

Interner Bericht
DESY-F33-86-01
Juli 1986

MESSUNG DER DRUCKABHÄNGIGKEIT
DER ORTSAUFLÖSUNG
EINER DRIFTKAMMER

von

Andreas Rhodin

Eigentum der **DESY** Bibliothek
Property of **DESY** library
Zugang: 04. AUG. 1986
Accession:
Leihfrist: 7
Loan period: 7 days

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

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

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

Messung der Druckabhängigkeit
der Ortsauflösung
einer Driftkammer

Experimentell physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg
durchgeführt am DESY in der
Gruppe F33

von
Andreas Rhodin

Hamburg den
24. Juni 1986

Abstract

A test chamber was built to investigate the properties of the new multiwire driftchamber (SWC) of the CELLO detector, which was in construction at the same time. The test chamber consists of 8 layers of 8 hexagonal drift cells with cell radii between 3.7 and 6.4 mm, and with a length of 20 cm.

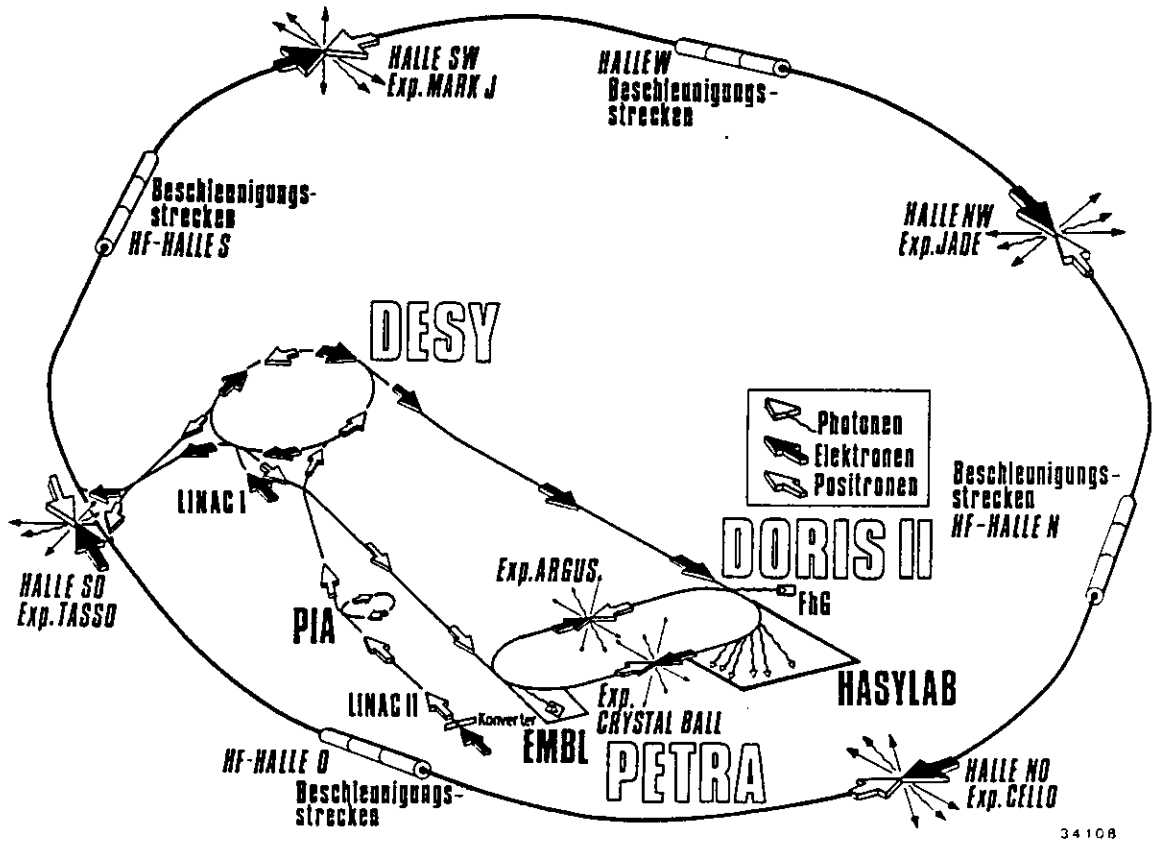
In a cosmic ray run the spatial resolution was determined in a gas mixture of 90% argon and 10% propane at various values of pressure and high voltage. The amplification factor in the gas and its range of proportionality was determined with a Fe^{55} X-ray source. At atmospheric pressure and a gain of $1.4 \cdot 10^6$ the spatial resolution was found $107 \mu\text{m}$. At a pressure of 3 bar the resolution improved and a value of $65 \mu\text{m}$ was obtained. These results correspond with estimates derived from the properties of the gas and the experimental setup.

Inhalt

1	Einleitung	2
2	Physikalische Grundlagen von Driftkammern	4
2.1	Arbeitsweise von Driftkammern	4
2.2	Energieverlust geladener Teilchen	6
2.3	Elektronendrift	7
2.4	Gasverstärkung	9
2.5	Form der Driftkammersignale	11
2.6	Zusammensetzung des Gases	13
2.7	Druckabhängigkeit der Ortsauflösung	13
3	Konstruktion und Bau des Testmodules	16
3.1	Drahtkoordinaten	16
3.2	Mechanische Ausführung des Gehäuses	17
3.3	Genauigkeit der Drahtpositionen	17
3.4	Drahtspannung	19
4	Datennahme mit kosmischer Strahlung	20
4.1	Gassystem	20
4.2	Hochspannungsversorgung	20
4.3	Trigger	22
4.4	Ausleseelektronik	23
4.5	Arbeitspunkt	25
5	Messung der Gasverstärkung	27
5.1	Bestimmung der Ladung der Driftkammersignale	27
5.2	Das Energieverlustspektrum von Fe^{55} in Argon	28
5.3	Bestimmung der Gasverstärkung und des Proportionalbereiches	28
6	Auswertung	31
6.1	Methode	31
6.2	Eichung der Pedestale	32
6.3	Ereignisauswahl	32
6.4	Anpassung einer Geraden als Näherung für die Spur	34
6.5	Iterative Bestimmung der Orts-Zeit-Funktion	35
6.6	Bestimmung der Auflösung	38
7	Ergebnisse und Diskussion	42
7.1	Beiträge zur Ortsauflösung	42
7.2	Schlüsse für die SWC	44
8	Zusammenfassung	47

1 Einleitung

In den Hochenergieexperimenten am Speicherring PETRA bei DESY werden Elektronen und Positronen auf je eine Energie bis zu 23,5 GeV beschleunigt. Sie laufen im Speicherring in Paketen gegenläufig um und treffen an den Wechselwirkungspunkten aufeinander. Die bei der Kollision entstehenden Teilchen werden in Detektoren, die um die Wechselwirkungspunkte herum gebaut sind, nachgewiesen, gemessen und wenn möglich auch identifiziert.

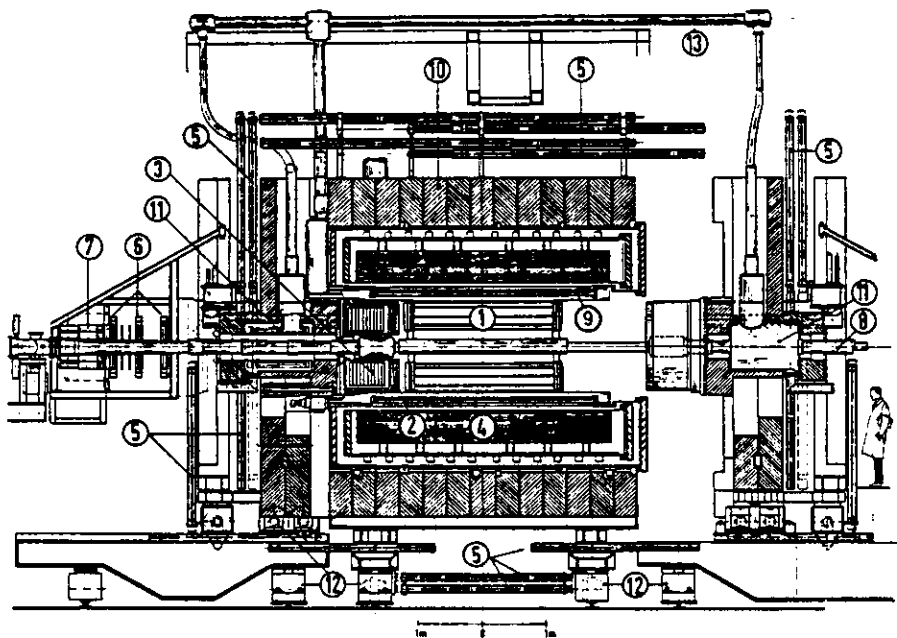


34108

Abbildung 1: Speicherringe bei DESY

Den Aufbau eines typischen Detektors (CELLO) [CEL80] zeigt Abbildung 2. Der innere Teil besteht aus dem Spurdetektor 1, der von einer supraleitenden Spule 9 umgeben ist, die ein Magnetfeld von 1.3 Tesla erzeugt. Der Spurdetektor liefert Koordinaten der Spuren geladener Teilchen. Anhand der Krümmung, die die Spuren im Magnetfeld erfahren, läßt sich der Impuls der Teilchen bestimmen. Der hier gezeigte Innendetektor besteht aus 7 Lagen von Driftkammern und 5 Lagen von Proportionalkammern, die konisch um die Strahlachse angeordnet sind.

Um die erhöhten Anforderungen durch die gegenüber früher höheren Strahlenergien bei PETRA zu erfüllen, wurde ein neuer Innendetektor SWC (= Stereo Wire Chamber) gebaut [CEL83]. Dieser besteht aus 36 Driftkammerlagen und kann mit einem Druck des



- 1 Zentrale Drift- u. Proportionalkammern
- 2 Endkappen- Proportionalkammern
- 3 Endkappen- Schauerzähler (Flüssig Argon)
- 4 Zylindrische Schauerzähler (Flüssig Argon)
- 5 Proportionalkammern für Myon-Nachweis
- 6 Driftkammern für Vorwärtsdetektor
- 7 Schauerzähler für Vorwärtsdetektor (Bleiglas)
- 8 Vakuum-Strahlrohr
- 9 Supraleitende Spule des Detektors
- 10 Eisenjoch
- 11 Kompensationsspulen
- 12 Fahrwerke
- 13 Versorgungsleitungen für flüssiges Helium

DETEKTOR CELLO

Gewicht: ~1400 t
Magnetfeld: 15 kG

Abbildung 2: Der CELLO Detektor

Kammern bis zu 3 bar absolut betrieben werden.

Zweck der vorliegenden Arbeit war es, die Ortsauflösung der SWC, insbesondere ihre Druckabhängigkeit, an einem kleinen Testmodul zu untersuchen, und damit die Suche nach dem optimalen Arbeitspunkt zu erleichtern.

Kapitel 2 stellt die Grundlagen der Funktionsweise von Driftkammern unter besonderer Berücksichtigung der Geometrie der SWC dar, und beschreibt die Grenzen für die erreichbare Ortsauflösung aufgrund der Eigenschaften des Kammerngas. Besonders wird hier auf die Druckabhängigkeit der Transportgrößen und der daraus resultierenden Ortsauflösung eingegangen. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Konstruktion des Testmodules und Kapitel 4 mit dem Testaufbau zur Messung der Ortsauflösung mit kosmischer Höhenstrahlung bei verschiedenen Arbeitspunkten. In Kapitel 5 wird die Gasverstärkung mithilfe des Energieverlustspektrums eines Fe^{55} -Präparates ermittelt. Die Methode der Datenauswertung zur Bestimmung der Ortsauflösung ist in Kapitel 6 dargestellt. Die Ergebnisse sind in Kapitel 7 zusammengestellt und diskutiert.

2 Physikalische Grundlagen von Driftkammern

2.1 Arbeitsweise von Driftkammern

Die Driftkammer ist eine Weiterentwicklung der Proportionalkammer. Diese besteht aus einer zylinderförmigen Kathode, in der ein dünner Anodendraht gespannt ist, der gegenüber der Kathode auf eine positive Hochspannung gelegt wird. Durch die Kammer hindurchfliegende geladene Teilchen ionisieren das Kammergas längs ihrer Bahn. Im elektrischen Feld wandern die positiv geladenen Ionen zur Kathode und die Elektronen zum Anodendraht. In einem Gasverstärkungsprozess werden hier weitere Gasmoleküle ionisiert. Der Verschiebungsstrom der abdriftenden, positiv geladenen Ionen wird als Spannungsimpuls nachgewiesen. Das Auftreten eines Signales zeigt nur das Hindurchfliegen eines Teilchens durch das Volumen der Proportionalkammer an. Eine genauere Ortsinformation erhält man in einer Driftkammer durch die Messung des Zeitpunktes, an dem die Elektronen den Signaldraht erreichen. Bei bekanntem Zeitpunkt des Durchfluges des Teilchens und bekannter Driftgeschwindigkeit der Elektronen läßt sich der Abstand der Spur vom Signaldraht bestimmen.

Zur Rekonstruktion der gesamten Spur eines Teilchens müssen ihre Koordinaten an verschiedenen Punkten der Flugbahn in mehreren Driftzellen bestimmt werden. Deshalb wird eine große Anzahl solcher Driftkammern in zylindrischen Lagen konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Dabei wird das Kathodenrohr der Proportionalkammer durch mehrere, im Fall der SWC durch sechs, sogenannte Potentialdrähte ersetzt (Abbildung 3). So ist es möglich, viele Driftzellen innerhalb eines großen Volumens

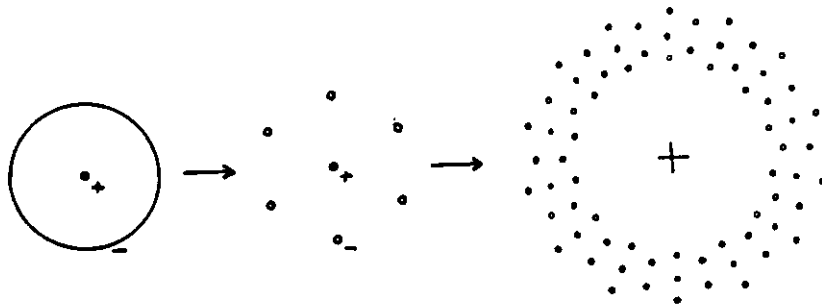
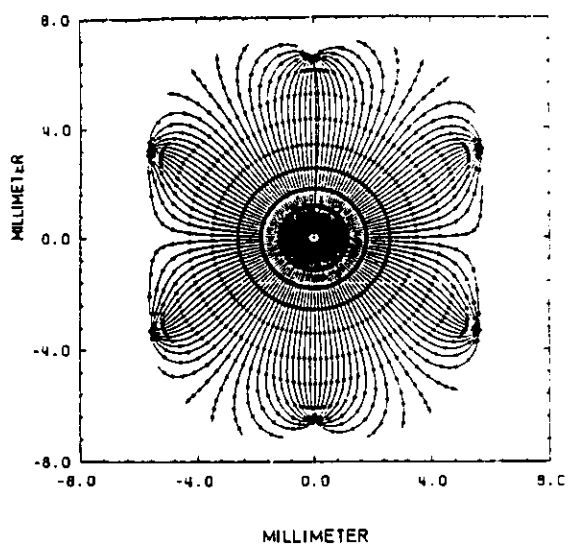


Abbildung 3: Entwicklung der hexagonalen Zellen aus dem Proportionalrohr und ihre zylindrische Anordnung in einer Lage um den Wechselwirkungspunkt

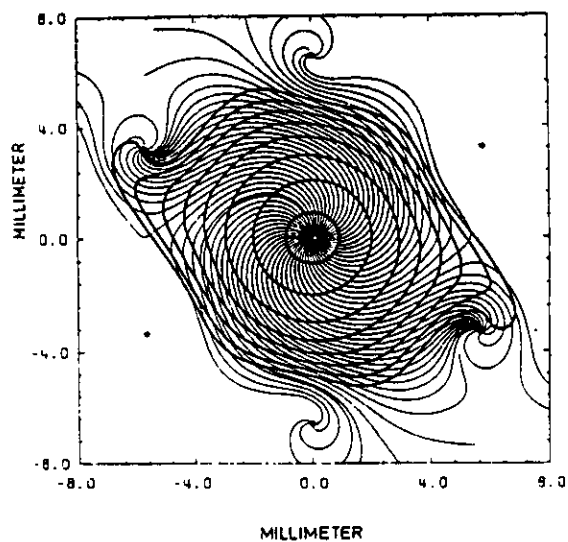
unterzubringen. Die Zylindersymmetrie des elektrischen Feldes im Innern der Driftzelle bleibt näherungsweise erhalten. Deshalb ist der Zusammenhang zwischen Driftweg und Driftzeit weitgehend vom Einfallswinkel der Spur unabhängig. Die Orte gleicher Driftzeit in einer Zelle liegen annähernd auf Kreisen um den Signaldraht (Abbildung 4). In einem parallel zu den Drähten verlaufenden Magnetfeld beschreiben die Driftwege aufgrund der Lorentzkraft spiralförmige Bahnen.

Abbildung 5 zeigt in einer Monte-Carlo Simulation die Ansicht eines Ereignisses und der rekonstruierten Spuren in der SWC.

Um die Position eines Spurpunktes in der Richtung der Strahlachse zu bestimmen, läßt man die Driftzellen verschiedener Lagen abwechselnd unter kleinen Stereowinkeln mit verschiedenen Vorzeichen zu ihr verlaufen. Die Koordinate in Richtung der Strahlachse kann dann aus der Differenz der Koordinaten berechnet werden, die in den Lagen ver-



a) $B = 0$ Tesla



b) $B = 1.65$ Tesla

Abbildung 4: Driftwege und Orte gleicher Driftzeit in einer hexagonalen Driftzelle [DER85]

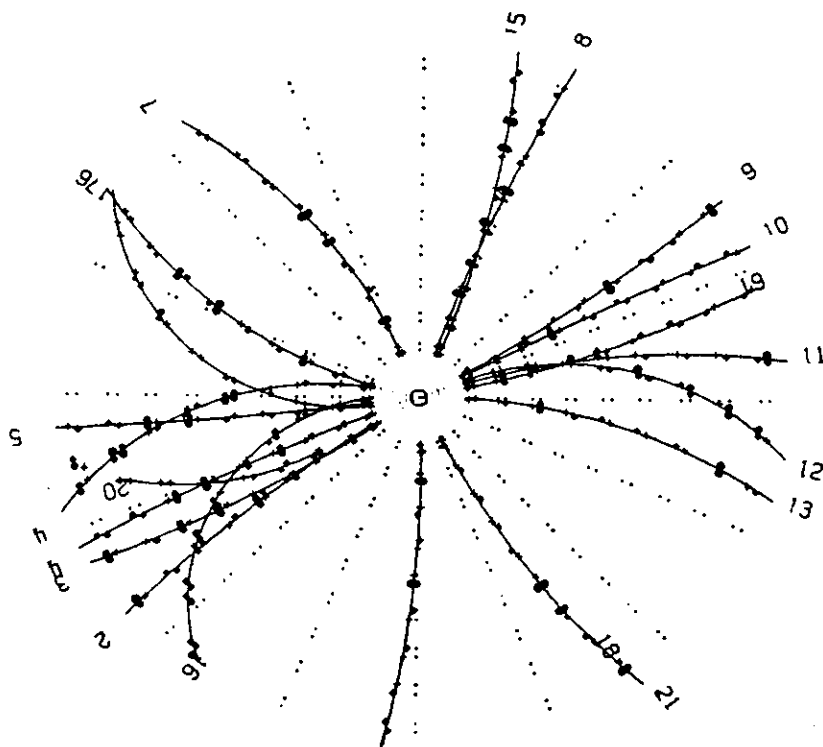


Abbildung 5: Monte-Carlo-Simulation eines hadronischen Ereignisses bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 40\text{GeV}$ in der SWC [CEL83]

schiedenen Stereowinkels in der Ebene senkrecht zur Strahlachse gemessen wurden. Der Verlauf der Driftzellen unter einem Stereowinkel α zeigt Abbildung 6. Durch den Stereowinkel ist der Radius der Driftkammerlagen in der Kammermitte kleiner als am Rand. Die Driftzellenlagen sind in einem Hyperboloid um das Strahlrohr angeordnet.

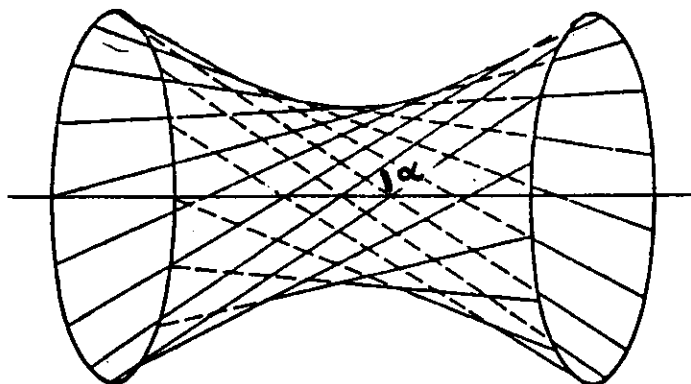


Abbildung 6: Verlauf der Drähte unter einem Stereowinkel α in einem Hyperboloid

Im folgenden sollen die Prozesse in der Driftkammer genauer betrachtet werden. Eine gute Übersicht gibt [SAU77].

2.2 Energieverlust geladener Teilchen

Die von geladenen Teilchen beim Durchdringen von Materie pro Wegstrecke durch Coulombwechselwirkung abgegebene Energie beträgt nach der Bethe Bloch Formel:

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z\rho}{A\beta^2} \left(\ln \frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right) \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2}$$

Dabei bedeutet:

N = Avogadro Zahl	I = effektives Ionisationspotential
m = Elektronenmasse	z = Ladung des Teilchens
e = Einheitsladung	β = Geschwindigkeit v/c
Z = Atomzahl des Mediums	c = Lichtgeschwindigkeit
A = Atommasse des Mediums	E_M = maximaler Energietransfer pro Stoß
ρ = Dichte des Mediums	

Der Energieverlust eines Teilchens hängt also nicht von seiner Masse, sondern nur von seiner Geschwindigkeit β ab. Er fällt mit $1/\beta^2$ ab, erreicht bei Argon unter Normaldruck ein Minimum von 2.44 keV/cm bei $\beta\gamma = p/Mc = 4$ (M = Masse des Teilchens, $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$) und zeigt dann einen relativistischen Anstieg auf etwa das 1.5 fache des Minimalwertes. Die Sättigung bei diesem Wert wird von der Bethe-Bloch Formel allerdings nicht korrekt wiedergegeben. Bei gegebenem Impuls haben Teilchen verschiedener Masse verschiedene Geschwindigkeiten und damit im allgemeinen auch verschiedene Energieverluste. Darauf beruht die Teilchentrennung durch dE/dx -Messungen in Driftkammern.

Diese mittlere Energie wird in einer kleinen Anzahl von Stößen abgegeben, in denen das Kammergas ionisiert wird. Die Zahl der dabei erzeugten Primärionenpaare N_p beträgt für minimal ionisierende Teilchen in Argon unter Normaldruck 29.4/cm. Die bei diesen Stoßprozessen gebildeten freien Elektronen erzeugen im Gas weitere Ionenpaare, bis

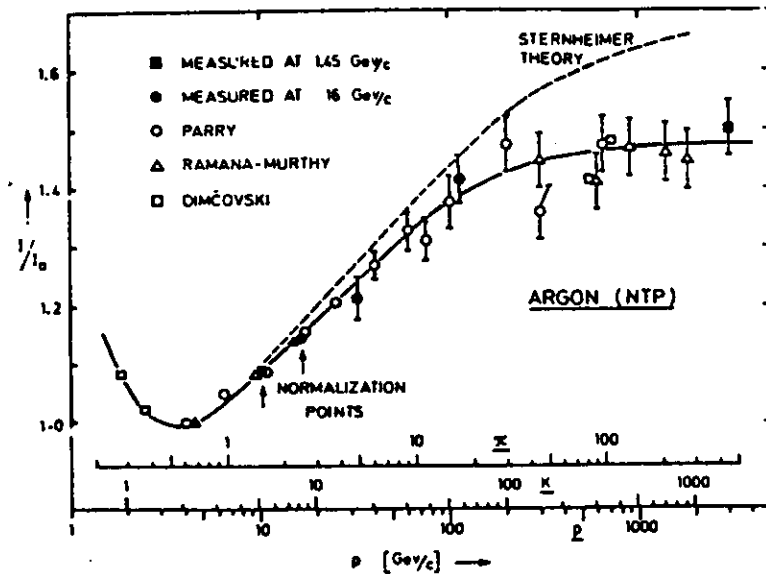


Abbildung 7: Differentieller Energieverlust von geladenen Teilchen in Argon in Abhängigkeit von ihrem Impuls [SAU77]

sie auf thermische Energien abgebremst worden sind, so daß die Gesamtzahl der Sekundärionenpaare N_s bei 94/cm liegt [SAU77].

Die in einem Stoß abgegebene Energie ist starken Schwankungen unterworfen. Die Energieverlustfunktion in einem dünnen Medium genügt der Landau-Verteilung, die einen langen Ausläufer zu großen Energien hat. Die Stoßelektronen mit hohen Energien (δ -Elektronen) legen eine gewisse Wegstrecke zurück, bis sie abgebremst sind. Dadurch wird der Schwerpunkt der Energieabgabe von der ursprünglichen Teilchenspur weg verschoben. Der Effekt ist jedoch sehr klein. Die Verschlechterung der Ortsauflösung durch ihn liegt im Bereich weniger μm [JAR80].

2.3 Elektronendrift

Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes driften die Elektronen mit einer Driftgeschwindigkeit w , die sehr viel kleiner ist als die instantane Geschwindigkeit der Elektronen, in die Richtung der Anodendrähte. In Argon-Propan Gemischen sowie auch in vielen anderen Driftkammerngasen findet man eine Sättigung, ja sogar ein Absinken der Driftgeschwindigkeit bei hohen Feldstärken, und nicht ein lineares Ansteigen mit der Feldstärke, wie dies für Ionen der Fall ist (Abbildung 9).

Ein anschauliches Verständnis des Verhaltens der Driftgeschwindigkeit erhält man aus folgender Überlegung, die auf einem vereinfachten Modell beruht [PAL75]:

Eine große Driftgeschwindigkeit erfordert einen großen Energieverlust pro Stoß Λ und eine kleine mittlere freie Weglänge λ (einen großen Wirkungsquerschnitt), damit die während der Drift im elektrischen Feld gewonnene kinetische Energie der Elektronen durch Stöße wieder abgegeben werden kann. Für mittlere Energien der Elektronen in Argon sind der Wirkungsquerschnitt und der relative Energieübertrag klein. Organische Zusätze wie Propan haben jedoch in diesem Energiebereich Anregungen der Vibration mit einem hohen Energieverlust. Demzufolge wird hier die Driftgeschwindigkeit durch den Zusatz organischer Moleküle vergrößert. Bei hohen Feldstärken und somit bei hohen Energien überwiegt der stark ansteigende elastische Wirkungsquerschnitt in Argon (Abbildung 8), Λ wird hier

klein und die Driftgeschwindigkeit kann sogar wieder absinken.

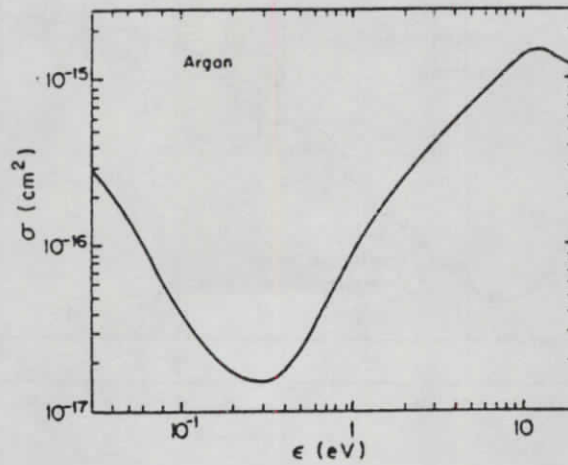


Abbildung 8: Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von Elektronen in Argon [SAU77]

Driftgeschwindigkeit w und Diffusionskoeffizient D können aus den Wirkungsquerschnitten berechnet werden [SAU77] [PAL74]:

$$w(E) = -\frac{2eE}{3m} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial(F(\epsilon)u^{-1})}{\partial\epsilon} d\epsilon \quad (1)$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

dabei ist

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon} \exp\left(-\int_0^\epsilon \frac{3\Lambda(\epsilon')\epsilon'}{(eE\lambda(\epsilon'))^2 + 3\epsilon'kT\Lambda(\epsilon')} d\epsilon'\right) \quad (3)$$

die Energieverteilungsfunktion der Elektronen.

Es bedeutet:

e = Elektronenladung	λ = mittlere freie Weglänge der Elektronen
m = Elektronenmasse	Λ = Anteil der in einem Stoß abgegebenen Energie
k = Boltzmannkonstante	ϵ = Energie der Elektronen
T = Temperatur	u = $\sqrt{2\epsilon/m}$ Geschwindigkeit der Elektronen
E = elektrische Feldstärke	C = Normierungskonstante

Für den Fall der Drift in einem Magnetfeld sind die Größen auch noch von der magnetischen Feldstärke B abhängig.

In den Formeln 1 und 3 tritt die elektrische Feldstärke immer als Produkt mit der mittleren freien Weglänge λ der Elektronen auf. λ ist umgekehrt proportional zur Dichte der Gasmoleküle und damit zum Druck P . $F(\epsilon)$ und w können deshalb als Funktion der reduzierten Feldstärke $\frac{E}{P}$ dargestellt werden.

Die Diffusionskonstante D beschreibt die Dispersion σ_x einer Elektronenwolke in einer Raumdimension in Abhängigkeit von der Zeit t .

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

Setzt man die Driftzeit $t_D = x_D/w$, die die Elektronen zum Zurücklegen des Driftweges x_D brauchen, ein, so kann man die Größe $\sigma_{0z} = \sqrt{2D/w}$ definieren, die die Dispersion nach Zurücklegen des Driftweges x_D beschreibt:

$$\sigma_z = \sqrt{2D \frac{x_D}{w}} = \sigma_{0z} \sqrt{x_D} \quad (4)$$

In der Formel 2 tritt die mittlere freie Weglänge λ als Faktor auf. Deshalb ist $P \cdot D$ und wegen (4) auch $\sqrt{P} \cdot \sigma_{0z}$ eine Funktion von $\frac{E}{P}$.

Der Verlauf der Driftgeschwindigkeit w und Dispersion σ_{0z} mit der elektrischen Feldstärke wurde von [MIC80] für das benutzte Gas berechnet und ist in Abbildung 9 und 10 in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke dargestellt. In Abbildung 11 ist die Häufigkeitsverteilung der reduzierten Feldstärke in einem Proportionalrohr (Anodendraht-radius $10\mu\text{m}$, Kathodenradius 5mm) an den bei 1 und 3 bar gewählten Arbeitspunkten bei Mittelung über alle vorkommenden Spurkoordinaten zu sehen. Der Vergleich mit den Abbildungen 9 und 10 zeigt die Größe von Driftgeschwindigkeit und Dispersion bei diesen Arbeitspunkten.

2.4 Gasverstärkung

Die etwa 100 Sekundärelektronen erzeugen keinen ausreichenden Verschiebungsstrom, um direkt nachgewiesen werden zu können. Erst durch den Prozess der Gasverstärkung am Anodendraht ist der Nachweis möglich. Die elektrische Feldstärke in einer Driftzelle steigt in der Nähe des Anodendrahtes mit $1/r$ (r = Abstand vom Mittelpunkt des Drahtes) stark an. Hier übersteigt die kinetische Energie der Elektronen das Ionisationspotential des Kammerngases, so daß weitere Ionenpaare erzeugt werden. In einem Lawinenprozess ergibt sich so eine Verstärkung bis über 10^6 .

Die Gasverstärkung wird durch den 1. Townsend-Koeffizienten α beschrieben. Er gibt den Zuwachs der Anzahl der Elektronen pro Einheitslänge des Driftweges an:

$$dn = n \alpha dx$$

Eine einfache Näherung für kleine Werte von α ergibt [SAU77]:

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp \frac{-BP}{E} \quad (5)$$

Dabei sind A, B gasabhängige Konstanten und P und E Druck und elektrische Feldstärke.

Der Verstärkungsfaktor kann nicht beliebig erhöht werden. Mit steigender Gasverstärkung schirmt die Ladung der vom Anodendraht abdriftenden Ionen das elektrische Feld ab und führt so zu einer Reduzierung der Gasverstärkung. Andererseits können Photonen, die von im Gasverstärkungsprozess angeregten Atomen emittiert werden, neue freie Elektronen durch Ionisation erzeugen, die ihrerseits einen Lawinenprozess auslösen und so eine positive Rückkopplung der Gasverstärkung bewirken. Durch diese Prozesse tritt für große Feldstärken eine Begrenzung der Proportionalität zwischen der Anzahl der Primärelektronen und der Anzahl der nach der Gasverstärkung nachgewiesenen Elektronen ein. Eine Driftkammer, mit der Teilchentrennung durch dE/dx Messung durchgeführt werden soll, muß im Bereich der Proportionalität bleiben. Bei noch höheren Feldstärken kann sich der Lawinenprozess über einen großen Teil des Anodendrahtes ausbreiten (Geiger-Bereich), bis schließlich ein ständiger Entladestrom einsetzt. In diesem Bereich ist ein Betrieb der Driftkammer überhaupt nicht mehr möglich.

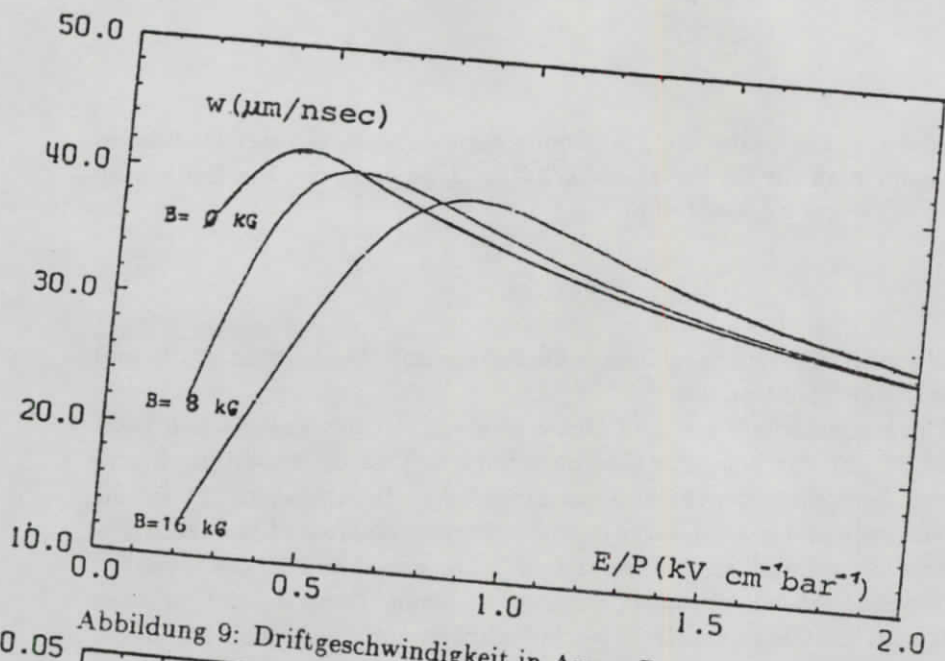


Abbildung 9: Driftgeschwindigkeit in Argon-Propan-Methylal (90%, 8.5%, 1.5%) [MIC80]

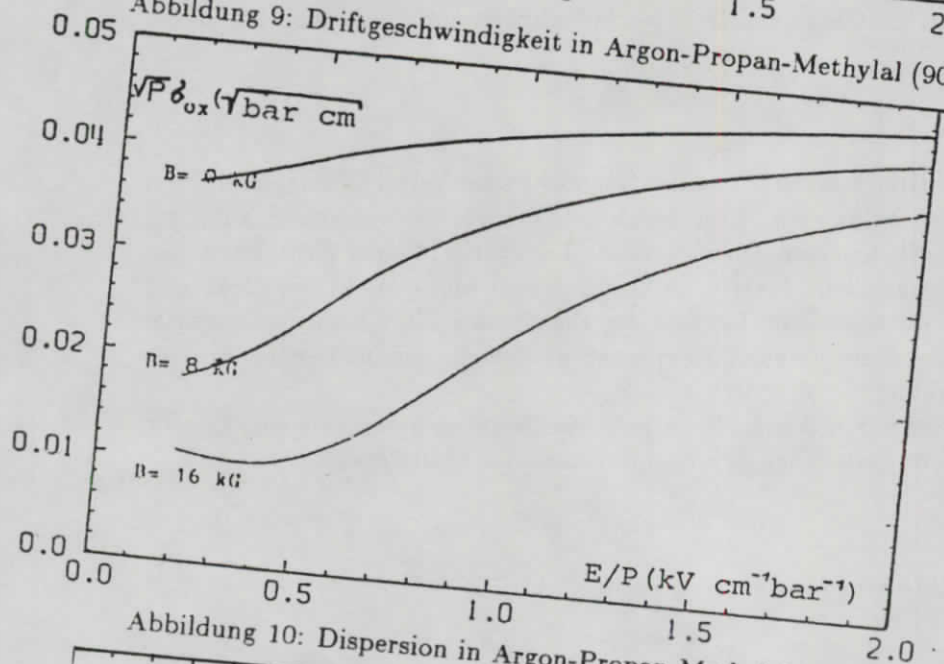


Abbildung 10: Dispersion in Argon-Propan-Methylal (90%, 8.5%, 1.5%) [MIC80]

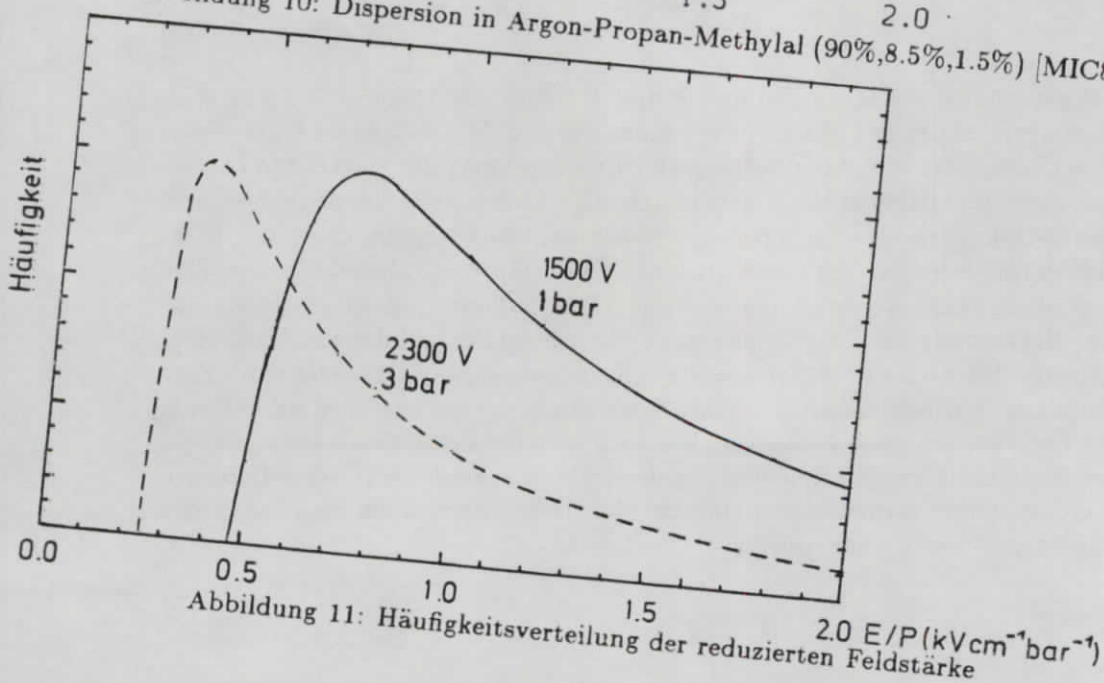


Abbildung 11: Häufigkeitsverteilung der reduzierten Feldstärke

2.5 Form der Driftkammersignale

Das am Anodendraht auftretende Signal rührt zu 99% von den vom ihm abdriftenden, im Gasverstärkungsprozeß erzeugten, positiv geladenen Ionen her, und nur zu 1% von den Elektronen. Der Verschiebungsstrom i_D der Ionen in einem Proportionalrohr kann berechnet werden [SAU77]:

$$i_D(t) = -\frac{QC}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{t_0 + t} \quad \text{mit} \quad t_0 = \frac{\pi\epsilon_0 P a^2}{\mu^+ C V_0}$$

i_D fällt nach der Zeit t_c auf Null, wenn alle Ionen an der Kathode angelangt sind:

$$t_c = t_0 \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right)$$

C	= Kapazität der Driftzelle pro Längeneinheit	(8.5 pF/m)
l	= Länge der Kammer	(20 cm)
a	= Anodendrahtradius	(10 μ m)
b	= Kathodenradius \approx Driftzellenradius	(5 mm)
P	= Druck	(1 bar)
V_0	= Hochspannung	(1500 V)
Q	= Abdriftende Ladung	
μ^+	= Mobilität der Ionen	(1.7 cm ² bar V ⁻¹ sec ⁻¹ für Ar ⁺)

Setzt man die in Klammern angegebenen Werte für die Testkammer ein, so erhält man:

$$t_0 = 1.3 \text{ nsec}$$

$$t_c = 325 \text{ } \mu\text{sec}$$

$$i_D(0) = 4.9 \text{ nA} / \text{Elementarladung}$$

Die Stromstärke fällt schnell mit einer typischen Zeit von 1.3 nsec ab. Die Gesamtdauer des Signales beträgt jedoch 325 μ sec.

Zwischen Driftkammer und Vorverstärker liegt ein von der Kapazität C' der Driftzelle (2 pF) und des Kabel (11 pF bei 15 cm Kabellänge) und dem Eingangswiderstand R des Verstärkers (400 Ω) gebildetes RC Glied ($\tau = RC' = 5 \text{ nsec}$) (Abbildung 12a). Der Verlauf des Eingangstromes i_v des Vorverstärkers läßt sich berechnen. Die Lösung der Differentialgleichung für i_v

$$\frac{du}{dt} = \frac{i_D - i_v}{C'} \quad \text{mit} \quad u = R \cdot i_v \quad \text{und} \quad \tau = R \cdot C'$$

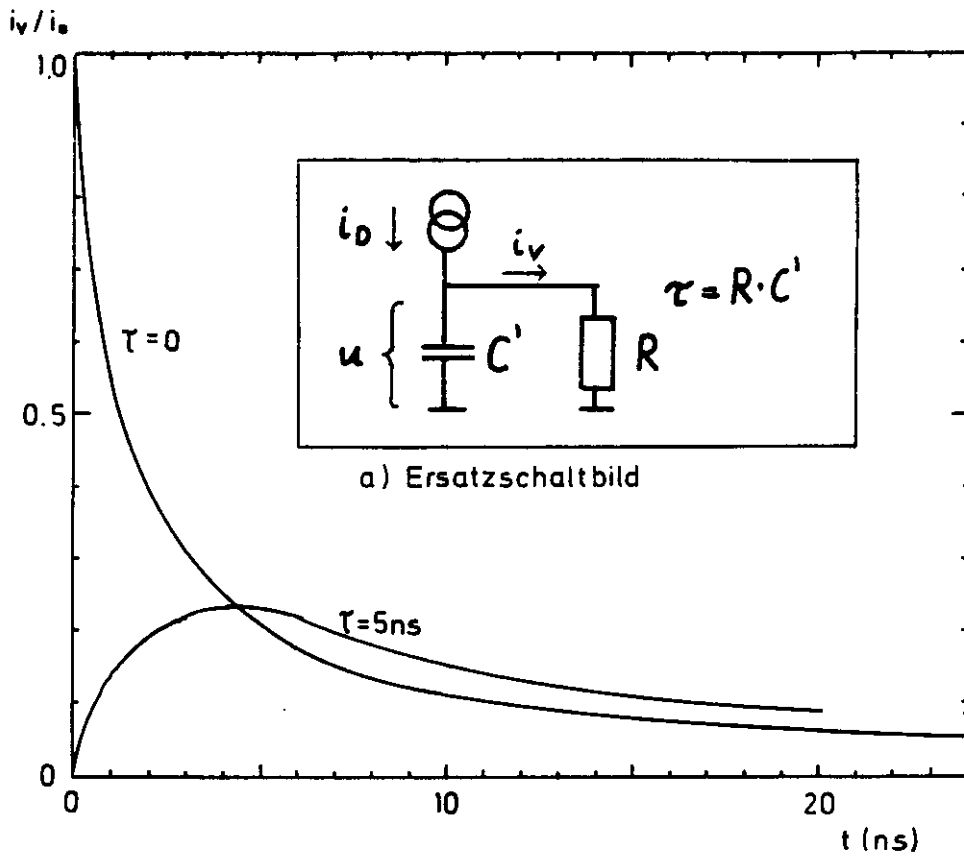
führt auf den Ausdruck

$$i_v = i_0 \frac{t_0}{\tau} e^{-t/\tau} [Ei(t/\tau) - Ei(t_0/\tau)] \quad \text{mit} \quad i_0 = i_D(0) \quad (6)$$

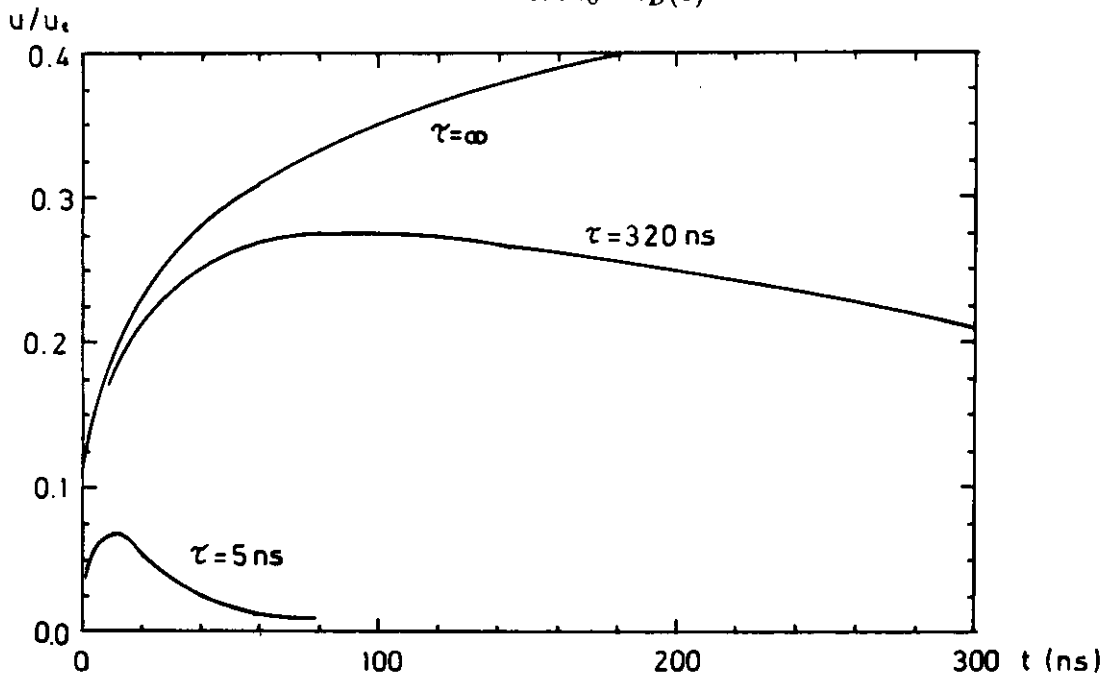
mit der Integraleponentialfunktion

$$Ei(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^z}{z} dz$$

Den berechneten Verlauf des Verschiebungsstromes und des Eingangstromes des Vorverstärkers zeigt Abbildung 12b. i_D ist gleich dem Eingangstrom des Vorverstärkers für den Limes $R \rightarrow 0$ ($\tau \rightarrow 0$). Für $R \rightarrow \infty$ wird die Ladung des Signales auf der Kapazität gesammelt und erzeugt den Spannungsabfall $u_c = Q/C'$ nach der Zeit t_c . Abbildung 12c zeigt den Verlauf von u für verschiedene Zeitkonstanten. Die Amplitude des Spannungsimpulses beträgt in seinem Maximum 7% von u_c , bei einer Zeitkonstanten τ von 320 nsec sind es 28%. Das ist die Zeitkonstante, mit der das Signal des zur Bestimmung der Gasverstärkung benutzten integrierenden Vorverstärkers abfällt (Kapitel 5). Das reale Signal der Driftkammer ergibt sich aus der Überlagerung mehrerer solcher Impulse, ausgelöst von Elektronen, die den Anodendraht zu verschiedenen Zeitpunkten erreichen.



b) Verschiebungsstrom i_D und Eingangsstrom i_v des Vorverstärkers in Einheiten der maximalen Stromstärke $i_0 = i_D(0)$



c) Spannungsverlauf u am Eingang des Vorverstärkers für verschiedene Zeitkonstanten τ in Einheiten der maximal erreichbaren Spannung v_c

Abbildung 12: Berechnete Form des Driftkammersignales

2.6 Zusammensetzung des Gases

Das für die SWC vorgesehene Driftkammergas ist ein Argon-Propan-Methylal Gemisch (90%, 8.5%, 1.5%). Die organischen Zusätze sind für einen stabilen Betrieb bei hoher Gasverstärkung notwendig.

Die im Lawinenprozess erzeugten Photonen können bei Absorption im Kammergas durch Ionisation unerwünschte weitere freie Elektronen erzeugen. Organische Moleküle wie Propan werden jedoch nicht ionisiert, sondern dissoziieren und unterdrücken so das Entstehen weiterer Lawinen.

Der Zusatz von Methylal zum Driftkammergas verhindert, daß die Spaltprodukte des Propans an den Drähten polymerisieren und so zur Alterung der Driftkammer führen. Da Methylal ein niedrigeres Ionisationspotential als diese hat, geben die Ionen dieser Moleküle ihre Ladung in Stößen an das Methylal ab, werden neutralisiert und gelangen nicht zu den Drähten. Methylal selbst polymerisiert nicht. Die Menge des Methylals ist so gewählt, daß sich die anderen Eigenschaften des Gasgemisches nur wenig ändern.

Im Testmodul wird eine Gasmischung ohne Methylal verwendet, da diese in Flaschen fertig gemischt bezogen werden kann. Eine Anlagerung an den Drähten ist bei der geringen Zählrate während des Testes mit kosmischer Höhenstrahlung nicht zu befürchten.

2.7 Druckabhängigkeit der Ortsauflösung

In diesem Abschnitt wird die Druckabhängigkeit der Ortsauflösung aufgrund der Transportgröße im Gase dargestellt. Es werden Zahlenwerte für die Auflösung berechnet, um sie mit den gemessenen Ergebnissen zu vergleichen.

Im Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, daß Energieverteilungsfunktion $F(\epsilon)$ und Driftgeschwindigkeit w nur von der reduzierten Feldstärke $\frac{E}{P}$ abhängen. Der Diffusionskoeffizient D und Townsendkoeffizient α zeigen ein etwas anderes Verhalten. Wird die elektrische Feldstärke im selben Maße wie der Druck erhöht, ändert sich die Driftgeschwindigkeit nicht. Der Diffusionskoeffizient geht in diesem Fall mit $1/P$, was zu einer verbesserten Auflösung bei höherem Druck führt. Der Townsendkoeffizient wächst jedoch nach (5) linear mit P . Das macht es unmöglich, die reduzierte Feldstärke bei Druckerhöhung konstant zu halten, da die Gasverstärkung, die empfindlich von α abhängt, nicht zu stark ansteigen darf. So ist die reduzierte Feldstärke an geeigneten Arbeitspunkten bei 3 bar nur etwa halb so groß wie bei 1 bar.

Eine Abschätzung der Einflüsse der verschiedenen im Kammergas ablaufenden Prozesse auf das Ortsauflösungsvermögen ergibt:

Primärionisationsstatistik

Der Zeitpunkt des Einsetzens des Driftkammerimpulses wird durch das Eintreffen des ersten Elektrons und deshalb durch den Abstand bestimmt, in dem es vom Signaldraht freigesetzt wird. Da die Ionisation des Gases längs der Teilchenspur ein statistischer Vorgang ist, ist der Abstand der drahtnächsten Ionisation Schwankungen unterworfen. Diese Schwankungen sind für nahe am Draht verlaufende Spuren am größten. Bei einer mittleren Anzahl von N_p Primärionisationen pro Einheitsstrecke der Spur ist die Verteilungsfunktion der drahtnächsten Primärionisation für den Fall, daß die Spur den Draht direkt trifft:

$$dn(x) = 2N_p e^{-2N_p x} dx \quad \text{[SAU77]}$$

Diese Verteilung hat die Standardabweichung

$$\sigma_p = \frac{1}{2N_p} = 166 \mu\text{m} \quad \text{für } N_p = 30$$

Für große Abstände x_D vom Draht $x_D \gg \frac{1}{N_p} = 300\mu\text{m}$ fällt sie mit $1/x_D$ ab [JAR80]:

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{5}{16}} \frac{1}{N_p^2 x_D} \quad (7)$$

Die Mittelung von σ_p^2 über alle Spuren in einer Driftzelle mit Radius 5mm ergibt:

$$\frac{\int_0^{5\text{mm}} \sigma_p^2 dx}{5\text{mm}} \approx (64\mu\text{m})^2$$

Bei der Abschätzung dieses Integrales wurde für kleine Driftwege $x < 400\mu\text{m}$ (bei $x = 400\mu\text{m}$ ist σ_p nach (7) gerade $166\mu\text{m}$) ein konstanter Wert von $166\mu\text{m}$ angenommen und für $x > 400\mu\text{m}$ über das nach (7) berechnete σ^2 integriert.

Der mittlere Beitrag der Primäriionisation zum Ortsauflösungsvermögen einer Zelle bei Normaldruck ist $\sigma_p = 64\mu\text{m}$. Er hat zwei Anteile, von denen einer mit $1/N_p$ und der andere mit $1/N_p^2$ geht. Da die Anzahl der Primäriionisationen N_p dem Druck proportional ist, fällt er auch mit dem Druck. Für 2 und 3 bar wurde er auf dieselbe Weise wie beim Normaldruck berechnet und beträgt $23\mu\text{m}$ beziehungsweise $12\mu\text{m}$.

Diffusion

Die Verteilung von Elektronen, die ihre Drift von einem gemeinsamen Punkt aus beginnen, verschmiert sich während der Drift zum Signaldraht gaußförmig mit der Standardabweichung σ_x :

$$\sigma_x = \sigma_{0x} \sqrt{x_D}$$

Aus der Abbildung 9 kann man die Dispersion σ_{0x} für die relevanten Feldstärken ablesen. Sie beträgt etwa $0.04\sqrt{\text{cm}}$. Die Mittelung über verschiedene Driftwege ergibt:

$$\frac{\int_0^{5\text{mm}} \sigma_{0x}^2 x dx}{5\text{mm}} = (200\mu\text{m})^2$$

Dieser Wert gibt jedoch nicht die Auflösung der Kammer an, wenn der Zeitpunkt des Eintreffens des ersten Elektrons registriert wird. Dieser Zeitpunkt ist für N_s Sekundärelektronen mit der Standardabweichung

$$\sigma_1 = \frac{\pi}{2\sqrt{3} \ln N_s} \sigma_x$$

verschmiert [SAU77]. Für 100 Sekundärelektronen bei 1 bar ergibt das einen Faktor 0.42, für 300 bei 3 bar jedoch auch nur 0.38.

Eine weitere Verbesserung des Auflösungsvermögens resultiert aus der Tatsache, daß der Diffusionskoeffizient D_l , der die Diffusion parallel zum elektrischen Feld beschreibt, kleiner ist als der berechnete Koeffizient D . Das liegt daran, daß D unter der Annahme einer gleichförmigen Verteilung der Elektronen im Raum berechnet wurde. Bei einem driftenden Elektronenpaket liegt jedoch eine inhomogene Verteilung vor. Die am Anfang und am Ende der Verteilung auftretenden Diffusionsströme tragen zur Energiebilanz bei und bewirken, daß die Verteilung schmaler wird [PAL74]. Durch diesen Effekt verkleinert sich der Wert von D_l auf etwa $D/2$ [JAR80].

Die Berücksichtigung dieser beiden Faktoren ergibt für die mittlere Auflösung in einer Zelle aufgrund der Diffusion:

$$\sigma_D = 59\mu\text{m}$$

Dieser Beitrag verhält sich bei Druckerhöhung unter Konstanthalten der reduzierten Feldstärke wie $1/\sqrt{P}$ entsprechend des Verhaltens von σ_{0x} .

Gasverstärkung

Die Höhe der Gasverstärkung hat einen indirekten Einfluß auf die Ortsauflösung. Bei festem Wert der Schwelle des Diskriminators legt sie fest, ob das Signal des ersten Elektrons ausreicht, um ihn anzusprechen zu lassen, oder ob das Summensignal mehrerer Elektronen nötig ist. Die bisher vorgenommenen Abschätzungen gelten für den Fall, daß der Zeitpunkt des Eintreffens des ersten Elektrons registriert wird, das den Signaldraht erreicht. Eine Monte-Carlo-Simulation der Ortsauflösung unter der Annahme, daß das 1., 2. oder 4. eintreffende Elektron registriert wird, zeigt Abbildung 13 [JAR80]. In dieser Simulation wurden nur die Beiträge der Primärionisationsstatistik und der Diffusion berücksichtigt. Sobald mehrere Elektronen erforderlich sind, damit die Schwelle

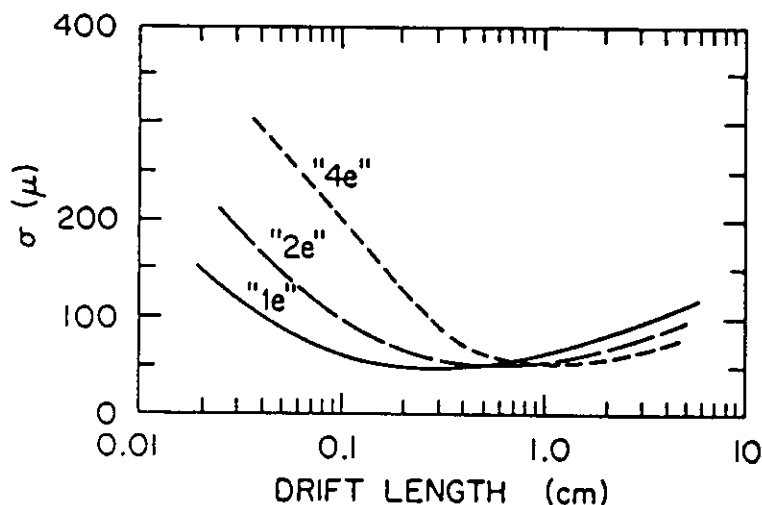


Abbildung 13: Monte Carlo Simulation der Ortsauflösung einer Driftkammer in Abhängigkeit vom Driftweg bei verschiedener Empfindlichkeit des Diskriminators

des Diskriminators überschritten wird, verschlechtert sich die Auflösung im Bereich kleiner Driftwege. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der statistischen Verteilung der Primärionisationen längs der Spur. Für große Abstände der Spur vom Draht werden alle Ionen fast im selben Abstand von der Spur erzeugt. Hier bestimmt die Diffusion die Ortsauflösung, und es führt nicht das Registrieren des ersten Elektrons, sondern das des Schwerpunktes der Elektronenverteilung zum besten Ergebnis.

Bis zu einer Länge des Driftweges von 1 cm wird die beste Auflösung bei hoher Gasverstärkung erreicht. Da der Radius der Driftzellen im Testmodul nur 5 mm beträgt, liegen alle Driftwege in diesem Bereich. Um die Ortsauflösung zu optimieren, ist also die Wahl einer hohen Gasverstärkung notwendig. Durch die damit einhergehenden höheren Impulse sind ihre Anstiegsflanken steiler und der Jitter der Elektronik geringer, was ebenfalls zu einer Verbesserung der Ortsauflösung führt.

3 Konstruktion und Bau des Testmodules

Um die Ortsauflösung der SWC zu bestimmen, wurde eine kleine Testkammer gebaut. An sie wurden folgende Anforderungen gestellt:

- Sie soll einen Ausschnitt der CELLO-SWC darstellen.
- Die Abmessungen der Kammer sollen so gewählt werden, daß sie im Teststrahl in einen Magneten gestellt werden kann.
- Die Kammer muß eine ausreichende Anzahl von Drähten haben, um die Rekonstruktion von Spuren zu ermöglichen.
- Die Kammer muß mit einem Druck von 3 bar absolut betrieben werden können.
- Die Drahtpositionen müssen sehr genau bekannt sein.

Im Testmodul wurde ein Ausschnitt der inneren 8 Lagen der Cello-SWC mit 8 Zellen pro Lage auf 20 cm Länge nachgebildet. Um das elektrische Feld der diesen Ausschnitt in der SWC umgebenden, in der Testkammer jedoch fehlenden Zellen zu ersetzen, wurden innerhalb einer Lage je eine weitere Zelle links und rechts der 8 Zellen angeordnet, die jedoch nicht ausgelesen wurden. Ober- und unterhalb der 8 Lagen wurde je eine halbe Lage ergänzt. Abbildung 15d zeigt diese Anordnung. Die Positionen der ausgelesenen Signaldrähte sind durch ausgefüllte Kreise gekennzeichnet.

3.1 Drahtkoordinaten

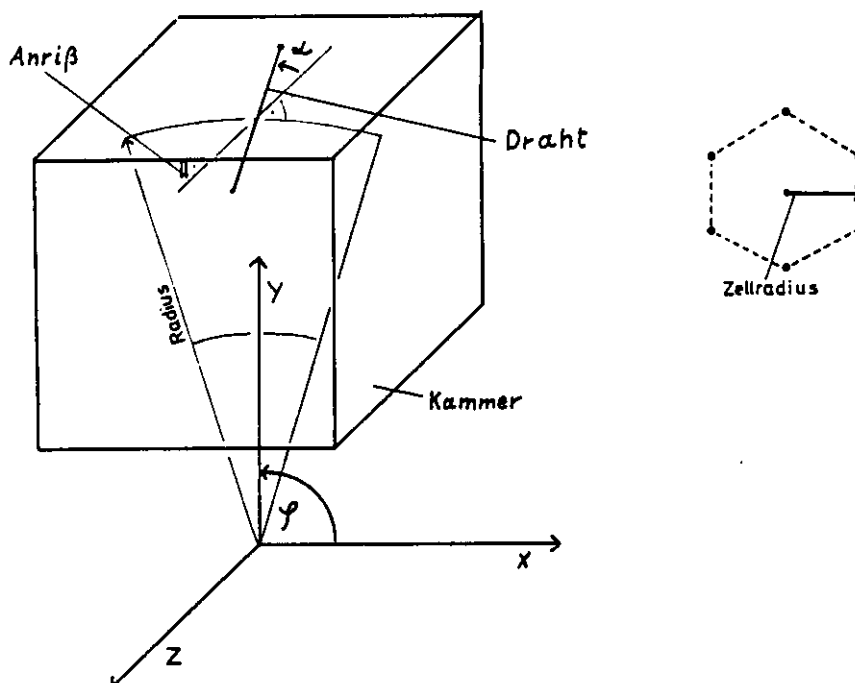


Abbildung 14: Koordinatensystem

Die Koordinaten werden in einem Koordinatensystem definiert, dessen Ursprung außerhalb der Testkammer im Mittelpunkt der von den Lagen gebildeten Hyperboloide liegt

(Abbildung 14, Tabelle 1). Die Nummerierung der Lagen beginnt bei 5 wie in der SWC. Mit Radius ist der Abstand der Signaldrähte vom Mittelpunkt der Lagen bezeichnet. Durch die Stereogeometrie ist dieser in der Kammermitte bei $Z = 0$ am kleinsten und am Rand der Kammer ($Z = 100$ mm) etwas größer. Der Zellradius gibt den kürzesten Abstand vom Signaldraht bis zur Zellgrenze an. Der Stereowinkel α ist definiert, wie in der Abbildung gezeigt. Einem positiven Winkel α entspricht dabei eine Verschiebung des Durchstoßpunktes des Drahtes durch die $+Z$ Ebene um einen negativen Winkel φ . Die mit $+Z$ bezeichnete Seite ist diejenige, auf der die Vorverstärker montiert sind.

Lage	Radius ($Z = 0$)	Radius ($Z = 100$ mm)	Zellradius	Stereowinkel
5	152.00 mm	152.040 mm	3.731 mm	-2°
6	164.99 mm	165.027 mm	4.049 mm	-2°
7	178.68 mm	178.714 mm	4.385 mm	$+2^\circ$
8	193.12 mm	193.152 mm	4.740 mm	$+2^\circ$
9	208.36 mm	208.389 mm	5.114 mm	-2°
10	224.44 mm	224.467 mm	5.509 mm	-2°
11	241.44 mm	241.465 mm	5.926 mm	$+2^\circ$
12	259.39 mm	259.414 mm	6.366 mm	$+2^\circ$

Tabelle 1: Drahtkoordinaten

3.2 Mechanische Ausführung des Gehäuses

Der Mantel der Testkammer dient als Druckbehälter und nimmt gleichzeitig die Drahtdurchführungen auf und legt damit die Positionen der Drähte fest. Der Mantel ist als kastenförmiger Behälter von ca. $20 \times 20 \times 20$ cm aus Al Mg3 ausgeführt. Boden und Seitenwände sind aus einem Stück gebogen. An diese sind die Endplatten und daran die Flansche für die Befestigung des Deckels angeschweißt.

Der Deckel wurde mit einer Nut für einen $3 \text{ mm}\phi$ O-Ring zur Dichtung und mit 24 Bohrungen für M6-Schrauben zur Befestigung am Flansch sowie mit zwei Bohrungen für Gasein- und Auslaß versehen.

Die Endplatten, die die Bohrungen für die Drähte aufnehmen, haben eine Stärke von 20 mm, um eine Verformung unter Druck zu vermeiden, und sind nur im Bereich der Drahtdurchführungen auf 15 mm abgefräst. Die Bohrungen für die Drahtdurchführungen wurden auf der Koordinatenbohrmaschine der DESY-Werkstatt durchgeführt.

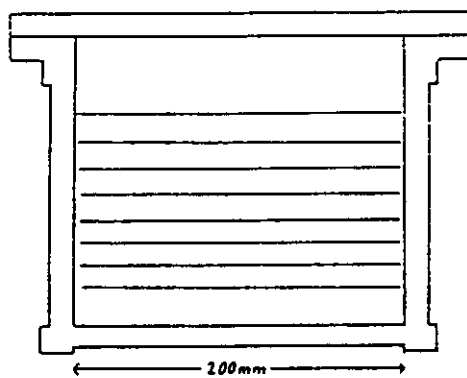
3.3 Genauigkeit der Drahtpositionen

Für die Genauigkeit der Bohrungen für die Drahtdurchführungen wurden folgende Fehler ermittelt:

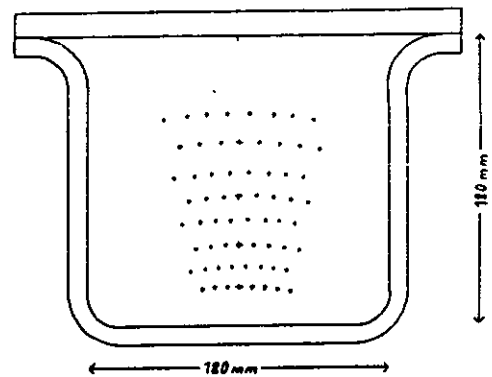
- Fehler der Bohrlochpositionen gegeneinander innerhalb einer Endplatte.

Es wurden 2 Stifte angefertigt, die mit wenig Spiel ($< 5 \mu\text{m}$) in die Bohrlöcher paßten. Da die Löcher etwas konisch sind und ihr Endmaß nur auf ihrer inneren Hälfte erreicht wird, wurde der Kopf der Stifte stärker ausgeführt, um sie so vor dem Verkanten zu schützen. Zum Vermessen der Abstände wurde eine Innenmikrometerschraube verwendet, mit der es möglich war, die Stifte direkt an ihrem Austrittsort aus der Endplatte zu berühren.

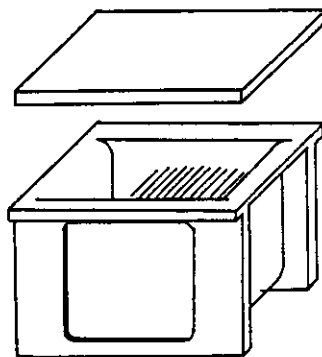
Es wurden sowohl auf der $+Z$ Seite als auch auf der $-Z$ Seite die Abstände zwischen 15 Lochpaaren ermittelt. Die Differenzen der gemessenen Werte gegen die Sollwerte



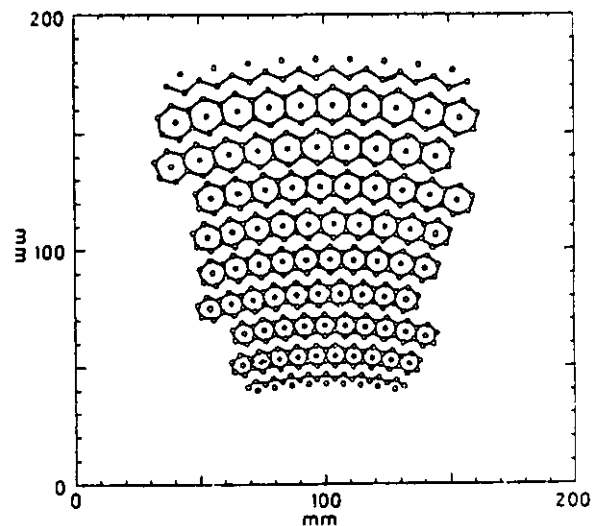
a) Schnitt Y-Z Ebene



b) Schnitt X-Y Ebene



c) Ansicht



d) Anordnung der Driftzellen (Bohrplan +Z Seite)

Abbildung 15: Die Testkammer

betragen dabei $10 \mu\text{m}$ im quadratischen Mittel. Der Fehler in der Eichung der Mikrometerschraube wurde durch wiederholtes Messen eines bekannten Abstandes auf $2 \mu\text{m}$ bestimmt. Die mittlere Abweichung aller Meßwerte gegen die Sollwerte betrug $-1 \mu\text{m}$. Der angegebene Fehler wird also hauptsächlich durch die Fehler der Bohrlöcher selbst verursacht.

- Der Radialschlag der Durchführungen beträgt $6 \mu\text{m}$. Dieser Fehler addiert sich quadratisch zum Fehler der Bohrungen.
- Für die Positionierung der beiden Endplatten gegeneinander wurden folgende Abweichungen vom Sollwert gemessen:

Verschiebung in x-Richtung	0.0 mm	(± 0.2) mm
Verschiebung in y-Richtung	+0.1 mm	(± 0.1) mm
Verschiebung in z-Richtung	-0.3 mm	(± 0.1) mm
Abweichung von der Parallelität	+0.1 mm	(± 0.01) mm
Drehung	+0.05°	(± 0.1) °

Angegeben ist jeweils die Position der +Z Seite gegenüber der -Z Seite (geschätzte Fehler in Klammern). Der Einfluß dieser Abweichungen auf das gemessene Ortsauflösungsvermögen der Testkammer ist jedoch sehr gering, da sich diese Abweichungen nicht merklich auf die Zellgeometrie in der Ebene der Elektronendrift, das heißt senkrecht zu den Drähten auswirkt.

Die Genauigkeit der Drahtpositionen kann insgesamt mit 12 μm veranschlagt werden.

3.4 Drahtspannung

Es wurden die gleichen Drähte und Durchführungen verwendet wie in der SWC. Die Signaldrähte bestehen aus vergoldetem Wolfram + 3% Rhenium von 20 μm , die Potentialdrähte aus Kupfer + 2% Beryllium mit 127 μm Durchmesser. Für die Anodendrähte in den nicht ausgelesenen Randzellen wurden ebenfalls Drähte von 127 μm gewählt, um im Betrieb Entladungen aufgrund einer erhöhten Feldstärke, hervorgerufen durch die fehlenden Nachbarzellen, zu vermeiden.

Der Durchmesser der Durchführungen beträgt 2 mm. Sie haben einen Mantel aus Hostaform und einen Messinginnenkörper mit einer Bohrung von 60 μm bzw 250 μm Durchmesser für die Drahtführung.

Die Drähte wurden mit einem Gewicht über eine Umlenkrolle gespannt, in den Durchführungen verkeilt und mit den Messinghülsen verlötet, um Gasdichtheit zu gewährleisten. Die Spannung wurde durch Auflegen von Gewichten geprüft, die einen Durchhang von 1 mm hervorriefen. Der Durchhang wurde mit dem Auge kontrolliert und Ausreißer wurden ausgewechselt. Aufgrund der geringen Kammerlänge von 20 cm ist der Durchhang der Drähte aufgrund der Gravitation gering und die Größe der Drahtspannung ist unkritisch. Die folgende Tabelle zeigt die gewählten Drahtspannungen und die sich daraus ergebenden Werte für den Durchhang.

Draht	Spannung	Durchhang	Elastizität	zusätzlicher Durchhang bei 0.1mm Stauchung der Kammer	Reiß- spannung
Signal-	40p	0.65 μm	70p/mm	0.14 μm	75p
Potential-	200p	2.4 μm	930p/mm	2.1 μm	1750p

Tabelle 2: Drahtspannung und Durchhang

Eine Verkürzung der Kammer tritt ein durch Temperaturschwankungen (50 μ bei 10°) oder Zug der Potentialdrähte (20 μm). Durch einen Innendruck von 2 bar gegen den Luftdruck verlängert sich die Kammer etwa um 0.12 mm in der Mitte der Endplatten. Das führt zu einer Erhöhung der Drahtspannung um 8.6 g bei den Signal- und um 112 g bei den Potentialdrähten. Diese Effekte führen weder zu einem nennenswertem Fehler in der Genauigkeit der Drahtpositionen noch zu einer Überbeanspruchung der Drähte.

Die Austrittsstellen der Durchführungen aus den Endplatten wurden mit „Elastosil 3“ vergossen, um Gasaustritt zu verhindern.

4 Datennahme mit kosmischer Strahlung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung der Testkammer wurden Daten mit kosmischer Strahlung genommen. 75% der Strahlung auf Meereshöhe sind Muonen. Der harte Anteil der Strahlung, der 15cm Blei durchdringt, besteht zu 99% aus Muonen [HEI53]. Die Intensität dieses Anteils beträgt etwa 1 Teilchen/min/cm² [PAR80].

4.1 Gassystem

Das Gas (90% Argon, 10%Propan) wird fertig gemischt in Flaschen bezogen. Nach Durchlaufen eines Druckminderers auf 4 bar passiert es ein Ventil, mit dem der Durchfluß auf ca 10 l/h eingestellt wird. Hinter der Driftkammer ist ein „Backpressure Regulator“ angebracht, der den Druck im vorangehenden Volumen (1, 2 oder 3 bar) gegen einen Referenzdruck regelt. Um Schwankungen des Luftdruckes nicht zu folgen, ist am Referenzeingang ein abgeschlossenes Volumen angeschlossen. Zuletzt durchströmt das Gas einen Gasmonitor, mit dem der Anteil von 10% Propan im Gas kontrolliert wird. Während der gesamten Dauer der Datennahme betragen die Abweichungen vom Sollwert höchstens $\pm 5^0/_{00}$. An das Kammervolumen ist ein mechanischer Druckmesser angeschlossen, an dem der Druck abgelesen werden kann. Zeitweise wurde zusätzlich eine Druckdose mit einer hohen Auflösung (MKS Type 222B) angeschlossen. Die mit ihr gemessenen Druckschwankungen während eines Runs betragen 60 mbar.

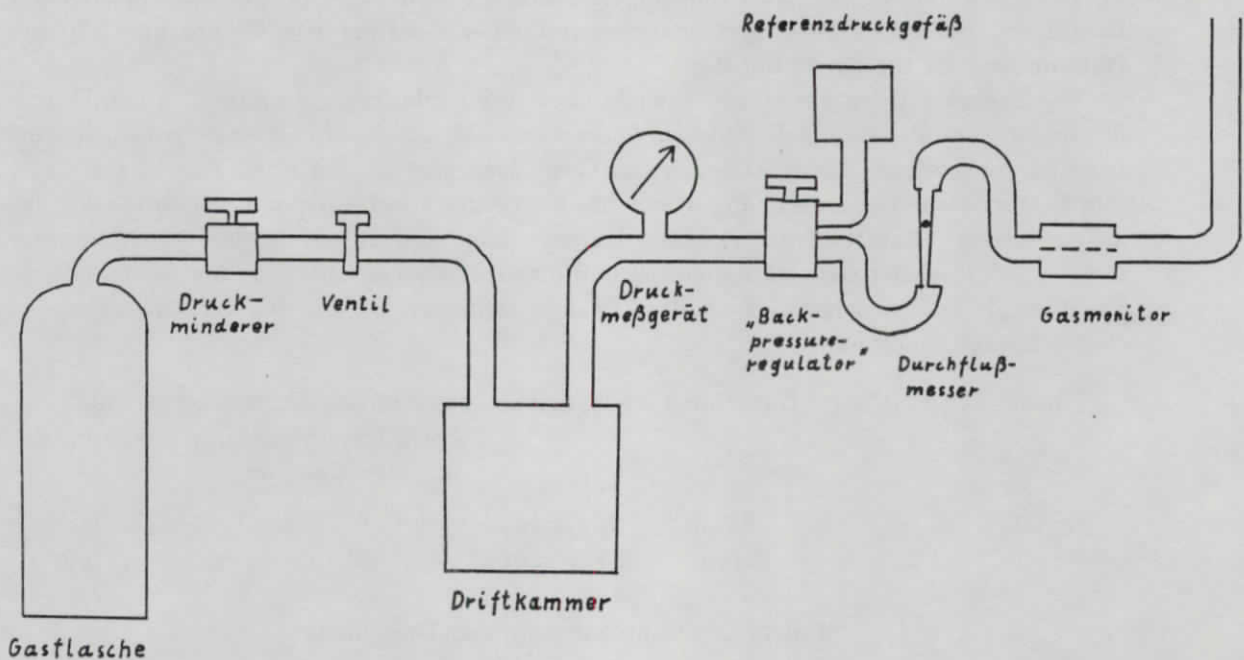


Abbildung 16: Gasversorgung

4.2 Hochspannungsversorgung

Wie in der SWC wird im Prototyp die Hochspannung an die Potentialdrähte angelegt. Da die Zellradien der verschiedenen Lagen unterschiedlich groß sind, muß jede Lage mit einer anderen Hochspannung versehen werden, damit die Feldstärke am Signaldraht und damit die Gasverstärkung in allen Lagen gleich groß ist. An jede Lage ist ein separates

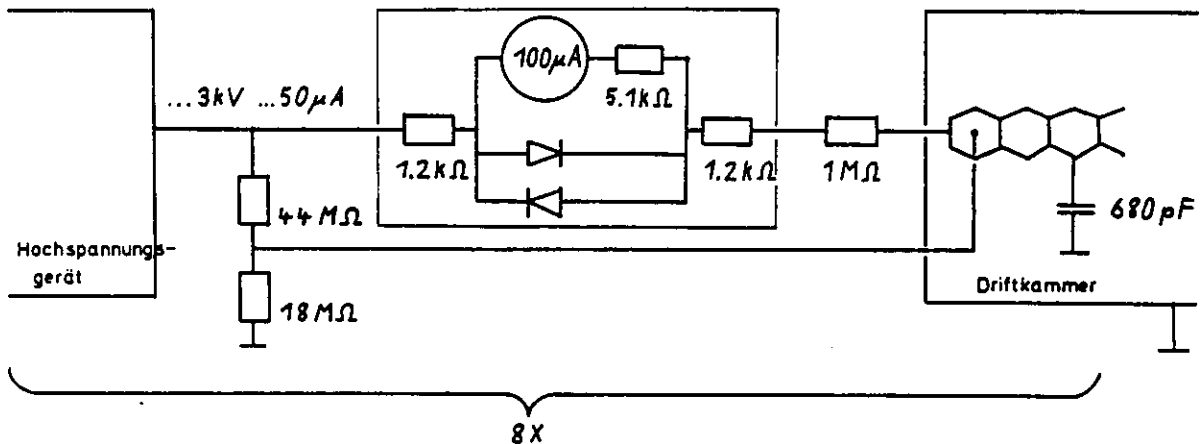


Abbildung 17: Hochspannungsversorgung

Hochspannungsgerät¹ angeschlossen, um die Spannungen unabhängig regeln zu können. Diese Geräte besitzen einen Ausgang, an dem die um den Faktor 1000 heruntergesetzte Spannung anliegt und mit einem Multimeter gemessen werden kann.

Aufgrund von Feldinhomogenitäten können in den Randzellen einer jeden Lage höhere Feldstärken an den Signaldrähten auftreten als in den übrigen und zu einer größeren Gasverstärkung führen. Der vorzeitig einsetzende Entladestrom in diesen Zellen würde das Plateau der gesamten Lage frühzeitig nach oben begrenzen. Um dies zu verhindern wird in die Randzellen, die nicht ausgelesen werden, anstelle des Signaldrahtes mit einem Radius von $a = 10 \mu\text{m}$ einer mit $a' = 63 \mu\text{m}$ eingesetzt und mit einer verminderten Hochspannung V'_0 statt V_0 gegenüber den Potentialdrähten betrieben. Die Spannung V'_0 wird so gewählt, daß für Radien $r > a'$ das gleiche elektrische Feld herrscht wie bei einem Draht von $10 \mu\text{m}$. Der Bereich $a < r < a'$, in dem normalerweise die Gasverstärkung stattfindet, fällt weg. Eine Abschätzung aufgrund des Modells des zylindrischen Proportionalrohres mit einem Kathodenradius $b = 5 \text{ mm}$ ergibt:

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \stackrel{!}{=} \frac{V'_0}{\ln(b/a')}$$

$$\Rightarrow V'_0 = \frac{\ln(b/a')}{\ln(b/a)} V_0 = 0.703 V_0$$

Das Anheben der Spannung der Anodendrähte der Randzellen um den Faktor $1 - 0.703$ wird durch einen separaten Spannungsteiler für jede Lage erreicht. An die Spannungsteiler der Lagen 5 und 12 sind zusätzlich die Anodendrähte der „halben“ Lagen über bzw. unter diesen angeschlossen.

Der Spannungsteiler ist aus mehreren Widerständen in Reihenschaltung aufgebaut, so daß an jedem nicht mehr als 500 V anliegen. Vor die abgeschirmte Zuleitung der Hochspannung an die Potentialdrähte ist ein Mikroamperemeter und ein Schutzwiderstand von $1 \text{ M}\Omega$ gelegt. Mit dem Amperemeter kann der Strom einer jeden Lage kontrolliert werden.

¹WENZEL High Voltage Supply N-HV-501

Die Anschlußstifte der die Hochspannung führenden Potentialdrähte sind innerhalb jeder Lage miteinander verlötet und auf jeder Seite der Driftkammer über einen Kondensator von 680 pF mit der Masse des Gehäuses verbunden. Über diesen ist eine Erdung der Potentialdrähte für die Signale gegeben.

4.3 Trigger

Um sicher auf kosmische Strahlung zu triggern, die die Kammer trifft, ist ober- und unterhalb der Kammer je ein Szintillator angebracht, der mit einem Photomultiplier ausgelesen wird (Abbildung 18). Zwischen dieser Anordnung und einem weiteren Szintillator darunter befindet sich ein Stapel von Bleiziegeln von 20 cm Höhe. Dieses Blei wird nur von Muonen mit einem Impuls von mehr als 400 MeV durchdrungen. Durch diesen Impulsschnitt werden nur Muonen mit hoher Energie zur Bestimmung der Kammerauflösung herangezogen, bei denen die Vielfachstreuung innerhalb des Kammervolumens vernachlässigt werden kann. Das Triggersignal wird aus der Koinzidenz dieser drei Szintillatoren abgeleitet. Ein weiterer Szintillator ist neben der Kammer plaziert und in Antikoinzidenz geschaltet, um Höhenstrahlungsschauer zu unterdrücken.

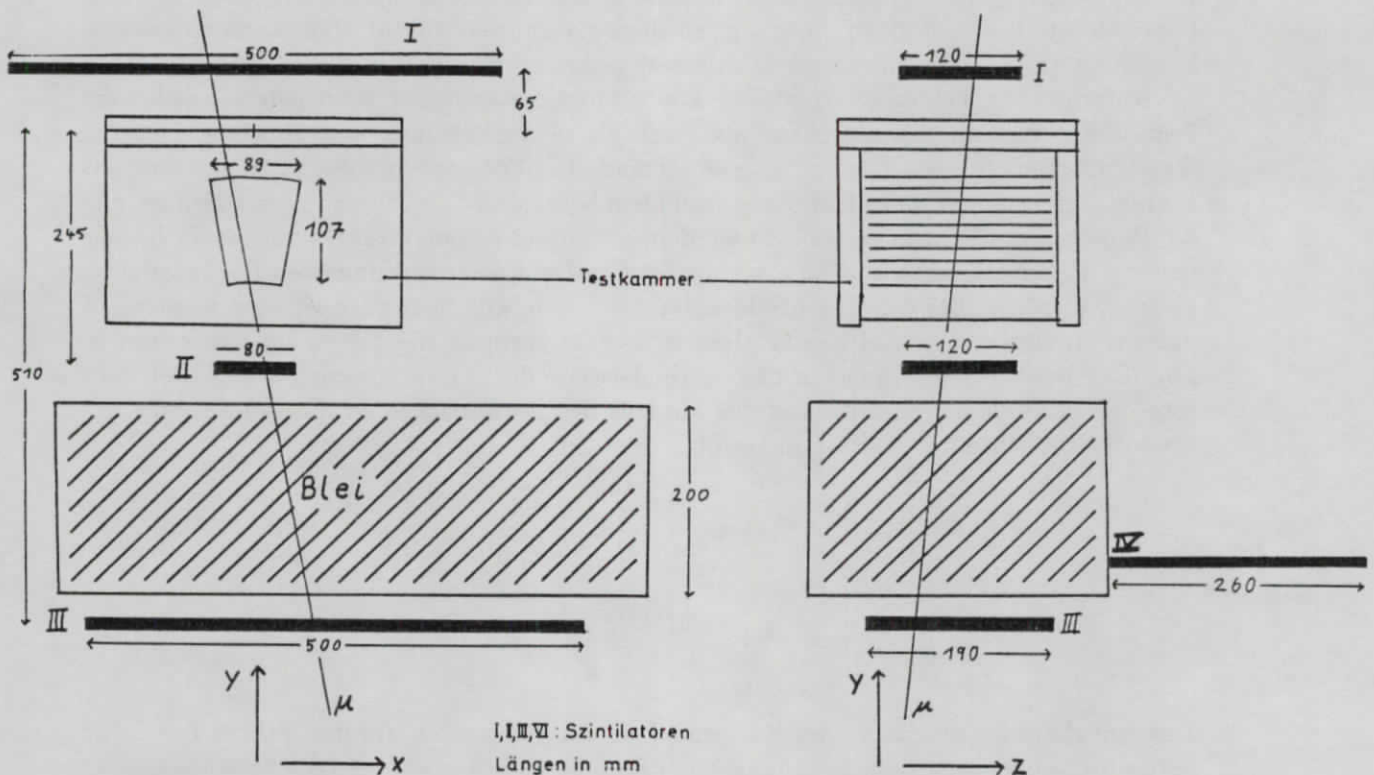


Abbildung 18: Versuchsaufbau

Die Szintillatoren 1 und 2 haben eine Breite von 12 cm in der Z-Richtung. Da die Länge der Drähte 18 cm beträgt, ist durch die Triggeranordnung sichergestellt, daß die Spur mindestens 3 cm vom Kammerrand entfernt verläuft und sich so Feldinhomogenitäten in der Nähe der Endplatten nicht auswirken.

Die Szintillatoren müssen den genauen Zeitpunkt des Teilchendurchganges bestimmen,

relativ zu dem die Driftzeiten gemessen werden. Die Genauigkeit dieses Zeitpunktes geht in die Bestimmung der Ortsauflösung ein. Die Zeitaufösung des Triggers ist begrenzt durch den Jitter der Elektronik und die Laufzeitdifferenzen des Lichtes im Szintillator, abhängig vom Ort des Treffers. Um den zweiten Effekt möglichst klein zu halten, sind die Kabellängen zu den Diskriminatoren so gewählt, daß die Signale des Szintillators 2 als letzte die Koinzidenzschaltung erreichen und somit den Zeitnullpunkt bestimmen. Dieser Szintillator hat eine Fläche von nur 8×12 cm, so daß die Laufzeitdifferenzen in ihm klein sind. Um die Zeitaufösung des Triggers zu bestimmen, wurden Szintillator 1 und 2 direkt übereinandergelegt. Die Signale von Szintillator 1 wurden auf eine TDC-Karte gegeben, während Szintillator 2 den Zeitnullpunkt gab. Das Zeitspektrum hatte eine Standardabweichung von 2.8 Kanälen. Das entspricht 1.4 nsec. Unter der Annahme, daß diese Verteilung zu gleichen Teilen von den beiden Szintillatoren herrührt, ergibt sich die Auflösung eines Szintillators und damit für den Trigger zu 1 nsec. Bei einer Driftgeschwindigkeit von $40 \mu\text{m}/\text{nsec}$ entspricht dem ein Beitrag zur Ungenauigkeit der Ortsauflösung der Kammer von $40 \mu\text{m}$.

4.4 Ausleseelektronik

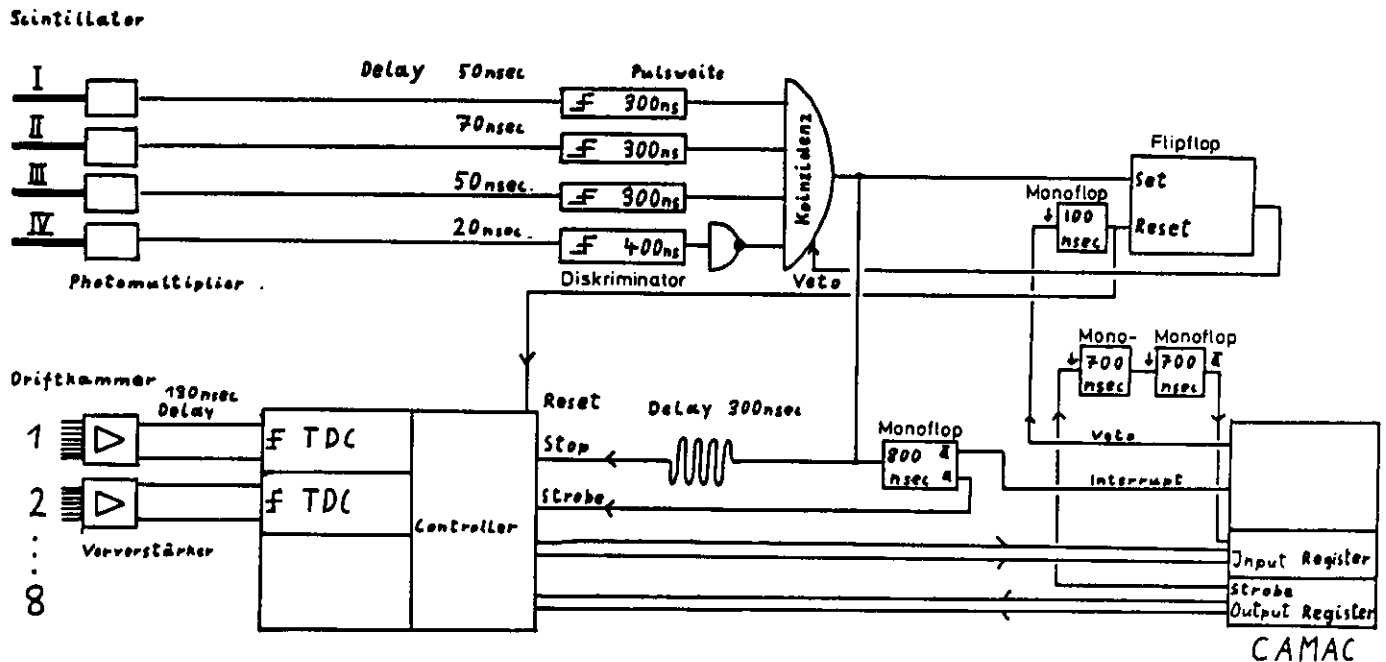


Abbildung 19: Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik (Abbildung 19) besteht aus folgenden Komponenten:

Die Kammer signale werden den Vorverstärkern zugeführt, die direkt an der Driftkammer angebracht sind. Die Vorverstärker haben eine Verstärkung von $5\text{mV}/\mu\text{A}$, eine Anstiegszeit von 10 nsec und eine maximale Ausgangsspannung von 3 V. Der Eingangswiderstand beträgt 400Ω . Um Einstrahlung von Störungen zu vermeiden, befinden sich die Vorverstärker in Aluminiumgehäusen und die Verbindungen der Eingänge zur Driftkammer sind als Koaxialkabel ausgeführt, mit einer Länge von 15 bis 20 cm. Der Störpegel nach den Vorverstärkern betrug so 3 mV.

Von den Vorverstärkern werden die Signale über Multikoaxkabel von 25 m Länge über eine Adapterkarte auf die TDC-Karten gegeben. Hier werden die Ankunftszeiten der Driftkammersignale digitalisiert. Die TDC-Karten haben eine Auflösung von 0.5 nsec/Kanal bei 1024 Kanälen. Gemessen wird die Zeit zwischen dem Eintreffen der Driftkammersignale (Start-Signal) und dem Stop-Signal. Das Stop-Signal wird allen TDC's gleichzeitig zugeführt und von der Koinzidenz der Szintillatoren abgeleitet. Es wird über ein Kabel um 300 nsec verzögert, damit die Driftkammersignale auf jeden Fall vor dem Stop-Signal eintreffen. Außerdem benötigen die TDC-Karten noch ein Strobe-Signal, das 600 nsec nach Eintreffen des Start-Signales anliegen muß, damit die Signale digitalisiert werden. Dieses Signal liegt für 800 nsec nach Eintreffen des Triggers an, damit für alle Driftzeiten diese Bedingung erfüllt ist. Die Digitalisierungszeit beträgt $37\mu\text{sec}$. Nach der Auslese der Daten durch die PDP11/45 setzt ein von dieser abgegebenes Reset-Signal die TDC-Karten wieder zurück.

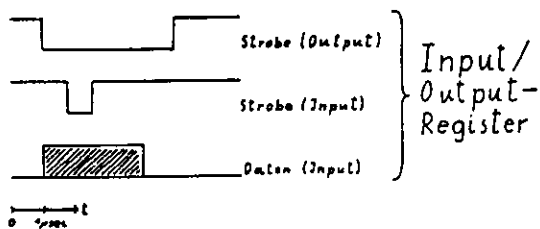
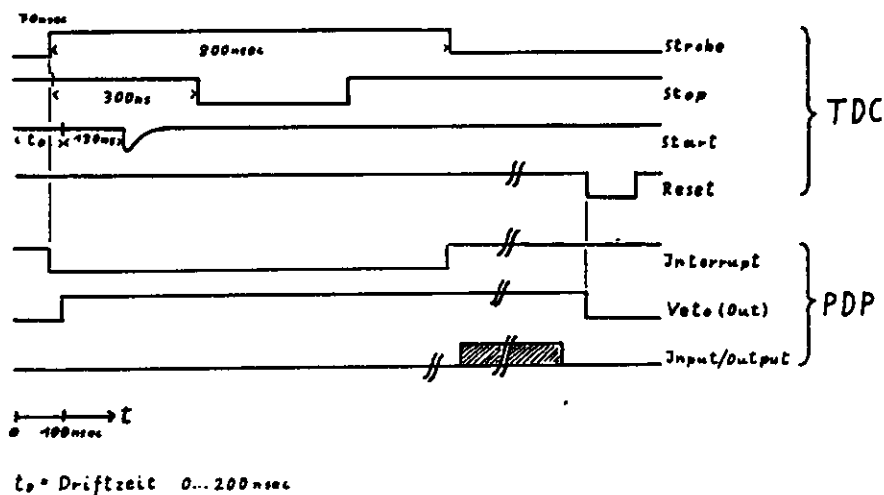


Abbildung 20: Zeitlicher Signalverlauf

Die Eingänge der TDC-Karten für die Start-Signale besitzen Diskriminatoren, deren Schwelle auf 7mV eingestellt ist.

Nach dem Auftreten eines Triggersignales wird ein Veto-Signal an die Koinzidenzschaltung angelegt, um zu verhindern daß die Elektronik während der Auslese erneut getriggert wird. Erst nach der Auslese durch die PDP wird das Flip-Flop, das das Veto-Signal abgibt,

vom Reset-Signal zurückgesetzt.

Die Auslese der TDC-Karten durch die PDP geschieht über ein CAMAC-Crate. Die TDC-Karten werden durch ein Output-Register adressiert und die Daten von einem Input-Register eingelesen. Das Strobe-Signal des Input-Registers wird verzögert und verkürzt von dem Output-Register abgeleitet, so daß es zur selben Zeit wie die Daten am Input-Register anliegt (Abbildung 20). Das ist notwendig, da die Daten sonst fehlerhaft ausgelesen werden. Der Anschluß des Interrupt- und Veto-Signales geschieht über einen weiteren CAMAC-Einschub. Von der PDP werden die Daten direkt auf eine Platte der IBM des DESY-Rechenzentrums gespielt, wo sie weiter ausgewertet werden.

Die gesamte Elektronik von den Vorverstärkern bis zu den TDC-Karten kann mit Testpulsen, die direkt auf die Eingänge der Vorverstärker gegeben werden, auf Funktionsfähigkeit überprüft werden. Die Testpulse können wahlweise auf alle Kanäle oder nur auf diejenigen mit gerader oder ungerader Kanalnummer gegeben werden, um Übersprechen zu untersuchen.

4.5 Arbeitspunkt

Efficiency

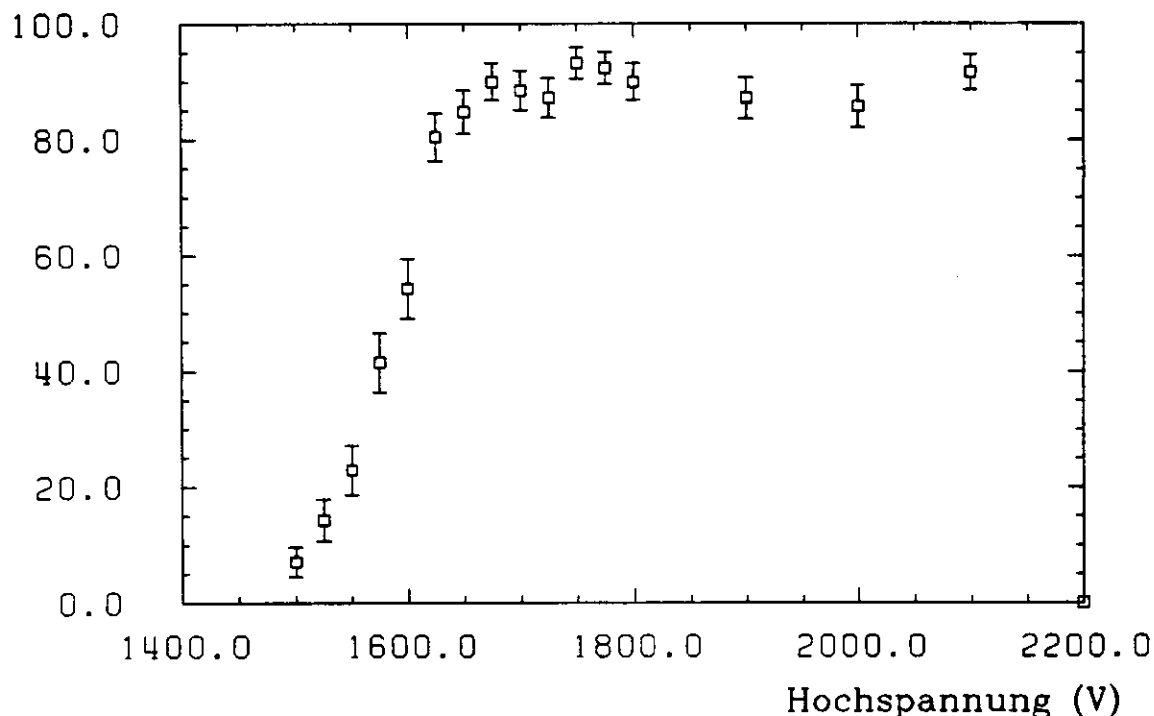


Abbildung 21: Plateaukurve (2 bar Lage 7)

Für einen Druck von 1, 2 und 3 bar absolut wurden die Plateaukurven, das heißt die Effizienz (Ansprecher in einer Lage / Triggerereignisse) in Abhängigkeit von der Hochspannung, aufgenommen (siehe Abbildung 21). Bei geringer Hochspannung übersteigen nicht alle Driftkammersignale die Diskriminatorschwelle und werden so nicht von den TDC's registriert. Oberhalb einer bestimmten Spannung bildet sich ein Plateau aus, in dem die Effizienz nahezu 100% ist. In der Abbildung wird dieser Wert nicht ganz erreicht, da nicht alle getriggerten Muonen die Driftzellen dieser Lage treffen mußten. Die Balken bezeichnen die statistischen Fehler. Die Einsatzpunkte wurden ermittelt, indem mit dem

Auge eine Gerade in die Flanke gelegt wurde und ihr Schnittpunkt mit einer waagerechten Gerade in der Höhe des Plateaus bestimmt wurde. Diese Methode ist nicht sehr genau, aber da alle Arbeitspunkte mindestens 100 V höher liegen, ist sichergestellt, daß sie sich im Plateau befinden. Die Einsatzpunkte der Plateaus sind in der Tabelle 3 angegeben.

Druck		1 bar	2 bar	3 bar
Hochspannung Lage	5	1320 V	1600 V	1860 V
	6	1335 V	1620 V	1870 V
	7	1340 V	1640 V	1900 V
	8	1360 V	1670 V	1920 V
	9	1370 V	1670 V	1940 V
	10	1390 V	1680 V	1950 V
	11	1415 V	1710 V	2010 V
	12	1415 V	1740 V	2030 V

Tabelle 3: Beginn der Effizienz-Plateaus

Nach oben wird das Plateau durch das Einsetzen von Geiger-Impulsen und zu noch höheren Spannungen durch einen ständigen Entladestrom begrenzt. Hier ist es jedoch schwer möglich, eine scharfe Grenze anzugeben, da die Geiger-Impulse anfangs nur selten auftreten und nicht stark ausgeprägt sind. In allen Fällen hatte das Plateau eine Breite von 250 bis 500 V.

Innerhalb dieses Plateaus muß der Arbeitspunkt der Lage gewählt werden. Wie im Kapitel 2.4 gezeigt, ist die Zeitauflösung stark von der Wahl der Gasverstärkung und damit der Hochspannung abhängig. Eine Verbesserung der Auflösung mit steigender Hochspannung konnte schon anhand der Steilheit der TDC-Spektren beobachtet werden. Idealerweise sollte das Spektrum eine konstante Höhe haben und bei dem der Driftzeit 0 entsprechenden Kanal abrupt auf Null abfallen. Durch die begrenzte Auflösung der Driftzelle ist dieser Abfall jedoch verschmiert. Das entspricht einer Faltung der Θ -Funktion des idealen Spektrums mit der Verteilungsfunktion der Meßfehler, für die eine Normalverteilung angenommen wird. Diese Faltung ergibt das Wahrscheinlichkeitsintegral oder erf-Funktion. Eine solche Funktion wurde an die Flanken der Zeitspektren angepaßt.

Arbeitspunkt	Druck	Gasverstärkung	I	II	III	IV	V
			1 bar		2 bar	3 bar	
			$6.2 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^6$	$7.3 \cdot 10^5$	$3.1 \cdot 10^5$	$5.8 \cdot 10^5$
Hochspannung Lage	5	1435 V	1510 V	1900 V	2147 V	2240 V	
	6	1453 V	1530 V	1925 V	2174 V	2270 V	
	7	1470 V	1550 V	1950 V	2200 V	2300 V	
	8	1487 V	1570 V	1975 V	2225 V	2330 V	
	9	1503 V	1590 V	2000 V	2250 V	2360 V	
	10	1519 V	1610 V	2025 V	2074 V	2390 V	
	11	1535 V	1630 V	2050 V	2298 V	2420 V	
	12	1551 V	1650 V	2075 V	2321 V	2450 V	

Tabelle 4: Gewählte Arbeitspunkte

Tabelle 4 zeigt die Arbeitspunkte, die gewählt wurden, um die Ortsauflösung zu bestimmen. Es wurde jeweils bei 1, 2 und 3 bar ein Arbeitspunkt so gewählt, daß die Steilheit der Flanken in die Sättigung ging. Die mittlere Amplitude der Impulse nach dem Vorverstärker betrug etwa 500 mV. Bei 1 und 3 bar wurde je ein weiterer Meßpunkt bei einer niedrigeren Hochspannung genommen. Hier betrug die Amplitude der Impulse 270 mV.

5 Messung der Gasverstärkung

Es wurde ein Fe^{55} -Präparat in die Kammer eingebracht und das Energieverlustspektrum, das heißt das Ladungsspektrum der Driftkammersignale einer Zelle gemessen. Da die Anzahl der Sekundärelektronen, die bei Absorption eines Röntgen-Quantens im Gas erzeugt werden, bekannt ist, läßt sich die Gasverstärkung aus der Ladung der Driftkammersignale bestimmen.

5.1 Bestimmung der Ladung der Driftkammersignale

Die Signale werden auf einen integrierenden Vorverstärker² gegeben, der exponentiell mit einer Zeitkonstanten τ von 320 nsec abfällt. Dieser Wert wurde mit Testpulsen gemessen. In einem Verstärker, der aus einer Folge von Differentiations- und Integrationsgliedern aufgebaut ist, wird dieses Signal zu einem gaußförmigen Ausgangssignal geformt, dessen Höhe der des Eingangssignales proportional ist. Ein Vielkanalanalysator sortiert diese nach ihrer Amplitude.

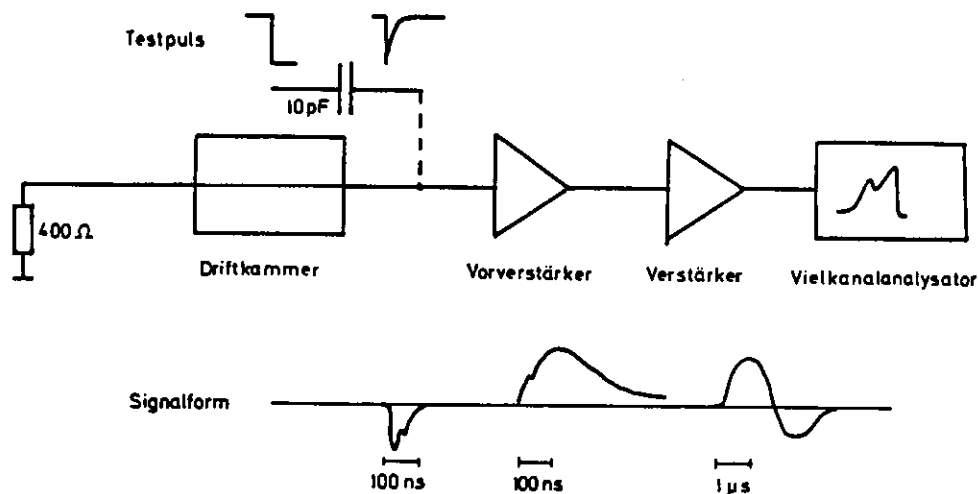


Abbildung 22: Elektronik zur Messung des Energieverlustspektrums

Der Proportionalitätsfaktor zwischen der Ladung Q_T des Testpulses und der Kanalzahl k des Vielkanalanalysators wurde durch das Aufbringen definierter Ladungen mit einem Impulsgenerator auf den Eingang des Vorverstärkers ermittelt. Es gilt:

$$Q_T = 1.37 \cdot 10^{-14} \text{C} \cdot k = 8.59 \cdot 10^4 e \cdot k \quad \text{mit } e = \text{Elementarladung}$$

Die Zeitkonstante des Vorverstärkers ist zwar groß gegen die Driftzeitdifferenzen der Elektronen im Gas, so daß die Gesamtladung aller Sekundärelektronen gemessen wird, sie ist jedoch klein gegen die Zeit bis zum endgültigen Abklingen des Driftkammersignales (325 μsec), so daß nur über einen Teil des Signales integriert wird. Dieser Anteil ist in Kapitel 2.5 berechnet worden und beträgt 28%. Der Zeitpunkt des Maximums und die Steilheit des Abfalls des berechneten Signales stimmen mit den Werten des beobachteten

²Die benutzten Geräte sind: CANBERRA spectroscopy Amplifier modell 1417, CANBERRA multichannel analyser series 35. Beim Vorverstärker handelt es sich um eine Eigenentwicklung des 1. Institutes für Experimentalphysik in Hamburg.

überein. Für die Ladung Q_D der Driftkammersignale gilt daher :

$$Q_D(k) = \frac{Q_T(k)}{0.28} = 4.89 \cdot 10^{-14} \text{C} \cdot k = 3.07 \cdot 10^5 \text{e} \cdot k$$

5.2 Das Energieverlustspektrum von Fe^{55} in Argon

Fe^{55} zerfällt durch Elektroneneinfang [KOC81]. Das emittierte Röntgenspektrum besteht aus dreien bei 6 keV nahe beieinanderliegenden Linien $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, K_{β} , die in einer Proportionalkammer jedoch nicht aufgelöst werden können und als ein Peak im Spektrum erscheinen.

Photonen in diesem Energiebereich verlieren ihre Energie durch Photoeffekt. Absorption eines Photons der Energie $E_{\gamma} = 6$ keV in der K-Schale von Argon, was der wahrscheinlichste Prozess ist, führt zur Emission eines Elektrons der Energie $E_{\gamma} - E_k$. Dabei ist $E_k = 3.2$ keV die Bindungsenergie der K-Schale. Das Elektron hat eine Reichweite in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ im Kammergas und gibt so seine gesamte Energie in einer Driftzelle ab. Das angeregte Argon-Atom geht in den meisten Fällen unter Aussendung eines Auger-Elektrons mit etwa der Energie E_k in den Grundzustand zurück, welches seine Energie ebenfalls in der Driftkammer deponiert. Die gesamte Energie E_{γ} wird so in einer Zelle abgegeben.

Die Anzahl der hierdurch gebildeten Sekundärionisationen im Gas ist sehr genau bekannt. Die mittlere für eine Ionisation benötigte Energie W_i beträgt 26 eV. Es werden somit $E_{\gamma}/W_i = 227$ Sekundärelektronen erzeugt.

In 15% der Fälle [SAU77] emittiert das angeregte Argon-Atom jedoch ein Photon mit einer Energie gerade unterhalb von E_k . Die mittlere freie Weglänge λ für Absorption dieses durch Fluoreszenz erzeugten Photons ist deshalb relativ groß (ungefähr 10 cm bei Normaldruck), so daß es aus dem Volumen der Driftzelle entweicht, ohne nachgewiesen zu werden. In diesem Fall ist nur der „Escape-Peak“ von Argon mit einer Energie von $E_{\gamma} - E_k = 2.8$ keV sichtbar. Diesem Peak überlagern sich die Energieabgaben der von außerhalb der Driftzelle stammenden, jedoch in ihr absorbierten Fluoreszenz-Photonen von etwa 3 keV. Auch diese beiden Beiträge werden in der Driftkammer nicht aufgelöst. Die relativen Anteile dieser Beiträge zum sichtbaren Peak sind abhängig vom Druck des Gases und vom Abstand der ausgelesenen Driftzelle von der Fe^{55} -Quelle. Bei hohem Druck oder großem Abstand werden ein großer Teil der 6 keV Photonen ($\lambda = 2$ cm bar) absorbiert, bevor sie die Driftzelle erreichen, während die 3 keV Photonen ($\lambda = 10$ cm bar) weniger stark abgeschwächt werden. So hat der 3 keV-Peak im aufgenommenen Spektrum in 5 cm Abstand von der Quelle bei einem Druck von 3 bar eine größere Zählrate als der 6 keV-Peak. Würde er nur vom „Escape-Peak“ stammen, so dürfte seine Zählrate höchstens 15% der Gesamtrate betragen.

5.3 Bestimmung der Gasverstärkung und des Proportionalbereiches

Abbildung 23 zeigt das Energieverlustspektrum von Fe^{55} in der Testkammer. Bei niedriger Hochspannung lassen sich deutlich die den beiden Energien 3 keV und 6 keV entsprechenden Spitzen bei den Kanalnummern k_1 und k_2 unterscheiden. Das Verhältnis k_2/k_1 ist 2, wenn die Gasverstärkung im proportionalen Bereich ist und 1 bei Sättigung. Die Breite dieser beiden Spitzen beträgt, solange man sie noch unterscheiden kann, weitgehend unabhängig von der Hochspannung etwa 20% (FWHM) von k_2 , das entspricht 45 Sekundärelektronen. Bei hohen Spannungen rücken die beiden Spitzen zu einer breiten Verteilung zusammen und lassen sich nicht mehr unterscheiden.

Die Gasverstärkung wurde ermittelt, indem die der Kanalzahl k_2 des Maximums des 6 keV Peaks entsprechende Ladung durch die der 227 Elektronen geteilt wurde.

Zählrate

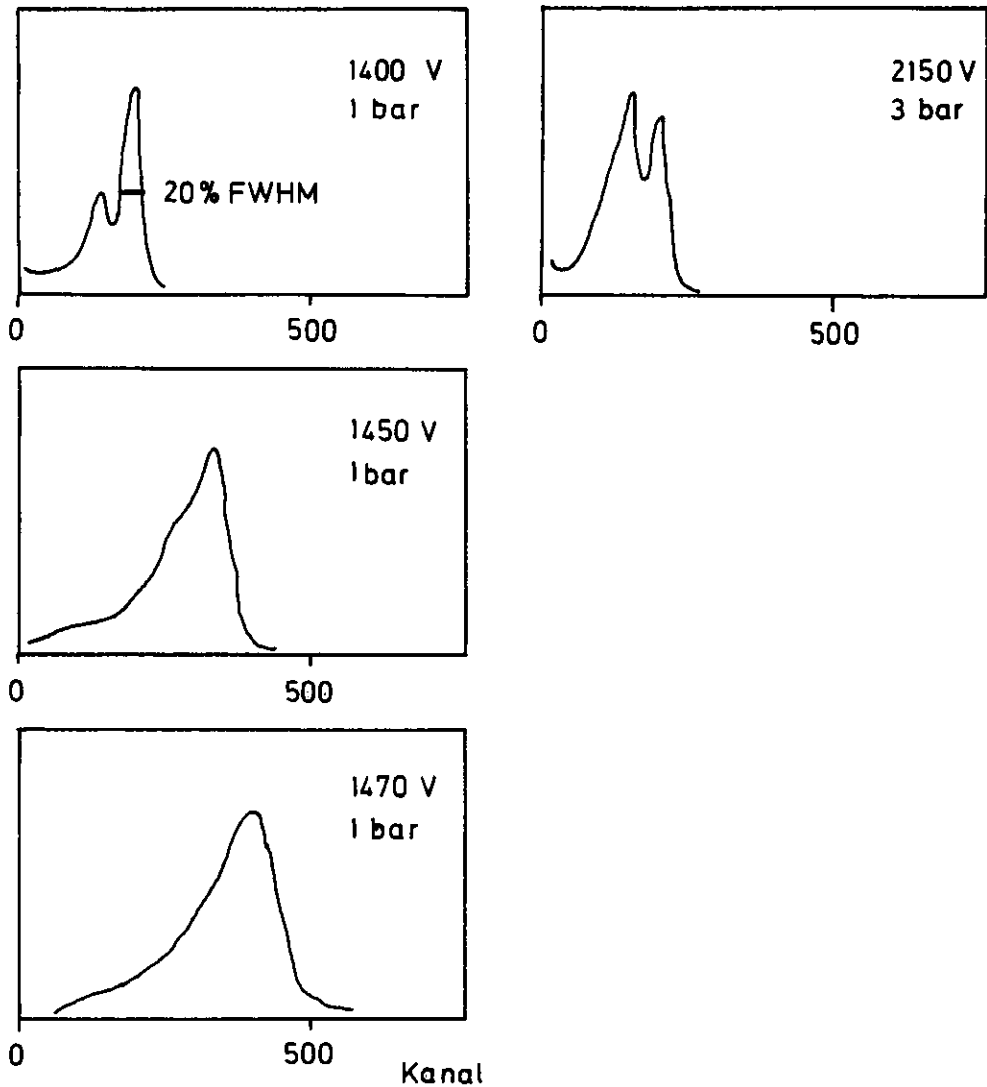


Abbildung 23: Energieverlustspektren von Fe^{55}

Waren die Peaks nicht mehr zu unterscheiden, so wurde die Ladung des Maximums der gesamten Verteilung durch die der Elektronen geteilt, die sich durch Mittelung der Sekundärelektronenzahlen der beiden Peaks, gewichtet mit ihrer Zählrate, ergab. Abbildung 24 zeigt die Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Hochspannung und das Verhältnis der Kanalzahlen der beiden Peaks im Spektrum. Die Arbeitspunkte, an denen die Ortsauflösung der Kammer bestimmt wurde, sind mit kleinen Quadraten gekennzeichnet. Sie liegen oberhalb des Proportionalbereiches. Die Werte der Gasverstärkung bei diesen Arbeitspunkten sind in Tabelle 4 angegeben. Für 1 bar wurde die Gasverstärkung auch in der Lage 10 bestimmt. Sie wich an dem Arbeitspunkt I um -25% und bei II um -3% von der in Lage 7 ab.

Außerdem wurde das Energieverlustspektrum von kosmischen Muonen aufgenommen. Hierzu wurde der Vorverstärker mit allen Signaldrähten einer Lage verbunden und das

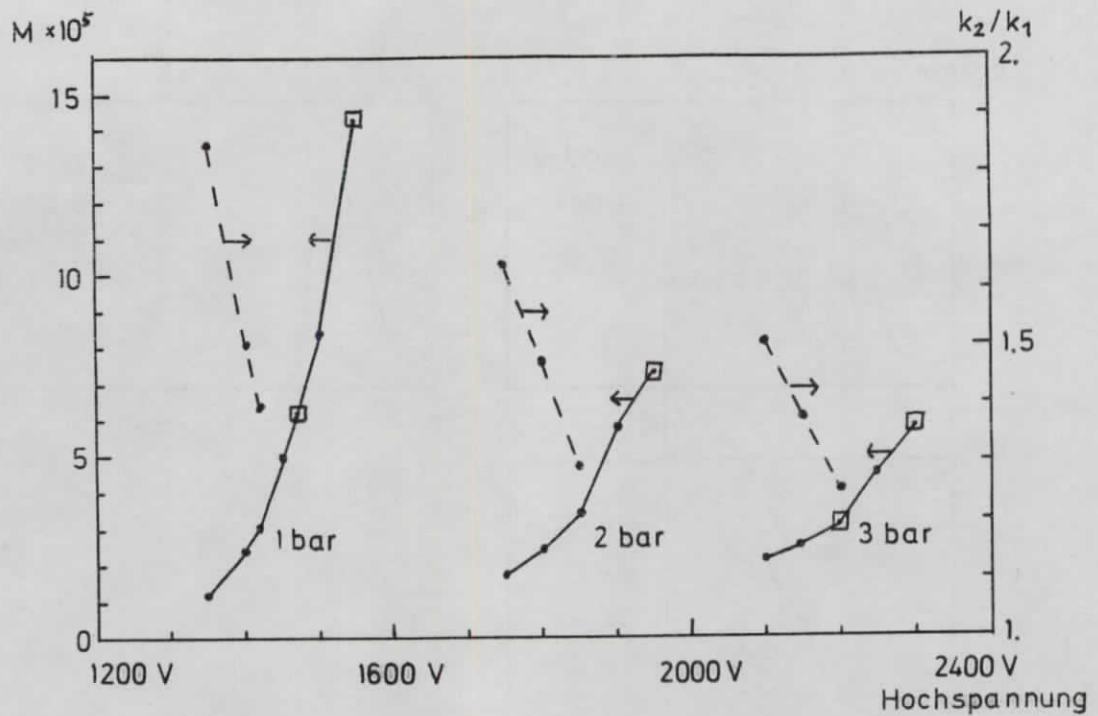


Abbildung 24: Gasverstärkung M (Lage 7) und Quotient k_2/k_1 der nachgewiesenen Ladungen bei 6 und 3 keV Energieverlust

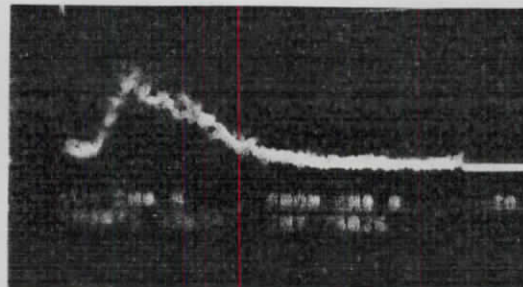


Abbildung 25: Energieverlustspektrum von Muonen

Spektrum in Koinzidenz mit dem Scintillator 3 gemessen, um den Untergrund zu unterdrücken. Das Maximum dieser Verteilung lag umgerechnet bei 134 (I) und 182 (II) Sekundärelektronen. Die Breite der Driftkammerlage beträgt etwa 1 cm und infolgedessen werden von minimal ionisierenden Teilchen im Mittel 100 Sekundärelektronen erwartet. Da die Gasverstärkung für 227 Elektronen bestimmt wurde, erhält man wegen der begrenzten Proportionalität der Gasverstärkung an diesen Arbeitspunkten höhere Werte.

6 Auswertung

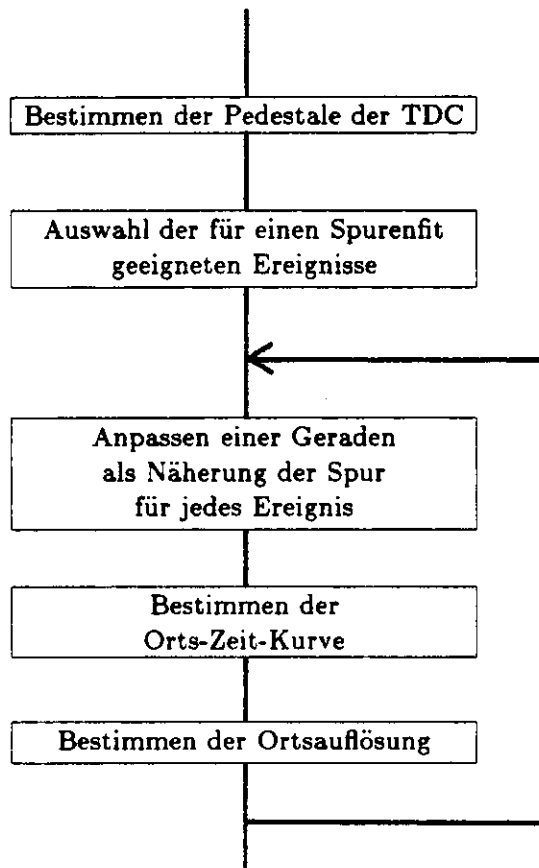


Abbildung 26: Ablaufdiagramm der Datenanalyse

6.1 Methode

Die Koordinaten der Spur der Höhenstrahlteilchen werden, sofern in jeder Driftkammerlage genau eine Zelle getroffen wird, in 8 verschiedenen Punkten gemessen. Wenn man von kleinen Abweichungen durch die Vielfachstreuung absieht, verläuft die Spur längs einer Geraden. Da die Geometrie der Driftkammer sich aufgrund des Stereowinkels auch in Richtung der Z-Koordinate ändert, genügt es nicht, eine Gerade in der Ebene zu betrachten, sondern es muß die Lage der Geraden im Raum berücksichtigt werden. Eine solche Gerade wird durch 4 Parameter beschrieben. Der Spurverlauf ist also durch die 8 Meßwerte überbestimmt und die Parameter können nach der Methode der kleinsten Parameter angepaßt werden [BLO81]. Dabei wird der Ausdruck $\chi^2 = \sum r_i^2$ minimiert. Die Residuen r_i sind die Differenzen der gemessenen und der durch die Ausgleichsrechnung bestimmten Spurkoordinaten an den Meßpunkten $i = 1 \dots n$.

Zur Anpassung der Parameter wurde das FORTRAN-Unterprogramm MLFITA benutzt [BLO82]. Dieses Programm findet das Minimum von χ^2 in mehreren Iterationsschritten. Da die Spurkoordinaten in nichtlinearer Weise von den Parametern abhängen sind mehrere Schritte notwendig.

Aus den χ^2 aller Ereignisse läßt sich die Standardabweichung der Meßfehler und damit

die Auflösung der Driftkammer bestimmen. Für den Erwartungswert von χ^2 gilt:

$$E(\chi^2) = (n - p) \sigma^2$$

dabei ist n die Anzahl der Meßpunkte, $p = 4$ die Anzahl der Parameter und σ ist die Standardabweichung der Meßfehler. Die Auflösung kann durch Mittelung über alle Ereignisse bestimmt werden:

$$\sigma^2 = \left\langle \frac{\chi^2}{n - p} \right\rangle$$

Den Ablauf der gesamten Auswertung zeigt Abbildung 26.

6.2 Eichung der Pedestale

Aufgrund unterschiedlicher Eichung der TDC und verschiedener Signallaufzeiten ist die Kanalnummer der TDC, die der Driftzeit 0 entspricht für jede Driftzelle eine andere. Dieses Pedestal wird aus den Zeitspektren der einzelnen Kanäle bestimmt.

An die Flanken der Zeitspektren wird eine erf-Funktion angepaßt:

$$\text{erf}(t) = C \int_{-\infty}^t e^{-\frac{(t'-t_0)^2}{2\sigma^2}} dt'$$

Dabei bestimmt der Parameter C die Höhe und σ die Steilheit des Abfalls der Verteilung. t_0 gibt die Kanalzahl an, bei der das Spektrum auf die halbe Höhe abgefallen ist. Dieser Wert wird als Pedestal gewählt. Der statistische Fehler dieses Pedestals betrug 0.8 Kanäle, das sind 16 μm .

Abbildung 27 zeigt die TDC-Spektren einer Driftzelle mit angepaßter erf-Funktion für zwei verschiedene Arbeitspunkte.

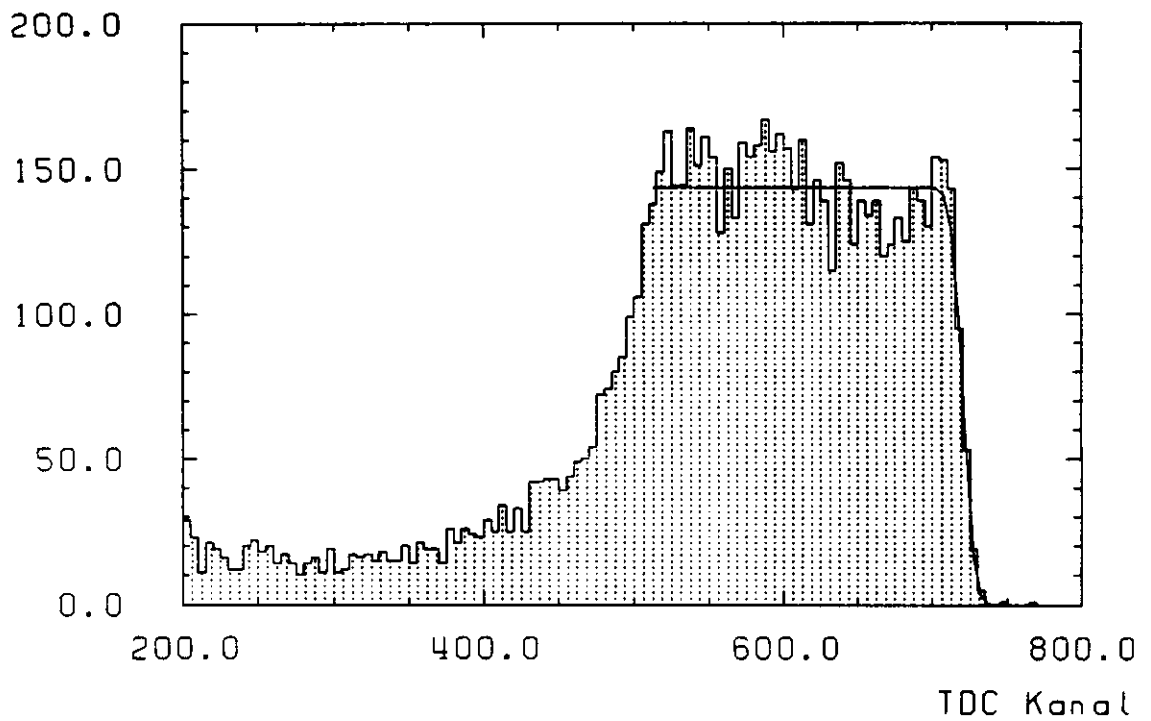
6.3 Ereignisauswahl

Von den 40 000 Ereignissen, die für jede Konfiguration aufgezeichnet worden sind, sind nicht alle zur Spuranpassung geeignet. Man kann folgende Fälle unterscheiden, in denen eine Spurrekonstruktion nicht ohne aufwendige Algorithmen oder überhaupt nicht möglich ist:

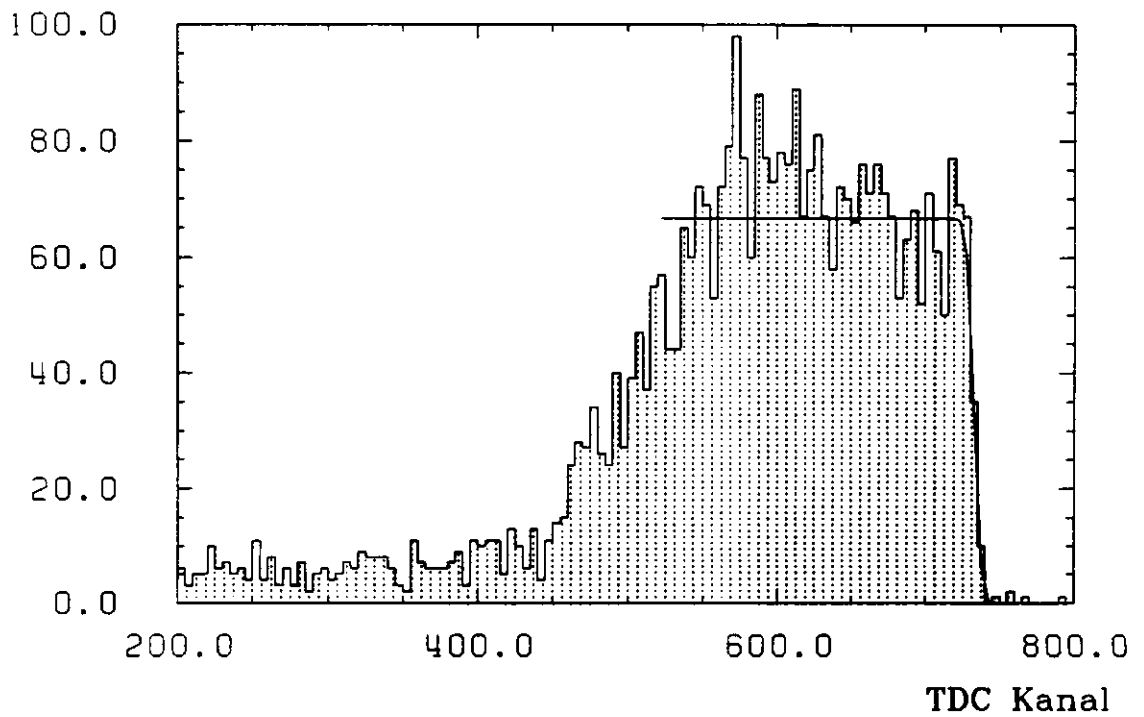
- Die Spur kann trotz Ansprechen des Triggers die Kammer nicht oder nur teilweise durchlaufen, so daß die Anzahl der angesprochenen Drähte nicht ausreicht, um eine Spuranpassung durchzuführen.
- Es handelt sich nicht um eine, sondern um mehrere Spuren aufgrund von Streuung an der Driftkammerwand oder durch elektromagnetische Schauer.
- Der vom Trigger bestimmte Zeitpunkt des Durchfluges des Teilchens ist ungenau, da das Stop-Signal nicht vom Szintillator 2 gegeben wurde, sondern von einem anderen.

Um Ereignisse dieser Art auszuschließen, werden nur diejenigen für die Spuranpassung verwendet, die folgende Kriterien erfüllen:

- Von den je vier Lagen mit demselben Stereowinkel müssen mindestens drei ordnungsgemäß angesprochen haben. Das heißt, in einer Lage dürfen höchstens zwei Zellen angesprochen haben und die beiden Ansprecher müssen nebeneinander liegen. Die Driftzeiten dieser Zellen müssen innerhalb eines anhand der Spektren bestimmten Bereiches liegen.



a) Arbeitspunkt: Druck = 1bar, Hochspannung = 1450V



b) Arbeitspunkt: Druck = 3bar, Hochspannung = 2300V

Abbildung 27: TDC-Spektrum einer Driftzelle (Lage 7, Zelle 3)

- Um Fehltriggerungen auszuschließen, muß die Kanalnummer der TDC's, an die die Szintillatoren angeschlossen sind, ebenfalls innerhalb eines bestimmten Bereiches sein.

Der Anteil der Ereignisse, der diese Anforderungen nicht erfüllt, ist in allen Runs fast gleich:

0.06%	Mehr als insgesamt 16 Ansprecher
27%	kein Ansprecher
1%	Fehltriggerung
6%	in einer Stereolage keine Ansprecher
6%	in einer Stereolage nur 1 Ansprecher
9%	in einer Stereolage nur 2 Ansprecher
8%	in einer Stereolage nur 3 Ansprecher
42%	4 Ansprecher in beiden Stereolagen

Es bleiben insgesamt 50% der Ereignisse zur weiteren Auswertung übrig.

6.4 Anpassung einer Geraden als Näherung für die Spur

Wegen der Stereo-Geometrie der Kammer ist es nicht möglich, eine Spuranpassung nur in der Ebene senkrecht zur Z-Achse vorzunehmen. Zellen mit verschiedenem Stereowinkel „sehen“ die Spur aus verschiedenen „Blickwinkeln“. Eine mögliche Strategie der Spurerkennung in Stereodriftkammern [CEL83] besteht darin, zunächst für alle Drähte mit demselben Stereowinkel eine Spurerkennung nur in der Ebene vorzunehmen und dann die beiden verschiedenen Bilder zu einem räumlichen Bild zusammensetzen. In der Testkammer wird die Spuranpassung jedoch im Raum durchgeführt. Durch die Auswahl der Ereignisse ist sichergestellt, daß nur für Ereignisse mit genau einer Spur eine Spuranpassung durchgeführt wird. Eine Zuordnung der angesprochenen Zellen zu verschiedenen Spuren ist deshalb nicht notwendig.

1. Näherung

Als Ausgangspunkt für die räumliche Anpassung der Geraden wird zunächst eine Gerade in der $Z=0$ Ebene angepaßt. Dabei wird die Driftkammer als Proportionalkammer angesehen, das heißt von der Driftzeitinformation wird kein Gebrauch gemacht. Im weiteren Verlauf der Auswertung werden nur solche Ansprecher verwendet, die nahe genug (2 Zellradien) an dieser Näherung liegen, um falsch angesprochene Zellen nicht zu berücksichtigen.

Auflösung der Ambiguitäten

Um eine Anpassung unter Berücksichtigung der Driftzeitinformation vorzunehmen, ist es notwendig, die Ambiguitäten aufzulösen, das heißt festzustellen, auf welcher Seite jeder Driftzelle die Spur verläuft und mit welchem Vorzeichen der von der Driftzelle gemessene Abstand zu versehen ist. Dazu wird jeweils für die Lagen desselben Stereowinkels eine Geradenanpassung in der Ebene vorgenommen, wobei alle möglichen Vorzeichenkombinationen ausprobiert werden. Bei vier Lagen pro Stereowinkel sind das maximal $2^4 = 16$ Möglichkeiten. Bei zwei Ansprechern innerhalb einer Lage wird angenommen, daß die Spur zwischen den Drähten der beiden angesprochenen Zellen verläuft. Es wird dann diejenige Vorzeichenkombination gewählt, bei der das χ^2 am kleinsten ist.

Da es sich nur annähernd um ein lineares Problem handelt, liefert die Ausgleichsrechnung nur eine Näherung. Um ein exaktes Ergebnis zu erhalten, muß man die Rechnung mit

dem Ergebnis der vorangehenden als Startpunkt wiederholen, bis die angepaßten Werte der Parameter sich nicht mehr verändern. Hier wird jedoch nur eine Iteration durchgeführt. Das ist ausreichend, um die richtige Vorzeichenkombination zu erkennen, da die als Startpunkt benutzte erste Näherung schon nahe genug an der wahren Spur liegt.

Anpassung der Geraden im Raum

Nun wird die endgültige Anpassung der Geraden im Raum vorgenommen. Es werden nur solche Zellen als Meßpunkte verwendet, deren Driftzeiten einem Driftweg entsprechen, der kleiner als der Radius der Driftzelle ist. Die Spurgerade im Raum wird durch 4 Größen parametrisiert: X_1, A_1, Z_1, C_1 .

$$x = X_1 + A_1 \cdot y$$

$$z = Z_1 + C_1 \cdot y$$

Ähnlich werden die Drähte beschrieben:

$$x = X_2 + A_2 \cdot z$$

$$y = Y_2 + B_2 \cdot z$$

Der Abstand d der Spur vom Draht wird berechnet:

$$d = \frac{(X_1 - X_2) \cdot (1 - C_1 \cdot B_2) + Z_1 \cdot (A_1 \cdot B_2 - A_2) - Y_2 \cdot (C_1 \cdot A_2 - A_1)}{\sqrt{(A_1 \cdot B_2 - A_2)^2 + (1 - C_1 \cdot B_2)^2 + (C_1 \cdot A_2 - A_1)^2}}$$

Das Vorzeichen von d gibt an, auf welcher Seite des Drahtes die Spur verläuft. Die quadratische Summe der Residuen aller angesprochenen Driftzellen $\sum r_i^2 = \sum (d_i - d'_i)^2$ wird minimiert. Dabei ist d' der aus der Driftzeit berechnete Driftweg.

Ein typisches Ereignis mit angepaßter Spur zeigt Abbildung 28.

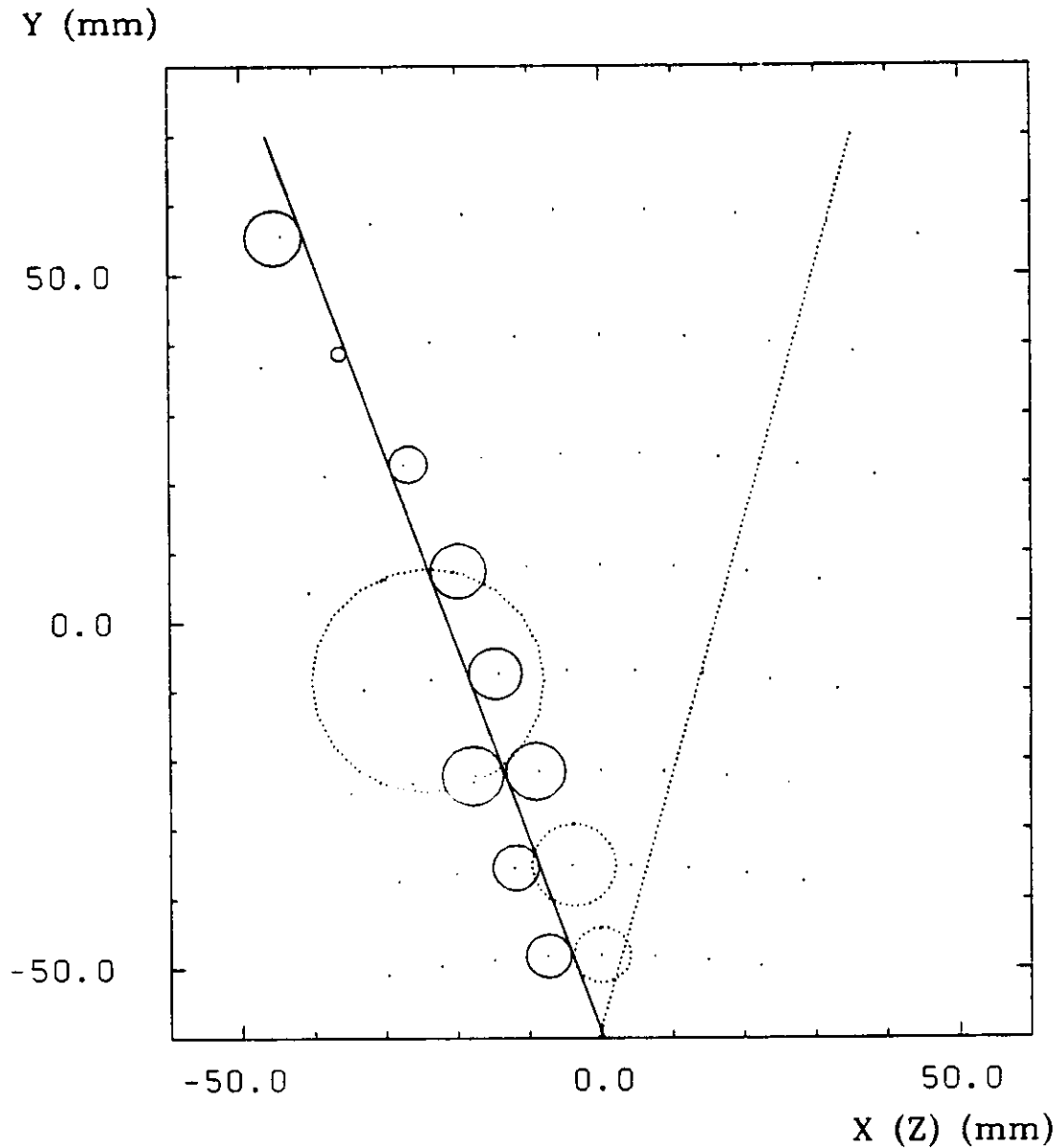
6.5 Iterative Bestimmung der Orts-Zeit-Funktion

Da die elektrische Feldstärke innerhalb einer Zelle stark variiert, ist auch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen nicht konstant. Sie ist eine Funktion der Feldstärke und damit wie diese in erster Linie eine Funktion des Abstandes der Elektronen vom Draht. Die Orts-Zeit-Funktion, die für eine gegebene Driftzeit den Driftweg angibt, ist deshalb nicht linear und muß ebenfalls aus den Daten bestimmt werden. Es wird zunächst eine konstante Driftgeschwindigkeit angenommen und mit einer linearen Orts-Zeit-Funktion eine Spuranpassung für den gesamten Run durchgeführt. Die so erzielte Auflösung beträgt 150 bis 200 μm .

Um eine verbesserte Orts-Zeit-Funktion zu erhalten, wird nun für jede Lage der Bereich der Driftzeit (100...150nsec je nach Zellgröße) in 20 Abschnitte eingeteilt und in jedem Abschnitt der aus den Spurparametern berechnete Driftweg gemittelt. So erhält man an 20 Stützstellen die Orts-Zeit-Funktion. Mit dieser kann man nun in einer weiteren Iteration eine neue Spuranpassung vornehmen. Dabei wird zur Berechnung des Driftweges aus der Driftzeit zwischen den Stützstellen der Orts-Zeit-Funktion interpoliert (Spline Interpolation).

Die Iterative Bestimmung der Orts-Zeit-Funktion wird abgebrochen, wenn sich die Ortsauflösung nicht mehr verbessert. Das ist meist nach 5 Iterationen der Fall.

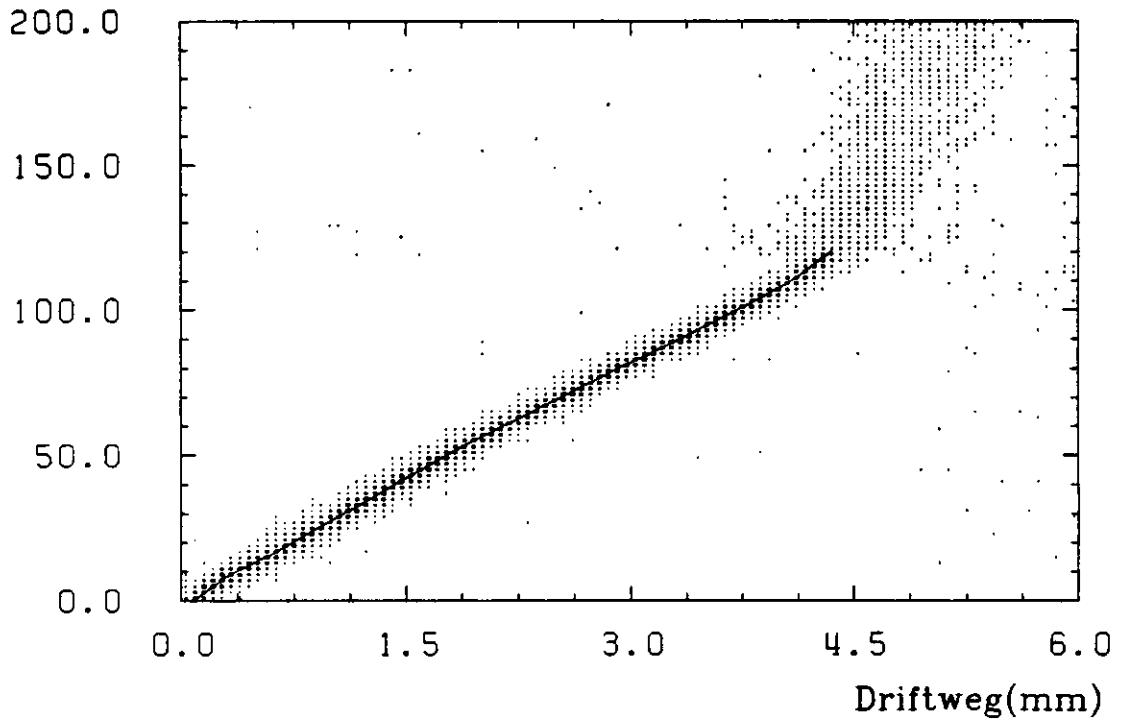
Abbildung 29 zeigt in einem Korrelationsdiagramm die Driftzeiten gegen die Abstände der angepaßten Spuren vom Signaldraht für zwei verschiedene Arbeitspunkte. Eingezeichnet ist auch die iterativ bestimmte Orts-Zeit-Funktion. Die aus der Steigung dieser Kurven ablesbare Driftgeschwindigkeit stimmt mit der aus Abbildung 9 in etwa überein. Für die



Die durchgezogene Linie zeigt die angepaßte Spur in der x - y -Ebene, die gestrichelte in der y - z -Ebene. Die Radien der Kreise geben die aus der Driftzeit berechneten Abstände der Spur von den Signaldrähten an. Gestrichelte Kreise werden für die Spuranpassung nicht benutzt, da die Driftzeiten zu groß sind. Die Kreise sind entsprechend der Verschiebung der Drahtpositionen in der x - y -Ebene bei $z \neq 0$ am Ort des Durchtrittes der Spur durch die Driftzelle gegenüber $z = 0$ (Punkte) verschoben eingezeichnet.

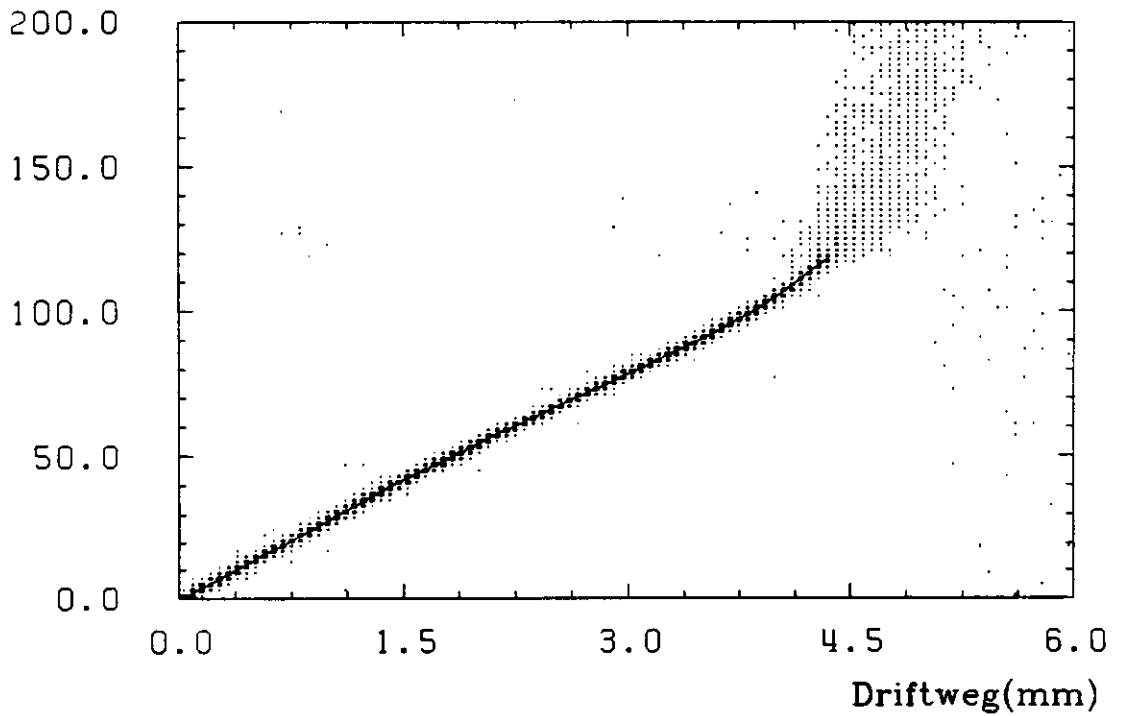
Abbildung 28: Ein typisches Ereignis in der Testkammer

Driftzeit(nsec)



a) Arbeitspunkt: Druck = 1bar, Hochspannung = 1450V

Driftzeit(nsec)



b) Arbeitspunkt: Druck = 3bar, Hochspannung = 2300V

Abbildung 29: Orts-Zeit-Funktion (Lage 7)

beiden abgebildeten Driftkurven beträgt sie für Driftwege bis 1.5 mm im Bereich hoher Feldstärken im Mittel $36 \mu\text{m/nsec}$. Für Driftwege von 1.5 bis 3 mm sind es $38 \mu\text{m/nsec}$ bei 1 bar und $42 \mu\text{m/nsec}$ bei 3 bar. Hier macht sich die niedrigere Reduzierte Feldstärke bei höherem Druck bemerkbar.

6.6 Bestimmung der Auflösung

Das Residuum r_i ist nicht direkt ein Maß für den Meßfehler, da er nicht die Differenz zwischen den gemessenen und den wahren Spurkoordinaten ist, sondern zwischen gemessenen und durch Ausgleichsrechnung bestimmten. Diese sind jedoch, da sie aus den fehlerbehafteten Meßwerten berechnet werden, selbst fehlerbehaftet. Um aus der Residuenverteilung auf die Verteilung der Meßfehler zu schließen sind Korrekturen anzubringen, die von der Lage der jeweiligen Driftzelle in der Kammer abhängen. Anhand der Residuenverteilung wurde nur überprüft, daß die Auflösungen der verschiedenen Lagen in etwa gleich groß und die Residuen um 0 verteilt waren. Abbildung 30 zeigt die Residuenverteilung für zwei verschiedene Arbeitspunkte. Die angepaßte Normalverteilung gibt die gemessene Verteilung gut wieder. Angegeben ist die Standardabweichung der Normalverteilung (σ) und der gemessenen Verteilung (rms).

Die Ortsauflösung wurde aus der χ^2 -Verteilung bestimmt. Bei der Spuranpassung wurde der Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{r_i}{\sigma_0} \right)^2$$

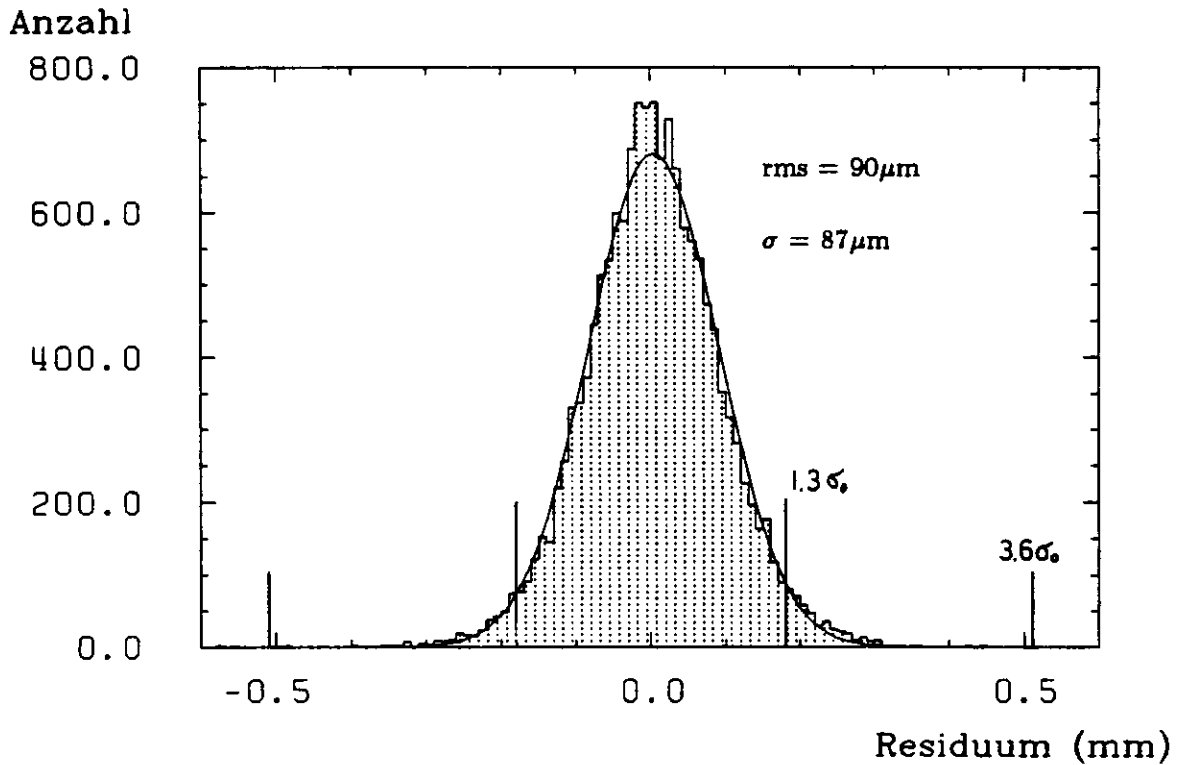
minimiert. Dabei ist σ_0 die geschätzte Ortsauflösung. Es wurde angenommen, daß sie in allen Lagen gleich groß ist. Der Ausdruck $\chi^2/(n-p)$ ($n-p$ = Anzahl der Freiheitsgrade, n = Anzahl der Meßpunkte, $p = 4$ = Anzahl der Parameter) hat den Erwartungswert 1, wenn die Schätzung für σ_0 richtig war. Andernfalls wird die Auflösung nach

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{n-p}{\langle \chi^2 \rangle}$$

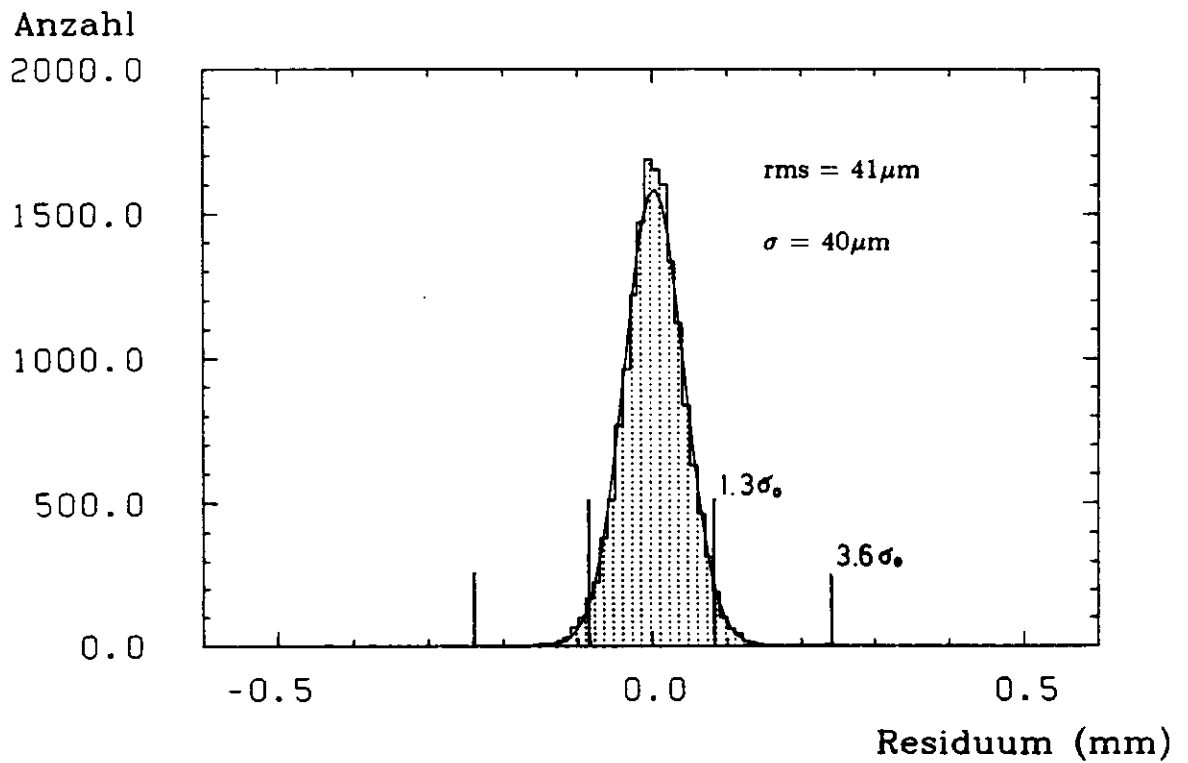
korrigiert. Dabei ist $\langle \rangle$ die Mittelung über alle Ereignisse.

Dies gilt streng nur dann, wenn die Fehler einer Normalverteilung gehorchen. Das kann durch die Probability-Verteilung überprüft werden. Die Probability eines Ereignisses mit einem bestimmten χ^2 gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis mit einem größeren Wert von χ^2 auftritt. Bei einer Normalverteilung der Meßfehler muß die Verteilung aller Probability-Werte eine Gleichverteilung zwischen 0 und 1 sein.

Die χ^2 - und Probabilityverteilung eines Runs zeigen die Abbildungen 31 und 32. Die Probability-Verteilung ist für Werte größer als 0.1 eine Gleichverteilung, zeigt jedoch für kleine Werte eine starke Anhäufung. Das zeigt, daß Ereignisse mit großem χ^2 und das heißt mit großen Fehlern häufiger auftreten, als es eine Normalverteilung erwarten läßt. Die Ursache hierfür waren, wie eine Durchsicht dieser Ereignisse ergab meist Driftwege in einzelnen Zellen, die schlecht mit der Spur übereinstimmten. Zur Mittelung des χ^2 und somit zur Bestimmung der Auflösung wurden deshalb nur Ereignisse verwendet, deren Probability größer als 0.01 war. Etwa 1400 Ereignisse pro Run hatten eine Probability kleiner als 0.01. Diese sind in der Abbildung 32 nicht gezeigt. In der Regel liegen bei den einzelnen Ereignissen 4 Freiheitsgrade vor. Dann entspricht der Probability-Schnitt einem Schnitt bei $\chi^2 = 13.3$ und von $\chi^2/(n-p) = 2.6$. Dieser Wert ist in Abbildung 31 markiert. Für die Residuen gibt es keinen scharfen Schnittpunkt: Wenn alle Residuen denselben Betrag haben und gleichermaßen zu χ^2 beitragen, werden solche Ereignisse verworfen, bei denen die Residuen den Wert von $\sqrt{13.3/n} \cdot \sigma_0 = 1.3 \cdot \sigma_0$ überschreiten. Im anderen Extremfall, wenn alle Residuen bis auf eines gleich Null sind, wird das Ereignis



a) Arbeitspunkt: Druck = 1bar, Hochspannung = 1450V



b) Arbeitspunkt: Druck = 3bar, Hochspannung = 2300V

Abbildung 30: Residuenverteilung (Lage 7)

Anzahl Ereignisse

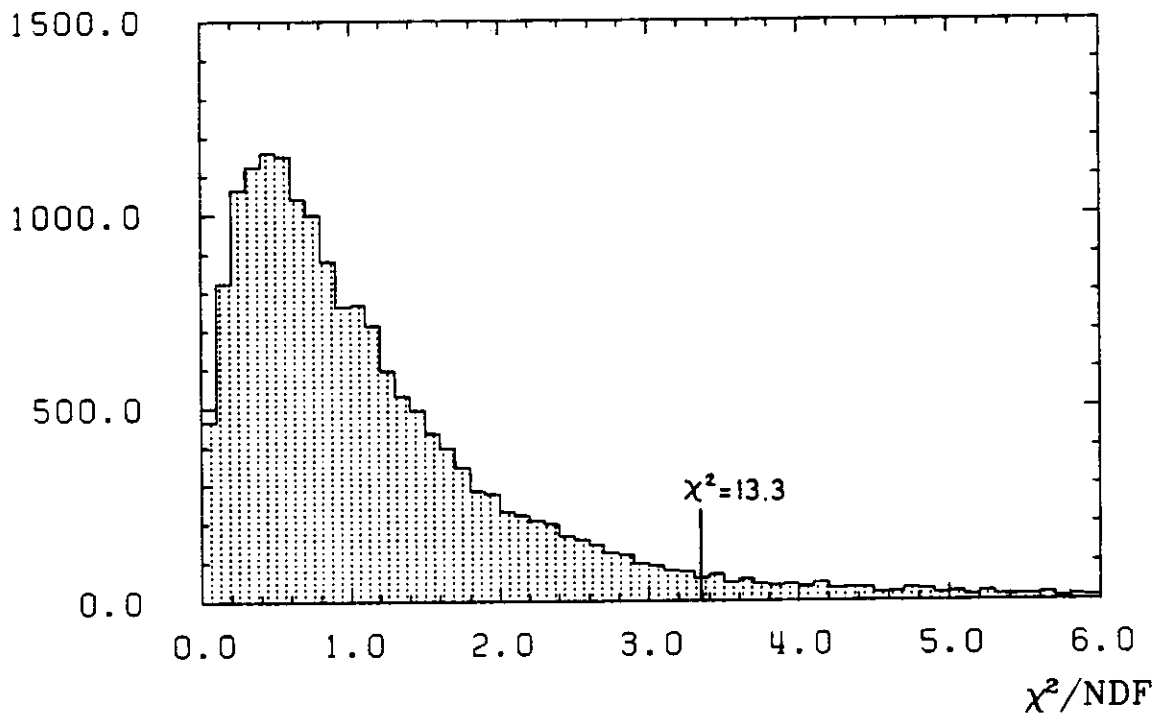


Abbildung 31: χ^2 -Verteilung

Anzahl Ereignisse

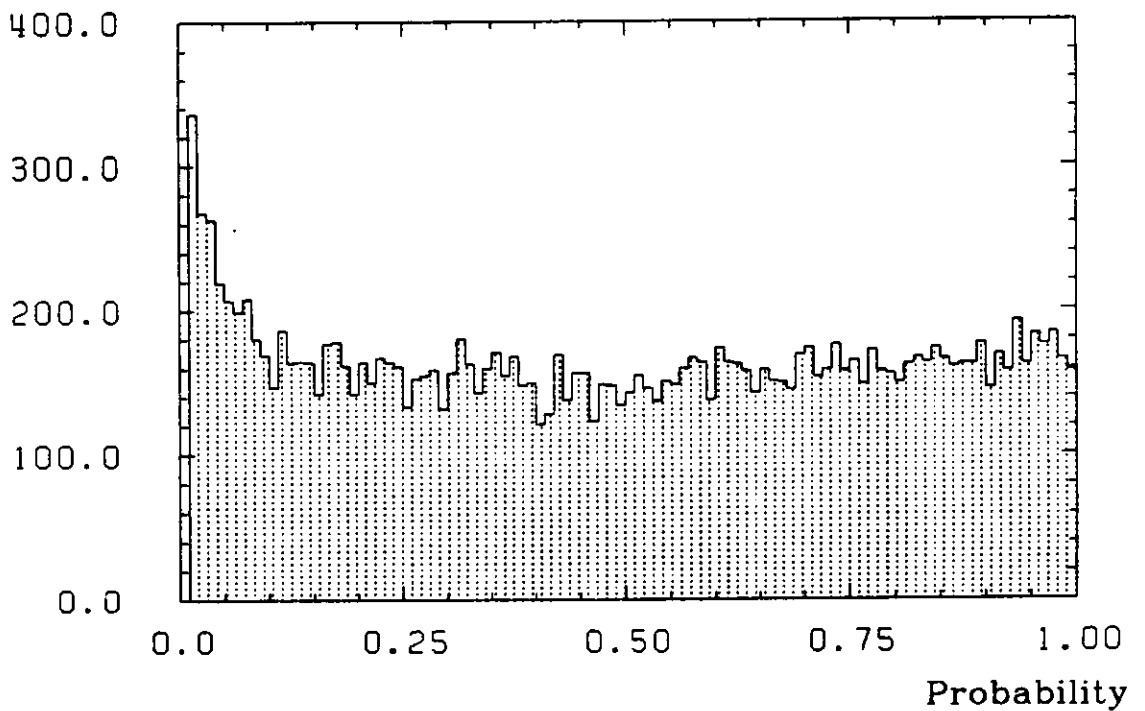


Abbildung 32: Probability-Verteilung

bei einem Wert des Residuums von $\sqrt{13.3}\sigma_0 = 3.6 \cdot \sigma_0$ verworfen. Diese beiden Werte sind in der Abbildung 30 eingezeichnet.

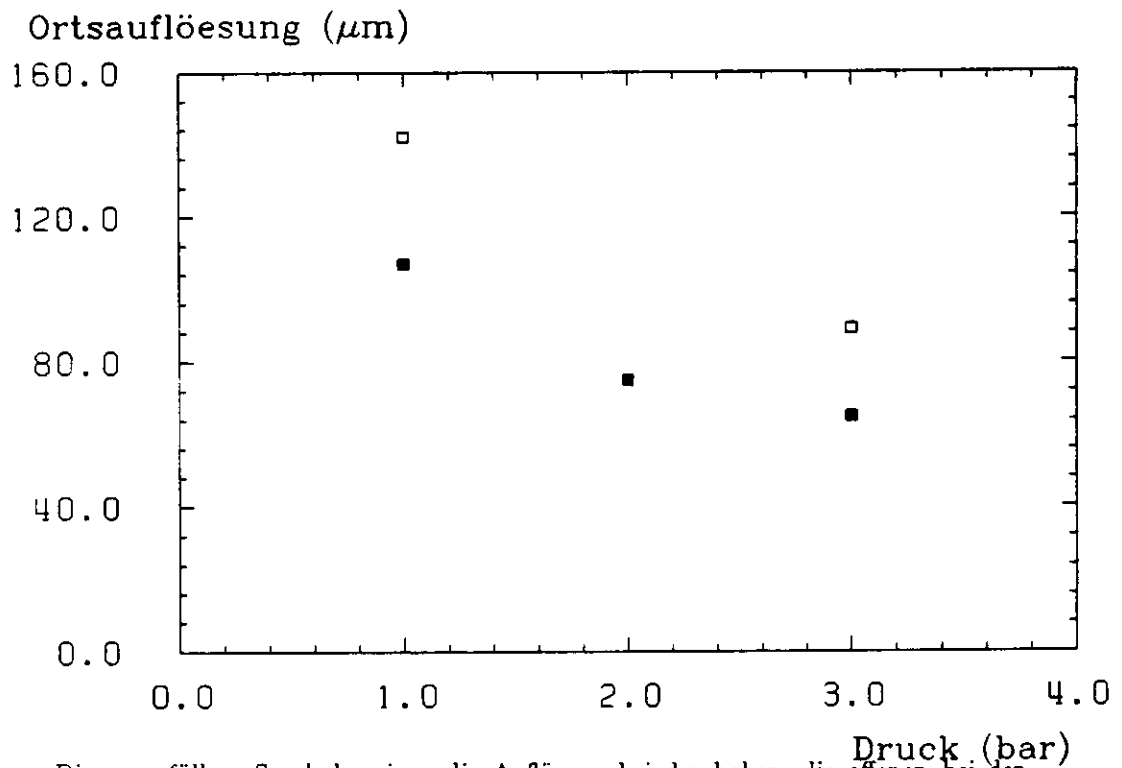
Da die Ortsauflösung aus dem Mittelwert der χ^2 bestimmt wird, von deren Verteilung jedoch bei hohen Werten 1% abgeschnitten ist, wird die Auflösung um einige Prozent zu klein bestimmt.

7 Ergebnisse und Diskussion

Tabelle 5 und Abbildung 33 zeigen die gemessene Auflösung in Abhängigkeit vom Druck.

Arbeitspunkt	Druck	Impulshöhe nach dem Vorverstärker	Gasverstärkung	Auflösung
II	1 bar	500mV	$1.4 \cdot 10^6$	$107 \mu\text{m}$
III	2 bar	500mV	$7.3 \cdot 10^5$	$75 \mu\text{m}$
V	3 bar	500mV	$5.8 \cdot 10^5$	$65 \mu\text{m}$
I	1 bar	270mV	$6.2 \cdot 10^5$	$142 \mu\text{m}$
IV	3 bar	270mV	$3.1 \cdot 10^5$	$89 \mu\text{m}$

Tabelle 5: Auflösung der Testkammer



Die ausgefüllten Symbole zeigen die Auflösung bei der hohen, die offenen bei der niedrigeren Gasverstärkung.

Abbildung 33: Ortsauflösung der Testkammer

Die Beiträge zu dieser Auflösung sollen im folgenden untersucht werden. Bei den Abschätzungen wird von einer Driftgeschwindigkeit von $40 \mu\text{m}/\text{nsec}$ ausgegangen.

7.1 Beiträge zur Ortsauflösung

- Die Genauigkeit der Bohrlöcher ist $10 \mu\text{m}$. Einen weiteren Beitrag von $6 \mu\text{m}$ liefert die Unrundheit der Durchführungen.
- Druck und Temperaturschwankungen beeinflussen die Ortsauflösung nur insofern, als sie die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas ändern. Eine gleichmäßige

Ausdehnung der Kammer insgesamt hat keinen Effekt. Die Änderungen innerhalb einer Driftzelle sind kleiner als $1\mu\text{m}$.

Der Einfluß der Änderung der Gasparameter kann aufgrund der in [MIC80] berechneten Transportkoeffizienten abgeschätzt werden. Die Druckschwankungen betragen während eines Runs 60mbar, das sind 6% des Druckes bei 1 bar. Das entspricht Abweichungen vom mittleren Druck von 3.0%. Es ändert sich die Driftgeschwindigkeit bei 3.0% Schwankung von E/P um $0.30\mu\text{m}/\text{nsec}$ wie aus der Steigung der Kurve in Abbildung 9 abgelesen werden kann. Bei einer typischen Driftzeit von 50nsec bewirkt das eine Änderung der Ortsinformation von $15\mu\text{m}$.

- 5°C Temperaturschwankung entspricht einer Änderung der Dichte um 1.6% entsprechend einer Verschlechterung der Ortsauflösung von $10\mu\text{m}$.
- Der Grad der ungenauen Bestimmung der Pedestale und der Driftkurven kann aus den Daten bestimmt werden. Eine schlechte Anpassung des Pedestals eines Drahtes bewirkt die Verschiebung des mittleren Residuums des entsprechenden Kanales. Aus der Streuung dieser Mittelwerte innerhalb einer Kammer wurde der mittlere Fehler auf 0.7 TDC-Kanäle bestimmt. Das entspricht $14\mu\text{m}$ in guter Übereinstimmung mit dem aus der Anpassung der Pedestale an die Spektren gewonnenen statistischen Fehler von $16\mu\text{m}$.

Der Fehler in der Driftkurve zeigt sich in der mittleren Abweichung der Residuen einer Kammer in Abhängigkeit vom Driftweg. Er beträgt im Mittel $8\mu\text{m}$.

- Die Schwankung des durch den Trigger bestimmten Zeitpunktes, zu dem das Teilchen die Driftkammer passiert, beträgt 1 nsec entsprechend $40\mu\text{m}$.
- Die begrenzte Auflösung der TDC-Karten von 0.5nsec ($20\mu\text{m}$) geht über die Standardabweichung einer Gleichverteilung ein: $20\mu\text{m}/\sqrt{12} = 6\mu\text{m}$.
- Da das elektrische Feld aufgrund der hexagonalen Geometrie der Driftzellen nur näherungsweise radialsymmetrisch um den Signaldraht verläuft, ist die Orts-Zeit-Beziehung insbesondere für lange Driftwege vom Einfallswinkel der Spur abhängig. Um den Fehler abzuschätzen, der durch die Nichtberücksichtigung dieser Abhängigkeit in der Bestimmung der Ortsauflösung gemacht wird, wurde für den Arbeitspunkt V die Spuranpassung nur in solchen Driftzellen vorgenommen, in denen die Spur innerhalb eines Bereiches von 0.7 des Zellradius verlief. Die gemessene Ortsauflösung verbesserte sich dabei nur von 65 auf $64\mu\text{m}$. Dieser Beitrag ist also vernachlässigbar.

Die quadratische Summe dieser druckunabhängigen Beiträge ist $48\mu\text{m}$.

Die durch die Gasparameter bestimmten, druckabhängigen Beiträge wurden in Kapitel 2 hergeleitet. Eine Zusammenstellung aller Beiträge zeigt Tabelle 6. Die gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten zeigt, daß die Abschätzungen im wesentlichen richtig sind.

Die sehr viel schlechteren Werte der Auflösung bei den Messungen mit niedriger Gasverstärkung sind nach den Ausführungen von Kapitel 2.7 verständlich. Nach Abbildung 13 steigt die Ortsauflösung bei geringerer Gasverstärkung um den Faktor 1.7 bzw 3.2 an, wenn nicht das erste, sondern erst das zweite oder vierte Elektron registriert wird. Außerdem vergrößert sich die Auflösung bei sinkender Höhe der Kammerpulse, da sich der Jitter der Elektronik vergrößert. Bei kleiner Impulshöhe üben Schwankungen derselben einen größeren Einfluß auf den Zeitpunkt des Ansprechens der Diskriminatoren aus.

	Druckunabhängig		
Bohrungen	10 μm		
Durchführungen	6 μm		
Druckschwankungen	15 μm		
Temperaturschwankungen	10 μm		
Pedestal	14 μm		
Driftkurve	8 μm		
Zeitnullpunkt	40 μm		
TDC-Auflösung	6 μm		
quadratische Summe	49 μm		
	1 bar	2 bar	3 bar
Primärionenstatistik	64 μm	23 μm	12 μm
Diffusion	59 μm	42 μm	34 μm
quadratische Summe	87 μm	48 μm	36 μm
quadr. Summe insgesamt	100 μm	69 μm	61 μm
Gemessen	107 μm	75 μm	65 μm

Tabelle 6: Beiträge zur Ortsauflösung

7.2 Schlüsse für die SWC

Da das Testmodul ein Ausschnitt der SWC ist, sollten die Ergebnisse übertragbar sein. Die Abschätzungen der Beiträge zur Ortsauflösung in Tabelle 6 zeigen, daß bei hohem Druck die gemessene Auflösung etwa zu gleichen Teilen von den Gasparametern (39 μm) und Parametern der Messung (Zeitnullpunkt 40 μm) stammen. Der Zeitnullpunkt ist in Speicherringexperimenten durch den Zeitpunkt der Kollision der Teilchenpakete genauer festgelegt als im Testaufbau. Der Rest von 28 μm wird durch detektorabhängige Parameter verursacht. Solche Parameter lassen sich in einem kleinen Testmodul unter Umständen besser kontrollieren als in einem großen Detektor.

Weitere Unsicherheiten in der Übertragbarkeit der Ergebnisse entstehen durch den Betrieb im Magnetfeld. In einer ähnlichen Zellgeometrie wurde mit demselben Kammergas bei Normaldruck mit und ohne Magnetfeld etwa dieselbe Auflösung gefunden [MÜL83],[DER85].

Im folgenden werden Orts und Impulsauflösung unter der Voraussetzung in der SWC berechnet, daß die im Testmodul erzielte Auflösung auch in der SWC erreicht werden kann (Tabelle 7).

$\sigma_{r\phi}$ ist die Auflösung einer Driftzelle. Dieser Wert wurde in der Testkammer gemessen.

σ_z ist die mit einem Drahtpaar erzielbare Auflösung in z-Richtung $\sigma_z = \sigma_{r\phi} / \sqrt{2} \tan 2^\circ$.

$\left(\frac{\sigma_{PT}}{p_T^2}\right)_m$ ist die Auflösung des Transversalimpulses aufgrund der Messfehler [WAG81].

$$\left(\frac{\sigma_{PT}}{p_T^2}\right)_m = \frac{1}{0.03} \frac{\sigma_{r\phi}}{L^2 B} \sqrt{\frac{A_n}{N+5}}$$

$\left(\frac{\sigma_{PT}}{p_T}\right)_{m,s}$ ist die Auflösung des Transversalimpulses aufgrund der Vielfachstreuung:

$$\left(\frac{\sigma_{PT}}{p_T}\right)_{m,s} = 0.5 \frac{1}{LB} \sqrt{\frac{L}{X_0}} C_n$$

Arbeitspunkt	Druck	P [bar]	II	III	V	I	IV
			1	2	3	1	3
	Impulshöhe	A [mV]		500		270	
	Gasverstärkung	M [10 ⁵]	14	7.3	5.8	6.2	3.1
Auflösung	rφ-Ebene	σ _{rφ} [μm]	107	75	65	142	89
	z-Richtung	σ _z [mm]	2.2	1.5	1.3	2.9	1.8
Impulsauflösung	durch Meßfehler	$\left(\frac{\sigma_{PT}}{p_T}\right)_m$ [%/GeV]	0.46	0.33	0.28	0.61	0.39
	durch Vielfachstreuung	$\left(\frac{\sigma_{PT}}{p_T}\right)_{ms}$ [%]	1.20	1.36	1.51	1.20	1.51

Tabelle 7: Berechnete Orts und Impulsauflösung in der SWC

Dabei sind die Werte in den angegebenen Einheiten einzusetzen:

- P_t = Transversalimpuls
- $N + 1$ = Anzahl der Messpunkte (= 36)
- L = Länge der Spur in der Kammer (= 0.5m)
- B = Stärke des Magnetfeldes (= 13 kG)
- $\frac{L}{X_n}$ = Material in der Kammer (0.012 durch Drähte,
in Vielfachen der Strahlungslänge 0.005/bar durch Gas)
- A_n = 720
- C_n = 1.43 Numerische Konstanten

Diese beiden Formeln leiten sich aus der Anpassung einer gekrümmten Spur an die gemessenen Koordinaten unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung ab [GLU63]. Die Abhängigkeit der Transversalimpulsauflösung ist in Abbildung 34 gezeigt.

Der Beitrag der Meßfehler ist proportional zum Quadrat des Impulses, während der Beitrag der Vielfachstreuung linear mit dem Impuls ansteigt. Der erste dieser Beiträge fällt mit dem Druck, der zweite steigt leicht an. Das hat zur Folge, daß Druckerhöhung für kleine Impulse eine leichte Verschlechterung der Auflösung bewirkt, während sie sich für große Impulse verbessert.

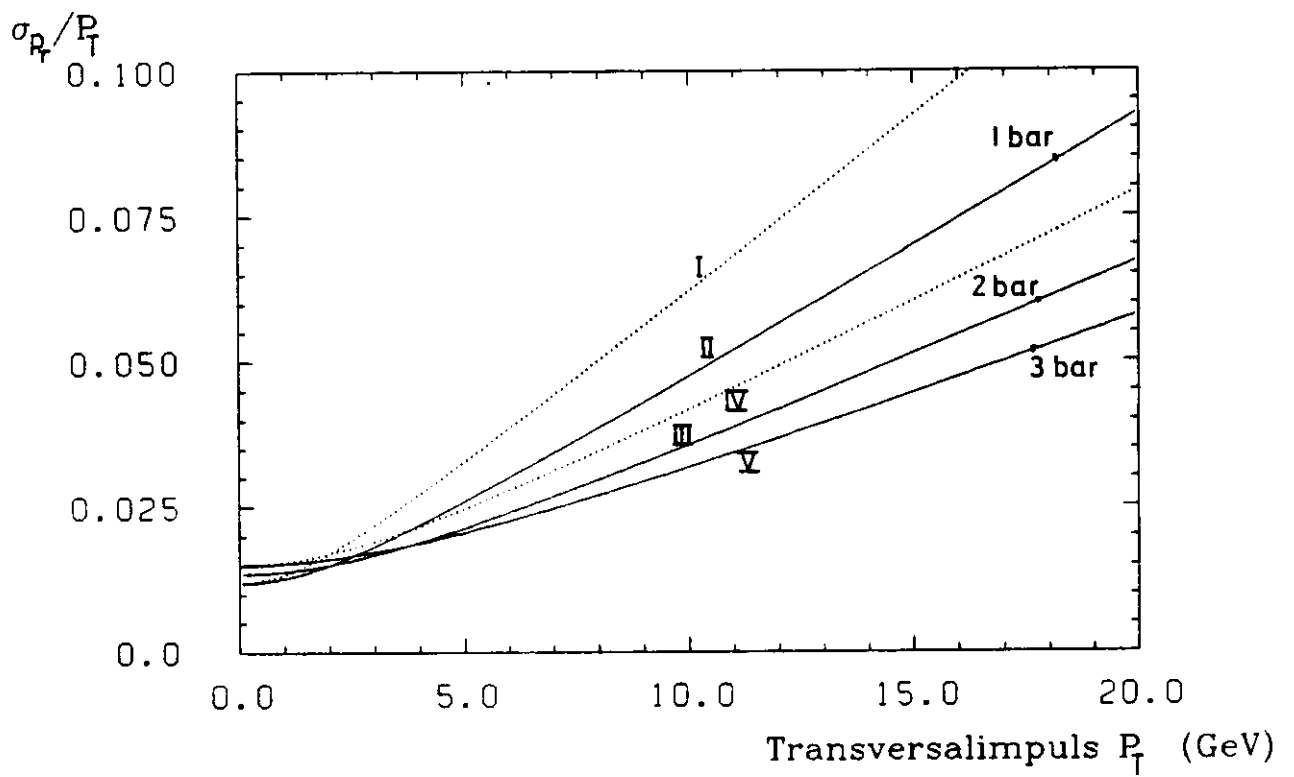


Abbildung 34: Berechnete Transversalimpulsauflösung in der SWC

8 Zusammenfassung

Es wurde eine Testkammer gebaut und untersucht, um die Eigenschaften der gleichzeitig im Bau befindlichen SWC für den CELLO-Detektor zu bestimmen. Die Testkammer besteht aus 8 Lagen von je 8 hexagonalen Driftzellen mit einem Radius der Zellen von 3.7 mm bis 6.4 mm und einer Länge von 20 cm.

Mit kosmischer Höhenstrahlung wurde mit Argon-Propan (90%,10%) als Driftkammergas bei einer Gasverstärkung von $1.4 \cdot 10^6$ und Atmosphärendruck eine Ortsauflösung von $107 \mu\text{m}$ erzielt. Bei einem Druck von 3 bar absolut ließ sich die Auflösung auf $65 \mu\text{m}$ reduzieren.

Tabellenverzeichnis

1	Drahtkoordinaten	17
2	Drahtspannung und Durchhang	19
3	Beginn der Effizienz-Plateaus	26
4	Gewählte Arbeitspunkte	26
5	Auflösung der Testkammer	42
6	Beiträge zur Ortsauflösung	44
7	Berechnete Orts und Impulsauflösung in der SWC	45

Abbildungsverzeichnis

1	Speicherringe bei DESY	2
2	Der CELLO Detektor	3
3	Form und Anordnung der Driftzellen	4
4	Driftwege und Orte gleicher Driftzeit in einer hexagonalen Driftzelle	5
5	Monte Carlo Simulation eines Ereignisses in der SWC	5
6	Verlauf der Drähte unter einem Stereowinkel	6
7	Differentieller Energieverlust von geladenen Teilchen in Argon	7
8	Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von Elektronen in Argon	8
9	Driftgeschwindigkeit in Argon-Propan-Methylal	10
10	Dispersion in Argon-Propan-Methylal	10
11	Häufigkeitsverteilung der reduzierten Feldstärke	10
12	Berechnete Form des Driftkammersignales	12
13	Ortsauflösung einer Driftkammer bei verschiedener Empfindlichkeit des Diskriminators	15
14	Koordinatensystem	16
15	Die Testkammer	18
16	Gasversorgung	20
17	Hochspannungsversorgung	21
18	Versuchsaufbau	22
19	Ausleseelektronik	23
20	Zeitlicher Signalverlauf	24
21	Plateaukurve (2 bar Lage 7)	25
22	Elektronik zur Messung des Energieverlustspektrums	27
23	Energieverlustspektren von Fe ⁵⁵	29
24	Gasverstärkung	30
25	Energieverlustspektrum von Muonen	30
26	Ablaufdiagramm der Datenanalyse	31
27	TDC-Spektrum einer Driftzelle	33
28	Ein typisches Ereignis in der Testkammer	36
29	Orts-Zeit-Funktion	37
30	Residuenverteilung	39
31	χ^2 -Verteilung	40
32	Probability-Verteilung	40
33	Ortsauflösung der Testkammer	42
34	Berechnete Transversalimpulsauflösung in der SWC	46

Referenzen

- [BLO81] V. Blobel
Methoden der Datenanalyse in der Hochenergiephysik
Internal Report DESY F14-81-01
- [BLO82] V. Blobel
MLFIT - A Program to find Maxima of Likelihood Functions
Internal Paper, University of Hamburg and DESY
- [CEL80] CELLO Collaboration
CELLO - a new detector at PETRA
DESY 80/128 December 1980
- [CEL83] CELLO Collaboration
Proposal to upgrade the CELLO Detector
Internal Report DESY-CELLO-83-01, PRC 83/01, 1983
- [DER85] Klaus Derikum, Hermann Müller
Construction and test of a cylindrical driftchamber for PLUTO
Internal Report DESY-PLUTO-85-01, April 1985
- [GLU63] R. L. Gluckstern
Uncertainties in track momentum and direction due to multiple scattering and measurement errors
Nuclear instruments and methods 24(1963)381-389
- [HEI53] W. Heisenberg (Hrsg.)
Kosmische Strahlung
Springer Verlag Berlin, 1953
- [JAR80] John A. Jaros
Drift and proportional tracking chambers
Stanford Linear Accelerator Center SLAC-PUB-2647(1980)
- [KOC81] D. C. Kocher
Radioactive Decay Data Tables
Health and Safety Research Division 1981
- [MIC80] U. Michelsen
Untersuchung einer Doppeldriftkammer des Pluto Detektors bei hohem Magnetfeld und Berechnung ihrer Weg-Zeit-Funktion aus den Eigenschaften des Kammergases
Diplomarbeit, Interner Bericht DESY-PLUTO 80/07
- [MÜL83] H. Müller
Höhenstrahltest der zylindrischen Driftkammer des Detektors Pluto
Diplomarbeit, Interner Bericht DESY-PLUTO 83-07
- [PAL74] V. Palladino, B. Sadoulet
Application of the classical theory of electrons in gases to multiwire proportional and drift chambers
Lawrence Berkeley Laboratory, University of California LBL 3013(1974)

- [PAL75] V. Palladino, B. Sadoulet
Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers
Nuclear Instruments and Methods 129(1975)323-335
- [PAR80] Particle Data Group
Review of Particle Properties, 1980
- [SAU77] F. Sauli
Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers
CERN 77-09
- [WAG81] A. Wagner
Central Detectors
Physica Scripta, Vol.23, 446-458, 1981

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der Gruppe F33 bei DESY. Ich möchte allen Mitarbeitern für ihre Hilfe danken, insbesondere aber Herrn Dr. Y. Holler, Herrn Dr. L. Criegee, und E. Schenit für ihre Anregungen, Dr. Y. Holler und H. Fuster auch für tatkräftige Hilfe bei der Realisierung des experimentellen Aufbaus.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt habe.

