse der Abhängigkeit des normierten Ladungsintegrals von der Driftlänge in Abschnitt 4.3.4 gezeigt hat, sind der Sättigungseffekt und der Verlust von freien Elektronen durch Gasverunreinigungen nicht zu erkennen. Entweder sind beide Effekte sehr klein, oder sie kompensieren sich gerade. Kompensieren sich beide Effekte, könnte ein breiteres Energieverlustspektrum erklärt werden, da durch den Verlust von freien Elektronen und durch die nicht proportionale Gasverstärkung das Energieverlustspektrum durch eine Faltung der beiden Effekte entsteht.

5.3 Druckabhängigkeit des mittleren Energieverlustes und der Energieauflösung

Bis jetzt wurde die Spurrekonstruktion nur zur Zuordnung der Pulse zur Spur verwendet, wodurch die Rauschsignale ausgeschlossen wurden. Nun wird eine Analyse der von der Spurrekonstruktion gelieferten Größen zur Bestimmung des Energieverlustes vorgenommen, um Aussagen über dessen Druckabhängigkeit zu liefern. Die Messung des Energieverlustes wird für die Teilchenidentifikation bei H 1 benötigt.

5.3.1 Mittlerer Energieverlust (Truncated Mean)

Bei der Durchquerung eines Teilchens durch das Gas sind hohe Impulsüberträge bei der Stoßionisation (kleiner Stoßparameter) selten aber möglich. Der Mittelwert aller Einzelmessungen der Spur wird dadurch generell zu größeren Werten verschoben und die

Standardabweichung wird sehr viel größer. Daher werden in der Analyse die Meßpunkte mit den höchsten Energieverlustwerten generell ausgeschlossen; dieses Verfahren wird als *Truncated Mean* bezeichnet.

Mit Hilfe des *Truncated-Mean*-Verfahrens ist es möglich, eine Teilchenidentifikation durchzuführen. Der Fehler des *Truncated Mean* wird so klein, daß in bestimmten Impulsbereichen eine Trennung von Teilchen auf Grundlage der Bethe-Bloch Formel möglich wird (siehe Abbildung 2.5). Da die *Truncated-Mean*-Werte vieler Spuren einer Teilchensorte der Gauß-Verteilung folgen, ist die Varianz dieser Verteilung ein Maß für die Energieauflösung.

Optimierung des oberen Schnittes beim *Truncated-Mean*-Verfahren

Der Anteil der zu verwerfenden Meßpunkte beim *Truncated-Mean*-Verfahren wird im folgenden durch eine Optimierung der Energieauflösung mit Hilfe von Daten bestimmt. Dabei werden die Spuren eines Datensatzes analysiert. Der obere Schnitt wird bei jedem Datendurchlauf in 5 % Schritten erhöht (siehe Abbildung 5.6).

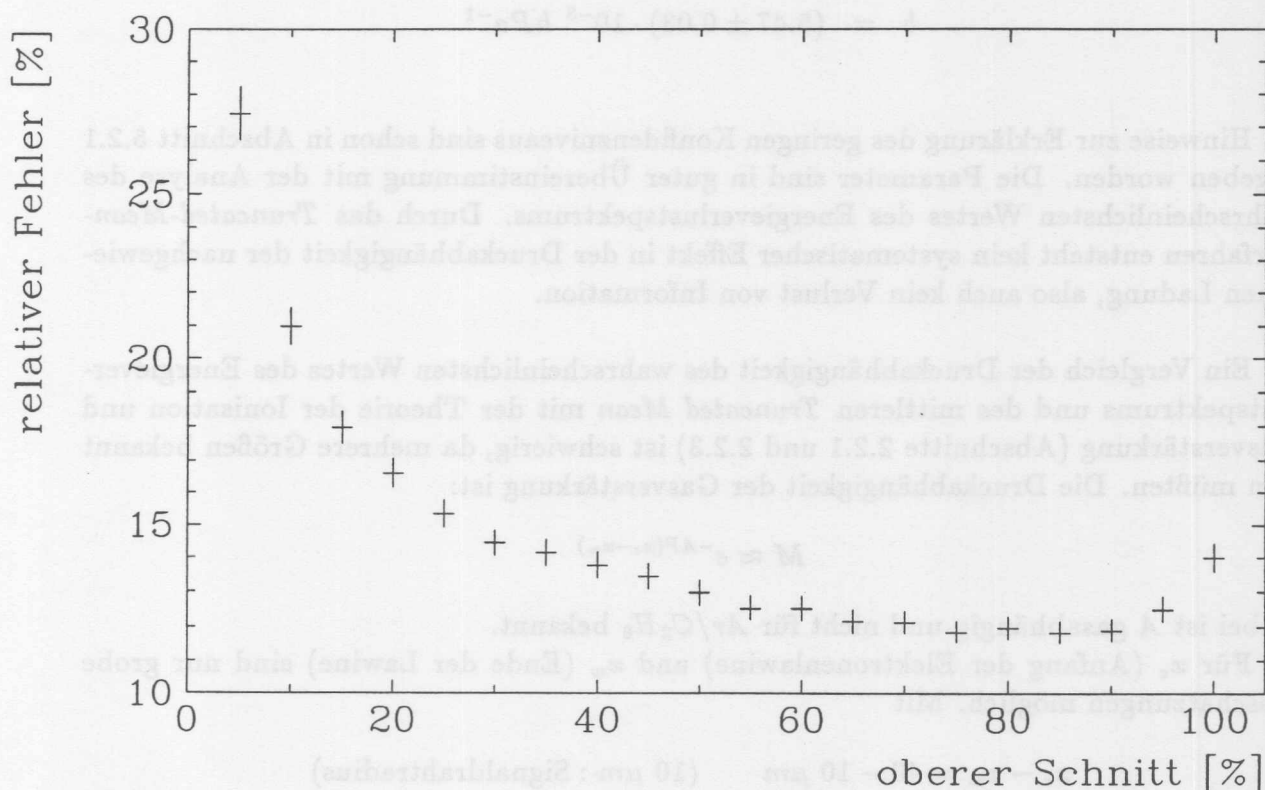


Abbildung 5.6: Optimierung des oberen Schnittes beim *Truncated Mean* Verfahren

Aus Abbildung 5.6 ist ersichtlich, daß der relative Fehler bei ca. 85 % im Minimum ist. Es ist kaum eine Änderung bei einem oberen Schnitt von 75 % bis 85 % zu beobachten. Es genügt also von einer Spur (ohne Randdrähte ≈ 21 Pulse) die zwei bis drei größten Pulse zu verwerfen.

Für die weitere Analyse wird das *Truncated Mean* Verfahren mit einem oberen Schnitt von 85 % ausgewählt. Im Vergleich zu anderen Werten, z.B. 5 % (unterer

Schnitt) bis 70 % (oberer Schnitt) bei [AMB86], ist ein oberer Schnitt von 85 % zu hoch. Dieser Unterschied ist noch nicht verstanden.

Druckabhängigkeit des mittleren Truncated Mean

Abbildung 5.7 zeigt alle *Truncated-Mean*-Werte eines Datensatzes. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die *Truncated-Mean*-Werte gaußverteilt sind. Die Bestimmung des Mittelwertes (mittleres *Truncated Mean*) und der Varianz erfolgt durch eine Datenanpassung der Gauß-Funktion.

In Abbildung 5.8 wird die Druckabhängigkeit des mittleren *Truncated Mean* gezeigt. Um einen Vergleich mit der Druckabhängigkeit des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums zu erhalten, werden auch hier alle Spuren miteinbezogen. Somit wird über alle Impulse gemittelt und das mittlere *Truncated Mean* auf den niedrigsten Druck normiert.

Das Resultat der Anpassung von $aP \exp(-bP)$ ist

$$\begin{aligned} a &= 0.257 \pm 0.008 \text{ hPa}^{-1} \\ b &= (5.47 \pm 0.03) \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \end{aligned}$$

Hinweise zur Erklärung des geringen Konfidenzniveaus sind schon in Abschnitt 5.2.1 gegeben worden. Die Parameter sind in guter Übereinstimmung mit der Analyse des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums. Durch das *Truncated-Mean*-Verfahren entsteht kein systematischer Effekt in der Druckabhängigkeit der nachgewiesenen Ladung, also auch kein Verlust von Information.

Ein Vergleich der Druckabhängigkeit des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums und des mittleren *Truncated Mean* mit der Theorie der Ionisation und Gasverstärkung (Abschnitte 2.2.1 und 2.2.3) ist schwierig, da mehrere Größen bekannt sein müßten. Die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung ist:

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

Dabei ist A gasabhängig und nicht für Ar/C_2H_6 bekannt.

Für x_c (Anfang der Elektronenlawine) und x_w (Ende der Lawine) sind nur grobe Abschätzungen möglich. Mit

$$x_c - x_w = 40 - 10 \mu m \quad (10 \mu m : \text{Signaldrahtradius})$$

und

$$A = 10.5 \text{ cm}^{-1} \text{ hPa}^{-1} \quad (\text{aus [SAU77] für reines Argon})$$

folgt $A(x_c - x_w) = 3.15 \cdot 10^{-2} \text{ hPa}^{-1}$, in grober Übereinstimmung innerhalb einer Größenordnung mit $b = (5.47 \pm 0.03) \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1}$ aus der Datenanpassung des mittleren *Truncated Mean* und mit $b = (5.42 \pm 0.10) \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1}$ aus der Datenanpassung des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums.

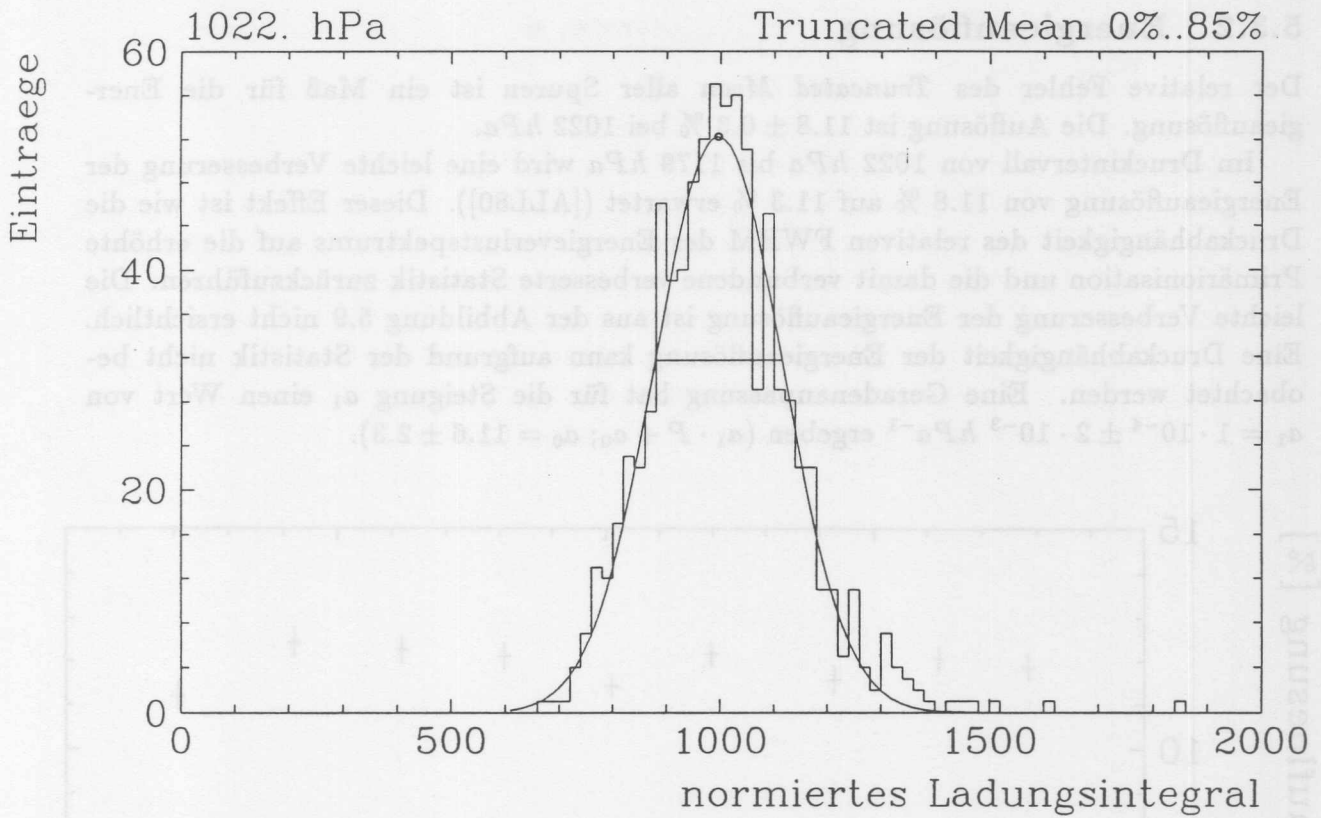


Abbildung 5.7: *Truncated Mean* aller Spuren eines Datensatzes

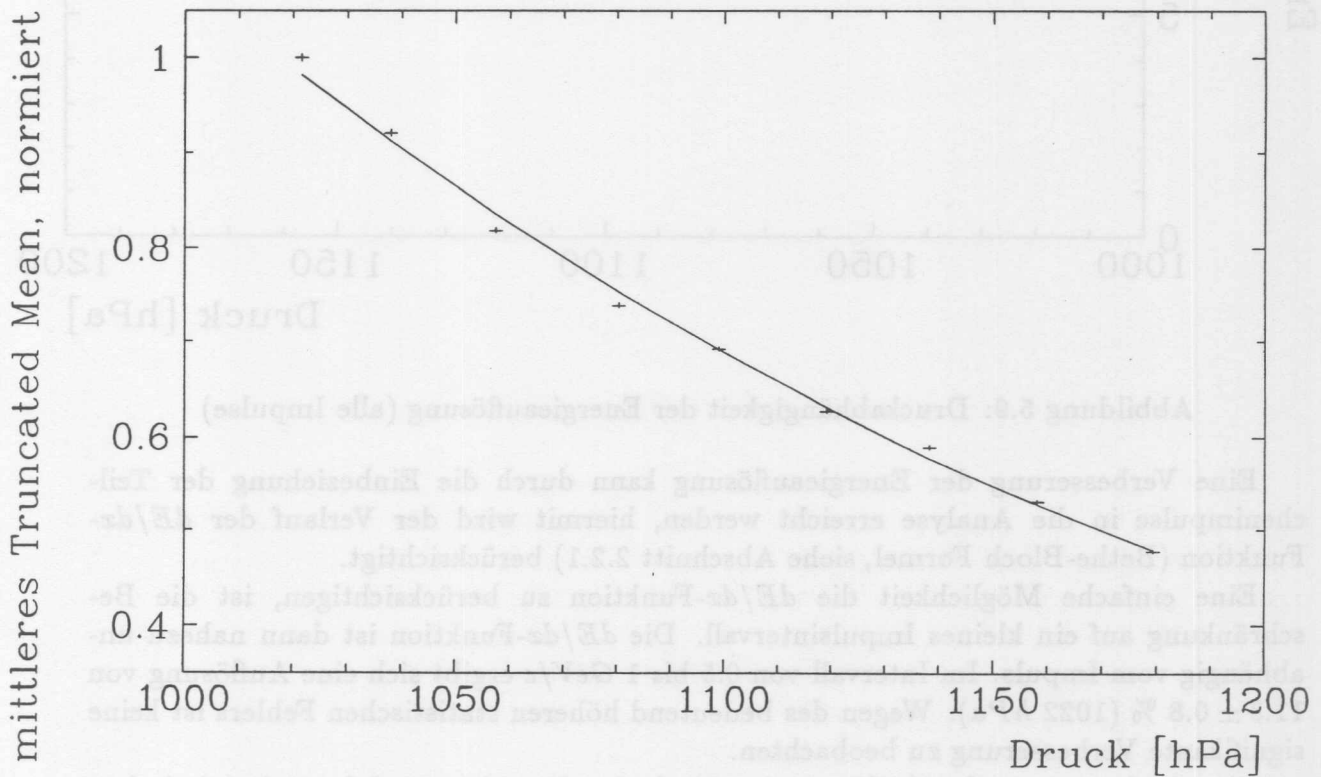


Abbildung 5.8: Druckabhängigkeit des mittleren *Truncated Mean*

5.3.2 Energieauflösung

Der relative Fehler des *Truncated Mean* aller Spuren ist ein Maß für die Energieauflösung. Die Auflösung ist $11.8 \pm 0.3 \%$ bei 1022 hPa .

Im Druckintervall von 1022 hPa bis 1179 hPa wird eine leichte Verbesserung der Energieauflösung von 11.8% auf 11.3% erwartet ([ALL80]). Dieser Effekt ist wie die Druckabhängigkeit des relativen FWHM des Energieverlustspektrums auf die erhöhte Primäronisation und die damit verbundene verbesserte Statistik zurückzuführen. Die leichte Verbesserung der Energieauflösung ist aus der Abbildung 5.9 nicht ersichtlich. Eine Druckabhängigkeit der Energieauflösung kann aufgrund der Statistik nicht beobachtet werden. Eine Geradenanpassung hat für die Steigung a_1 einen Wert von $a_1 = 1 \cdot 10^{-4} \pm 2 \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1}$ ergeben ($a_1 \cdot P + a_0$; $a_0 = 11.6 \pm 2.3$).

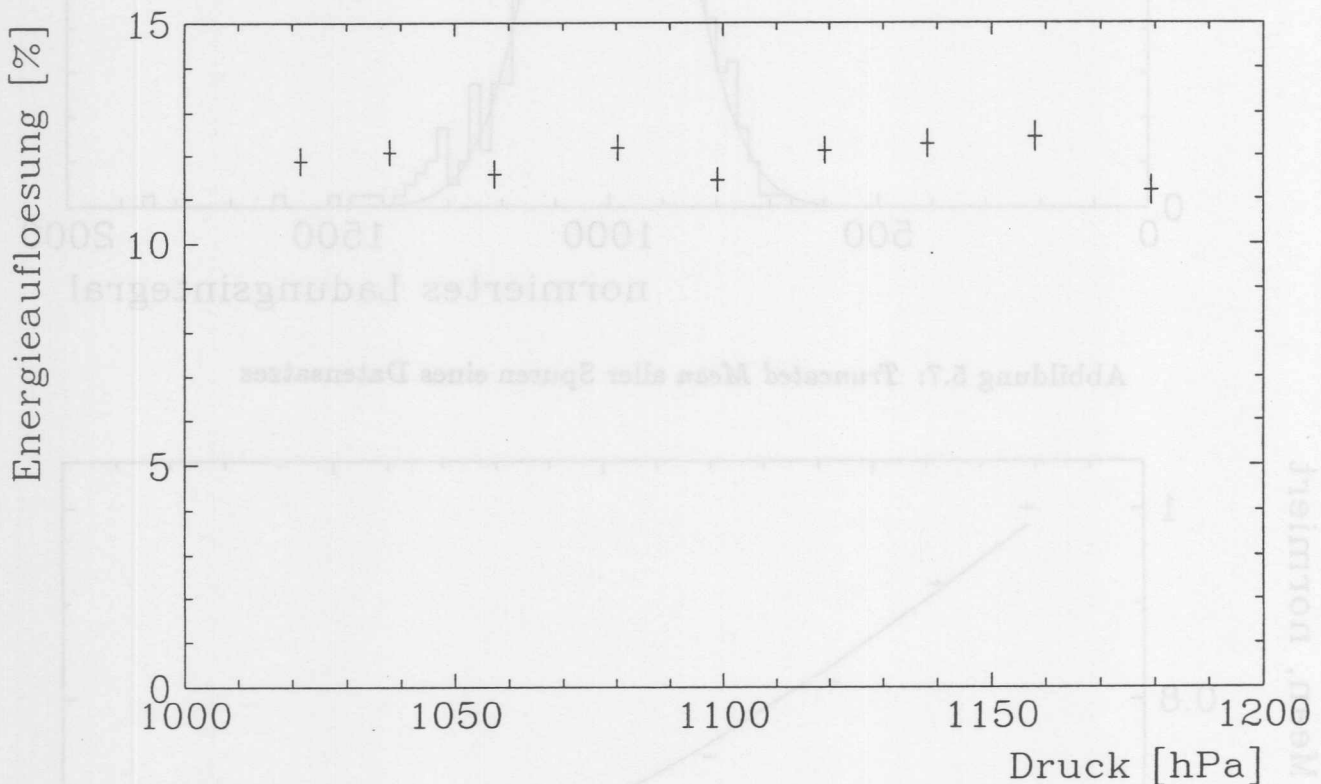


Abbildung 5.9: Druckabhängigkeit der Energieauflösung (alle Impulse)

Eine Verbesserung der Energieauflösung kann durch die Einbeziehung der Teilchenimpulse in die Analyse erreicht werden, hiermit wird der Verlauf der dE/dx -Funktion (Bethe-Bloch Formel, siehe Abschnitt 2.2.1) berücksichtigt.

Eine einfache Möglichkeit die dE/dx -Funktion zu berücksichtigen, ist die Beschränkung auf ein kleines Impulsintervall. Die dE/dx -Funktion ist dann nahezu unabhängig vom Impuls. Im Intervall von 0.5 bis $1 \text{ GeV}/c$ ergibt sich eine Auflösung von $11.3 \pm 0.8 \%$ (1022 hPa). Wegen des bedeutend höheren statistischen Fehlers ist keine signifikante Verbesserung zu beobachten.

Eine Verbesserung der Auflösung ist durch eine Korrektur auf den relativistischen Anstieg der dE/dx -Funktion zu erreichen (der untere Abschneideimpuls liegt, bedingt durch den experimentellen Aufbau, in der Nähe der minimal ionisierenden Myonen).

Dabei wird ein linearer relativistischer Anstieg angenommen und die Steigung aus den Daten berechnet. Es wird eine Unterteilung der Impulse bis $10 \text{ GeV}/c$ vorgenommen und die größeren Impulse in das letzte Intervall miteinbezogen. Im ersten Intervall mit den meisten Einträgen und im letzten Intervall wird das mittlere *Truncated Mean* getrennt berechnet. Auf diesen Anstieg des mittleren *Truncated Mean* wird dann korrigiert. Der Anstieg beträgt im Impulsintervall von 0.5 bis $10 \text{ GeV}/c$ ungefähr 20% . Die Auflösung verbessert sich auf $11.0 \pm 0.3 \%$ bei einem Druck von 1022 hPa . Die Verbesserung ist deshalb so klein, weil die meisten Impulse im Intervall 1 bis $3 \text{ GeV}/c$ liegen und der Einfluß größerer Impulse damit gering ist. Umgerechnet auf die 56 Meßpunkten der CJC ist diese Energieauflösung $R = 7.5 \%$ (unter Benutzung der empirischen Anpassung von [ALL80] für reines Argon; $R \sim n^{-0.46}$; n : Anzahl der Meßpunkte). Die Anforderung an die CJC für die Energieauflösung liegt bei 6% ([H1C86]). Unter Berücksichtigung der Orts- und Impulsauflösung des FSP ist die Energieauflösung akzeptabel. Eine Messung von [LEH82] mit $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ liefert, umgerechnet auf die 24 Meßpunkte des FSP, bei Normaldruck den Wert von 10.8% . Die Energieauflösung des FSP stimmt gut mit diesem Wert überein.

5.4 Zusammenstellung der Ergebnisse und Auswirkungen auf die zentrale Spurenkammer

Bei einer Druckerhöhung von ca. 15 % über Normaldruck ergibt eine Analyse des Energieverlustspektrums keine merkliche Änderung ihrer Form. Die Abhängigkeit der relativen Halbwertsbreite vom Druck P entspricht den Erwartungen.

Die Druckabhängigkeit des wahrscheinlichsten Werts des Energieverlustspektrums und des mittleren *Truncated Mean* kann mit der Funktion $aP \exp(-bP)$ beschrieben werden. Die funktionale Abhängigkeit der nachgewiesenen Ladung und der Parameter b ist wichtig für eine Korrektur der gemessenen Ladung auf Druckschwankungen, der Parameter a wird durch eine geeignete Normierung festgelegt.

Wahrscheinlichster Wert des
Energieverlustspektrums:

$$a = 0.24 \pm 0.03 \text{ hPa}^{-1}$$

$$b = (5.42 \pm 0.10) \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1}$$

Mittleres *Truncated Mean*:

$$a = 0.257 \pm 0.008 \text{ hPa}^{-1}$$

$$b = (5.47 \pm 0.03) \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1}$$

Die Energieauflösung ist nicht signifikant vom Druck im gemessenen Bereich abhängig.

Daraus resultiert für den Betrieb der CJC, daß die Druckschwankungen durch eine Korrektur der Daten mit der oben angegebenen Funktion möglich sein sollte, ohne daß systematische Fehler auftreten. Diese Feststellung wird noch durch die Tatsache verstärkt, daß die wirklichen Druckschwankungen, hervorgerufen durch den äußeren Luftdruck, um einen Faktor 3 bis 4 kleiner sind als der größte hier gemessene Druckunterschied.

Allerdings muß für das Oberflächenfeld der Signaldrähte der CJC gewährleistet sein, daß die Gasverstärkung genügend groß ist. Der Richtwert für die mittlere Pulshöhe von Myonen bei Normaldruck beträgt ungefähr 250 mV bei einem Oberflächenfeld von 29 kV/mm. Besonders wichtig ist, daß das Driftfeld so eingestellt wird, daß die Driftgeschwindigkeit im Maximum liegt, um deren Druckabhängigkeit möglichst klein zu halten.

Zusammenfassung

Im Rahmen der H1-Kollaboration wurde der Einfluß von Druck- und damit auch Dichteschwankungen des Kammergases auf den Betrieb der zentralen Spurenkammer untersucht. Diese Druckschwankungen, hervorgerufen durch die Kopplung des Gassystems der zentralen Spurenkammer (CJC) an den äußeren Luftdruck, müssen in der Datenanalyse berücksichtigt werden.

Mit einem Prototypen der zentralen Spurenkammer wurden Messungen mit kosmischer Höhenstrahlung im Magnetfeld durchgeführt. Die Arbeitsparameter des Prototyps wurden so gewählt, daß sie den Parametern beim Betrieb der CJC entsprechen. Der Magnet diente gleichzeitig als Absorber, so daß nur Spuren von Myonen vermessen wurden. Es mußte keine Teilchenidentifikation bei der Analyse der Druckabhängigkeit des Energieverlustes vorgenommen werden.

Es wurden Daten bei verschiedenen Drücken, die den Bereich der größten äußeren Luftdruckdifferenzen abdeckten, aufgezeichnet. Systematische Effekte, die zum Teil durch die Geometrie der Ereignisse, zum Teil durch die Signalauslese bestimmt waren, wurden in der Datenanalyse berücksichtigt.

Die Auswertung der Daten hat keinen Einfluß der Druckänderungen des Kammergases auf die Driftgeschwindigkeit gezeigt. Das Driftfeld war so eingestellt, daß die Driftgeschwindigkeit gerade im Maximum lag.

Der Einfluß von Druckschwankungen auf die gemessene Ladung ist groß; bei einer Druckerhöhung von 50 hPa sinkt das Integral über den Ladungspuls um ca. 20 %. Eine genaue Analyse des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums ergab eine Parametrisierung der Druckabhängigkeit der nachgewiesenen Ladung durch die Funktion $aP \exp(-bP)$. Die Parameter a und b konnten durch eine Datenanpassung bestimmt werden. Die relative Halbwertsbreite des Energieverlustspektrums wurde bei einem Druck von 1022 hPa zu 96.9 ± 2.3 % bestimmt. Es ist keine signifikante Abweichung der erwarteten Druckabhängigkeit beobachtet worden.

Es wurde eine Auswertung des Energieverlustes (dE/dx) der Myonen mit Hilfe des *Truncated-Mean*-Verfahrens vorgenommen. Eine Analyse der Druckabhängigkeit des mittleren *Truncated Mean* ergab dieselbe Parametrisierung wie die des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums.

Schließlich ergab die weitere Auswertung, daß kein Einfluß von Druckschwankungen im gemessenen Bereich auf die Energieauflösung zu beobachten war. Die Energieauflösung des Prototyps wurde mit einer Korrektur auf den relativistischen Anstieg des wahrscheinlichsten Energieverlustes (Bethe-Bloch Formel) bestimmt zu 11.0 ± 0.3 % (bei 1022 hPa).

Anhang A

A.1 Kosmische Höhenstrahlung

Die kosmische Höhenstrahlung zeichnet sich durch eine große gleichbleibende Intensität (konstant über einen Zeitraum von 10^9 Jahren) und ständiger Verfügbarkeit aus. Außerdem zeigt sie eine hohe Rate mit einem Fluß von

$$R = \frac{1.8 \cdot 10^2 \text{ Teilchen}}{\text{s m}^2}$$

in horizontaler Ebene auf Meeressniveau ([PAR90]).

Das Energiespektrum reicht bis zu Energien von mindestens 10^{20} eV, die nicht mehr durch Speicherringe erzeugt werden können, allerdings ist deren Rate sehr klein. In bestimmten Energiebereichen ist die kosmische Höhenstrahlung also eine geeignete Teilchenquelle.

Die auf Meeressniveau auftreffenden Teilchen entstehen durch kosmische Primärteilchen, die in der Erdatmosphäre anschauern (siehe Abbildung A.1). Die einfallenden Primärteilchen, die keine Vorzugsrichtung besitzen, bestehen aus 85 % Protonen, 12.5 % α -Teilchen, 2.5 % schweren Kernen und weniger als 1 % Elektronen. Diese Zusammensetzung entspricht im wesentlichen der des Universums.

Gelangen die Primärteilchen in die oberen Schichten der Erdatmosphäre, wechselwirken sie dort mit den vorhandenen Stickstoff- und Sauerstoffkernen. Mit der Entstehung von Pionen aber auch Kaonen und Hyperonen beginnt die hadronische und elektromagnetische Schauerentwicklung, wobei die Erdatmosphäre als Target mit 28 Strahlungslängen fungiert.

Im wesentlichen können drei Komponenten der kosmischen Höhenstrahlung auf Meeressniveau unterschieden werden.

Die *hadronische Komponente* besteht aus Pionen, die, wenn sie geladen sind, mit einer mittleren Halbwertszeit von $2.6 \cdot 10^{-8}$ s in Myonen und Neutrinos zerfallen. Diese Myonen bilden die *myonische Komponente* der kosmischen Höhenstrahlung. Sie können aufgrund der Zeitdilatation Meereshöhe erreichen. Beim Zerfall eines Myons entstehen ein Elektron und Neutrinos. Die Elektronen bilden ausgedehnte elektromagnetische Luftschauer durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung aus, die *Elektron-Photon Komponente*.

Auf Meereshöhe sind etwa 80 % der geladenen Teilchen Myonen und ungefähr 20 % Elektronen. Der Hadronenanteil beträgt etwa 1 %. Durch einen geeigneten Absorber kann eine Selektion auf Myonen vorgenommen werden, da die hadronische und Elektron-Photon-Komponente absorbiert werden, während die Myonen mit einem Mindestimpuls

den Absorber durchdringen können. Die Myonen besitzen im Absorber die größere Reichweite.

Die Abhängigkeit der Myonen vom Zenithwinkel Θ ist:

$$I_{\mu} \sim \cos^{1.85} \Theta$$

Das Intensitätsspektrum der Myonen zeigt Abbildung A.2.

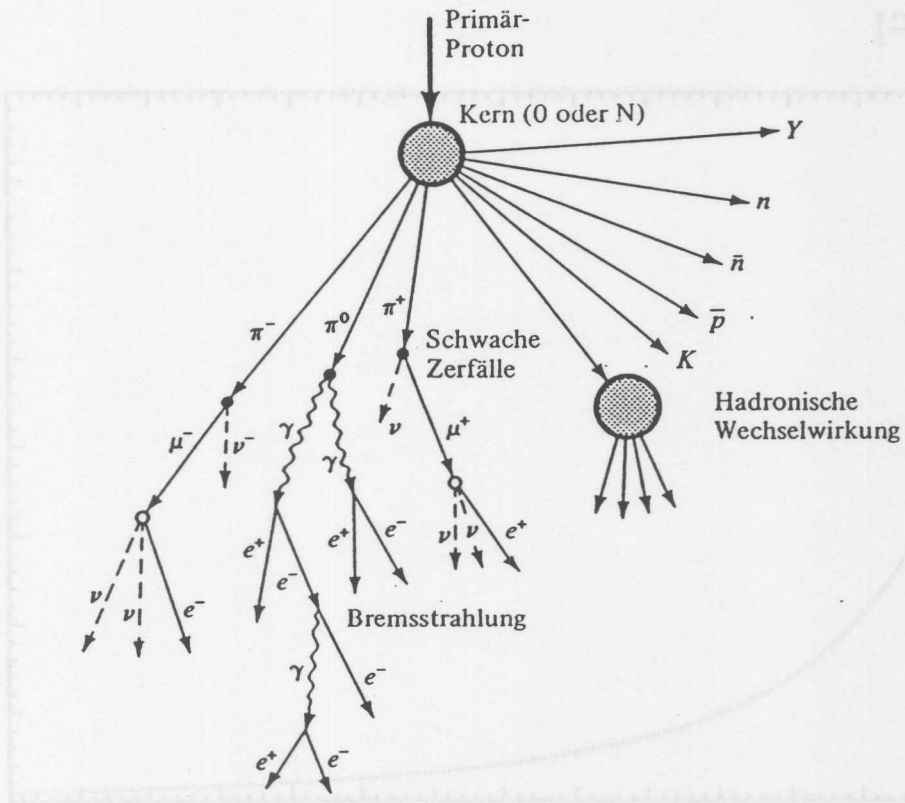


Abbildung A.1: Typische Schauerentwicklung in der Erdatmosphäre (aus [FRA79])

Das Intensitätsspektrum der Myonen zeigt Abbildung A.2.
 Die Abhängigkeit der Myonen vom Zenitwinkel Θ ist
 Reichweite
 der Absorber durchdrungen können. Die Myonen besitzen im Absorber die größere

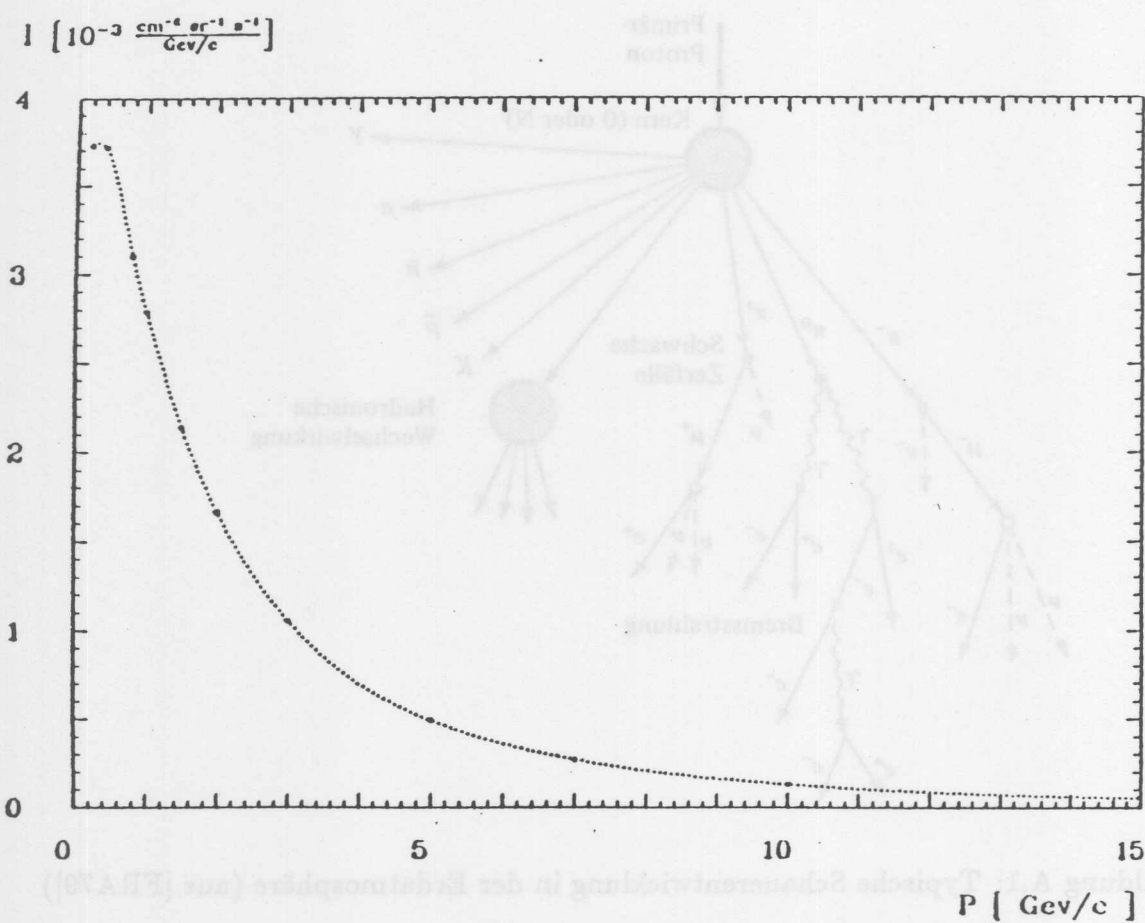


Abbildung A.2: Intensitätsspektrum von Myonen (aus [REU88])

A.2 Daten der Magnetfeldmessung

In Tabelle A.1 sind die Daten der Messung des Magnetfeldes vom DAVID-Magneten (Halle 2 auf dem DESY-Gelände) angegeben. Der Fehler in der Ortsangabe ist 0.2 cm , der Fehler bei der Angabe des Magnetfeldes beträgt 2 Gauß .

Strom [A]	Ort [cm]												
	-47.7	-30.0	-20.0	-15.0	-10.0	-5.0	0.0	5.0	10.0	15.0	20.0	30.0	62.0
	Magnetfeld [Gauß]												
2796	3257	4245	4535	4626	4684	4716	4726	4717	4682	4619	4530	4236	1973
3096	3634	4742	5065	5165	5232	5267	5278	5269	5227	5159	5059	4730	2195
3396	4015	5241	5598	5710	5783	5822	5835	5825	5779	5702	5591	5228	2419
3696	4399	5745	6135	6259	6335	6379	6385	6382	6333	6248	6127	5730	2645
3996	4780	6250	6672	6806	6890	6938	6951	6940	6887	6796	6665	6233	2873
4296	5171	6750	7205	7355	7447	7490	7502	7500	7436	7336	7194	6736	3101
4596	5564	7260	7744	7895	7994	8050	8061	8052	7989	7884	7735	7239	3334
4896	5959	7766	8281	8442	8558	8608	8621	8610	8544	8429	8272	7745	3568
5196	6353	8272	8818	8989	9105	9165	9182	9165	9093	8976	8806	8250	3806
5496	6745	8775	9370	9529	9655	9716	9728	9713	9642	9515	9336	8751	4045

Tabelle A.1: Magnetfeld vom DAVID-Magneten in Halle 2

Literaturverzeichnis

- [ALL80] W. W. M. Allison and J. H. Cobb,
Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 30 (1980), p. 253
- [AMB86] K. Ambrus,
Suche nach freien Quarks und anderen abnormal ionisierenden Teilchen bei JADE,
Dissertation Hamburg (1986)
- [BLO88] V. Blobel,
The BOS System Dynamic Memory Management, Second Updated Printing FORTRAN77 Version,
DESY Internal Report R1-88-01 (1988)
- [BUE89] J. Bürger, H. Spitzer, P. Steffen et al.,
The Central Jet Chamber of the H1-Experiment,
Nuclear Instruments and Methods A279 (1989), p. 217
- [ERM77] V. C. Ermilova et al.,
Fluctuations and the Most Probable Values of Relativistic Charged Particle Energy Loss in Thin Gas Layers,
Nuclear Instruments and Methods 145 (1977), p. 555
- [FRA79] H. Frauenfelder, E. M. Henley,
Teilchen und Kerne,
Oldenbourg München (1979)
- [GRO89] J. Groh,
Computersimulation der Elektronenlawine in zylindersymmetrischen elektrischen Feldern,
Diplomarbeit Hamburg (1989) DESY Interner Bericht FH1T-89-03 (1989)
- [H1C86] H 1 Collaboration,
Technical Proposal for the H1-Detector,
DESY Hamburg (1986)
- [H1C89] H 1 Collaboration,
Technical Progress Report,
DESY Hamburg (1989)

- [JEA79] B. Jean-Marie et al.,
Systematic Measurement of the Electron Drift Velocity and Study of some Properties of four Gas Mixtures,
Nuclear Instruments and Methods 159 (1979), p. 213
- [KLE87] K. Kleinknecht,
Detektoren für Teilchenstrahlung,
Teubner (1987)
- [LEH82] I. Lehrhaus, R. Matthewson, W. Tejessy,
Particle Identification by dE/dx Sampling in High Pressure Drift Detectors,
Nuclear Instruments and Methods 196 (1982), p. 361
- [MAS91] S. Masson,
Persöhnliche Mitteilung,
Hamburg (1991)
- [PAR90] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Physics Letters B, Vol. 239 (1990)
- [PEI84] A. Peisert, F. Sauli,
Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation,
CERN 84-08 (1984)
- [RAU91] T. Rautenstrauch,
Kalibrationsstudien am Full-Size-Prototyp der CJC 1-Driftkammer mit kosmischer Höhenstrahlung,
Diplomarbeit Hamburg (1991)
- [REU88] R. Reumann,
Aufbau und Test eines Szintillatortriggersystems für Driftkammern,
Diplomarbeit Hamburg (1988), DESY Interner Bericht F14-88-01 (1988)
- [SAN91] H. Sand,
Test und Inbetriebnahme der zentralen Spurenkammer von H 1,
Diplomarbeit Hamburg (1991), DESY Interner Bericht FH1T-91-02 (1991)
- [SAU77] F. Sauli,
Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers,
CERN 77-09 (1977)
- [SCH88] J. Schug, U. Seehausen,
Optimization of the Electrostatic Field in the H 1 Central Jet Chamber,
DESY H 1 tracking Note Nr. 15 (1988)
- [SCH90a] E. Schenuit,
Xenon-Ethan Gase in Driftkammern, Untersuchungen zum Bau einer hochauflösenden Jetkammer,
Dissertation Hamburg (1990), DESY Interner Bericht FH1T-91-01 (1991)

- [SCH90b] M. Schulz, P. Steffen,
Calibration with Testpuls Data,
DESY H1 Tracking Note Nr. 22 (1990)
- [SCH90c] M. Schernau,
*Aufbau und Test des Full-Size-Prototypen für die zentrale Jetkammer des
H1-Detektors,*
Diplomarbeit Hamburg (1990), DESY Interner Bericht FH1T-90-02 (1990)
- [SCH91] M. Schulz,
Kalibrierung der H1-Jetkammer mit kosmischer Höhenstrahlung,
Dissertation in Vorbereitung Hamburg (1991)
- [STE52] R. M. Sternheimer,
The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials,
Physical Review 88 (1991), p. 851
- [STE91] P. Steffen,
Persönliche Mitteilung,
Hamburg (1991)
- [VIC88] R. Vick,
Untersuchungen zur e/π -Trennung in der H1-Jetkammer,
Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [VIC90] R. Vick, E. Schenuit, H. Spitzer,
*Energy Loss Measurements in a Prototype Drift Chamber for the H1-CJC
with Various Noble Gas Mixtures,*
DESY Internal Report FH1T-90-01 (1990)
- [WOL86] G. Wolf,
HERA : Physics, Machine and Experiments,
DESY Bericht 86-089 (1986)

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Speicherringe beim DESY	6
1.2	Der H ¹ -Detektor	7
1.3	Die zentrale Spurenkammer (r - ϕ -Ebene)	8
2.1	Schematischer Aufbau einer Driftkammer	11
2.2	Energieverlust durch Ionisation	13
2.3	Berechnete Landau-Spektren von Elektron und Pion bei $p = 0.5 \text{ GeV}/c$	14
2.4	Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen und magnetischen Feld	15
2.5	Wahrscheinlichster Energieverlust verschiedener Teilchenarten	18
3.1	Seitenansicht des experimentellen Aufbaus	20
3.2	Frontansicht des experimentellen Aufbaus	20
3.3	Druckverlust des Tanks	22
3.4	Magnetfeld des DAVID-Magneten in Halle 2	23
3.5	Blockschaltbild der Triggerschaltung	25
4.1	Bestimmung der Zeitmarke eines Pulses	28
4.2	Verteilung des transversalen Impulses	29
4.3	Drifträume aller Signaldrähte in Abhängigkeit vom <i>Lorentzwinkel</i>	30
4.4	Die Spurlängen in jedem Driftraum	31
4.5	Anzahl der Pulse pro Spur bei den Drücken 1022 hPa und 1179 hPa	32
4.6	100 akzeptierte Spuren	33
4.7	Mittleres Pulsintegral, drahtabhängig	34
4.8	Abhängigkeit der normierten Ladungsintegrale von der Driftstrecke	35
5.1	Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck	37
5.2	Verteilung der maximalen Digitalisierung jedes Pulses	38
5.3	Energieverlustspektrum mit Anpassung der Moyal-Funktion	39
5.4	Druckabhängigkeit des wahrscheinlichsten Wertes des Energieverlustspektrums	39
5.5	Druckabhängigkeit des relativen FWHM des Energieverlustspektrums	41
5.6	Optimierung des oberen Schnittes beim <i>Truncated Mean</i> Verfahren	42
5.7	<i>Truncated Mean</i> aller Spuren eines Datensatzes	44
5.8	Druckabhängigkeit des mittleren <i>Truncated Mean</i>	44
5.9	Druckabhängigkeit der Energieauflösung (alle Impulse)	45
A.1	Typische Schauerentwicklung in der Erdatmosphäre	50
A.2	Intensitätsspektrum von Myonen	51

Tabellenverzeichnis

3.1	Einige Drahtparameter	21
3.2	Arbeitsparameter des FSP	21
3.3	Mittlere Zählraten des Szintillator-Triggersystems	25
A.1	Magnetfeld vom DAVID-Magneten in Halle 2	52

Danksagung

Ich möchte allen Personen, die mir zum Zustandekommen dieser Arbeit geholfen haben, herzlich danken:

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer und Herrn Dr. P. Steffen danke ich für die Aufgabenstellung und die Betreuung der Arbeit.

Herrn Dr. Ludek Smolik danke ich für die Betreuung und Unterstützung meiner Arbeit und für seine ständige Diskussionsbereitschaft.

Rainer Vick danke ich für zahlreiche Anregungen zu Fragestellungen der Teilchenidentifikation.

Andreas Gellrich und Markus Schulz danke ich für die vielen Ratschläge bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Außerdem möchte ich mich bei allen nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Gruppe FH1T für die vielen guten Tips und für die gute Arbeitsatmosphäre bedanken.

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

Hamburg, den 16.12.1991

(Frank Linsel)

