

# Untersuchung einer nichtbrennbaren Gasmischung für Streamerrohrkammern

Experimentell physikalische Diplomarbeit  
an der Universität Hamburg  
durchgeführt in der DESY-Gruppe F22

von

Christian Püst

2. Januar 1990

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1 Der H1-Detektor</b>	<b>5</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen für den Nachweis von Teilchen</b>	<b>9</b>
2.1 Energieverlust durch Ionisation und Anregung . . . . .	10
2.2 Energieverlust durch Bremsstrahlung . . . . .	10
2.3 Wechselwirkung von Photonen mit Materie . . . . .	11
<b>3 Funktionsweise der Gasdetektoren</b>	<b>13</b>
3.1 Grundbegriffe der Gasentladung . . . . .	14
3.2 Der Streamerbereich . . . . .	19
3.2.1 Modell der Streamerentwicklung . . . . .	19
<b>4 Versuchsaufbau für Messungen an einer Streamerrohrkam- mer ohne Deckel</b>	<b>23</b>
4.1 Aufbau der deckellosen Streamerrohrkammer . . . . .	23
4.2 Hochspannungsversorgung der deckellosen Streamerrohr- kammer . . . . .	25
4.3 Anordnung der Szintillatoren . . . . .	26
4.4 Messung der Ladungsverteilungen . . . . .	27
4.4.1 Elektronik der Drahtauslese . . . . .	27
4.4.2 Ladungseichung des QVT . . . . .	29
4.5 Messung der Driftzeitverteilungen . . . . .	30
4.5.1 Elektronik der Drahtauslese . . . . .	30
4.5.2 Zeiteichung des QVT . . . . .	30
4.6 Die Gasversorgung der Streamerrohrkammern . . . . .	31
4.6.1 Das Gassystem . . . . .	32
4.6.2 Die Eichung der Durchflußmesser . . . . .	33
<b>5 Versuchsaufbau für Messungen an H1-Streamerrohrkam- mern</b>	<b>35</b>
5.1 Aufbau der H1-Streamerrohrkammern . . . . .	35
5.2 Die Hochspannungsversorgung der H1-Streamerrohrkam- mern . . . . .	36
5.3 Anordnung der Szintillatoren . . . . .	37

5.4	Ausleseelektronik und Datennahme für die H1-Streamerrohrkammern . . . . .	39
5.4.1	FADC (DL101) . . . . .	39
5.4.2	Funktionsweise der Ausleseelektronik . . . . .	40
5.4.3	Datennahme . . . . .	41
<b>6</b>	<b>Auswertung und Ergebnisse (deckellose Streamerrohrkammer)</b>	<b>43</b>
6.1	Die Ladungsverteilungen der Streamerrohrkammerpulse . .	43
6.2	Die Driftzeitverteilungen der Elektronen . . . . .	51
6.3	Die Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	57
<b>7</b>	<b>Auswertung und Ergebnisse (H1-Streamerrohrkammern)</b>	<b>59</b>
7.1	Die Zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilungen . . . . .	60
7.2	Die Pulshöhenverteilungen der Streamerrohrkammerpulse .	67
7.3	Die Ladungsverteilungen der Streamerrohrkammerpulse . .	72
7.4	Die Driftzeitverteilungen der Elektronen . . . . .	77
7.5	Die Entstehung von Nachpulsen . . . . .	82
7.6	Die Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	88
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>92</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>94</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>96</b>

# Einleitung

In der modernen Hochenergiephysik werden zur Erforschung der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen Großdetektoren eingesetzt. Sie setzen sich aus verschiedenen Detektorkomponenten mit spezifischen Aufgaben zusammen, wie z.B. Energie-, Zeit- oder Ortsmessungen.

Der H1-Detektor ist ein solcher Großdetektor. Er wird in der Halle-Nord, eine von vier Wechselwirkungszone des Speicherrings HERA (**H**adronen-**E**lektronen-**R**ing-**A**nlage; 6,4 km Umfang), aufgebaut. In den Wechselwirkungszone des Speicherrings HERA stoßen Elektronen mit einer Energie bis zu 30 GeV mit Protonen zusammen, die Energien von 820 GeV haben. Dabei können Schwerpunktennergien bis 314 GeV auftreten. Die Kollisionen zwischen den Elektronen und den Protonen werden mit Hilfe des H1-Detektors untersucht.

Zur Orts- und Energiemessung der Teilchen werden u.a. Streamerrohrkammern, eine besondere Art von Gasdetektoren, im H1-Detektor verwendet. Die Streamerrohrkammern sind besonders geeignet für den Bau von Großdetektoren, da sie kostengünstig in großer Zahl hergestellt werden können ( $\sim 120.000$  für H1) und ohne teure Verstärkertechnik auskommen. Wichtig für die Funktion der Streamerrohrkammern ist u.a. eine geeignete Gasmischung. Bisher wurden die Streamerrohrkammern in der Regel mit der Standardgasmischung 25% Argon : 75% Isobutan betrieben, weil sie einen stabilen Betrieb der Gasdetektoren im Streamerbereich, eine besondere Art von Gasverstärkung, ermöglicht. Die Standardgasmischung hat jedoch den Nachteil, daß sie mit Luft ein explosives Gasgemisch bildet. Bei Verwendung der Standardgasmischung müssen deshalb aufwendige Sicherheitsvorkehrungen getroffen werden. Eine Alternative zur Standardgasmischung ist möglicherweise die nichtbrennbare Dreiergasmischung 2,5% Argon : 10% Isobutan : 87,5% Kohlendioxid. In dieser Arbeit wurde die Funktionsweise der Streamerrohrkammern bzgl. beider Gasmischungen untersucht.

Zu Beginn waren noch keine H1-Streamerrohrkammern vorhanden. Stattdessen stand eine deckellose Streamerrohrkammer zur Verfügung. Sie wurde für Voruntersuchungen genutzt, um erste praktische Erfahrungen mit der Funktionsweise von Streamerrohrkammern zu sammeln. Mit Hilfe eines Vielkanalanalysators wurden die Ladungsverteilungen der Streamerrohrkammerpulse, die Driftzeitverteilungen der Elektronen im Gas und die Nachweiswahrscheinlichkeit der deckellosen Streamerrohrkammer bzgl.

beider Gasmischungen bestimmt.

Als die ersten H1-Streamerrohrkammern zur Verfügung standen, wurde ihre Funktion bzgl. der beiden Gasmischungen untersucht. Für diese Untersuchungen waren schnelle Analog-Digital-Wandler (FADC) verfügbar, mit denen die Anodendrähte der H1-Streamerrohrkammern ausgelesen wurden. Die schnellen Analog-Digital-Wandler ermöglichen eine umfangreichere Diagnostik als der Vielkanalanalysator. Wie bei der deckellosen Streamerrohrkammer wurden für verschiedene Hochspannungen die Ladungsverteilungen, die Driftzeitverteilungen der Elektronen im Gas und die Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Streamerrohrkammern bestimmt. Darüber hinaus wurden die Pulshöhenverteilungen bestimmt, sowie die zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilungen und die Entstehung von Nachpulsen untersucht.

Die Kapitel 1 bis 3 enthalten eine kurze Beschreibung des H1-Detektors, die Darstellung der physikalischen Grundlagen für den Nachweis von Teilchen und eine Erläuterung des Streamerbereichs.

In Kapitel 4 und 5 wird der Versuchsaufbau zu den Messungen mit der deckellosen Streamerrohrkammer bzw. mit den H1-Streamerrohrkammern dargestellt.

Die Ergebnissen der Messungen sind in den letzten beiden Kapitel wiedergegeben.

# Kapitel 1

## Der H1-Detektor

Der H1-Detektor wird aus verschiedenen Detektorkomponenten zusammengesetzt. In Abbildung 1.1 und 1.2 sind die verschiedenen Detektorkomponenten in einem Längsschnitt bzw. Querschnitt durch den H1-Detektor zu sehen.

Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, besteht die erste Detektorkomponente aus einem System von Drift- und Vieldrahtproportionalkammern. Damit werden die Teilchenspuren und der Energieverlust ( $\frac{dE}{dx}$ ) bestimmt. Der vordere Teil des Systems (Abbildung 1.1 Detektorteil 2) ist so aufgebaut, daß schnelle geladene Teilchen, die diesen Teil durchqueren, Übergangsstrahlung erzeugen. Die Messung der Übergangsstrahlung dient zur besseren Unterscheidung von Elektronen (Positronen) und geladenen Pionen.

Das System der Spurdetektoren wird umschlossen von einem segmentierten Flüssig-Argon-Kalorimeter, das aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil besteht. Im elektromagnetischen Teil wird Blei und im hadronischen Teil Edelstahl als Absorbermaterial verwendet. Das ganze Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten. In Richtung des Elektronenstrahls hinter dem Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet sich außerhalb des Kryostaten noch ein elektromagnetisches Kalorimeter für Energiemessungen nahe des Strahlrohres. Dieses elektromagnetische Kalorimeter besteht im wesentlichen aus Blei- und Szintillatorplatten.

Nach außen hin kommt als nächste Detektorkomponente nach dem Kryostaten eine supraleitende Spule. Sie erzeugt parallel zum Strahlrohr ein homogenes Magnetfeld, das im Bereich der zentralen Spurdetektoren eine magnetische Feldstärke von 1.2 T hat. Das Magnetfeld dient zur Bestimmung des Impulses geladener Teilchen.

Die supraleitende Spule wird von einem Eisenjoch umschlossen. Es setzt sich zusammen aus mehreren Lagen 75 mm dicken Eisenplatten. Die Lücken zwischen den Lagen werden mit Streamerrohrkammern gefüllt. Das Eisenjoch erfüllt drei wichtige Aufgaben:

- Es dient als Rückflußjoch für den magnetischen Fluß der supraleitenden Spule
- Die Eisenplatten als Absorbermaterial bilden zusammen mit den Streamerrohrkammern ein Kalorimeter (Tailcatcher).
- Als Myon-Filter wird es zusammen mit den Streamerrohrkammern zum Nachweis von Myonen genutzt.

Mit dem "Tailcatcher" mißt man die restliche hadronische Energie, die nicht im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponiert wurde. Die Streamerrohrkammern werden dazu über äußere Kupferelektroden (Pads), die auf den Streamerrohrkammern liegen, analog ausgelesen. Die gesamte Ladung, die in der Streamerrohrkammer nach dem Durchgang eines geladenen Teilchens durch Primärionisation und anschließender Gasverstärkung entsteht (Kapitel 2, 3), induziert Ladung auf den äußeren Kupferelektroden. Zum Spurnachweis der Myonen werden die Streamerrohrkammern über die Anodendrähte und über schmale Metallstreifen (Strips), die sich außen auf den Streamerrohrkammern befinden, digital ausgelesen. Vor dem Eisenjoch wird der Myonennachweis durch ein Myon-Spektrometer vervollständigt. Es besteht aus einem Toroidmagneten und vier Ebenen von Driftkammern.

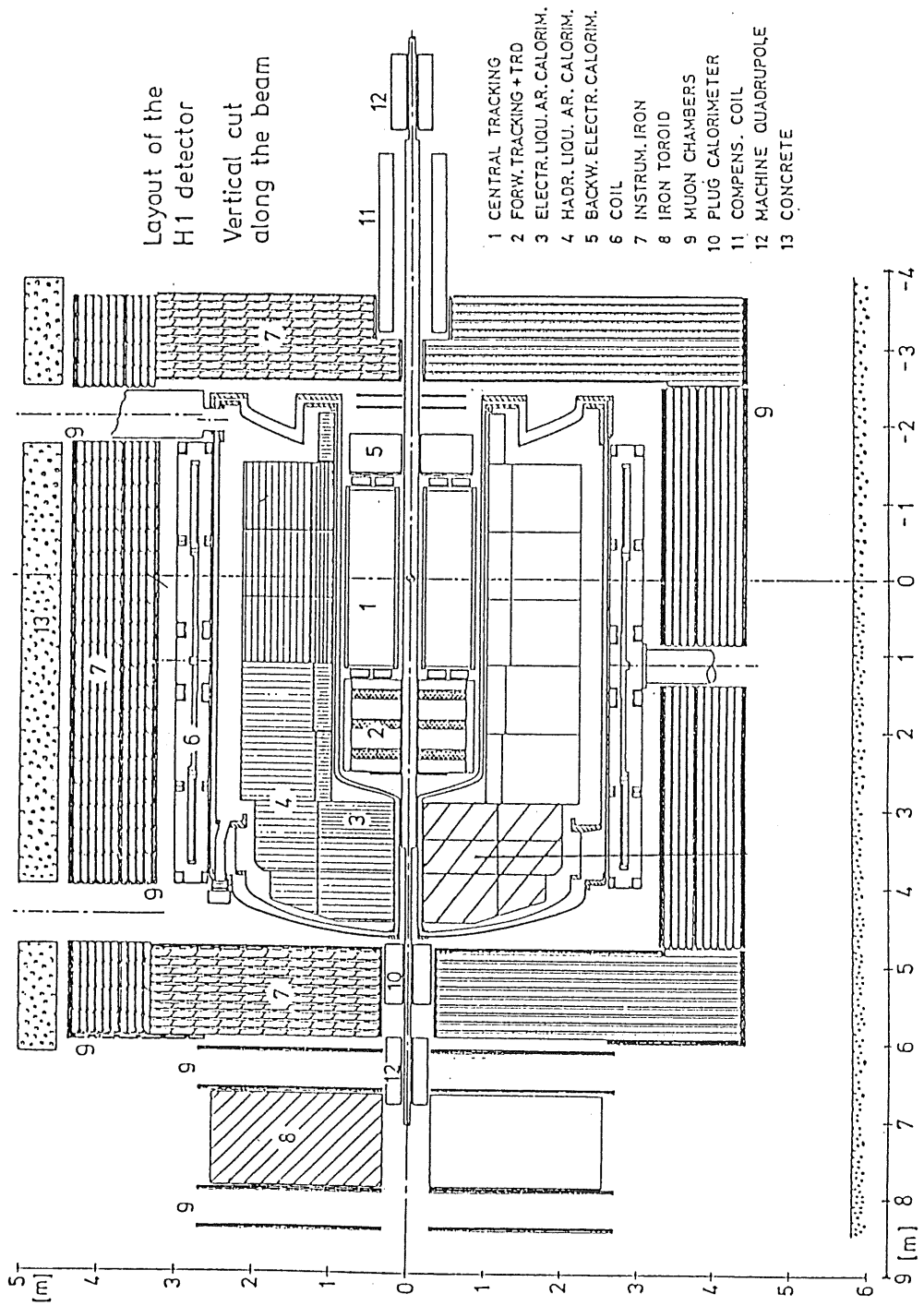


Abbildung 1.1: Längsschnitt durch den H1-Detektor [H186]



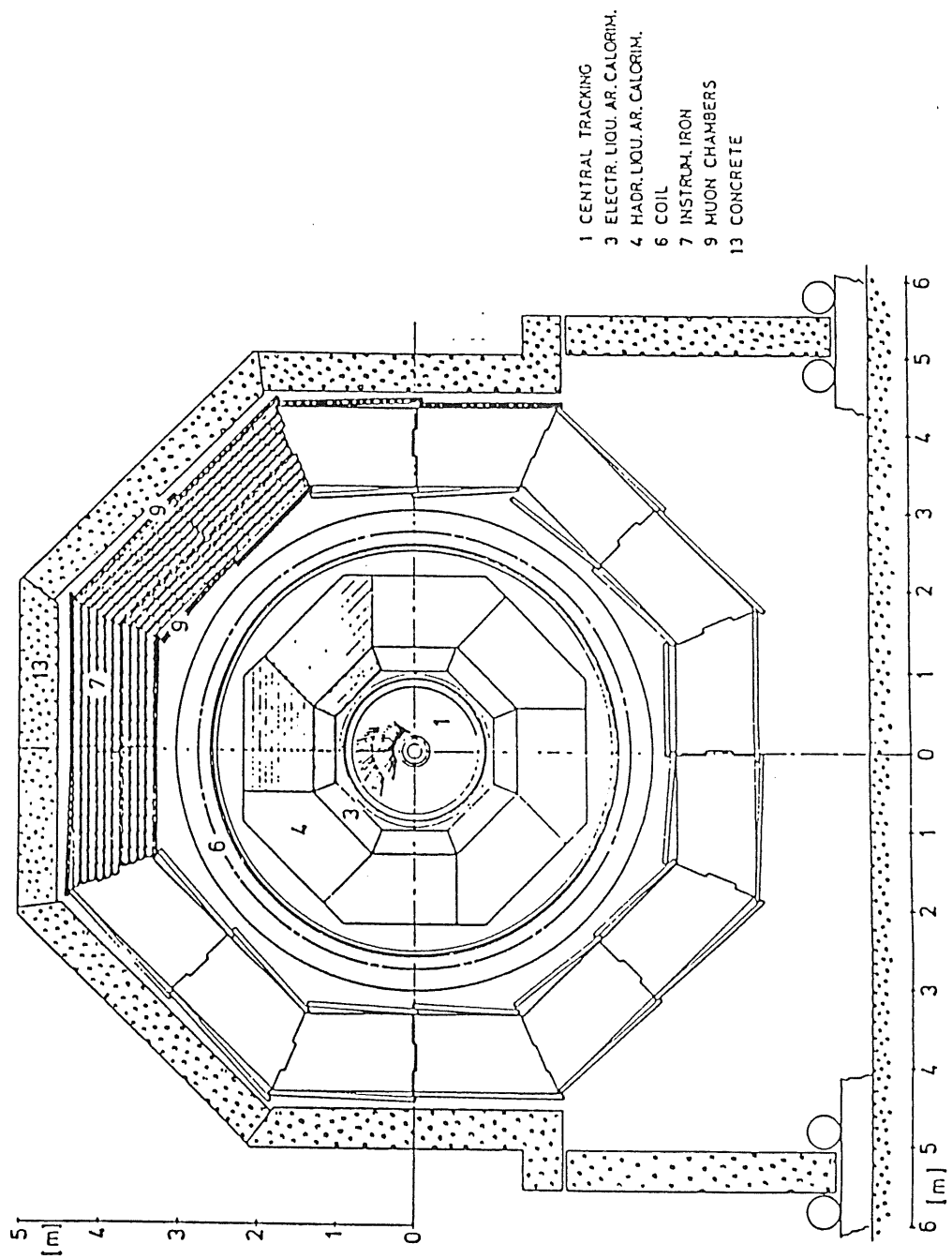


Abbildung 1.2: Querschnitt durch den H1-Detektor [H186]

## Kapitel 2

# Physikalische Grundlagen für den Nachweis von Teilchen

Wenn Teilchen Materie durchqueren, verlieren sie Energie durch Wechselwirkung mit der Materie. Der Energieübertrag auf das durchquerte Medium führt durch direkte bzw. indirekte physikalische Prozesse zur Ionisation oder Anregung von Atomen. Aufgrund dieser Wechselwirkung ist es möglich, mit Hilfe von Detektoren Teilchen nachzuweisen und zu identifizieren.

Geladene Teilchen, die Materie durchqueren, verlieren im wesentlichen Energie durch Ionisation und Anregung von Atomen. Für leichte geladenen Teilchen, wie z.B. Elektronen, muß zusätzlich zum Energieverlust durch Ionisation und Anregung von Atomen der Energieverlust durch Bremsstrahlung berücksichtigt werden. Diese Prozesse unterliegen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Grundsätzlich können geladene Teilchen auch Energie durch die anderen bekannten Wechselwirkungen, wie z.B. die schwache oder die starke Wechselwirkung, verlieren. Der Anteil ist jedoch gegenüber dem Energieverlust durch elektromagnetische Wechselwirkungsprozesse sehr gering.

Photonen verlieren ihre Energie durch elektromagnetische Wechselwirkungsprozesse. Sie wechselwirken mit der Materie durch

- Paarbildung
- Comptoneffekt
- Photoeffekt

Ungeladene Teilchen, wie z.B. das Neutron, können im Detektor geladene Sekundärteilchen erzeugen und dadurch indirekt nachgewiesen werden. Die genannten Wechselwirkungsprozesse werden im folgenden näher erläutert.

## 2.1 Energieverlust durch Ionisation und Anregung

Der Energieverlust eines geladenen Teilchens durch Ionisation bzw. Anregung eines Atoms entsteht durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den gebundenen Elektronen des Atoms. Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den mittleren Energieverlust des geladenen Teilchens pro Längeneinheit [PER82] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \times \left( \ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right) \quad (2.1)$$

mit  $N_0$ =Avogadrokonstante,  $e$ =Elementarladung  $Z$ =Kernladungszahl,  $m$ =Elektronenmasse,  $v$ =Geschwindigkeit des geladenen Teilchens,  $z$ =Ladungszahl des geladenen Teilchens,  $A$ =Massenzahl,  $\beta = v/c$ ,  $I$ =effektives Ionisationspotential und  $x$ =Weglänge in  $g/cm^2$ . Aufgrund dieser Formel kann man folgende Aussagen machen:

- Der Energieverlust ist nur schwach vom Medium abhängig, da für die meisten Stoffe  $Z/A \approx 1/2$  gilt.
- Für nichtrelativistische Geschwindigkeiten verändert sich  $dE/dx$  mit  $1/v^2$  und für relativistische Geschwindigkeiten logarithmisch mit  $1/(1-\beta^2)$ .
- Der Energieverlust ist minimal für Teilchen mit einer kinetischen Energie, die 2-4 Ruhemassen entspricht.

## 2.2 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Ein geladenes Teilchen verliert im Coulombfeld des Atomkerns Energie durch Abstrahlung eines Photons. Für schwere geladene Teilchen ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung im Vergleich zur Energie, die durch andere Wechselwirkungsprozesse verloren geht, gering. Dagegen ist der Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung bedeutend, weil sie eine sehr kleine Masse haben. Folgende Formel beschreibt den Energieverlust eines Elektrons durch Bremsstrahlung [LOH81] :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_0 \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 E \times \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

mit  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$  =klassischer Elektronenradius,  $\alpha$ =Feinstrukturkonstante,  $Z$ =Kernladungszahl,  $A$ =Massenzahl und  $X_0$  ist die Strahlungslänge. In ihr werden die Konstanten und die materialabhängigen Größen zusammengefaßt. Ein Elektron mit der kinetischen Energie  $E_0$  hat nach

einer im Material zurückgelegten Strecke der Länge  $x$  im Mittel noch eine Energie von [PER82]:

$$E = E_0 e^{-x/\lambda_0}. \quad (2.3)$$

Als kritische Energie wird die Energie bezeichnet, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung genauso groß ist wie der Energieverlust durch Ionisation. In grober Näherung gilt für die kritische Energie  $E_c \simeq 600/Z \text{ MeV}$  [PER82]. Für hochenergetische Elektronen überwiegt der Energieverlust durch Bremsstrahlung im Vergleich zum Energieverlust durch Ionisation.

## 2.3 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Wenn Photonen Materie durchqueren, sind drei Wechselwirkungsprozesse von Bedeutung:

Beim **Photoeffekt** wird das Photon von einem Atom absorbiert und die Energie auf ein gebundenes Elektron übertragen, das dann emittiert wird. Der Photoeffekt ist dominierend für Energien bis etwa  $100 \text{ keV}$ . Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit  $1/E^3$  ab [PER82].

Für Photonenenergien von etwa  $2\text{--}3 \text{ MeV}$  ist der **Comptoneffekt** der wesentliche Wechselwirkungsprozeß der Photonen mit Materie. Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit  $1/E$  ab [PER82].

Das Photon wird an einem freien Elektron gestreut und überträgt dabei Energie, die vom Streuwinkel des Photons abhängig ist [KLE87]:

$$E_{Kin} = \frac{E_\gamma^2}{m_e c^2} \frac{1 - \cos \theta}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (2.4)$$

mit  $E_{Kin}$  = kinetische Energie, die vom Photon auf ein ruhendes Elektron übertragen wird,  $m_e$  = Ruhemasse des Elektrons,  $\theta$  = Streuwinkel des Photons.

Die **Paarerzeugung** ist für Photonenenergien ab  $E = 2m_e c^2 \approx 1 \text{ MeV}$  möglich. Dabei entsteht ein Elektron-Positron-Paar. Aufgrund der Impulserhaltung kann dieser Prozeß nur im Feld eines Kerns oder Teilchens stattfinden. Der Wechselwirkungsprozeß der Paarerzeugung ist für Photonenenergien  $E > 10 \text{ MeV}$  dominierend. Der totale Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung ist für hochenergetische Photonen unabhängig von der Energie [KLE87]:

$$\sigma = r_e^2 4 \alpha Z^2 \times \left( \frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{54} \right) \quad (2.5)$$

mit  $r_e$  = klassischer Elektronenradius,  $Z$  = Kernladungszahl,  $\alpha$  = Feinstrukturkonstante.

Ein Photonenstrahl der Intensität  $I_0$  verliert durch die genannten Wechselwirkungsprozesse mit Materie an Intensität. Nachdem der Photonenstrahl eine Materialschicht der Dicke  $x$  durchquert hat, beträgt seine Intensität [KLE87] :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.6)$$

mit  $x$  = Schichtdicke in  $\frac{g}{cm^2}$ ,  $\mu$  = Massenabsorptionskoeffizient in  $\frac{cm^2}{g}$ . Die Abbildung 2.1 zeigt den Massenabsorptionskoeffizient  $\mu$  in Abhängigkeit von der Photonenenergie für Blei.

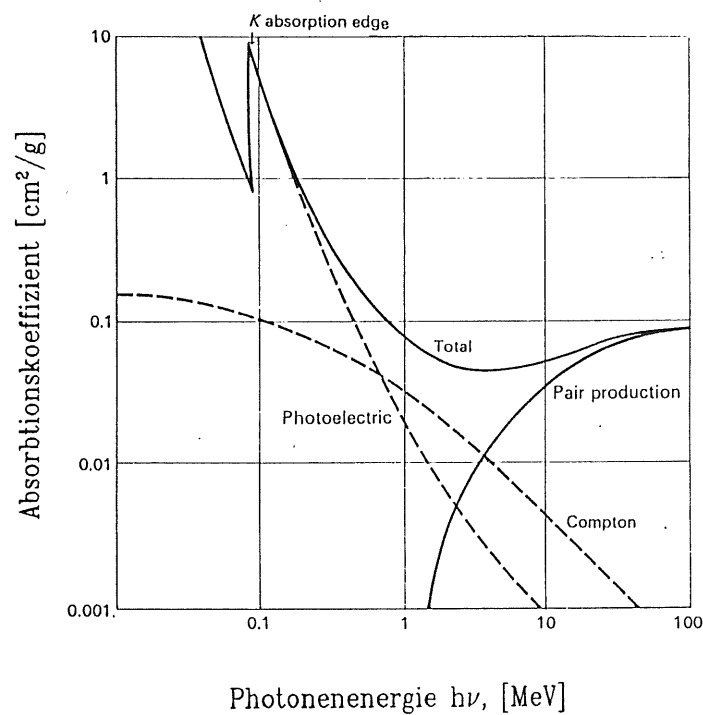


Abbildung 2.1: Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei [PER82].

## Kapitel 3

# Funktionsweise der Gasdetektoren

Ein Gasdetektor besteht im wesentlichen aus einem mit Gas gefüllten Volumen und mindestens zwei Elektroden (Anode, Kathode), die im allgemeinen an eine Hochspannungsquelle angeschlossen sind. Geladene Teilchen, die den Gasdetektor durchqueren, können nur dann nachgewiesen werden, wenn die Wechselwirkung mit den Gasatomen bzw. -molekülen durch direkte oder indirekte physikalische Prozesse zur Ionisation einiger Gasatome bzw. -moleküle führt.

Von der Zusammensetzung (Mengenanteile der einzelnen Gase) und den physikalischen Eigenschaften (z.B. Dichte, Elektronegativität der Gase) des Gasgemisches, sowie vom Verlauf und der Stärke des elektrischen Feldes hängt die Art der Gasverstärkung des Detektors ab. Als Gas verwendet man i.a. eine Mischung aus einem Edelgas und einem Kohlenwasserstoffgas. Edelgase haben nur eine geringe Elektronenaffinität, dadurch können die Elektronen ungehindert driften. Kohlenwasserstoffgase, wie z.B. Isobutan, bestehen aus Molekülen mit mehreren Atomen. Die Moleküle haben zahlreiche Rotations- und Vibrationszustände, dadurch können sie die Rekombinationsphotonen absorbieren. Auf diese Weise wird eine Dauerentladung, ausgelöst durch Photoionisation, verhindert. Die Entladung im Gasdetektor wird durch die Moleküle des Kohlenwasserstoffgases "gelöscht". Es wird deshalb Löschgas genannt.

Je nach Gasverstärkungsart unterscheidet man verschiedene Arbeitsbereiche der Gasdetektoren. Die Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht der heute bekannten Arbeitsbereiche nach zunehmender Hochspannung geordnet.

Die verschiedenen Arbeitsbereiche der Gasdetektoren, ihre Gasverstärkung und einige Grundbegriffe der Gaselektronik werden in Abschnitt 3.1 dargestellt. In Abschnitt 3.2 wird speziell auf den Streamerbereich eingegangen. Dazu wird ein qualitatives Modell der Streamerentwicklung dargestellt.

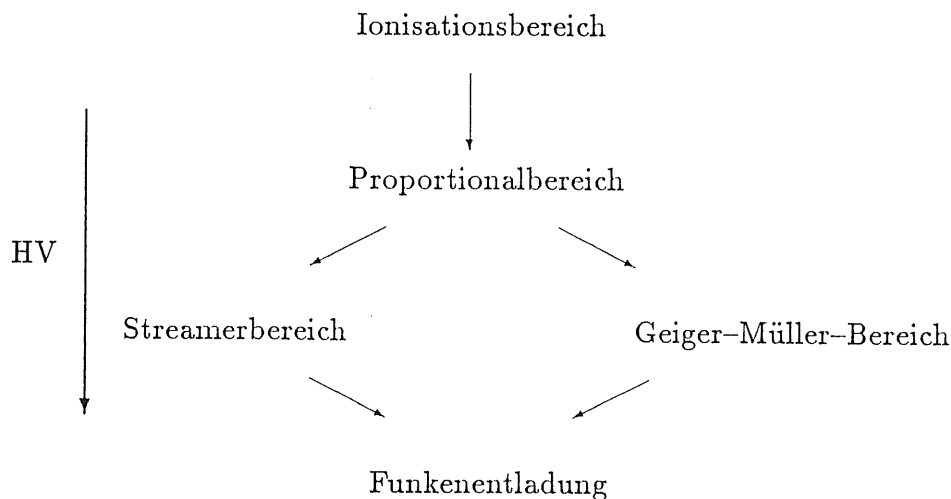


Abbildung 3.1: Die verschiedenen Gasverstärkungsarten in Abhängigkeit von der Hochspannung [ALE82].

### 3.1 Grundbegriffe der Gasentladung

Wenn ein geladenes Teilchen den Gasdetektor durchquert, ionisiert es einige Gasatome bzw. -moleküle entlang seiner Bahn (siehe Abschnitt 2.1). Man nennt diesen Vorgang Primärionisation.

Die freien Elektronen und die Ionen führen zunächst, genau wie die Gasatome bzw. -moleküle, eine ungeordnete thermische Bewegung aus. Wenn jedoch ein elektrisches Feld angelegt wird, ist der ungeordneten thermischen Bewegung eine Driftbewegung überlagert. Die positiven Ionen driften in Richtung des elektrischen Feldes auf die Kathode zu, und die Elektronen driften in entgegengesetzter Richtung auf die Anode zu. Die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit dieser Driftbewegung wird als Driftgeschwindigkeit bezeichnet. Für nicht zu große Werte von  $E/P$  ( $P$  = Druck,  $E$  = Betrag der elektrischen Feldstärke) sind die Ionen im thermischen Gleichgewicht mit den Gasatomen bzw. -molekülen. Aufgrund der ähnlichen Massen ist der Energieübertrag bei Ion-Atom-Stößen bzw. Ion-Molekül-Stößen relativ groß. Die Energie, die die Ionen nach einer mittleren freien Weglänge im elektrischen Feld gewinnen, verlieren sie nach wenigen Stößen mit den Gasatomen bzw. -molekülen wieder. Unter diesen Voraussetzungen gilt für die Driftgeschwindigkeit der Ionen [RIC74]:

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E} \quad (3.1)$$

mit  $E$  = Betrag der elektrischen Feldstärke und  $\mu$  = Beweglichkeit der Ladungsträger. Bei großen  $E/P$  Werten ist  $v_d \propto E^{1/2}$ . Für Elektronen muß Gleichung 3.1 korrigiert werden aus folgenden Gründen [KLE87]:

- Elektronen haben eine größere freie Weglänge als die Ionen. Die Elektronen können deshalb mehr Energie im elektrischen Feld aufnehmen, und bei elastischen Stößen mit Gasatomen bzw. -molekülen verlieren sie kaum Energie, wegen ihrer geringen Masse.
- Für Elektronen mit einer kinetischen Energie im Bereich von 0,1–1 eV kommt es bei einer Kollision mit einem Edelgasatom, wie z.B. Argon, zu einem quantenmechanischen Interferenzeffekt (Ramsauer-effekt), der zu einer starken Variation des Stoßquerschnittes führt.

Die Driftgeschwindigkeit für Elektronen kann durch folgende Gleichung beschrieben werden [KLE87]:

$$\vec{v}_d = \frac{e \vec{E}}{m_e} \left( \frac{2}{3} \left\langle \frac{\lambda_c(u)}{u} \right\rangle + \frac{1}{3} \left\langle \frac{d \lambda_c(u)}{d u} \right\rangle \right) \quad (3.2)$$

$\vec{E}$  = elektrische Feldstärke,  $m_e$  = Elektronenmasse,  $u$  = thermische Geschwindigkeit der Elektronen,  $\lambda_e$  = mittlere freie Weglänge der Elektronen.

Wenn man einen einfachen Detektor, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, einer ionisierenden Strahlung aussetzt, fließt im äußeren Stromkreis zwischen den Elektroden ein Strom, der eine Funktion der angelegten Elektrodenspannung ist.

Im Bereich von kleinen Spannungswerten steigt der Strom mit zuneh-

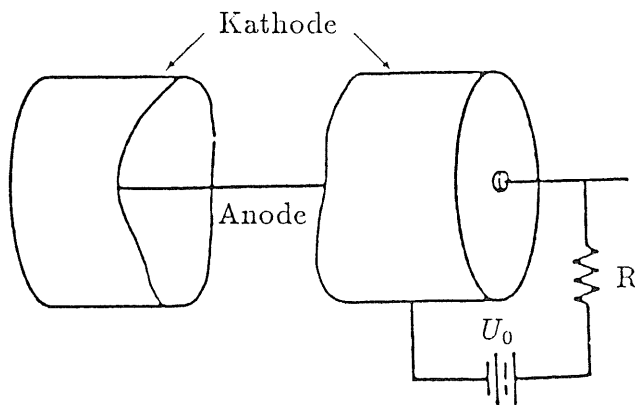


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus eines einfachen Gaszählrohres [WAL87].



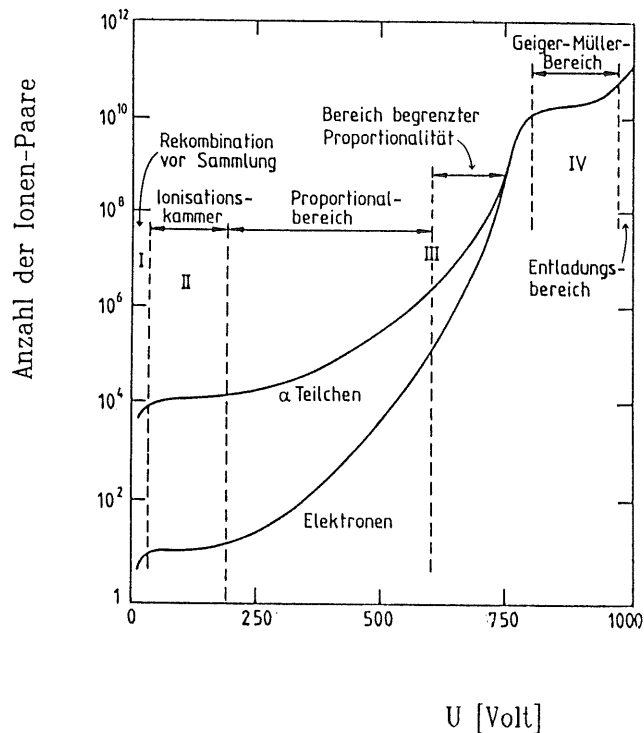


Abbildung 3.3: Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung  $U$  im Proportionalzähler für  $\alpha$ -Teilchen und Elektronen [KLE87].

mender Spannung an, bis ein Plateau erreicht ist, wo der Strom zunächst einmal unabhängig von der Spannung ist (Abbildung 3.3). Die Ursache für das Verhalten des Stroms liegt darin, daß bei kleinen Spannungswerten die Kraft, die durch das äußere elektrische Feld auf die Ladungsträger wirkt, zu klein ist, um Rekombinationen zwischen Elektronen und Ionen, die bei der Primärionisation entstanden sind, zu verhindern.

Mit zunehmender Elektrodenspannung nimmt jedoch die Zahl der Rekombinationen zwischen Elektronen und positiven Ionen ab, bis schließlich im Idealfall alle freien Ladungsträger der Primärionisation die Elektroden erreichen. Trotz weiterer Erhöhung der Elektrodenspannung steigt die Zahl der Ladungsträger im Gasdetektor zunächst nicht weiter an. Man spricht in diesem Fall von einer Sättigung des Stroms [SEG77].

Solange das elektrische Feld zwischen den Elektroden nicht stark genug ist, können die freien Ladungsträger, insbesondere die Elektronen, zwischen zwei Stößen mit den Gasatomen bzw. -molekülen nicht genug Energie gewinnen, um dann durch Sekundärionisation die Zahl der Elektron-Ion-Paare weiter zu erhöhen. In diesem Bereich arbeiten z.B. die Ionisationskammern.

Erhöht man die Elektrodenspannung über diesen Bereich hinaus, steigt der Strom wieder an, und die Gasentladung geht über in den Proportionalbereich. Die Elektronen erhalten jetzt auf einer mittleren freien

Weglänge zwischen zwei Stößen genug Energie, um Gasatome bzw. -moleküle zu ionisieren (Sekundärionisation). Die Elektronen, die dabei entstehen, können ihrerseits wieder genug Energie im elektrischen Feld gewinnen, um weitere Gasatome bzw. -moleküle zu ionisieren.

Durch diese Multiplikationsprozesse entsteht eine Ladungslawine, deren Entwicklung im wesentlichen durch die Elektronen bestimmt wird. Diese Art der Ladungsbildung wird als Townsendmechanismus bezeichnet. In Abbildung 3.4 ist die Entwicklung einer Ladungslawine dargestellt. Die Elektronen sind etwa  $10^2 - 10^3$  mal schneller als die Ionen und bewegen sich im Kopf der Lawine auf die Anode zu. Wenn am Ort  $x$  die Zahl der Elektronen  $N(x)$  ist, dann sind nach einer Driftstrecke  $dx$  durch Sekundärionisation [SCH68]

$$dN(x) = N(x) \alpha dx \quad (3.3)$$

zusätzliche, freie Elektronen entstanden. Die Größe  $\alpha$  ist der erste Townsendkoeffizient. Er hat folgende Bedeutung: Ein Elektron erzeugt durch Ionisation eine Anzahl von  $\alpha$  Elektronen pro Längeneinheit. Nach Integration der Gleichung 3.3 erhält man [SCH68]:

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \quad (3.4)$$

$N_0$  ist die Zahl der Elektronen am Ort  $x = 0$ . Nach einer Driftstrecke  $x$  sind insgesamt  $N(x)$  Elektronen vorhanden. Die Zahl  $\frac{N(x)}{N_0} = A$  wird als Gasverstärkung bezeichnet.

Die Gleichung 3.4 gilt nur, wenn  $\alpha$  unabhängig vom Ort ist, z.B. in homogenen elektrischen Feldern. Für den Fall, daß das elektrische Feld inhomogen ist, also von Ort zu Ort variiert, muß die Ortsabhängigkeit von  $\alpha$  berücksichtigt werden. Aus Gleichung 3.4 wird dann [SCH68]

$$N(x) = n_0 e^{\int_0^x \alpha(x_1) dx_1} \quad (3.5)$$

Durch Sekundäreffekte, wie z.B. positive Ionen, die auf die Kathode auftreffen oder Photonen, die im Gasraum entstehen und dann die Kathode erreichen, können Elektronen aus der Kathode befreit werden. Der zweite Townsendkoeffizient  $\gamma$  gibt die mittlere Zahl der aus Kathode durch Sekundäreffekte gelösten Elektronen an, die auf einen ionisierenden Stoß im Gas entfallen. Wenn also durch Sekundärionisation eine Lawine von  $n$  Elektronen verursacht wird, entstehen an der Kathode durch Sekundäreffekte im Mittel  $\langle \nu \rangle = \gamma n$  Elektronen. Da  $\gamma$  i.a. klein ist ( $\gamma \leq 0,1$ ), gehorcht die Zahl  $\nu$  der aus der Kathode gelösten Elektronen einer Poissonverteilung ([HES76], [SCH68]). Die aus der Kathode gelösten Elektronen erzeugen Sekundärlawinen, die ihrerseits wieder Nachfolgelawinen haben können, sodaß es zu einer Lawinenkette kommt. Vom Parameter  $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$  ( $d =$  Elektrodenabstand) hängt nun ab, aus wieviel Generationen eine Lawinenkette besteht. Für  $\mu \ll 1$  kommt es praktisch zu keinen Nachfolgelawinen, erst für größere Werte von  $\mu$  besteht eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für längere Lawinenketten. Wenn

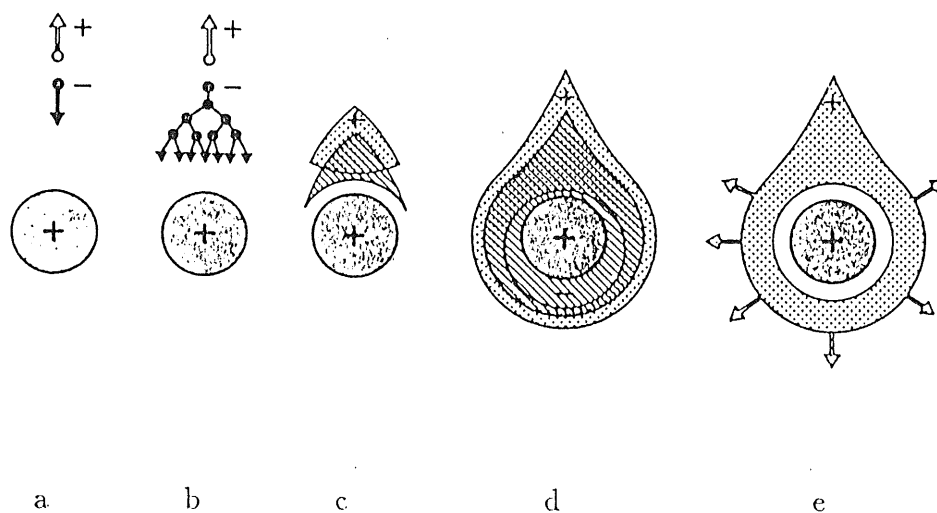


Abbildung 3.4: Entwicklung einer Lawine in der Nähe des Anodendrahtes. a) Primäres Elektron-Ion-Paar; b) durch Sekundärionisation startet das Primärelektron die Lawinenbildung; c) Elektron- und Ionwolke driften auseinander; d) und e) die Ladungslawine nimmt stark zu, die Elektronen erreichen schließlich die Anode und die Ionen entfernen sich radial [KLE87].

$\mu = 1$  (Townsend'sches Durchschlagskriterium), ist die Möglichkeit für eine selbständige Entladung gegeben (unendliche Lawinenkette).  $\mu = 1$  bedeutet, daß im Mittel jedes von der Kathode aus gestartete Elektron eine Lawine erzeugt, die durch Sekundäreffekte gerade wieder ein freies Elektron an der Kathode bereitstellt. Diese Darstellung einer Gasentladung gilt nur, solange kein Raumladungseffekt auftritt. Verursacht wird dieser Raumladungseffekt durch die positiven Ionen. Sie sind sehr viel langsamer als die Elektronen und sammeln sich im Gasraum an. Ihr elektrisches Eigenfeld bremst die Elektronen ab. Der Raumladungseffekt mindert die Zunahme der freien Elektronen auf dem Weg zur Kathode. Die Zahl der Elektronen steigt zwar weiterhin an, aber nicht mehr exponentiell. Diesen Bereich der Gasverstärkung nennt man den Bereich begrenzter Proportionalität.

Erhöht man die Elektronenspannung über den Bereich der begrenzten Proportionalität hinaus, kommt es zu zwei anderen, konkurrierenden Arten der Gasverstärkung. Sie heißen Geiger-Müller-Bereich und Streamerbereich. Welche dieser beiden Gasverstärkungsarten im Detektor stattfindet, hängt von den vorgegebenen Bedingungen ab (z.B. Gasgemisch, Drahtradius). Näheres dazu im nächsten Abschnitt.

Jenseits des Geiger-Müller-Bereichs bzw. des Streamerbereichs gelangt man in den Bereich der Funkenentladung.

## 3.2 Der Streamerbereich

Im folgenden wird eine spezielle Art der Gasverstärkung beschrieben. Sie wird entweder einfach als 'Streamerbereich' bezeichnet oder genauer als 'Selbstlöschender Streamerbereich' (Self-Quenching-Streamermode, kurz: SQS-Mode) oder als begrenzter Streamerbereich (Limited-Streamermode, kurz: LSM). Die letzten beiden Bezeichnungen weisen darauf hin, daß diese Art der Entladung durch die gegebenen Bedingungen im Detektor nach kurzer Zeit endet, ohne von außen gesteuert werden zu müssen (z.B. Hochspannungsversorgung abschalten).

Die Pulse, die bei dieser Art der Gasverstärkung entstehen, sind groß genug, um sie ohne aufwendige Verstärkertechnik weiter zu verarbeiten. Die Pulsdauer ist kleiner als  $100\text{ ns}$ . Ein weiterer Vorteil des Streamerbereichs: Der Streamer verursacht nur eine kleine Totzone von etwa  $20 - 100\ \mu\text{sec} \times \text{cm}$  [DEL87] je nach Gasmischung (Totzone = effektiv blockierter Drahtabschnitt  $\times$  Driftzeit der Ionen).

Der Streamerbereich funktioniert nur bei relativ großen Drahtdurchmessern, zwischen  $40 - 220\ \mu\text{m}$  [IAR83]. Bei kleinem Drahtdurchmesser ist das elektrische Feld in Drahtnähe so groß, daß es den Ladungslawinen nicht gelingt durch ihr elektrisches Eigenfeld, das äußere elektrische Feld stark genug abzuschirmen. Es kommt zu keinen Rekombinationen im Lawineninneren, das heißt, es entstehen auch keine Photonen, die durch Photoionisation den Streamermechanismus einleiten [DEL87].

Bei zu großen Drahtdurchmessern nimmt die elektrische Feldstärke zur Kathode hin nicht stark genug ab. Dadurch geht die selbstlöschende Eigenschaft des Streamermechanismus verloren. Es kommt zu elektrischen Durchschlägen.

Zur Zeit gibt es noch kein quantitatives Modell der Streamerentwicklung. Deshalb sind genauere Voraussagen in bezug auf den Detektorbetrieb auf Grundlage der Eigenschaften des Gasgemisches, sowie der Stärke und des Verlaufs des elektrischen Feldes noch nicht möglich. Es gibt jedoch ein qualitatives Modell, das die Streamerentwicklung beschreibt.

Ende der dreißiger Jahre entwickelten Loeb [LOE40], Raether [RAE40] und ihre Mitarbeiter eine Streamertheorie des elektrischen Durchschlags in Gasen für homogene elektrische Felder. In dem Modell zur Streamerentwicklung (Abschnitt 3.2.1) werden die Ideen der klassischen Streamertheorie von Atac [ATA82] und Alekseev [ALE80] aufgegriffen und auf die Entwicklung eines Streamerpulses im inhomogenen elektrischen Feld übertragen.

### 3.2.1 Modell der Streamerentwicklung

Zur Erklärung der Streamerentwicklung benutzt Atac experimentelle Ergebnisse, die mit Hilfe einer  $12 \times 12\ \text{mm}^2$  großen Aluminiumkammer gewonnen wurden. Der Anodendraht der Kammer hatte einen Durchmesser

von  $100\ \mu\text{m}$ . Als Kammergas wurde ein Gemisch aus 49,3 % Argon, 49,3 % Äthan ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) und 1,4 % Äthanol ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ) verwendet.

Die durch Primärionisation entstandenen Elektronen erzeugen auf dem Weg zum Anodendraht durch Sekundärionisation eine Ladungslawine. Aufgrund des inhomogenen Feldverlaufs in der Kammer, kommt es in der Nähe des Anodendrahtes zu einer Lawinengröße, die durch Raumladungseffekte, wie im folgenden beschrieben, den Streamermechanismus einleitet.

Mit der von Atac benutzten Kammer ist diese Lawinengröße bei  $8 \times 10^6$  Elektron-Ion-Paaren erreicht. Das elektrische Eigenfeld der Lawine hat dann ungefähr die Stärke des äußeren, elektrischen Feldes zwischen den Elektroden erreicht. Durch die Superposition der beiden elektrischen Felder wird die elektrische Gesamtfeldstärke in der Lawine stark vermindert. Die Elektronen in der Lawine werden dadurch abgekühlt, das heißt, die Elektronen verlieren durch Stöße mehr kinetische Energie, als sie im elektrischen Feld aufnehmen. Anschließend kommt es zu Rekombinationen zwischen den Elektronen und den positiven Ionen. Einige der dabei entstehenden, energiereichen Photonen verlassen die Lawine und erzeugen im Gas durch den Photoeffekt Elektron-Ion-Paare.

Für die Entstehung eines Streamers ist es wichtig, daß die Photonen keine zu große Reichweite haben, damit die Photoelektronen nicht zu weit entfernt von der Primärlawine entstehen. Elektronen, die im Bereich  $50\text{--}100\ \mu\text{m}$  [ATA82] entfernt von der Primärlawine entstehen, geraten in das Einflußgebiet der Raumladungswolke der Primärlawine und driften auf sie zu.

Die Raumladungswolke aus positiven Ionen, die sich an der zur Kathode gerichteten Spitze der Primärlawine befindet, verursacht eine Verstärkung des elektrischen Feldes in der Nähe der Längsachse der Lawine. Dadurch kommt es zu Sekundärlawinen, ausgelöst durch die Photoelektronen. Die stärkste Ladungszunahme erfahren die Sekundärlawinen in der unmittelbaren Nähe der positiven Spitze der Primärlawine. An den Seiten der Primärlawine ist die Stärke des resultierenden elektrischen Feldes herabgesetzt. Es kommt in diesem Bereich zu keinem Multiplikationsprozeß durch die Photoelektronen. Die Entladung bleibt deshalb auf einen kurzen Abschnitt des Anodendrahtes begrenzt. Die Abbildung 3.5 zeigt schematisch die Entwicklung eines Streamers.

Wenn die Photonen eine größere Reichweite haben ( $\sim 500\ \mu\text{m}$  [ATA82]), können Photoelektronen in einem Bereich erzeugt werden, der außerhalb des Einflußgebietes der Primärlawine liegt. Die Sekundärlawinen driften dann auf einen Abschnitt des Anodendrahtes zu, der nicht mehr zum Entladungsbereich der Primärlawine gehört. Wenn die Zahl der Photonen mit größerer Reichweite groß ist, kann so eine Entladung entlang des gesamten Anodendrahtes entstehen (Geiger-Müller-Entladung).

Die Sekundärlawinen an der Spitze der Primärlawine vereinigen sich schließlich mit der Primärlawine. Auf diese Art und Weise entsteht ein Streamer,

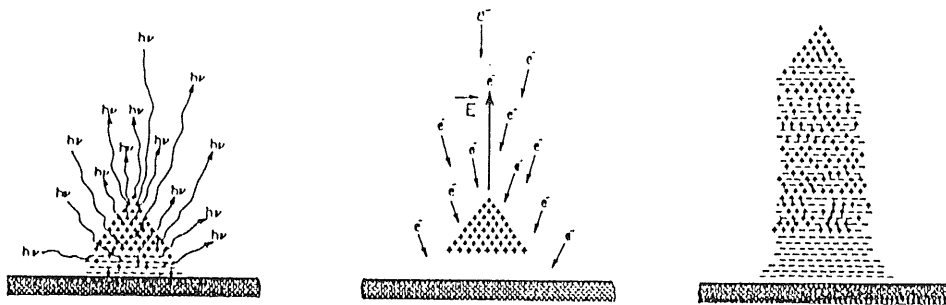


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Streamerentwicklung [ATA82].

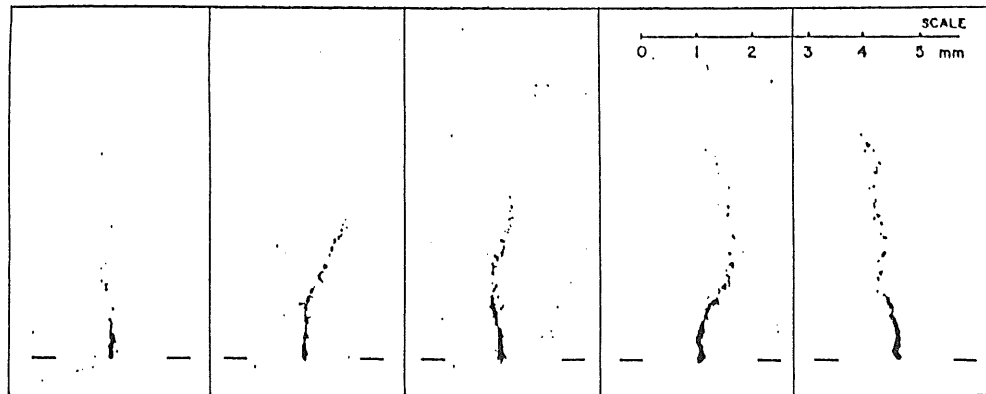
der vom Anodendraht zur Kathode wächst. Auf dem Weg zur Kathode nimmt die Feldstärke des äußeren, elektrischen Feldes ab (Geometrie der Elektroden). Die Streamerentwicklung wird dann im wesentlichen nur noch durch das elektrische Eigenfeld des Streamers beeinflusst [ALE80]. Die zufällige, räumliche Verteilung der Nachfolgelawinen um den zur Kathode gerichteten Streamerkopf herum führt zur Ausweitung des Streamerkopfes. Dadurch nimmt seine Ionendichte ab, und es kommt zu weniger Rekombinationen. Es entstehen also auch weniger Photonen, die in der Nähe des Streamerkopfes Photoelektronen erzeugen. Die Zahl der Nachfolgelawinen wird dadurch ständig geringer, bis schließlich die Streamerentwicklung endet. Die Abbildung 3.6 zeigt fotografische Aufnahmen einzelner Streamer.

Zusammenfassend nennt Alekseev [ALE80] drei Bedingungen, die erfüllt sein müssen, damit ein Streamer entsteht:

- Die Anzahl der Elektronen in der Sekundärlawine muß ungefähr so groß sein, wie die in der Primärlawine.
- Wenn die Photoelektronen erzeugt werden, sollte das elektrische Eigenfeld die Größenordnung des äußeren elektrischen Feldes erreicht haben.
- Die mittlere freie Weglänge der Photonen sollte nicht größer sein als die Ausdehnung der Ladungslawine.

Die erste Bedingung ist nötig, damit eine längere Lawinenkette entsteht und die Streamerentwicklung nicht vorzeitig abgebrochen wird, wegen einer zu geringen Zahl von Nachfolgelawinen. Die letzten beiden Bedingungen stellen sicher, daß die Nachfolgelawinen in das Einflußgebiet der Primärlawine geraten und sich mit ihr vereinigen. Wenn die letzten beiden Bedingungen nicht erfüllt sind, kann es zur Entladung entlang des

gesamten Drahtes kommen (Geiger-Müller-Bereich).



3200 Volt

3300 Volt

3400 Volt

3500 Volt

3600 Volt

Abbildung 3.6: Fotografische Aufnahmen einzelner Streamer bei verschiedenen Hochspannungen. Die waagerechten Striche unten in der Abbildung deuten den Anodendraht an [ATA82].

## Kapitel 4

# Versuchsaufbau für Messungen an einer Steamerrohrkammer ohne Deckel

Zu Beginn der Untersuchungen waren keine H1-Streamerrohrkammern vorhanden, sondern nur eine deckellose Streamerrohrkammer. Ihr Aufbau wird in Abschnitt 4.1 beschrieben. Die deckellose Streamerrohrkammer wurde für Voruntersuchungen benutzt, um erste Erfahrungen über die Funktionsweise von Streamerrohrkammern zu sammeln. Für die Voruntersuchungen mit der deckellosen Streamerrohrkammer wurde ein Vielkanalanalysator verwendet. Die schnellen Analog-Digital-Wandler (Abschnitt 5.4), die später für die Signalauslese der H1-Streamerrohrkammern verwendet wurden, standen noch nicht zur Verfügung. Im Vergleich zum Vielkanalanalysator ermöglichen die schnellen Analog-Digital-Wandler eine umfangreichere Diagnostik bzgl. der Streamerrohrkammersignale. In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird der Versuchsaufbau zu den Messungen an der deckellosen Streamerrohrkammer beschrieben. Das Gassystem, das in Abschnitt 4.6.1 beschrieben wird, wurde auch für die Untersuchungen der H1-Streamerrohrkammern benutzt.

### 4.1 Aufbau der deckellosen Streamerrohrkammer

Die verwendete Streamerrohrkammer ist aus Luranyl, einem thermoplastischen Polymerblend auf Polyphenylenetherbasis [BASF]. Gegenüber PVC hat Luranyl den Vorteil, daß es keine Halogenverbindungen enthält, die im Falle eines Brandes freigesetzt werden könnten.

Die Basis der Streamerrohrkammer ist ein extrudiertes Profil, das aus acht Zellen besteht. Jede Zelle bildet im Querschnitt ein nach oben offe-



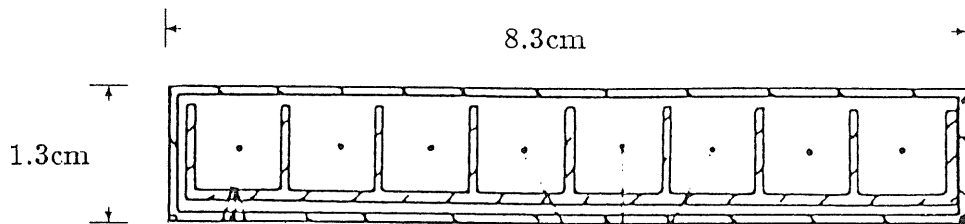


Abbildung 4.1: Querschnitt durch die deckellose Streamerrohrkammer aus Luranyl. Das Profil befindet sich in einer gasdichten Box .

nes  $9 \times 9 \text{ mm}^2$  großes Quadrat (siehe Abbildung 4.1). Der Boden und die Wände der Zellen sind etwa  $1 \text{ mm}$  dick. Die drei inneren Flächen jeder Zelle sind mit einer Graphitschicht bedeckt, deren Oberflächenwiderstand  $500 \Omega / \text{Fläche}$  beträgt. In der Mitte jeder Zelle befindet sich ein Draht mit einem Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$  aus einer Cu-Be-Legierung mit einer Kraft von  $1,8 \text{ N}$  gespannt. An den Enden ist der Draht auf Platinen, die mit dem Profil verbunden sind, festgelötet. Zwei Zentrierstücke in einem Abstand, sodaß sie gleichmäßig über die Profillänge verteilt sind, halten die Drähte in der Mitte der Zellen.

Das Profil befindet sich in einer Luranylbox mit ungefähr  $1 \text{ mm}$  Wandstärke. An den Enden ist die Luranylbox mit Endflansche gasdicht verschweißt. Beide Endflansche enthalten je zwei Öffnungen mit Metallgewinde für den Gasein- und Gasauslaß. Der vordere Endflansch enthält den Hochspannungsanschluß für die Drähte und den Erdungsanschluß für die Kathode (Graphitbeschichtung). Die Drähte der verwendeten deckellosen Streamerrohrkammer sind alle zusammengeschaltet auf einen gemeinsamen Ein- bzw. Ausgang, das heißt, es gibt keine Möglichkeit die Drähte einzeln auszulesen, sondern immer nur alle acht Drähte gleichzeitig. An der Ausleseseite jedes Drahtes ist ein  $220 \Omega$  Dämpfungswiderstand in Serie zum Draht geschaltet (siehe Abbildung 4.2), um Reflexionen zu vermeiden.

Für die Messungen wurde die deckellose Streamerrohrkammer in eine  $0,1 \text{ mm}$  dicke Kupferfolie eingewickelt, um die von außen auf die Kammerdrähte induzierten elektromagnetischen Störungen abzuschirmen. Die Kupferfolie wurde mit an die Erdung des Hochspannungsgerätes angeschlossen. Sie bildete damit ein Ersatz für die fehlenden rechteckigen Kupferelektroden (Pads) auf der Kammer.

## 4.2 Hochspannungsversorgung der deckellosen Streamerrohrkammer

Die Anodendrähte der deckellosen Streamerrohrkammer wurden an positiver Hochspannung angeschlossen und die Kathode geerdet. Um die an Hochspannung angeschlossenen Anodendrähte auslesen zu können, mußte ein Entkopplungskondensator ( $1,5 \text{ nF}$ ) verwendet werden, der die Ausleseelektronik von der positiven Hochspannung abkoppelte. Für die H1-Streamerrohrkammern (Abschnitt 5.1) ist ein Entkopplungskondensator überflüssig, weil ihre Anodendrähte geerdet werden und die Kathode (3 Zellenwände + Deckel) an negative Hochspannung angeschlossen wird. Bei der deckellosen Streamerrohrkammer ist diese Art des Hochspannungsanschlusses nicht möglich, da sie zu einer Beeinträchtigung der Funktion der Streamerrohrkammer führt aus folgendem Grund:

Eine Zelle des Profils besteht, wie in 4.1 erwähnt, aus drei leitenden Flächen (Boden + 2 Seiten). Nach oben wird diese Zelle jedoch durch die nichtleitende Innenfläche der Luranylbox begrenzt. An dieser nichtleitenden Innenfläche sammeln sich einige der positiven Ionen an, die während des Streamerrohrkammerbetriebes entstehen. Wenn der Draht auf Erdpotential liegt, dann ist die nichtleitende Innenfläche durch die Anlagerung der positiven Ionen gegenüber dem Draht auf positivem Potential. Dadurch entsteht eine ungünstige elektrische Feldverteilung in der Streamerrohrkammer für die Sammlung der Elektronen am Draht. In dem Gebiet zwischen dem Draht und der nichtleitenden Innenfläche der Luranylbox können keine Elektronenlawinen in Richtung auf den Draht entstehen.

Die Abbildung 4.2 zeigt das Schema der verwendeten Hochspannungsversorgung und der Drahtauslese. Der  $330 \text{ M}\Omega$  Schutzwiderstand dient zur Strombegrenzung im Fall einer niederohmigen Entladung in der Streamerrohrkammer.

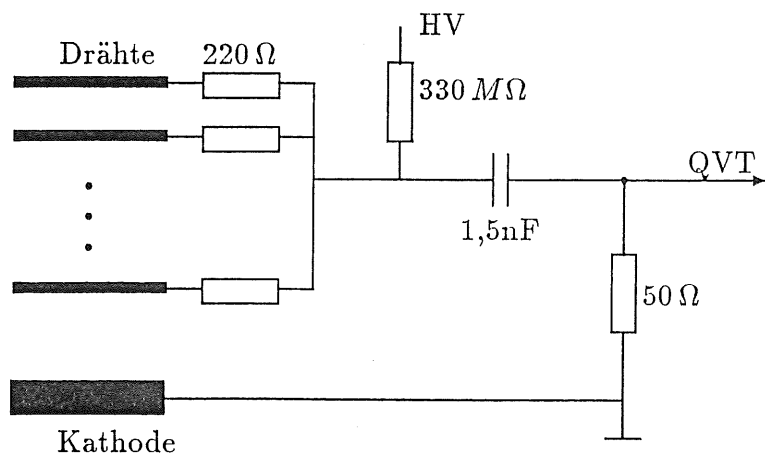


Abbildung 4.2: Hochspannungsversorgung und Pulsauslese der deckellosen Streamerrohrkammer.

### 4.3 Anordnung der Szintillatoren

Für die Messungen mit der Streamerrohrkammer wurde die kosmische Strahlung genutzt. Wenn ein Teilchen die Streamerrohrkammer durchquert, muß die Elektronik zur Messung eines möglicherweise dadurch ausgelösten Pulses gestartet werden. Dazu wurde ein einfacher Starter aus zwei Szintillatoren verwendet, wie in Abbildung 4.3 und 4.4 dargestellt. Die Szintillatoren waren parallel über und unter der Streamerrohrkammer angeordnet. Außerdem waren die Szintillatoren und die Streamerrohrkammer für alle Messungen horizontal ausgerichtet.

Der obere Szintillator war  $50\text{ cm}$  lang,  $7\text{ cm}$  breit und  $0,5\text{ cm}$  dick. Er befand sich  $7\text{ cm}$  über der Streamerrohrkammer. Der untere Szintillator hatte eine Länge von  $50\text{ cm}$ , eine Breite von  $10\text{ cm}$  und ebenfalls eine Dicke von  $0,5\text{ cm}$ . Er war in einem Abstand von  $5\text{ cm}$  zur Unterseite der Streamerrohrkammer befestigt. Die Lichtsignale der beiden Szintillatoren wurden durch Lichtleiter auf jeweils einen Sekundärelektronenvervielfacher gelenkt und so in ein elektronisches Signal umgesetzt. Dieses elektronische Signal wurde dann auf einen Diskriminator gegeben. Die Schwelle des Diskriminators wurde auf  $30\text{ mV}$  eingestellt, damit konnte das Rauschen der Sekundärelektronenvervielfacher unterdrückt werden, ohne die Ereignisrate einzuschränken. Mit dem Ausgangssignal des Diskriminators wurde die Ausleseelektronik gestartet.

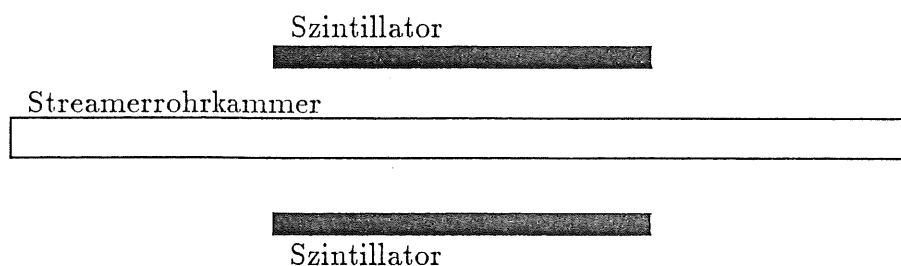


Abbildung 4.3: Längsschnitt der Detektoranordnung zur Messung der Ladungs- und Driftzeitverteilungen der deckellosen Streamerrohrkammer.

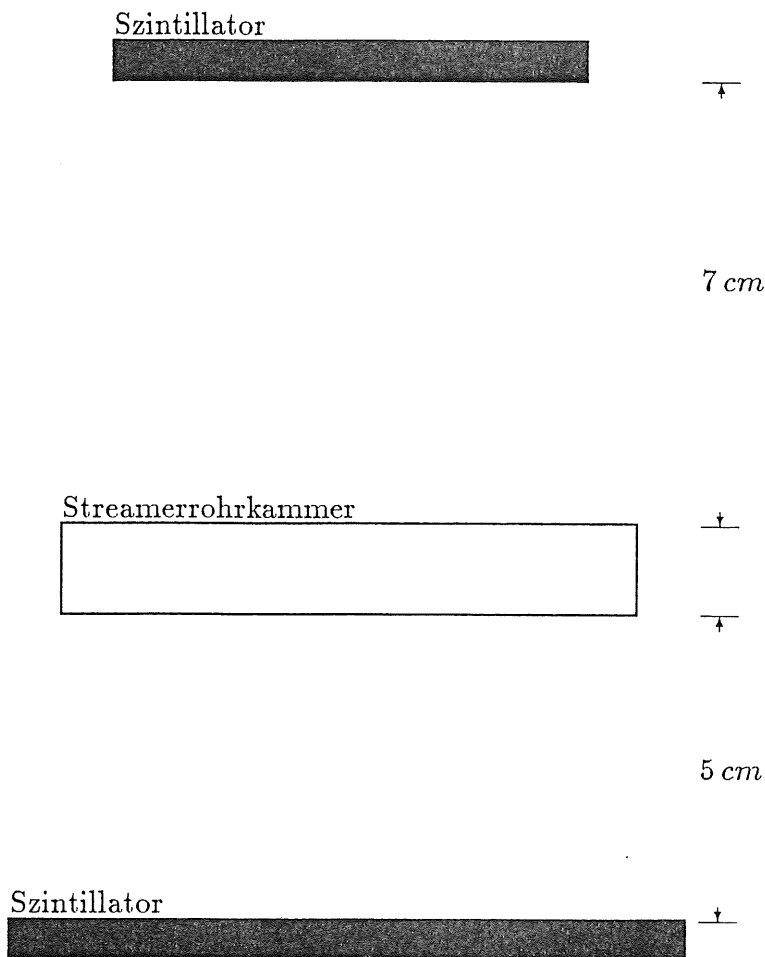


Abbildung 4.4: Querschnitt der Detektoranordnung zur Messung der Ladungs- und Driftzeitverteilungen der deckelloren Streamerrohrkammer.

## 4.4 Messung der Ladungsverteilungen

### 4.4.1 Elektronik der Drahtauslese

Zur Aufnahme der Ladungsverteilungen der deckelloren Streamerrohrkammer wurde ein Vielkanalanalysator benutzt. Er wird meist nur kurz "QVT" genannt, da man mit ihm Ladungsverteilungen (Q), Spannungsamplitudenverteilungen (V) und Zeitverteilungen (T) aufnehmen kann. Diese Abkürzung wird auch im weiteren Text benutzt.

Die Abbildung 4.5 zeigt das Blockschaltbild der Ausleseelektronik. Die Koinzidenz der beiden Szintillatoren startete die Torschaltung, die dann mit einem standardisierten Rechteckpuls von 400 nsec Dauer den QVT startete. Der QVT integriert während dieses Zeitintervalls von 400 nsec das an seinem Ladungseingang anliegende Stromsignal. Anschließend wird dieser Ladungswert digitalisiert (Digitalisierungszeit:  $12 \mu\text{sec} + 0,05 \frac{\mu\text{sec}}{\text{Kanal}}$ ) und der entsprechende QVT-Kanal um 1 erhöht. Der verwendete QVT hat 1024 Kanäle und ist mit einer Sensitivität von  $0,25 \frac{\text{pC}}{\text{Kanal}}$  angegeben.

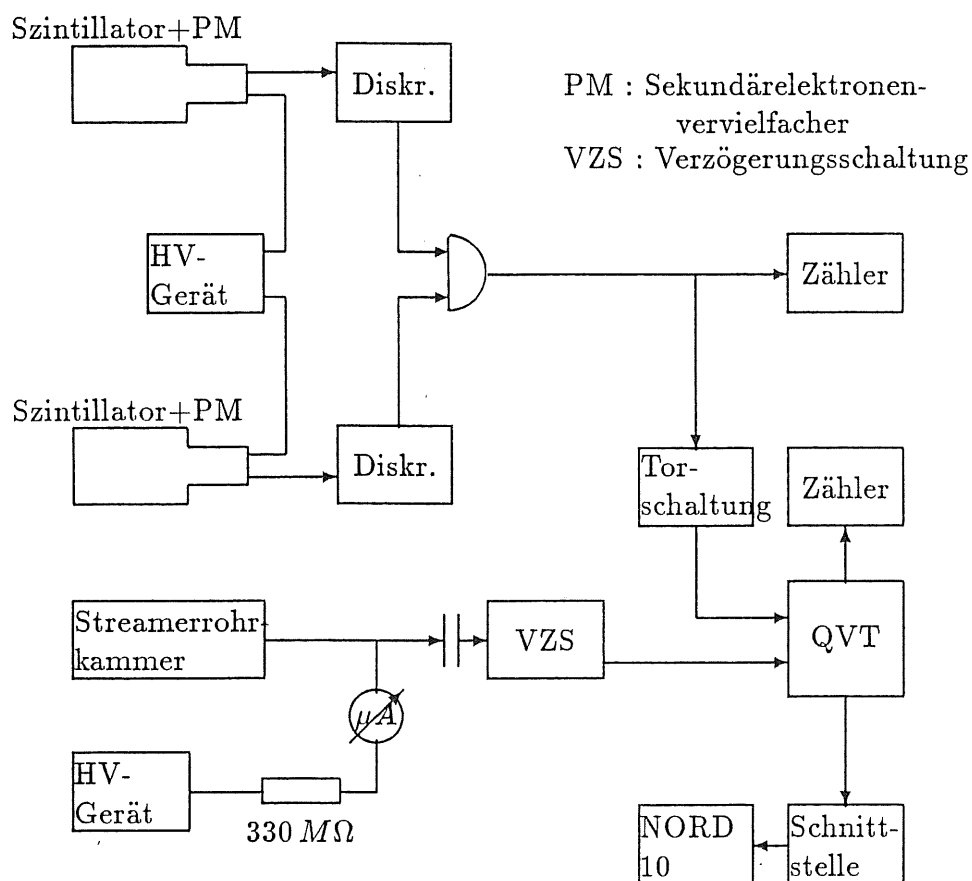


Abbildung 4.5: Blockschaltbild der Ausleseelektronik zur Aufnahme der Ladungsverteilungen der deckellosen Streamerrohrkammer.

Die Eichung des QVT ergab einen etwas geringeren Wert für die Sensitivität (4.3.2 Ladungseichung des QVT). Der letzte Kanal dient als Überlaufanzeige, er zählt die Ereignisse, deren Ladung über den Meßbereich des QVT hinausgeht.

Die Zähler dienten zum Vergleich der Anzahl der vom QVT erfaßten Ereignisse und der Signalkoinzidenzen der beiden Szintillatoren.

Nach 10.000 Ereignissen wurde die jeweilige Messung beendet und die Daten des QVT über eine standardisierte Schnittstelle mit einem Rechner (NORD 10) auf Magnetband geschrieben. Die Daten wurden dann zur Auswertung auf die IBM-Rechneranlage übertragen.

#### 4.4.2 Ladungseichung des QVT

Zur Bestimmung der Ladung der Streamerrohrkammerpulse wurde der QVT mit der in Abbildung 4.6 dargestellten Schaltung geeicht. Als Stromquelle diente ein regelbares Gleichspannungsnetzgerät mit einem in Serie geschalteten Vorwiderstand von  $100\text{ k}\Omega$ . So wurde ein konstanter Strom, kontrolliert durch das Amperemeter, an den Ladungseingang des QVT gelegt. Der Pulsgenerator erzeugte mit einer Frequenz von  $1\text{ kHz}$  ein Rechtecksignal mit einer Pulsdauer von  $400\text{ nsec}$  als Startsignal für den QVT.

Nachdem ein konstanter Strom eingestellt war, wurde der Pulsgenerator gestartet. Nach ungefähr einer Minute wurde der Pulsgenerator wieder gestoppt, sodaß etwa 60.000 Ladungseinheiten vom QVT pro eingestellten Stromwert aufgenommen wurden. Anschließend wurde der QVT ausgelesen und ein neuer Stromwert eingestellt. Die Frequenz und die Pulsdauer des Rechteckpulses blieben für alle Meßpunkte gleich.

Zur Bestimmung der Eichkonstanten wurde für jeden Meßpunkt der mittlere QVT-Kanal aus den etwa 60.000 Einträgen pro Stromwert berechnet und diesem Kanal die Ladung

$$Q = I \times \delta t \quad (4.1)$$

( $I$  = eingestellter Stromwert,  $\delta t$  = Integrationsdauer des QVT) zugeordnet. Für die Eichkonstante ergab sich  $a = 0,236 \pm 0,012 \frac{\text{pC}}{\text{Kanal}}$ .

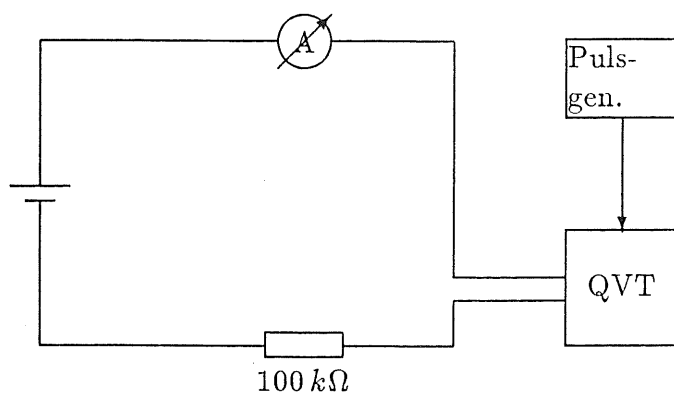


Abbildung 4.6: Schaltung zur Ladungseichung des QVT

## 4.5 Messung der Driftzeitverteilungen

### 4.5.1 Elektronik der Drahtauslese

Die Driftzeitverteilung der Elektronen in der deckellosen Streamerrohrkammer wurde ebenfalls mit dem QVT aufgenommen. Die Anordnung der Szintillatoren ist gegenüber der Messung der Ladungsverteilungen unverändert geblieben, ebenso der prinzipielle Aufbau der in Abbildung 4.3 dargestellten Ausleseelektronik. Es wurde lediglich die Torschaltung weggelassen, sodaß die Koinzidenzschialtung den QVT direkt startete. Außerdem wurde hinter der Verzögerungsschialtung ein Diskriminator geschaltet, da der QVT nicht direkt durch den Streamerrohrkammerpuls, sondern nur durch ein standardisiertes Rechtecksignal gestoppt werden konnte.

Vor der Verzögerungsschialtung wurde ein Verstärker mit Verstärkungsfaktor 10 geschaltet, um eine effektive Diskriminatorschwelle von  $5\text{ mV}$  zu erreichen. Denn der Diskriminator konnte nicht unter  $30\text{ mV}$  eingestellt werden.

Der Diskriminator sollte eine möglichst niedrige Schwelle haben. Falls es einen Zusammenhang zwischen Pulshöhe und Driftzeit gibt, wird mit einer niedrigen Schwelle eine Verformung der Driftzeitverteilung durch Diskriminierung der Streamerrohrkammerpulse nach Pulshöhe vermieden. Die Rauschsignale der Sekundärelektronenvervielfacher lagen noch unter dieser Schwelle.

Mit den Zählern wurde die Anzahl der Signalkoinzidenzen der Szintillatoren und die vom QVT registrierten Ereignisse gezählt. Nach 10.000 Ereignissen wurde die Messung gestoppt, und dann, genau wie bei den Messungen der Ladungsverteilungen, der QVT ausgelesen. Die Daten wurden auf Magnetband geschrieben, auf die IBM-Rechneranlage übertragen und ausgewertet.

### 4.5.2 Zeiteichung des QVT

Der QVT wurde zur Bestimmung der Driftzeitverteilung auf Zeit geeicht. Die Abbildung 4.7 zeigt schematisch die Schaltung, die zur Zeiteichung verwendet wurde. Da die Zeitmessung des QVT nur durch ein standardisiertes Rechtecksignal gestartet und gestoppt werden konnte, wurde zur Normierung der Pulsgenerator-signale ein Diskriminator verwendet. Außerdem wurde mit Hilfe des Diskriminators das Signal des Pulsgenerators verdoppelt, sodaß zunächst einmal zwei zeitgleiche Signale zur Verfügung standen, eines als Startsignal und das andere als Stoppsignal. Das Stoppsignal wurde dann um bekannte Zeitintervalle gegenüber dem Startsignal verzögert und jeweils 1.000 Start-Stop-Ereignisse pro Zeitmeßpunkt mit dem QVT aufgenommen. Aus den Kanälen, die Einträge enthielten, wurde ein mittlerer Kanal berechnet und dem vor der Messung

eingestelltem Zeitintervall zwischen dem Start- und Stoppsignal zugeordnet. Für die Eichkonstante ergab sich ein Wert von  $1,048 \pm 0,062 \frac{\text{nsec}}{\text{Kanal}}$ .

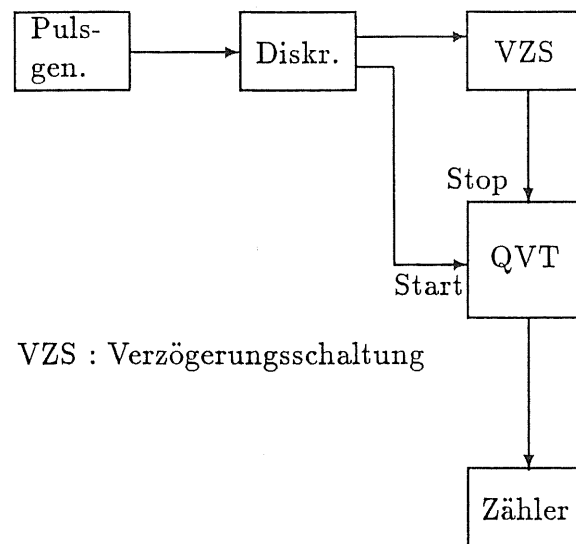


Abbildung 4.7: Schaltung zur Zeiteichung des QVT.

## 4.6 Die Gasversorgung der Streamerrohrkammern

Neben der Hochspannungsversorgung und der Pulsauslese ist ein weiterer wichtiger Punkt für den Betrieb der Streamerrohrkammern die Gasversorgung. Die Streamerrohrkammern zeigen nicht für jedes Gasgemisch ein zufriedenstellendes Arbeitsverhalten im Streamerbereich. Elektronegative Gase, wie z.B. Sauerstoff oder Stickstoff, die unkontrolliert in die Streamerrohrkammer gelangen, wirken sich schon in kleinen Mengen störend auf den Kammerbetrieb aus. Die durch Ionisation entstehenden freien Elektronen können an die elektronegativen Gasatome bzw. Gasmoleküle gebunden werden. Diese Elektronen gehen für den Multiplikationsprozeß, der wichtig ist für die Streamerbildung, verloren.

Die Streamerrohrkammern wurden zunächst mit der Standardgas Mischung betrieben. Sie setzt sich zusammen aus 25% des Edelgases Argon ( $Ar$ ) und aus 75% Isobutan ( $iC_4H_{10}$ ), einem brennbaren Kohlenwasserstoffgas.

Das Isobutan dient hauptsächlich als Löschgas und sorgt für eine selbstlöschende Arbeitsweise der Streamerrohrkammern. Isobutan hat jedoch



den Nachteil, daß es mit Luft ein explosives Gasgemisch bildet.

Anschließend wurden die Streamerrohrkammern mit der Dreiergas Mischung Argon (2,5%), Isobutan (10%) und Kohlendioxid (87,5%) betrieben. Diese Dreiergas Mischung bildet mit Luft kein explosives Gemisch [CAR88]. Es genügt nicht die Streamerrohrkammern einmalig mit dem geeigneten Gasgemisch zu füllen, da es während des Streamerrohrkammerbetriebes verbraucht wird. Die Löschgasmoleküle zerfallen bei den in der Streamerrohrkammer selbständig ablaufenden Prozessen zur Begrenzung des Streamers. Außerdem diffundiert mit der Zeit Feuchtigkeit von außen durch das Kammermaterial in die Streamerrohrkammern. Die Wassermoleküle sind elektronegativer, sie beeinträchtigen deshalb die Funktion der Streamerrohrkammern durch die oben erwähnte Elektronenanlagerung.

Die Streamerrohrkammern werden ständig von dem verwendeten Gasgemisch durchströmt. Auf diese Weise werden die verbrauchten Löschgasanteile, sowie unkontrolliert in die Streamerrohrkammer eingedrungene Substanzen (z.B. Wasserdampf) abtransportiert und durch unverbrauchtes Gasgemisch ersetzt.

Für die Gasversorgung der Streamerrohrkammern wurde das in 4.6.1 beschriebene Gassystem verwendet.

#### 4.6.1 Das Gassystem

Die Abbildung 4.8 zeigt schematisch das zur Gasversorgung der Streamerrohrkammern verwendete Gassystem. Das Gassystem hatte zwei Eingänge, sodaß zwei Gasflaschen angeschlossen werden konnten, um ihren Inhalt geregelt zu mischen. Für das Dreiergasgemisch (2,5% Argon, 10% Isobutan, 87,5% Kohlendioxid) wurden Argon und Kohlendioxid schon als fertiges Gemisch in einer Gasflasche abgefüllt, verwendet. Das Isobutan wurde dann mit Hilfe des Gassystems dazugemischt. Da Isobutan mit Luft zusammen ein explosives Gasgemisch bilden kann, wurde unter dem Versuchsaufbau, der in einer Gaswanne aus Aluminium stand, Gassensoren für Isobutan ausgelegt. Bei Gasalarm wurde automatisch das Eingangsventil des Isobutan-zweiges geschlossen und über ein Relais die gesamte Elektronik des Versuchs abgeschaltet. Die Gasdurchflussmengen wurden eingestellt und kontrolliert durch kontinuierlich regelbare Nadelventile und nachgeschalteten mechanischen Durchflussmessern. Die Dreiwegeventile, die den Durchflussmessern folgen, lenkten den jeweiligen Gasstrom durch einen Mixer zur Durchmischung der verschiedenen Gaskomponenten, zum Ausgang des Gassystems oder zu einem Eichanschluß, an dem ein geeichter Meßzylinder zur Eichung der Durchflussmesser angeschlossen werden konnte.

Nachdem der Gasstrom den Mixer passiert hatte, gelangte er zu den Verteilern A und/oder B (Abbildung 4.9) je nach Stellung der entsprechenden Dreiwegeventile oder bei Überdruck durch ein Sicherheitsventil und einem Durchflussmesser ins Freie. Die Verteiler A und B bestehen aus je fünf

Anschlußpaaren für die Streamerrohrkammern. Durch ein Dreiwegeventil kann zur Kontrolle des Gasflusses ein mit Öl gefüllter Glasbehälter in den Ausgangsgasstrom der Streamerrohrkammern geschaltet werden.

#### 4.6.2 Die Eichung der Durchflußmesser

Die beiden Durchflußmesser der Mischgaszweige wurden für die entsprechenden Gase, deren Durchflußmengen sie anzeigen sollten, geeicht. Dazu wurde ein geeichter Glaszylinder benutzt, den ein freibeweglicher Kolben mit einem Quecksilberring nach oben abschloß. Der Glaszylinder wurde durch einen Schlauch mit dem Eichanschluß des Gassystems verbunden. Dann wurden für verschiedene Einstellungen der Durchflußmesser die Zeit gemessen, die nötig war, um ein bestimmtes Volumen des Glaszylinders mit dem Gas bzw Gasgemisch zu füllen. Zwei Lichtschranken lieferten beim Durchgang des Kolbens das Start- bzw Stoppsignal für die elektronische Uhr. Der Quotient aus dem Volumen des Glaszylinders und der gestoppten Zeit ergibt die Durchflußmenge für die entsprechende Einstellung des Durchflußmesser

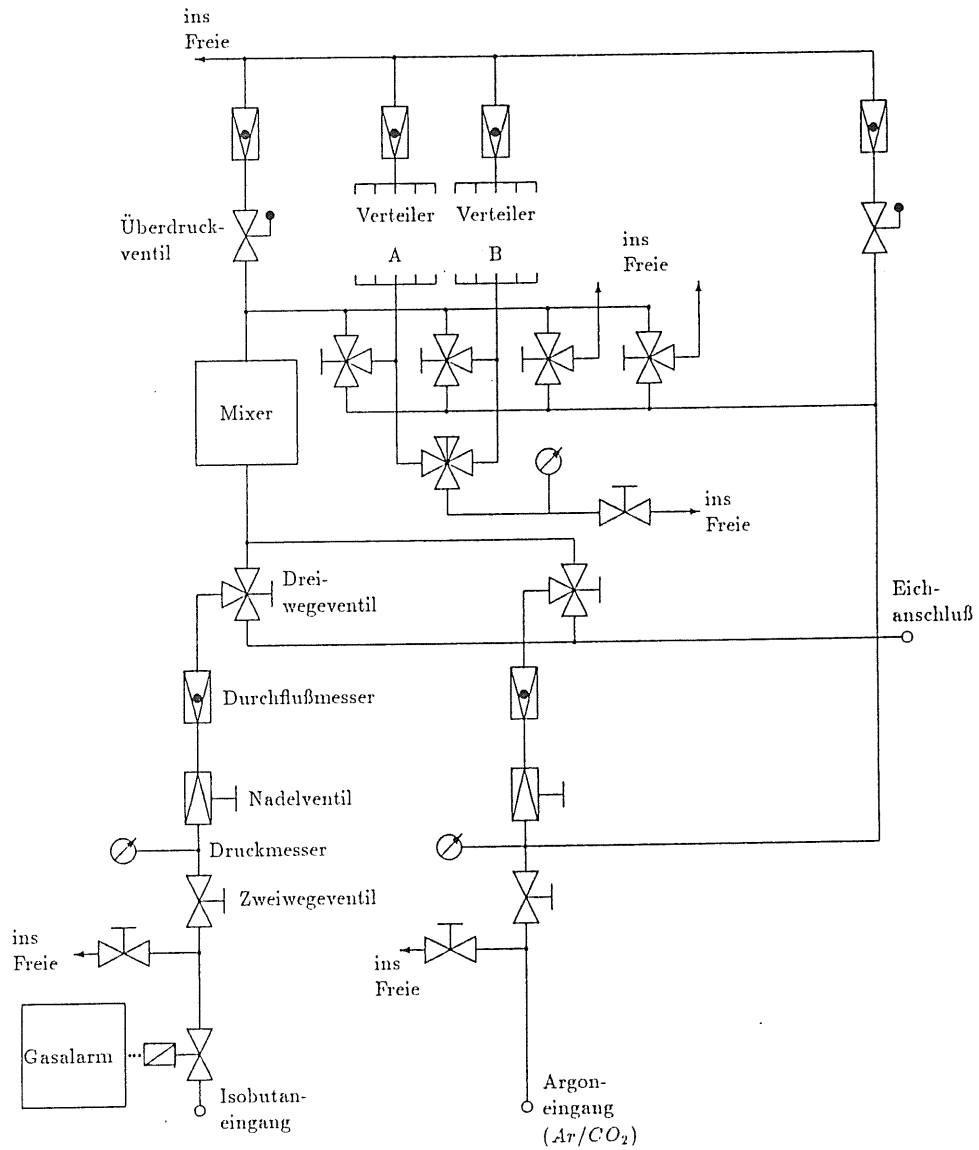


Abbildung 4.8: Schema des Gasversorgungssystems für die Streamerrohrkammern. Am Verteiler A und B können jeweils 5 Streamerrohrkammern angeschlossen werden.

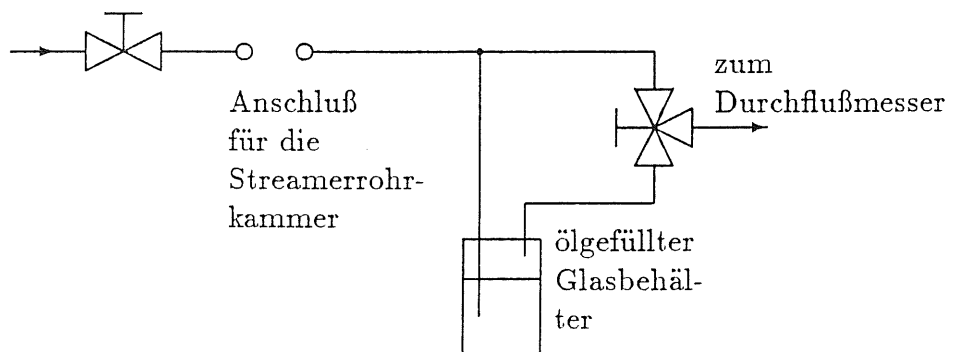


Abbildung 4.9: Schema eines Anschlusses von insgesamt 5 Anschlüssen je Verteiler des Gasversorgungssystems.

# Kapitel 5

## Versuchsaufbau für Messungen an H1-Streamerrohrkammern

Nachdem die ersten H1-Streamerrohrkammern zur Verfügung standen, wurden die Voruntersuchungen an der deckellosten Streamerrohrkammer beendet. Für die Untersuchungen an den H1-Streamerrohrkammern wurden schnelle Analog-Digital-Wandler verwendet. Sie ermöglichen eine umfangreichere Diagnostik als der Vielkanalanalysator. Mit Hilfe der schnellen Analog-Digital-Wandler konnte die Form der Streamerrohrkammerpulse digitalisiert und dann für spätere Auswertungen auf Magnetband gespeichert werden (Näheres in Abschnitt 5.4).

### 5.1 Aufbau der H1-Streamerrohrkammern

Die H1-Streamerrohrkammern bestehen aus Luranyl, genau wie die in 4.1 beschriebene deckelloste Streamerrohrkammer. Auch die Maße der Profile der verwendeten H1-Streamerrohrkammern und der deckellosten Streamerrohrkammer sind gleich: Die Profile sind 120 cm lang, und jede Profizelle hat einen Querschnitt von  $9 \times 9 \text{ mm}^2$ . Die Wandstärke der Profizellen beträgt 1 mm. Die Graphitschicht der H1-Streamerrohrkammern hat jedoch einen anderen Oberflächenwiderstand, er liegt bei  $1 \text{ k}\Omega/\text{Fläche}$ . Ein weiterer wichtiger Unterschied zwischen den H1-Streamerrohrkammern und der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Streamerrohrkammer ist der Deckel, mit dem jeweils ein Profil der H1-Streamerrohrkammern abgedeckt wird. Der Deckel ist ein etwa 1 mm dicker Streifen aus Luranyl, der die gleiche Breite und Länge hat wie das Profil. Auf der Innenseite ist der Deckel mit einer Graphitschicht bedeckt, die einen Oberflächenwiderstand von etwa  $1 \text{ M}\Omega/\text{Fläche}$  hat. Die Graphitbeschichtung des Deckels ist hochohmig, um auf dieser Seite der Streamerrohrkammer durch die schon erwähnten äußeren Kupferelektroden die Auslese der Streamerrohrkammerpulse zu ermöglichen. Die Drähte der Streamerrohrkammer sind aus einer Cu-Be-

Legierung und mit  $1,8 N$  gespannt. Sie haben einen Durchmesser von  $100 \mu m$ . An den Enden sind sie auf einer Platine festgelötet und durch Zentrierstücke werden sie in der Mitte ihrer Profilzelle gehalten.

Je zwei Profile mit Deckel befinden sich in einer Luranylbox (Abbildung 5.1), die an den Enden mit Endflansche gasdicht verschweißt ist. Der Endflansch an der Vorderseite ist mit zwei kleinen Metallrohren für den Gasein- und Gasauslaß, sowie mit zwei Hochspannungsverbindungen und zwei Achtfachsteckern für die insgesamt 16 Drähte der Doppelbox ausgestattet. Jeder Draht kann also einzeln ausgelesen werden im Gegensatz zu den Drähten der verwendeten deckellosen Streamerrohrkammer.

Für die Messungen mit den H1-Streamerrohrkammern wurden zwei der Doppelboxen parallel nebeneinander auf einer  $1 \text{ cm}$  dicken Aluminiumplatte geklebt. Bei den Messungen funktionierten allerdings nur die mittleren Profile.

Oben auf die Doppelboxen wurde eine  $102 \text{ cm}$  lange und  $41 \text{ cm}$  breite G10 (glasfaserverstärktes Epoxidharz) Platine geklebt. Die Platine ist von beiden Seiten mit Kupfer kaschiert. Die den Doppelboxen zugewandte Seite besteht aus  $16 \times 16 \text{ cm}^2$  großen kupferbeschichteten Feldern, den sogenannten Pads. Sie sind durch schmale Ausfräsungen voneinander getrennt. Auf der andere Seite der Platine ist die Kupferschicht zusammenhängend und liegt auf Erdpotential.

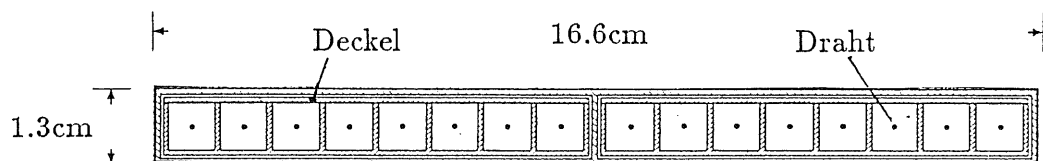


Abbildung 5.1: Querschnitt durch eine H1-Streamerrohrkammer aus Luranyl. Die Profile befinden sich mit den Deckeln in einer gasdichten Doppelbox.

## 5.2 Die Hochspannungsversorgung der H1-Streamerrohrkammern

Für die Hochspannungsversorgung der H1-Streamerrohrkammern wurde ein programmierbares, mit automatischer Stromüberwachung ausgerüstetes Hochspannungsnetzgerät verwendet.

Bei der deckellosen Streamerrohrkammer mußte die Kathode geerdet und

die Drähte an positiver Hochspannung angeschlossen werden (Abschnitt 4.2). Die H1-Streamerrohrkammern haben jedoch, wie schon erwähnt, einen graphitbeschichteten Deckel. Dadurch ist jeder Draht vollständig von der Kathode umschlossen. Es gibt keine nichtleitenden Flächen mehr, an denen sich während des Betriebes der Streamerrohrkammer Ladung ansammelt, ohne abfließen zu können. Deshalb ist es möglich die Drähte zu erden und die Kathode an negative Hochspannung anzuschließen, ohne die Funktion der Streamerrohrkammer durch eine ungünstige Feldverteilung zu beeinträchtigen. Im Vergleich zur deckellosen Streamerrohrkammer hat diese Verschiebung der Hochspannungspotentiale von Draht und Kathode den Vorteil, daß der geerdete Draht direkt an die Ausleseelektronik angeschlossen werden kann. Man braucht keinen Entkopplungskondensator zwischen Draht und Ausleseelektronik zu schalten, wie bei der deckellosen Streamerrohrkammer.

### 5.3 Anordnung der Szintillatoren

Genau wie bei der deckellosen Streamerrohrkammer wurde für die Untersuchungen an den H1-Streamerrohrkammern ausschließlich kosmische Strahlung genutzt. Es wurde jedoch eine andere Anordnung der Szintillatoren zum Starten der Ausleseelektronik verwendet. In Abbildung 5.2 und 5.3 ist die Anordnung der Szintillatoren im Querschnitt bzw. Längsschnitt dargestellt. Die drei Szintillatoren wurden über Lichtleiter durch Sekundärelektronenvervielfacher ausgelesen. In einem Abstand von 84 cm über den beiden Doppelboxen befand sich ein Szintillator mit der Fläche  $14 \times 17 \text{ cm}^2$  und mit einer Dicke von 0,5 cm. Er zwar senkrecht über Kupferelektrode 4 (Abbildung 5.4) angebracht. Darunter 10 cm über den Doppelboxen war ein 50 cm langer, 10 cm breiter und 0,5 cm dicker Szintillator über den Profilen 2 und 3 befestigt. Anders als bei den Messungen mit der deckellosen Streamerrohrkammer wurde für die Messungen mit den H1-Streamerrohrkammern nur minimalionisierende Teilchen genutzt. Dazu lag zwischen den Doppelboxen und dem dritten, dem unteren Szintillator, eine Schicht aus 5 cm dicken Bleiziegeln. Der untere Szintillator war 70 cm lang, 24 cm breit und 1 cm dick. Die Koinzidenz aus den Signalen der drei Szintillatoren und einem zusätzlichem Startsignal (Abschnitt 5.4.2) löste bei einem Teilchendurchgang die Messung aus.

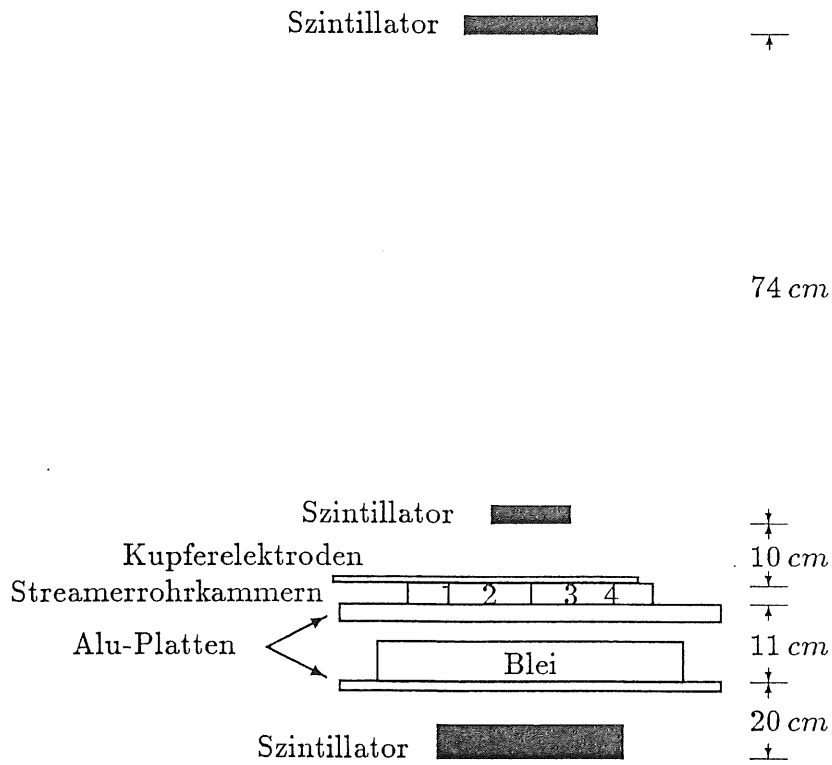


Abbildung 5.2: Querschnitt der Detektoranordnung. Es funktionierten nur Profil 2 und 3.

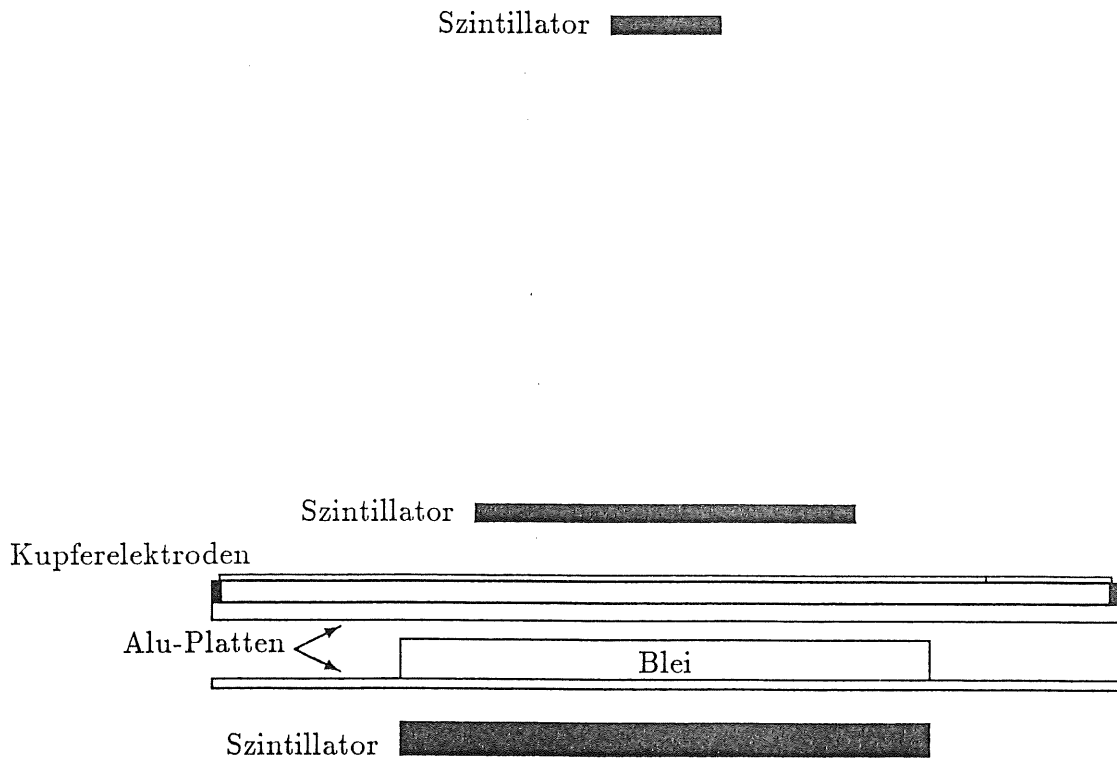


Abbildung 5.3: Längsschnitt der Detektoranordnung.

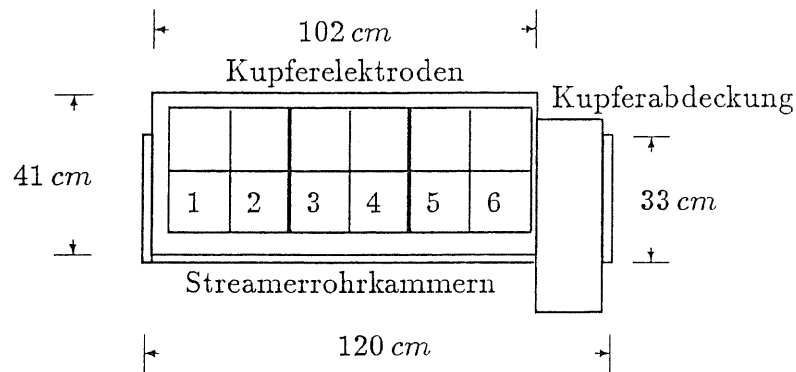


Abbildung 5.4: Position der Kupferelektroden auf den H1-Streamerrohrkammern.

## 5.4 Ausleseelektronik und Datennahme für die H1-Streamerrohrkammern

Das Kernstück der Ausleseelektronik sind die schnellen Analog-Digital-Wandler. Sie werden kurz FADC genannt (Flash-Analog-Digital-Converter). Mit ihnen wurden die Pulse der Streamerrohrkammern aufgenommen. Die FADC's werden in 5.4.1 näher beschrieben, Anpassung und Funktionsweise werden in 5.4.2 erläutert und in 5.4.3 wird auf die Datennahme näher eingegangen.

### 5.4.1 FADC (DL101)

Der FADC ermittelt für ein Zeitintervall von  $2,56 \mu\text{sec}$  nach dem Auslösesignal durch die Szintillatoren alle  $10 \text{ nsec}$  den aktuellen Spannungswert, der an seinem Eingang anliegt und zwar in diskreten Schritten. Die Empfindlichkeit der verwendeten FADC's beträgt  $1 \text{ mV/Schritt}$ . Durch eine Eichung der benutzten FADC's wurde die Empfindlichkeit noch genauer bestimmt.

Die gemessene Spannung wird jeweils als siebenstellige Binärzahl gespeichert. Die ersten sechs Stellen der Binärzahl entsprechen dem Spannungswert und die siebte Stelle zeigt gegebenenfalls einen Überlauf an. Die FADC's umfassen damit ein Meßbereich von  $0 \text{ mV}$  bis  $63 \text{ mV} + \text{Überlaufanzeige}$ . Der tatsächliche Meßbereich der benutzten FADC's wird jedoch noch verkleinert um den Wert eines Gleichspannungsanteil (Pedestal), der dem zu analysierenden Signal überlagert wird. Dieser Gleichspannungsanteil dient dazu, den tatsächlichen Nullpunkt der Spannungsmessung des FADC zu definieren. Würde man auf den Gleichspannungsanteil verzichten, könnte man eine Nullpunktverschiebung durch Überlagerung des zu analysierenden Signals mit einem Störsignal entgegengesetzter Polarität nicht erkennen.



## 5.4.2 Funktionsweise der Ausleseelektronik

Die Abbildung 5.5 zeigt das Blockschaltbild der Ausleseelektronik für die Drähte der H1-Streamerrohrkammern.

Die verwendeten FADC's bieten die Möglichkeit vom Rechner aus durch einen standardisierten Befehl ein Signal an einen dafür vorgesehenen Ausgang des FADC zu erzeugen. Diese wurde genutzt, um die Ausleseelektronik vom Rechner aus zu starten bzw. zu stoppen. Das Start- bzw. Stoppsignal des entsprechenden FADC wurde zur Signalnormierung auf je einen Diskriminator gegeben, um dann mit dem Ausgangssignal des jeweiligen Diskriminators die Torschaltung zu starten bzw. zu stoppen. Zwischen dem Start- und Stoppsignal lag am Ausgang der Torschaltung ein

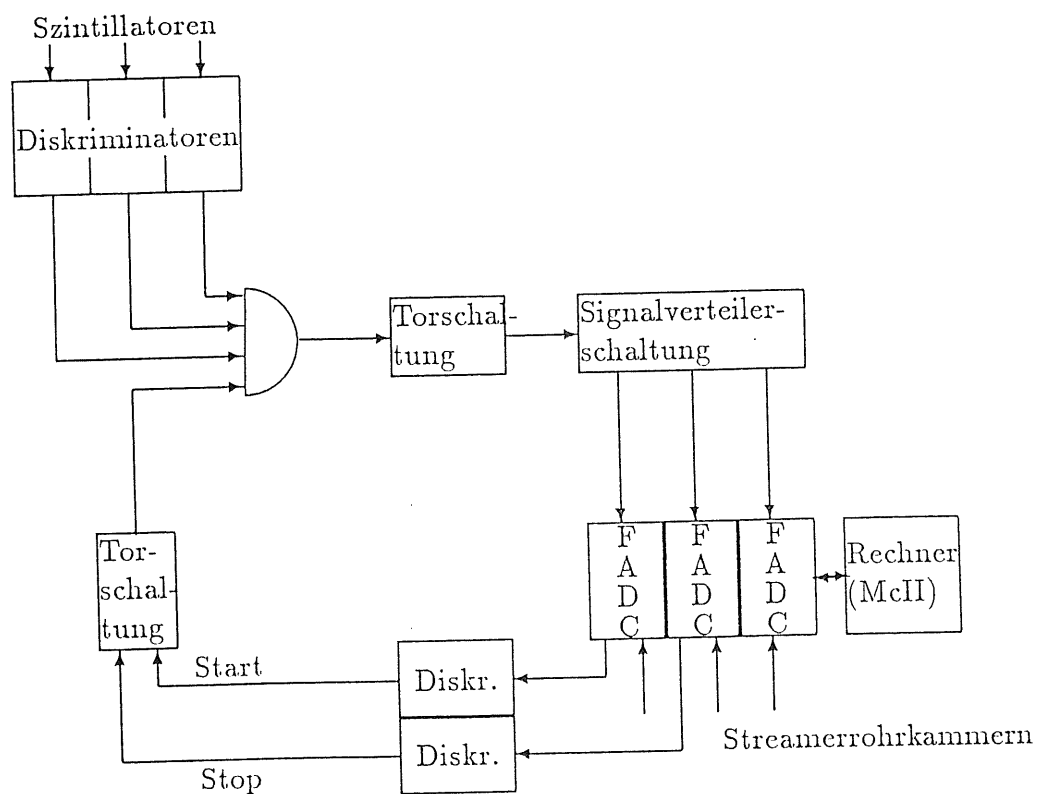


Abbildung 5.5: Blockschaltbild der Ausleseelektronik der H1-Streamerrohrkammern.

Rechtecksignal an. Das Ausgangssignal der Torschaltung wurde gemeinsam mit den Ausgangssignalen der Diskriminatoren auf eine Koinzidenzschaltung gegeben. Die wiederum startete eine zweite Torschaltung, die ein Rechtecksignal von  $3 \mu\text{sec}$  Dauer an ihrem Ausgang erzeugte. Über eine Signalverteilerschaltung wurde das Rechtecksignal den einzelnen FADC's zugeführt.

Die Abbildung 5.6 zeigt die Anpassung der Streamerrohrkammerdrähte

an die FADC's. Die Streamerrohrkammerdrähte wurden über einen Spannungsteiler (Widerständen  $R_1$  und  $R_2$ ), einen Transformator mit Übersetzungsverhältnis 1:1 und ein paarweise verdrilltes Kabel mit den FADC's verbunden.

Mit dem Spannungsteiler wurden einerseits die unterschiedlichen Impedanzen von Streamerrohrkammer und FADC einander angepaßt. Die H1-Streamerrohrkammern haben eine Impedanz von  $270 \Omega$ , die benutzten FADC's vom Typ DL101 haben dagegen nur  $100 \Omega$  Impedanz.

Andererseits wurde mit dem Spannungsteiler der Meßbereich ( $0-63 mV$ ) der FADC's erweitert, um die hochspannungsabhängige Pulshöhenverteilung der Streamerrohrkammern bei verschiedenen Hochspannungen aufnehmen zu können.

Durch die Meßbereichserweiterung muß man allerdings eine Vergrößerung der FADC-Auflösung in Kauf nehmen. Die ursprüngliche Empfindlichkeit von  $1 mV/Schritt$  wird um den Faktor  $f$  verändert ( $f \times 1 mV/Schritt$ ). Die nachfolgende Tabelle zeigt die Widerstandswerte der verwendeten Spannungsteiler und die entsprechenden Faktoren der Meßbereichserweiterung.

$R_1[\Omega]$	$R_2[\Omega]$	Faktor $f$
160	$\infty$	2,60
200	150	4,33
220	82	5,88
240	39	9,55

Mit den FADC's konnten nur positive Spannungspulse aufgenommen werden. Die Streamerrohrkammerdrähte geben jedoch negative Spannungspulse ab. Mit Hilfe des Transformators wurden die negativen Spannungspulse in positive Spannungspulse umgewandelt.

Zur Abschirmung gegen äußere elektromagnetische Strahlung (z.B. Radiosender) wurde als Leitungsverbindung vom Transformator zum FADC paarweise verdrilltes Kabel benutzt. Das paarweise verdrillte Kabel hatte eine Länge von  $30,5 m$ . Damit wurden die Streamerrohrkammerpulse so verzögert, daß das Auslösesignal der Szintillatoren für die Messung den FADC immer vor dem entsprechenden Streamerrohrkammerpuls erreichte.

### 5.4.3 Datennahme

Für die Steuerung und Auslese der FADC's wurde ein Rechner (McIntosh II) benutzt. Die vom FADC aufgenommenen Daten wurden zunächst auf der internen Festplatte des Rechners gespeichert und dann mit Hilfe von Disketten auf die IBM-Rechneranlage zur Auswertung übertragen.

Ein FADC liefert bei einem Ereignis pro Draht eine maximale Datenmenge

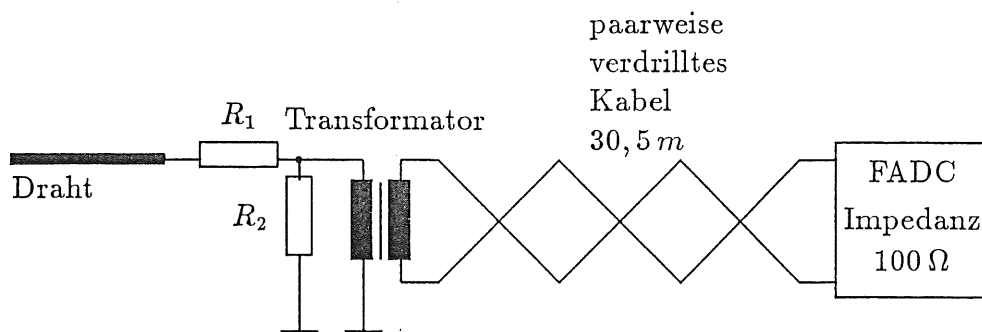


Abbildung 5.6: Anpassung der Streamerrohrkammerdrähte an die FADC's am Beispiel eines Drahtes

von 2 *kByte* (8 Bit  $\times$  256 Meßpunkte). Bei umfangreichen Messungen entsteht also sehr schnell eine große Datenmenge, für die dann ein entsprechend großer Speicherplatz benötigt wird. Für die Datenreduktion gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten:

- Statische Datenreduktion: Es werden nicht alle 256 Meßpunkte des FADC ausgelesen, sondern eine von vornherein festgelegte Anzahl von Meßpunkten wird ausgelesen und gespeichert.
- Dynamische Datenreduktion: Die Daten des FADC werden sofort nach der Auslese ausgewertet. Das heißt, noch bevor die Daten gespeichert werden, findet eine Datenselektion statt. Der Umfang der gespeicherten Daten wird dem Informationsgehalt jedes Ereignisses individuell angepaßt.

Die dynamische Datenreduktion liefert das bessere Verhältnis zwischen Informationsgehalt und Speicherplatz, besonders in Hinsicht auf die zu erwartenden Mehrfachpulse (Abschnitt 7.5) der Streamerrohrkammer.

Bei der statischen Datenreduktion werden entweder die Mehrfachpulse nicht vollständig aufgenommen, weil die Zahl der ausgelesenen FADC-Meßpunkte an die sehr viel häufiger auftretenden und kürzeren Einzelpulse angepaßt wird, oder aber die Zahl der auszulesenden FADC-Meßpunkte wird so groß gewählt, daß auch Mehrfachpulse vollständig ausgelesen werden. Da jedoch die Mehrzahl der Ereignisse Einzelpulse sind, wäre viel Speicherplatz mit nichtrelevanten FADC-Meßpunkten belegt.

Verwendet wurde dann schließlich eine Kombination aus beiden Methoden mit Schwerpunkt auf dynamischer Datenreduktion. Dazu wurde ein Algorithmus zur Pulserkennung genutzt, der von C.Kleinwort [CKL84] ursprünglich für die Pulsauslese der Vertexkammer des JADE-Detektors entwickelt wurde. Die Anzahl der auszulesenden FADC-Meßpunkte wurde auf maximal 80 begrenzt.

# Kapitel 6

## Auswertung und Ergebnisse (deckellose Streamerrohrkammer)

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Voruntersuchungen mit der deckellosen Streamerrohrkammer dargestellt. Mit Hilfe eines Vielkanalanalysators wurden durch elektronische Auslese der Anodendrähte der deckellosen Streamerrohrkammer Ladungs- und Driftzeitverteilungen mit je 10.000 Ereignissen bei verschiedenen Hochspannungen aufgenommen. Die Integrationsdauer des QVT betrug für alle Messungen 400 *nsec*. Der Druck im Gassystem lag während der Messungen zwischen 1000 und 1019 mbar abhängig vom Luftdruck. Die relativen Standardabweichungen, die in diesem Kapitel und in Kapitel 7 erwähnt werden, wurden auf folgende Weise berechnet:

$$S_{rel} = \frac{1}{x_m} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x_m)^2}{n - 1}} \quad (6.1)$$

$S_{rel}$  = relative Standardabweichung;  $x_i$  = Meßwert der entsprechenden physikalischen Größe;  $x_m$  = Mittelwert der entsprechenden physikalischen Größe;  $n$  = Anzahl der Meßwerte

### 6.1 Die Ladungsverteilungen der Streamerrohrkammerpulse

Die Ladungsverteilungen mit der Standardgasmischung wurden für eine Hochspannung von maximal 5000 Volt gemessen. Mit der Dreiergasmischung wurde über 4700 Volt nicht hinausgegangen, um eine Beschädigung der Streamerrohrkammer nicht zu riskieren. Bei höheren Spannungen zeigte die Streamerrohrkammer mit der Dreiergasmischung heftiges Nachpulsen.

Da noch keine genaueren Erfahrungen mit der verwendeten Streamerrohrkammer vorhanden waren, z.B. bei welchen Hochspannungen die Streamerrohrkammer im Streamerbereich arbeitet, wurde bei relativ niedrigen Hochspannungen die erste Ladungsverteilung aufgenommen. Durch schrittweises Erhöhen der Hochspannung wurde anhand der Ladungsverteilungen im Übergangsbereich vom Proportional- zum Streamerbereich und durch Beobachtung der Streamerrohrkammersignale auf dem Bildschirm eines Elektronenstrahloszilloskops der Streamerbereich identifiziert. Zur Untersuchung des Übergangsbereiches wurde das Argon/Isobutan Verhältnis variiert (Argon/Isobutan 1:2, 1:3 und 1:4).

Die Abbildungen 6.1, 6.2, 6.3 und 6.4 zeigen die nach Gasmischung und zunehmender Hochspannung geordneten Ladungsverteilungen der deckelloren Streamerrohrkammer. Die jeweils drei Histogramme pro Gasmischung zeigen den Übergangsbereich vom Proportional- zum Streamerbereich. Im Übergangsbereich entstehen in der Streamerrohrkammer sowohl Proportionalpulse, als auch Streamerpulse. Deutlicher als bei der Standardgasmischung ist der Übergangsbereich bei der Gasmischung Argon/Isobutan im Verhältnis 1:2 zu erkennen (Abbildung 6.1), er beginnt etwa bei 4200 Volt. Die Ladungsverteilung bei 4300 Volt zeigt deutlich zwei getrennte Maxima, das erste gehört zum Proportionalbereich, das zweite zum Streamerbereich. Die Ladungsverteilungen der Gasmischung Argon/Isobutan im Verhältnis 1:4 lassen dagegen keinen diskreten Übergang vom Proportionalbereich zum Streamerbereich erkennen. Mit zunehmendem Löschgaseanteil nähern sich die Ladungsverteilungen der Proportionalpulse und der Streamerpulse im Übergangsbereich an. Dadurch sind in den Ladungsverteilungen des Übergangsbereichs, die eine Überlagerung der Ladungsverteilungen von Proportional- und Streamerpulse darstellen, die ursprünglichen Einzelverteilungen der beiden verschiedenen Gasverstärkungsarten nicht mehr zu erkennen.

Die Dreiergasmischung zeigt dagegen deutlich den Übergangsbereich vom Proportional- zum Streamerbereich, beginnend bei 4400 Volt (Abbildung 6.4). Vergleicht man sie mit den drei Argon/Isobutan Gasmischungen, so zeigt sie im Übergangsbereich ein Verhalten, wie eine Argon/Isobutan-Gasmischung mit einem geringeren Löschgaseanteil.

Mit zunehmendem Löschgaseanteil beginnt der Übergangsbereich erst bei größeren Hochspannungen. Außerdem ist aus den Ladungsverteilungen im Übergangsbereich zu sehen, daß die Ladungsverteilung von Proportional- und Streamerpulse mit zunehmendem Löschgaseanteil "zusammenwachsen". Die Ladungsverteilung der Proportionalpulse verschiebt sich mit zunehmendem Löschgaseanteil zu höheren Ladungswerten hin, während die Ladungsverteilung der Streamerpulse sich kaum verschiebt. Dieses Verhalten kann man auf folgende Weise erklären:

Das Löschgase hat durch sein Absorptionsvermögen für ultraviolette Photonen einen wesentlichen Einfluß auf die Streamerentwicklung, da die Photoionisation eine wichtigen Rolle bei der Streamerentwicklung spielt (Ab-

schnitt 3.2). Der Einfluß auf den Proportionalbereich ist geringer, da die Proportionalpulse im wesentlichen durch den Townsendmechanismus und nicht durch Photoionisation entstehen. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei Erreichen der kritischen Ladung auch tatsächlich der Streamermechanismus ausgelöst wird, wird mit zunehmendem Löschgasanteil kleiner. Wenn die kritische Ladung erreicht ist, wird zwar im Inneren der Primärlawine das elektrische Feld abgeschirmt, sodaß es zu Rekombinationen kommen kann, aber mit zunehmendem Löschgasanteil wird die Reichweite der Photonen eingeschränkt. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Photonen im geeigneten Abstand der Primärlawine Photoelektronen erzeugen, wird geringer. Die Primärlawine vergrößert sich dann weiter durch den Townsendmechanismus und nicht durch den Streamermechanismus. Wegen des Raumladungseffekts (Abschnitt 3.1), verursacht durch die Ionen, entstehen Pulse begrenzter Proportionalität. Dadurch verschiebt sich die Ladungsverteilung der Proportionalpulse mit steigendem Löschgasanteil zu größeren Ladungswerten hin, während die Ladungsbildung des Streamermechanismus mit steigendem Löschgasanteil eingeschränkt wird. Die Ladungsverteilung von Proportional- und Streamerpulsen nähern sich auf diese Weise im Übergangsbereich an und der Übergangsbereich verschiebt sich zu größeren Hochspannungen hin.

In Abbildung 6.5 sind die Mittelwerte der gemessenen Ladungsverteilungen für die Standardgasmischung und die Dreiergasmischung dargestellt. Die Standardabweichungen der Mittelwerte sind kleiner als die verwendeten Symbole. Die mittlere Ladung in der Dreiergasmischung ist bis zu 2,6 mal höher (bei 4700 Volt) als in der Standardgasmischung.

Die relative Standardabweichung der Verteilung bei 4700 Volt beträgt für die Dreiergasmischung 0,99 und für die Standardgasmischung 1,22. Es zeigt sich auch für die anderen gemeinsamen Meßpunkte, daß die relative Standardabweichung (Abbildung 6.6) der Ladungsverteilung bzgl. der Dreiergasmischung in Streamerbereich geringer ist als bzgl. der Standardgasmischung. Annähernd gleich sind die Mittelwerte und die relativen Standardabweichungen der Ladungsverteilungen von Standardgasmischung und der Dreiergasmischung, wenn man Meßpunkte mit einer Differenz von 200 bis 300 Volt betrachtet. Man braucht mit der Dreiergasmischung also eine geringere Betriebsspannung, um eine entsprechende mittlere Ladung wie mit der Standardgasmischung zu erhalten. Dann geht allerdings der Vorteil der geringeren relativen Breite der Ladungsverteilung verloren.

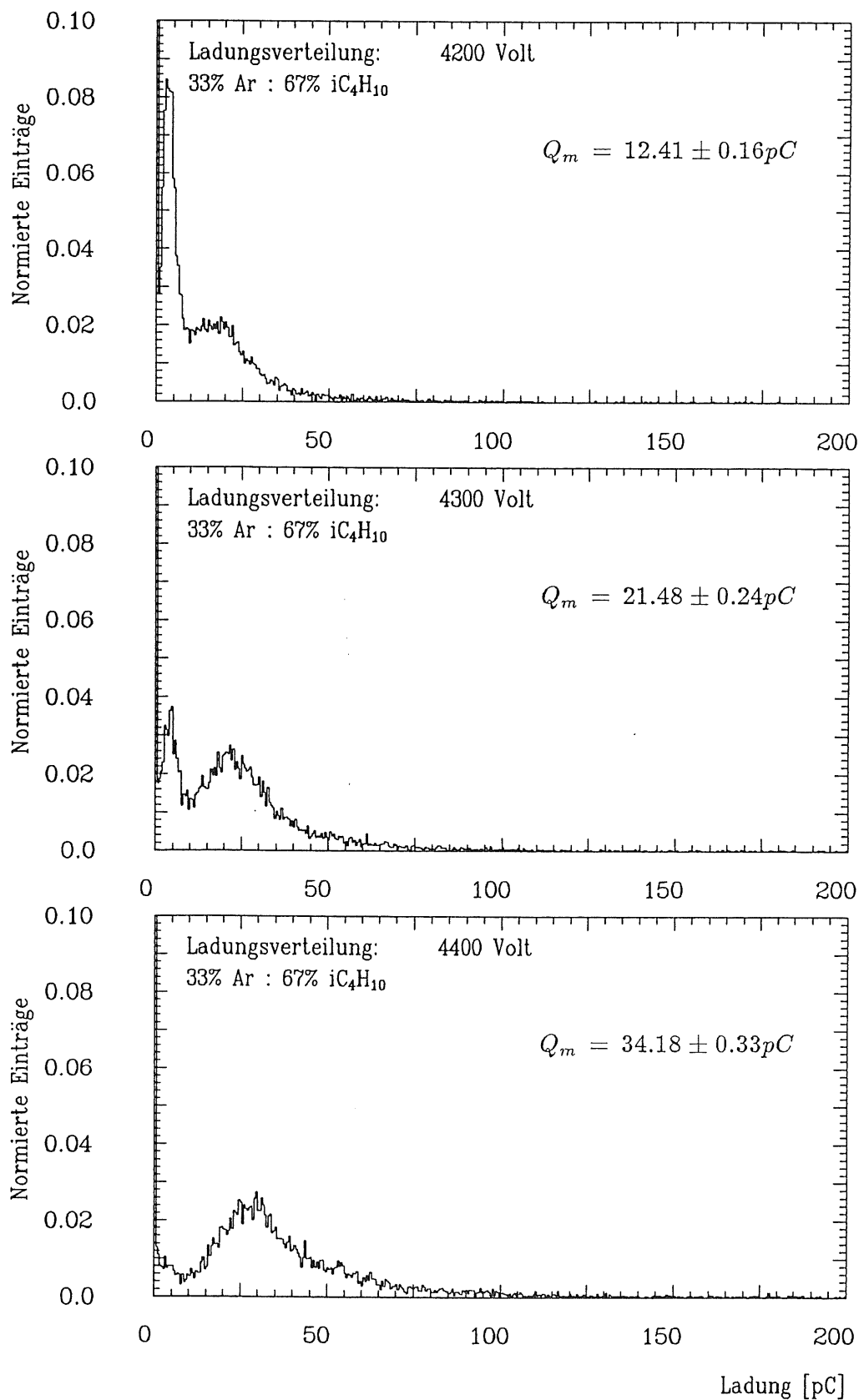


Abbildung 6.1: Ladungsverteilungen für Argon/Isobutan 1:2 ( $Q_m$  = Mittelwert der Ladungsverteilung).

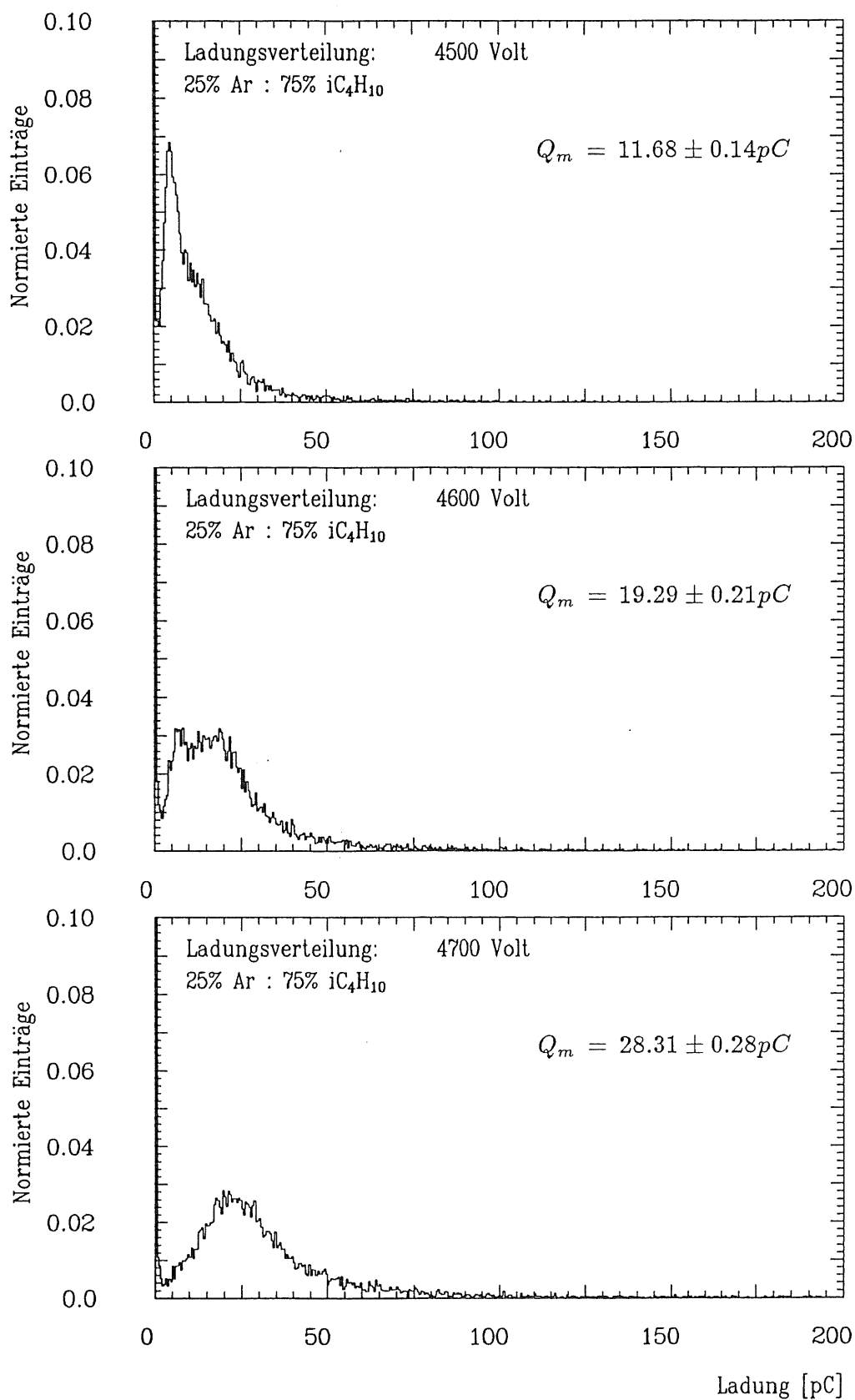


Abbildung 6.2: Ladungsverteilungen für Argon/Isobutan 1:3 (Standardgasmischung;  $Q_m$  = Mittelwert der Ladungsverteilung).



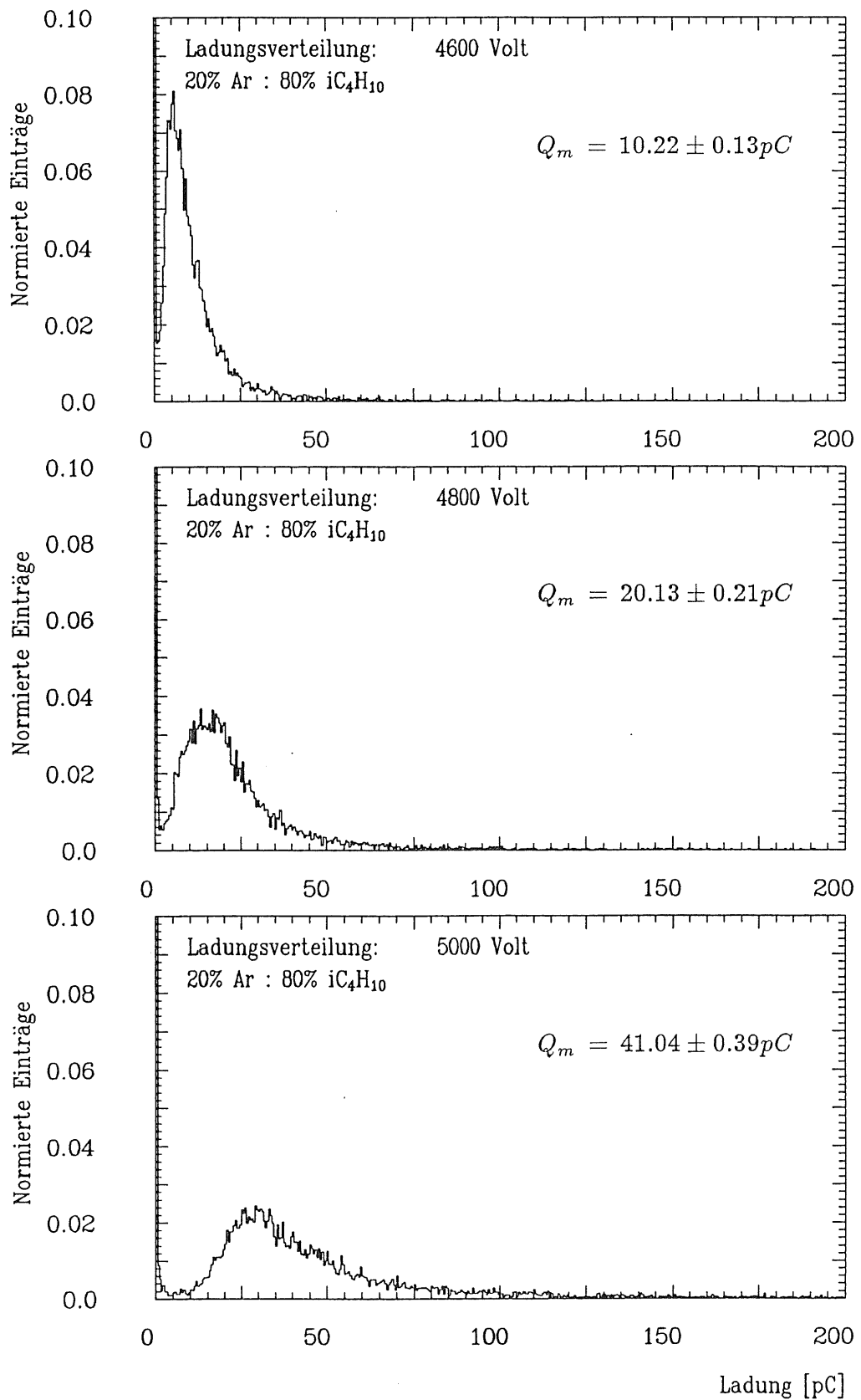


Abbildung 6.3: Ladungsverteilungen für Argon/Isobutan 1:4  
( $Q_m$  = Mittelwert der Ladungsverteilung).

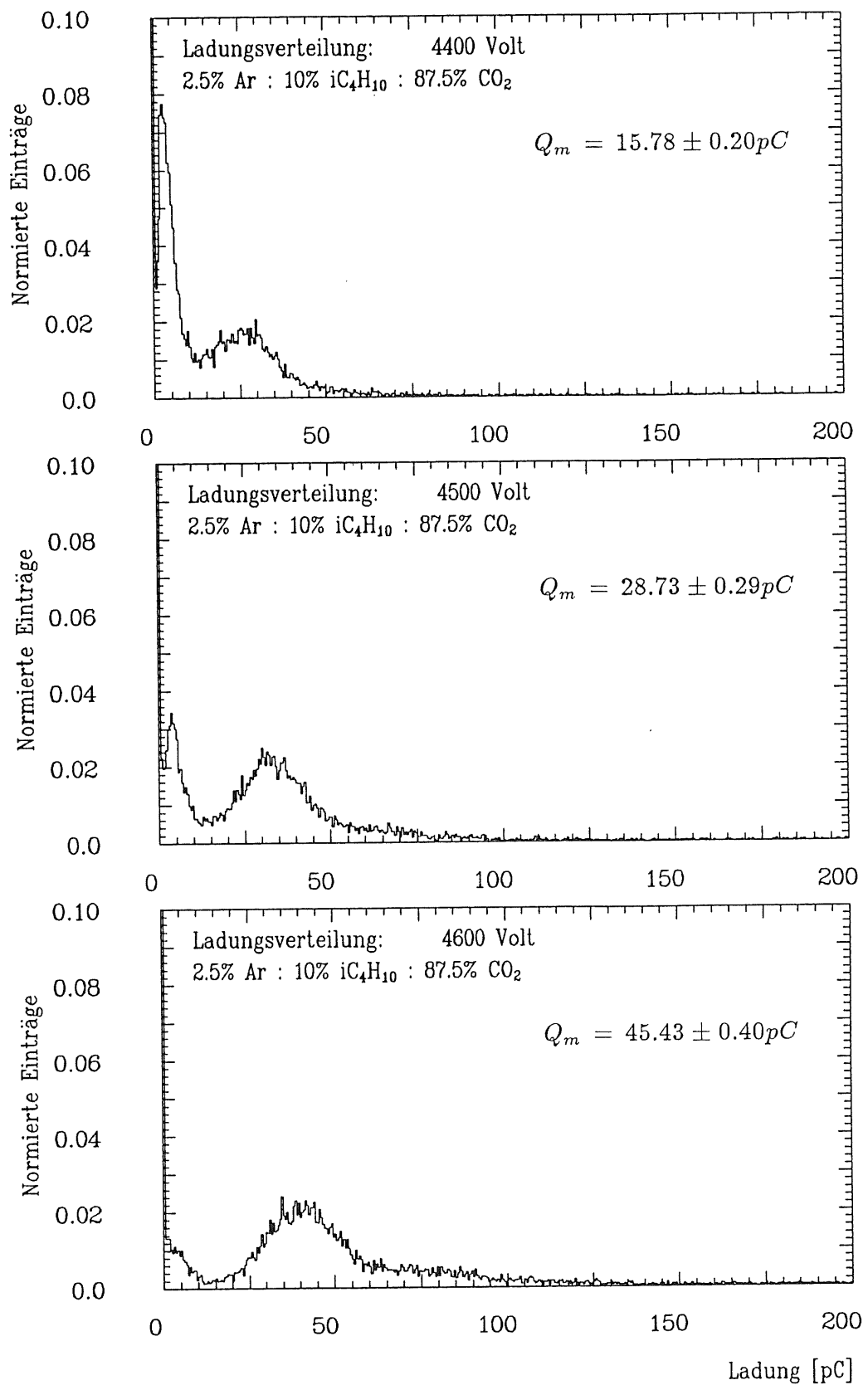


Abbildung 6.4: Ladungsverteilungen der Dreiergasmischung ( $Q_m$  = Mittelwert der Ladungsverteilung).

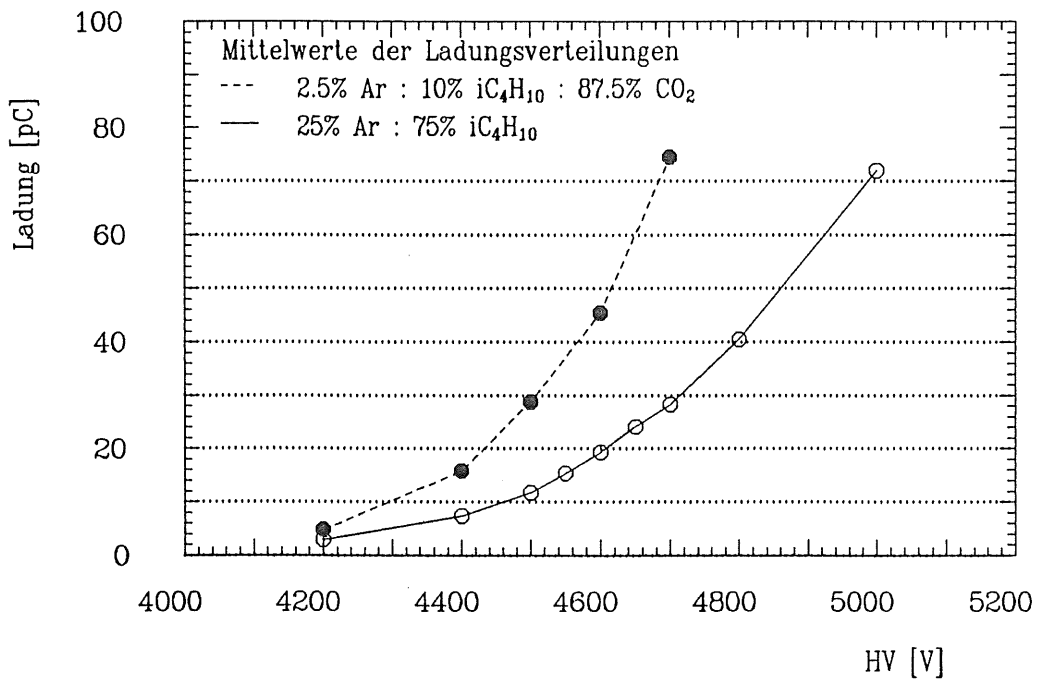


Abbildung 6.5: Mittelwerte der Ladungsverteilungen von Standardgasmischung und Dreiergasmischung.

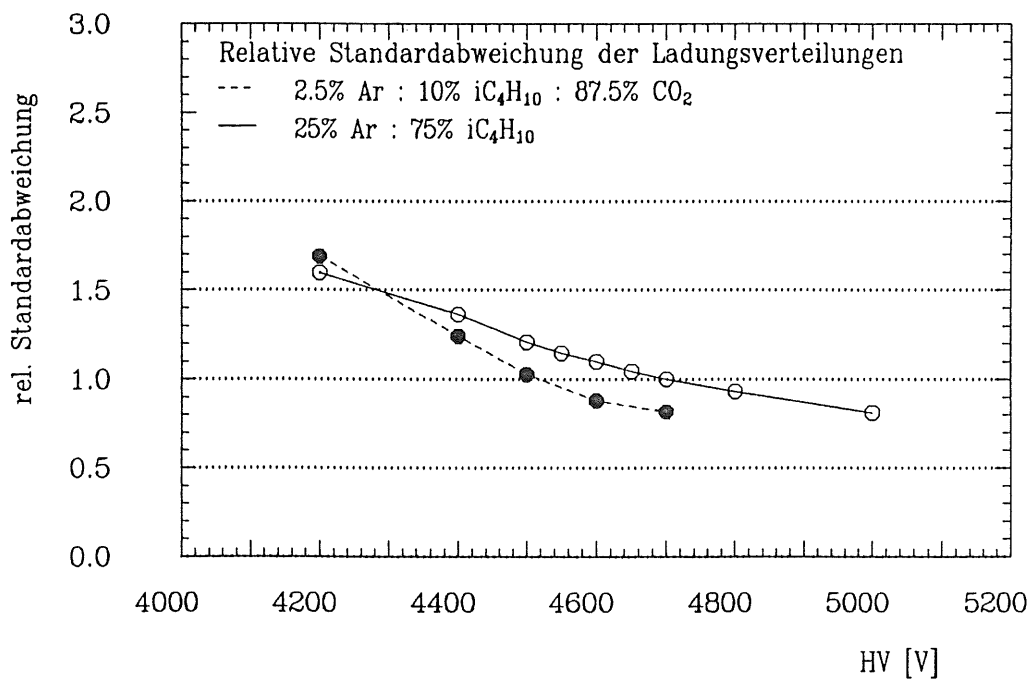


Abbildung 6.6: Relative Standardabweichungen der Ladungsverteilungen von Standardgasmischung und Dreiergasmischung .

## 6.2 Die Driftzeitverteilungen der Elektronen

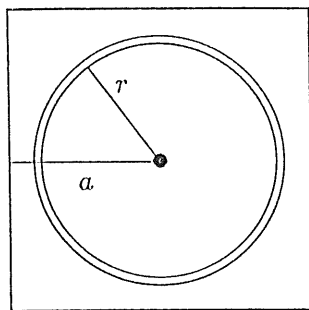
Um die Driftzeitverteilungen der Elektronen in der deckellosen Streamerrohrkammer zu bestimmen, wurden jeweils 10.000 Ereignisse mit dem QVT aufgenommen. Es wurde das Zeitintervall zwischen dem Eintreffen des Auslösesignals der Szintillatoren am QVT und dem Eintreffen des ersten Streamerrohrkammerpulses der 8 zusammengeschalteten Drähte gemessen. Der Zeitnullpunkt wurde definiert durch den Beginn des ersten QVT-Kanals, dessen Inhalt  $> 0$  war.

Zur Betrachtung der Geometrieabhängigkeit der Driftzeitverteilung wurde die Verteilung der senkrechten Strecken  $r$  zum Draht einer Profilzelle berechnet. Aus Symmetriegründen genügt es, den Querschnitt einer Profilzelle zu betrachten. Die Endpunkte dieser Strecken sind über die Querschnittsfläche gleichverteilt, sodaß man eine konstante Punktfächenverteilung erhält. Für Punkte, deren Abstand  $\leq a$  ( $2a =$  Zellendurchmesser) ist, legt man konzentrische Kreise um den Draht. Die Anzahl der Punkte mit einer Strecke  $r$  zum Draht ist dann proportional zur infinitesimalen Fläche ( $= 2\pi r dr$ ) einer Kreisschale (Abbildung 6.7a).

Für Strecken  $r > a$  werden konzentrische Kreisbögenausschnitte um den Draht gelegt. Die Ausschnitte werden durch die Ecken der Profilzellen begrenzt. Die infinitesimale Fläche eines solchen Kreisbögenausschnittes ist dann  $\alpha(r)r dr$  (Abbildung 6.7b).  $\alpha(r)$  ist der von der Strecke  $r > a$  abhängige Winkel des Kreisbögenausschnittes.

Auf diese Weise erhält man mit Hilfe von einfachen geometrischen Über-

a)



b)

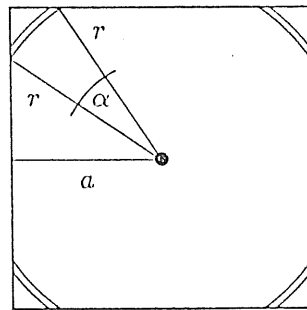


Abbildung 6.7: Querschnitte einer Profilzelle.

a) Die Anzahl der Punkte mit einer Strecke  $r \leq a$  zum Draht ist proportional zur infinitesimalen Fläche  $2\pi r dr$  der Kreisschale. b) Die Anzahl der Punkte mit einer Strecke  $r > a$  zum Draht ist proportional zur infinitesimalen Fläche  $4\alpha(r)r dr$  der Kreisbögenausschnitte.

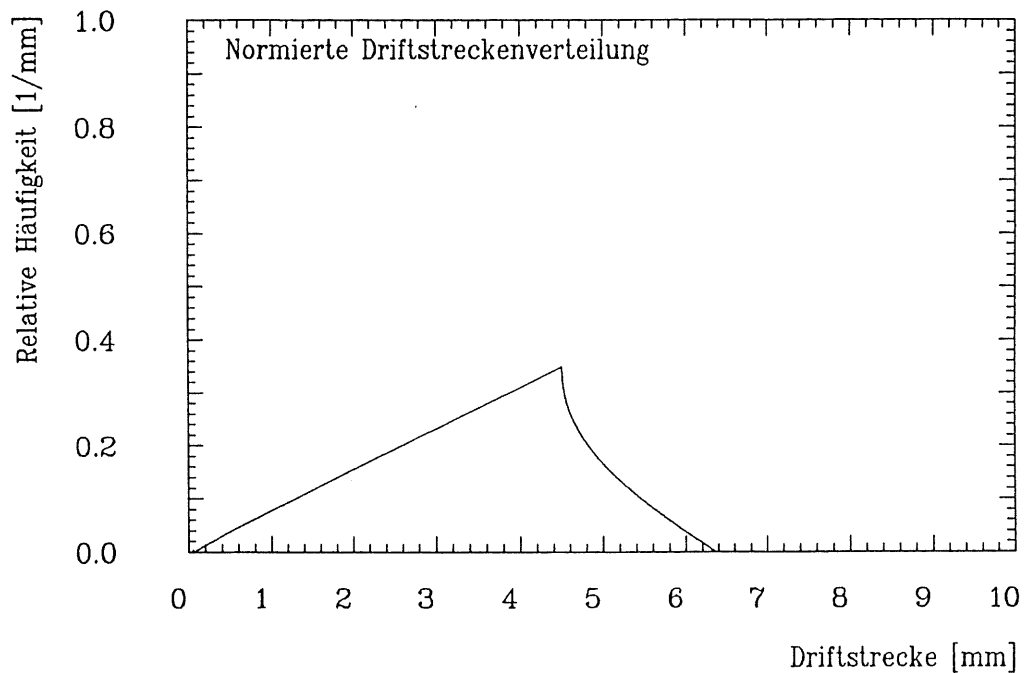


Abbildung 6.8: Verteilung der möglichen Driftstrecken in einer Profizelle.

legungen die Verteilung der senkrechten Strecken  $r$  vom Draht. Sie wird auf 1 normiert, indem man durch die Querschnittsfläche der Profizelle teilt:

$$\text{Für } \frac{d}{2} \leq r \leq a \quad f(r) dr = \frac{\pi}{2a^2} r dr \quad (6.2)$$

$$\text{Für } a < r \leq a\sqrt{2} \quad f(r) dr = \frac{2}{a^2} r \left( \frac{\pi}{4} - \arccos \frac{a}{r} \right) dr \quad (6.3)$$

mit  $d =$  Drahtdurchmesser  $a\sqrt{2} =$  maximale Strecke (Ecke  $\rightarrow$  Draht).

Da der Drahtdurchmesser klein gegen den Profizellendurchmesser ist, kann man näherungsweise das elektrische Feld als radialsymmetrisch zum Draht annehmen. Die Elektronen driften dann auf kürzestem Wege senkrecht auf den Draht zu. In diesem Fall entspricht die Verteilung  $f(r)$  (Abbildung 6.8) der Verteilung der möglichen Driftstrecken. Die Driftzeitverteilung ist dann eine Modifikation der Driftstreckenverteilung, in der die Verteilung der Teilchenspuren in der Streamerrohrkammer, sowie die von der elektrischen Feldstärke abhängige Driftgeschwindigkeit eingeht. Da das elektrische Feld in der Streamerrohrkammer inhomogen ist, also ortsabhängig, ist auch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen

im Gas der Streamerrohrkammer i.a. keine Konstante. Die funktionale Beziehung zwischen der Driftgeschwindigkeit der Elektronen und der elektrischen Feldstärke hängt vom verwendeten Gasgemisch ab.

Die Abbildung 6.9 zeigt die Driftzeitverteilungen der Elektronen in der Standardgasmischung. In den Driftzeitverteilungen ist noch die Geometrie der Profilzellen zu erkennen. Driftzeiten bis etwa  $70\text{--}80\text{ nsec}$  gehören zu Pulsen, die in einem Radius von der halben Breite einer Profilzelle um den Draht entstanden sind. Die Ausläufer ab etwa  $70\text{--}80\text{ nsec}$  entsprechen dann Pulsen, die ihren Ursprung in den Ecken einer Profilzelle hatten. Mit der Dreiergasmischung ergeben sich sehr weite Ausläufer zu langen Driftzeiten (Abbildung 6.10). Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der Dreiergasmischung scheint sehr stark mit der Feldstärke zu variieren. Die Abbildungen 6.11 und 6.12 zeigen die Mittelwerte bzw. die relativen Standardabweichungen der Driftzeitverteilungen. Die Elektronen haben im Mittel eine etwas längere Driftzeit in der Standardgasmischung als in der Dreiergasmischung. Die Driftzeitverteilungen der Elektronen in der Dreiergasmischung haben jedoch lange Ausläufer zu großen Driftzeiten hin. Dadurch ist die relative Standardabweichung der Driftzeitverteilungen bzgl. der Dreiergasmischung zwischen 50% und 100% größer als die der Standardgasmischung.

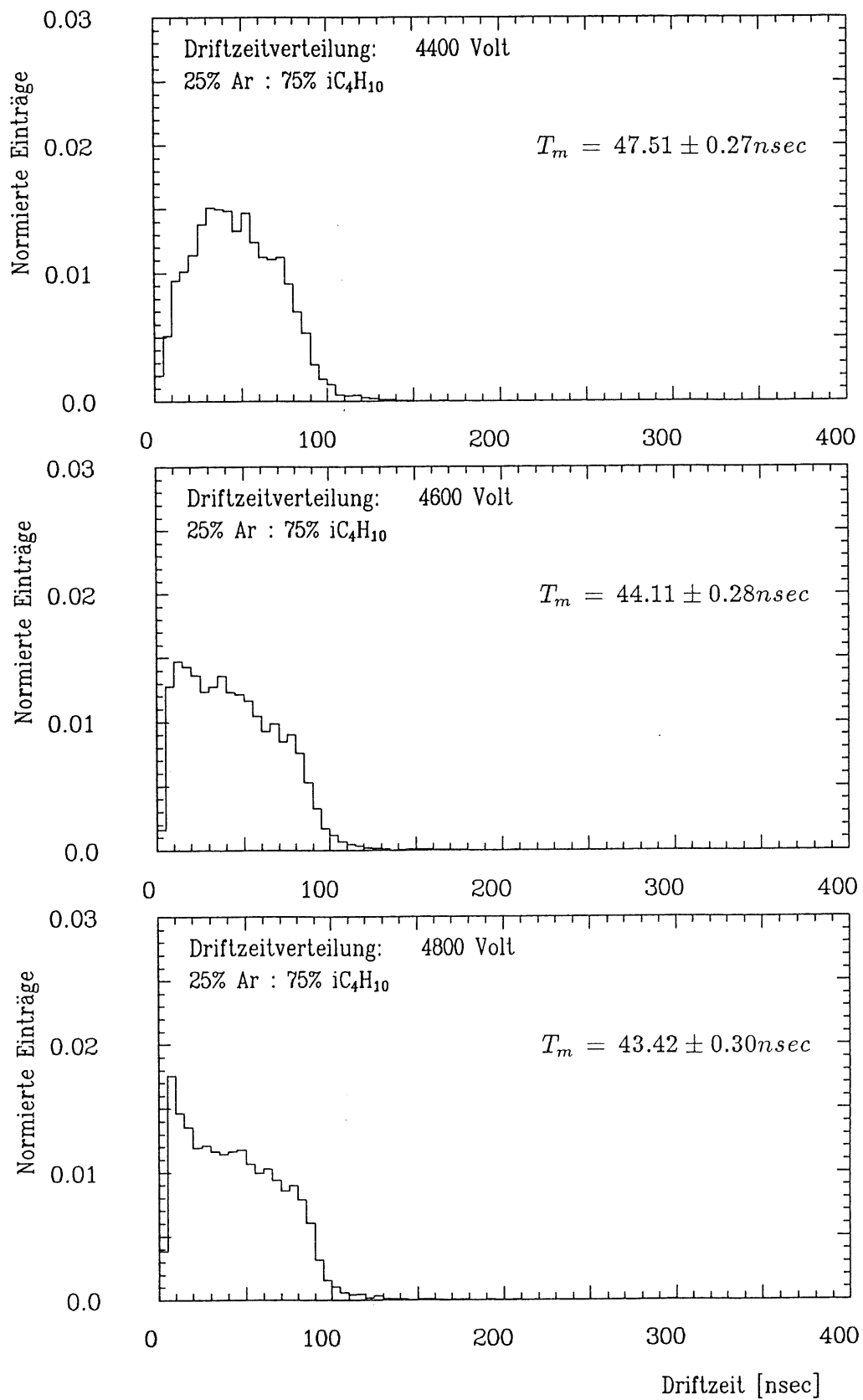


Abbildung 6.9: Driftzeitverteilungen der Standardgasmischung ( $T_m$  = Mittelwert der Driftzeitverteilung).

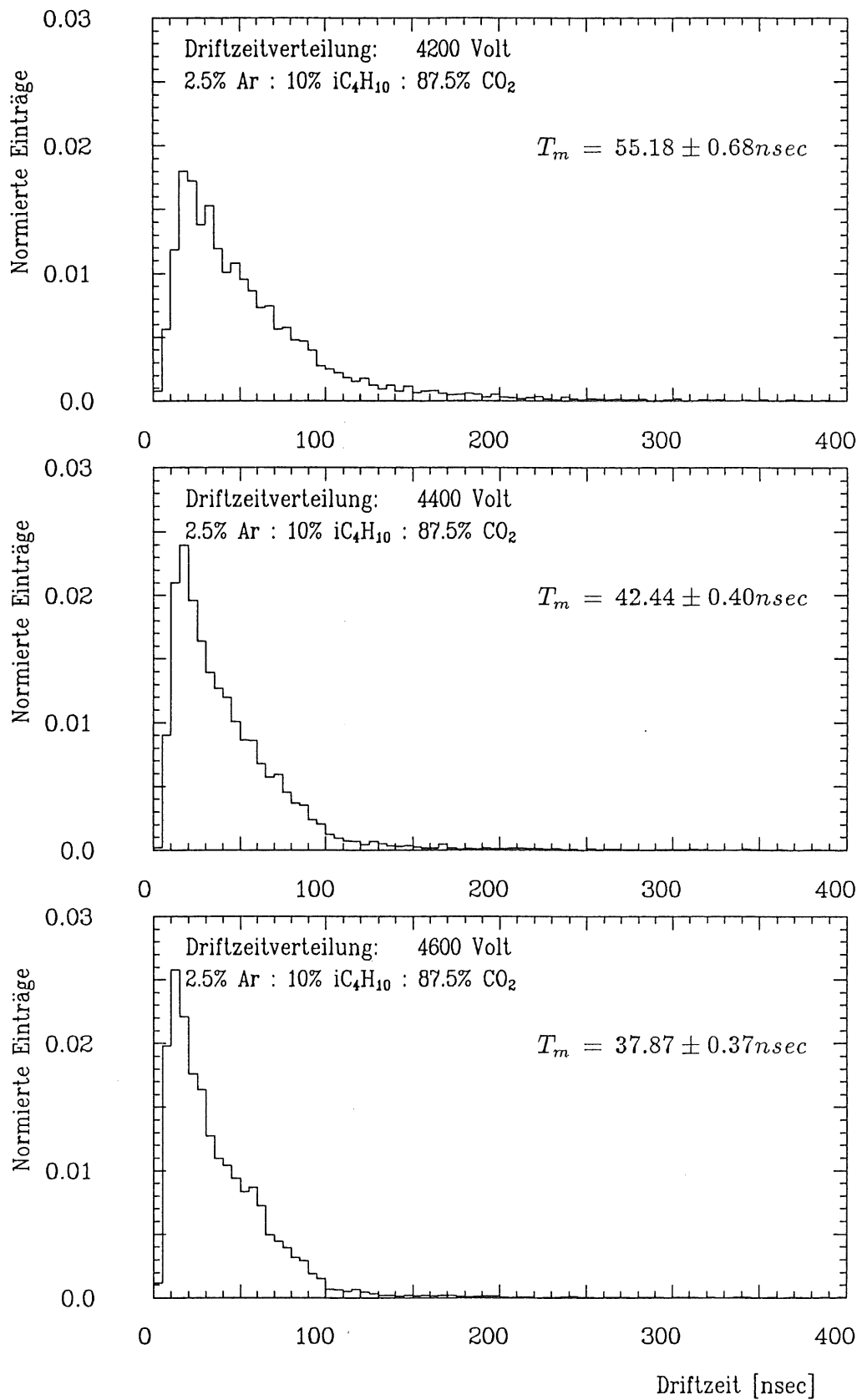


Abbildung 6.10: Driftzeitverteilungen der Dreiergasmischung ( $T_m$  = Mittelwert der Driftzeitverteilung).



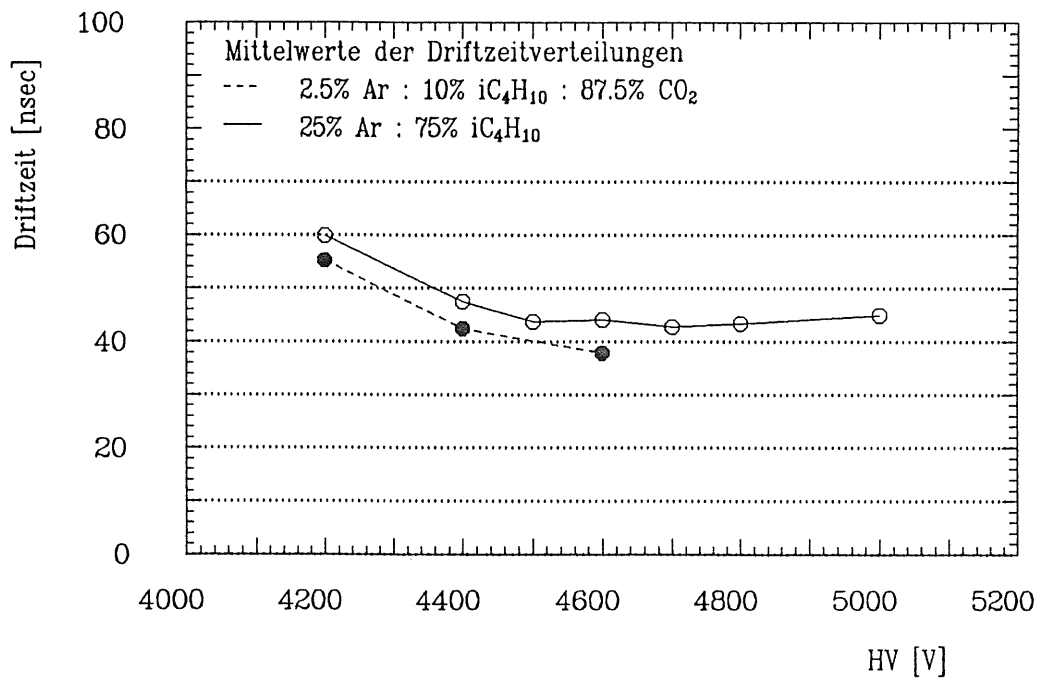


Abbildung 6.11: Mittelwerte der Driftzeitverteilungen von Standardgas-  
mischung und Dreiergasmischung.

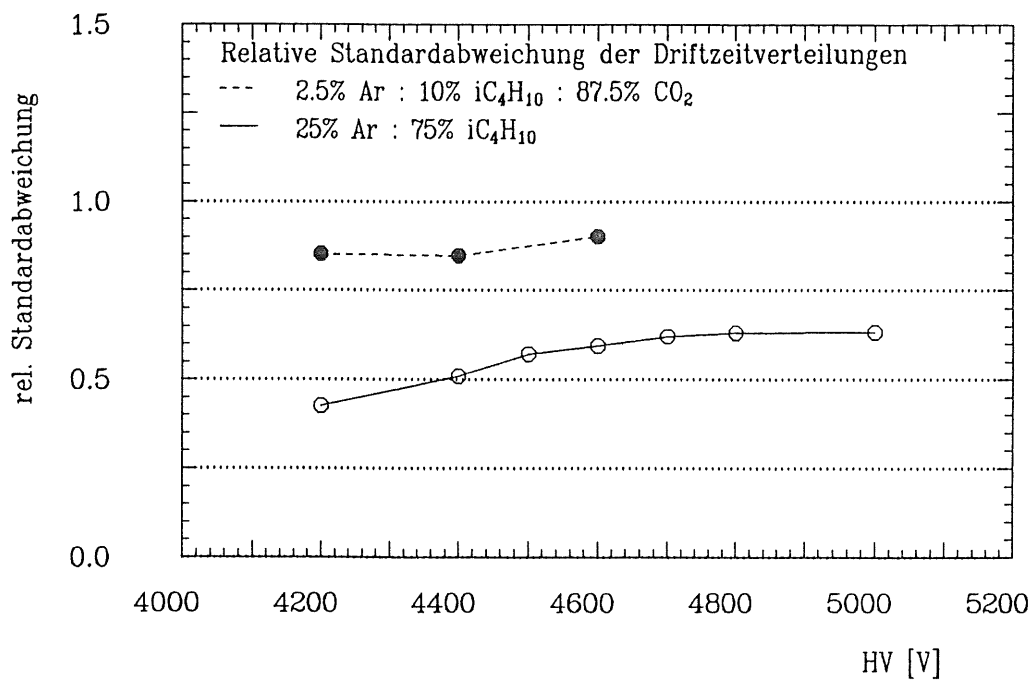


Abbildung 6.12: Relative Standardabweichungen der Driftzeitverteilungen  
von Standardgasmischung und Dreiergasmischung.

### 6.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit

In Abbildung 6.13 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der deckellosen Streamerrohrkammer dargestellt. Die Standardabweichungen sind kleiner als die verwendeten Symbole. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen, das die Streamerrohrkammer durchquert, nachgewiesen wird. Der Nachweis erfolgte über die elektronische Auslese der Anodendrähte der Streamerrohrkammer. Damit ein Teilchen nachgewiesen werden konnte, mußte es mindestens ein Signal mit einer Ladung von 5 pC am Anodendraht verursachen. Da es für jedes der 10.000 Ereignis-

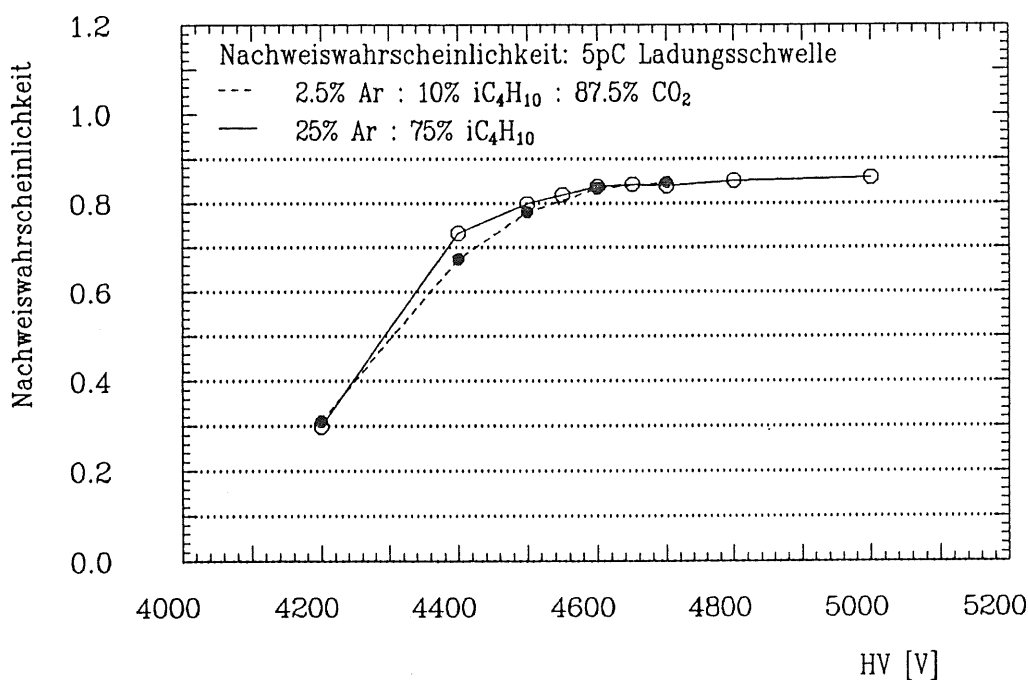


Abbildung 6.13: Nachweiswahrscheinlichkeit der deckellosen Streamerrohrkammer bzgl. einer Ladungsschwelle von 5 pC. bei Verwendung der Standardgas Mischung bzw. der Dreiergas Mischung.

nisse pro Hochspannungsmesspunkt nur zwei Möglichkeiten gab, nämlich nachgewiesen oder nicht nachgewiesen zu werden, ist die Zahl der nachgewiesenen Ereignisse binomialverteilt. Die Wahrscheinlichkeit, daß von  $N$  Ereignissen  $k$  Ereignisse nachgewiesen werden, ist bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\epsilon$ :

$$P(\epsilon) = \binom{N}{k} \epsilon^k (1 - \epsilon)^{N-k} \quad (6.4)$$

Um  $\epsilon$  aus den Meßdaten zu bestimmen, nimmt man eine Maximum-Likelihood-Schätzung vor. Sie ergibt  $\epsilon = \frac{k}{N}$ , das heißt, der Quotient aus den gemessenen Werten von  $k$  und  $N$  ist ein geeigneter Schätzer für

die wahre Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerrohrkammer.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerrohrkammer bzgl. der Dreiergasmischung beträgt  $84,5 \pm 0,4\%$  bei 4700 Volt. Mit der Standardgasmischung ergibt sich bei 4700 Volt eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $83,9 \pm 0,4\%$  und bei 5000 Volt von  $85,6 \pm 0,4\%$ .

Der Anteil der Teilchen, die die Streamerrohrkammer durchqueren und nicht nachgewiesen wurden, wird im wesentlichen durch das passive Volumen der Streamerrohrkammer bestimmt. Das passive Volumen enthält kein Kammergas, sondern das Material aus dem die Streamerrohrkammer besteht (z.B. Wände der Box, Wände zwischen den Profizellen). Teilchen, deren Spuren ausschließlich durch passives Volumen führen, lösen keine Gasverstärkung aus und können deshalb nicht nachgewiesen werden.

Die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit kann auf folgende Weise abgeschätzt werden:

Die senkrechte Komponente der kosmischen Strahlung beträgt 75% [PAR84].

Da die Streamerrohrkammer horizontal lag, verlaufen die Spuren dieser Teilchen parallel zu den Seitenwänden der Box und den Seitenwänden der Profizellen. Die Teilchen können nur nachgewiesen werden, wenn sie keine Seitenwand, sondern das Gasvolumen einer der Profizellen treffen. Aus Symmetriegründen ist der Anteil der maximal nachweisbaren Teilchen das Verhältnis aus der Summe der Profizellendurchmesser ( $8 \times 9$  mm) und der Gesamtbreite (83 mm) der von den Szintillatoren bedeckten Streamerrohrkammer. Das heißt, maximal können 86,7% der senkrecht auf die Streamerrohrkammer einfallenden Teilchen nachgewiesen werden.

Die tatsächliche maximale Nachweiswahrscheinlichkeit liegt über diesem Wert. Denn 25% der Teilchen der kosmischen Strahlung haben einen Einfallswinkel größer als  $0^\circ$ . Aufgrund der Geometrie der Streamerrohrkammer kommt es im Vergleich zu senkrechten Teilchenspuren seltener vor, daß schräge Teilchenspuren ausschließlich durch passive Volumenteile der Streamerrohrkammer verlaufen. Deshalb ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Teilchen mit einem Einfallswinkel größer als  $0^\circ$  höher. Nimmt man näherungsweise an, daß diese Teilchen mit schräger Spur alle nachweisbar sind, dann ergibt sich zusammen mit den Teilchen der senkrechten Komponente der kosmischen Strahlung eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit von 90,0%. Dieser Wert ist zu groß, da wegen der Geometrie der Streamerrohrkammer nicht alle Teilchen mit schrägen Spuren nachweisbar sind und ihr Anteil aufgrund der Triggeranordnung eingeschränkt war, also kleiner als 25%. Die tatsächliche maximale Nachweiswahrscheinlichkeit liegt im Intervall (86,7% – 90,0%).

Durch eine Monte-Carlo-Rechnung kann die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit genauer bestimmt werden. Um jedoch zu zeigen, daß die obere Grenze der Nachweiswahrscheinlichkeit im wesentlichen durch die Geometrie der Streamerrohrkammer bestimmt wird, reicht die vorgenommene Abschätzung aus.

# Kapitel 7

## Auswertung und Ergebnisse (H1-Streamerrohrkammern)

Es wurden insgesamt zwei Meßreihen durchgeführt. Die Meßreihen setzen sich zusammen aus Messungen der Streamerrohrkammerpulse bei verschiedenen Hochspannungen. Für die erste Meßreihe wurden die H1-Streamerrohrkammern mit der Standardgasmischung (25 % Argon, 75 % Isobutan) betrieben, für die zweite Meßreihe mit der Dreiergasmischung aus 2,5 % Argon, 10 % Isobutan und 87,5 % Kohlendioxid. Als Teilchenquelle wurde die kosmische Strahlung genutzt. Die nachfolgende Tabelle zeigt die Reihenfolge der Meßpunkte (n=Nachtmessung, d=Tagmessung), die Hochspannungswerte, die Gasart (STD=Standardgasmischung, ACI=Dreiergasmischung, ACIX=fehlerhafte Gasmischung), den Faktor des benutzten Spannungsteilers, um den Meßbereich der FADC's an die Größe der Streamerrohrkammernsignale anzupassen, die Zahl der Ereignisse pro Meßpunkt und den zu Beginn jeder Messung bestimmten Druck im Gasesystem.

Reihenfolge	HV [Volt]	Gasart	Spannungsteilerfaktor	Ereignisse	Druck [mbar]
1 n	4600	STD	5.88	3492	1014
2 d	4400	STD	5.88	2074	1014
3 n	4500	STD	5.88	5256	1014
4 d	4700	STD	9.55	2353	1015
5 n	4300	ACI	4.33	3700	1022
6 d	4400	ACI	5.88	3271	1019
7 n	4500	ACI	5.88	2638	1015
8 d	4450	ACIX	5.88	2193	1014
9 n	4350	ACIX	5.88	4753	1013
10 d	4550	ACIX	9.55	2920	1014
11 n	4600	ACIX	9.55	5874	1017
12 d	4200	ACIX	2.60	2320	1023

Aufgrund der vorgegebenen kurzen Meßzeit wurde die Hochspannung zunächst von Meßpunkt zu Meßpunkt um 100 Volt erhöht. Eine kurzfristige Verlängerung der Meßzeit wurde genutzt, die Schrittweite von 100 Volt zwischen den Meßpunkten der zweiten Meßreihe auf 50 Volt zu verfeinern. Für einen erneuten Gaswechsel zurück zur Standardgasmischung reichte die Zeit nicht aus.

Für jeden Meßpunkt wurden mindestens 2000 Ereignisse mit den FADC's aufgenommen. Die Messungen mit deutlich mehr als 2000 Ereignissen sind Messungen, die über Nacht aufgenommen und erst am nächsten Morgen gestoppt wurden. Bei den letzten Messungen mit der Dreiergasmischung (in der Tabelle mit ACIX bezeichnet) trat eine unkontrollierte Veränderung in der Zusammensetzung der Gasmischung auf. Der Fehler konnte erst nach den Messungen festgestellt werden. An den Kontrollinstrumenten des Gassystems (Druckmesser, Durchflußmesser) war während der Messungen keine Veränderung aufgetreten. Es gab keine Möglichkeit die Messungen zu wiederholen.

Ein Ereignis wurde definiert durch das Auslösesignal der Szintillatoren an die FADC's. Jedem Ereignis wurde eine laufende Nummer zugeordnet. Die aufgenommenen Daten der Streamerrohrkammerpulse wurden auf dem IBM-Großrechner von DESY ausgewertet. Dazu wurde ein Analyseprogramm entwickelt. Für alle nachfolgend beschriebenen Auswertungen wurden nur Einzeldrahtereignisse selektiert mit einer Ausnahme bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit (Abschnitt 7.6). Die Einzeldrahtereignisse haben den Vorteil, daß sie voneinander unabhängig sind. Bei Vieldrahtereignissen ist durch Kopplung zwischen den Drähten mit einer Abhängigkeit der Pulse verschiedener Drähte untereinander zu rechnen.

Der Anteil der Vieldrahtereignisse lag für alle Messungen bei 11%, unabhängig von der verwendeten Gasmischung. Die Drahtmultiplizität wird im wesentlichen durch die Anzahl der Teilchen, die während der Meßdauer ( $3\mu\text{sec}$ ) der FADC's in der Streamerrohrkammer einen Puls auslösen, bestimmt.

## 7.1 Die Zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilungen

Zur Untersuchung der zeitlichen Stabilität der Pulshöhenverteilung wurde von jeweils 100 aufeinanderfolgenden Einzeldrahtereignissen der Mittelwert der Pulshöhen berechnet. Dieser Mittelwert wurde dann jeweils gegen die Nummer des letzten der 100 Ereignisse aufgetragen. Da die Ereignisnummer eine monoton steigende Funktion der Zeit ist, erhält man auf diese Weise die Möglichkeit, die zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilung zu untersuchen. Bei der Ereignisrate von 357 Ereignissen pro Stunde entspricht die gesamte Abszisse (0 bis 6000) einer Zeitspanne von

Stunden. Das mittlere Zeitintervall zwischen zwei aufgetragenen Mittelwerten liegt je nach Nachweiswahrscheinlichkeit des entsprechenden Hochspannungswertes zwischen 19 und 28 Minuten.

Die Abbildungen 7.1, 7.2, 7.3 und 7.4 sind nach Gasmischung und steigender Hochspannung geordnet. Bei der veränderten Dreiergasmischung — sie beginnt mit dem mittleren Bild in Abbildung 7.3 — wurde die Abbildung der gemittelten Pulshöhen für 4450 Volt vorangestellt, da während dieser Messung die Veränderung in der Gasmischung auftrat und sie in der Reihenfolge der Datennahme vor den nachfolgend abgebildeten Messungen liegt.

Die kurzzeitigen Schwankungen, das heißt von Mittelwert zu Mittelwert, sind auf den statistischen Fehler zurückzuführen. Er hat eine Schwankungsbreite von  $\pm 2\sigma$  bei einem Konfidenzniveau von 95%. Aus den Abbildungen geht hervor, daß die meisten Mittelwerte innerhalb dieses Intervalls liegen.

Die langzeitigen Schwankungen, die sich über die gesamte Messung erstrecken, wie bei 4500 Volt und 4600 Volt der Standardgasmischung (Abbildung 7.1) zu sehen ist, sind wahrscheinlich auf Temperaturschwankungen des Isobutans zurückzuführen. Denn aus Sicherheitsgründen mußte die Isobutangasflasche im Freien stehen. Die äußeren Temperaturschwankungen konnten sich so mehr auf das Isobutan auswirken als auf die im Labor aufbewahrten Gasflaschen des Argons bzw. der Argon-Kohlendioxidgasmischung.

Die Messung bei 4450 Volt der Dreiergasmischung zeigt eine extreme Veränderung der gemittelten Pulshöhenmaxima. Die anfänglichen Mittelwerte nehmen um 30% ab und zeigen dann nur noch die üblichen statistischen Schwankungen. Auch die Mittelwerte der nachfolgenden Messungen zeigen wieder nur die kleinen Schwankungen. An den Mittelwerten der Gesamtpulshöhenverteilungen ist jedoch zu erkennen (Abbildung 7.5), daß auch alle nachfolgenden Messungen anscheinend zu einer veränderten Gasmischung gehören. Die Veränderung ist durch eine Undichtigkeit, in die Luft eingedrungen konnte, verursacht worden. Die elektronegativen Anteile der Luft führten dann zu einer Verminderung der Ladungsbildung (Abbildung 7.6) und der Pulshöhe.

Für die weiteren Auswertungen wurden deshalb nur die erste Meßreihe und die ersten drei Messungen der zweiten Meßreihe verwendet.

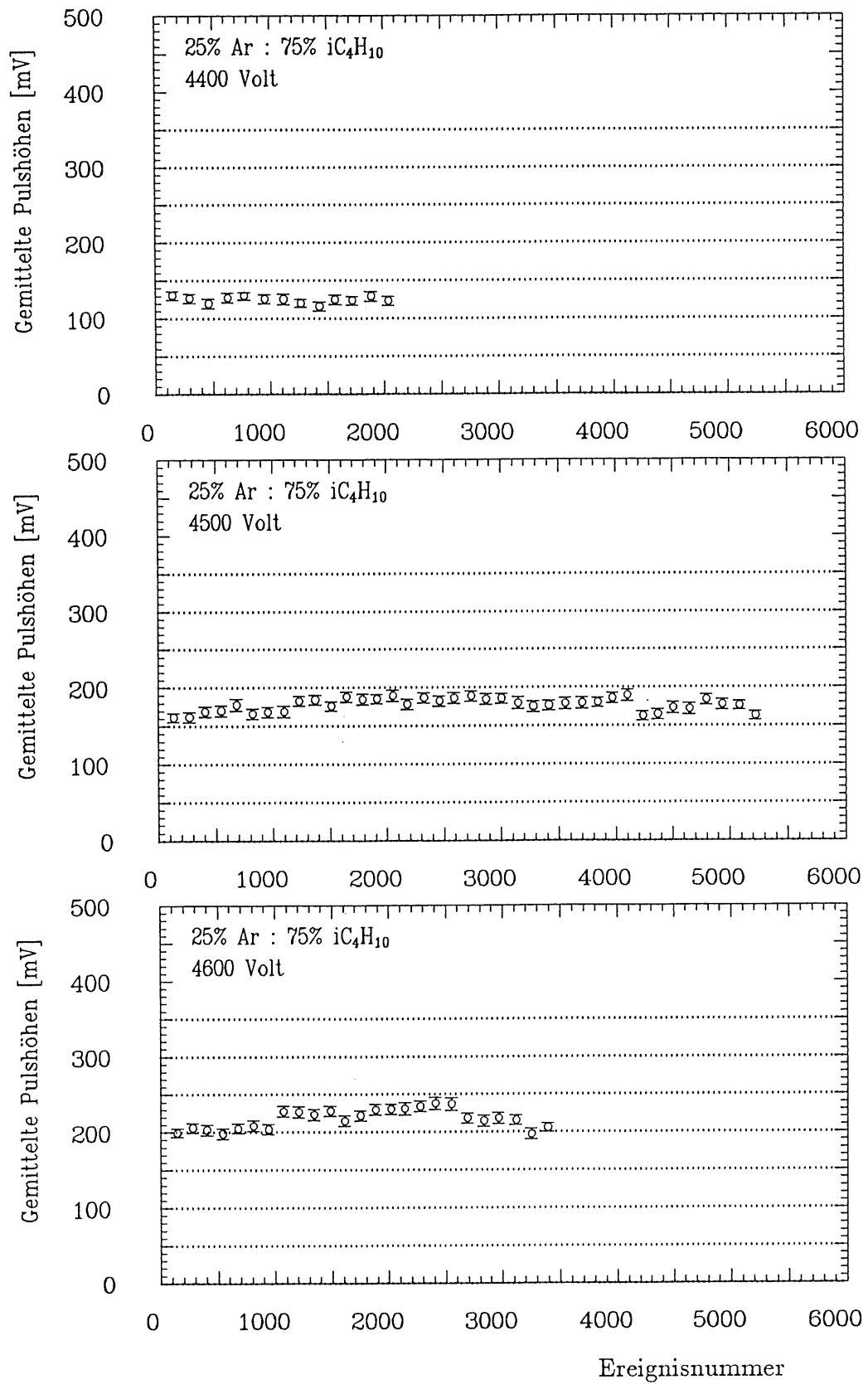


Abbildung 7.1: Zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilung.

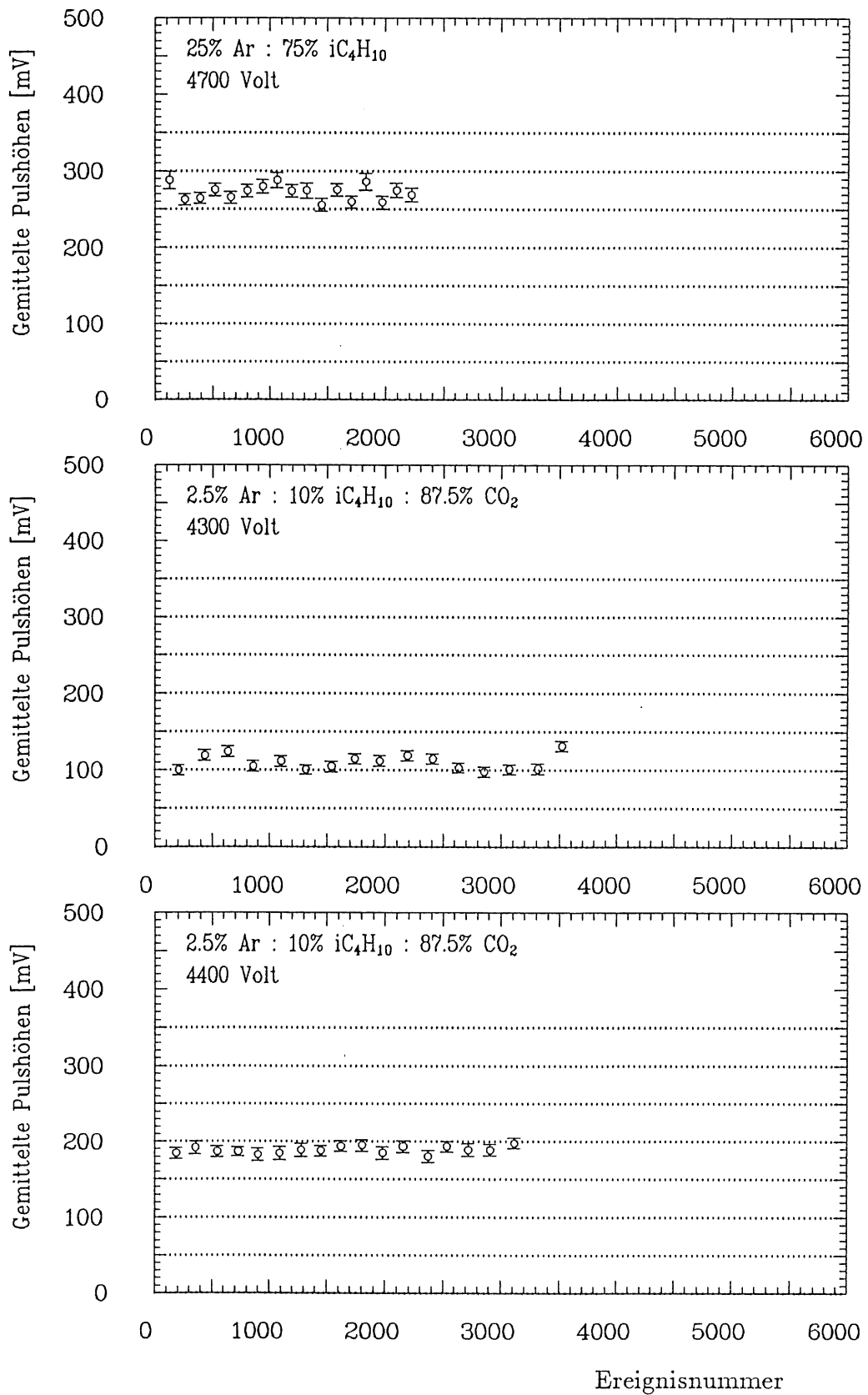


Abbildung 7.2: Zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilung.



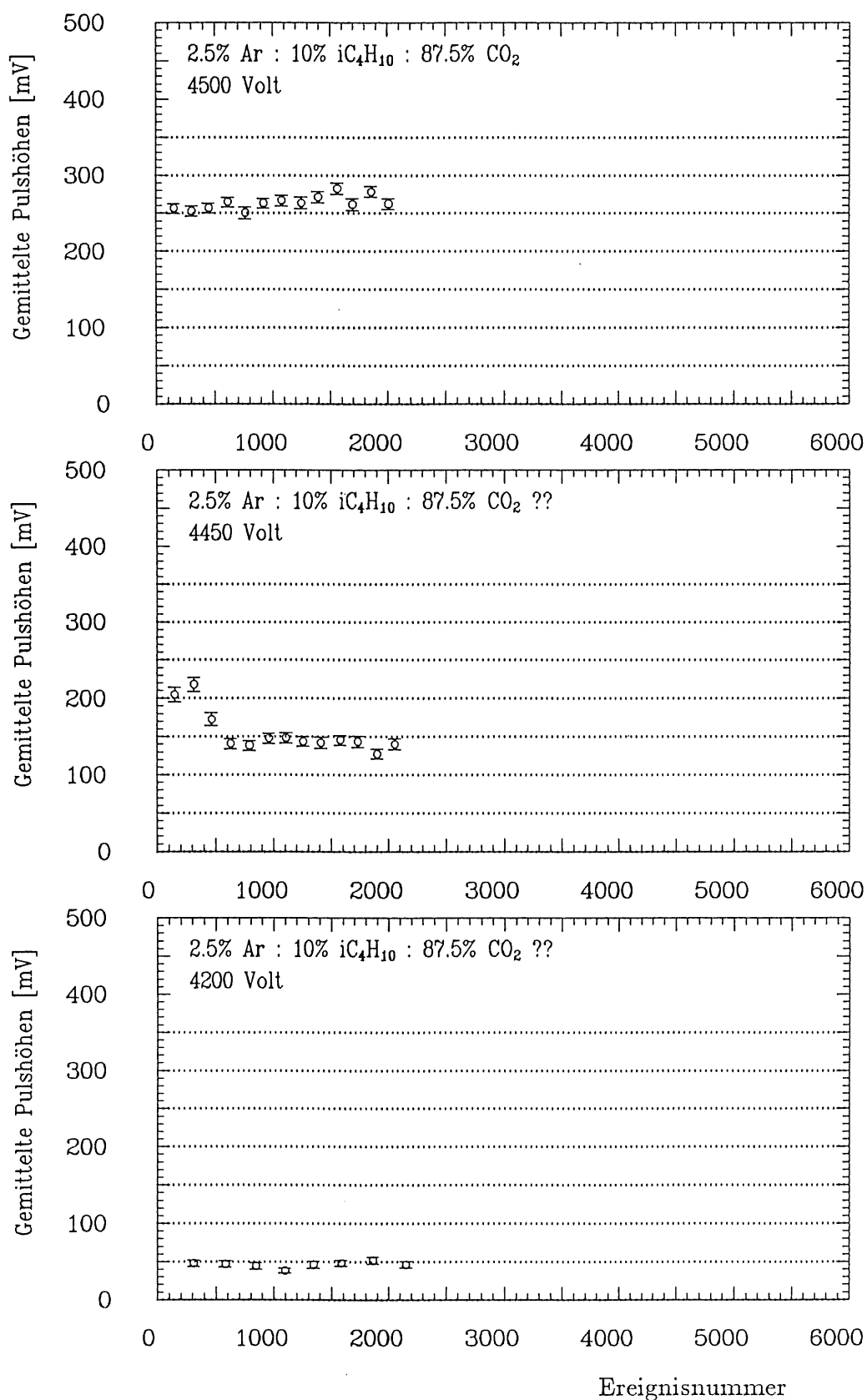


Abbildung 7.3: Zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilung. (?? bedeutet eine unkontrollierte Veränderung der Gasmischung).

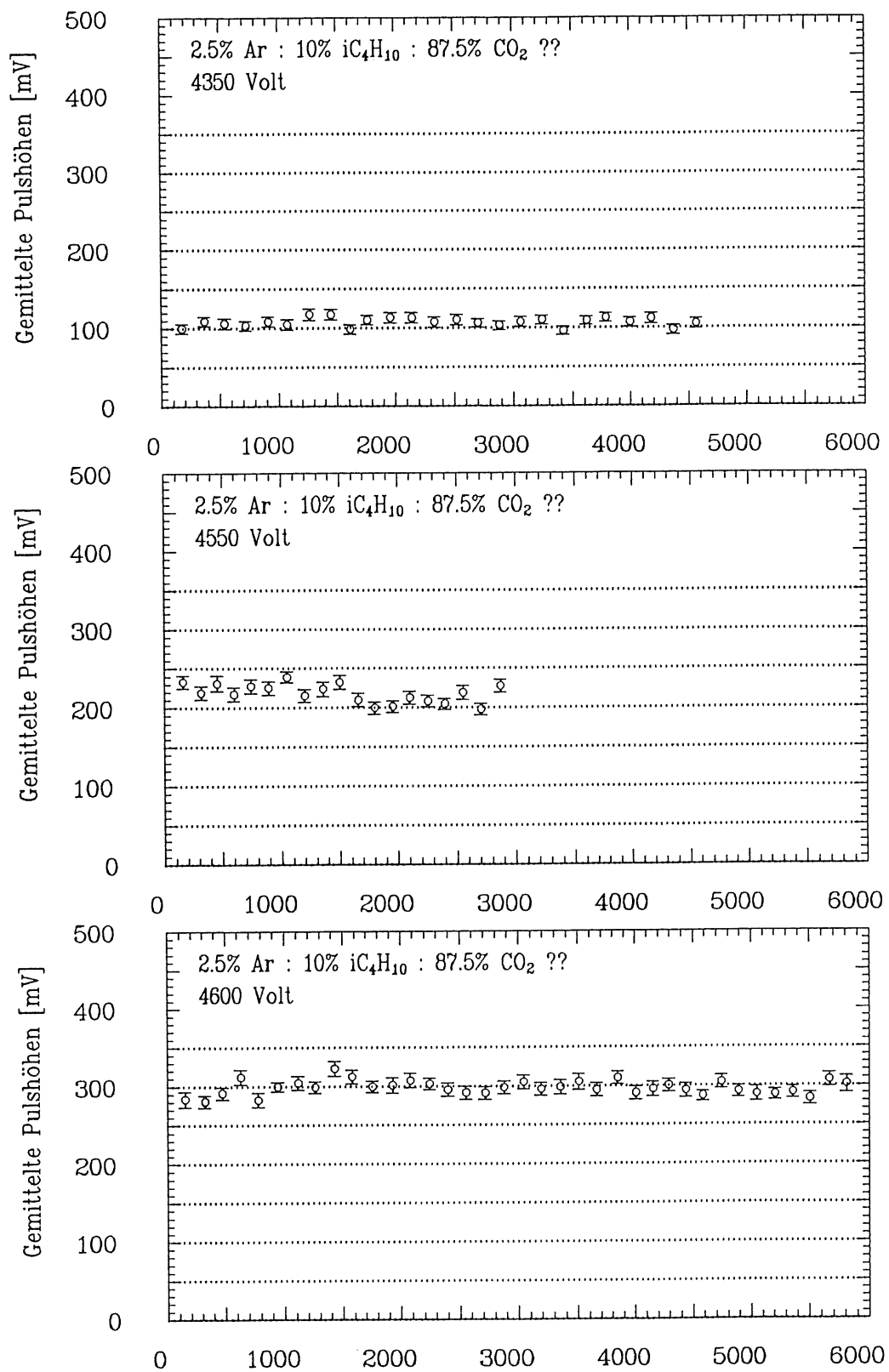


Abbildung 7.4: Zeitliche Stabilität der Pulshöhenverteilung. (?? bedeutet eine unkontrollierte Veränderung der Gasmischung).

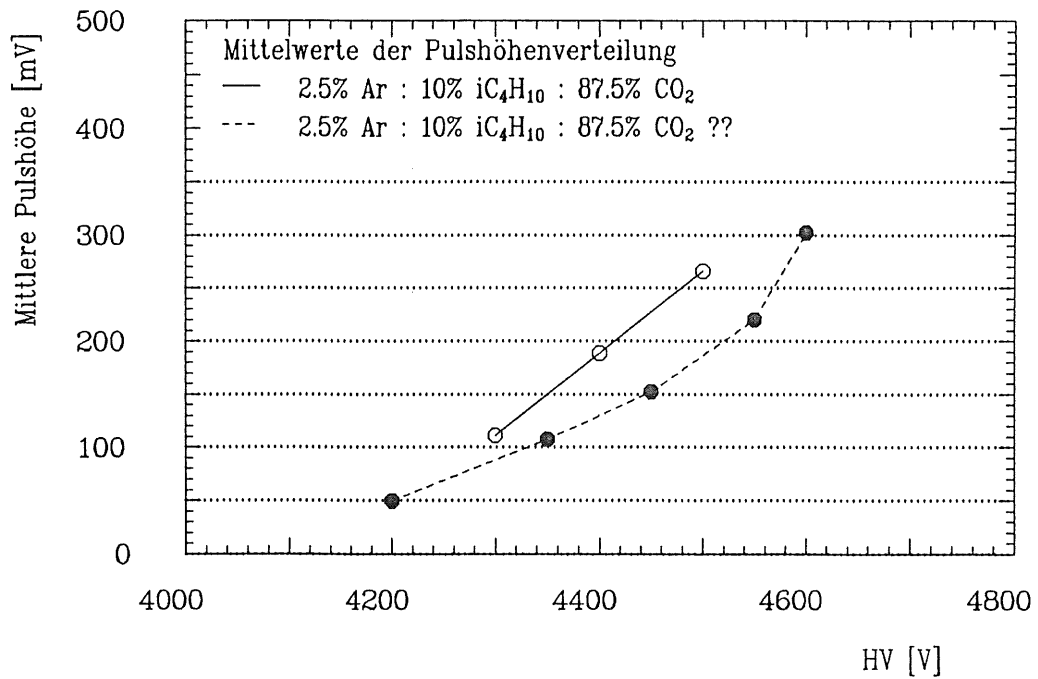


Abbildung 7.5: Mittelwerte der Pulshöhenverteilungen der Dreiergas-  
mischung vor und nach dem Gasleck.

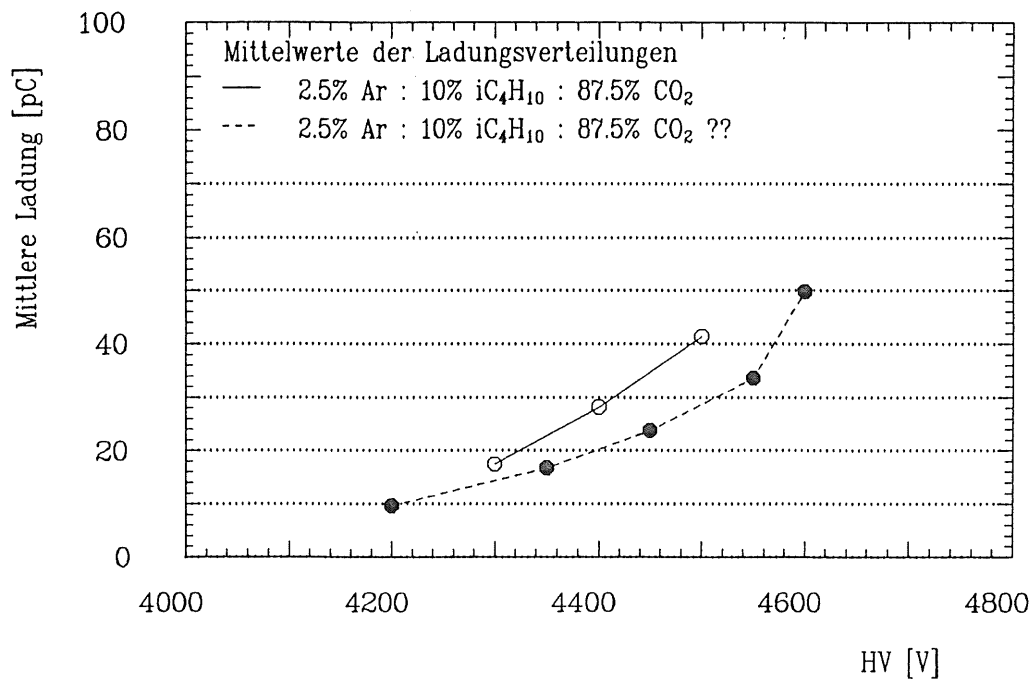


Abbildung 7.6: Mittelwerte der Ladungsverteilungen der Dreiergas-  
mischung vor und nach dem Gasleck.

## 7.2 Die Pulshöhenverteilungen der Streamerrohrkammerpulse

Für die Pulshöhenverteilung wurde jeweils das Maximum des ersten Pulses von Einzeldrahtereignissen eingetragen. Die Abbildungen 7.7, 7.8 und 7.9 zeigen die Pulshöhenverteilungen nach Gasmischungen und zunehmenden Hochspannungswerten geordnet. In Abbildung 7.10 sind die Mittelwerte der Pulshöhenverteilungen beider Gasmischungen dargestellt. Die Standardabweichung der Mittelwerte ist kleiner als die verwendeten Symbole. Als Maß für die Breite der Pulshöhenverteilungen wurde in Abbildung 7.11 die relative Standardabweichung der Einzelmessungen aufgetragen. Die untere und obere Grenze der Pulshöhenwerte in den Histogrammen wird durch die Spannungsteilerfaktoren (Tabelle Seite 59) und durch den Meßbereich der FADC's bestimmt. Die Eichung der Ausleseelektronik ergab für jeden der 16 Anodendrähte der Streamerrohrkammern einen etwas unterschiedlichen Wert für den Spannungsteilerfaktor. Der Meßbereich der FADC's umfaßt 64 diskrete Werte (Abschnitt 5.4.1). Dadurch ergeben sich maximal  $64 \times 16$  verschiedene Pulshöhenwerte. Die Differenzen zwischen benachbarten Pulshöhenwerten sind verschieden groß. Die Histogramme zur Darstellung der Pulshöhenverteilungen sind jedoch in gleich große Intervalle unterteilt. Dadurch entsteht die teilweise etwas stachelige Struktur der Histogramme, wie z.B. bei 4400 Volt der Standardgasmischung in Abbildung 7.7. Dieser Effekt hat aber keinen Einfluß auf die statistischen Ergebnisse, sondern beeinflusst nur die optische Darstellung.

Die Pulshöhenverteilung bei 4300 Volt der Dreiergasmischung zeigt den Übergangsbereich vom Proportional- zum Streamerbereich. Das erste Maximum des Histogramms gehört noch mit zur Proportionalpulshöhenverteilung, danach folgt die Streamerpulshöhenverteilung. Auch bei 4400 Volt der Dreiergasmischung kommen am Anfang der Verteilung noch einige Proportionalpulse vor.

Die mittlere Pulshöhe (Abbildung 7.10) zeigt für den gegebenen Meßbereich für beide Gasmischungen eine lineare Abhängigkeit von der Hochspannung. Bei gleicher Hochspannung ist die mittlere Pulshöhe mit der Dreiergasmischung größer als mit der Standardgasmischung. Bei 4400 bzw. 4500 Volt beträgt die mittlere Pulshöhe bei Verwendung der Dreiergasmischung 188 mV bzw. 266 mV. Sie ist damit um 52% bzw. 50% größer als die mittlere Pulshöhe bei Verwendung der Standardgasmischung.

Die relative Breite der Pulshöhenverteilung, dargestellt durch die relative Standardabweichung der Einzelmessungen, beträgt bei 4400 Volt mit der Dreiergasmischung 0,42 und mit der Standardgasmischung 0,49. Damit hat die Pulshöhenverteilung bei Verwendung der Dreiergasmischung eine 14% geringere relative Breite als bei Verwendung der Standardgasmischung. Bei 4500 Volt ist die Pulshöhenverteilung mit der Dreiergasmischung

schung sogar um 31% schmaler. Ihre relative Standardabweichung beträgt bei 4500 Volt mit der Dreiergasmischung 0,27 und mit der Standardgasmischung 0,39.

Für die Voruntersuchungen mit der deckellosen Streamerrohrkammer standen die FADC's noch nicht zur Verfügung. Stattdessen wurde mit einem Vielkanalanalysator die Ladung der Streamerrohrkammerpulse gemessen, jedoch nicht die Pulshöhe. Ein Vergleich der deckellosen Streamerrohrkammer mit den H1-Streamerrohrkammern bzgl. der Pulshöhe ist deshalb nicht möglich.

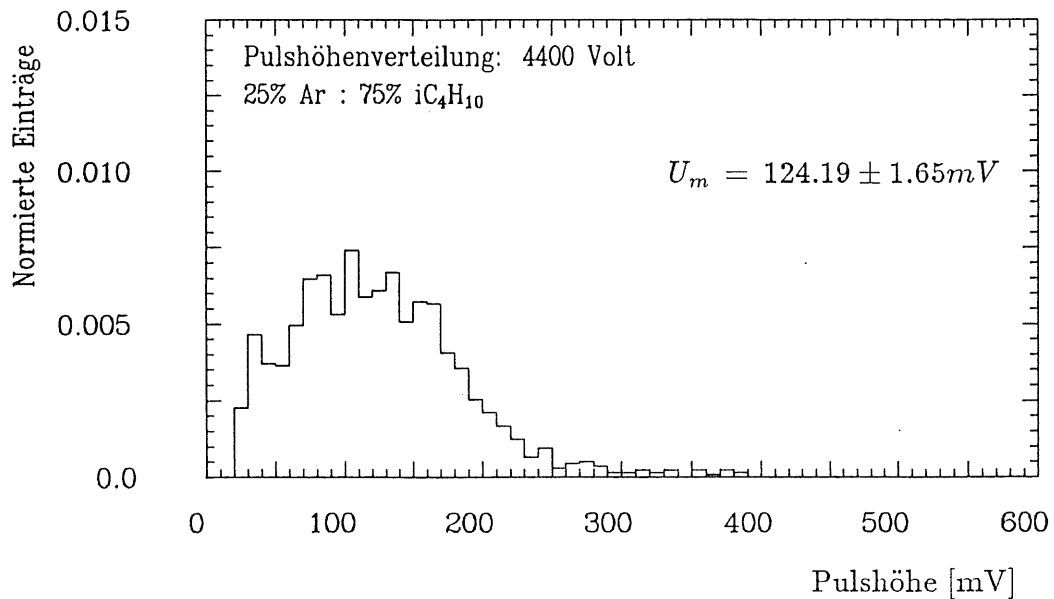


Abbildung 7.7: Pulshöhenverteilung der Standardgasmischung ( $U_m$  = Mittelwert der Pulshöhenverteilung).

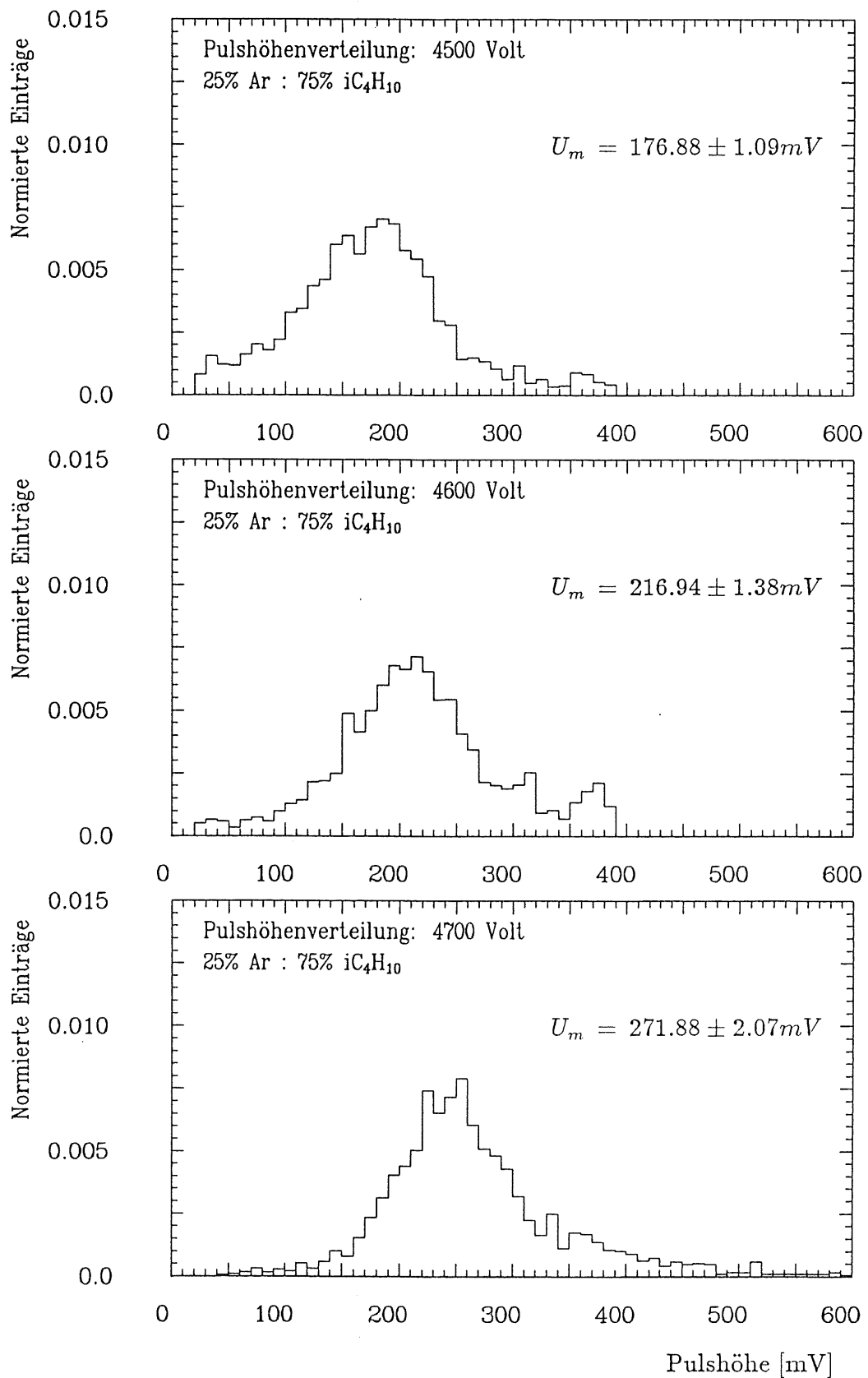


Abbildung 7.8: Pulshöhenverteilungen der Standardgasmischung ( $U_m$  = Mittelwert der Pulshöhenverteilung).

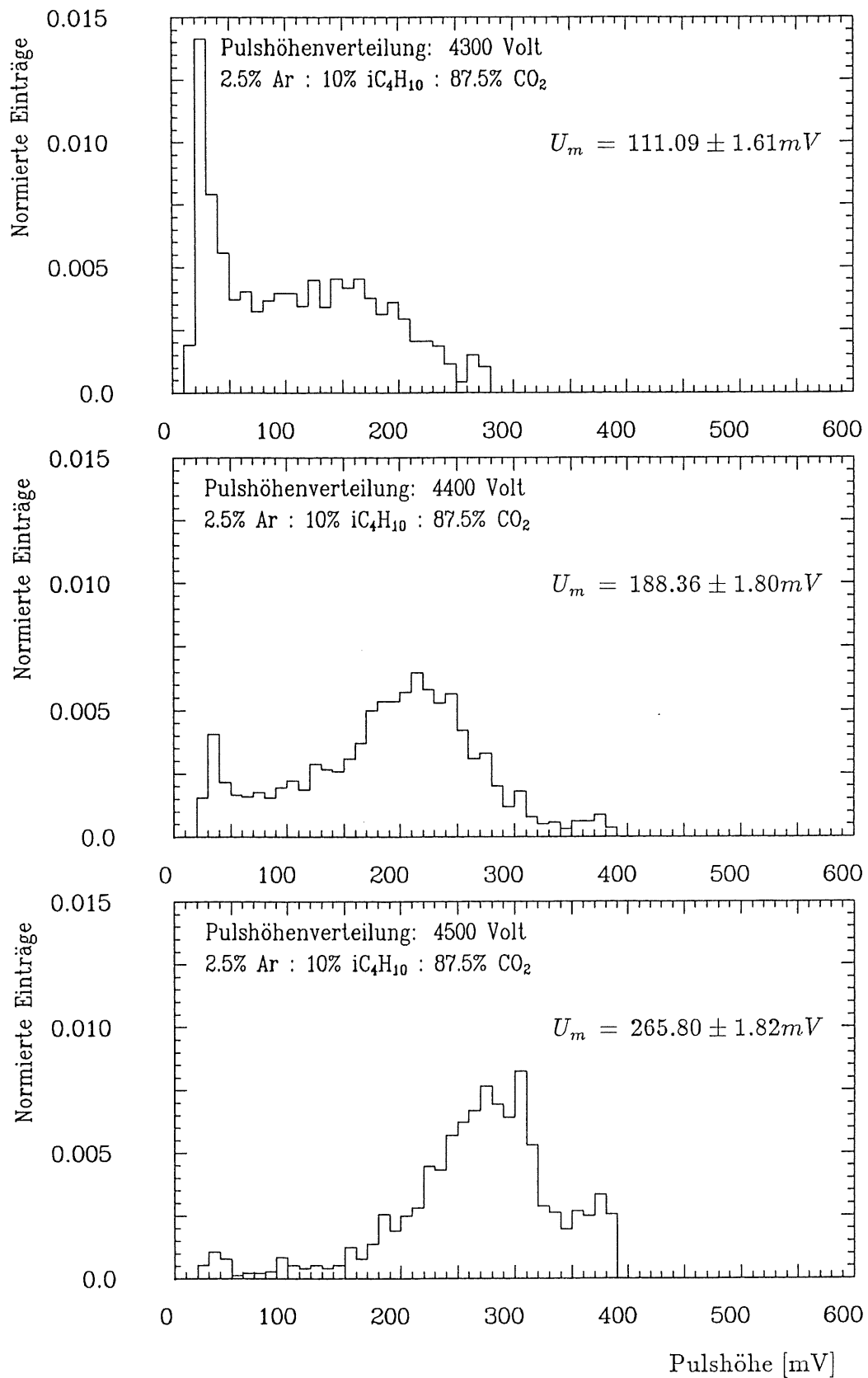


Abbildung 7.9: Pulshöhenverteilungen der Dreiergas Mischung ( $U_m$  = Mittelwert der Pulshöhenverteilung).

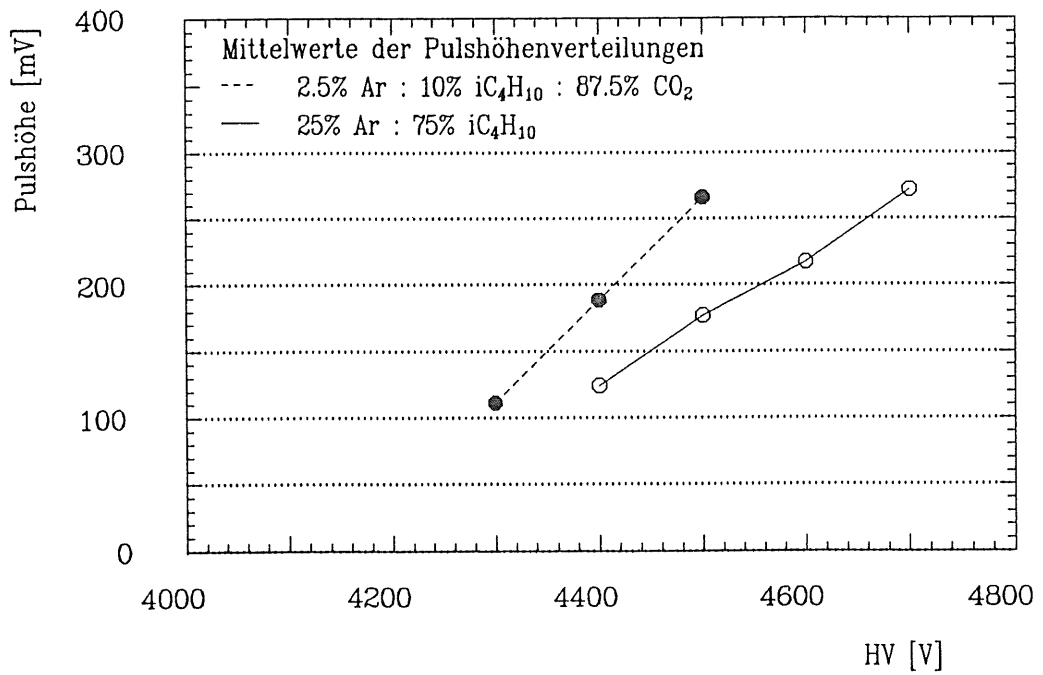


Abbildung 7.10: Mittelwerte der Pulshöhenverteilungen von Standardgasmischung und Dreiergasmischung.

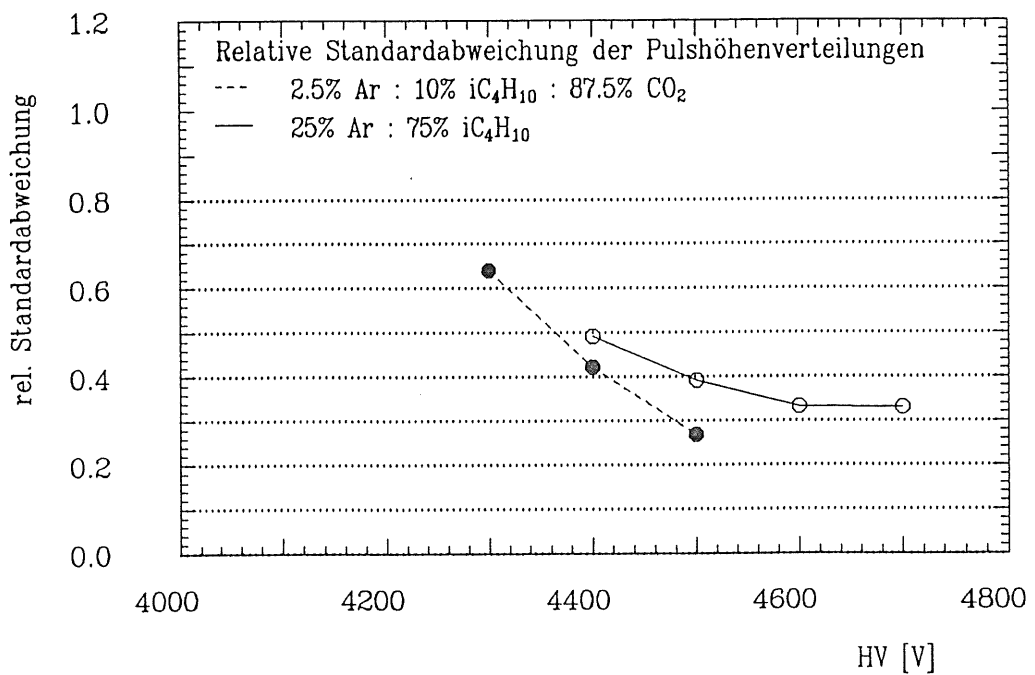


Abbildung 7.11: Relative Standardabweichungen der Pulshöhenverteilungen von Standardgasmischung und Dreiergasmischung.



### 7.3 Die Ladungsverteilungen der Streamerrohrkammerpulse

Genau wie bei den Pulshöhenverteilungen wurde für die Ladungsverteilungen nur Einzeldrahtereignisse berücksichtigt. Durch Integration der von den FADC's aufgenommenen Pulsformen wurde die Ladung der Streamerrohrkammerpulse berechnet.

Die Abbildungen 7.12, 7.13 und 7.14 zeigen die Ladungsverteilungen nach Gasmischung und steigender Hochspannung geordnet. Die Mittelwerte der Ladungsverteilungen von Standardgasmischung und Dreiergasmischung sind in 7.15 dargestellt. Die Standardabweichungen der Mittelwerte sind kleiner als die verwendeten Symbole.

Beim größten gemeinsamen Meßpunkt (4500 Volt) wird pro Ereignis in der Standardgasmischung eine mittlere Ladung von  $30,21 \pm 0,27 \text{ pC}$  erreicht und in der Dreiergasmischung  $41,39 \pm 0,43 \text{ pC}$ . Das heißt, in der Dreiergasmischung wird bei 4500 Volt im Mittel 37% mehr Ladung erzeugt als in der Standardgasmischung. Die relative Standardabweichung der Ladungsverteilung (Abbildung 7.16) bei 4500 Volt beträgt für die Standardgasmischung 0,57 und für die Dreiergasmischung 0,41. Damit ist die relative Breite der Ladungsverteilung mit Dreiergasmischung um 28% schmaler als mit der Standardgasmischung.

Ein Vergleich zwischen der deckellosen Streamerrohrkammer und den H1-Streamerrohrkammern ist nur eingeschränkt möglich aufgrund der unterschiedlichen Versuchsbedingungen. Man kann jedoch folgendes feststellen:

- Der Übergangsbereich von Proportional- zum Streamerbereich findet in der deckellosen Streamerrohrkammer erst bei größeren Hochspannungen statt als in den H1-Streamerrohrkammern. Das gilt für beide Gasmischung.
- Bei gleicher Hochspannung wird in den H1-Streamerrohrkammern mehr Ladung erzeugt als in der deckellosen Streamerrohrkammer.

Als Ursache kommt in beiden Fällen der fehlende Deckel in Frage. Der Multiplikationsprozeß, gestartet durch die Primärladung, die entlang der Teilchenspur entsteht, wird oberhalb des Drahtes durch den ungünstigeren Feldverlauf in der deckellosen Streamerrohrkammer behindert. Es entsteht allgemein weniger Ladung in der deckellosen Streamerrohrkammer. Die kritische Ladung zur Entwicklung eines Streamers wird erst bei größeren Hochspannungen erreicht. Dadurch findet der Übergang vom Proportional- zum Streamerbereich in der deckellosen Streamerrohrkammer erst bei größeren Hochspannungen statt.

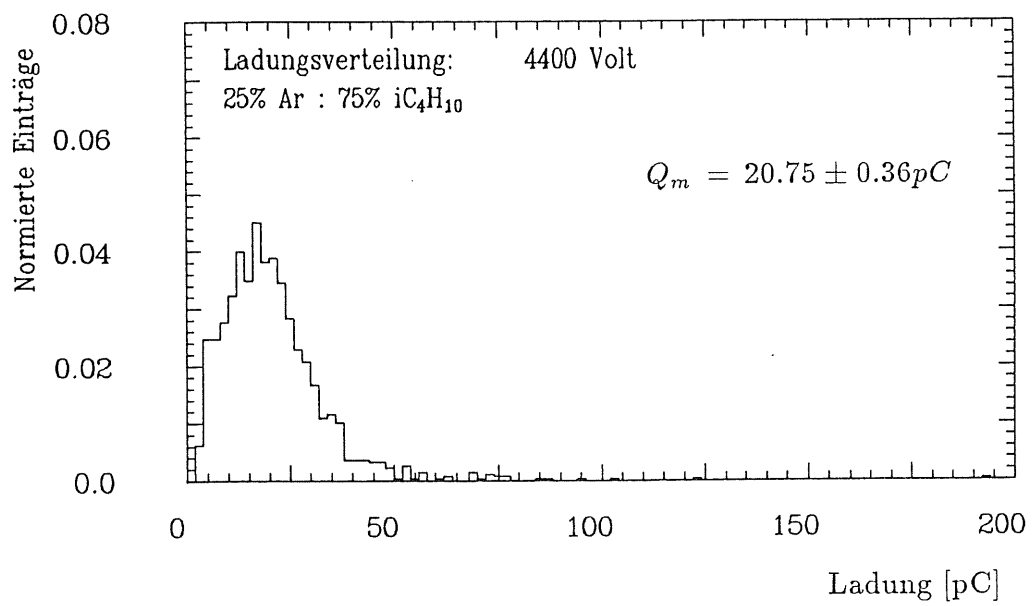


Abbildung 7.12: Ladungsverteilung der Standardgasmischung ( $Q_m$  = Mittelwert der Ladungsverteilung).

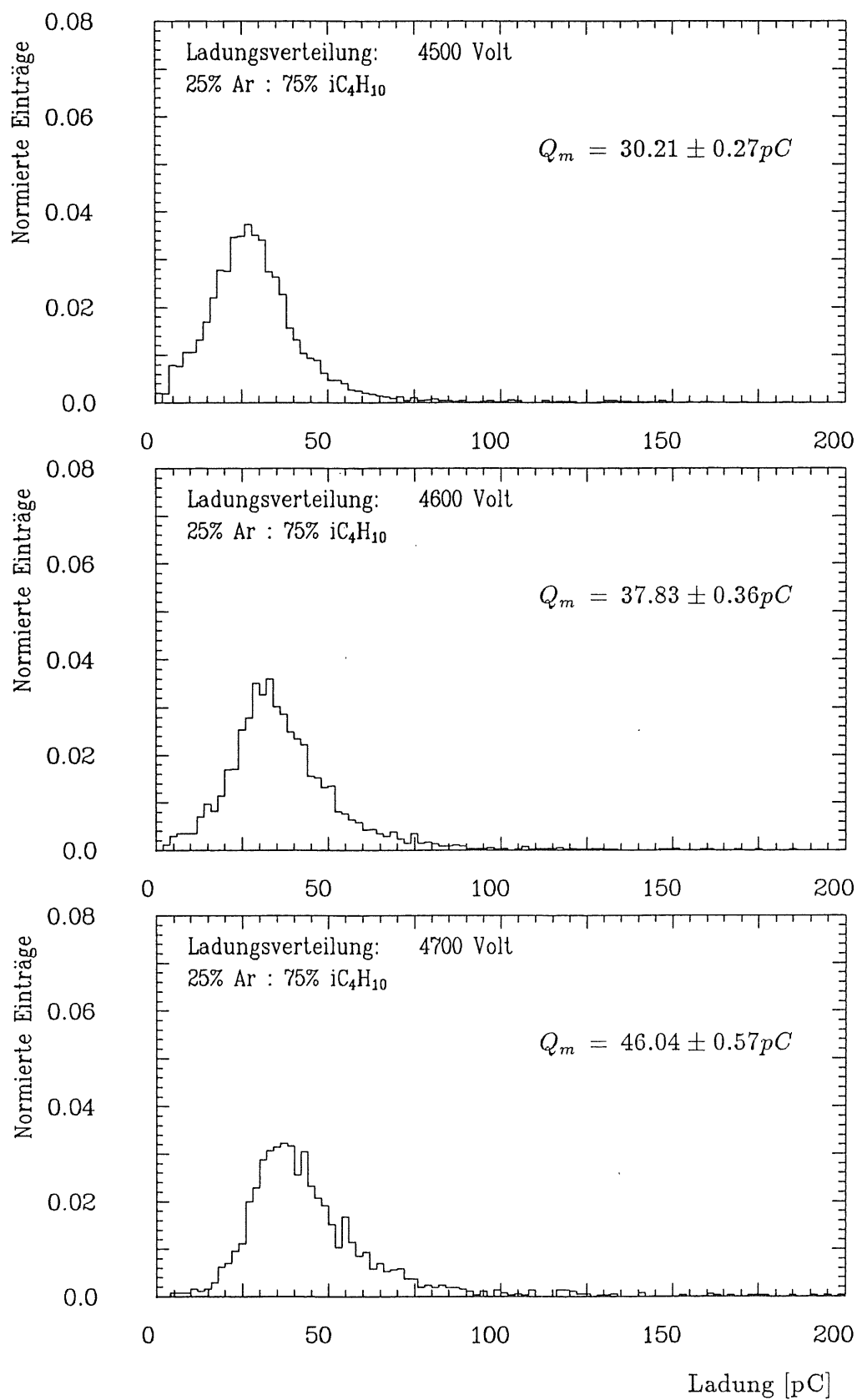


Abbildung 7.13: Ladungsverteilungen der Standardgasmischung ( $Q_m$  = Mittelwert der Ladungsverteilung).

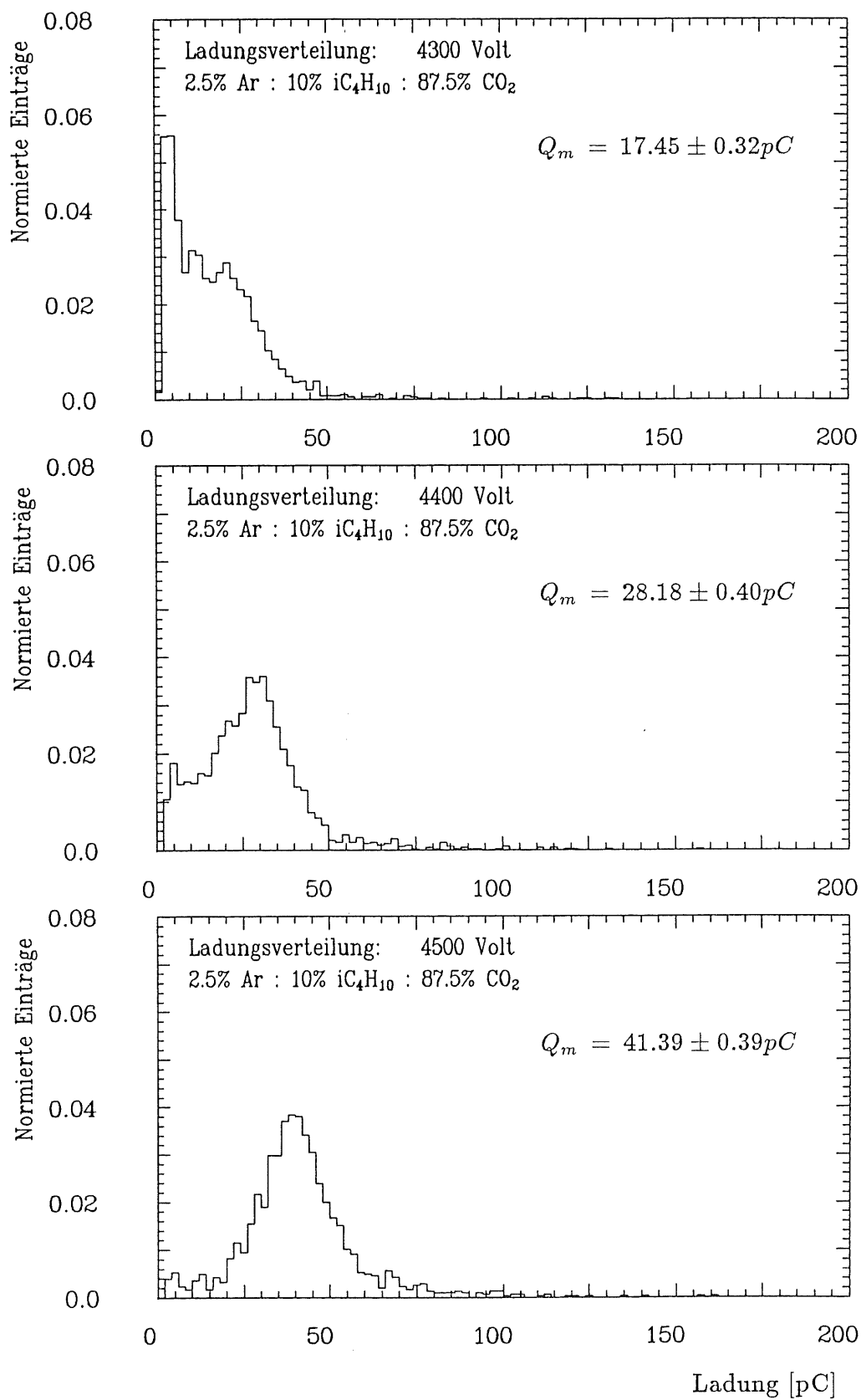


Abbildung 7.14: Ladungsverteilungen der Dreiergas Mischung ( $Q_m$  = Mittelwert der Ladungsverteilung).

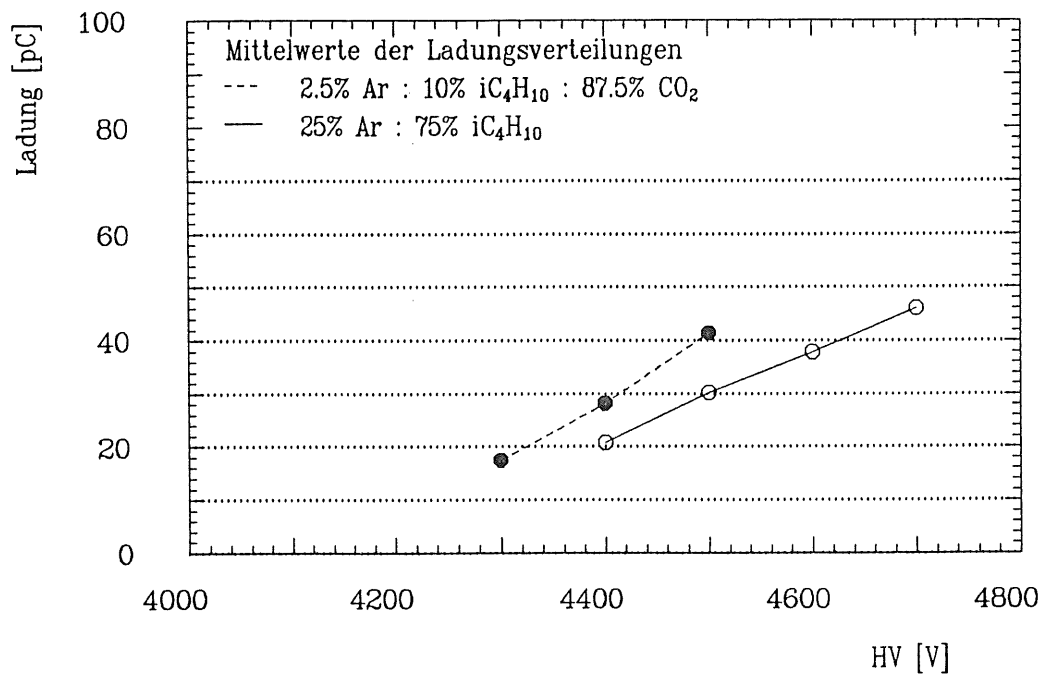


Abbildung 7.15: Mittelwerte der Ladungsverteilungen der Standardgas-  
mischung und der Dreiergasmischung.

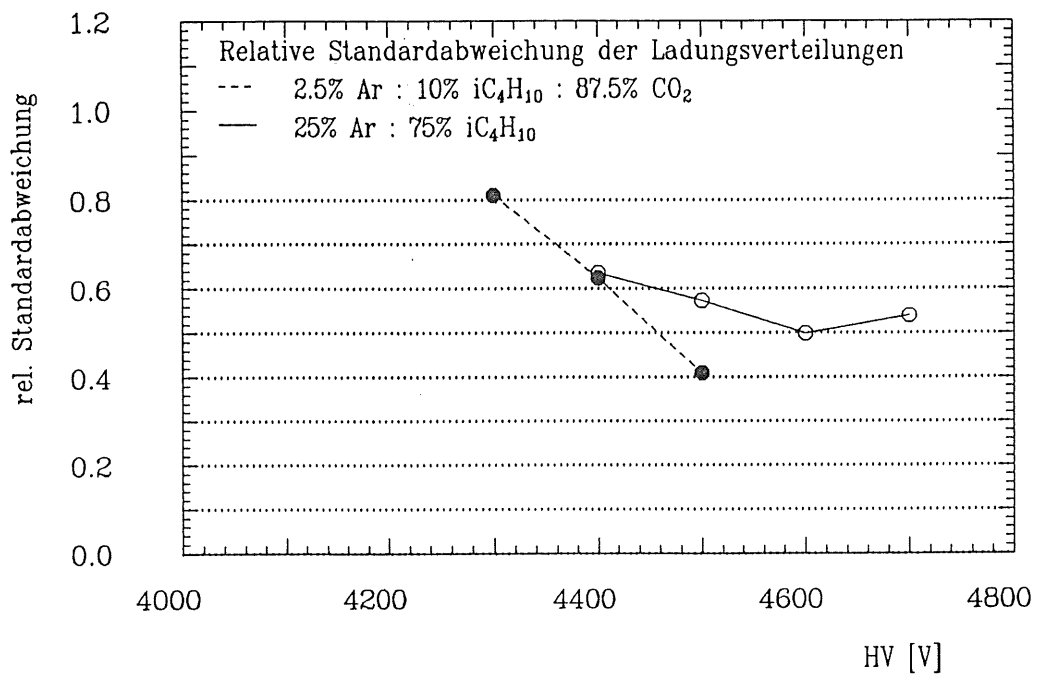


Abbildung 7.16: Relative Standardabweichungen der Ladungsverteilungen  
der Standardgasmischung und der Dreiergasmischung.

## 7.4 Die Driftzeitverteilungen der Elektronen

Auch für die Driftzeitverteilungen wurden nur Einzeldrahtereignisse zur Auswertung herangezogen. Wenn bei einem Ereignis Mehrfachpulse auftraten, z.B. durch Photoeffekt an der Kathode verursacht (Abschnitt 7.5), wurden nur die Driftzeiten der Elektronen des ersten Pulses eingetragen. Es wurde das Zeitintervall zwischen dem Eintreffen des Auslösesignals der Szintillatoren am FADC und dem Zeitpunkt des Pulshöhenmaximums des ersten Pulses bestimmt. Als Nullpunkt der Driftzeitverteilung wurde der Beginn des  $10\text{ nsec}$  Intervalls des frühesten Pulshöhenmaximums festgelegt.

In den Abbildungen 7.17, 7.18 und 7.19 sind die Driftzeitverteilungen der Elektronen bei Verwendung der Standardgasmischung bzw. in der Dreiergasmischung dargestellt. Die Histogramme sind nach steigender Hochspannung geordnet. Für die Standardgasmischung nähern sich die Driftzeitverteilungen mit zunehmender Hochspannung bei 4600 Volt schließlich der Form einer Gleichverteilung an mit schräg abfallender Flanke zu längeren Driftzeiten hin. Die schräge Flanke kann man erklären durch Pulse, die in den Ecken der Streamerrohre entstehen, wie schon in Abschnitt 6.2 erwähnt.

Die Dreiergasmischung zeigt eine stark asymmetrische Driftzeitverteilung mit großem Anteil kleiner Driftzeiten und langen Ausläufern zu großen Driftzeiten hin. Dadurch sind die mittleren Driftzeiten (Abbildung 7.20) der Dreiergasmischung zwar kleiner im Vergleich zu denen der Standardgasmischung, die relativen Standardabweichungen (Abbildung 7.21) aber bis zu 100% größer (bei 4500 Volt). Die Standardabweichungen der Mittelwerte in Abbildung 7.20 sind kleiner als die verwendeten Symbole.

Der Vergleich zwischen den Driftzeiten der Elektronen in der deckellosten und in der H1-Streamerrohrkammer ist, wie schon erwähnt, nur sehr eingeschränkt möglich. Man kann jedoch feststellen, daß in beiden Fällen die mittleren Driftzeiten der Elektronen in der Dreiergasmischung kleiner als in der Standardgasmischung und die relativen Standardabweichungen der Driftzeitverteilungen mit der Dreiergasmischung größer als mit der Standardgasmischung sind. Die Form der Driftzeitverteilungen stimmt für beide Streamerrohrkammern in etwa überein. Die geringen Unterschiede ergeben sich aus den unterschiedlichen Versuchsbedingungen.

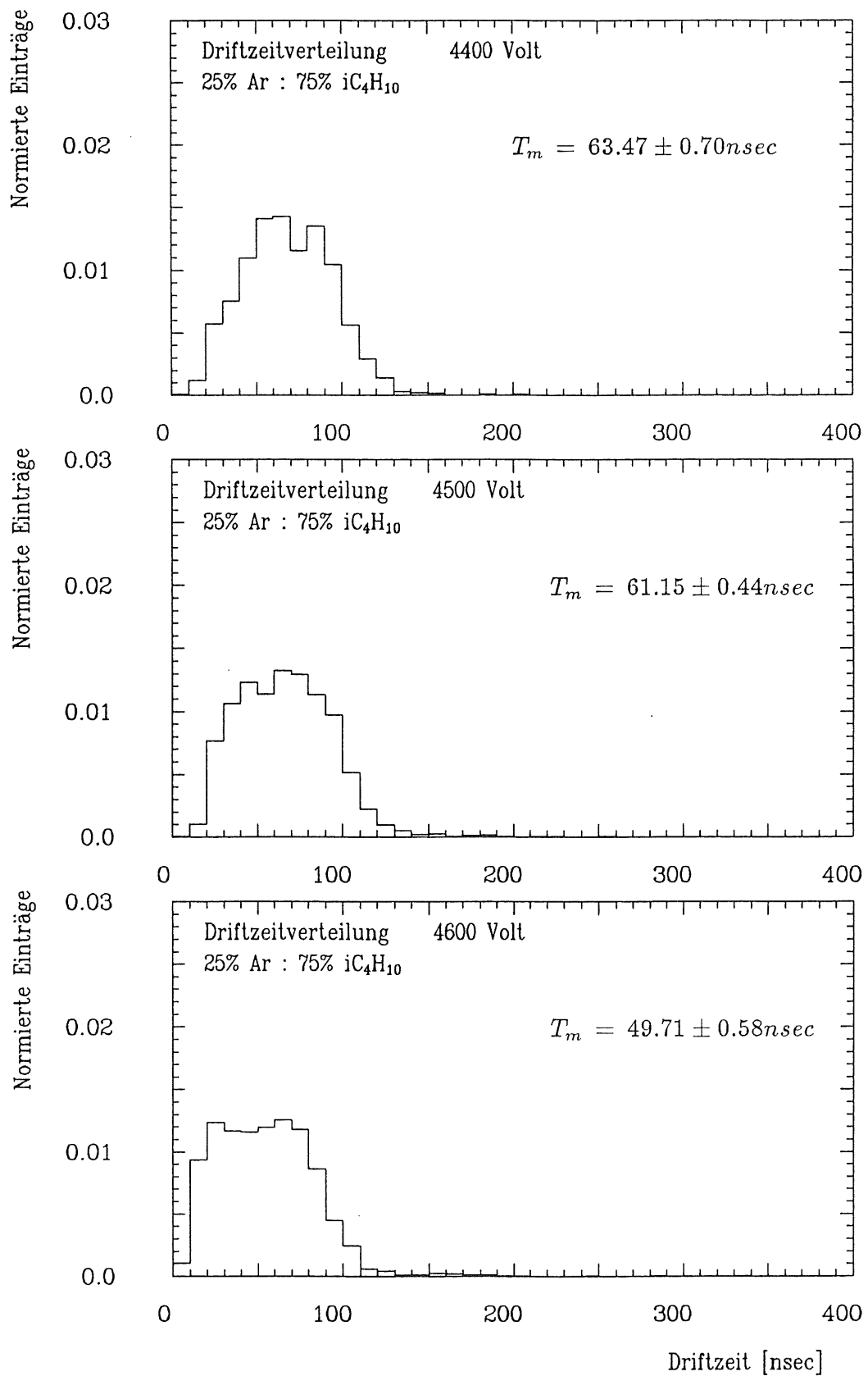


Abbildung 7.17: Driftzeitverteilungen der Standardgasmischung ( $T_m$  = Mittelwert der Driftzeitverteilung).

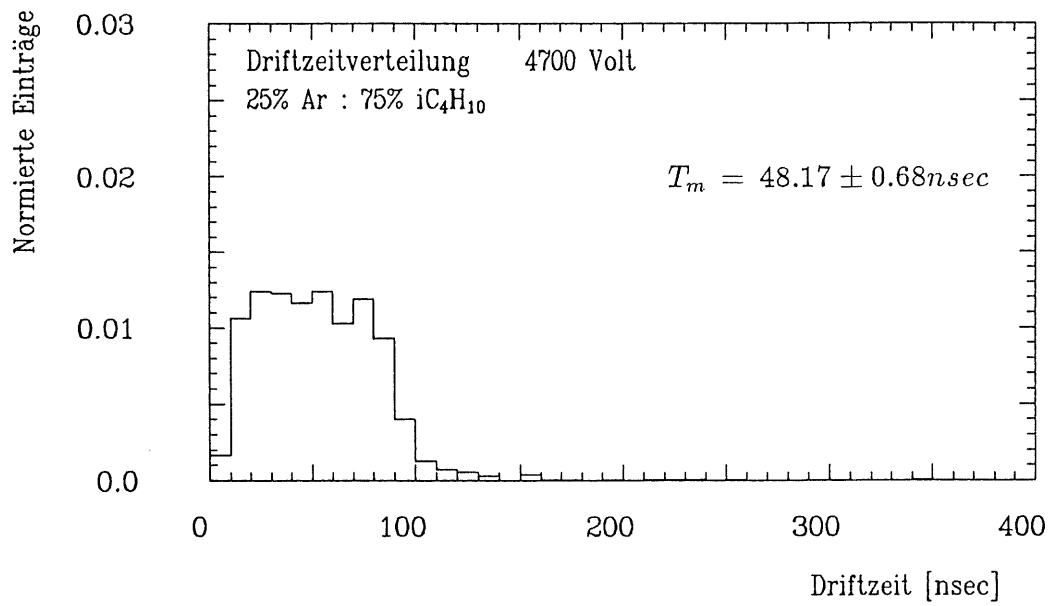


Abbildung 7.18: Driftzeitverteilung der Standardgasmischung ( $T_m$  = Mittelwert der Driftzeitverteilung).



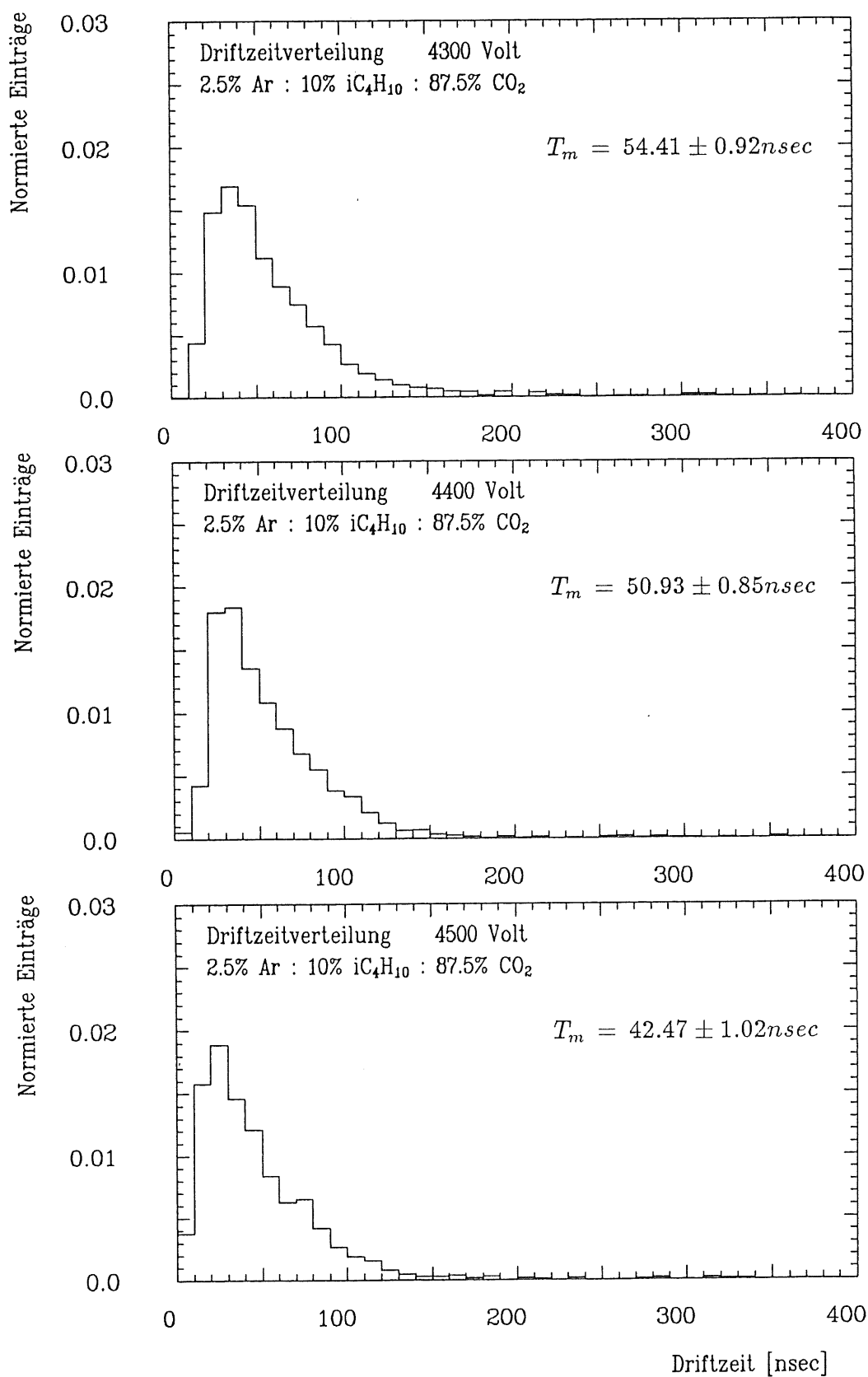


Abbildung 7.19: Driftzeitverteilungen der Dreiergasmischung ( $T_m$  = Mittelwert der Driftzeitverteilung).

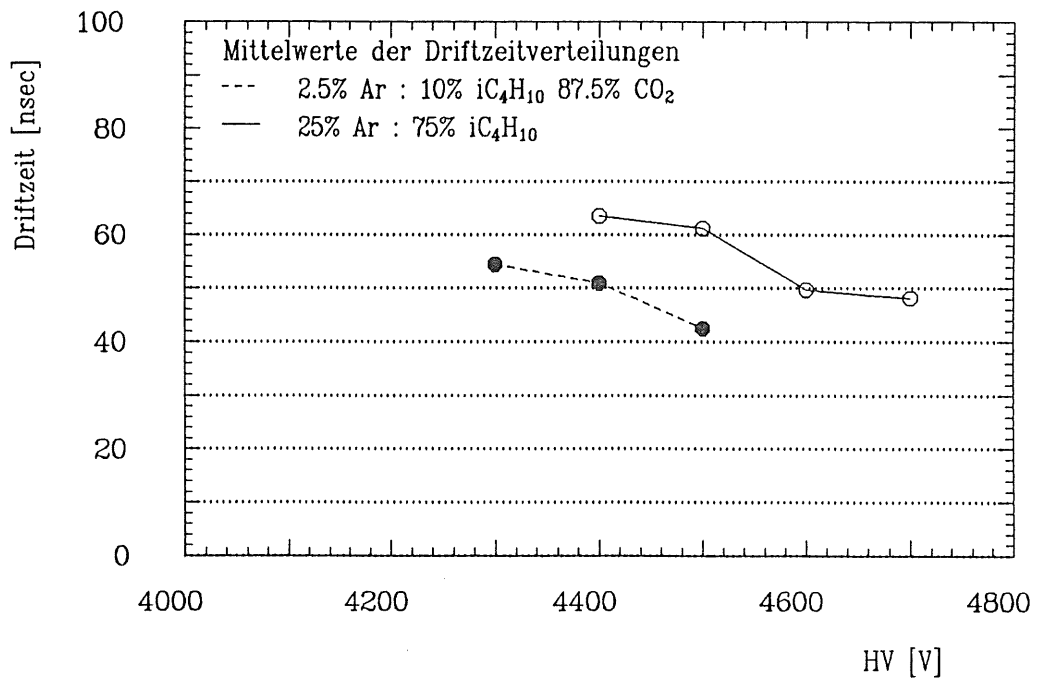


Abbildung 7.20: Mittelwerte der Driftzeitverteilungen von Standardgas-  
mischung und Dreiergasmischung.

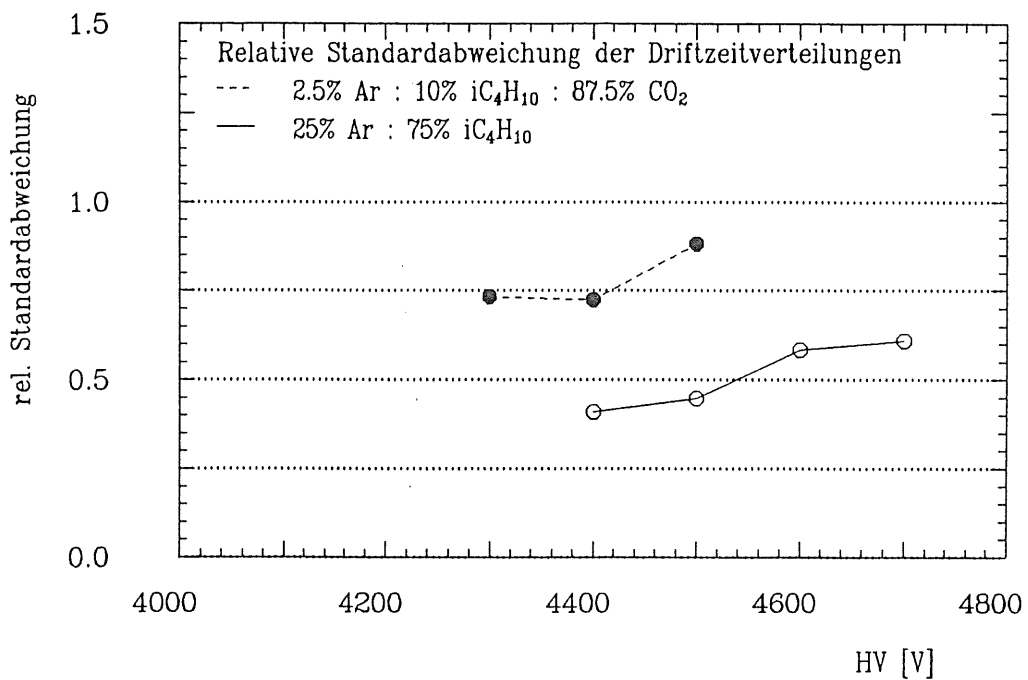


Abbildung 7.21: Relative Standardabweichungen der Driftzeitverteilungen  
von Standardgasmischung und Dreiergasmischung.

## 7.5 Die Entstehung von Nachpulsen

Nachdem ein Teilchen die Streamerrohrkammer durchquert hat, kann es vorkommen, daß am entsprechenden Anodendraht ein Mehrfachpuls ausgelesen wird, das heißt, dem ersten Puls folgen in kurzer Zeit noch ein oder mehrere Pulse, ohne daß ein weiteres Teilchen die Streamerrohrkammer durchquert hat.

Eine Ursache der Mehrfachpulse sind längere Teilchenspuren, die nicht in einer senkrechten Ebene zum Anodendraht verlaufen. Ihre Projektion auf den Draht belegt einen längeren Drahtabschnitt, sodaß die Primärelektronen, die längs der Teilchenspur entstanden sind, senkrecht auf verschiedene Drahtabschnitte zudriften können. Wenn diese Drahtabschnitte weit genug voneinander entfernt sind, können mehrere Streamerpulse entlang des Drahtes entstehen, die sich gegenseitig nur wenig beeinflussen. Ein extremes Beispiel ist eine Spur parallel zum Draht. Die Primärelektronen können dann entlang des gesamten Drahtes Streamerpulse bilden. Da die Primärelektronen, die durch eine parallele Teilchenspur zum Draht entstanden sind, alle etwa den gleichen Abstand zum Draht haben, werden sich ihre Driftzeiten zum Draht kaum voneinander unterscheiden. Man wird wahrscheinlich bei der Drahtauslese nur einen großen Puls und keine Mehrfachpulse beobachten. Für Spuren, die jedoch schräg zum Draht verlaufen, haben die Primärelektronen unterschiedliche Abstände zum Draht, sodaß Elektronenlawinen mit verschiedenen Driftzeiten entstehen. Diese werden dann als Mehrfachpulse erkannt.

Durch die Triggeranordnung wurden diese Art der Mehrfachpulse zum größten Teil ausgeschlossen. Die längste Projektion einer Teilchenspur auf den Draht, die möglich war, betrug  $4,9\text{ mm}$ . Sie konnte durch Spuren entstehen, die in einer Ebene parallel zum Draht mit einem Winkel von  $20^\circ$  zum Einfallslot durch die Streamerrohrkammer gingen.

Eine andere Ursache der Mehrfachpulse ist ein Sekundäreffekt des jeweils vorausgegangenen Pulses. Der Sekundäreffekt entsteht auf folgende Weise: Wenn die Ladungslawine des ersten Pulses die Gebiete hoher elektrischer Feldstärke in Drahtnähe erreicht hat und groß genug ist, setzt der Streamermechanismus ein (Abschnitt 3.2), dabei entstehen Photonen. Das Löschgas schränkt die Reichweite der meisten Photonen stark ein. Es gibt jedoch einige Photonen, die den Bereich des Streamers verlassen. Diese Photonen können durch Ionisation von Gasatomen bzw.-molekülen im Gasraum Elektron-Ion -Paare erzeugen oder, wenn sie die Kathode erreichen, durch den Photoeffekt Elektronen aus der Kathode herauslösen. In beiden Fällen können die Elektronen erneut eine Lawinenbildung in Richtung Anodendraht starten, sodaß ein Nachpuls entsteht. Dieser zweite Puls kann durch den beschriebenen Sekundäreffekt einen dritten Puls auslösen. Dadurch kann eine längere Pulsreihe entstehen.

Die Abbildungen 7.22 und 7.23 zeigen den Anteil der Mehrfachpulse bei Verwendung der Standard- bzw. der Dreiergasmischung. Der Anteil der

Mehrfachpulse ist mit 8–10% bei der Dreiergasmischung doppelt so hoch wie bei der Standardgasmischung. Da für alle Messungen die selbe Anordnung der Szintillatoren verwendet wurde, kann die Spurenverteilung der kosmischen Strahlung in der Kammer keinen entscheidenden Einfluß auf die Zunahme der Mehrfachpulse bei Verwendung der Dreiergasmischung haben. Der höhere Anteil der Mehrfachpulse bei Verwendung der Dreiergasmischung entsteht im wesentlichen durch häufigeres Auftreten von Nachpulsen, ausgelöst durch Sekundäreffekte.

Um genaueres über die Entstehung der Nachpulse in der Streamerrohrkammer zu erfahren, wurde aus den Daten, die mit den FADC's aufgenommen wurden, alle Einzeldrahtereignisse mit mindestens zwei Pulsen selektiert und dann die Zeitdifferenz zwischen ersten und zweiten Puls bestimmt.

In Abbildung 7.24, 7.25 und 7.26 sind die Zeitdifferenzverteilungen bzgl. der Standard- und der Dreiergasmischung dargestellt. Die senkrechten Linien in den Histogrammen geben den Poissonfehler wieder. Die Histogramme beginnen alle bei  $30 \text{ nsec}$ , weil der Pulssuchalgorithmus erst Pulse mit einem Abstand von mindestens  $30 \text{ nsec}$  als Doppelpulse erkennt.

Die Zeitdifferenzverteilungen der Dreiergasmischung zeigen ein deutliches Maximum bei  $90 \text{ nsec}$ . Die  $90 \text{ nsec}$  entsprechen etwa der Driftzeit der Elektronen von der Kathode zum Draht. Das bedeutet, daß die Nachpulse in der Dreiergasmischung im wesentlichen durch Photoionisation an der Kathode und nicht im Gasraum durch Photoionisation von Gasatomen bzw. -molekülen entstehen.

In den Zeitdifferenzverteilungen der Standardgasmischung ist kein herausragendes Maximum zu erkennen, das auf Sekundäreffekte an der Kathode hinweist. Die Maxima der Verteilungen liegen zwischen  $40$  und  $70 \text{ nsec}$ .

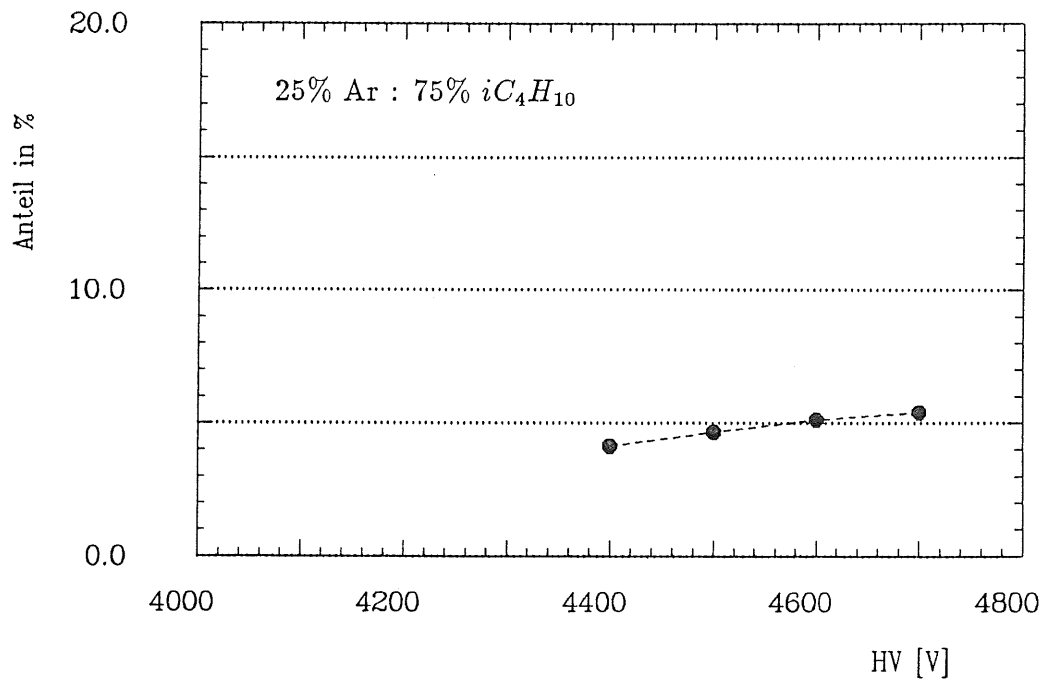


Abbildung 7.22: Anteil der Mehrfachpulse bei Verwendung der Standardgasmischung.

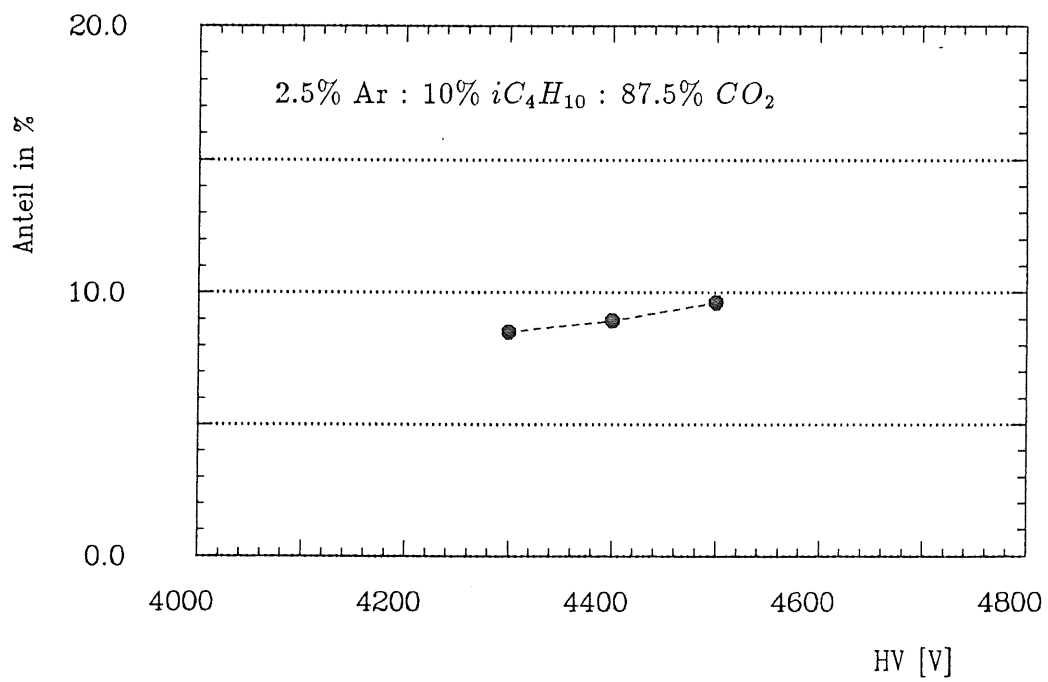


Abbildung 7.23: Anteil der Mehrfachpulse bei Verwendung der Dreiergasmischung.

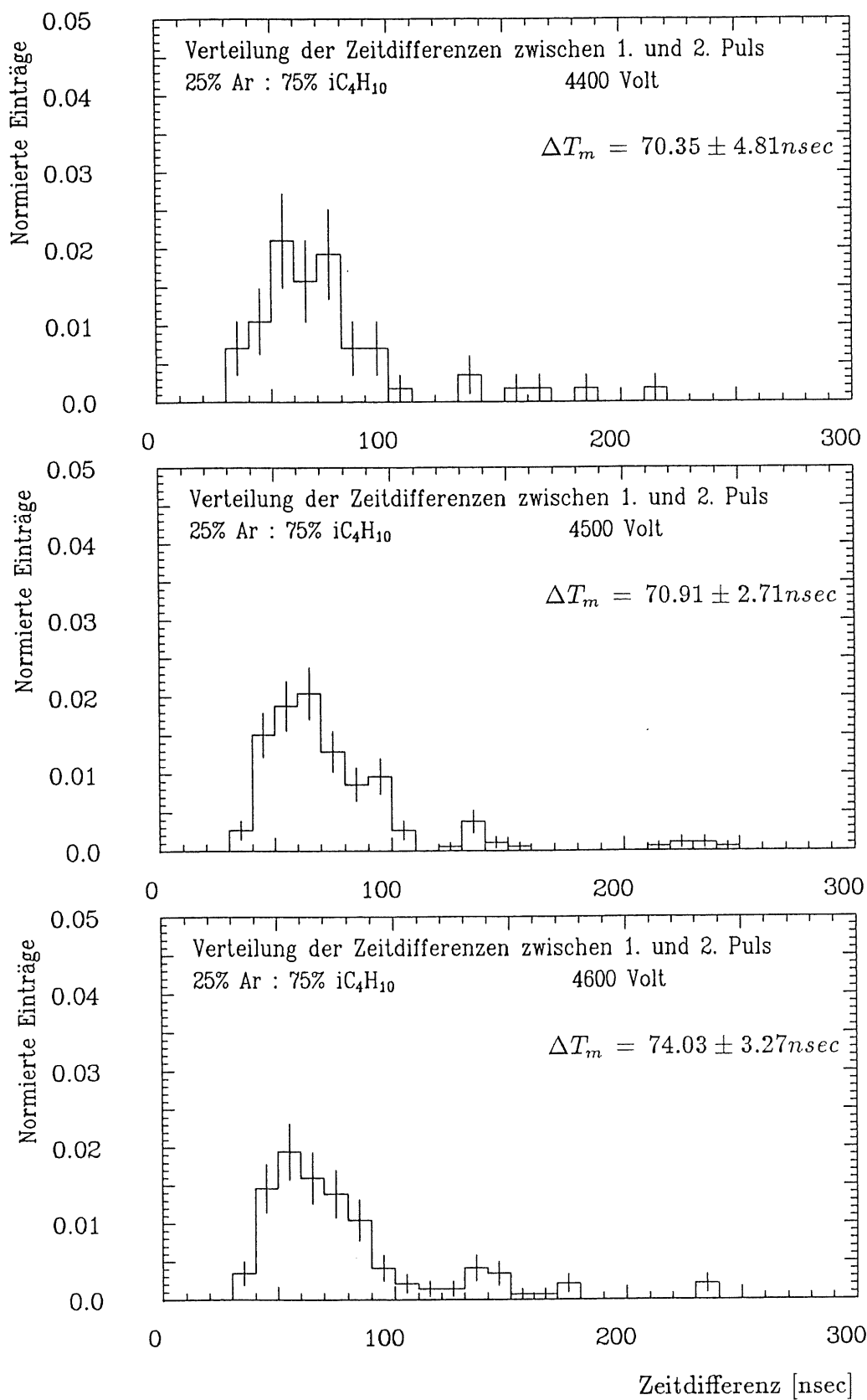


Abbildung 7.24: Doppelpulszeitdifferenzverteilungen der Standardgas-  
mischung ( $\Delta T_m$  = Mittelwert der Verteilung).

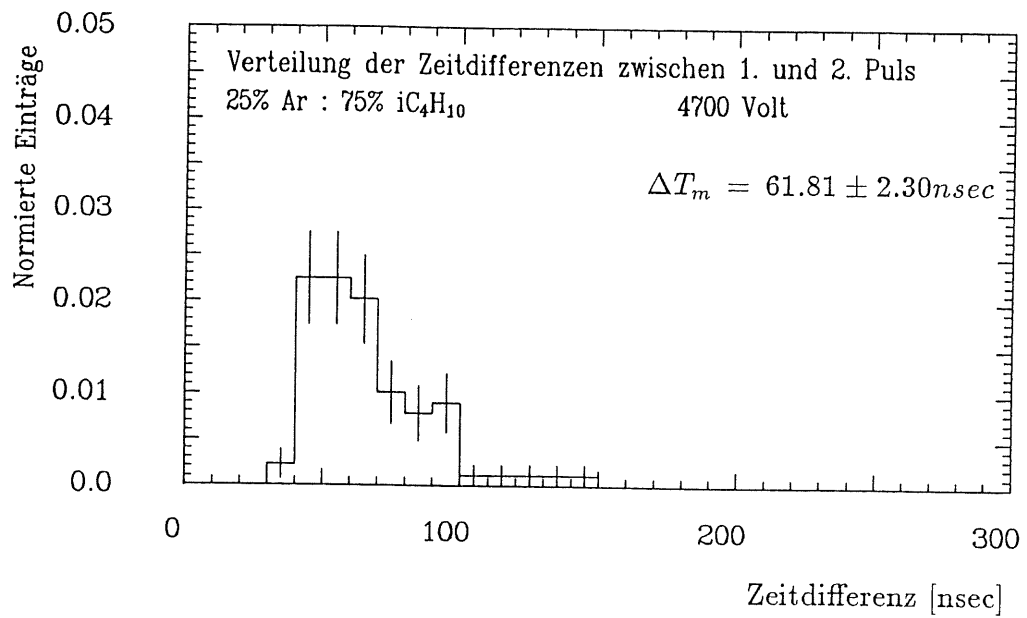


Abbildung 7.25: Doppelpulszeitdifferenzverteilung der Standardgasmischung ( $\Delta T_m =$  Mittelwert der Verteilung).

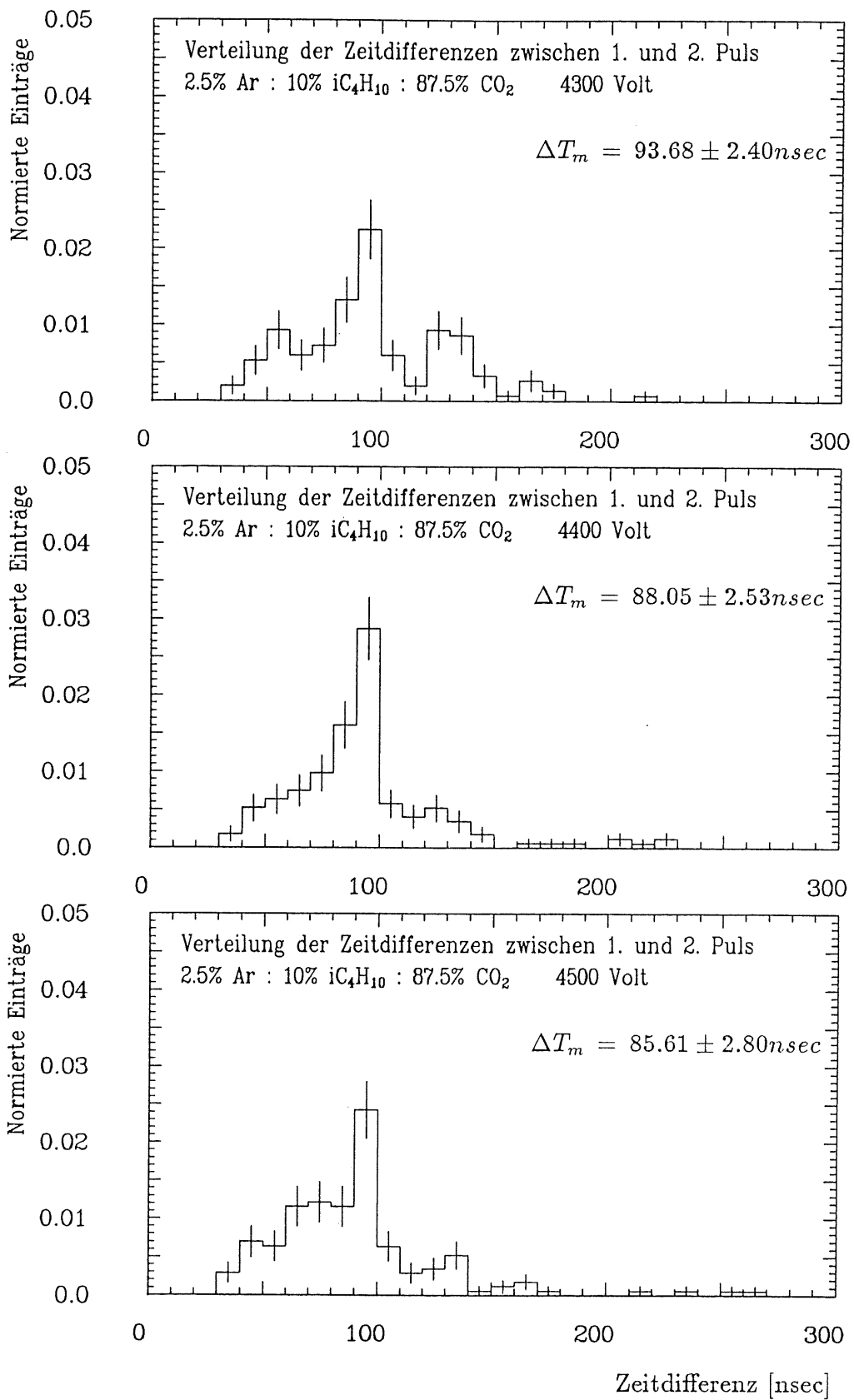


Abbildung 7.26: Doppelpulszeitdifferenzverteilungen der Dreiergasmischung ( $\Delta T_m =$  Mittelwert der Verteilung).



## 7.6 Die Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Streamerrohrkammern wurde in Abhängigkeit von der Hochspannung und einer Pulshöhenschwelle bzw. einer Ladungschwelle bestimmt.

Es traten zwei Arten von Ereignissen auf:

- Ein einzelnes Teilchen durchquert die Szintillatoren und die Streamerrohrkammer.
- Mehrere Teilchen (Teilchenschauer) durchqueren nahezu gleichzeitig die Szintillatoren und die Streamerrohrkammer.

Die Wahrscheinlichkeit einen Teilchenschauer nachzuweisen, ist größer als die Wahrscheinlichkeit ein einzelnes Teilchen nachzuweisen. Wenn die nachgewiesenen Teilchenschauer zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit mitgezählt werden ohne besondere Gewichtung, erhält man einen zu großen Wert für die Nachweiswahrscheinlichkeit. Andererseits ist die berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit zu klein, wenn man die nachgewiesenen Teilchenschauer überhaupt nicht mitzählt. Die tatsächliche Nachweiswahrscheinlichkeit liegt im Intervall

$$\frac{E}{T - M} \leq \epsilon_e \leq \frac{E + M}{T} \quad (7.1)$$

mit  $T$  = alle Ereignisse, (einzelne Teilchen + Teilchenschauer), die mit Hilfe der drei Szintillatoren (Abschnitt 5.3) nachgewiesen wurden,  $M$  = Zahl der mit der Streamerrohrkammer nachgewiesenen Teilchenschauer,  $E$  = Zahl der mit der Streamerrohrkammer nachgewiesenen einzelnen Teilchen. Die Zahlen  $T$ ,  $M$  und  $E$  wurden aus den Daten der Streamerrohrkammerpulse, die mit den FADC's aufgenommen wurden, bestimmt.

Um die Zahl  $E$  zu bestimmen, wurden alle Ereignisse gezählt, bei denen nur an einem Anodendraht ein Signal ausgelöst wurde. Außerdem wurden noch Ereignisse hinzugezählt mit Signalen an zwei benachbarten Anodendrähten, da aufgrund der Anordnung der Szintillatoren eine Teilchenspur maximal durch zwei benachbarte Profizellen verlaufen konnte.

Ereignisse mit Signalen an mehr als zwei Anodendrähten oder mit Signalen an zwei nicht benachbarten Anodendrähten wurden als Teilchenschauer ( $M$ ) gezählt.

Die größte Breite hat das Intervall bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 50%. Wenn die nachgewiesenen Ereignisse zu 11% durch Teilchenschauer verursacht werden, wie es bei den Messungen vorkam, hat das Intervall eine Breite von 3% auf seine untere Grenze bezogen. Mit abnehmender bzw. steigender Nachweiswahrscheinlichkeit geht die Breite gegen 0.

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit genauer zu bestimmen, wurde auf folgende Weise vorgegangen:

1. Zunächst wurde die untere Grenze der Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Teilchen berechnet.

$$\epsilon_e = \frac{E}{T - M} \quad (7.2)$$

2. Bei einem Teilchenschauer treffen nahezu gleichzeitig mehrere Teilchen die Streamerrohrkammer. Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_m$  für einen Teilchenschauer kann mit Hilfe der Binomialverteilung aus  $\epsilon_e$  und der mittleren Zahl  $n$  der Teilchen, die bei einem Teilchenschauer die Streamerrohrkammer treffen, abgeschätzt werden. Ein Teilchenschauer ist nachgewiesen, wenn mindestens eines seiner Teilchen nachgewiesen wird. Für  $\epsilon_m$  ergibt sich dann

$$\epsilon_m = 1 - \binom{n}{0} \epsilon_e^0 (1 - \epsilon_e)^n = 1 - (1 - \epsilon_e)^n \quad (7.3)$$

$\epsilon_m$  ist eine untere Abschätzung der tatsächlichen Nachweiswahrscheinlichkeit für Teilchenschauer, weil  $\epsilon_e$  eine untere Abschätzung ist.

3. Mit  $\epsilon_m$  kann jetzt ein besserer Wert der Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Teilchen berechnet werden.

$$\epsilon_e = \frac{E}{T - \frac{M}{\epsilon_m}} \quad (7.4)$$

$\frac{M}{\epsilon_m}$  ist die Zahl der Teilchenschauer, die die Streamerrohrkammer getroffen haben. Es gilt  $M \leq \frac{M}{\epsilon_m}$ .

Da  $\epsilon_m$  eine untere Abschätzung war, ist  $\epsilon_e$  jetzt etwas zu groß. Mit  $\epsilon_e$  berechnet man wiederum einen neuen Wert für  $\epsilon_m$  (Gleichung 7.3).

Auf diese Weise ergibt sich ein iterativer Algorithmus, der schon nach wenigen Wiederholungen ( $< 10$ ) gegen einen konstanten Wert für  $\epsilon_e$  und  $\epsilon_m$  konvergiert mit einer relativen Abweichung von  $10^{-9}$ . Er liefert einen Wert für die tatsächliche Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerrohrkammer, der im Intervall  $\frac{E}{T-M} \leq \epsilon_e \leq \frac{E+M}{T}$  liegt.

Mit dem beschriebenen Algorithmus ergibt sich ein Verfahren zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerrohrkammer, das den Anteil und die erhöhte Nachweiswahrscheinlichkeit von Teilchenschauern berücksichtigt.

Eine Unsicherheit bei diesem Verfahren ist die Unkenntnis der mittleren Zahl  $n$  der Teilchen, die bei einem Teilchenschauer die Streamerrohrkammer treffen. Stattdessen wird die mittlere Zahl  $m$  der ausgelösten Anodendrähte der Streamerrohrkammer beim Durchgang eines Teilchenschauers verwendet. Eine Abschätzung zeigt jedoch, daß dieser systematische Fehler sehr viel kleiner als der statistische Fehler ist:

Die Zahl  $m$  wurde zur nächstliegenden ganzen Zahl gerundet. Für alle Messungen ergab sich  $m = 4$ . Der größte mögliche Irrtum entsteht, wenn  $n \rightarrow \infty$  und die Nachweiswahrscheinlichkeit 50% beträgt. Dann ergibt sich ein maximaler systematischer Fehler von 0,5%. Mit kleinerer bzw. größerer Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt der Fehler ab (80% Nachweiswahrscheinlichkeit: 0,03% systematischer Fehler).

Durch den Pulssuchalgorithmus [CKL84] und den verschiedenen Spannungsteilerfaktoren wurden bei den Messungen implizit Pulshöhenschwellen gesetzt mit verschiedenen Höhen. Um den Effekt der unterschiedlich hohen Pulshöhenschwellen auszuschalten, wurde bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus den aufgenommenen Daten für alle Hochspannungsmesspunkte die gleiche Schwelle gesetzt, die oberhalb aller impliziten Schwellen lag. Sie beträgt für die Pulshöhenschwellen 60 mV und für die Ladungsschwelle 5pC.

Die Abbildungen 7.27 und 7.28 zeigen die Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Streamerrohrkammern bei Verwendung der Standard- und der Dreiergasmischung in Abhängigkeit von der Hochspannung mit der 60 mV Pulshöhenschwelle bzw. mit der 5 pC Ladungsschwelle. Die Standardabweichungen sind kleiner als die verwendeten Symbole. Mit der Standardgasmischung erreicht die Nachweiswahrscheinlichkeit bei 4500 Volt ein Plateau bzgl. der Pulshöhenschwelle bzw. der Ladungsschwelle. Die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit ist im wesentlichen durch die Geometrie der Streamerrohrkammer begrenzt, wie in Abschnitt 6.3 gezeigt wurde.

Für die Standardgasmischung wurde maximal eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $88,2 \pm 0,7\%$  erreicht bei 4700 Volt. Beim größten gemeinsamen Meßpunkt (4500 Volt) wird mit der Standardgasmischung eine Nachweiswahrscheinlichkeit bzgl. der Pulshöhe von  $81,8 \pm 0,5\%$  und mit der Dreiergasmischung von  $76,7 \pm 0,9\%$  erreicht.

Mit der Standardgasmischung haben die H1-Streamerrohrkammern bzgl. der Ladung bei 4700 Volt eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $88,3 \pm 0,7\%$ . Bei 4500 Volt haben sie mit der Standardgasmischung eine ladungsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit von  $84,7 \pm 0,5\%$  und mit der Dreiergasmischung von  $77,7 \pm 0,9\%$ .

Für einen Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten der deckellosen Streamerrohrkammer und der H1-Streamerrohrkammern waren die Versuchsbedingungen zu unterschiedlich. Durch die Anordnung der Szintillatoren waren in der deckellosen Streamerrohrkammer Teilchenspuren mit einer Länge von 50 mm möglich, in den H1-Streamerrohrkammern nur bis 14 mm. Durch die langen Spuren kann mehr Primärladung in der Streamerrohrkammer entstehen. Damit wächst auch die Wahrscheinlichkeit der Streamerbildung. Andererseits ist bei fehlendem Deckel mit einer Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit zu rechnen aufgrund des ungünstigeren Verlaufs des elektrischen Feldes in der Streamerrohrkammer.

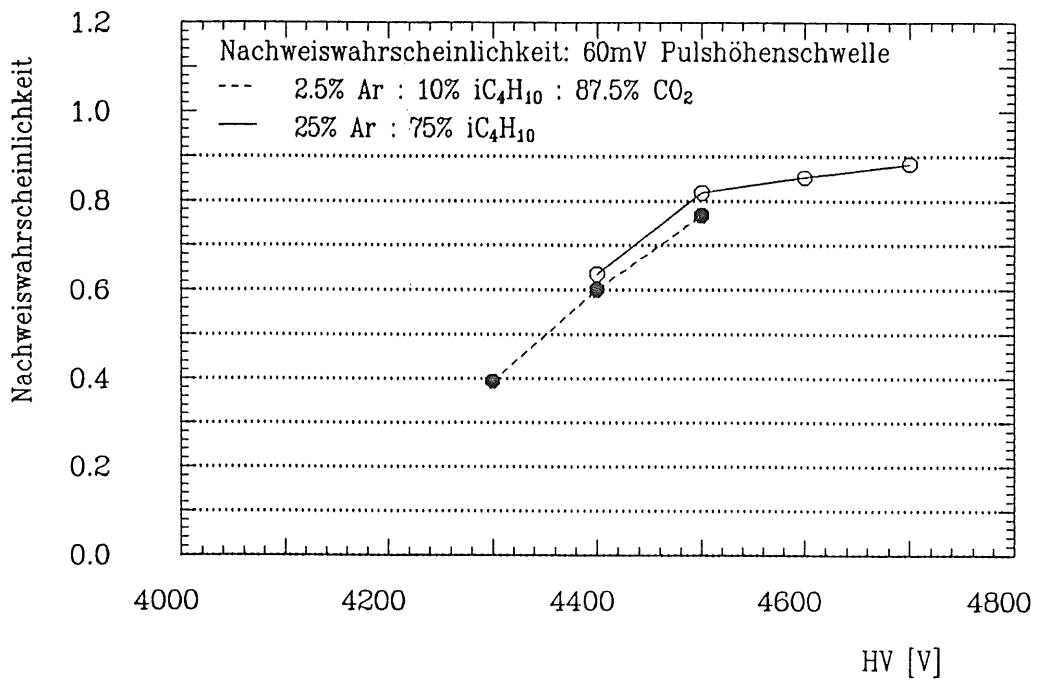


Abbildung 7.27: Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Streamerrohrkammern bzgl. einer Pulshöhenschwelle bei Verwendung der Standardgas Mischung bzw. der Dreiergas Mischung.

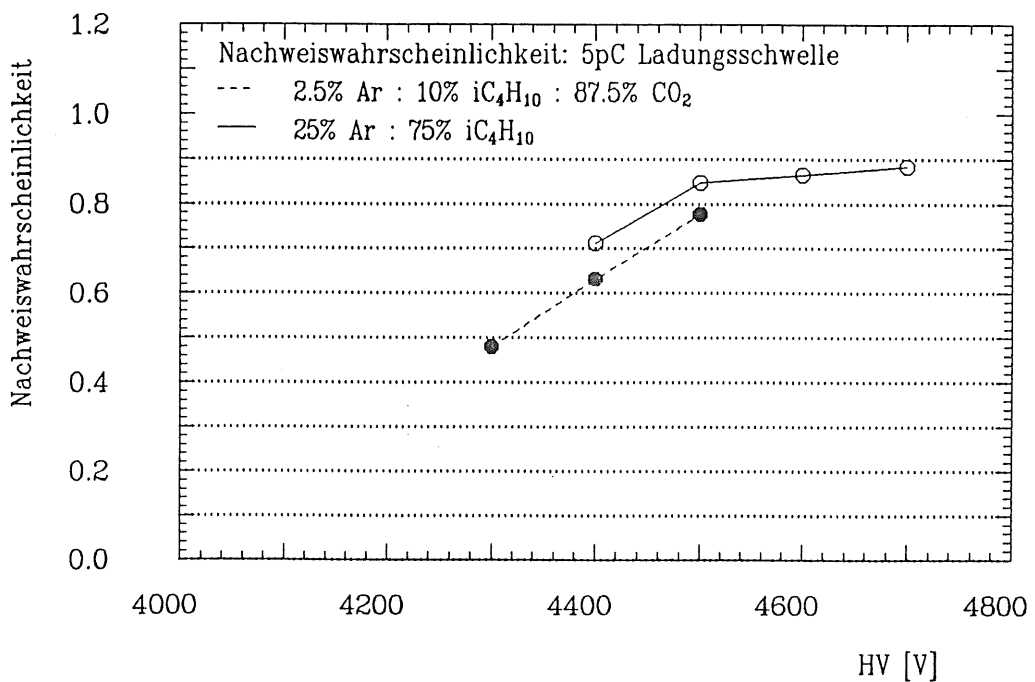


Abbildung 7.28: Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Streamerrohrkammern bzgl. einer Ladungsschwelle bei Verwendung der Standardgas Mischung bzw. der Dreiergas Mischung.

# Zusammenfassung

Im H1-Detektor werden in großer Zahl Streamerrohrkammern eingesetzt. Am besten funktionieren die Streamerrohrkammern mit der Standardgasmischung 25% Argon : 75% Isobutan. Bei Verwendung der Standardgasmischung sind jedoch aufwendige Sicherheitsvorkehrungen zu treffen, da sie mit Luft ein explosives Gasgemisch bilden kann. Als eine Alternative zur Standardgasmischung gilt die nichtbrennbare Dreiergasmischung 2,5% Argon : 10% Isobutan : 87,5% Kohlendioxid.

In dieser Arbeit wurde die Funktion einer deckellosen Streamerrohrkammer und die Funktion der H1-Streamerrohrkammern bei Verwendung der Standardgasmischung und bei Verwendung der Dreiergasmischung untersucht. Die Streamerrohrkammern wurden dazu über ihre Anodendrähte ausgelesen. Als Teilchenquelle wurde die kosmische Strahlung genutzt. Anhand der Ergebnisse wurden die beiden Gasmischung miteinander verglichen.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß der Streamerbereich mit der Dreiergasmischung bei niedrigeren Hochspannungen beginnt als mit der Standardgasmischung. Bei gleicher Hochspannung wird in den H1-Streamerrohrkammern mit der Dreiergasmischung im Mittel bis zu 37% mehr Ladung erzeugt als mit der Standardgasmischung, und die Pulshöhen sind bis zu 52% größer.

Außerdem haben die Ladungs- und Pulshöhenverteilungen mit der Dreiergasmischung eine geringere relative Breite (Standardabweichung/Mittelwert) als mit der Standardgasmischung.

Die mittlere Driftzeit der Elektronen ist in der Dreiergasmischung kleiner als in der Standardgasmischung. Mit der Dreiergasmischung haben die Driftzeitverteilungen der Elektronen jedoch weit auslaufende Flanken zu großen Driftzeiten hin. Es kommt vor, daß erst 300 nsec nachdem ein Teilchen die Streamerrohrkammer durchquert hat, ein Signal am Anodendraht anliegt. Zur Signalauslese der Streamerrohrkammern muß bei Verwendung der Dreiergasmischung ein längeres Gatesignal benutzt werden, um die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen.

Außerdem neigen die H1-Streamerrohrkammern beim Betrieb mit der Dreiergasmischung doppelt so häufig zu Mehrfachpulsen, ausgelöst durch Sekundäreffekte an der Kathode, als beim Betrieb mit der Standardgasmischung. Die Standardgasmischung hat das bessere Löschvermögen zur Begrenzung der Gasentladung in der Streamerrohrkammer und führt so

zu einem stabileren Streamerrohrkammerbetrieb.

Mit der deckellosen Streamerrohrkammer wurden für beide Gasmischungen im Plateaubereich die gleiche ladungsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit gemessen. Für die Dreiergasmischung ergibt sich nur ein relativ kurzes Plateau, da bei höheren Spannungen die Streamerrohrkammer mit der Dreiergasmischung durch heftiges Nachpulsen keinen stabilen Betrieb ermöglicht.

Die Messungen mit den H1-Streamerrohrkammern haben für die Dreiergasmischung kein Plateau ergeben. Bei gleichen Spannungen ist die ladungsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Streamerrohrkammern mit der Dreiergasmischung mindestens 7% niedriger als mit der Standardgasmischung. Bei der pulshöhenabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt der Unterschied mindestens 5%.

# Literaturverzeichnis

- [ATA82] M.Atac et al.; Nuclear Instruments and Methods 200 (1982) 345-354
- [ALE80] G.D.Alekseev et al.; Nuclear Instruments and Methods 177 (1980) 385-397
- [BASF] Sortiment, Eigenschaften, Verarbeitung
- [CAR88] S.Cartwright et.al.; A Non-Flammable Gas Mixture for Plastic Limited Streamer Tubes, SLD Note 185, 1988
- [DEL87] M.Koponen, K.Kurvinen, M.Laakso, R.Orava, H.Saarikko, M.Vontilainen; Limited Streamer Mode In Detectors For Mass Production, DELPHI 87-109 CAL 54
- [FLA82] Flash-ADC DL101, Universität Heidelberg 1982
- [H186] Technical Proposal for the H1 Detector, 1986
- [HES76] H.Hess; Der Elektrische Durchschlag in Gasen, Vieweg 1976
- [IAR83] E.Iarocci; Nuclear Instruments and Methods 217 (1983) 30-42
- [KLE87] K.Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner 1987
- [LOE40] L.B.Loeb; The Mechanism of Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure, I,II J.Appl.Physic 11 (1940) 438, 459
- [CKL84] C.Kleinwort; Diplomarbeit, Universität Hamburg 1984
- [LOH81] E.Lohrmann; Hochenergiephysik, Teubner 1981
- [PAR84] Particle Data Group; Review of Particle Properties (1984)
- [PER82] D.H.Perkins; Introduction to High Energy, Edison-Wesley 1982
- [RAE40] H.Raether; Zum Aufbau von Gasentladungen, Die Naturwissenschaften 28 (1940) 749
- [RIC74] P.Rice-Evans; Spark-, Streamer-, Proportional-, and Drift Chambers, Richelieu Press 1974

- [SCH68] P.Schulz; Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern, Braun 1968
- [SEG77] E.Segre; Nuclei and Particles, Benjamin/Cummings Publishing Company 1977
- [WAL87] A.Walter; Untersuchung des Streamermodes von Gasdetektoren (Diplomarbeit), Universität Dortmund 1987
- [ZHA86] L.S.Zhang; Nuclear Instruments and Methods A247 (1986) 343-346



## Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern der DESY Forschungsgruppe F22 für die gute Arbeitsatmosphäre und die Hilfsbereitschaft bedanken. Speziell bedanken möchte ich mich bei:

- Prof. Dr. Felst, Prof. Dr. Heinzelmann und Dr. Greenshaw für die gute Betreuung der Arbeit,
- Prof. Dr. Büßer für sein Interesse an meiner Arbeit,
- dem Doktoranden J.Martens, der immer bereit war, bei Problemen während der Arbeit zu helfen,
- dem Diplomanden O.Dünger für die gute Zusammenarbeit.

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