

2351 / 525

Interner Bericht  
DESY F22-78/01  
Januar 1978

DESY-Bibliothek  
F 22 78 J

ENTWICKLUNG EINER DRIFTKAMMER MIT ZWEIDIMENSIONALER ORTSAUSLESE

von

Peter Warming



Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
A. Einleitung	1
B. Grundlagen	4
1) Funktionsprinzip einer Driftkammer	4
1.1) Ionisation des Gases	6
1.2) Nachweis von Photonen	9
1.3) Diffusion der Ladungsträger im Gas	11
1.4) Drift der Ladungsträger im elektrischen Feld	11
1.5) Lawinenbildung am Anodendraht	17
1.6) Zeitliche Entwicklung des Signals	21
2) Typische Bauformen von Driftkammern	24
3) Zweidimensionale Ortsmessung	28
C. Die "kleine" Kammer	32
1) Mechanische Konstruktion	32
1.1) Einzelheiten der Konstruktion	32
1.2) Kammergehäuse und Gasversorgung	37
1.3) Technische Schwierigkeiten	38
2) Verstärkerelektronik	39
3) Testmessungen im Elektronen-Strahl	42
3.1) Experimentelle Möglichkeiten	42
3.2) Testaufbau	42
3.3) Meßprogramm	44
3.3.1) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit	45
3.3.1.1) Durchführung der Messungen	46
3.3.1.2) Ergebnisse der Messungen	46
3.3.2) Messung der Driftgeschwindigkeit	51
3.3.2.1) Durchführung der Messungen	51
3.3.2.2) Ergebnisse der Messungen	52
3.3.3) Messung des Ortsauflösungsvermögens	55
3.3.3.1) Durchführung der Messungen	55
3.3.3.2) Ergebnisse der Messungen	56
3.4) Zusammenfassung	58

Entwicklung einer Driftkammer mit  
zweidimensionaler Ortsablesung

Experimentell - physikalische Diplomarbeit

der Fachbereich Physik  
der Universität Hamburg  
vorgelegt von

Peter Warming  
Hamburg 1977

D. Die "große" Driftkammer mit zweidimensionaler Ortsauslese	59
1) Aufbau der Kammer	59
1.1) Mechanische Konstruktion	59
1.2) Die Verzögerungsleitungen	65
1.2.1) Herstellung der Verzögerungsleitungen	65
1.2.2) Eigenschaften der Verzögerungsleitungen	67
1.2.3) Montage der Verzögerungsleitungen	69
2) Verstärkerelektronik	70
2.1) Anforderungen an einen Verstärker für Verzögerungsleitungssignale	70
2.2) Der Verstärker für die Verzögerungsleitungssignale	71
2.3) Impulsformung der Verzögerungsleitungssignale	75
3) Testmessungen im Labor	78
4) Testmessungen im Elektronen-Strahl	81
4.1) Testaufbau	81
4.2) Meßprogramm	83
4.2.1) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit	83
4.2.1.1) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Anodenspannung und Driftspannung	84
4.2.1.2) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Ort	86
4.2.2) Messung der Driftzeit / Driftweg - Beziehung	88
4.2.3) Messung des Ortsauflösungsvermögens (in $\perp$ -Richtung)	90
4.3) Messung des Ortsauflösungsvermögens der Verzögerungsleitungen	92
4.3.1) Mögliche Verfahren zur Messung des Ortsauflösungsvermögens in z-Richtung	92
4.3.2) Durchführung der Messungen zum Ortsauflösungsvermögen in z-Richtung	95
4.3.3) Ergebnisse der Messungen	97
4.3.4) Impulshöhenmessungen	99
4.4) Zwei-Teilchen-Auflösung	102
E. Zusammenfassung	103
Anhang I Gasnischenanlage	104
Anhang II Verstärker und Diskriminator für Anodendrahtsignale	108
Liste der Referenzen	115
Liste der Abbildungen	119

## A. Einleitung

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg wird seit 1975 als Ergänzung der bestehenden Beschleunigeranlagen ein neuer Elektron-Positron Speicherring (PETRA) gebaut, der den Energiebereich von  $2 \times 5$  bis  $2 \times 19$  GeV Schwerpunktsenergie erschließen wird.

In den Wechselwirkungszonen von PETRA werden 1978 große Apparaturen aufgebaut werden, mit deren Hilfe die bei der Annihilation von Elektron und Positron entstehenden Teilchen nachgewiesen und ihre physikalischen Eigenschaften gemessen werden sollen. Um die Reaktionen analysieren zu können, werden Informationen über Ladung, Masse, Impuls, Energie und die räumliche Winkelverteilung der vom Wechselwirkungspunkt herkommenden Teilchen benötigt. Diese Informationen lassen sich aus den Daten gewinnen, die im Experiment von einer Vielzahl verschiedener Nachweisgeräte geliefert werden.

Der Nachweis von geladenen Teilchen beruht auf der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen den Teilchen und der Materie, die sie durchdringen. Neutrale Teilchen können nur indirekt über die von ihnen sekundär erzeugten geladenen Teilchen nachgewiesen werden. Bei vielen Detektoren ist die inkohärente Coulombstreuung der vorherrschende Prozeß, durch den ein einfallendes geladenes Teilchen einen Teil seiner Energie an das Detektormaterial abgibt und dabei entlang seiner Flugbahn die Atome und Moleküle dieses Mediums anregt oder ionisiert.

Auf der Ionisierung eines Gases basieren vor allem die ortsauflösenden Zähler. Diese haben in erster Linie die Aufgabe, die Messung der Teilchenimpulse aus der Krümmung der Teilchenbahnen in einem starken Magnetfeld zu ermöglichen. Während früher vorwiegend Bahndetektoren eingesetzt wurden, die die Spur als solche sichtbar machten, werden heute hauptsächlich ortsauflösende Zähler verwendet, die an einzelnen Punkten einer Spur die Raumkoordinaten dieser Punkte messen. Letztere haben den Vorteil, daß sie die Meßwerte direkt als elektronische Signale liefern, die sich auf einfache Weise in Zahlen verwandeln und von Kleinrechnern auswerten lassen.

Sie haben daher in den vergangenen Jahren in dem Maße an Bedeutung gewonnen, wie es gelang, die Genauigkeit der Ortsmessung und die maximal mögliche Zählrate zu steigern.

Die Entwicklung führte von Szintillationszählerhodokopen (Auflösungsvermögen  $\sigma \approx 5$  mm, Totzeit  $t_d \approx 20$  nsec) über Funkenkammern ( $\sigma \approx 0.3$  mm, aber  $t_d \approx 10$  msec) und Proportionalkammern ( $\sigma \approx 0.5$  mm,  $t_d \approx 100$  nsec) zu Driftkammern ( $\sigma \approx 0.1$  mm,  $t_d \approx 100$  nsec). Letztere werden heute in allen neuen Experimenten, in denen nicht extrem hohe Teilchenflüsse zu erwarten sind, eingesetzt.

Driftkammern sind flächenhafte, mit einem gasförmigen Medium gefüllte Detektoren, in denen die durch Ionisation des Gases freigesetzten Elektronen aufgrund geeigneter elektrischer Felder von ihrem Entstehungsort zu einem definierten Ort in der Kammer (Anodendraht) driften und dort nachgewiesen werden. Es wird die für den Driftvorgang benötigte Zeit gemessen. Daraus läßt sich, wenn die Driftgeschwindigkeit bekannt ist, eine der beiden Koordinaten von dem Punkt, an dem das ionisierende Teilchen die Fläche der Kammer gekreuzt hat, bestimmen. Die andere Koordinate wird im allgemeinen mit einer zweiten Kammer, deren elektrisches Feld anders orientiert ist, gemessen. Wo das aus geometrischen oder Konstruktionstechnischen Gründen nicht möglich ist, bestimmt man mit elektronischen Mitteln den Punkt auf dem Anodendraht, an dem die driftenden Elektronen nachgewiesen werden, und gewinnt daraus die zweite Flächenkoordinate. Eine Möglichkeit dafür ist beispielsweise die Messung der Signallaufzeit auf einer Verzögerungsleitung parallel zum Anodendraht.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Bau und der Erprobung zweier Driftkammern, die in der DEAF-Gruppe # 22 als Testkammern im Hinblick auf ein größeres Driftkammersystem für ein mögliches BEFA-Experiment entwickelt worden sind. Mit der sogenannten "kleinen" Kammer sollten praktische Erfahrungen für Bau und Betrieb von Driftkammern gesammelt werden. Darüberhinaus wurde ein gutes Ortsauflösungsvermögen über lange Driftstrecken angestrebt, um die "kleine" Kammer zu Nachzwecken verwenden zu können. Mit der "großen" Kammer sollte insbesondere die zweidimensionale

Ortsauslese (mittels Laufzeitmessung auf Verzögerungsleitungen) untersucht werden.

Ich werde im folgenden zunächst die prinzipielle Arbeitsweise von Driftkammern erläutern, dann auf die mechanische Fertigung der Kammer eingehen, anschließend die verwendete Elektronik beschreiben, danach den Testaufbau skizzieren und schließlich die Ergebnisse der Messungen zusammenstellen.

## B. Grundlagen

### 1) Funktionsprinzip einer Driftkammer

Das Prinzip, das der Arbeitsweise einer Driftkammer zugrunde liegt, wurde in der Einleitung bereits angedeutet: es soll hier ausführlicher dargestellt werden.

Die Aufgabe einer Driftkammer besteht darin, geladene Teilchen nachzuweisen und darüberhinaus Information über den Ort zu liefern, an dem das Teilchen die Kammer durchquert hat.

Zu dem Zwecke besteht eine Driftkammer im wesentlichen aus einem Gasvolumen, an das ein elektrisches Feld angelegt wird. Als Gas verwendet man meist ein Gemisch aus einem Edelgas (häufig Argon) und einem oder zwei organischen Molekülgasen. Das elektrische Feld wird durch geeignet angeordnete Elektroden (Metallplatten oder Drähte für die Kathode, ein sehr dünner Draht für die Anode) erzeugt und hat etwa den in Abb. 1 skizzierten Verlauf.

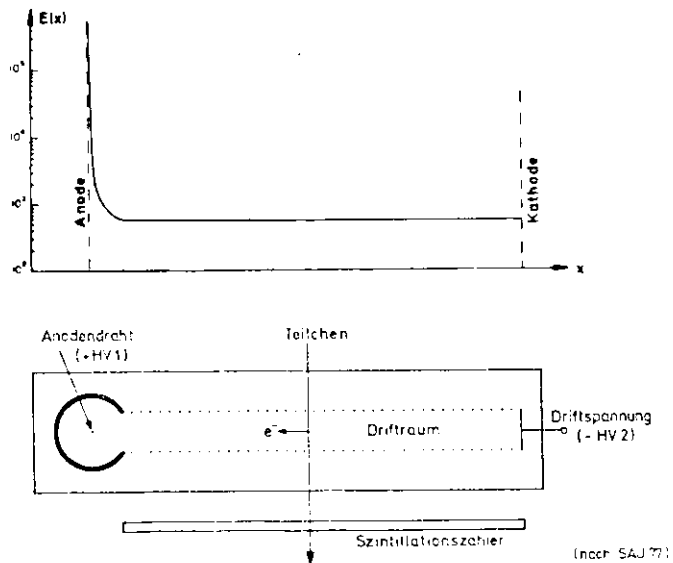


Abb. 1: Prinzip einer Driftkammer

In dem langgestreckten Bereich des Driftraumes ist es mehr oder weniger homogen bei einer geringen Feldstärke (600 bis 1000 V/cm). In dem daran anschließenden Nachweisbereich in der unmittelbaren Nähe des Anodendrahtes steigt die Feldstärke stark an (bis auf einige  $10^5$  V/cm).

Ein durch die Kammer fließendes geladenes Teilchen kollidiert mit einzelnen Gasatomen auf seiner Bahn und erzeugt dabei positive Ionen und freie Elektronen (Ionisation durch inkohärente Coulombstreuung). Die Elektronen driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zum Anodendraht. Durch die Wahl eines geeigneten Gasgemisches wird erreicht, daß die Driftgeschwindigkeit im ganzen Driftraum konstant ist oder zumindest nur wenig von der elektrischen Feldstärke abhängt.

Am Anodendraht werden die driftenden Elektronen so stark beschleunigt, daß sie bei inelastischen Zusammenstößen mit Gasatomen diese ionisieren, so daß sich die Zahl der Elektronen und Ionen vervielfacht (Lawinenbildung). Die Bewegung dieser Ladungen influenziert sowohl auf der Anode als auch auf der Kathode ein meßbares elektrisches Signal, dessen zeitliche Verzögerung gegenüber dem Zeitpunkt des Teilchendurchgangs gemessen wird. Dabei wird letzterer durch ein externes Signal, z.B. von einem Szintillationszähler vor oder hinter der Kammer, definiert. Das so gemessene Zeitintervall entspricht genau der Zeit, die die Elektronen benötigen, um vom Ort ihrer Entstehung auf der Spur des ionisierenden Teilchens zum Anodendraht zu driften. Wenn die Driftgeschwindigkeit bekannt ist, läßt sich aus der gemessenen Driftzeit der Abstand zwischen der Teilchenspur und dem Anodendraht und damit eine der beiden Koordinaten der Spur in der Ebene der Kammer bestimmen.

Die angesprochenen Prozesse sollen im folgenden genauer betrachtet werden. Eine ausführliche Darstellung der Zusammenhänge findet man in der Referenz SAU 77, ferner bei CHA 74 und SCH 76.

### 1.1) Ionisation des Gases

Die Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit den Atomen des Kammergases beruht hauptsächlich auf der Coulombstreuung des einfallenden Teilchens an dem elektrischen Feld der Gasatome. Andere elektromagnetische Prozesse wie Bremsstrahlung oder Cerenkov-Effekt sind (zumindest für Teilchen, die schwerer als Elektronen sind,) vernachlässigbar. Der Energieverlust, den das Teilchen auf seinem Weg durch die Kammer erleidet, ist das Resultat mehrerer aufeinander folgender Zusammenstöße mit den Gasatomen, wodurch diese entweder angeregt oder ionisiert werden.

Der mittlere Energieverlust pro Längeneinheit wird näherungsweise durch die Bethe - Bloch - Formel beschrieben.

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

wobei  $x$  = Weglänge (in cm)  
 $N$  = Loschmidt'sche Zahl  
 $m$  = Masse des Elektrons  
 $e$  = Ladung des Elektrons  
 $Z$  = Kernladungszahl des Mediums  
 $A$  = Atomgewicht des Mediums  
 $\rho$  = Dichte des Mediums  
 $I$  = effektives Ionisationspotential des Mediums  
 $z$  = Ladung des ionisierenden Teilchens  
 $\beta$  = Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit

bedeuten.

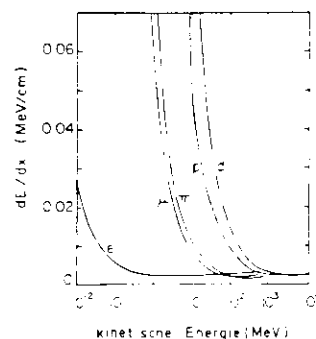


Abb 2: Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation

Minimal ionisierende Teilchen ( $\beta > 0.97$ ) verlieren in Argon unter Normalbedingungen im Mittel auf 1 cm Weglänge ca. 2.5 keV und erzeugen dabei etwa 30 Primärelektronen mit einer mittleren Energie von 80 eV. Die bei einer Kollision von ionisierenden Teilchen auf ein Primärelektron übertragene Energie schwankt jedoch erheblich um diesen Mittelwert; sie liegt zwischen einigen eV und einigen 10 keV. Allerdings gilt für die Wahrscheinlichkeit  $P(E)$  für das Auftreten eines Primärelektrons der Energie  $E$  näherungsweise

$$P(E) \propto \frac{1}{E^2} \quad (2)$$

so daß die Anzahl der Primärelektronen mit Energien über 1 keV (sogenannte  $\delta$ -Elektronen) gering, wenn auch nicht vernachlässigbar ist.

Aufgrund der höheren Energien besitzen  $\delta$ -Elektronen größere Reichweiten im Gas (in Argon unter Normalbedingungen bis zu mehreren 100  $\mu$ m) als niederenergetische Elektronen (einige  $\mu$ m). Dies führt, weil  $\delta$ -Elektronen vorwiegend senkrecht zur Flugrichtung des einfallenden ionisierenden Teilchens erzeugt werden, zu einer Verschiebung des Schwerpunktes der entlang der Bahn erzeugten Ladungen von der Bahn fort. Da der Ladungsschwerpunkt die beste Information über die Spur darstellt, wird die Genauigkeit der Ortsbestimmung durch das Auftreten von  $\delta$ -Elektronen stark eingeschränkt.

Da das Ionisierungspotential der Kammergase von der Größenordnung einiger eV ist (Argon: 15.8 eV), haben die Primärelektronen in den meisten Fällen genug Energie, um bei den nächsten Kollisionen selbst noch weitere Gasatome zu ionisieren. So werden in Argon im Mittel durch jedes Primärelektron noch 2 bis 3 Sekundärelektronen freigesetzt. Die totale Ionisation beträgt in Argon unter Normalbedingungen daher im Mittel etwa 90 Elektron-Ion-Paare pro cm.

Da im allgemeinen der nachweisempfindliche Bereich von Kammern in der Flugrichtung der Teilchen nur eine geringe Ausdehnung hat (einige mm), führen die Teilchen auf ihrem

Weg durch die Kammer nur eine kleine Anzahl Streuprozesse aus, wobei aber die bei jedem dieser Streuprozesse übertragene Energie in einem weiten Bereich variieren kann. Dadurch variiert der Gesamtenergieverlust der Teilchen ebenfalls stark. Die Verteilungsfunktion der Gesamtenergieverluste hat die Form einer Landau-Verteilung (siehe Abb. 3)

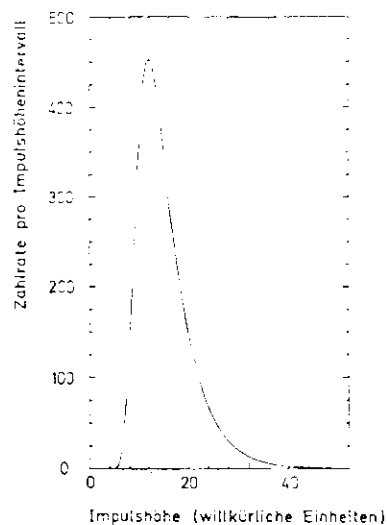


Abb. 3: Landau-Verteilung für den Energieverlust geladener Teilchen im Kammerfüllgas

(aus SAU 77)

Sie ist durch eine überproportional große Anzahl Ereignisse im Bereich großer Energieüberträge gekennzeichnet. Da die totale Ionisation näherungsweise proportional zum totalen Energieverlust des einfallenden Teilchens ist, sind die Anzahlen der driftenden Elektronen und damit (zumindest im Proportionalbereich; siehe Kap. 1.5) auch die Impulshöhen der auf dem Anodendraht entstehenden Signale landauverteilt.

## 1.2) Nachweis von Photonen

Photonen sind neutrale Teilchen und ionisieren daher Materie nicht. Ihre Wechselwirkung mit Materie verläuft über die elektromagnetischen Prozesse Photoeffekt, Comptonstreuung oder Paarbildung. Doch ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß einer dieser Prozesse innerhalb einer Driftkammer passiert und daß dabei ein geladenes Teilchen erzeugt wird, in fast dem gesamten interessierenden Energiebereich gering.

Nur für weiche Photonen mit Energien von einigen keV ist die Nachweiswahrscheinlichkeit relativ groß, weil die Bindungsenergie der Elektronen aus der K-Schale der Edelgasatome in diesem Energiebereich liegt, so daß für Photonen dieser Energien der Absorptionswirkungsquerschnitt besonders groß ist (siehe Abb. 4).

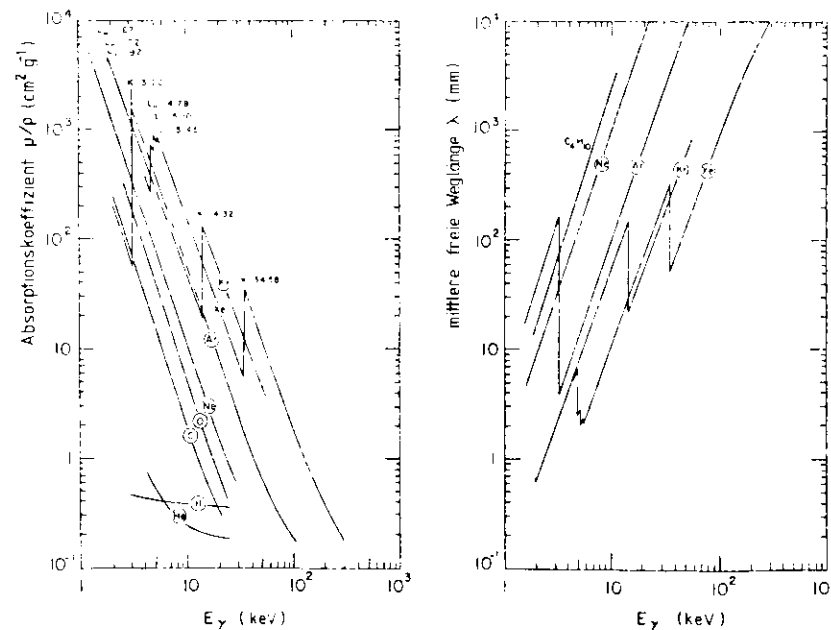


Abb. 4: Absorptionskoeffizient und mittlere freie Weglänge für Photonen (aus SAU 77)



Eine gewisse physikalische Bedeutung kommt den weichen Photonen insofern zu, als die  $\gamma$ -Strahlung einiger radioaktiver Präparate, die wie das  $\text{Fe}^{55}$  gewöhnlich zum Testen von Driftkammern im Labor verwendet werden, aus solchen weichen Photonen besteht.

Bei der Absorption eines Photons mit der Energie  $E_\gamma$  wird ein Photoelektron der Energie  $E_e = E_\gamma - E_k$  erzeugt. Das angeregte Atom kann auf zwei Wegen in den Grundzustand zurückkehren:

- entweder durch Fluoreszenz, also durch Übergang eines Elektrons aus einer höheren Schale in die K-Schale, wobei ein Photon der Energie  $E_k - E_i$  emittiert wird,
- oder durch einen strahlungslosen Übergang, bei dem nach einer Neuordnung innerhalb mehrerer Elektronenschalen ein Außer-Elektron emittiert wird, dessen Energie geringfügig kleiner als  $E_k$  ist.

In Argon beträgt das Verhältnis von Fluoreszenz zu Auger-Effekt 15 zu 85. Das Photo-Elektron und das Auger-Elektron verlieren ihre Energie bei den nachfolgenden Kollisionen mit den Gasmolekülen, wobei sie weitere Elektronen freisetzen. Demgegenüber hat das sekundäre Photon eine große mittlere freie Weglänge und verläßt im allgemeinen den nachweisempfindlichen Bereich der Kammer. Im letzteren Fall ist die totale Ionisation entsprechend dem Energiefehlbetrag (in Argon: 2.96 keV) geringer. Das führt bei Impulshöhenmessungen zum Auftreten eines zweiten, bei einer kleineren Impulshöhe gelegenen Maximums im Spektrum (sogenannter "Escape-Peak").

### 1.3) Diffusion der Ladungsträger im Gas

Die durch Ionisation in einem Gasvolumen freigesetzten Elektronen und Ionen unterliegen, wenn keine elektrischen oder magnetischen Felder wirksam sind, nur der Diffusion. Diese bewirkt, daß eine räumlich lokalisierte Ladungsverteilung mit der Zeit auseinanderfließt. Die Standardabweichung  $\sigma_x$  der Verteilung in einer Dimension wächst gemäß

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (3)$$

wobei D der Diffusionskoeffizient und t die Zeit bedeuten.  $\sigma_x$  beträgt bei  $t = 1$   $\mu\text{sec}$  etwa 100 bei 200  $\mu\text{m}$ .

Die Elektronen und Ionen nehmen, nachdem sie die von dem ionisierenden Teilchen auf sie Übertragene kinetische Energie bei den ersten Kollisionen mit Gasatomen abgegeben haben, die mittlere thermische Energie des Gases an (0.04 eV bei Normalbedingungen). Dem entspricht eine mittlere thermische Geschwindigkeit der Ionen von  $10^4$  bis  $10^5$  cm/sec bzw. der Elektronen von  $10^7$  cm/sec.

### 1.4) Drift der Ladungsträger im elektrischen Feld

Wird an das Gasvolumen ein elektrisches Feld angelegt, so überlagert sich der ungerichteten thermischen Bewegung der Ladungsträger eine langsamere gleichförmige Driftbewegung, die parallel zur Richtung des elektrischen Feldes erfolgt.

Die Driftgeschwindigkeit  $w$  hängt im allgemeinen von der elektrischen Feldstärke E und von der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  der Ladungsträger im Gas ab. Für die positiven Ionen ist die Driftgeschwindigkeit  $w^+$  direkt proportional zur reduzierten Feldstärke  $\frac{E}{p}$ :

$$w^+ = \mu^+ \frac{E}{p} \quad (4)$$

( $\mu^+$  = elektrische Feldstärke,  $p$  = Barium bei 273.15 K). Die Größe  $\mu^+$  (Mobilität) ist eine Materialkonstante, die von der Ionenart und vom Gas, in dem sich die Ionen bewegen, abhängt. Typische Werte für  $\mu^+$  liegen zwischen 0.5 und 2.5  $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$  bei Normalbedingungen.

Für Elektronen sind die Zusammenhänge dadurch komplizierter, daß die mittlere thermische Energie der Elektronen die der umgebenden Gasmoleküle bei hohen Feldstärken beträchtlich übersteigen kann. Dies ist eine Folge der Tatsache, daß die Elektronen auf einer freien Weglänge große Energiebeträge aus dem elektrischen Feld aufnehmen, aber aufgrund ihrer kleinen Masse nur relativ kleine Energiebeträge in elastischen Stößen auf die Gasmoleküle übertragen können. Die Energieverteilung der Elektronen beeinflusst aber entscheidend die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. In einer strengen Theorie wird die Energieverteilung aus der Boltzmann'schen Transportgleichung unter Einbeziehung der empirischen Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Streuung der Elektronen an den Gasmolekülen mit numerischen Verfahren berechnet (siehe PAL 74, SCH 76). Ebenfalls numerisch ergibt sich daraus die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Eine brauchbare Näherung, die zumindest ein qualitatives Verständnis der Zusammenhänge ermöglicht, erhält man aus der klassischen Theorie des Elektronengases unter der Annahme, daß die Streuung isotrop erfolgt (PAL 74); es ergibt sich:

$$\bar{w}^- = \frac{2}{3} \frac{e E}{m} \left\langle \frac{\lambda}{v} \right\rangle + \frac{1}{3} \frac{e E}{m} \left\langle \frac{d\lambda}{dv} \right\rangle \quad (5a)$$

wobei  $e$  die Elementarladung  
 $m$  die Elektronenmasse  
 $E$  die elektrische Feldstärke  
 $\lambda$  die mittlere freie Weglänge  
 $v$  die thermische Geschwindigkeit

bedeuten. Die Mittelung ist über die Energieverteilung der Elektronen durchzuführen. Unter der weiteren Annahme der Unabhängigkeit der mittleren freien Weglänge von der Geschwindigkeit der Elektronen folgt daraus für die Elektronendriftgeschwindigkeit:

$$\bar{w}^- = g \frac{e E \lambda}{m v} = \sqrt{2} g \frac{e E \lambda}{\sqrt{m} \sqrt{\epsilon}} \quad (5b)$$

wobei  $\frac{\lambda}{v}$  die mittlere freie Zeit zwischen zwei Kollisionen,  
 $\epsilon = \frac{m}{2} v^2$  die thermische Energie der Elektronen und  
 $g$  ein Zahlenfaktor zwischen 0,5 und 1,0, der von der verwendeten Näherung für die Energieverteilung der Elektronen abhängt,

ist.

Mit

$$\lambda = \frac{1}{N \sigma_e}, \quad N = 2.69 \cdot 10^{19} \frac{p(\text{mm Hg})}{760} \frac{273}{T(\text{K})} \quad (6)$$

läßt sich (5b) auch in der Form

$$\bar{w}^- = \sqrt{2} g \frac{e}{\sqrt{m}} \frac{1}{\sigma_e} \frac{E}{\sqrt{\epsilon}} \quad (5c)$$

schreiben. Aus Formel (5b) folgt, daß in dieser Näherung die Elektronendriftgeschwindigkeit proportional zur mittleren freien Zeit zwischen zwei Kollisionen, also umso größer ist, je kleiner der Stoßwirkungsquerschnitt und die mittlere thermische Energie sind.

Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  bzw. der elastische Streuungsquerschnitt  $\sigma_e$  (siehe Abb. 5) variieren stark mit der Elektro-

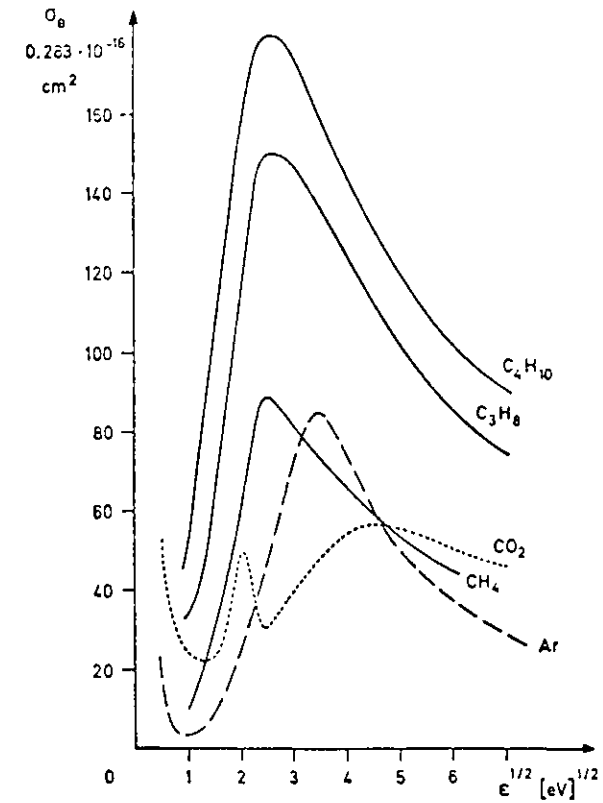


Abb. 5: Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung (aus KRÖ 77)

nenenergie  $\epsilon$ .  $\epsilon_0$  besitzt für die meisten Edelgase und für einige Molekül-gase (z.B.  $\text{CO}_2$ ) ein ausgeprägtes Minimum bei kleinen Werten von  $\epsilon$  (Ramsauereffekt) infolge von quantenmechanischen Prozessen, die auftreten, wenn die Wellenlänge der Elektronen vergleichbar wird mit den Dimensionen der Elektronenhülle der Atome bzw. der Moleküle.

Die Elektronenenergie  $\epsilon$  (siehe Abb. 6) ist eine monoton wachsende Funktion der reduzierten Feldstärke  $\frac{E}{p}$  bzw.  $\frac{U}{d}$ .

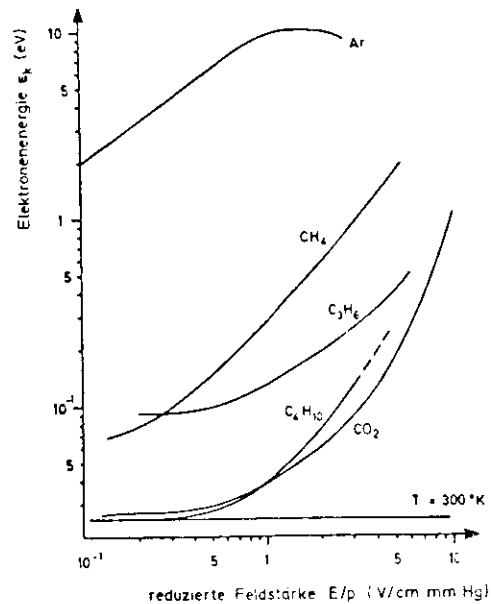


Abb. 6: mittlere Elektronenenergie in verschiedenen Gasen  
(aus KRÖ 77)

Der Verlauf ist für Edelgase und organische Molekül-gase sehr verschieden. Für Edelgase nimmt  $\epsilon$  schon bei kleinen Feldstärken große Werte an, weil das erste Anregungsniveau relativ hoch liegt (Ar: 11,6 eV), so daß die meisten Kollisionen elastisch verlaufen und nur kleine Energieüberträge zur Folge haben. Im Gegensatz dazu besitzen die

Molekül-gase viele niedrigliegende Rotations- und Vibrationsniveaus, so daß ein großer Teil der Elektronenenergie bei der Anregung dieser Niveaus absorbiert wird. Entsprechend der  $1/\bar{v}$ -Abhängigkeit (Formel 5c) ist daher die Driftgeschwindigkeit in reinen Edelgasen wesentlich kleiner als in reinen Molekül-gasen (siehe Abb. 7).

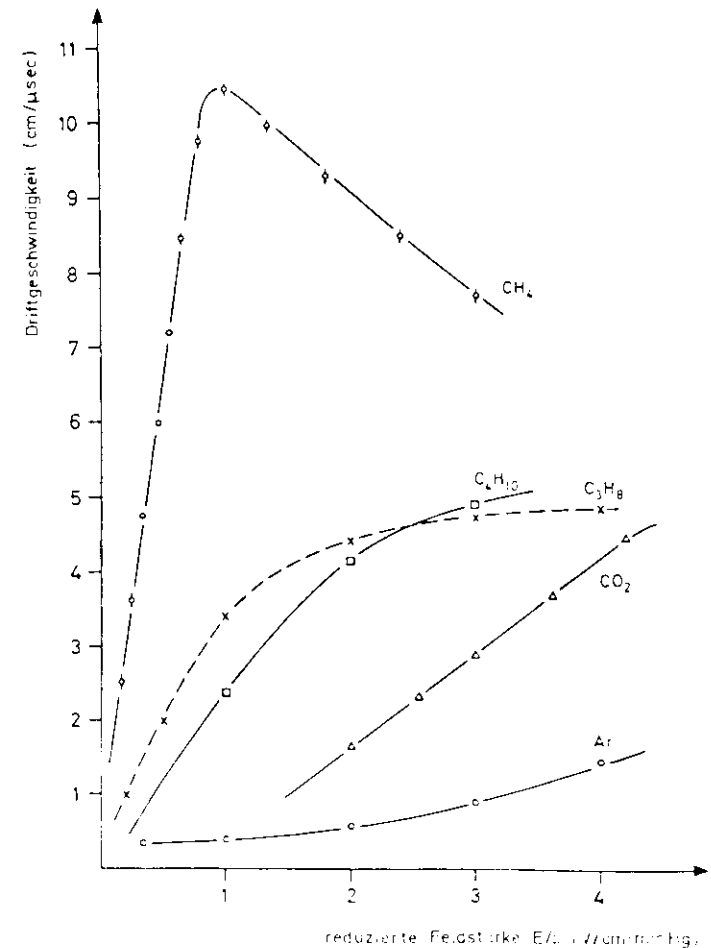


Abb. 7: Elektronendriftgeschwindigkeit in verschiedenen reinen Gasen  
(aus KRÖ 77)

Bei Gasmischungen aus einem Edelgas und Molekülgasen (z.B. Ar + CO<sub>2</sub>, Ar + CH<sub>4</sub>, Ar + i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) führen schon kleine Konzentrationen des Molekülgases zu drastischen Änderungen der Driftgeschwindigkeit im Hauptgas (siehe Abb. 8).

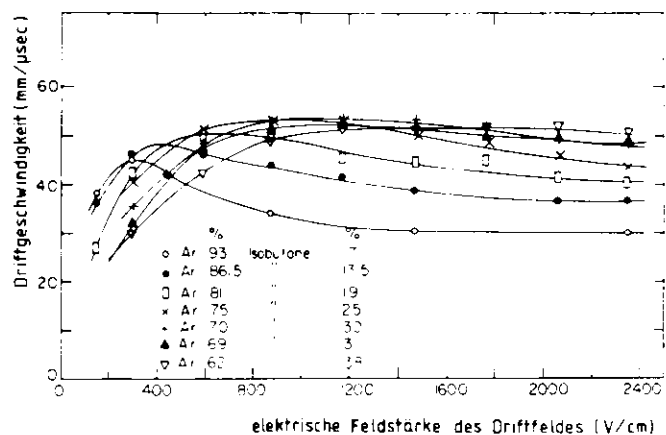


Abb. 8: Elektronendriftgeschwindigkeit in verschiedenen Argon + i-Butan - Gemischen bei Normalbedingungen (aus SAU 77)

Die Zusammenhänge lassen sich mit Hilfe der Formeln 5b, 5c und der Abbildungen 5 und 6 verstehen. Bei niedrigeren reduzierten Feldstärken  $\frac{E}{p}$  ist die Elektronenenergie  $\epsilon$  aufgrund der Energieabsorption durch den Molekülgasanteil niedrig. Unterhalb des Ramsauerminimums nimmt die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  mit wachsender Feldstärke zu, während  $\epsilon$  nur wenig wächst. Dadurch steigt die Driftgeschwindigkeit schnell an. Mit zunehmender Feldstärke wächst  $\epsilon$  stärker, während  $\lambda$  oberhalb des Ramsauerminimums abnimmt. Dadurch wird die Zunahme von  $\frac{E}{p}$  kompensiert oder sogar überkompensiert, so daß die Driftgeschwindigkeit in einem größeren Feldstärkebereich konstant ist oder abnimmt.

Der Sättigungsbereich der Driftgeschwindigkeit ist für den Betrieb von Driftkammern von großer Bedeutung. Eine präzise

Ortsmessung, basierend auf einer linearen Driftzeit/Driftweg - Beziehung, erfordert eine über den ganzen Driftweg konstante Driftgeschwindigkeit, konstant auch bei kleinen Temperatur- oder Druckschwankungen und bei Änderungen der Feldstärke aufgrund von mechanischen Toleranzen und Inhomogenitäten des Driftfeldes.

#### 1.5) Lawinenbildung am Anodendraht

In der Nähe des Anodendrahtes geht das mehr oder weniger homogene elektrische Feld des Drifttraumes in ein zylindersymmetrisches Feld über (siehe Abb. 1). Die elektrische Feldstärke wächst hier proportional zu  $\frac{1}{r}$  ( $r$  = Abstand zum Drahtmittelpunkt) auf mehrere 10 kV/cm bei entsprechend gewählter Anodenspannung an. Dadurch nehmen die zum Anodendraht wandernden Elektronen zwischen zwei Kollisionen mehr und mehr Energie aus dem elektrischen Feld auf, so daß sie zunehmend inelastische Zusammenstöße mit den Atomen und Molekülen des Gases ausführen und dabei diese anregen oder ionisieren. Durch die Ionisation des Gases wird die Zahl der Ladungsträger vervielfacht ("Gasverstärkung"). Es entwickelt sich eine Elektronenlawine (siehe Abb. 9).



Abb. 9: Entwicklung der Elektronenlawine (aus SAU 77)  
tropfenähnliche Form der Lawine mit den schnellen Elektronen an der Spitze, die die langsamen positiven Ionen hinter sich lassen

Der Prozeß der Gasverstärkung am Anodendraht ist notwendig, um von den driftenden Elektronen überhaupt ein meßbares elektrisches Signal zu bekommen. Um ein günstiges Verhältnis von Signalamplitude zu Rauschpegel zu erreichen, ist eine hohe Gasverstärkung erforderlich. Diese hängt zum einen von der elektrischen Feldstärke am Anodendraht (siehe unten) und zum anderen von der Zusammensetzung des Gasgemisches ab (siehe SAU 77).

Das Gasgemisch besteht im allgemeinen aus einem Edelgas als Hauptkomponente und aus einem oder zwei Molekülgasen. Das Edelgas (meist Argon) wird wegen seiner schon bei kleinen Feldstärken hohen spezifischen Ionisation verwendet. Die Molekülgase dienen zur Unterdrückung der Prozesse, durch die bei reinen Edelgasen die Gasverstärkung durch das Auftreten permanenter Gasentladungen auf  $10^3$  bis  $10^4$  begrenzt wird; nämlich

- Photonenemission: angeregte Edelgasatome können nur durch Aussendung von Photonen in den Grundzustand übergehen. Da die Photonenenergie aber über dem Ionisationspotential des Kathodenmaterials liegt, werden dort Photoelektronen freigesetzt, die am Anodendraht zu neuen, unechten Lawinen führen;
- Sekundäremission: bei der Neutralisation an der Kathode geben die positiven Ionen von Edelgasen ihre kinetische Energie als Photonen oder durch Sekundäremission (Heraus-schlagen eines Elektrons) ab, wodurch ebenfalls zusätzliche, unechte Lawinen ausgelöst werden.

Die mehratomigen Moleküle der organischen Gase sind aufgrund ihrer zahlreichen Rotations- und Vibrations-Niveaus in der Lage, die Photonen in kurzer Zeit zu absorbieren, so daß diese nicht mehr zur Kathode gelangen. Die bei der Absorption aufgenommene Energie wird durch elastische Stöße oder durch Dissoziation des Moleküls abgeben. Ferner liegt das Ionisationspotential der Moleküle unterhalb von dem der Edelgasatome, so daß die Edelgasionen durch Ladungsaustausch mit den Molekülen neutralisiert werden und nicht mehr zur Kathode gelangen. Die Molekülionen hingegen verlieren ihre Energie

an der Kathode hauptsächlich durch Dissoziation und Radikalbildung, also ohne die Freisetzung von weiteren Elektronen.

Der Zusatz von organischen Molekülgasen verhindert also die Entstehung von unechten Lawinen. Dadurch kann die Gasverstärkung auf etwa  $10^6$  erhöht werden<sup>\*)</sup>.

Die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Anodenspannung ist in Abbildung 10 (am Beispiel eines Proportionalzählrohres) dargestellt. Bei sehr niedrigen Spannungen (Bereiche I und II) reicht die Feldstärke zur Gasverstärkung nicht aus.

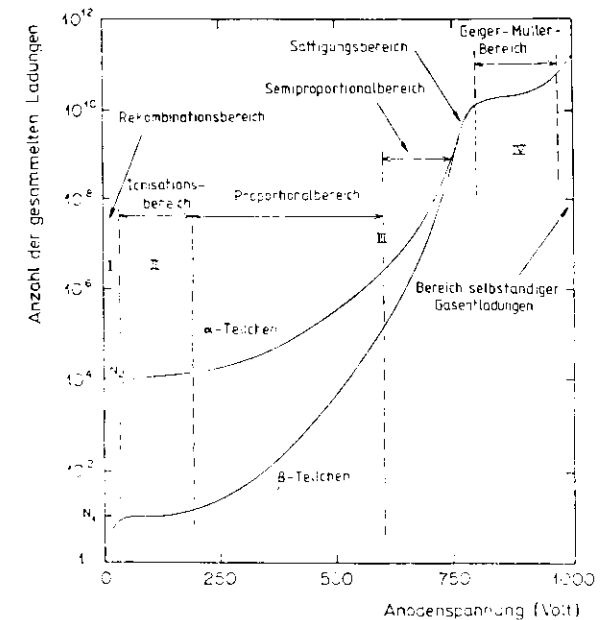


Abb. 10: Gasverstärkung als Funktion der Anodenspannung (aus SCH 76)

\*) Anmerkung: Die Wahl des Gasgemisches ist im Einzelfalle das Ergebnis eines Kompromisses zwischen den verschiedenen physikalischen und technischen Erfordernissen: konstante Driftgeschwindigkeit, hohe Gasverstärkung, Hochspannungsfestigkeit, Ungiftigkeit, Nichtentflammbarkeit, geringer Preis.

Vor einer gewissen Spannung an tritt Lawinenbildung auf (Bereich III). Hier ist die auf dem Anodendraht gesammelte Ladung proportional zur Primärionisation ("Proportionalbereich"). Bei höheren Spannungen wird die Proportionalität durch Raumladungseffekte eingeschränkt ("Semiproportionalbereich"). Dieser Bereich wird wegen der größeren Signalamplituden dann bevorzugt, wenn es auf die Proportionalität (etwa für Energieverlustmessungen) nicht ankommt. Bei weiterer Erhöhung der Spannung tritt Sättigung ein: verschieden große Primärionisationen führen zu gleichen Signalamplituden. Danach beginnt der Geiger-Müller-Bereich (IV). Hier dominiert die Photonenemission, wodurch auf jede echte Lawine eine Reihe von Sekundärlawinen folgt, bis durch die Wolke der langsamen positiven Ionen die Feldstärke soweit reduziert wird, daß der Prozeß abbricht.

Für Briftkammern wählt man normalerweise eine Anodenspannung aus dem Proportional- oder Semiproportionalbereich.

### 1.6) Zeitliche Entwicklung des Signals

Elektronisch stellt das System Anode - Kathode einen Kondensator dar (siehe Abb. 11), in dessen Feld durch Ionisation freie Ladungsträger entstehen. Das nachgewiesene Signal

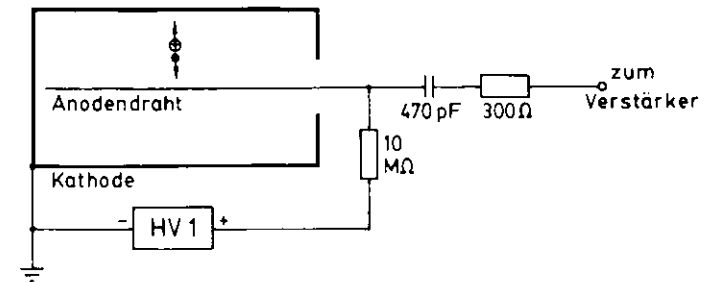


Abb. 11: Schaltungsprinzip für den Anodendraht

(negativ auf der Anode und positiv auf der Kathode) resultiert aus der Änderung des Energieinhalts des elektrischen Feldes aufgrund der Bewegung der Ladungsträger im Feld. Die zeitliche Entwicklung des Signals wird davon bestimmt, in welchem Zeitintervall wieviel Ladungsträger welche Potentialdifferenz durchlaufen (und nicht etwa davon, wann die Ladungen auf Anode und Kathode ankommen).

Da der Prozeß der Lawinenbildung in unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes stattfindet (die Hälfte aller Ladungsträger wird erst auf der letzten freien Weglänge, d.h. in einem Abstand von wenigen  $\mu\text{m}$  von der Oberfläche des Anodendrahtes erzeugt), gelangen die Elektronen in Bruchteilen einer nsec zum Anodendraht. Dabei haben sie nur eine relativ geringe Potentialdifferenz zu durchlaufen, so daß sie zur Signalamplitude nur wenig (1 bis 2e) beitragen. Demgegenüber haben die positiven Ionen fast die gesamte Potentialdifferenz zu durchlaufen und erzeugen dabei den größten Teil des Signals.

Allerdings ist die physikalisch interessante Information: der Zeitpunkt, an dem die Elektronenlawine am Anodentrant eintrifft, nicht in der Signalamplitude, sondern im ersten Teil der Anstiegsflanke enthalten. Daher wird das Signal normalerweise verkürzt, indem zwischen Anode und Kathode ein Ableitwiderstand  $R$  geschaltet wird. Dadurch erfolgt eine "Differenzierung" des Signals mit der Zeitkonstanten  $\tau = R \cdot C$  ( $C$  = Kapazität des Kondensators aus Anode und Kathode + Streukapazität der Leitungen;  $C = 10$  bis  $100$  pF je nach Kammergeometrie).

Der zeitliche Verlauf der Signalamplitude ist im Falle eines unendlich großen Ableitwiderstandes  $R$  näherungsweise durch

$$U(t) = - \frac{Q}{4 - \epsilon_0 \lambda} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (7)$$

gegeben (siehe SAU 77), wobei  $\lambda$  die Länge des Anodendrahtes,  $Q$  die in der Lawine enthaltene Ladungsmenge und  $t_0$  eine Konstante, die von der Kammergeometrie, vom Gasdruck  $p$  und von der Potentialdifferenz  $V_0$  zwischen Anode und Kathode abhängt, bezeichnet. Im Fall  $R \ll \infty$  gilt anstelle von Gleichung (7) (nach PAL 74):

$$U(t) = - \frac{Q}{4 - \epsilon_0 \lambda} e^{-\frac{t+t_0}{RC}} \left\{ E_1\left(\frac{t+t_0}{RC}\right) - E_1\left(\frac{t_0}{RC}\right) \right\} \quad (8)$$

wobei  $E_1$  die Integralexponentialfunktion ist. Abhängig von der Größe des Widerstandes  $R$  beträgt die Länge des differenzierten Signals zwischen  $10$  und  $1000$  nsec (siehe Abb. 12).

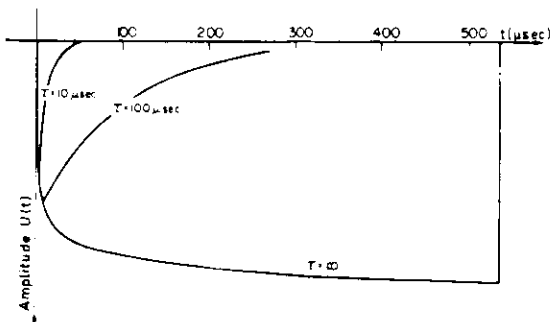


Abb. 12: zeitliche Entwicklung der Signalamplitude (aus SAU 77).

Sowohl in Formel (7) als auch in Formel (8) wurde vernachlässigt, daß die Mobilität der Elektronen beträchtlich größer als die der positiven Ionen ist. Daher steigt das Signal zu Beginn, solange die Elektronen noch zur Signalamplitude beitragen, wesentlich schneller an als durch die obigen Formeln wiedergegeben wird.

## 2) Typische Bauformen von Driftkammern

In diesem Kapitel werden aus der Vielfalt der in der Literatur beschriebenen Driftkammern drei herausgegriffen, um daran die verschiedenen Konstruktionsprinzipien zu erläutern.

Historisch betrachtet, hat sich die Driftkammer aus der Vieldraht-Proportionalkammer entwickelt, als Untersuchungen über das Driftverhalten der Elektronen in Proportionalkammern mit dem Ziel durchgeführt wurden, das Auflösungsvermögen der Kammer zu verbessern. Die ersten Driftkammern (WAL 71) waren daher in ihrer geometrischen Struktur (nicht in ihrem Meßprinzip) den Proportionalkammern sehr ähnlich (siehe Abb. 13 a).

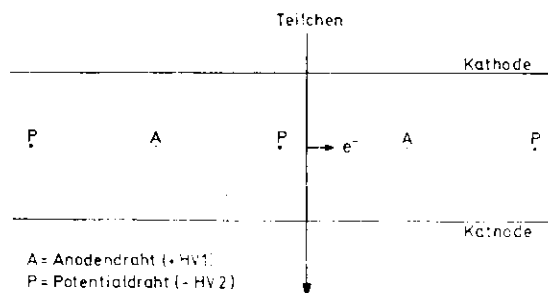


Abb. 13a: Prinzip der Vieldraht-Driftkammer (aus WAL 73)

In der Ebene in der Mitte zwischen zwei geerdeten Metallflächen (Kathodenebenen) sind die Anodendrähte (auf positiver Hochspannung liegend) im Abstand von einigen cm gespannt. Um die Bereiche sehr niedriger elektrischer Feldstärke zu beseitigen und um benachbarte Drifträume elektrostatisch stärker voneinander abzugrenzen, befindet sich jeweils zwischen zwei Anodendrähten ein zusätzlicher Potentialdraht, der auf negativer Hochspannung liegt.

Bei dieser Konstruktion ist das elektrische Feld im Driftraum nicht homogen, so daß ein Gasgemisch, bei dem Sättigung in der Driftgeschwindigkeit eintritt, unbedingt erforderlich ist, um eine lineare Driftzeit / Driftweg - Beziehung zu erreichen. Von Nachteil ist auch der relativ große Abstand der Kathodenflächen, der, um die Feldinhomogenitäten relativ gering zu halten, etwa dem Abstand Anodendraht - Potentialdraht entspricht.

Da ein homogenes Driftfeld im Hinblick auf Auflösungsvermögen und Linearität der Driftzeit / Driftweg - Beziehung von großem Vorteil ist, wurden in der Folgezeit Kammerkonstruktionen entwickelt, die eine weitgehende Homogenität des Driftfeldes ermöglichen.

Eine Driftkammer mit einem sehr homogenen Driftfeld ist die sogenannte "Saclay"-Kammer, bei der der Bereich des zylindrischen Feldes um den Anodendraht nicht Teil des Driftraumes ist, sondern sich seitlich daran anschließt. Die "Saclay"-Kammer (siehe Abb. 13 b, Ref. SAU 73) besteht aus zwei

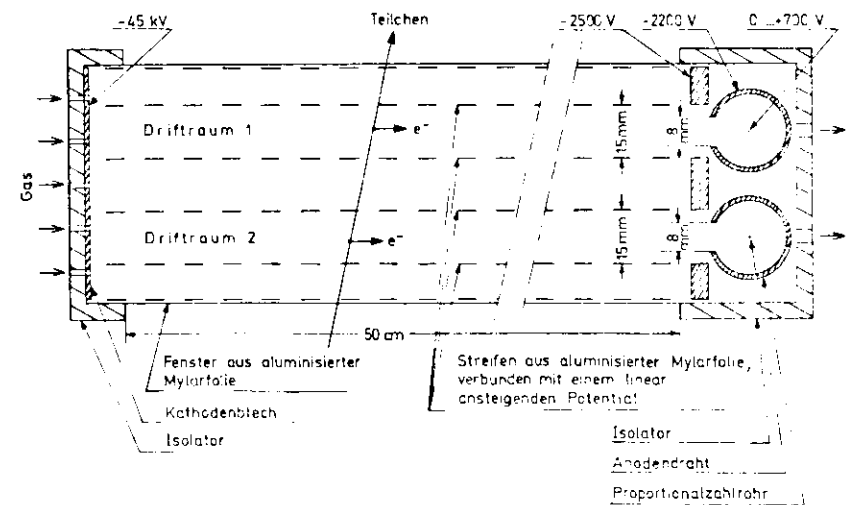


Abb 13b: Driftkammer (Typ Saclay) aus SAU 73



einzelnen, in Flugrichtung des ionisierenden Teilchens hintereinander gelegenen und voneinander unabhängig arbeitenden Driftzellen (die zweifache Ortsmessung ermöglicht die Bestimmung des Einfallswinkels des ionisierenden Teilchens). Jede Driftzelle wird begrenzt von einer Anzahl metallisierter Folienstreifen, die auf passenden Spannungen liegen, so daß das Potential über die Länge des Drift- raumes (50 cm) linear abfällt. Dadurch wird im ganzen Drift- raum ein vollkommen homogenes elektrisches Feld erzeugt. An dem Ende des Drift- raumes, wo das Potential am positiv- sten ist, schließt sich ein proportionalzählrohr zum Nach- weis der driftenden Elektronen an.

Diese Konstruktion zeichnet sich durch eine vollkommen lineare Driftzeit / Driftweg - Beziehung und durch ein gutes Ortsauflösungsvermögen aus. Ihre Nachteile liegen in der schwer zu handhabenden hohen Driftspannung (40 bis 50 kV) und in der aufgrund langer Driftzeiten (bis 10 nsec) geringen Zählratenkapazität.

Die Verbindung der Vorteile des homogenen elektrischen Feldes mit der Struktur einer Vieldrahtkammer gelang mit einer Konstruktion, die beim GERN entwickelt wurde (siehe Abb. 13 c. ref. CHA 73).

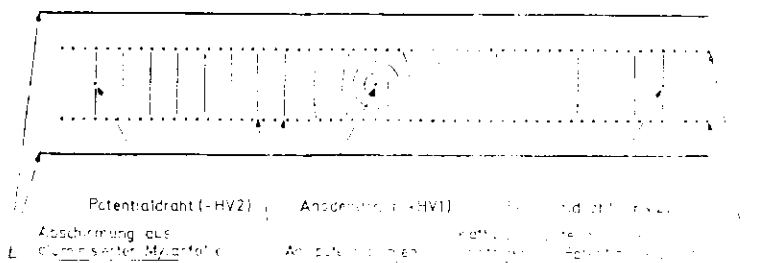


Abb. 13c Vieldraht-Driftkammer mit abgestuften Kathodenstreifen

Diese Driftkammer unterscheidet sich von der in Abb. 13 a gezeigten Kammer dadurch, daß die Kathodenebenen nicht geschlossene, auf Erdpotential liegende Metallflächen sind, sondern aus einer Vielzahl paralleler Drähte bestehen, die mit einem von der Mitte einer Zelle (gegenüber dem Anodendraht) zu beiden Seiten hin linear ansteigenden negativen Potential verbunden sind. Dadurch wird fast im ganzen Drift- raum ein homogenes elektrisches Feld erzeugt. Nur in der Um- gebung des Anodendrahtes ist das Feld zylindersymmetrisch und daher nicht homogen.

Mit dieser Konstruktion wurde ein Ortsauflösungsvermögen von 100 µm erreicht. Dieser Wert liegt schon nahe an der Grenze des physikalisch Möglichen, da die Reichweite der primärelektronen im Gas und der Einfluß der Diffusion auf die Ausdehnung der Ladungsentladung von gleicher Größenordnung sind.

### 3) Zweidimensionale Ortsmessung

Die Rekonstruktion einer Teilchenspur erfolgt mit Hilfe mehrerer zu messenden Raumpunkte. Von den drei Koordinaten jedes Raumpunktes ist eine durch die Fläche der Anodendröhre der Kammer definiert, während sich eine der beiden anderen aus dem von der Kammer gelieferten Meßergebnis ergibt. Zur Bestimmung der dritten Koordinate ist eine zweite dicht hinter der ersten aufgestellte Kammer notwendig, deren Anodendröhre unter einem Winkel ( $5^\circ$  bis  $90^\circ$ ) gegenüber den Anodendröhren der ersten Kammer orientiert sind. Um im Falle, daß zwei oder mehr Teilchen die Kammern gleichzeitig durchqueren, Mehrdeutigkeiten in der Zuordnung der gemessenen Koordinaten zu den Spuren eliminieren zu können, ist mindestens eine dritte, gegenüber den beiden anderen Kammern anders orientierte Kammer erforderlich.

In manchen Fällen empfiehlt sich die Verwendung von zylindrischen anstelle von ebenen Kammern, beispielsweise in Apparaturen mit einem solenoidalen Magnetfeld, wie sie in Speicherringexperimenten wegen der Zylindersymmetrie der kollidierenden Teilchenstrahlen oft eingesetzt werden. Bei zylindrischen Kammern ist es jedoch mechanisch äußerst schwierig, das Prinzip der gekreuzten Dröhre zu verwirklichen, weil der Kreuzungswinkel zwischen den Anodendröhren zweier konzentrischer Zylinderkammern maximal einige Grad betragen kann. Das mögliche Auflösungsvermögen in Richtung der Zylinderachse (z-Koordinate) ist dann auch nur von der Größenordnung cm.

Bei dem Bestreben, das Auflösungsvermögen für die z-Koordinate zu verbessern und die Mechanik zu vereinfachen, stellt sich das Problem, den Ort entlang des Anodendrahtes, an dem das Signal induziert wird, zu bestimmen. Dazu gibt es zwei Methoden:

- die Methode der Ladungsteilung,
  - die Methode der Laufzeitmessung auf Verzögerungsleitungen.
- Beide Verfahren haben zudem den Vorteil, daß durch das Meßverfahren die entsprechenden Meßergebnisse für die z- und  $\phi$ -Koordinate einander eindeutig zugeordnet werden.

Das Verfahren der Ladungsteilung nutzt aus, daß der Anodendraht einen konstanten ohmschen Widerstand pro Längeneinheit hat. Für jeden Punkt auf dem Draht ist das Verhältnis der Abstände dieses Punktes zu den Drahtenden proportional zum Verhältnis der entsprechenden Teilwiderstände. Da die an einem Punkt induzierte Ladung nach den Kirchhoffschen Gesetzen im umkehrten Verhältnis zu den Widerständen abfließt, ist die an Drahtende nachgewiesene Ladungsmenge umgekehrt proportional zum Abstand des Punktes, an dem die Ladung induziert wurde. Die Ladungsmessung erfolgt mit ladungsintegrierender Elektronik mit nachfolgender Analog - Digital - Wandlung. Die z-Koordinate ergibt sich aus dem Quotienten der Differenz der Teilladung durch die Gesamtladung. Das Ortsauflösungsvermögen  $\sigma$  liegt zwischen 0,5 und 1  $\beta$  der Drahtlänge. Es wird im wesentlichen durch das Widerstandsrauschen des Drahtes und Instabilitäten der ladungsempfindlichen Verstärker begrenzt.

Das Verfahren der Laufzeitmessung auf Verzögerungsleitungen beruht zum einen darauf, daß gleichzeitig mit dem (negativen) Signal auf der Anode ein zweites Signal (positiver Polarität) auf der Kathode induziert wird, und zwar räumlich so lokalisiert, daß es zur Messung der z-Koordinate verwendet werden kann. Zum anderen basiert die Methode auf der Möglichkeit, Signalleitungen so zu konstruieren, daß sie eine kleine Signalausbreitungsgeschwindigkeit besitzen ( $1/50$  bis  $1/20$  der Lichtgeschwindigkeit gegenüber  $2/3 c$  bei gewöhnlichen Leitungen). Die Anwendung dieses Verfahrens erfordert eine Modifizierung der Kammerkonstruktion derart, daß der dem Anodendraht nächstgelegene Teil der Kathode als Verzögerungsleitung (parallel zum Anodendraht) ausgebildet wird. Dadurch wird erreicht, daß ein möglichst großer Teil der auf der Kathode induzierten Ladung auf der Verzögerungsleitung als Signal erscheint.

Die Verzögerungsleitung besteht aus zwei speziell konstruierten Leitern, die kapazitiv miteinander verbunden sind und eine hohe Induktivität haben, so daß die Leitung dadurch eine große Impedanz und niedrige Signalausbreitungsgeschwindigkeit besitzt. Mögliche Konstruktionen sind:

- eine spiralförmige Wicklung aus isoliertem Draht um einen geraden Mittelleiter (siehe Abb. 14) oder
- zwei gegeneinander versetzte Zickzackleiter auf der Ober- und Unterseite einer Folie (siehe Abb. 15).

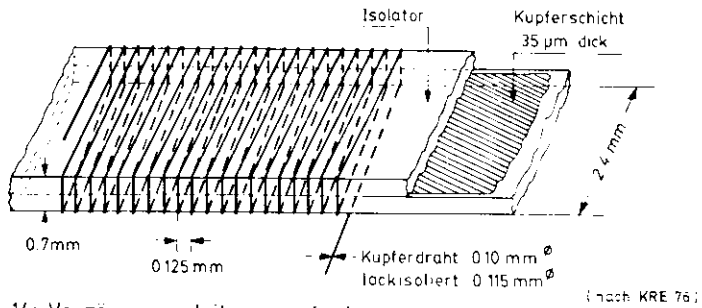


Abb. 14: Verzögerungsleitung, aufgebaut aus einer Drahtwicklung um einen geraden, flachen Mittelleiter

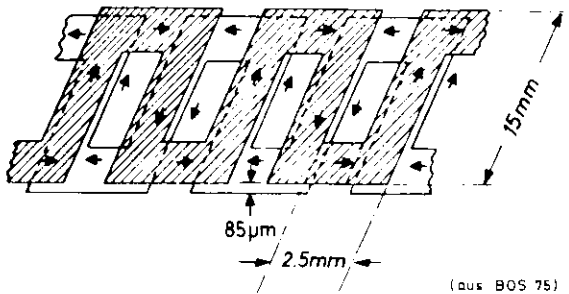


Abb. 15: Verzögerungsleitung, aufgebaut aus zwei gegeneinander versetzten Zickzackleitern

Die auf der Leitung induzierte Ladung fließt von Ort der Induzierung zu den beiden Leitungsenden hin ab. Wegen der geringen Signalgeschwindigkeit kann die Laufzeit der beiden Teilsignale hinreichend genau gemessen werden, so daß die daraus der Ort, an dem das Signal induziert wurde, und damit die z-Koordinate berechnen läßt. Die Genauigkeit der Orts-

messung hängt im wesentlichen von der Signalgeschwindigkeit auf der Leitung und von der Zeitauflösung der Elektronik, sowie von Amplitude, Anstiegszeit und Dämpfung der Signale ab. Das erreichbare Auflösungsvermögen der Verzögerungsleitung liegt bei etwa 0.1 % der Leitungslänge.

Da die Methode der Laufzeitmessung ein besseres Auflösungsvermögen als die der Ladungsteilung ergibt, wurde sie bei dieser Arbeit zur Messung der z-Koordinate verwendet.

### C. Die "kleine" Kammer

Die sogenannte "kleine" Kammer wurde gebaut, um mit ihr Erfahrungen für Konstruktion und Betrieb von Driftkammern zu sammeln und um Driftgeschwindigkeit und Auflösungsvermögen bei verschiedenen Gasgemischen zu messen. Beim Entwurf wurde außerdem berücksichtigt, daß diese Kammer später zusammen mit einer weiteren gleichen Kammer zum Kalibrieren von anderen Driftkammern und zur Messung ihres Auflösungsvermögens verwendet werden soll. Der Entwurf beruht in seiner Grundkonzeption auf dem Prinzip der Saclay-Kammer (siehe Ref. SAU 73) und wurde deshalb gewählt, weil er ein gutes Ortsauflösungsvermögen über einen langen Driftweg mit einer vollkommen linearen Driftzeit/Driftweg-Beziehung verbindet. Besondere Merkmale dieses Kammertyps sind

- das vollkommen homogene elektrische Feld,
- die Trennung zwischen dem Bereich, in dem Elektronen von ionisierenden Teilchen erzeugt werden und driften (Driftraum), und dem Bereich, in dem die Driftelektronen nachgewiesen werden (Nachweisraum),
- die Möglichkeit, die Koordinate eines einfallenden Teilchens an zwei verschiedenen Punkten seiner Spur gleichzeitig, aber unabhängig voneinander zu messen und daraus den Einfallswinkel der Spur zu bestimmen.

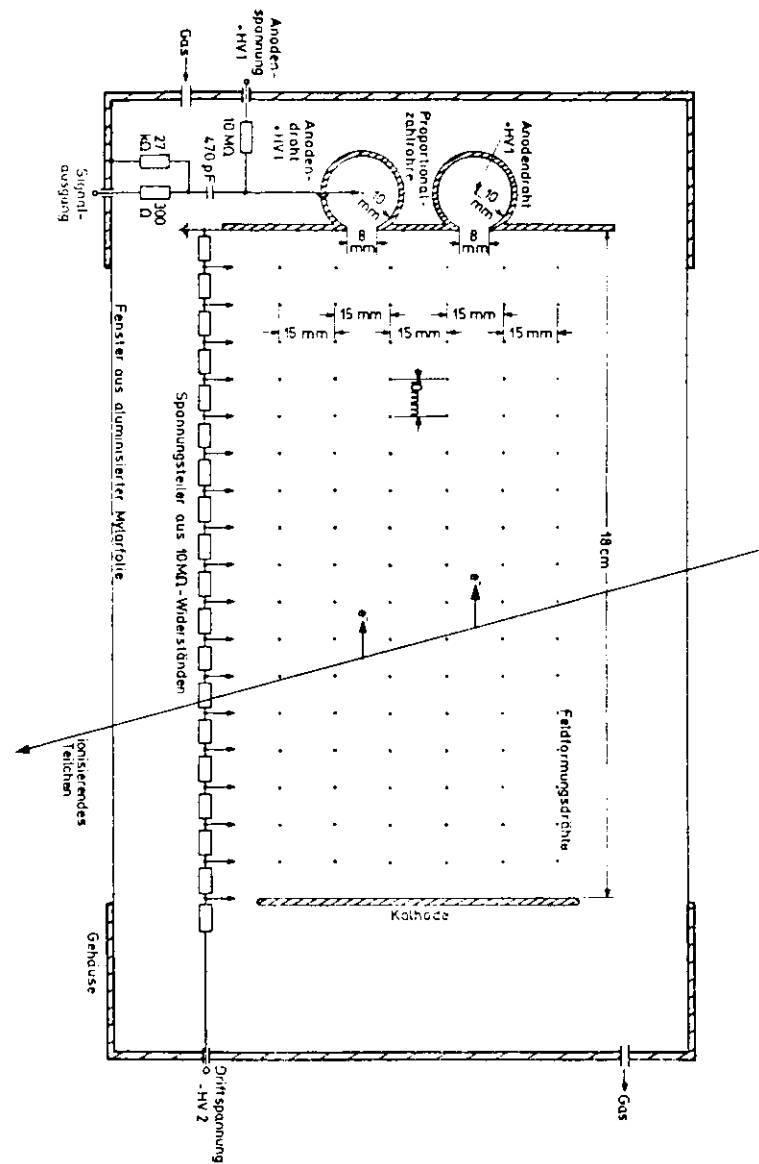
#### 1) Mechanische Konstruktion

Die "kleine" Kammer besteht aus einem Driftraum von 18 cm Länge, 16 cm Breite und 7.5 cm Höhe, in dem ein homogenes elektrisches Feld herrscht. An der einen Stirnseite des Driftraumes schließen sich zwei Proportionalzählrohre zum Nachweis der driftenden Elektronen an. Die Kammer hat eine sensitive Fläche von  $18 \times 14 \text{ cm}^2$ . Die mechanische Konstruktion wird von den Abbildungen 16 (Schnittzeichnung) und 17 (perspektivische Ansicht) verdeutlicht.

##### 1.1) Einzelheiten der Konstruktion

Die Kammerkonstruktion besteht aus einem quaderförmigen Rahmen, der den Driftraum umgibt und die einzelnen Teile der Kammer, wie Elektroden, Platinen und Zählrohre trägt.

Abb. 16: Schnittzeichnung der "kleinen" Driftkammer



Der Rahmen ist aus Hart-PVC gefertigt und dient gleichzeitig als Isolator zwischen den spannungsführenden Teilen und Masse. An den Stirnseiten wird der Driftraum von zwei Metallblechen (Elektroden) begrenzt, von denen das eine geerdet ist (Masseblech) und das andere auf negativer Hochspannung liegt (Kathodenblech).

Dazwischen befinden sich in 17 Ebenen, die parallel zu den Elektroden stehen und untereinander einen Abstand von 1 cm haben, je sechs Feldformungsdrähte aus 100  $\mu\text{m}$  starkem, vergoldetem Wolframdraht. Die Drähte sind auf zwei Platinen aus glasfaserverstärktem Epoxydharz ( je eine auf der rechten und linken Seite des Driftraumes) unter einer mechanischen Spannung von etwa 2 N angelötet.

Die Drähte einer Ebene sind jeweils durch eine Leiterbahn auf der Platine elektrisch miteinander verbunden. Jede dieser Ebenen wird von einem zwischen Kathode und Masse liegenden Spannungsteiler aus 10 M $\Omega$ -Widerständen mit einer von Ebene zu Ebene in gleichmäßigen Schritten ansteigenden Spannung versorgt. Durch die Feldformungsdrähte werden unerwünschte Feldinhomogenitäten an den Rändern des Driftraumes, die hauptsächlich von dem Massepotential des äußeren Kammergehäuses verursacht werden, weitgehend beseitigt, so daß im ganzen Driftraum ein homogenes elektrisches Feld herrscht. Die Feldstärke läßt sich zwischen 0.2 und 1.6 kV/cm durch Variation der Potentialdifferenz Kathode - Masse (Driftspannung) im Bereich von -4 bis -40 kV wählen. (Bedingt durch die Toleranzen der 10 M $\Omega$ -Widerstände ist die Feldstärke nicht überall völlig gleich, sondern schwankt von Ebene zu Ebene um einige Prozent um den Mittelwert.)

Elektronen, die im Driftraum durch Ionisation des Kammerfüllgases entstehen, driften aufgrund des homogenen elektrischen Feldes mit konstanter Geschwindigkeit zum Masseblech, das den Driftraum vom Nachweisraum abrennt. Der Nachweis erfolgt durch eines der beiden Proportionalzählrohre, die von hinten auf das Masseblech aufgelötet sind und mit der Driftraum jeweils durch eine 8 mm hohe und 14 cm breite Öffnung in Masseblech und Kathodenblech in Verbindung stehen.

#### Erläuterung der Ziffern:

##### Kammergehäuse (aus PVC)

- 1 Rückwand
- 2 seitliche Rahmen (Halterungen für die Platinen)
- 3 Seitenwände
- 4 vorderer Rahmen

##### Proportionalzählrohre

- 5 oberes Zählrohr
- 6 unteres Zählrohr (in Explosionszeit hinter)
- 7 Messingrohr (20 mm $\phi$ )
- 8 Isolator aus Teflon
- 9 Spannfeder
- 10 Kanüle
- 11 Anodendrad (30  $\mu\text{m}^2$ )

##### Feldformung

- 7 Platinenvorderseite mit Leiterbahnen, Spannungsteiler und Siebkondensatoren
- 8 Platinenrückseite mit den Bohrungen für die Feldformungsdrähte
- 9 Masseblech ( positive Elektrode für das Driftfeld )
- 10 Öffnung zwischen Driftraum und Proportionalzählrohr
- 11 Stecker für Driftspannungsanschluß

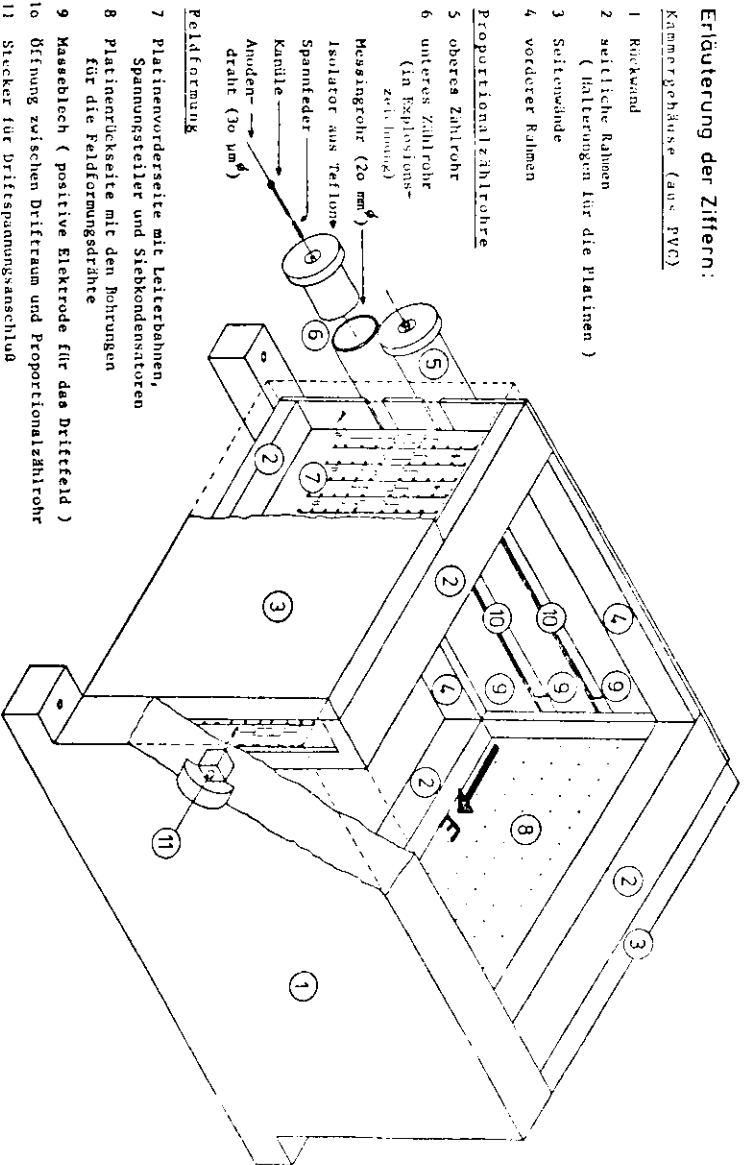


Abb 17: Perspektivische Ansicht der "Kleinen" Kammer

Jedes Zählrohr besteht aus einem Messingrohr von 2 cm Innendurchmesser und 28 cm Länge und aus einem 30 µm starken vergoldeten Wolframdraht. Der Draht wird an jedem Rohrende von einer dünnen Kanüle (siehe Abb. 18) in der zentralen Bohrung eines zylindrischen Teflonstopfens gehalten und durch eine kleine Feder gespannt. Die Kanülenkonstruktion ermöglicht die für die Federspannung nötige bewegliche Halterung des Drahtes, dient aber hauptsächlich zur besseren Zentrierung des Drahtes in der Mitte der 2 mm weiten Bohrung. Die Positionsungenauigkeit des Drahtes, d.h. der Abstand Drahtmitte - Zählrohrachse, ist dadurch kleiner als 1/10 mm.

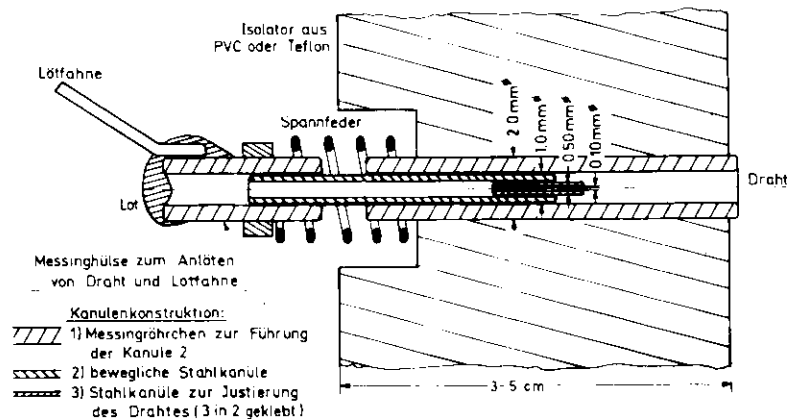


Abb. 18: Halterung der Anodendrähte

Während das Messingrohr des Proportionalzählers geerdet ist (das Massepotential ist gleichzeitig Anode im Driftraum und Kathode im Nachweisraum), liegt der Zählrohrdraht (Anode) über einen 10 MΩ-Widerstand auf positiver Hochspannung (+ 1.5 bis + 3.0 kV). Dadurch ergibt sich im Zählrohr ein zylindersymmetrisches Feld, das zum Anodendraht hin steil ansteigt, so daß Elektronen, die vom Driftraum in eines der Zählrohre gelangen, dort eine Elektronenlawine erzeugen, durch die sie nachgewiesen werden.

Die beiden Proportionalzählrohre, deren Abstand 3 cm beträgt, arbeiten vollkommen unabhängig voneinander, da sich alle Elektronen im Driftraum auf parallelen Bahnen bewegen, so daß nur die Driftelektronen aus dem schmalen Raumbereich vor einer der beiden Öffnungen im Masseblock in das jeweilige Zählrohr gelangen. Von allen entlang der Teilchenspur erzeugten Elektronen werden somit nur Elektronen aus zwei kurzen, räumlich getrennten Abschnitten der Spur registriert und zur Driftzeitmessung verwendet. Dadurch kann die Bahn-Koordinate für jedes Teilchen an zwei Punkten der Spur gleichzeitig und unabhängig voneinander gemessen werden, so daß sich daraus der Einfallswinkel des Teilchens berechnen läßt.

## 1.2. Kammergehäuse und Gasversorgung

Die "kleine" Driftkammer ist in einem Metallgehäuse (Maße: 35 x 35 x 21 cm<sup>3</sup>) montiert, das über bzw. unter dem sensitiven Bereich der Kammer ein Fenster aus 100 µm starker aluminisierter Mylarfolie besitzt, um die Vielfachstreuung der nachzuweisenden Teilchen am Gehäuse zu verringern. Das Metallgehäuse dient sowohl als Abschirmung gegen hochfrequente Störstrahlung als auch als Behälter für das Kammergas. Das Gasgemisch, dessen Zusammensetzung mit Hilfe einer Gasmischanlage (siehe Anhang I) eingestellt und kontrolliert wird, strömt während des Betriebes ständig etwa diagonal durch das Kammergehäuse. Bei allen nicht im direkten Gasfluß liegenden Bereichen der Kammer findet der Gasaustausch durch Diffusion statt. Die Gasmenge, die pro Stunde die Kammer durchströmt, beträgt etwa das 1 1/2-fache des Kammervolumens. Daher dauert es mehrere Stunden, bis stabile Verhältnisse erreicht werden.

Das Metallgehäuse enthält außer den Gasanschlüssen Hochspannungsdurchführungen für Anodenspannung und Driftspannung, sowie Lemobuchsen für die Signalausgänge der Zählrohre. Alle Teile sind spezielle, gasdichte Ausführungen oder wurden beim Einbau mit Silikonkautschuk abgedichtet.

### 1.3) Technische Schwierigkeiten

Zu Beginn des Betriebes mit der "kleinen" Kammer traten drei größere Probleme auf:

- Isolationsprobleme mit der 30 kV-Spannung des Driftfeldes. Bei maximaler Spannung sprühten Funken zum geerdeten Metallgehäuse sowohl von der Lötverbindung zwischen der Hochspannungsdurchführung und der Platine als auch von den Rändern der Kathodenebene, die ursprünglich, wie die Feldformung, aus einzelnen 100  $\mu\text{m}$  starken Drähten bestand. Daraufhin wurden die Drähte der Kathodenebene durch ein Messingblech mit abgerundeten Kanten und die Lötverbindung durch eine kürzere, vollständig von Isoliermaterial umgebene Steckverbindung ersetzt.
- Störsignale, die vom Driftspannungsnetzgerät erzeugt wurden und sich durch kapazitive Kopplung der Kammer-signalen überlagerten. Durch den Einbau mehrerer Siebkondensatoren (10 nF/3 kV parallel zu den 10 M $\Omega$  des Spannungsteilers) konnten die Störsignale nach Masse abgeleitet werden.
- Ein nicht unerheblicher Prozentsatz der Feldformungsdrähte lockerte sich im Laufe der Zeit. Die Ursache hierfür war, daß der Wolframdraht aus seiner Goldschicht (diese ermöglicht das Lötten des Drahtes überhaupt erst) und damit aus der Lötstelle herausgerutscht war. Das wurde dadurch begünstigt, daß aufgrund der Platinenkonstruktion jede Lötstelle nur einen Bruchteil eines Millimeters lang ist. Dies Problem konnte nicht befriedigend gelöst werden, da dafür eine wesentlich aufwendigere Kammerkonstruktion hätte entwickelt werden müssen, die es gestattet hätte, jeden Draht auf seiner Länge von 1 bis 2 cm zu verlöten.

### 2) Verstärkerelektronik

Die auf den Signaldrähten induzierten Signale haben Amplituden von etwa 10 mV. Dies ist zu wenig, um damit logische Schaltungen aus standardisierten Elektronikeinheiten zu betreiben. Die Signale müssen deshalb verstärkt werden. Gleichzeitig ist das Problem zu lösen, aus Signalen verschiedener Amplitude die in ihnen enthaltene Zeitinformation mit möglichst geringer Ungenauigkeit zu erhalten. Die Amplituden variieren bis zu einem Faktor 10, da alle an der Signalentstehung beteiligten Prozesse statistischer Natur sind.

Einfache Schwellenwertdiskriminatoren erzeugen bei verschiedenen großen Eingangssignalen das genormte Ausgangssignal mit unterschiedlichen Verzögerungen, weil kleinere Eingangsamplituden erst zu einem späteren Zeitpunkt als größere Amplituden die Schwellenspannung erreichen und das Ausgangssignal auslösen (siehe Abb. 19 a).

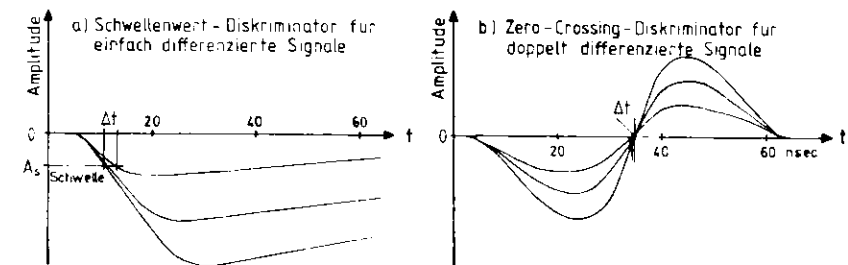


Abb. 19: Zeitungenauigkeit verschiedener Diskriminatoren

Die dadurch verursachte Ungenauigkeit in der Zeitinformation kann weitgehend verringert werden, wenn man die bei Szintillationszählern oft angewendete Methode des "Zero-Crossing-Diskriminators" benutzt. Diese Methode erfordert ein bipolares Signal, das aus dem gewöhnlichen unipolaren Signal durch "doppeltes Differenzieren" erzeugt wird. Der Null-Durchgang des bipolaren Signals enthält die zeitliche Information des unipolaren Signals und ist weitgehend amplitudenunabhängig (siehe Abb. 19 b).

Für die vorliegende Arbeit wurden bei F 22 (DESY, Ref. KRE 76) vier auf diesem Prinzip beruhende Verstärker/Diskriminatoren entwickelt. Im folgenden wird ein kurzer Abriss von Aufbau und Funktionsweise gegeben; eine ausführliche Beschreibung einschließlich Schaltungsplan findet sich in Anhang II.

Die Verstärker/Diskriminatoren sind aus integrierten Schaltkreisen der ECL-Serien 10000 und 1600 aufgebaut, die eigentlich für digitale Elektronik konzipiert worden sind. Diese Bausteine können aber, weil die "Emitter-gekoppelte-Logik" (ECL) zur Klasse der ungesättigten Logik gehört, auch als lineare Elemente verwendet werden, wenn der Arbeitspunkt entsprechend stabilisiert wird. Die ECL-Schaltkreise zeichnen sich durch große Schnelligkeit (Anstiegszeit 1 bis 2 nsec) aus und sind deshalb auch für die Verarbeitung von Driftkammersignalen geeignet.

Die Verstärker/Diskriminatoren funktionieren folgendermaßen (siehe Abb. 20):

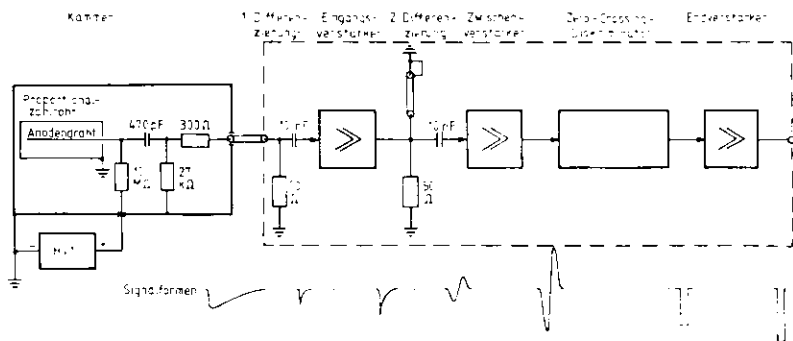


Abb. 20 Schema des Verstärkers/Diskriminators für die Anodensignale

Das auf dem Anodendraht induzierte Signal wird über einen Kondensator von der Anodenspannung ausgekoppelt und über ein kurzes Koaxialkabel zum Verstärker geführt. Am Verstärkereingang wird das Signal mit einer Zeitkonstanten von etwa

1 nsec differenziert und dann dem Eingangverstärker zugeführt. Das so verstärkte Signal wird ein zweites Mal differenziert, um ein bipolares Signal zu bekommen. Zu dem Zwecke verzweigt es sich einerseits direkt auf den Eingang der nächsten Stufe und andererseits auf ein 2 m langes, am Ende kurzgeschlossenes Kabel. Das Teilsignal auf dem Kabel wird am Kurzschluß reflektiert, ändert dabei seine Polarität und überlagert sich mit einer Verzögerung von 20 nsec dem anderen Teilsignal. Die vordere (abfallende) Flanke des verzögerten Teilsignals fällt dabei auf die hintere (ebenfalls abfallende) Flanke des nicht verzögerten Teilsignals, so daß dadurch ein bipolares Signal entsteht, dessen Null-Durchgang jetzt die zeitliche Information des Anodensignals enthält.

In der folgenden Stufe wird das bipolare Signal etwa 100-fach verstärkt und dann auf einen Zero-Crossing-Diskriminator gegeben. Dieser besteht aus einem Komparator und einem Monostabilen Multivibrator. Jeweils dann, wenn die Eingangsspannung am Komparator eine Minimalspannung, die einer Signalamplitude von etwa 1 mV am Eingang des Verstärkers entspricht, übersteigt und von negativer in positive Polarität übergeht (Null-Durchgang des bipolaren Signals), schaltet der Komparator den Monostabilen Multivibrator. Dieser erzeugt dann ein ECL-Standard-Signal von 10 nsec Länge. In der Endstufe werden die Spannungspegel des Ausgangssignals von ECL- auf NIM-Norm transformiert, da die Komponenten der nachfolgenden Schaltung (für Driftzeitmessungen usw.) NIM-Standard-Signale benötigen.





dieser Fläche lag parallel zu den Anodendrähten der Kammer. Dadurch war der Abstand zwischen den akzeptierten Elektronen und den Anodendrähten mit einer Genauigkeit von 0.5 bis 1 mm definiert. Die Kammer war so justiert, daß die Elektronen senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes einfielen. Die Strahldivergenz und damit die Abweichung vom senkrechten Einfallswinkel war sehr gering. Sie betrug etwa 2 mrad (einschließlich der Vielfachstreuung der Elektronen an Luft).

### 3.3) Meßprogramm

Das Meßprogramm umfaßte drei Teile:

- 1) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Anodenspannung, Torbreite und Länge des Driftweges.
- 2) Messung der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Driftspannung.
- 3) Messung des Ortsauflösungsvermögens.

Das Meßprogramm wurde insgesamt viermal durchgeführt, jeweils mit einem anderen Gasgemisch:

- a) Argon (79 %) + Methan ( 5 %) + i-Butan (16 %)
- b) Argon (81 %) + Methan (19 %)
- c) Argon (85 %) + i-Butan (15 %)
- d) Argon (69 %) + Methan (10 %) + Azetylen (21 %)

Die Wahl der Gasgemische erfolgte in Anlehnung an die in der Literatur häufiger erwähnten Zusammensetzungen.

### 3.3.1) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit gibt die Häufigkeit an, mit der die Teilchen, die eine Szintillationszählerkoinzidenz ausgelöst haben, innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls von der Kammer nachgewiesen werden.

Sie ist von mehreren Parametern abhängig:

- a) von der Anodenspannung. Bei zu niedrigen Spannungen reicht die Gasverstärkung nicht aus, um am Draht eine genügend große Ladungsmenge zu erzeugen, so daß die Amplitude des induzierten Anodensignals unterhalb der Ansprechschwelle der Verstärker/Diskriminator-Elektronik bleibt. Mit wachsender Anodenspannung nehmen Lawinengröße und Signalamplitude zu. Damit steigt auch die Nachweiswahrscheinlichkeit, bis sie ein Plateau nahe bei 100 % erreicht. Das Plateau ist für viele in Kammern verwendete Gasgemische einige 100 V lang. Es endet beim Übergang vom semiproportionalen zum Geiger-Müller-Bereich, wo die Emission von Photonen zur Erzeugung von unechten Lawinen führt. Die Kammerzählrate steigt dadurch sprunghaft an; damit sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit wegen der Totzeit der Elektronik und aufgrund von Raumladungseffekten am Anodendraht.
- b) von der Torbreite (Länge des Zeitintervalls, in dem Kammer signale registriert werden). Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird reduziert, wenn die Torbreite kleiner als die Verteilungsbreite der Driftzeiten ist.
- c) von der Driftweglänge. Da die Wahrscheinlichkeit dafür, daß driftende Elektronen von positiven Ionen oder elektro-negativen Atomen oder Molekülen (z.B. O<sub>2</sub>) absorbiert werden, mit der Länge des Driftweges wächst, nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit entsprechend ab.
- d) vom Gasgemisch. Durch die Zusammensetzung des Gas-gemisches wird die Gasverstärkung und damit die Einsetzspannung des Plateaus, sowie der Beginn des Geiger-Müller-Bereichs und damit die Länge des Plateaus bestimmt. Außerdem reduzieren Verunreinigungen im Gasgemisch die Nachweiswahrscheinlichkeit. Das wurde daran deutlich, daß die Meßwerte der unter sonst gleichen Bedingungen einen



Tabelle I: Nachweiswahrscheinlichkeit

Gasgemisch	Plateaulänge (kV) von - bis	Nachweiswahrsch. für Driftweg		Mindest- Torbreite (nsec)
		3 cm	18 cm	
Argon (79 %) + Methan (5 %) + i-Butan (16 %)	(2.0 - 2.2)	97 %		400
Argon (81 %) + Methan (19 %)	2.05 - 2.25	95 %	92 %	500
Argon (85 %) + i-Butan (15 %)	1.85 - 2.25	97 %	80 %	300
Argon (69 %) + Methan (10 %) + Azetylen (21 %)	2.4 - 2.8 (2.4)	97 % 93 %	91 % &1) 85 % &2)	500

&1) Anodendraht 1  
&2) Anodendraht 2

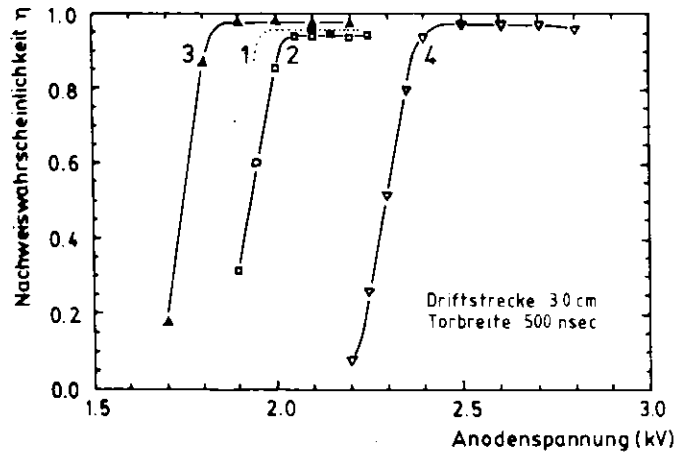
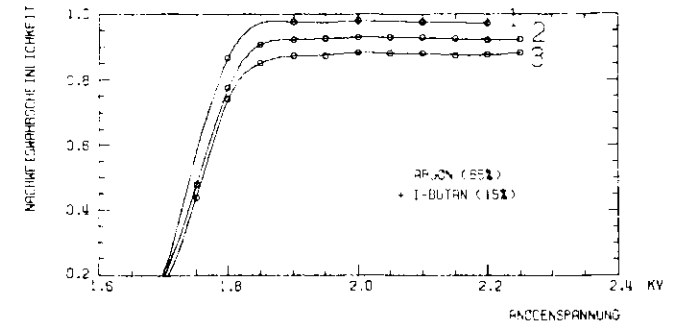
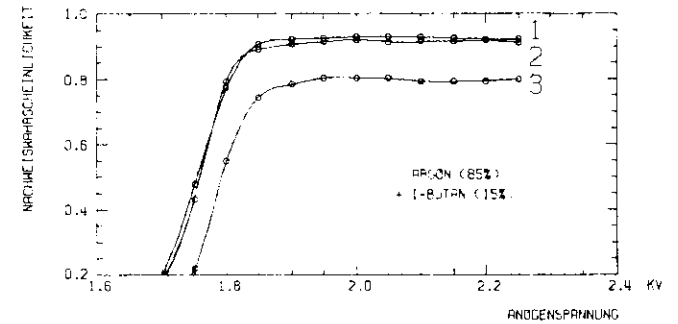


Abb. 23: Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Gasgemische

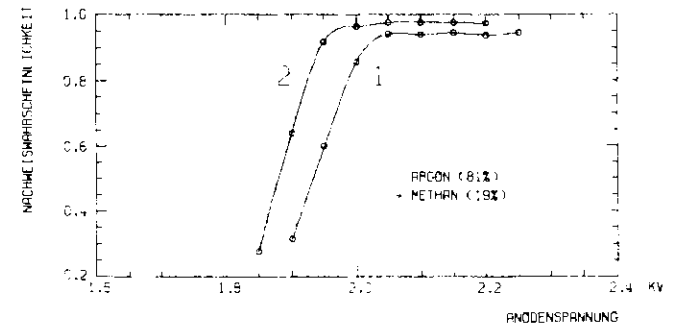
- 1: Argon (79%) + Methan (5%) + i-Butan (16%)
- 2: Argon (81%) + Methan (19%)
- 3: Argon (85%) + i-Butan (15%)
- 4: Argon (69%) + Methan (10%) + Azetylen (21%)



a) Abhängigkeit von den Torbreiten:  
1) 200 nsec, 2) 400 nsec, 3) 600 nsec,  
Driftstrecke jeweils 30 cm



b) Abhängigkeit von der Anodendrähtlänge:  
1) 2 cm, 2) 4 cm, 3) 6 cm,  
Torbreite jeweils 600 nsec



c) Abhängigkeit von der Nachweiswahrscheinlichkeit im Gasraum:  
Driftstrecke 30 cm, Torbreite 600 nsec, Anodendrähtlänge 2 cm,  
Driftstrecke jeweils 30 cm

Abb. 24: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von verschiedenen Parametern

Zu den Ergebnissen ist folgendes anzumerken:

Bei den Messungen mit Argon + Methan + i-Butan liess werden eines Fehlers nur ein wirklicher Meßpunkt vor:  $\epsilon = 97\%$  bei 2.1 kV Anodenspannung, 400 nsec Pulsbreite und 3.0 cm Driftweglänge. Die Messung erlaubte aber zumindest noch eine Abschätzung der Plateaulänge: (2.0 bis 2.2 kV).

Bei dem Gasgemisch Argon + Methan + Azetylen wurde das Plateau erst bei 2.4 kV Anodenspannung erreicht. Im Gegensatz zu den Messungen an den anderen Gasgemischen zeigten die beiden Anodendrähte unterschiedliches Verhalten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit an dem einen Draht blieb oberhalb von 2.4 kV bis 2.8 kV konstant, während sie an dem anderen Draht nach dem Erreichen des Maximums auf Werte um 80 % abfiel. Gleichzeitig wurde bei diesem Draht ein drastisches Ansteigen der Zählrate registriert, wofür wahrscheinlich Feldemission von einer gerundeten Beschädigung oder Verunreinigung des Drahtes (die bei den anderen Gasgemischen wegen der kleineren Feldstärke am Draht noch nicht zu Störungen führte) die Ursache war.

Bei keiner Messung wurde eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 100 % erreicht. Das dürfte im wesentlichen auf die hohe Untergrundrate (etwa 20 mal höhere Teilchen- als "Master"-Zählrate) und damit auf die Totzeit der Elektronik zurückzuführen sein.

### 3.3.2) Messung der Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Quotienten Driftweg durch Driftzeit. Um die Genauigkeit der Messungen zu erhöhen, wurden jeweils die Driftzeiten für mehrere, verschieden lange Driftstrecken gemessen und aus den Differenzen der Driftstrecken und der dazugehörigen Driftzeiten die Driftgeschwindigkeit mit Hilfe eines Ausgleichsverfahrens berechnet.

Die Längendifferenzen ergaben sich aus den entsprechenden Differenzen der Kammerposition, wie sie von der Fernsteuerungskontrolle des Laborgestells angezeigt wurden. Die Zeitmessung erfolgte mit einem sogenannten Zeit-Amplitudenwandler (TAC), bei dem die Amplitude des Ausgangssignals proportional zu der Länge des gemessenen Zeitintervalls ist. Dies Signal wurde auf einen Vielkanal-Impulshöhen-Analysator (VIA) gegeben, der jedes Eingangssignal entsprechend seiner Amplitude in einen seiner 1023 Kanäle einsortiert. Jedem Kanal ist ein Zeitintervall bestimmter Länge zugeordnet; der Kanalinhalt gibt die Häufigkeit an, mit der dieses Zeitintervall aufgetreten ist. Vor der ersten Messung wurde das System TAC-VIA mit Hilfe von Verzögerungskabeln und einem Impulsgenerator kalibriert.

#### 3.3.2.1) Durchführung der Messungen

Die Driftgeschwindigkeiten wurden mit folgender Schaltung (siehe Abb. 25) gemessen:

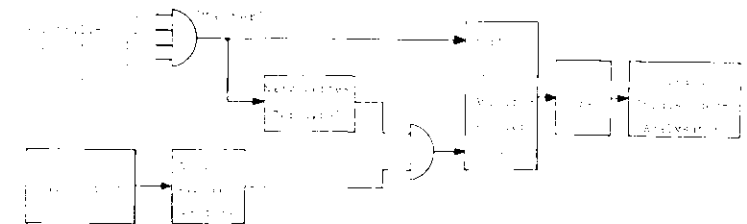


Abb 25- Schaltung zur Messung der Driftgeschwindigkeit

Die "Master"-Koinzidenz startet den TAC und den Tor-Verzögerungs-Generator; die Koinzidenz zwischen dem Kammer-signal und dem entsprechend der Driftzeit der Elektronen verzögerten Torsignal stoppt den TAC. Die TAC-Signale erzeugen auf dem VIA ein Spektrum der Driftzeiten, die zu einer bestimmten festen Driftweglänge gehören. Nach der Akkumulation einer bestimmten Zählrate wird die Kammer um eine definierte Strecke verschoben und ein weiteres Driftzeitspektrum aufgenommen. Abb. 26 zeigt ein VIA-Spektrum aus sechs solcher Einzelspektren. Die zu einer bestimmten Driftwegdifferenz  $\Delta l$  gehörende Driftzeitdifferenz  $\Delta t$  läßt sich aus dem Abstand der Schwerpunkte der entsprechenden Einzelspektren bestimmen, indem die Kanalnummerndifferenz  $\Delta n$  dieser Schwerpunkte mit Hilfe der Kalibrierung ( $\Delta t = c \cdot \Delta n$ ) in eine Zeitdifferenz umgerechnet wird. Die Driftgeschwindigkeit  $w$  ergibt sich so aus

$$w = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{\Delta l}{c \cdot \Delta n} \quad (10)$$

Die Driftgeschwindigkeit wurde für die vier verwendeten Gasgemische in Abhängigkeit von der Driftspannung (bzw. von der elektrischen Feldstärke im Driftraum) gemessen. Die Anodenspannung wurde dabei auf die Mitte des Plateaus der Nachweiswahrscheinlichkeit eingestellt und die Torbreite ausreichend groß gewählt (500 nsec).

### 3.3.2.2) Ergebnisse der Messungen

Die Ergebnisse der Messungen der Driftgeschwindigkeit sind in Abb. 27 wiedergegeben. Die Kurven zeigen das aus der Literatur bekannte Verhalten :

Gassättigung in den Gemischen, die i-Butan oder Azetylen enthalten,

Abfall der Driftgeschwindigkeit bei höheren Feldstärken im Argon + Methan-Gemisch,

einen relativ langsamen Anstieg der Driftgeschwindigkeit im Argon + Methan + Azetylen-Gemisch.

Erwähnt sei hier noch, daß sich das Argon + i-Butan-Gemisch als weniger Hochspannungsfest erwies als die übrigen Gemische. Bei 30 kV kam es in der Kammer zu Funkendurchbrüchen zwischen der Kathode und der Masse des Gehäuses.

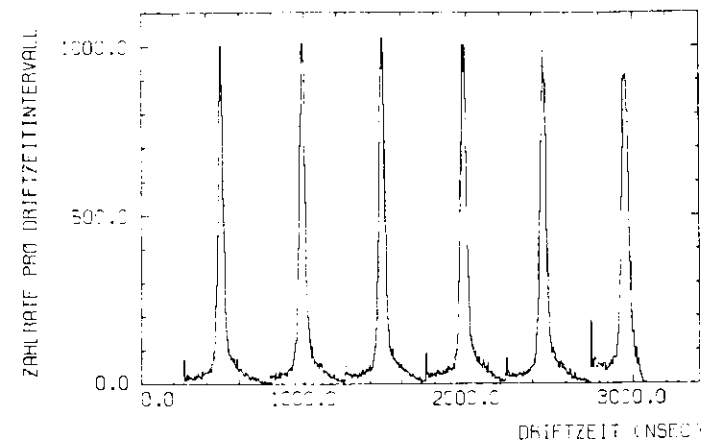


Abb. 26 a: Driftzeitspektrum für sechs Kammerpositionen ( $\Delta l=3$  cm)

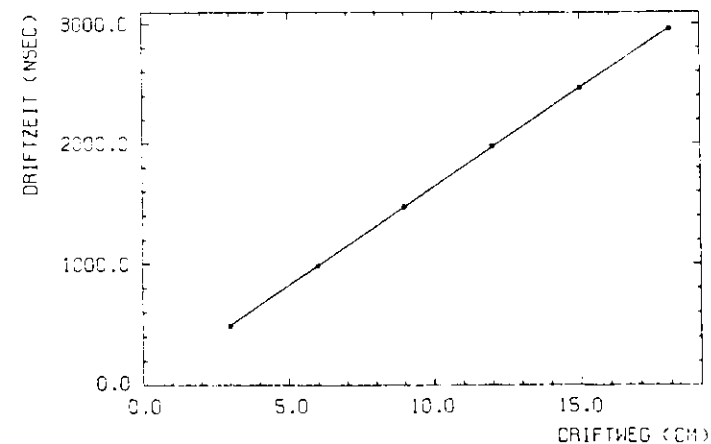


Abb. 26 b: Driftzeit/Driftweg - Beziehung

3.3.3) Messung des Ortsauflösungsvermögens

Das Ortsauflösungsvermögen wird im wesentlichen durch drei Faktoren begrenzt:

- durch die Reichweite der von dem ionisierenden Teilchen erzeugten Primärelektronen im Gas,
- durch die vom Diffusionsprozeß verursachte Vergrößerung der räumlichen Verteilung der driftenden Elektronen,
- durch Ungenauigkeiten in der Zeitmessung, die ihre Ursache in den zeitlichen Schwankungen haben, mit denen Diskriminatoren auf verschieden hohe Eingangssignale reagieren (etwa 1/2 nsec bei den Diskriminatoren der Szintillationszähler und 1/2 bis 1 nsec bei den Verstärkern/Diskriminatoren für die Anodensignale).

Aus den Driftzeitverhältnissen des vorigen Abschnitts läßt sich im Prinzip auch das Ortsauflösungsvermögen bestimmen. Das Verfahren ergibt jedoch keine zufriedenstellenden Ergebnisse, weil in die Messung die Breite des einfallenden Elektronenstrahls (Breite des Überlapps der beiden Trimmerzähler) mit eingeht und die Messung verfälscht. Günstiger ist es daher, die Tatsache auszunutzen, daß die "kleine" Kammer zwei, in Strahlrichtung gesehen, hintereinander liegende Signaldrähte besitzt. Dadurch bietet sich die Möglichkeit, den zeitlichen Abstand der beiden Signale zu messen, die jeweils vom gleichen ionisierenden Teilchen ausgelöst werden. Dieses Verfahren ist unabhängig von der Breite des einfallenden Strahls.

3.3.3.1) Durchführung der Messungen

Die Messungen wurden mit folgender Schaltung (siehe Abb. 28) ausgeführt:

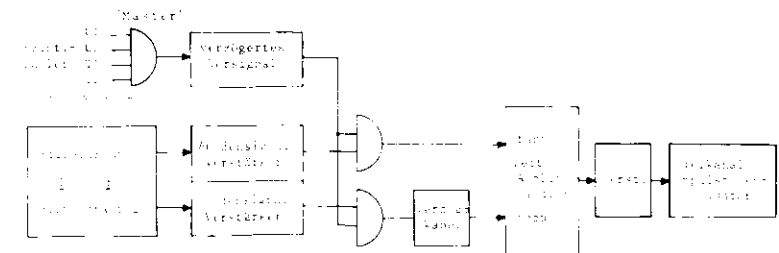
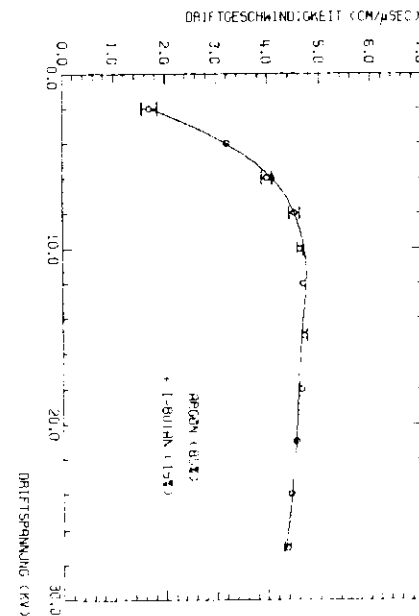
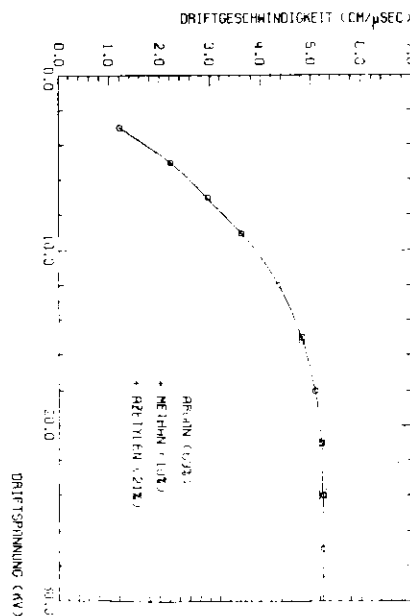
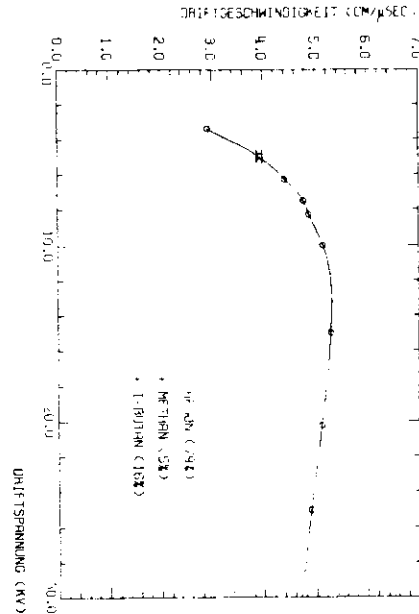
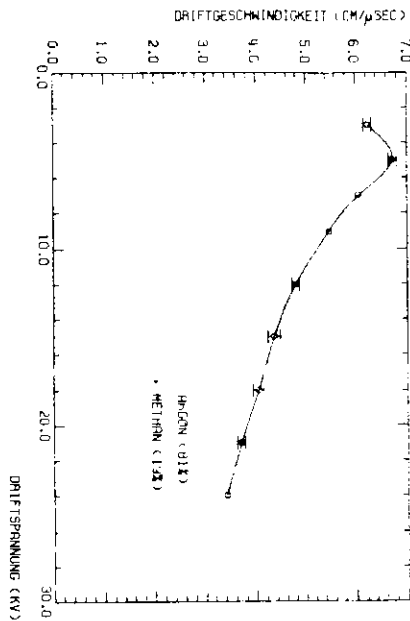


Abb. 28: Schaltung zur Messung des Auflösungsvermögens

Abb. 27: Driftgeschwindigkeit für verschiedene Gasgemische



Der TAO wird mit der Koinzidenz zwischen dem verzögerten "Master"-Signal und dem einen Kammerersignal gestartet und mit der entsprechenden Koinzidenz des anderen Kammerersignals gestoppt. Die zweite Koinzidenz ist um einige 100 nsec gegenüber der ersten verzögert, um sicherzustellen, daß das Stoppsignal stets später als das Startsignal erscheint.

Das vom VIA registrierte Spektrum (siehe Beispiel Abb. 29) stellt eine Faltung der Verteilung der Driftzeiten, wie sie von dem einen Signaldraht gemessen werden, mit der entsprechenden Verteilung von dem anderen Signaldraht dar. Die Breite der Verteilung für einen einzelnen Draht und damit dessen zeitliches Auflösungsvermögen ergibt sich aus der Breite des gemessenen Spektrums durch Division mit  $\sqrt{2}$ . Das Ortsauflösungsvermögen läßt sich daraus durch Multiplikation mit der Driftgeschwindigkeit berechnen.

3.3.3.2) Ergebnisse der Messungen

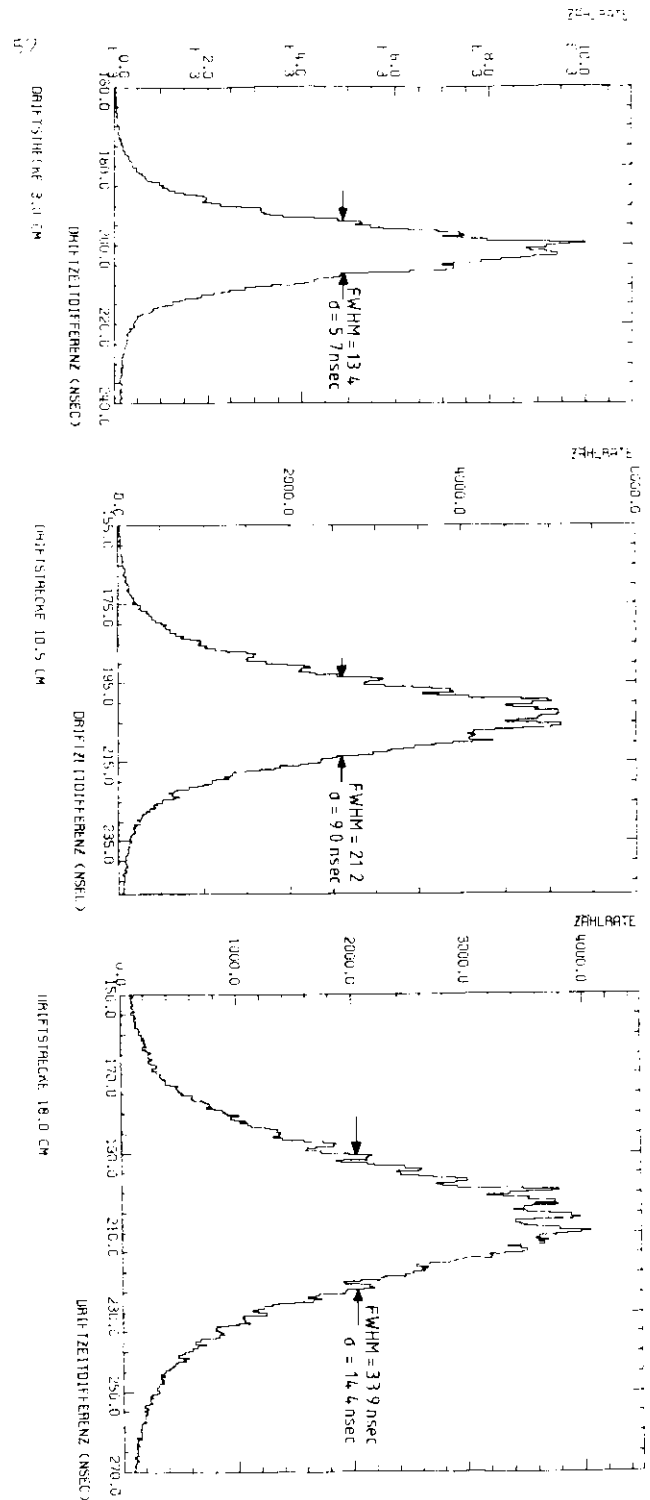
Die Resultate der Messungen sind in der folgenden Tabelle II zusammengefaßt.

Tabelle II: Auflösungsvermögen  $\sigma$

Gasgemisch	Auflösungsvermögen $\sigma$ bei einer Driftweglänge von					
	3.0 cm (nsec)   ( $\mu$ m)		10.5 cm (nsec)   ( $\mu$ m)		18.0 cm (nsec)   ( $\mu$ m)	
Argon (79 %) + Methan (5 %) + i-Butan (16 %)	3.2	165				
Argon (81 %) + Methan (19 %)	3.5	130	5.9	220	9.0	335
Argon (85 %) + i-Butan (15 %)	3.4	160	5.0	240	7.8	370
Argon (69 %) + Methan (10 %) + Azetylen (21 %)	4.0	190	6.3	305	10.2	490

Torbreite 500 nsec, Driftspannung 15.0 kV

Abb. 29: Driftzeit-Differenz-Spektren zur Messung des Auflösungsvermögens





Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß das Ortsauflösungsvermögen mit zunehmender Länge des Driftweges schlechter wird.  $\sigma$  nimmt jedoch mehr zu, als aufgrund des Diffusionsvorgangs allein zu erwarten gewesen wäre. Ein möglicher Grund dafür könnte sein, daß mit zunehmender Driftweglänge mehr Driftelektronen im Gas absorbiert werden und nicht mehr zum Anodendraht gelangen (vergl. Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit für Driftwege von mehr als 10 cm). Dadurch führen die statistischen Schwankungen im Prozeß der Signalentstehung zu stärkeren Fluktuationen in der gemessenen Driftzeit.

### 3.4) Zusammenfassung

Die mit der "kleinen" Kammer durchgeführten Messungen haben gezeigt, daß es möglich ist, mit verschiedenen Gasgemischen ein gutes Ortsauflösungsvermögen über lange Driftstrecken zu erzielen:  $\sigma$  (18 cm) = 370  $\mu\text{m}$ ,  $\sigma$  (10.5 cm) = 240  $\mu\text{m}$ ,  $\sigma$  (3 cm) = 160  $\mu\text{m}$ . Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist für Driftstrecken bis zu 10 cm Länge nahezu 100 % und für längere Driftstrecken immer noch zwischen 90 und 95 %.

Von den verwendeten Gasgemischen erwies sich das Argon + Methan + i-Butan - Gemisch als das geeignetste, da es (im Gegensatz zu den anderen drei Gemischen) alle geforderten Eigenschaften besaß:

- die Nachweiswahrscheinlichkeit lag bei fast 100 % bei einer nicht zu hohen Anodenspannung (letztere Anforderung erfüllte das Argon + Methan + Azetylen - Gemisch nicht);
- die Driftgeschwindigkeit variierte nur wenig mit der elektrischen Feldstärke (dies galt nicht für das Argon + Methan - Gemisch; allerdings zeigten sowohl das Argon + Methan + Azetylen - Gemisch als auch das Argon + i-Butan - Gemisch eine noch geringere Abhängigkeit von der Feldstärke);
- das Ortsauflösungsvermögen war gut (dies galt nicht für das Gemisch Argon + Methan + Azetylen);
- es gab keine Schwierigkeiten mit der Spannungsfestigkeit (das galt nicht für das Gemisch Argon + i-Butan).

## B. Die "große" Driftkammer mit zweidimensionaler Ortsauslese

Nachdem mit der "kleinen" Kammer einige Erfahrungen in Bezug auf Bau und Betrieb von Driftkammern gesammelt worden waren, wurde die sogenannte "große" Kammer mit dem Ziel entwickelt, speziell die zweidimensionale Ortsauslese, d.h. die Gewinnung beider Teilchenkoordinaten mit nur einer Kammerebene, zu untersuchen. Aus Gründen, die in Teil B, Kapitel 3 ausführlich erläutert worden sind, wurde ein Entwurf gewählt, der die z-Koordinate (Koordinate in Richtung des Anodendrahtes) mittels der Laufzeit des auf einer Verzögerungsleitung induzierten Signals mißt.

### 1) Aufbau der Kammer

Die "große" Kammer besteht aus vier nebeneinander liegenden Driftzellen von 1 m Länge, 6 cm Breite und 17.2 mm Höhe in einem gemeinsamen Gehäuse (siehe Abb. 30). Die vier Zellen ergeben zusammen eine nachweisempfindliche Fläche von 100 x 24 cm<sup>2</sup>.

Jede Driftzelle enthält in der Mitte einen Anodendraht, der die Driftzelle in einen rechten und einen linken Drifttraum von jeweils 3 cm Länge unterteilt. Das elektrische Feld im Drifttraum wird von Feldformungsdrähten erzeugt, die sich in einer Ebene 8.6 mm über und einer zweiten Ebene 8.6 mm unter der Anodendrahtebene befinden. Zur elektrostatischen Abgrenzung benachbarter Driftzellen wird das elektrische Feld in der Mitte zwischen zwei Anodendrähten durch einen Potentialdraht verstärkt. Ferner enthält jede Driftzelle zwei Verzögerungsleitungen, die in den Kathodenebenen (Ebene der Feldformungsdrähte) jeweils parallel zum Anodendraht liegen.

#### 1.1) Mechanische Konstruktion

Das Gehäuse der "großen" Kammer (siehe Abb. 31) besteht aus einem Rahmen, der aus vier Aluminium-U-Profilen geschweißt wurde, und aus zwei Deckelrahmen, die mit unelastischer, aluminiumierter Folie bespannt sind. Die Dichtung zwischen Rahmen und Deckel erfolgt mittels eines Gummistreifens.

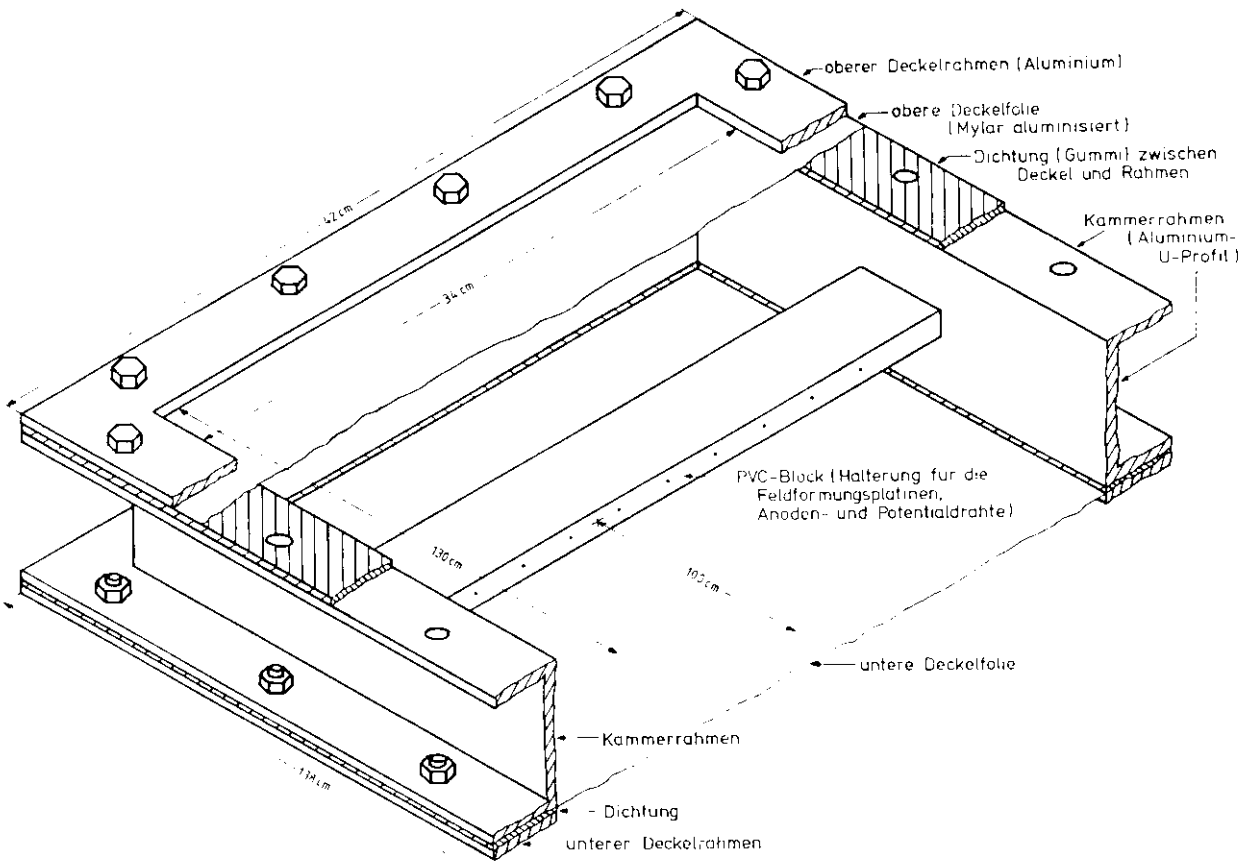


Abb. 31: Ausschnitt von dem Gehäuse der "großen" Driftkammer

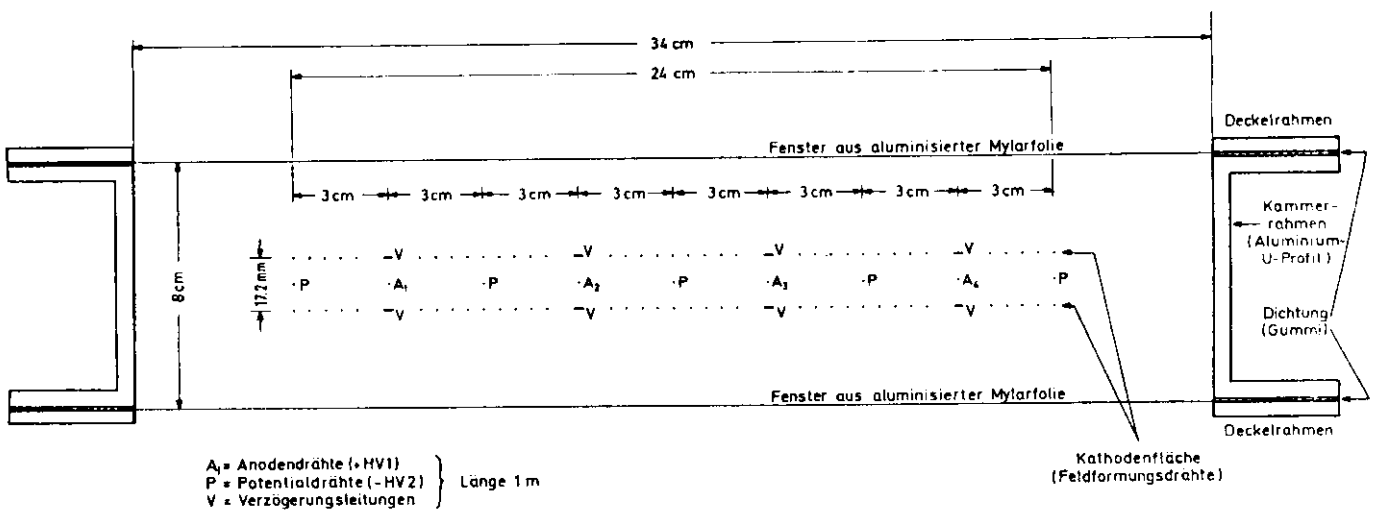


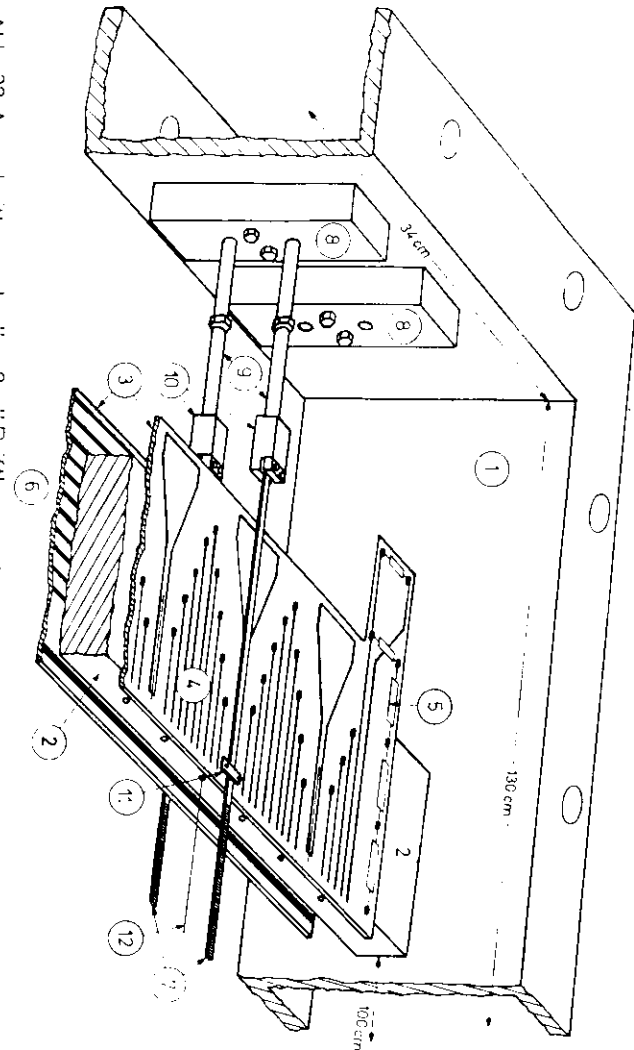
Abb. 30: Schnittzeichnung der "großen" Driftkammer

Das Gehäuse ist gleichzeitig mechanischer Halt für alle Einbauten in der Kammer und Abschirmung gegen elektromagnetische Störstrahlung von außen. Außerdem dient es als Behälter für das Kammergas, das die Kammer in Längsrichtung durchströmt.

An jedem Ende der Kammer ist in einem Abstand von etwa 10 cm zur Schmalseite des Gehäuses ein Block aus Hart-PVC montiert, der die Feldformungs-, Anoden- und Potentialdrähte trägt (siehe Abb. 31 und Abb. 32). Die Drähte bestehen aus Wolfram und sind vergoldet, damit sie sich löten lassen. Die Befestigung sowohl der 20 µm (später 30 µm) starken Anodendrähte als auch der 100 µm starken Potentialdrähte in der Mittelebene der Kammer erfolgt auf die gleiche Weise wie die Halterung der Zählrohrdrähte bei der kleinen Kammer. Die Drähte werden zur besseren Zentrierung in dünnen Kanülen (siehe Abb. 18) geführt, die in entsprechenden Bohrungen im PVC-Block gehalten werden. Jeder Draht wird von einer kleinen Feder gespannt; die Federspannung beträgt etwa 2.2 N für die 100 µm-Drähte und etwa 0.3 N für die 20 µm-Drähte.

Die Feldformungsdrähte werden auf speziellen Platinen befestigt, die auf der Ober- und Unterseite der PVC-Blöcke angeschraubt sind (siehe Abb. 32). Die Platinen bestehen aus Glasfaserverstärktem Epoxydharz und sind beidseitig mit Leiterbahnen bedruckt. Auf der Oberseite dienen diese als Untergrund zum Festlöten der Feldformungsdrähte, wobei jeder Draht auf 1/10 mm genau justiert werden kann, auf der Unterseite zur Verbindung jedes Drahtes mit der entsprechenden Anzapfung im Spannungsteiler. Die Widerstände des Spannungsteilers (siehe Abb. 33) sind unter Berücksichtigung des größeren Drahtabstandes in der Mitte der Driftzelle so gewählt, daß das Potential linear von der Mitte aus zum Rande der Zelle hin ansteigt.

Abb. 32: Ausschnitt von der "großen" Driftkammer



- Erläuterung der Ziffern
- 1 Kammergehäuse (U-Profil)
  - 2 PVC-Block
  - 3 Platine für Feldformung
  - 4 Leiterbahnen zur Befestigung und Justierung der Feldformungsdrähte
  - 5 Spannungsteiler für Feldformung
  - 6 Leiterbahnen zur Verbindung der Feldformungsdrähte mit dem Spannungsteiler
  - 7 Verzögerungsfeder
  - 8 Befestigungsblock
  - 9 Rechts/Links-Gewindestange
  - 10 Verbindungsstifte zwischen Gewindestange und Verzögerungsleitung zur Justierung
  - 11 Befestigung der Verzögerungsleitung zur Justierung
  - 12 Anodendraht
- nicht in der Zeichnung enthalten:  
die Feldformungsdrähte,  
die Potentialdrähte,  
die Hochspannungsversorgung der Anodendrähte,  
die Ladungserprinzipialen, welche am Ende der Verzögerungsleitungen der Anodendraht und die Verzögerungsleitungen in den Zellen 1 und 3

## 1.2) Die Verzögerungsleitungen

Sowohl in der oberen als auch in der unteren Kathodenebene befindet sich in jeder Driftzelle jeweils eine Verzögerungsleitung. Sie liegt gegenüber dem Anodendraht, wo das Potential der Driftspannung Null ist. Die Verzögerungsleitungen sind zweipolige, koaxiale Leitungen, bei denen der äußere Leiter als Signalleiter und der innere Leiter als Rückleiter (Masse) dient. Der Aufbau der Verzögerungsleitungen ist in Abb. 14 dargestellt.

### 1.2.1) Herstellung der Verzögerungsleitungen

Die Verzögerungsleitungen bestehen aus einem Leitungskern mit rechteckigem Querschnitt, der den Innenleiter enthält, und aus einer Drahtwicklung als Außenleiter. Der Leitungskern ist 1.2 m lang, 2.4 mm breit und 0.7 mm dick. Er ist aus zwei Epoxydharzschichten zusammengeklebt, von denen die eine auf der Innenseite mit einer 35  $\mu\text{m}$  dicken Kupferschicht kaschiert ist. Die Doppelschicht wurde nach dem Kleben angeätzt, um das Kupfer an den Rändern der Schicht zu entfernen, damit der Innenleiter allseitig isoliert ist.

Der Außenleiter besteht aus einer einlagigen Wicklung aus lackisoliertem Trafowicklungsdraht. Die Wicklung wurde auf einer Drehbank mittels einer dafür bei DESY (Ref. KRE 76) eigens konstruierten Wickelmaschine hergestellt (siehe Abb. 34). Während der Leitungskern (gespannt von einem Gegengewicht von etwa 800 g) mit konstanter Geschwindigkeit von einer Supportbank durch die Hohlwelle der Drehbank gezogen wurde, rotierte die auf der Hohlwelle befestigte Wickelmaschine mit konstanter Geschwindigkeit und führte dabei die Vorratsspule des Drahtes um den Leitungskern herum. Dabei sorgte ein Ausgleichshebel zwischen einer Drahtumlenkrolle und einem auf die Drahtspule wirkenden Bremsbacken dafür, daß der Draht während des Wickelvorgangs gleichmäßig stark gespannt war. Um seitliche Verschiebungen des Leitungskerns aufgrund der senkrecht zu seiner Achse anreifenden Drahtspannung zu verhindern, wurde der Leitungskern unmittelbar an der Wicklungsstelle von einer Halterung geführt.

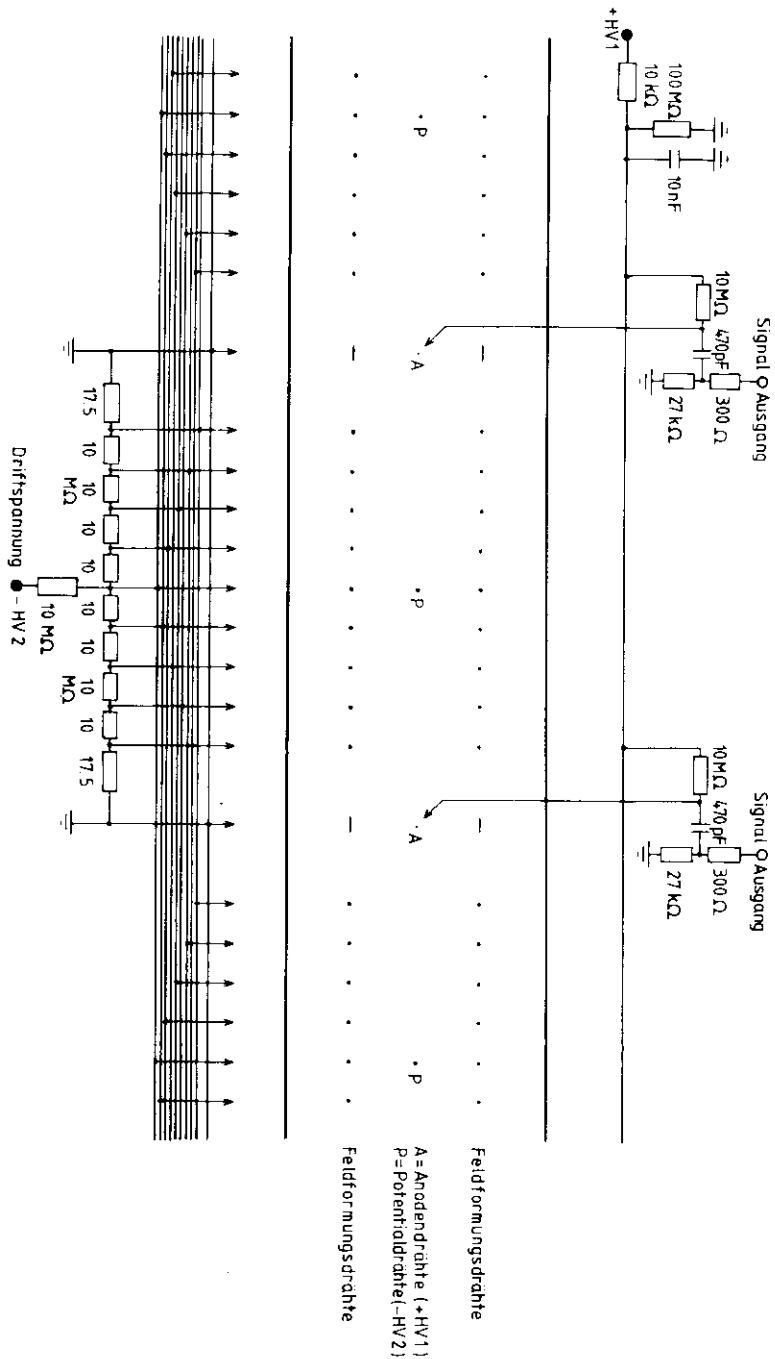
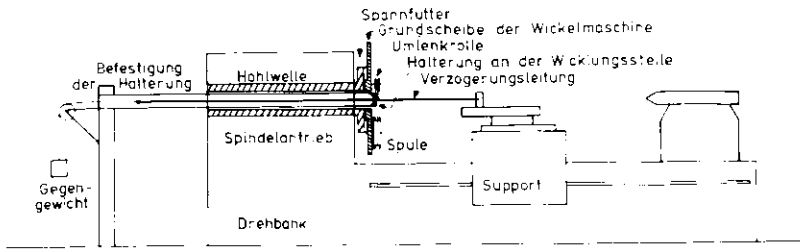


Abb. 33: Spannungsteiler für die Feldformungsdrähte und Hochspannungsversorgung für die Anodendrahte



Die mit der Wickelmaschine erzielte Gleichmäßigkeit der Wicklung bewirkte eine weitreichende Homogenität der Leitung und damit konstante elektrische Eigenschaften (Kapazität, Induktivität, Impedanz, Laufzeit, Dämpfung) über die ganze Länge der Leitung. (Die lokalen Abweichungen vom Mittelwert wurden auf 1 bis 2 % geschätzt.) Die Wicklung wurde so eng wie möglich gewickelt, um den Durchriff induzierter Signale auf den Innenleiter möglichst gering zu halten, da nur die Differenz der auf Außenleiter und Innenleiter induzierten Signale genutzt werden kann.

Es wurden drei verschiedene Typen von Verzögerungsleitungen hergestellt, die sich im Durchmesser der Wicklungsdrähte und damit in der Wicklungsdichte (Zahl der Windungen/m), nicht aber in der Konstruktion des Leitungskerns unterscheiden. Die Länge der Wicklungen betrug (beschränkt durch die Länge der Drehbank) für alle Leitungen 1 m.

### 1.2.2) Eigenschaften der Verzögerungsleitungen

Die Physikalischen Eigenschaften der Verzögerungsleitungen sind in der Tabelle III zusammengestellt:

**Tabelle III: Eigenschaften der Verzögerungsleitungen**  
Länge der Leitungen 1 m

Leitungs- Zelle	Wicklungs- durchmesser (mm)	Windungs- zahl (1/m)	Wickl.- Widerst. R (Ω/m)	Impedanz Z (Ω)	Laufzeit (nsec/m)	t <sub>50</sub> (nsec)
1	0,10	8000	125	650	285	12,5
2	0,10	8000	124	650	285	12,5
3	0,12	6250	65	440	210	9,5
4	0,15	5000	35	400	170	4,5

R = ohmscher Widerstand der Wicklung

Z = Wellenwiderstand der Leitung

t<sub>50</sub> = Anstiegszeit der Signale auf 50 % der Amplitude nach dem Durchlaufen von 1 m Leitungslänge (t<sub>50</sub> des Einstrahlsimpulses = 1,6 nsec)

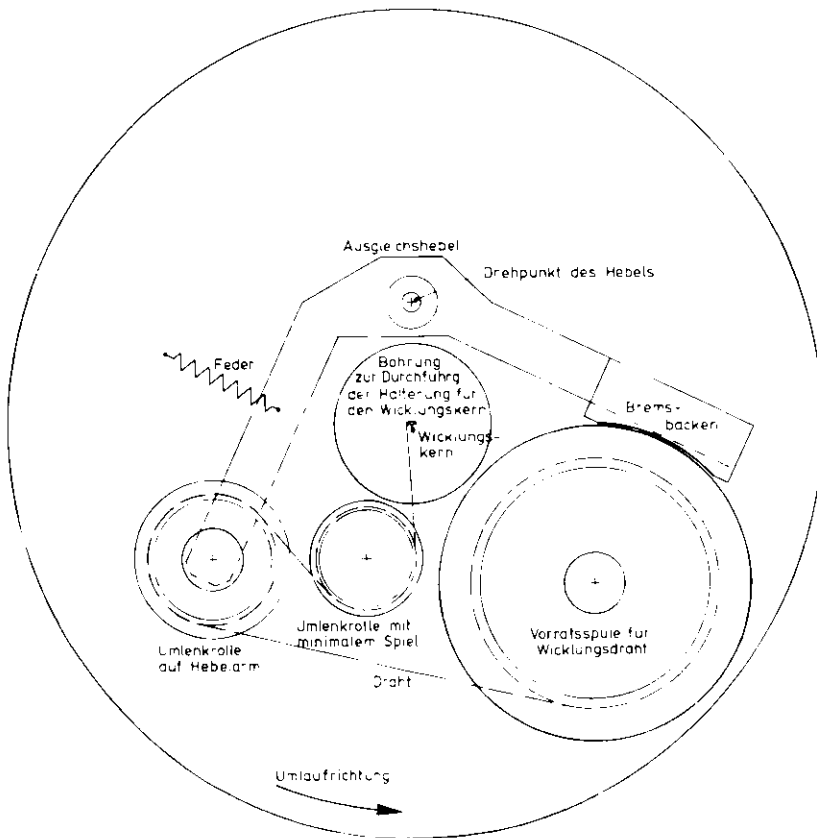


Abb 34: Vorrichtung zur Herstellung von Verzögerungsleitungen (Wickelmaschine)

Der Vergleich der Meßwerte in Tabelle III zeigt, daß mit wachsender Stärke des Wicklungsdrahtes die elektrischen

Parameter Widerstand, Impedanz, Laufzeit und Anstiegszeit abnehmen.

Impedanz und Laufzeit wurden vor dem Einbau der Verzögerungsleitungen in die Kammer mit Hilfe eines Impulsgenerators gemessen. Die Messung der Impedanz erfolgte auf zwei verschiedene Weisen. Das eine Verfahren (siehe Abb. 35 a) beruht auf der Tatsache, daß auf Leitungen laufende Signale am Ende der Leitung immer dann reflektiert werden, wenn der Abschlußwiderstand dort von der Leitungsimpedanz verschieden ist. Die Impedanz wurde daher durch Variation des Abschlußwiderstandes aus dem Minimum der Signalreflexionen bestimmt.

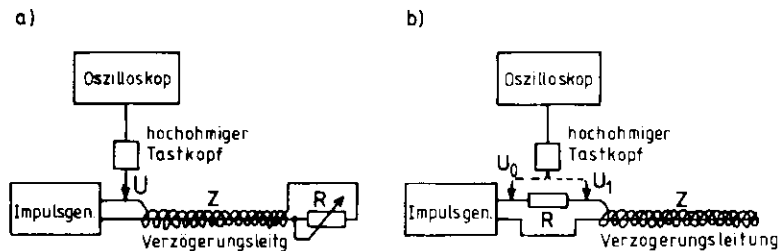


Abb. 35: Meßmethoden zur Bestimmung der Impedanz von Verzögerungsleitungen

Bei dem anderen Verfahren (siehe Abb. 35 b) wurde ein Spannungsteiler aus einem ohmschen Widerstand R und der Impedanz Z der Leitung aufgebaut und die Impedanz gemäß der Formel

$$Z = \frac{U_1 \cdot R}{U_0 - U_1} \quad (11)$$

aus den Signalamplituden  $U_0$  (vor dem Widerstand) und  $U_1$  (hinter dem Widerstand) berechnet. Dabei mußte das Eingangssignal länger als die Signallaufzeit auf der Leitung sein und die Amplitudenmessung am Anfang des Signals, wo es noch nicht von dem am Leitungsende reflektierten Signal überlagert ist, durchgeführt werden. Die Ergebnisse beider Messungen stimmten innerhalb der Fehlergrenzen (2 bis 3 %) überein.

Die Signallaufzeit wurde mit einem extern vom Impulsgenerator getriggerten (ausgelösten) Oszilloskop aus der Verzögerung des über die Leitung laufenden Signals gegenüber dem Eingangssignal gemessen.

### 1.2.3) Montage der Verzögerungsleitungen

Die Montage der Verzögerungsleitungen ist verhältnismäßig aufwendig, da jede mit etwa 1.8 kp gespannt werden muß, um in der Mitte weniger als 1/10 mm durchzuhängen. Dadurch wird ein über die ganze Länge der Kammer konstanter Abstand zwischen Anodendraht und Verzögerungsleitung erreicht, der deshalb erforderlich ist, weil die auf der Verzögerungsleitung induzierte Signalamplitude mit zunehmendem Abstand kleiner wird.

Die Verzögerungsleitungen wurden gegen den Kammerrahmen mit Hilfe von Gewindestangen abgespannt, die an dem einen Ende Rechts- und am anderen Linksgewinde haben. Die Zugspannung kann zwar nicht direkt kontrolliert werden, aber oberhalb der notwendigen Mindestzugspannung ist noch ein ausreichend großer Spielraum, bevor es zum Bruch einer Leitung kommt. Zum Zwecke der Justierung wurden die Verzögerungsleitungen außerdem noch auf der Platine befestigt (siehe Abb. 32).



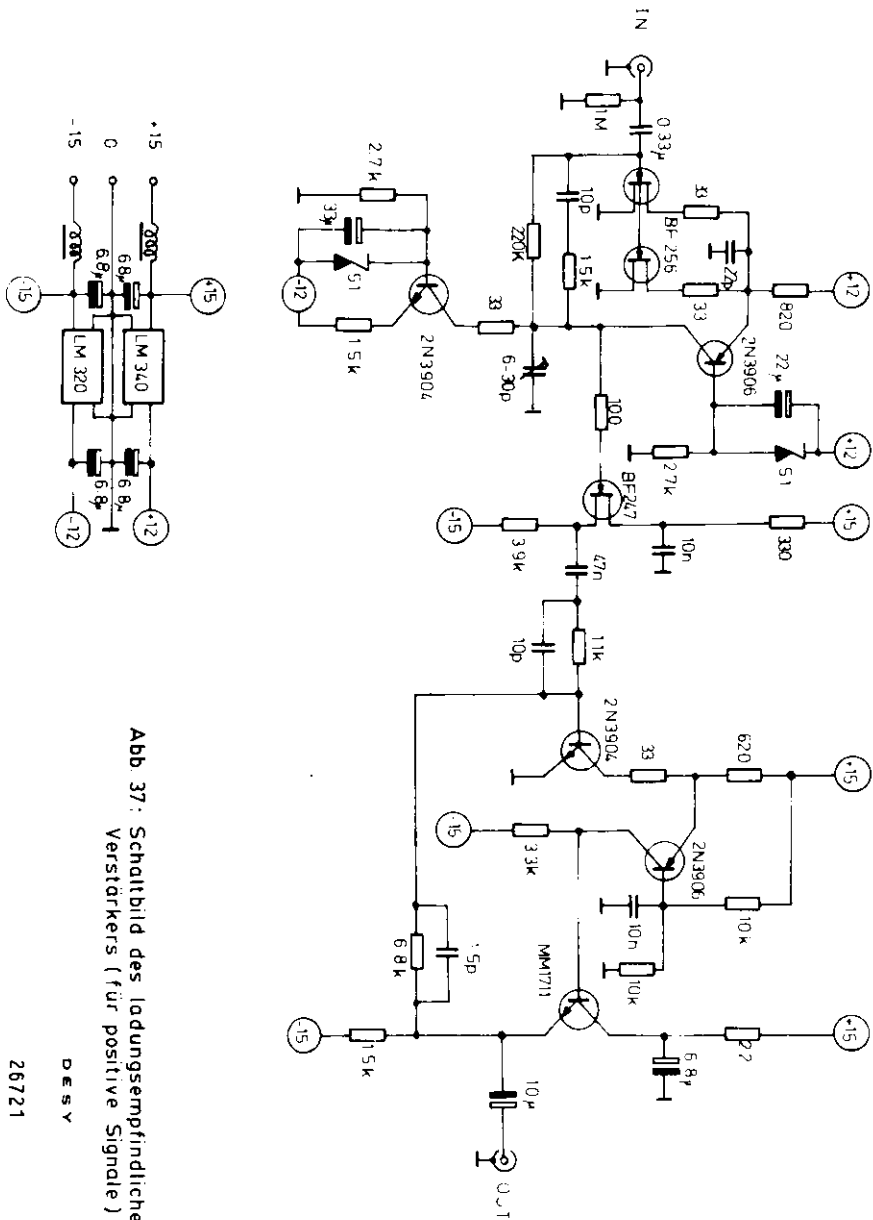


Abb. 37: Schaltbild des ladungsempfindlichen Verstärkers (für positive Signale)

Fall die auf der Verzögerungsleitung induzierte Ladungsmenge) durch den Transistor nicht belastet wird.

Im Ruhezustand ist der Arbeitspunkt durch die gleichstrommäßige Rückkopplung zwischen Drain und Gate des FET über den Widerstand  $R$  so stabilisiert, daß durch den FET der Strom  $I_0$  fließt und am Knotenpunkt die Spannung  $U_k$  herrscht.

Wenn ein Signal von der Verzögerungsleitung auf den Verstärkereingang kommt, verschiebt sich das Potential am Gate des FET um  $\Delta U_{in}$ . Dadurch ändert sich der Strom, der durch den FET fließt, um

$$\Delta I_T = I_T - I_0 = S \cdot \Delta U_{in} \quad (12)$$

wobei  $S$  die Steilheit der Transistorkennlinie bedeutet. Da die Summe der Ströme durch den FET und den Transistor  $T_1$  konstant gehalten wird, bedeutet ein um  $\Delta I_T$  größerer Strom durch den FET gleichzeitig einen um  $\Delta I_T$  kleineren Strom durch den Transistor  $T_1$ . Der Transistor  $T_1$  hat die Aufgabe, die Rückwirkung zwischen Drain und Gate zu verringern und das Potential des Knotenpunktes in die Nähe des Erdpotentials zu verschieben.

Die Verringerung des Kollektorstroms von  $T_1$  bewirkt, daß die Konstantstromquelle den Differenzstrom  $\Delta I_T$  aus den Kapazitäten  $C_R$  und  $C_V$  zieht. Dadurch verringert sich die Spannung am Knotenpunkt gemäß

$$\frac{dU_k}{dt} = \frac{\Delta I_T}{C_R + C_V} \quad (13)$$

Der Anteil  $\Delta I_R$  von  $\Delta I_T$ , der durch  $C_R$  fließt und gleich der Stromänderung  $\Delta I_{in}$  am FET-Gate ist, ergibt sich zu

$$\Delta I_{in} = \Delta I_R = C_R \frac{dU_k}{dt} = C_R \frac{\Delta I_T}{C_R + C_V} \quad (14)$$

Die Eingangsimpedanz ergibt sich daraus zu

$$Z_E = \frac{\Delta U_{in}}{\Delta I_{in}} = \frac{1}{S} \frac{C_R + C_V}{C_R} \quad (15)$$



Durch Veränderung von  $C_V$  läßt sich die Eingangsimpedanz variieren und an den Wellenwiderstand der Leitung anpassen. Die minimale Impedanz ist jedoch  $\frac{1}{S}$  bei  $C_V = 0$ . Da dieser Wert größer als die Impedanz der Verzögerungsleitungen ist, werden zwei Feldeffekttransistoren parallel geschaltet. Dadurch ist die Stromänderung  $\Delta I_T$  doppelt so groß und die minimale Impedanz um den Faktor 2 kleiner. Die beiden parallel geschalteten Feldeffekttransistoren müssen wegen großer Exemplantstreuungen speziell ausgesucht sein, damit sichergestellt wird, daß bei gleicher Gate-Spannung etwa der gleiche Strom fließt, weil sonst der eine Transistor bereits leiten würde, während der andere noch gesperrt wäre, so daß der Effekt der Stromverdoppelung entfiel. Die Spannungsänderung  $\Delta U_k$  am Knotenpunkt ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (15) aus

$$\Delta U_k = \int \frac{dU_k}{dt} dt = \int \frac{\Delta I_{in}}{C_R} dt = \frac{1}{C_R} Q_{ind} \quad (16)$$

wobei  $Q_{ind} = \int \Delta I_{in} dt$  die auf der Verzögerungsleitung induzierte Ladungsmenge bedeutet (genauer: den Teil der insgesamt induzierten Ladungsmenge, der zu dem Verstärker an dem entsprechenden Ende der Leitung fließt).  $\Delta U_k$ , das Ausgangssignal der ersten Verstärkerstufe, ist also proportional zur induzierten Ladung. Daher wird dieser Verstärker als "ladungsempfindlicher Verstärker" bezeichnet. Die Ladungsintegration dieser Stufe ist eine direkte Folge der kapazitiven Rückkopplung, die zur Erzielung einer rauscharmen und variablen Eingangsimpedanz  $Z_E$  notwendig ist.

Das Ausgangssignal  $\Delta U_k$  der ersten Stufe wird über einen weiteren Feldeffekttransistor ("Source-Follower") ausgekoppelt, um Beeinflussungen der Knotenpunktspannung  $U_k$ , verursacht von der Strombelastung des Ausgangs durch die nächste Stufe, zu vermeiden. Die zweite Verstärkerstufe arbeitet als linearer invertierender Operationsverstärker. Die Verstärkung wird von dem Verhältnis der Widerstände bzw. Kondensatoren im Eingang und in der Gegenkopplung bestimmt; der Verstärkungsfaktor beträgt etwa 6.

Die Spannungsversorgungen von erster und zweiter Verstärkerstufe sind durch zwei integrierte Festspannungsregler getrennt, deren Spannung weitgehend unabhängig von der Strombelastung ist, so daß eine Rückwirkung der Endstufe auf die Eingangsstufe dadurch verhindert wird. Ohne diese Trennung hätten die Verstärker eine starke Neigung zum Oszillieren.

### 2.3) Impulsformung der Verzögerungsleitungssignale

Der ladungsempfindliche Verstärker erzeugt ein positives Ausgangssignal von 1 bis 3 Volt Amplitude, wobei die Amplitude von der Gasverstärkung, also von der Anodenspannung abhängt. Das Signal hat eine Anstiegszeit von 20 nsec für den Anstieg von 10% auf 50%, aber eine Gesamtlänge von mehreren  $\mu$ sec (siehe Abb. 39) infolge der Ladungsintegration durch die erste Verstärkerstufe. Um dennoch die im Signal enthaltene Zeitinformation mit einer Genauigkeit von 1 bis 2 nsec zu gewinnen, ist eine Formung des Signals durch "doppelte Differenzierung" notwendig.

Die Signalformung wurde mit vorhandenen Mitteln realisiert. Für größere Driftkammersysteme ist diese Methode weniger geeignet (siehe Abb. 38).

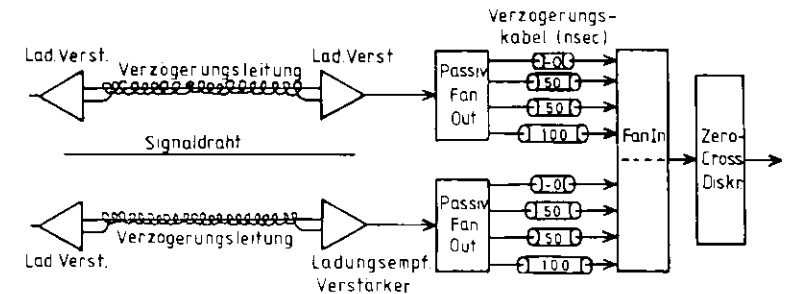
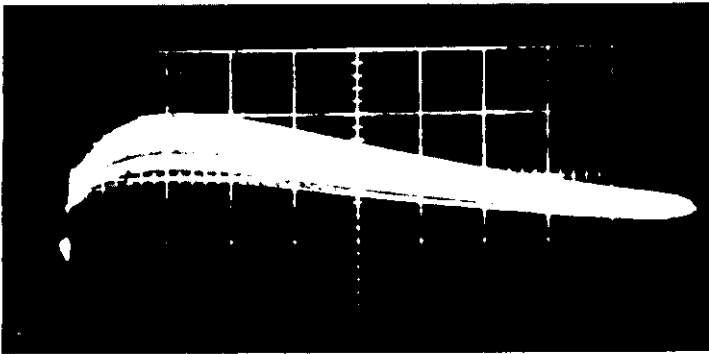


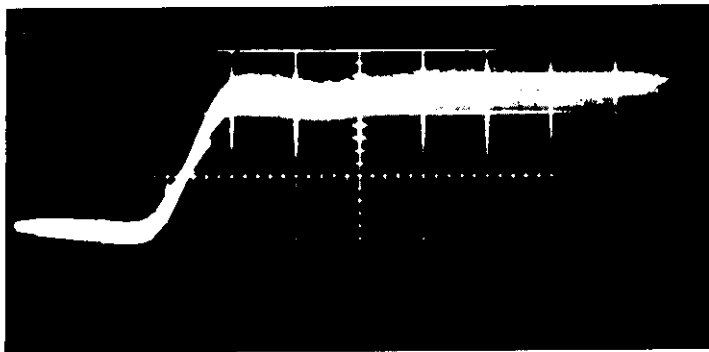
Abb. 38 Schaltung zur Impulsformung der Verzögerungsleitungssignale

Das zu differenzierende Signal wird in einen sogenannten "passiven Fan-Out" gegeben. Dieser erzeugt daraus vier Ausgangssignale mit gleicher Signalform, aber halber Amplitude, von denen zwei entgegengesetzte (negative) Polarität haben. Die vier Signale werden unterschiedlich verzögert: eins der negativen Signale 1 - 2 nsec (kürzeste Kabelverbindung zwischen Fan-Out und Fan-In), das andere negative 100 nsec



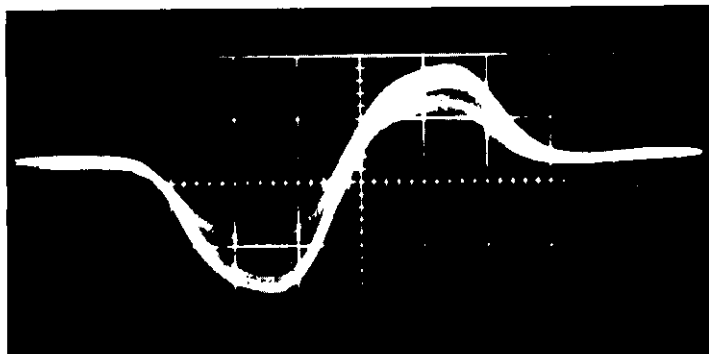
vert. 1 V/cm  
horiz. 500 nsec/cm

a) Ausgangssignal des ladungsempfindlichen Verstärkers



vert. 500 mV/cm  
horiz. 20 nsec/cm

b) Anstiegsflanke des Signals (a)



vert. 500 mV/cm  
horiz. 20 nsec/cm

c) bipolares Signal nach doppelter Differenzierung des Signals (a)

Abb. 39: Signalformen der Verzögerungsleitungssignale

und die beiden positiven je 50 nsec. Die verzögerten Signale werden dann in einem sogenannten "Fan-In" addiert. Durch die phasenverschobene Überlagerung gleicher positiver und negativer Signale entsteht ein bipolares Signal, dessen Nulldurchgang die Zeitinformation des Ladungssignals trägt und weitgehend amplitudenunabhängig ist. Die Gesamtlänge des bipolaren Signals beträgt nur noch 100 bis 150 nsec.

Das bipolare Signal wird auf einen Zero-Crossing-Diskriminator gegeben, der in dem Moment des Nulldurchgangs ein genormtes Standardsignal erzeugt.

Da das Auflösungsvermögen der Verzögerungsleitungen mit der Signalamplitude zunimmt, ist es zweckmäßig, die auf zwei parallelen Verzögerungsleitungen jeweils gleichzeitig laufenden Signale so miteinander zu kombinieren, daß sich ihre Amplituden addieren. Die Addition erfolgt mit dem Fan-In aus Abb. 38, der je nach Aufbau der Schaltung die Amplituden von vier oder acht Signalen addiert.

Bei der Zusammenschaltung zweier Verzögerungsleitungen ist zu beachten, daß ihre Signalgeschwindigkeiten gut übereinstimmen müssen, damit beide Signale etwa gleichzeitig beim Fan-In eintreffen, da sonst das Auflösungsvermögen durch Unsicherheiten in der Zeitmessung schlechter wird. Allerdings führt, solange die Laufzeitdifferenz klein ist gegen die Anstiegszeit der Signale, die doppelte Differenzierung zu einer Mittelung über beide Laufzeiten, so daß das Auflösungsvermögen kaum beeinträchtigt wird. Die hier untersuchten Verzögerungsleitungen hatten Laufzeitdifferenzen von 1 bis 2 %, also wenige nsec und ließen sich somit problemlos zusammenschalten.

### 3) Testmessungen im Labor

Im Labor wurde im wesentlichen die Hochspannungsfestigkeit und die prinzipielle Funktionsfähigkeit der "großen" Kammer getestet.

Die Hochspannungsfestigkeit hängt von dem Gas, mit dem die Kammer gefüllt ist, sowie von der Kombination von Anoden- und Driftspannung ab. Der stabile Bereich endet mit dem Einsetzen der Feldemission, die zu einem überproportionalen Ansteigen des Kammerstroms (Strom von der Hochspannungsversorgung zu den Anodendrähten) führt. Die Feldemission findet an den Anodendrähten statt, weil diese den kleinsten Oberflächenkrümmungsradius und somit die größten lokalen Feldstärken aufweisen. Die Einsetzspannung läßt sich messen, indem die Anodendrahtsignale mit einem Oszilloskop beobachtet werden. Bei Abwesenheit einer radioaktiven Quelle steigt die Signalamplitude bei der Grenzspannung vom Rauschpegel (10 mV) auf einige 100 mV.

Mit einem 20  $\mu$ m starken Draht betrug die Grenze für die Anodenspannung in Luft + 2.8 kV bei 0 kV Driftspannung und nahm ab auf + 2.2 kV bei - 3.5 kV Driftspannung. Mit einem 30  $\mu$ m starken Draht lagen die entsprechenden Werte (wiederum für Luft) zwischen + 3.1 / 0 kV und + 2.5 / - 3.5 kV, also bei höheren Spannungen, wie man es erwartet, wenn der Radius des Anodendrahtes vergrößert wird.

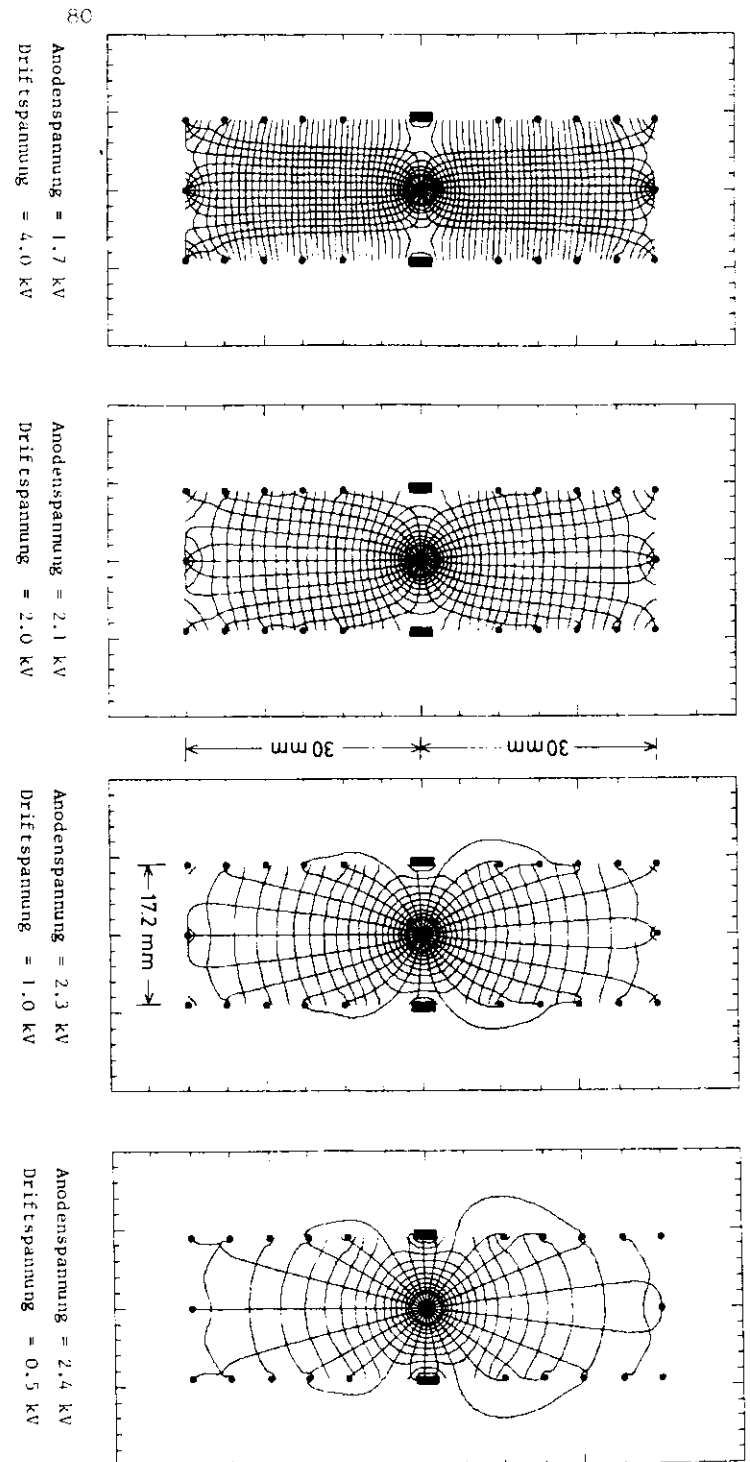
In einer Atmosphäre aus Argon ( 80 %) und CO<sub>2</sub> ( 20 %) ergaben die Versuche wesentlich andere Resultate. Ohne Driftfeld betrug die maximal mögliche Anodenspannung nur 1.9 kV. Bei dieser Spannung erzeugten ionisierende Teilchen (Photonen des  $\gamma$ -Präparates Fe<sup>55</sup>) Signalamplituden von maximal 1.0 bis 1.5 mV, so daß ihr Nachweis praktisch unmöglich war.

Bei Driftspannungen von mehr als 1.5 kV waren die Verhältnisse überraschenderweise weitaus günstiger. Die Grenzspannungen lagen jetzt zwischen + 2.4 / - 2.0 kV und + 2.2 / - 3.5 kV und die maximal erreichbare Signalköhe echter Signale (von Fe<sup>55</sup>) stieg mit wachsender Driftspannung von 15 mV bei - 2.0 kV auf 60 mV bei - 3.5 kV.

Daß die Kammer bei ungenügender Driftfeldstärke zu Feldemission neigt, erklärt sich möglicherweise aus der Geometrie der Kammer. (Ähnliche Phänomene sind mir aus der Literatur nicht bekannt.) Zur Klärung der Frage wurde die elektrische Feldstärke in der Driftzelle berechnet und ihr Verlauf grafisch dargestellt (siehe Abb. 40). Die Berechnung der Äquipotential- und Feldlinien erfolgte mit zwei bei DESY (Ref. STA 77, HAS 77, JUN 77) entwickelten Computerprogrammen, die die Poissonsgleichung unter den durch die Geometrie der Driftzelle festgelegten Randbedingungen mit numerischen Verfahren lösen. Es sind die Feldverteilungen für verschiedene Driftspannungen abgebildet; für die Anodenspannungen wurden jeweils Werte genommen, die sich bei den Messungen der Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe unten) aus der Platteumitte ergaben. Jede Darstellung enthält 25 vom Anodendraht ausgehende Feldlinien (die ungerade Anzahl bedingt die Rechts-/Links-Asymmetrie der Abbildungen) und eine von der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode abhängige Anzahl Äquipotentiallinien. Die Potentialdifferenz zwischen zwei Linien beträgt 100 V. (Am Anodendraht wurden 12 Äquipotentiallinien aus zeichentechnischen Gründen weggelassen).

Beim Vergleich der Darstellungen für verschiedene Driftspannungen fällt auf, daß bei geringen Driftspannungen sehr viele Feldlinien zu den Verzögerungsleitungen laufen (das bedeutet eine hohe lokale Feldstärke dort) und daß bei hohen Driftspannungen fast keine Feldlinien mehr dorthin führen (niedrige lokale Feldstärke). Das legt den Schluß nahe, daß bei niedrigen Driftspannungen an den Verzögerungsleitungen Feldemission auftritt, verursacht eventuell durch Rauigkeiten auf der Oberfläche.

Abb. 40: Feld- und Äquipotentiallinien bei verschiedenen Driftspannungen



#### 4) Testmessungen im Elektronenstrahl

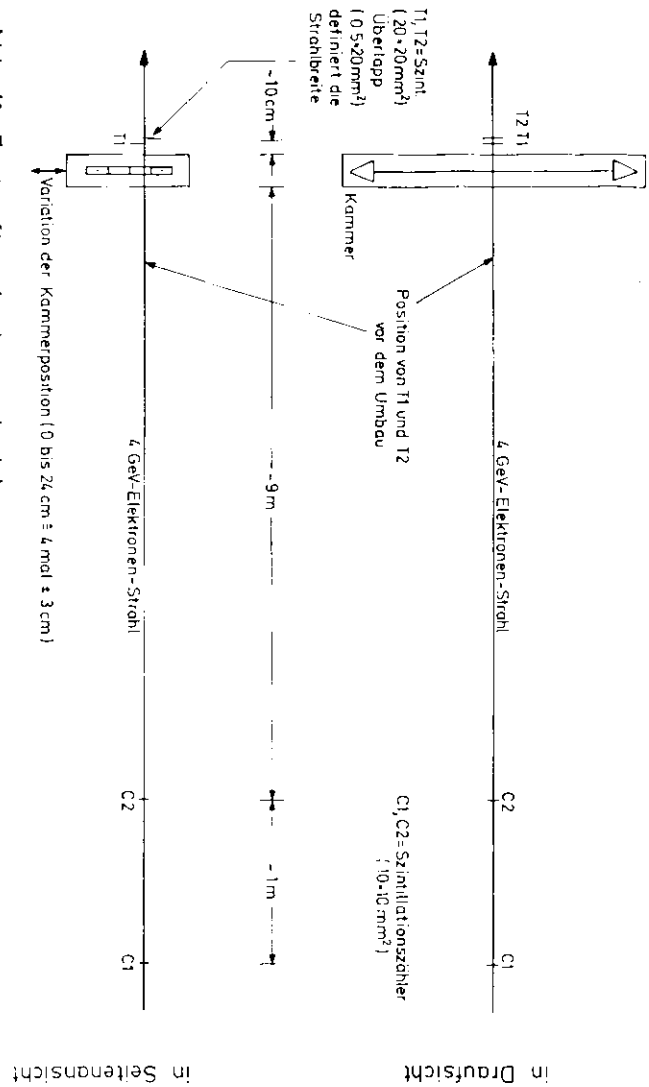
Alle weiteren Messungen mit der "großen" Kammer wurden mit einem sekundären Elektronenstrahl von DESY (Strahl 26; siehe Abschn. C, Kap. 3.1) durchgeführt. Dabei entsprachen Testaufbau und Meßmethoden weitgehend den in Abschn. C beschriebenen.

##### 4.1) Testaufbau

Der Testaufbau (siehe Abb. 41) bestand aus der "großen" Kammer und aus vier Szintillationszählern. Die Kammer war auf dem ferngesteuerten Laborgestell so montiert, daß die Anodendrähte waagrecht verliefen und die vier Zellen sich übereinander befanden. Die  $\phi$ -Koordinate (Koordinate senkrecht zu den Anodendrähten) wurde durch vertikale Verschiebungen der Kammer variiert, die z-Koordinate (Koordinate parallel zu den Anodendrähten) durch horizontale Verschiebungen.

Die Szintillationszähler dienten dazu, aus dem Strahlprofil einen möglichst schmalen Bereich auszuwählen. Dazu überlappten die beiden im Strahlverlauf hinteren Szintillationszähler auf einer Fläche von nur  $\approx 0.5 \times 20 \text{ mm}^2$ . Das Überlappgebiet war mit seiner Längsachse jeweils senkrecht zu der zu messenden Koordinate ausgerichtet. Die jeweils andere Koordinate wurde so gewählt, daß sie ohne Einfluß auf die Messungen blieb: bei den Messungen der  $\phi$ -Koordinate (Driftzeitmessung) verlief der Elektronenstrahl bzgl. der z-Koordinate durch die Kammermitte, bei den Messungen der z-Koordinate (Messung der Signallaufzeit) verlief er bzgl. der  $\phi$ -Koordinate durch die Mitte eines Driftraumes.

Bei der ersten Messung waren die beiden im Strahlverlauf hinteren überlappenden Szintillationszähler vor der Kammer in einem Abstand von ihr von etwa 65 cm aufgestellt. Vergleichsmessungen zeigten jedoch, daß sich das Auflösungsvermögen wesentlich genauer messen ließ, wenn die beiden Zähler unmittelbar hinter der Kammer aufgebaut wurden, weil dadurch der Einfluß der Vielfachstreuung auf den Strahlquerschnitt in der Kammer reduziert wurde. Zum einen entfiel



die Streuung der Elektronen am Szintillatormaterial vor der Kammer, zum anderen war der Abstand zwischen der Kammer und den Zählern und damit die Streuung der Elektronen an den Luftmolekülen geringer.

#### 4.2) Meßprogramm

Das Meßprogramm für die "große" Kammer bestand aus zwei Teilen:

- 1) Messungen in Richtung senkrecht zum Anodendraht (o-Koordinate)
  - a) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit
  - b) Messung der Driftzeit / Driftweg - Beziehung
  - c) Messung des Ortsauflösungsvermögens
- 2) Messungen parallel zum Anodendraht (z-Koordinate)
  - a) Messung des Ortsauflösungsvermögens der Verzögerungsleitungen
  - b) Vergleich der Impulshöhen auf Anodendraht und Verzögerungsleitungen

Die Messungen wurden mit einem Gasgemisch, bestehend aus Argon (75 %) + Methan (5 %) + i-Butan (15 %), durchgeführt. Diese Zusammensetzung wurde deshalb gewählt, weil sie sich bei den Messungen mit der "kleinen" Kammer am besten bewährt hatte (siehe Vergleich der Gasgemische im Abschnitt C, Kap. 3.4). Über längere Zeiträume änderte sich die Zusammensetzung des Gasgemisches geringfügig, weil die Gasmischanlage (siehe Anhang I) nicht über eine automatische Regelung verfügte, und zwar bei Argon um  $\pm 1$  %, bei Methan um  $\pm 0.5$  % und bei i-Butan um  $\pm 1$  %.

#### 4.2.1) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit der gleichen Schaltung wie in Abschnitt C, Kap. 3.3.1 gemessen. Nur wurden anstelle von S 1 und S 2 jeweils die Anodendrähte zweier benachbarter Driftzellen angeschlossen (siehe Abb. 22). Torbreite und Torverzögerung des Tor-Verzögerungs-Generators wurden so eingestellt, daß die Kammer signale in jedem Falle - unabhängig davon, ob die Elektronen einen langen oder kurzen Driftweg hatten - in dem Zeitintervall, in dem das Tor offen war, ankamen. Die Torbreite betrug deshalb 750 nsec. Dadurch konnte die ständige Anpassung der Verzögerung des "Master"-

signals an wechselnde Driftzeiten entfallen, wodurch die Messungen vereinfacht wurden. Andererseits erhöhte sich dadurch die Untergrundrate ein wenig.

#### 4.2.1.1) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Anodenspannung und Driftspannung

Für drei Driftspannungen (- 1.0, - 2.5 und - 4.0 kV) wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Anodenspannung gemessen. Der Vergleich der Ergebnisse zeigt dreierlei (siehe Abb. 42):

- a) Alle Messungen ergaben eine konstante Nachweiswahrscheinlichkeit (Plateau) bei nahezu 100 % für einen Anodenspannungsbereich von etwa 0.25 kV Länge. Die Nachweiswahrscheinlichkeit betrug auf dem Plateau:
  - 97.0 % bei - 1.0 kV Driftspannung
  - 98.5 % bei - 2.5 kV Driftspannung
  - 98.5 % bei - 4.0 kV Driftspannung.

- b) Die "Einsetzspannung", die niedrigste Spannung, bei der die Nachweiswahrscheinlichkeit noch ihren Maximalwert hat, lag umso niedriger, je höher die Driftspannung war:
  - + 2.35 kV bei - 1.0 kV Driftspannung
  - + 1.95 kV bei - 2.5 kV Driftspannung
  - + 1.70 kV bei - 4.0 kV Driftspannung.

Wie aus den Darstellungen der Feldlinien (siehe Abb. 40) ersichtlich ist, greift das Driftfeld bis zum Anodendraht durch und verstärkt dadurch das Potentialgefälle in der Zone, in der die Lawinenbildung stattfindet.

- c) Außer bei niedrigen Driftspannungen erreichten die Kurven, die für lange Driftstrecken (25 mm) gemessen wurden, das Plateau schon bei einer um 0.1 kV niedrigeren Anodenspannung als jene für kurze Driftstrecken (5 mm). Das bedeutet, daß in der Nähe des Anodendrahtes die Ladungssammlung schlechter ist als im Bereich des homogenen Feldes. In dem Falle der sehr niedrigen Driftspannung (1.0 kV) lagen die Verhältnisse dagegen umgekehrt. Das Driftfeld war zu schwach, um alle am Ende des Driftraumes erzeugten Elektronen zum Anodendraht zu transportieren.

Kontrollmessungen einen Tag später ergaben Kurven der gleichen Form, jedoch mit einer um 0.15 kV niedrigeren Einsetzspannung.

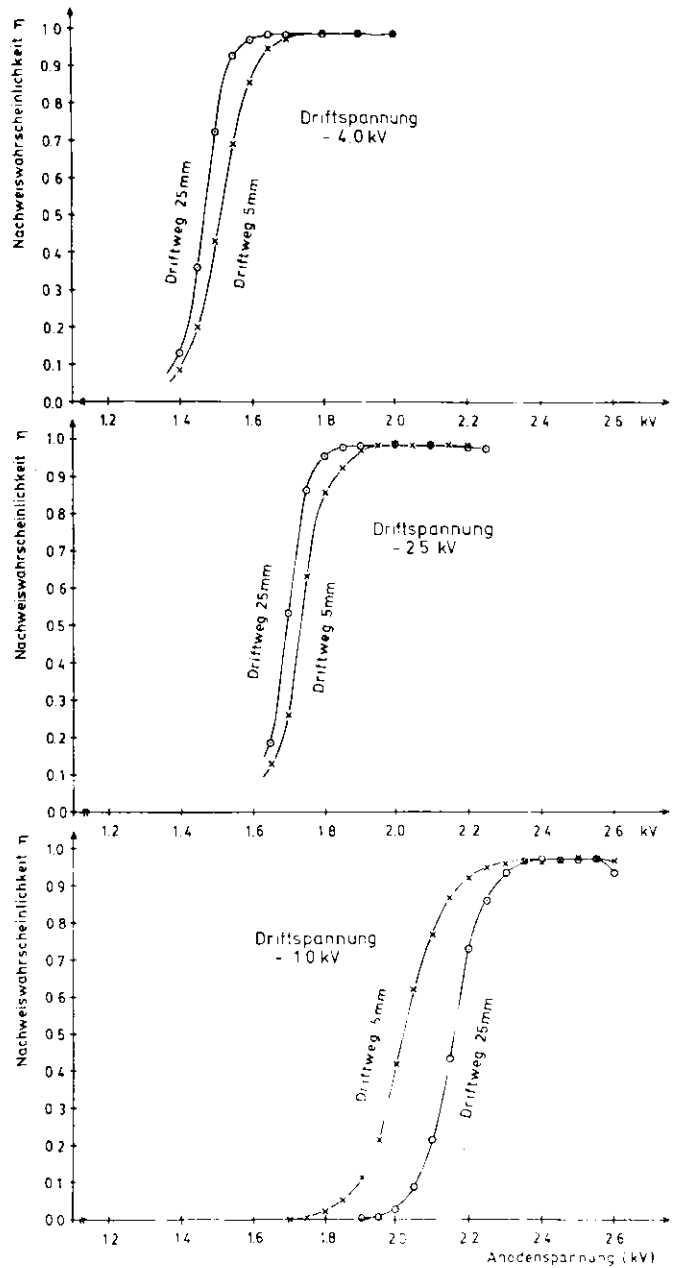


Abb. 42: Nachweiswahrscheinlichkeit bei verschiedenen Driftspannungen als Funktion der Anodenspannung

Als mögliche Ursachen dafür kommen eine kleine Veränderung in der Zusammensetzung des Gasgemisches (Argon: - 0.5 %, i-Butan: + 0.5 %) und / oder eine Verringerung von Verunreinigungen im Gasgemisch (siehe Abschnitt C, Kap. 3.3.1) in Betracht.

#### 4.2.1.2) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Ort

Die Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde bei fester Anodenspannung (+ 2.0 kV) und fester Driftspannung (- 2.5 kV) gemessen. Insbesondere wurde das Verhalten in der Nähe des Signaldrahtes und an den Grenzen der Driftzelle untersucht.

Diese Messung wurde mit der gleichen Schaltung wie die vorige durchgeführt (siehe Abb. 22). Es wurden die Zählraten (Koinzidenzen zwischen "Master"-Signal und Anodendrahtsignal, "M & S") jeweils für zwei benachbarte Driftzellen registriert. Wenn der Elektronenstrahl mitten durch eine Zelle verlief, ergab die Zählrate in der Nachbarzelle ein Maß für den Untergrund der Messung.

Das Meßergebnis ist in der Abb. 43 dargestellt.

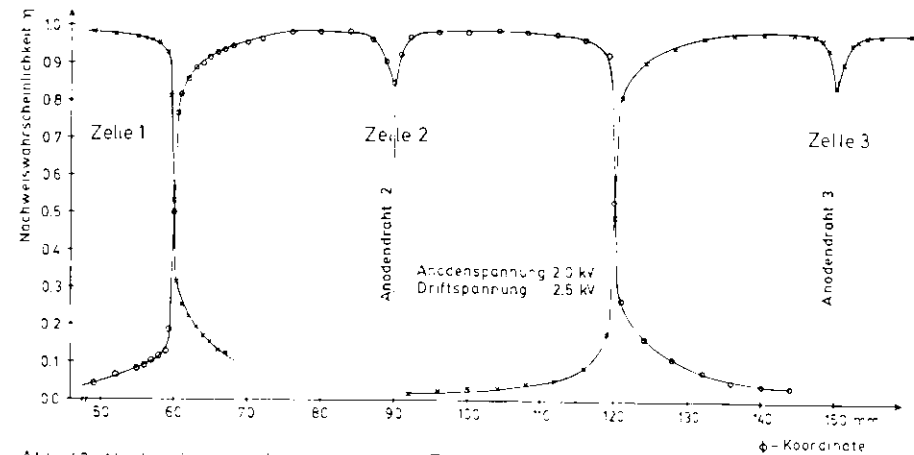


Abb. 43: Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Orts

Drei Dinge sind bemerkenswert:

- Die Untergrundrate betrug 2 bis 3 %. Sie setzte sich aus kosmischer Höhenstrahlung und aus Elektronen zusammen, deren Bahnen außerhalb des Überlappgebietes verliefen, die aber zufällig gleichzeitig mit einem auf der Sollbahn fliegenden Elektron die Kammer durchquerten. Durch eine kleinere Torbreite hätte der Untergrund noch etwas reduziert werden können.
- Am Anodendraht war die Nachweiswahrscheinlichkeit auf einer Breite von etwa 1 cm etwas reduziert. Im Minimum betrug sie zwischen 85 und 90 %. Kleiner als 95 % war sie jedoch nur in einem Bereich von 2 mm. Der Rückgang der Nachweiswahrscheinlichkeit ist im wesentlichen auf die Feldkonfiguration in diesem Bereich zurückzuführen, die zwischen dem Anodendraht und den Verzögerungsleitungen Gebiete geringerer Feldstärke sowie Minima des Potentials besitzt (siehe Abb. 40).
- Der Übergang zwischen zwei Driftzellen zeigte eine merkliche Asymmetrie. Auf der rechten Seite der Grenze hatten die Kurven einen wesentlich flacheren Verlauf als auf der linken Seite &). Das heißt, daß von den Teilchen, die die "Master"-Koinzidenz ausgelöst hatten, deutlich mehr Teilchen links von der Sollbahn die Kammer durchquert und damit ein Signal am linken Signaldraht erzeugt hatten als rechts. Dies erklärt sich aus dem Aufbau der "Überlapp"-Zähler (siehe Abb. 44). Da die beiden Zähler hintereinander standen und aktive Flächen hatten, die um vieles größer als die für den Überlapp benötigte Fläche waren, hatten Teilchen, die schräg von links kamen, eine größere Wahrscheinlichkeit, die "Master"-Koinzidenz auszulösen, als solche, die unter dem gleichen Winkel von rechts kamen. Das bedeutet, daß der von der Koinzidenzschaltung ausgewählte Teil des Elektronenstrahls tatsächlich nur auf der rechten Seite scharf begrenzt war.

&) "Rechts" und "links" beziehen sich auf Abb. 43. Im Experiment (siehe Abb. 41) befand sich die "rechte" Zelle unterhalb der "linken" Zelle.

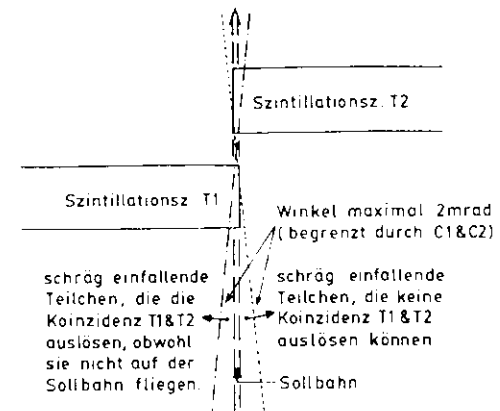


Abb. 44: Asymmetrie des Szintillationszählerebaus

#### 4.2.2) Messung der Driftzeit/Driftweg - Beziehung

Die Messung der Driftzeit/Driftweg - Beziehung wurde mit der gleichen Schaltung wie in Abschn. C, Kap. 3.3.2 durchgeführt (siehe Abb. 25). Die Torbreite betrug 750 nsec und war wieder, wie im vorigen Kapitel erläutert, so eingestellt, daß sowohl Elektronen mit der kürzesten als auch solche mit der längsten Driftzeit in dies Zeitintervall fielen. Die Anodenspannung betrug + 2.0 kV, die Driftspannung - 2.5 kV.

Die Driftzeiten wurden mit Hilfe des Zeit-Amplituden-Wandlers (TAC) gemessen und die Verteilung der Driftzeiten für eine feste Kammerposition in Form eines Driftzeitspektrums vom Vielkanal-Impulshöhen-Analysator (VIA) aufgenommen. In Abb. 45 a ist die Überlagerung von 10 Einzelspektren für Driftstrecken zwischen 0 und 30 mm gezeigt; der Abstand zweier Maxima entspricht einer Verschiebung der Kammer um 3.0 mm. Der Zusammenhang zwischen Driftzeit und Driftweg, der sich daraus berechnen ließ, war fast linear (siehe Abb. 45 b). Die mittlere Abweichung (genauer: Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung) zwischen den Meßwerten und der Geraden betrug 4 bis 5 nsec bzw. 0.20 bis 0.25 mm. Wie aus Abb. 46, in der die Meßwerte der Driftgeschwindigkeit aus allen vier Driftzellen, d.h. allen acht Drifträumen, überlagert sind, ersichtlich ist, war die Driftgeschwindigkeit fast konstant; nur zum Anodendraht hin nahm



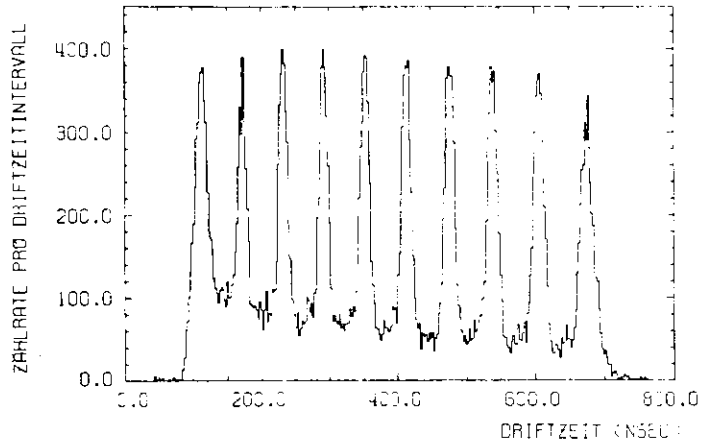


Abb. 45a: Driftzeitspektren für 10 Kammerpositionen ( $\Delta\phi = 3\text{mm}$ )

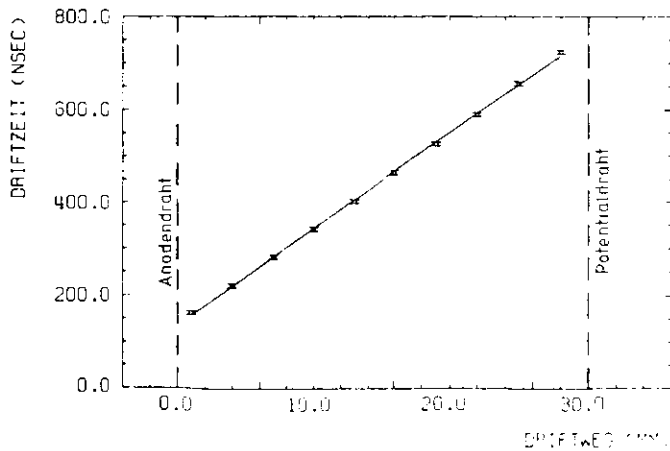


Abb. 45b: Driftzeit/Driftweg-Beziehung

sie um etwa 10 % zu und zum Ende der Driftzelle fiel sie um etwa 15 % ab infolge der Inhomogenitäten des elektrischen Feldes in diesen Bereichen.

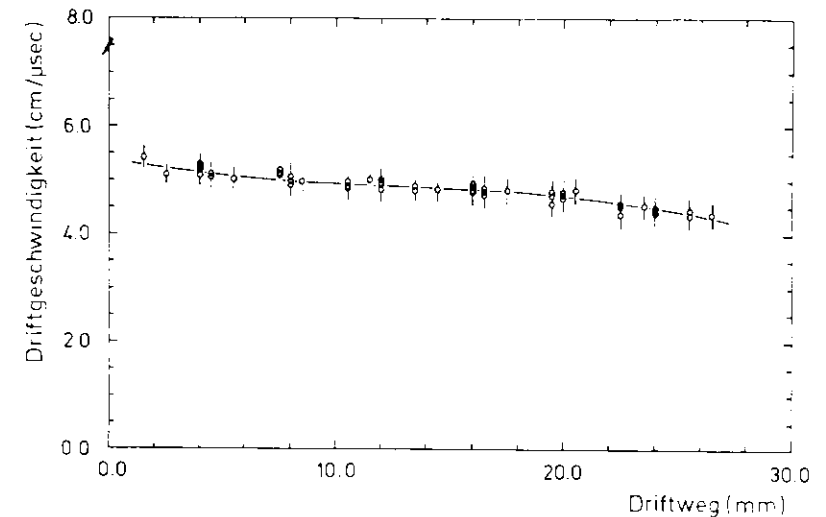


Abb. 46: Driftgeschwindigkeit als Funktion der Driftweglänge  
Überlagerung der Meßwerte aller acht Drifträume

#### 4.2.3) Messung des Ortsauflösungsvermögens (in $\phi$ -Richtung)

Aufgrund der Konstruktionsmerkmale der "großen" Kammer ist die Messung des Ortsauflösungsvermögens in  $\phi$ -Richtung nicht wie in Abschnitt C, Kap. 3.3.3 mit Hilfe der Zeitdifferenz zweier von demselben Teilchen in zwei hintereinanderliegenden Driftzellen auswerteten Signale möglich. Das Auflösungsvermögen läßt sich deshalb nur aus den Driftzeitspektren bestimmen ( $\Delta x = \text{Breite eines Maximums in halber Höhe} / \text{Abstand zweier Maxima} \times \text{Differenz der entsprechenden Kammerpositionen} / 2.36$ ). Dieses Verfahren liefert nur obere Grenzen des tatsächlich erreichbaren Auflösungsvermögens, weil als systematischer Fehler die Breite des Überlappgebietes in die Meßergebnisse mit einreißt. Der dadurch verursachte Fehler in  $\phi$  beträgt schätzungsweise 100 bis 200  $\mu\text{m}$  ( $\text{Überlappbreite} / 2.36$ ). Den gleichen Wert erhält man aus

Abb. 47 unter der Annahme, daß das Auflösungsvermögen der "großen" Kammer etwa das gleiche wie das der "kleinen" Kammer ist. Abb. 47 (Überlagerung der Meßwerte aus allen acht Drifträumen) zeigt ferner die Abhängigkeit des Auflösungsvermögens vom Ort:  $\sigma$  ist in der Mitte eines Drift- raumes konstant und steigt zum Anoden- sowie zum Potential- draht hin bis zu etwa 30 % über den Minimalwert an.

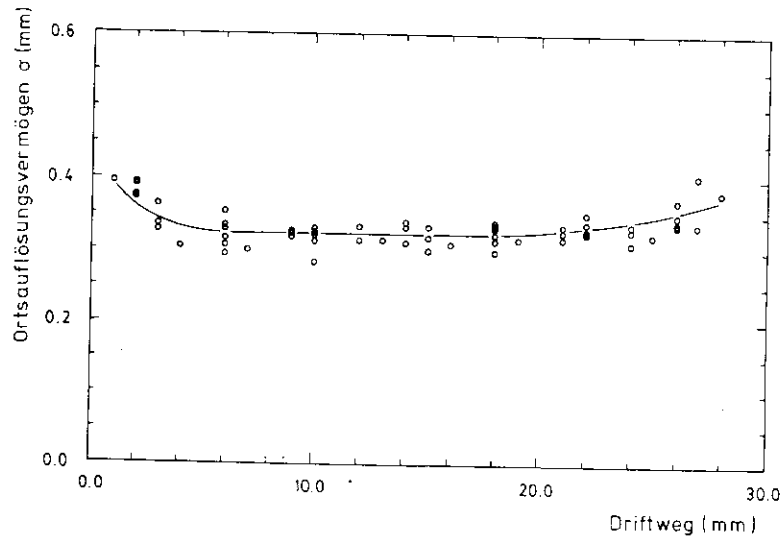


Abb. 47: Ortsauflösungsvermögen  $\sigma$  in  $\phi$ -Richtung  
Überlagerung der Meßwerte aller acht Drifträume

#### 4.3) Messung des Ortsauflösungsvermögens der Verzögerungsleitungen

Eine der interessantesten Fragen dieser Arbeit war, wie genau es möglich sein würde, die z-Koordinate eines Teilchens mit Hilfe der Verzögerungsleitungen zu bestimmen. Ein größerer Teil der verfügbaren Meßzeit wurde für diese Messungen verwendet. Die Meßzeit reichte aber leider nicht ganz aus, um das geplante Meßprogramm vollständig durchzuführen.

##### 4.3.1) Mögliche Verfahren zur Messung des Auflösungsvermögens

Es gibt zwei Möglichkeiten, die z-Koordinate aus der Laufzeit der Verzögerungsleitungssignale zu bestimmen.

Bei dem einen Verfahren wird die Signallaufzeit, d.h. die Zeitspanne zwischen der Induzierung des Signals an einem Ort auf der Verzögerungsleitung und der Ankunft des Signals an einem der Enden der Leitung direkt mit Hilfe eines TAC und VIA gemessen (siehe Abb. 48).

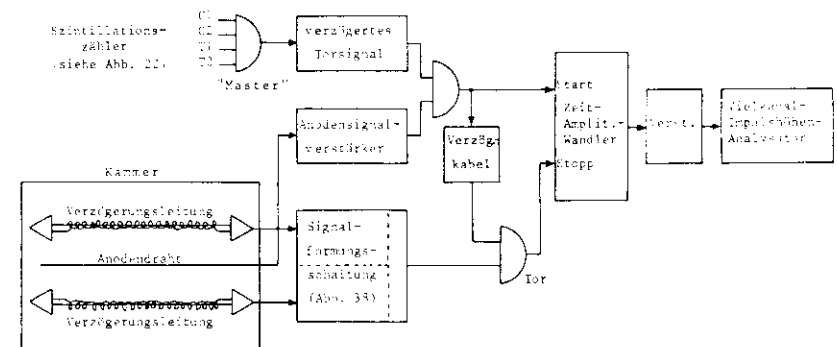


Abb. 48: Schaltung zur Laufzeitmessung für die Verzögerungsleitungssignale



- durch Inhomogenitäten der Verzögerungsleitungen aufgrund kleiner Schwankungen in der Wicklungsdichte (vergl. Abschnitt D, Kap. 1.2.2).

Die beiden erwähnten Meßverfahren unterscheiden sich in ihrer Meßgenauigkeit grundsätzlich. In die einfache Laufzeitmessung (1. Verfahren) gehen die zeitlichen Schwankungen sowohl des Anoden- als auch des Verzögerungsleitungssignals ein. Dabei ist die zeitliche Unsicherheit bei ersterem größer, weil der Verstärker/Diskriminator für die Anodendrahtsignale von einfacherer Konstruktion ist als der für die Signale auf den Verzögerungsleitungen. Demgegenüber wird bei der Messung der Laufzeitdifferenzen (2. Verfahren) das weniger gut definierte Anodendrahtsignal nicht verwendet. Zudem hat die Amplitudenabhängigkeit der Diskriminatoren weniger Einfluß auf das Meßergebnis, da die Amplitude in beiden Zweigen der Schaltung etwa die gleiche ist, sich also Verschiebungen des Zeitpunktes, an dem die Diskriminatoren reagieren, bei der Differenzbildung gegenseitig weitgehend kompensieren. Aus diesen Gründen besitzt die Differenzmethode das bessere zeitliche Auflösungsvermögen. Sie hat darüberhinaus den Vorteil, daß der gleichen zeitlichen Unsicherheit (wegen Formel 17) nur die halbe Ortsungsauflösung entspricht.

#### 4.3.2) Durchführung der Messungen zum Ortsauflösungsvermögen in z-Richtung

Beide Meßverfahren kamen zur Anwendung; das erstere jedoch hauptsächlich, um die Unterschiede im Auflösungsvermögen zu demonstrieren. Zur Vergleich sind die Ergebnisse in Tabelle IV mit enthalten.

Alle wesentlichen Messungen wurden mit der Laufzeitdifferenz-Methode durchgeführt. Die Laufzeitdifferenzen wurden mit der Schaltung von Abb. 49 (siehe Kap. 4.3.1) gemessen und vom Vielkanal-Impuls Höhen-Analysator (VIA) registriert. Abb. 50 zeigt eine Überlagerung von 5 Einzelspektren für verschiedene Kammerpositionen (Abstand jeweils 15 mm). Das Auflösungsvermögen  $\sigma$  ergibt sich aus den Spektren aus der Halbwerts-

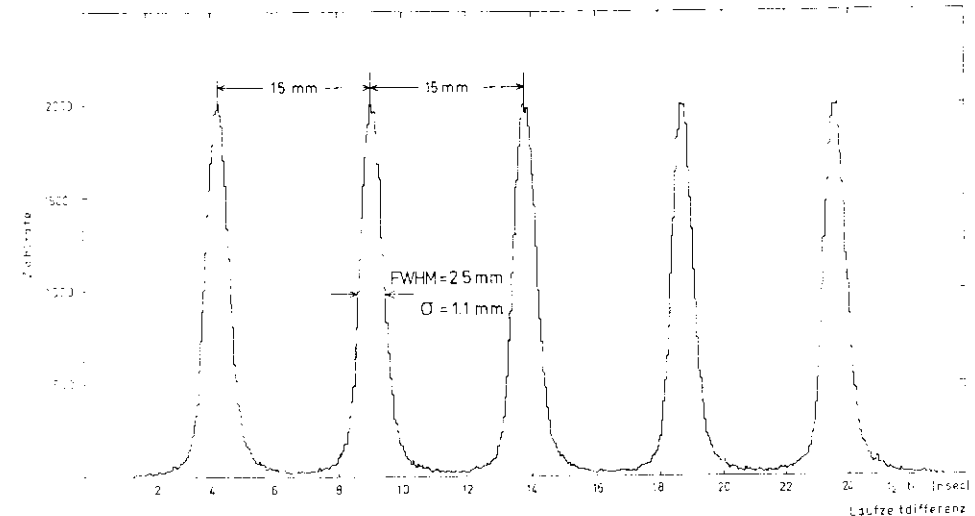


Abb. 50: Spektrum der Laufzeitdifferenzen für fünf Kammerpositionen ( $\Delta z=15\text{mm}$ )

breite der Maxima / Abstand der Maxima  $\times$  Differenz der entsprechenden Kammerpositionen / 2,36. Die Resultate geben allerdings nur obere Grenzen des Auflösungsvermögens an, weil die Breite des Strahls (Breite des Überlappungsgebietes der Szintillationszähler) direkt in die Messung eingeht (Fehler in  $\sigma$  dadurch schätzungsweise 0,2 mm).

Für diese Messungen wurden die beiden hinter der Kammer befindlichen Szintillationszähler so justiert, daß das Überlappungsgebiet (Breite = 0,5 mm) sich senkrecht zu den Anodendrahten erstreckte, damit die Breite des ausgewählten Strahlbereiches in z-Richtung auf 0,5 mm begrenzt wurde. Die Kammer wurde in der Nähe so eingestellt, daß der Elektronenstrahl jeweils in der Mitte zwischen Anodendraht und Potentialdraht durch einen Driftstrom verlief, um die Gebiete reduzierter Nachweiswahrscheinlichkeit zu meiden. Die Driftspannung betrug - 2,5 kV. Die Anodenspannung wurde auf die Mitte des Plateaus der Nachweiswahrscheinlichkeit eingestellt: + 2,0 kV. Das Kammerfüllgas war unverändert Argon (75 %) + Methan (5 %) + i-Butan (20 %).

4.3.3) Ergebnisse der Messungen

- a) Die Zählrate auf den Verzögerungsleitungen betrug etwa 99,6 bis 99,9 % der Rate auf dem Anodenkath, d.h. die Verzögerungsleitungen hatten volle Nachweiswahrscheinlichkeit.
- b) Die Verzögerungsleitungen zeigten über fast ihre gesamte Länge gleichförmiges Verhalten bzgl. des Auflösungsvermögens (Messgröße), sowie bzgl. der Signallaufzeit (die sich als Kontrollgröße bei der Auswertung der Messungen nebenbei ergab). Nur in einem kleinen Bereich ( $\approx 5$  cm) an jedem Ende traten Abweichungen auf. Diese waren aber nur zu einem geringen Teil auf die Verzögerungsleitungen selbst (z.B. Totalreflexion am Übergang von der Leitung zur Verstärker) zurückzuführen, mehr dagegen auf Randeffekte wie Feldverzerrungen am Ende der Driftzelle (siehe Kap. 4.7.4).
- c) Das Auflösungsvermögen wurde sowohl für einzelne als auch für Parallelschaltungen zusammengehörender Verzögerungsleitungen gemessen. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle IV zusammengestellt. Es ist jeweils das zeitliche und räumliche Auflösungsvermögen  $\sigma$ , gemessen in der Mitte der Verzögerungsleitungen, angegeben:

Tabelle IV: Auflösungsvermögen der Verzögerungsleitungen

Driftzelle	Verzögerungsdauer (ns)	Verzögerungslänge (cm)	Auflösungsvermögen (nsec)	Signallaufzeit (nsec)	Laufzeitdifferenz (nsec)	Laufzeitdifferenz (mm)	Laufzeitdifferenz (mm)
1	0,4	1,0	1,0	1,0	0,20	1,0	1,0
2	0,2	1,0	0,1	1,0	0,20	1,0	1,0
3	0,15	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
4	0,15	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

Das Auflösungsvermögen ist in der Mitte der Leitung jeweils am besten; zu den Enden hin nimmt es langsam zu und erreicht dort Werte, die 30 bis 50 % über den Werten in der Mitte liegen. Verursacht wird dies einerseits durch die Dämpfung der Signale und die damit verbundene Vergrößerung der Anstiegszeit, andererseits durch Feldverzerrungen und Asymmetrien in der Verteilung der induzierten Ladungen am Ende der Driftzelle (siehe Kap. 4.7.4).

Für eine einzelne Verzögerungsleitung ist das Auflösungsvermögen um 15 bis 20 % schlechter als für die entsprechende Parallelschaltung. Die Gründe dafür sind in Kap. 4.7.5 diskutiert (Signal-zu-Rausch-Verhältnis).

Die Linearität der Beziehung zwischen Teilchenort und Differenz der Signallaufzeiten konnte aus Mangel an Meßzeit nicht über die volle Länge der Leitungen nachgewiesen werden. Auf Teilstücken von 10 cm Länge beträgt die Abweichung (Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung) der Meßwerte von der Geraden 0,1 nsec bzw. 0,2 mm (siehe Abb. 51).

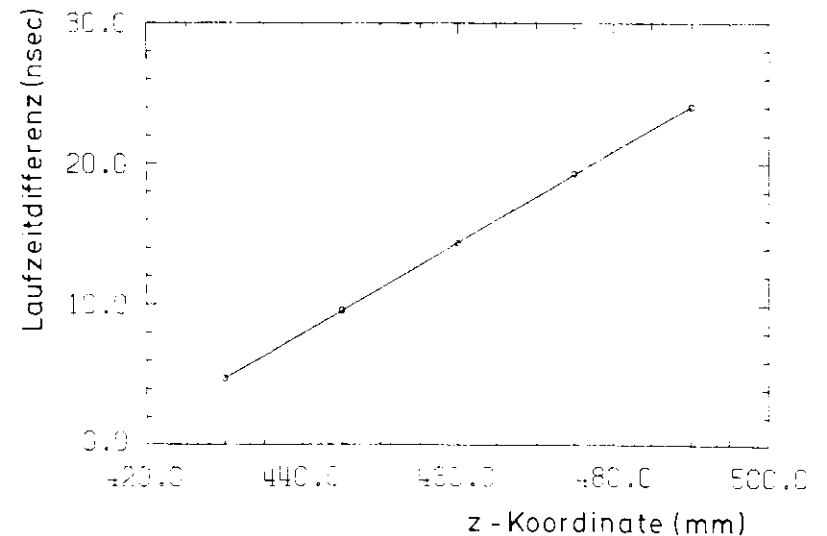


Abb. 51: Laufzeitdifferenz / Orts - Beziehung

Der Vergleich der Meßergebnisse in Tabelle IV zeigt, daß das Auflösungsvermögen der vier untersuchten Verzögerungsleitungen unabhängig von den Unterschieden in ihren mechanischen und elektrischen Eigenschaften ist. Dies läßt sich damit erklären, daß sich hier zwei Effekte kompensieren. Mit zunehmendem Drahtdurchmesser wird die Dämpfung der Signale geringer; damit verbessert sich die Auflösung. Gleichzeitig nimmt die Wicklungsdichte und damit die Induktivität ab, so daß die Signalgeschwindigkeit wächst. Damit werden die Laufzeitdifferenzen kleiner, so daß die zeitlichen Schwankungen der Diskriminatoren eine relativ größere Unsicherheit in der Zeitmessung verursachen; das führt zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens. (Die Ursache für die verschiedenen Ergebnisse der beiden gleichen Leitungen in den Zellen 1 und 2 konnte nicht geklärt werden.)

4.3.4) Impulshöhenmessungen

Zur Untersuchung der Randeffekte an den Enden der Driftzellen (in der Nähe der Platinen) wurden Impulshöhenspektren (Messung der Signalamplituden) sowohl für die Anodendrahtsignale als auch für die Signale auf den Verzögerungsleitungen in Abhängigkeit von der z-Koordinate aufgenommen. Die Schaltungen sind in Abb. 52 wiedergegeben. Die Anodendrahtsignale werden

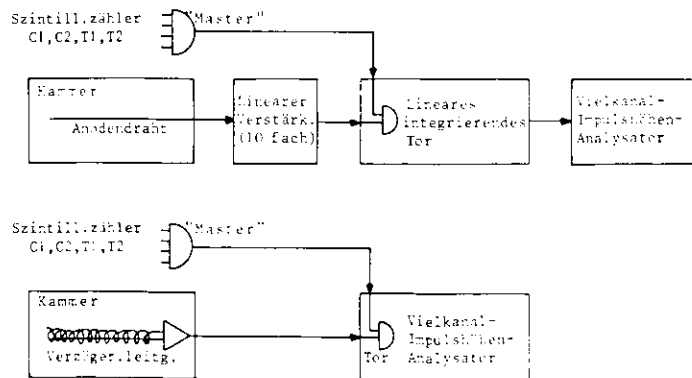


Abb. 52: Schaltungen zur Impulshöhenmessung

linear verstärkt und dann auf ein (integrierendes) lineares Tor gegeben, das von der "Master"-Koinzidenz geöffnet wird. Der Vielkanal-Impulshöhen-Analysator (VIA) registriert die Häufigkeit der verschiedenen Signalamplituden. Die daraus resultierenden Spektren haben etwa die Form einer Landau-Verteilung (vgl. Abb. 53). Die wahrscheinlichste Amplitude (das Maximum der Verteilung) ist in Abb. 54 als Funktion der z-Koordinate aufgetragen.

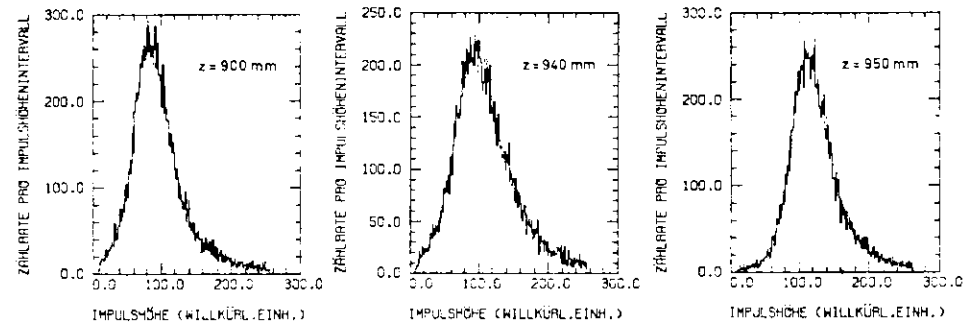


Abb. 53 Impulshöhenspektren von Verzögerungssignalen

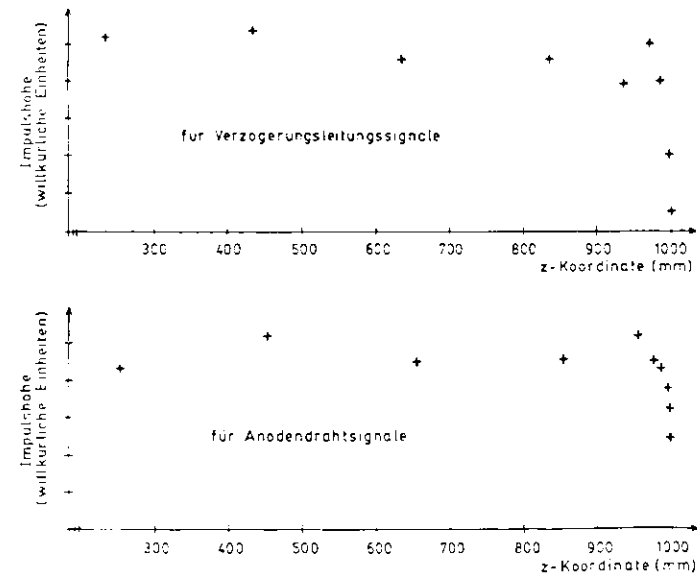


Abb. 54: Abhängigkeit der Impulshöhe von der z-Koordinate

Für die Signale der Verzögerungsleitungen ist das Verfahren ähnlich. Die Signale (die an einer Ende einer Leitung ankommen) werden vom ladungsempfindlichen Verstärker integriert und verstärkt. In Koinkidenz mit dem verzögerten "Master"-Signal werden die Signale dann von VIA registriert. Aus den Spektren (siehe Abb. 53) wird die wahrscheinlichste Amplitude bestimmt und ebenfalls in Abb. 54 als Funktion der z-Koordinate aufgetragen.

Beide Meßreihen zeigten in guter Übereinstimmung an Ende der Verzögerungsleitungen jeweils einen Anstieg der Amplitude um 10 bis 20 % und dann erst den erwarteten steilen Abfall, während der Verlauf im mittleren Bereich ziemlich konstant war. Die Ursache dafür sind wahrscheinlich Feldverzerrungen am Ende der Driftzelle, hervorgerufen von zwei Leiterbahnen auf Massepotential an den Unterseiten der Feldformungsplatten.

Die Feldverzerrungen machten sich nicht nur in den Signalamplituden bemerkbar, sondern auch bei den Messungen der Signallaufzeiten auf den Verzögerungsleitungen. Die Signalausbreitung hätte über die ganze Länge der Leitungen konstant sein sollen, nahm aber am Ende um etwa 10 % ab, wie sich bei der Auswertung der Spektren der Laufzeitdifferenzen zeigte. Auch dies läßt sich vermutlich mit den Feldverzerrungen und dadurch verursachten Asymmetrien in der Verteilung der induzierten Ladungen erläutern.

Aufgrund dieser Effekte ist die Meßgenauigkeit für die z-Koordinate jeweils am Ende der Driftzelle auf einer Länge von etwa 5 cm durch systematische Fehler reduziert.

#### 4.4) Zwei-Teilchen-Auflösung

Die Zwei-Teilchen-Auflösung, d.h. die Fähigkeit der Kammer, zwei gleichzeitig die Kammer durchquerende Teilchen getrennt nachzuweisen, wird dadurch begrenzt, daß deren zeitlicher Abstand mindestens so groß wie die Länge der erzeugten Signale sein muß. Als untere Grenze kann die Länge der bipolaren Signale genannt werden, da mit diesen die Diskriminatoren, die die Start- und Stopp-Signale für die Zeitmessung liefern, gesteuert werden. Für die Anodensignale folgt daraus ein zeitlicher Mindestabstand von 40 nsec, für die Signale auf den Verzögerungsleitungen ein Abstand von 100 bis 120 nsec. Dem entspricht eine Mindestdifferenz von 2 mm für eine sichere Unterscheidung der Teilchen in der z-Richtung. Bei gleicher z-Koordinate ist ein Abstand in z-Richtung von 45 bis 70 cm notwendig je nach Signalausbreitungsgeschwindigkeit der Verzögerungsleitungen; die langsameren Leitungen haben die bessere Zwei-Teilchen-Auflösung. Für Teilchen, deren z-Koordinaten sich um mehr als 5 mm unterscheiden, werden auch ihre z-Koordinaten getrennt.

### E. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit sind Konstruktion und Erprobung einer Driftkammer mit zweidimensionaler Ortsauslese beschrieben. Aufgabe dieser Kammer (aktive Fläche  $24 \times 100 \text{ cm}^2$ ) ist es, mit nur einer Kammerebene beide Flächenkoordinaten eines die Kammer durchquerenden Teilchens gleichzeitig zu messen. Zu dem Zwecke ist die Kammer mit speziellen Verzögerungsleitungen (paarweise parallel zu jedem Anodendraht, Länge der Leitungen je 1 m) ausgerüstet, mit denen die zweite Ortskoordinate aus der Laufzeit der auf ihnen induzierten Signale bestimmt wird. Zur Signalverstärkung dienen besondere rauscharme, "ladungsempfindliche" Verstärker mit einer an den Wellenwiderstand der Leitungen angepaßten Eingangsimpedanz.

Als Auflösungsvermögen der Verzögerungsleitungen, d.h. als Ortsauflösung für die Koordinate parallel zu den Anodendrahten, ergaben Testmessungen mit einem 4 GeV - Elektronenstrahl ein  $\sigma$  von 1.0 mm in Leitungsmitte bzw. von 1.4 mm am Leitungsende. Damit konnte gegenüber früher entwickelten, vergleichbaren Verzögerungsleitungen (Ref. BRE 74/1, BRE 75/2) das Ortsauflösungsvermögen um 10 bis 50 % verbessert werden.

Als Vorstudie zu dieser Driftkammer wurde zu Beginn der Arbeit eine kleinere (eindimensional messende) Driftkammer vom Typ Saclay (aktive Fläche  $14 \times 18 \text{ cm}^2$ ) gebaut, mit der praktische Erfahrungen in Konstruktion und Betrieb von Driftkammern gesammelt und Untersuchungen zum Driftvorgang in verschiedenen Gasgemischen aus Argon, Methan und i-Butan bzw. Azetylen durchgeführt wurden.

Testmessungen mit dem 4 GeV - Elektronenstrahl ergaben ein Ortsauflösungsvermögen  $\sigma$  von 160  $\mu\text{m}$  für 3 cm Driftweg bzw. von 360  $\mu\text{m}$  für 18 cm Driftweg.

### Anhang I: Gasmischanlage

Die Zusammensetzung des Gasgemisches ist ein Faktor, der die Leistungsfähigkeit einer Kammer ganz entscheidend beeinflußt. Während der Durchführung eines Experiments ist es daher notwendig, die Zusammensetzung möglichst konstant zu halten. Das erfordert zum einen eine Gasmischanlage, die es gestattet, Gasgemische definierter Zusammensetzung herzustellen und die Zusammensetzung laufend zu überwachen, und zum anderen einen ständigen Gasfluß durch die Kammer, um Verunreinigungen des Gasgemisches, verursacht beispielsweise durch das Eindiffundieren von Luft durch Undichtigkeiten im Gehäuse oder durch Ausgasen von Materialien in der Kammer, so gering wie möglich zu halten.

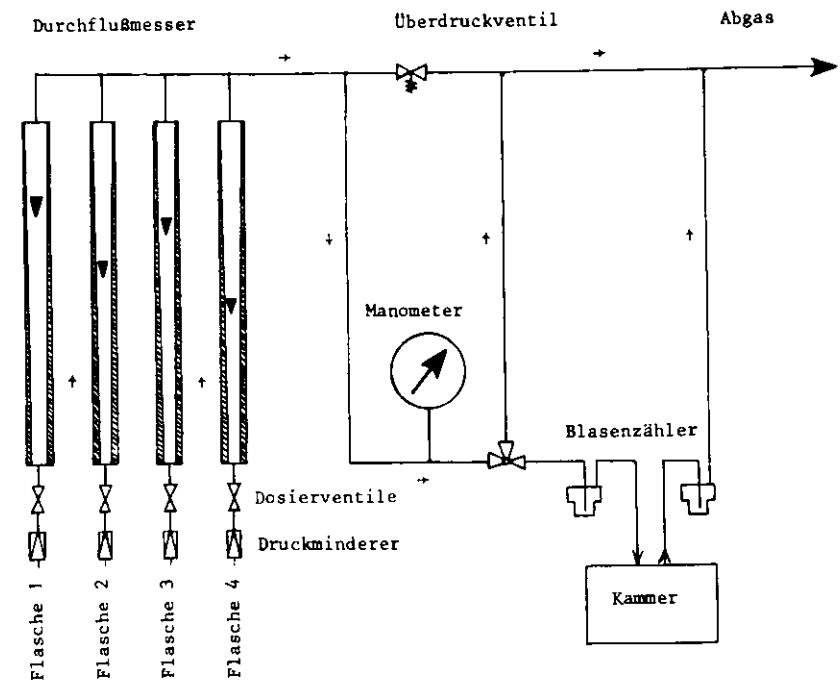


Abb. 55: Funktionsschema der Gasmischanlage



Die für die vorliegende Arbeit gebaute Gasmischanlage (siehe Abb. 55) erlaubt die kontrollierte Mischung von bis zu vier Gasen. Für jede Komponente des Gemisches wird mit Hilfe eines Durchflußmessers das pro Zeiteinheit in die Kammer strömende Volumen gemessen. Daraus läßt sich die Gaszusammensetzung berechnen. Die Durchflußmesser (Rotameter) bestehen aus einem konischen Rohr (Länge 21 cm), dessen Querschnitt von unten nach oben stetig zunimmt. Im Rohr befindet sich ein kegelförmiger Schwebekörper, der durch den von unten kommenden Gasstrom in der Schwebe gehalten wird und einen umso größeren Teil des Rohrquerschnitts für den Gasfluß freigibt, je höher er im Rohr schwebt.

Die Durchflußmengen durch jedes Rohr (zwischen 5 und 50 l/h) werden mit Nadelventilen an den Durchflußmessern geregelt. (Der Vordruck an den Nadelventilen ist infolge der Druckminderer an den Vorratsflaschen vom Durchfluß unabhängig.) Die Mischung der Gase erfolgt im Zuleitungsschlauch zur Kammer. Zur Gasmischanlage gehören ferner

- ein Überdruckventil zum Schutze der Kammer und der Durchflußmesser,
- zwei Blasenähler zur optischen Kontrolle des Gasflusses vor und hinter der Kammer und zur Trennung des Kammer Volumens von der äußeren Atmosphäre im Falle einer Unterbrechung des Gasstromes,
- sowie ein Manometer für die Anzeige des Drucks in der Gasmischanlage (typischer Wert: 70 mbar über Luftdruck infolge des Strömungswiderstandes in den Schlauchleitungen und des Druckabfalls in den Blasenählern).

Die Anzeige der Durchflußmesser, d.h. die Höhe der Schwebekörper im Rohr, hängt außer vom tatsächlichen Durchfluß auch von der Art des Gases und von der Gasdichte am Schwebekörper ab. Die Dichte ändert sich jedoch mit dem Druck im System und dieser mit dem Strömungswiderstand.

Die Durchflußmesser müssen daher für jedes Gas kalibriert werden. Die Kalibrierung erfolgt mit einem Durchflußmesser-Eichgerät in Normlitern/Stunde als Funktion von Druck ( $p_k$ ) und Schwebekörperhöhe (S). Das Eichgerät (siehe Abb. 56)

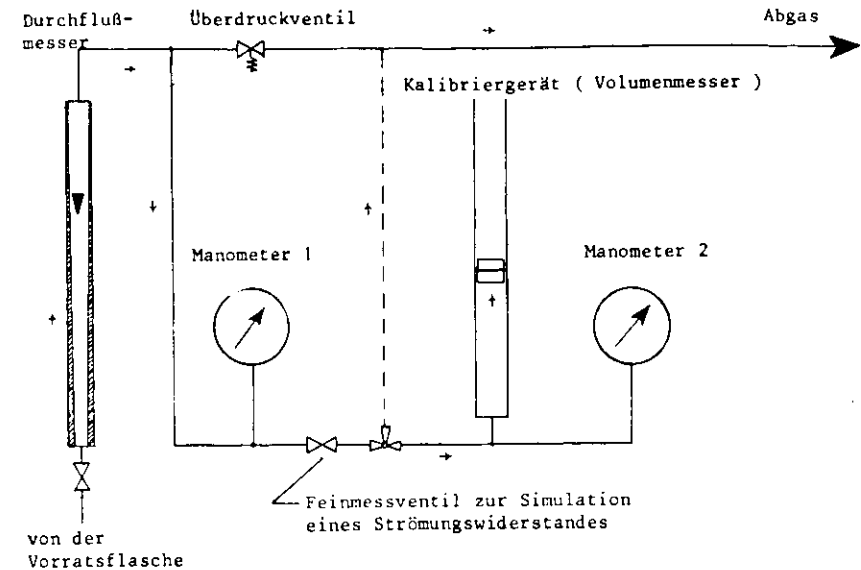


Abb. 56: Funktionsschema für die Durchflußmesser - Kalibrierung

besteht aus einem Glaszylinder (Länge 76 cm, Durchmesser 30 mm) mit einer Skala für die Volumina und aus einem Gummi-Kolben, der im Zylinder fast reibungsfrei auf und ab gleiten kann. Zwischen Rohrwand und Kolben befindet sich ein Ring aus Quecksilber als Dichtung zwischen dem unter dem Kolben gelegenen Gasvolumen und der äußeren Atmosphäre über dem Kolben.

Zur Bestimmung des Durchflusses wird die Zeit gemessen, die ein bestimmtes Volumen (200 oder 400 cm<sup>3</sup>) benötigt, um in das Rohr zu strömen und den Kolben auf eine entsprechende Höhe anzuheben. Der gemessene Durchfluß  $F$  wird auf Normalbedingungen umgerechnet mit der Formel

$$F = \frac{V}{t} \cdot \frac{p_k}{T} \cdot \frac{T_0}{p_0} \quad (5)$$

wobei  $F$  = Durchfluß (l/h)

$V$  = Volumen (l)

$t$  = Zeit (h)

$p_k$  = Druck im Volumen  $V$  (mbar).  $p_0 = 1013,25$  mbar

$T$  = Temperatur im Volumen  $V$  (K).  $T_0 = 273,15$  K

siehe 11.

Ein Beispiel für eine solche Durchflußmesserkalibrierung ist in Abb. 57 gegeben.

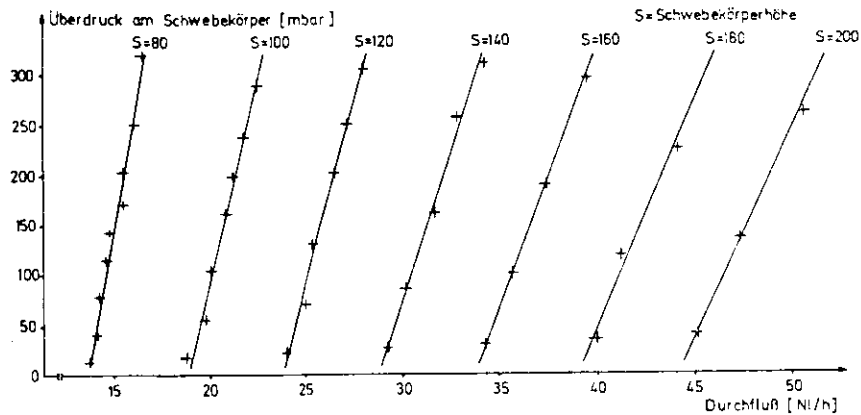


Abb.57: Kalibrierung des Durchflußmessers 2 für Argon

Wie aus der Streuung der Meßpunkte in Abb. 57 ersichtlich ist, ist die Bestimmung des Durchflusses aus der Schwebekörperhöhe und dem Druck mit einem mittleren Fehler von weniger als 1/2 l/h möglich. Im allgemeinen ist daher der absolute Fehler für den prozentualen Anteil einer Komponente des Gemisches kleiner als 1 %. Nur bei extrem kleinen und extrem großen Durchflüssen sind die Unsicherheiten in der Ventileinstellung, der Schwebekörperablesung und der Durchflußkalibrierung größer. Doch auch unter diesen Bedingungen ist die Genauigkeit noch besser als 2 %.

Über kurze Zeiträume betrachtet, arbeitete die Gasmischanlage vollkommen konstant, ohne daß sie mit einer automatischen Regelung ausgestattet war. Die Durchflüsse änderten sich innerhalb von mehreren Stunden nicht um mehr als 1/4 %. Über längere Zeiträume beobachtet war jedoch eine langsam wachsende Abweichung des Durchflusses vom Sollwert festzustellen, verursacht vermutlich durch Luftdruck- und Temperaturschwankungen, sowie Änderungen des Drucks in den Vorratsflaschen. Die Abweichungen innerhalb von 24 Stunden betragen im allgemeinen weniger als 2 %.

## Anhang II: Verstärker und Diskriminator für Anodendrahtsignale

Die Anodendrahtsignale müssen, da ihre Amplitude nur einige  $\mu\text{V}$  beträgt, verstärkt werden. Gleichzeitig soll mit einer möglichst geringen Ungenauigkeit die im Signal enthaltene Zeitinformation, nämlich der Zeitpunkt, an dem die Drift-Elektronen den Anodendraht erreichen, gewonnen werden.

Der Verstärker ist aus integrierten Schaltkreisen der ECL-Serien 10000 und 1600 aufgebaut. Diese sind Bauelemente für digitale Elektronik; sie können aber, weil die "Emittergekoppelte Logik" (ECL) zur Klasse der "ungesättigten Logik" gehört, als lineare Elemente verwendet werden, wenn der Arbeitspunkt entsprechend stabilisiert wird.

Das Prinzip, auf dem die Arbeitsweise der ECL-Schaltkreise beruht, ist das folgende (siehe Abb. 58).

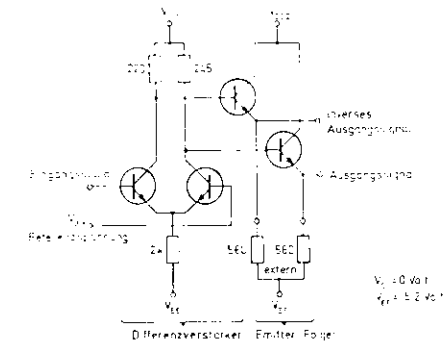


Abb. 58: Grundschaltung der emittergekoppelten Logik

Ein konstant gehaltener Strom verzweigt sich auf die Emitter zweier parallel geschalteter Transistoren, deren Basisspannungen im Ruhezustand so stabilisiert sind, daß jeder Transistor halb offen ist und der Strom je zur Hälfte durch einen von beiden fließt. Wird die Spannung an der einen Basis festgehalten und auf die andere Basis ein Signal gegeben, so ändert sich der Stromfluß durch den zweiten Transistor entsprechend. Gleichzeitig ändert sich der Stromfluß durch den ersten Transistor in entgegengesetzter Richtung, weil sich der Spannungs-

pegel der beiden Emitter parallel zum Eingangssignal nach oben oder unten verschiebt und dadurch die Basis-Emitter-Spannung am festgehaltenen Transistor verkleinert oder vergrößert wird. An den Ausgängen des Transistorpaares erscheinen ein positives und ein negatives Signal.

Bei einigen Schaltkreisen läßt sich der Verstärkungseffekt verdoppeln, indem die eine Transistorbasis nicht auf konstanter Spannung gehalten wird, sondern als Eingang für ein zweites Eingangssignal verwendet wird, das die entgegengesetzte Polarität wie das erste Eingangssignal haben muß.

Die Bausteine der ECL-Technik werden bevorzugt dort eingesetzt, wo schnelle Elektronik erforderlich ist. Ihre Schnelligkeit ist vor allem darin begründet, daß die Transistoren im linearen Bereich ihrer Kennlinie arbeiten und die Ladungsträerdichte im Bahngebiet gering ist. Das macht die ECL-Bausteine auch für die lineare Elektronik, wie z.B. Driftkammerverstärker, interessant.

Die Schaltung des in dieser Arbeit verwendeten Verstärkers/Diskriminators ist in Abb. 59 dargestellt (Prinzip-Schaltbild siehe Abb. 20).

Der Anodendraht der Kammer liegt auf positiver Hochspannung (1.5 - 3.0 kV), der sich die induzierten Signale überlagern. Die Anodensignale werden aus dem Hochspannungskreis über einen 470 pF - Kondensator ausgekoppelt und laufen über einen 300Ω - Widerstand und ein etwa 1m langes Koaxialkabel zum Verstärker. Der Eingang des Verstärkers ist mit 50Ω abgeschlossen, um die Eingangsimpedanz an die Kabelimpedanz anzupassen. Dadurch wird das Signal mit der Zeitkonstanten  $\tau = R \cdot C$  ( $R = 50\Omega$ ,  $C =$  Kapazität des Anodendrahtes + Streukapazität der Leitung,  $C = 20\text{ pF}$  +  $\tau = 1\text{ nsec}$ ) differenziert und ist deshalb sehr kurz (Stromsignal; siehe Abb. 10 a). Gegen übermäßig große Signale, wie sie z.B. bei Funkendurchbrüchen in der Kammer entstehen können, ist der Verstärker durch zwei Schutzdioden abgesichert. Um Rückwirkungen des

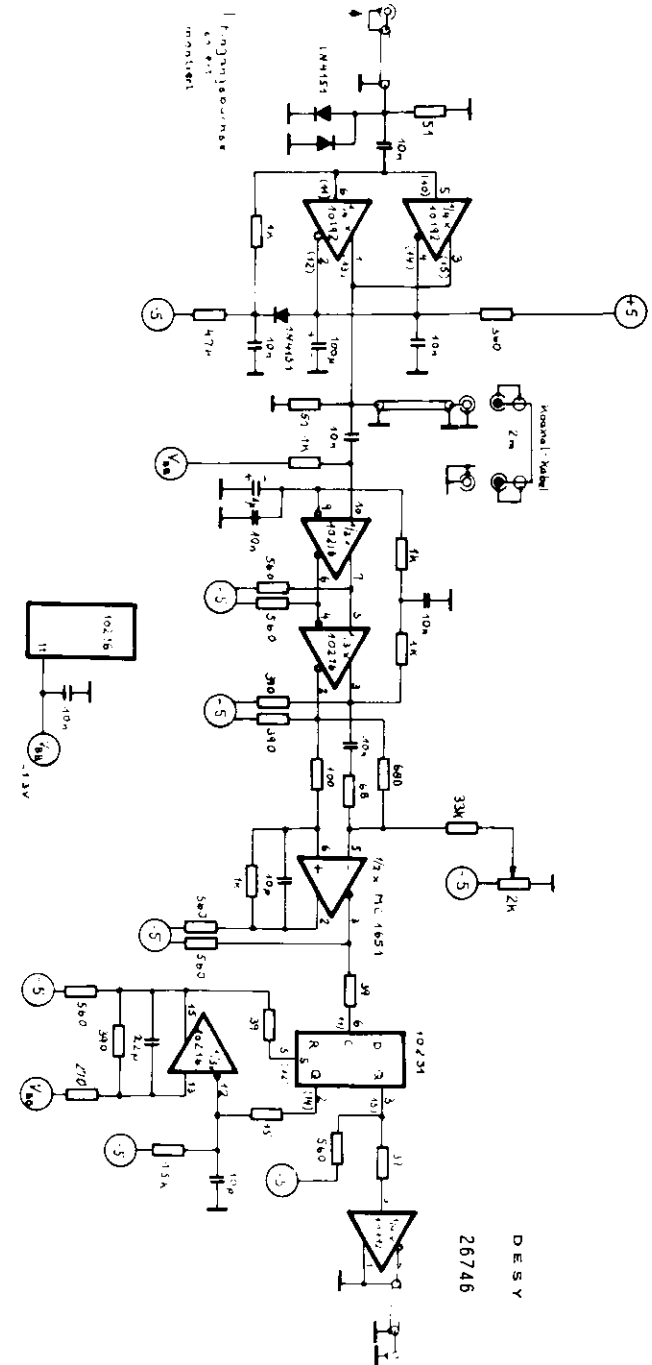
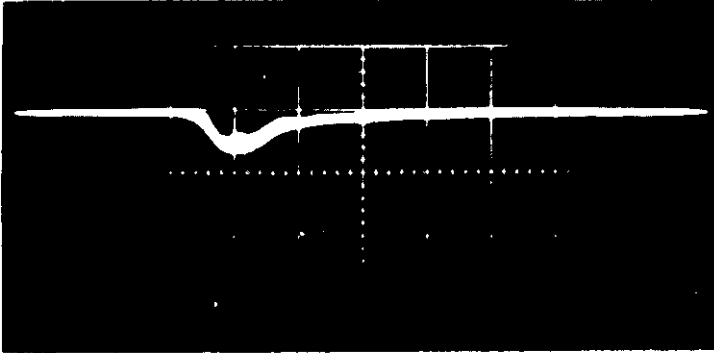


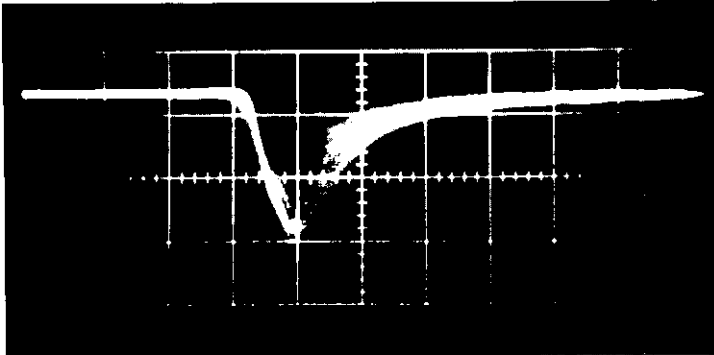
Abb. 59: Schaltbild des Verstärkers/Diskriminators für Anodensignale

Abb. 60: Signalformen im  
Verstärker/Diskriminator



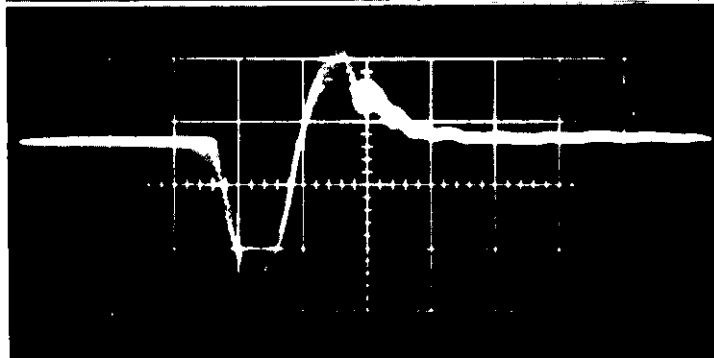
a) Signal am Verstärkereingang  
(einmal differenziert)

vert. 10 mV/cm  
horiz. 20 nsec/cm



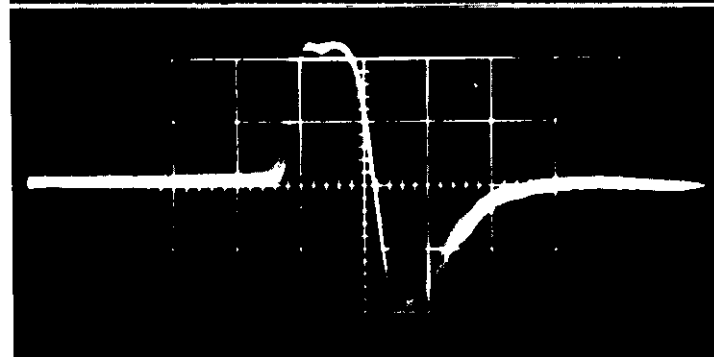
b) Signal nach der  
Eingangsverstärkerstufe

vert. 10 mV/cm  
horiz. 20 nsec/cm



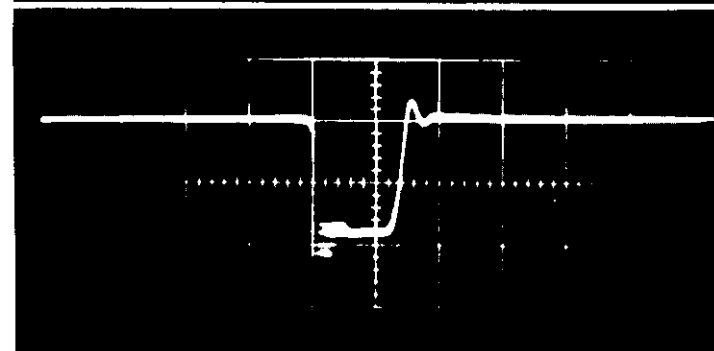
c) Signal nach der zweiten  
Differenzierung

vert. 10 mV/cm  
horiz. 20 nsec/cm



d) Signal nach der Zwischen-  
verstärkerstufe (invertiert)

vert. 200 mV/cm  
horiz. 20 nsec/cm



e) Ausgangssignal des Komparators

vert. 500 mV/cm  
horiz. 20 nsec/cm

Verstärkerausganges auf den Eingang über die Masse des Gehäuses zu verhindern, sind die Lemo-Buchsen des Einbaus isoliert montiert.

Die erste Stufe des Driftkammerverstärkers besteht aus zwei parallel angeordneten linearen Verstärkern (10192). Diese haben zwei gegenpolige Kollektorausgänge. Die invertierenden Ausgänge werden zur Stabilisierung des Arbeitspunktes benutzt, indem sie abgeschwächt auf den Eingang zurückgekoppelt werden. Die nicht invertierenden Kollektorausgänge sind parallelgeschaltet; dadurch addieren sich deren Stromsignale (siehe Abb. 60b). Das verstärkte Signal wird nun ein zweites Mal differenziert. Dazu verzweigt es sich einerseits auf ein 2m langes, am Ende kurzgeschlossenes Koaxialkabel und andererseits direkt auf den Eingang der nächsten Stufe. Das erstere Signal wird am Kurzschluß reflektiert, wobei sich seine Polarität umkehrt. Mit einer Verzögerung von 20 nsec, was etwa der Breite des verstärkten Signals entspricht, kommt das reflektierte Signal zum Verzweigungspunkt zurück (wo wegen des  $50 \Omega$  - Abschlußwiderstandes keine Reflexion und keine nochmalige Verzweigung stattfindet) und überlagert sich der rückwärtigen Flanke des anderen Teilsignals. Dadurch entsteht ein bipolares Signal mit einem praktisch amplitudenunabhängigen Null-Durchgang ( $\Delta t < 1/2$  nsec), der die zeitliche Information des Anodensignals enthält (siehe Abb. 60c).

Das Signal wird in der nächsten Stufe von zwei hintereinandergeschalteten linearen Differenzverstärkern (10216) um etwa einen Faktor 30 verstärkt (siehe Abb. 60d). Zur Stabilisierung des Arbeitspunktes wird der positive Ausgang gleichstrommäßig auf den negativen Eingang zurückgekoppelt.

Das so verstärkte bipolare Signal gelangt dann auf einen Komparator (MC 1651). Dieser und die folgenden Bausteine werden nun als digitale Bauelemente verwendet. Sie haben zwei komplementäre Ausgänge, Q und  $\bar{Q}$ , von denen sich immer einer im Zustand "1" (positiveres Spannungsniveau) und der andere im Zustand "0" (negativeres Spannungsniveau) befindet. Der Ausgang Q des Komparators ist solange im Zustand "1", wie

an dem mit "+" bezeichneten Eingang ein positiveres Signal als an dem mit "-" bezeichneten Eingang liegt. Die Eingänge des Komparators sind gleichspannungsmäßig so stabilisiert, daß die Rückkopplung des auf  $1/10$  abgeschwächten Ausgangssignals des Ausgangs Q eine Hysterese im Schaltverhalten des Komparators bewirkt. Diese ist notwendig, um ein schwingungsfreies Schaltverhalten zu erzielen. Die Hysterese ist so eingestellt, daß die Amplitude des bipolaren Eingangssignals eine negative Mindestspannung überschreiten muß, bevor der Ausgang Q von "0" (Ruhezustand) nach "1" übergeht. Die Rückschaltung ("1"  $\rightarrow$  "0") erfolgt, wenn an positivem und negativem Eingang die gleiche Spannung anliegt, also exakt beim Nulldurchgang des bipolaren Signals. Die im Nulldurchgang des bipolaren Signals enthaltene zeitliche Information ist dabei in die rückwärtige Flanke des Komparatorsignals übertragen (siehe Abb. 60e).

Mit dem inversen Ausgang  $\bar{Q}$  des Komparators wird der "Clock"-Eingang des Flip-Flops (10231) gesteuert. Im Ruhezustand befindet sich der Ausgang Q des Flip-Flops im Zustand "1",  $\bar{Q}$  entsprechend auf "0". Bei jeder positiven Flanke (Übergang von "0" nach "1") am "Clock"-Eingang schaltet der Flip-Flop die Information vom "Data"-Eingang (hier konstant "0") auf den Ausgang Q. Entsprechend geht der inverse Ausgang  $\bar{Q}$  von "0" nach "1". Aufgrund dieser Charakteristik wird der Flip-Flop jeweils von der rückwärtigen Flanke eines Komparatorsignals geschaltet, also mit der Flanke, die die Zeitinformation enthält.

Die Aufgabe des Flip-Flops ist es, ein Signal definierter Breite zu erzeugen. Zu dem Zweck ist er als Monostabiler Multivibrator geschaltet. Am Ausgang Q des Flip-Flops ist eine Verzögerungsschaltung angeschlossen, mit der er sich nach dem Ablauf des gewählten Zeitintervalls (10 nsec) selbst in den Ruhezustand zurückversetzt. Die Verzögerung wird durch ein RC-Integrationsglied erzielt. Die Rückschaltung erfolgt durch das Signal eines sogenannten Schmitt-Trigger, das auf den "Set"-Eingang des Flip-Flops gegeben wird.

Der Flip-Flop erzeugt also ein Ausgangssignal definierter Breite und Amplitude, das auf seiner vorderen Flanke die zeitliche Information des Kammersignals trägt (d.h. Komparator und Monostabiler Multivibrator funktionieren zusammen wie ein Zero-Crossing-Diskriminator). Mit dem inversen Signal  $\bar{Q}$  des Flip-Flops wird die Endstufe des Verstärkers betrieben, die als ECL-NIM-Wandler die Spannungsniveaus von ECL- auf NIM-Norm transformiert. Sie erzeugt ein negatives Standardsignal von 700 mV Amplitude und 10 nsec Breite, das in verschiedenen Schaltungen als Stoppsignal für die Zeitmessung dient.

Literaturverzeichnis

- ALB 75 J.L. Alberi, V. Radeka :  
Position Sensing by Charge Division  
Report BNL 2072o
- ATA 74/1 M. Atac, W.E. Taylor, J. Urish :  
Drift Chamber Development at NAL  
Report NAL -74/19- THY/EXP 2500.000
- ATA 74/2 M. Atac, W.E. Taylor :  
The Development of a New Drift Chamber  
with a New Gas Mixture  
N.I.M. 120 (1974) 147-151
- ATA 75 M. Atac, R. Bosshard, Y. Kang :  
A Two-Dimensional Readout Drift Chamber  
with Printed Circuit Delay Lines  
Report FN-286 2562.000 FNAL 1975
- BOS 75 R. Bosshard, R.L. Chase, J. Fischer,  
S. Iwata, V. Radeka :  
Printed Low Velocity Delay Lines for  
Cathode Readout of Proportional Chambers  
Report BNL 19976
- BRE 74/1 A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli,  
J.C. Santiard :  
Two-Dimensional Drift Chambers  
N.I.M. 119 (1974) 1 - 5
- BRE 74/2 A. Breskin, G. Charpak, B. Gabioud, F. Sauli,  
N. Trautner, W. Duinker, G. Schultz  
Further Results on the Operation of  
High-Accuracy Drift Chambers  
N.I.M. 119 (1974) 9 - 28
- BRE 75/1 A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli,  
M. Atkinson, G. Schultz :  
Recent Observations and Measurements with  
High-Accuracy Drift Chambers  
N.I.M. 124 (1975) 189 - 214
- BRE 75/2 A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli :  
High-Accuracy Bi-Dimensional Drift Chambers  
N.I.M. 125 (1975) 321 - 322
- BRO 50 S. Brown :  
Basic Data of Plasma Physics  
The Technology Press of the  
M.I.T. 1959

Can 72 Th. Canzler :  
 Untersuchungen über die Diskrimination  
 von stark und schwach ionisierenden  
 Teilchen in einer Charpak-Kammer  
 Diplomarbeit Hamburg 1972

CHA 73 G. Charpak, F. Sauli, J.C. Santiard :  
 Two-Dimensional Drift Chambers  
 CERN NP Internal Report 73-16

Cha 74 G. Charpak :  
 Drift Chambers  
 Paper presented at the Workshop on  
 Research Goals for Cosmic-Ray  
 Astrophysics in the 1980s ESRIN  
 (Frascati) Oct. 1974

HAS 77 H. Hasemann :  
 Bau und Erprobung einer Driftkammer  
 Diplomarbeit Hamburg 1977

HEI 73 J. Heintze, A.H. Walenta :  
 A Multiwire Driftchamber with  
 High Space and Time Resolution  
 N.I.M. 111 (1973) 461 - 465

JUN 77 H. Junge :  
 Private Mitteilung

KOL 72 W.D. Kollmann :  
 Untersuchung über den Einsatz einer  
 Vieldraht-Proportionalkammer in einem  
 magnetischen Spektrometer  
 Diplomarbeit Hamburg 1972

KRE 76 H. Krehbiel :  
 Private Mitteilung

KRE 77 H. Krehbiel  
 Private Mitteilung

KRÖ 77 B. Kröger :  
 Driftzeit- und Impulshöhenmessungen  
 bei quadratischen Proportionaldrift-  
 rohren  
 Diplomarbeit Hamburg 1977

PAL 74 V. Palladino, B. Sadoulet :  
 Application of the Classical Theory  
 of Electrons in Gases to Multiwire  
 Proportional and Drift Chambers  
 Report LBL - 5013 (1974)

PAL 75 V. Palladino, B. Sadoulet :  
 Application of Classical Theory of  
 Electrons in Gases to Drift  
 Proportional Chambers  
 N.I.M. 128 (1975) 323 - 335  
 (Kurzfassung von PAL 74)

PER 72 D.H. Perkins :  
 Introduction to High Energy Physics  
 Addison-Wesley Publishing Company  
 Inc. 1972

RAD 74 V. Radeka :  
 Signal, Noise and Resolution in  
 Position-Sensitive Detectors  
 IEEE Trans. NS 21.1 (1974) 51 - 64

SAU 73 J. Saudinos, J.C. Duchazeaubeneix,  
 C. Laspalles, R. Chaminade :  
 Localisation de Particules par  
 Compteur à Migration  
 N.I.M. 111 (1973) 77 - 81

SAU 77 F. Sauli :  
 Principles of Operation of Multiwire  
 Proportional and Drift Chambers  
 CERN 77-49 (Yellow Report)

SOH 76 G. Schultz :  
 Etude d'un Détecteur de Particules  
 à Très Haute Précision Spatiale  
 (Chambre à Drift)  
 Dissertation (Thesis) Strasbourg 1976  
 CERN/EP 76-15

STA 77 K. Stampe  
 Private Mitteilung

SAL 74 A.H. Walenta, J. Heintze, H. Schürlein :  
 The Multiwire Drift Chamber. A New  
 Type of Proportional Wire Chambers  
 N.I.M. 92 (1971) 377 - 380

WAL 73

A.H. Walenta :

A System of Large Multiwire  
DriftchambersN.I.M. 111 (1973) 467 - 475Liste der Abbildungen

1	Prinzip einer Driftkammer	4
2	Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation	6
3	Landau-Verteilung für den Energieverlust geladener Teilchen im Kammerfüllgas	8
4	Absorptionskoeffizient und mittlere freie Weglänge für Photonen	9
5	Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung	13
6	Mittlere Elektronenenergie in verschiedenen Gasen	14
7	Elektronendriftgeschwindigkeit in verschiedenen reinen Gasen	15
8	Elektronendriftgeschwindigkeit in verschiedenen Argon + i-Butan - Gemischen	16
9	Entwicklung der Elektronenlawine	17
10	Gasverstärkung als Funktion der Anodenspannung	19
11	Schaltungsprinzip für den Anodendraht	21
12	Zeitliche Entwicklung der Signalamplitude	22
13a	Prinzip der Vieldraht-Driftkammer	24
13b	Driftkammer (Typ Saclay)	25
13c	Vieldraht-Driftkammer mit abgestuftem Kathodenpotential	26
14	Verzögerungsleitung, aufgebaut aus einer Drahtwicklung um einen geraden, flachen Mittelleiter	30
15	Verzögerungsleitung, aufgebaut aus zwei gegeneinander versetzten Zickzackleitern	30
16	Schnittzeichnung der "kleinen" Driftkammer	33
17	Perspektivische Ansicht der "kleinen" Driftkammer	34
18	Halterung der Anodendrähte	36
19	Zeitgenauigkeit verschiedener Diskriminatoren	39
20	Schema des Verstärkers / Diskriminators für Anodensignale	40

21	Testaufbau für die "kleine" Driftkammer	43
22	Schaltung zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit	47
23	Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Gasgemische	48
24	Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von verschiedenen Parametern	49
25	Schaltung zur Messung der Driftgeschwindigkeit	51
26a	Driftzeitspektrum für sechs Kammerpositionen ( $\Delta z = 3$ cm)	53
26b	Driftzeit/Driftweg - Beziehung	53
27	Driftgeschwindigkeit für verschiedene Gasgemische	54
28	Schaltung zur Messung des Auflösungsvermögens	55
29	Driftzeit-Differenz-Spektren zur Messung des Auflösungsvermögens	57
30	Schnittzeichnung der "großen" Driftkammer	60
31	Ausschnitt vom Gehäuse der "großen" Driftkammer	61
32	Ausschnitt von der "großen" Driftkammer	63
33	Spannungsteiler für die Feldformungsdrähte und Hochspannungsversorgung für die Anodendrähte	64
34	Vorrichtung zur Herstellung der Verzögerungsleitungen (Wickelmaschine)	66
35	Meßmethoden zur Bestimmung der Impedanz von Verzögerungsleitungen	68
36	Prinzip-Schaltbild der Eingangsstufe des ladungsempfindlichen Verstärkers	71
37	Schaltbild des ladungsempfindlichen Verstärkers	72
38	Schaltung zur doppelten Differenzierung der Verzögerungsleitungssignale	75
39	Signalformen der Verzögerungsleitungssignale	76
40	Darstellung der Feld- und Äquipotentiallinien in einer Driftzelle bei verschiedenen Driftspannungen	80
41	Testaufbau für die "große" Driftkammer für die Messungen der Koordinate senkrecht zu den Anodendrähten (+-Koordinate)	82
42	Nachweiswahrscheinlichkeit bei verschiedenen Driftspannungen	85
43	Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Ortes	86
44	Asymmetrie des Szintillationszähleraufbaus	88
45a	Driftzeitspektrum für zehn Kammerpositionen ( $\Delta z = 3$ cm)	89
45b	Driftzeit/Driftweg - Beziehung	89
46	Driftgeschwindigkeit als Funktion der Driftweglänge	90



47	Auflösungsvermögen in $\phi$ -Richtung	91
48	Schaltung zur Laufzeitmessung für die Verzögerungsleitungssignale	92
49	Schaltung zur Messung der Laufzeitdifferenzen der Verzögerungsleitungssignale	93
50	Spektrum der Laufzeitdifferenzen für fünf Kammerpositionen ( $Lz = 15$ mm)	96
51	Laufzeitdifferenz/Orts - Beziehung	98
52	Schaltungen zur Impulshöhenmessung	99
53	Impulshöhenspektren	100
54	Impulshöhen der Signale auf Anodendraht und Verzögerungsleitungen als Funktion der z-Koordinate	100
55	Funktionsschema der Gasmischanlage	104
56	Funktionsschema für die Durchflußmesser-Kalibrierung	106
57	Beispiel einer Durchflußmesser-Kalibrierung	107
58	Grundschialtung der emittiergekoppelten Horik	108
59	Schaltbild des Verstärkers/Diskriminators für Anodensignale	110
60	Signalformen	111

### Danksagung:

Ganz herzlich danken möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt

Herrn Prof. Weber dafür, daß er diese Arbeit bei DESY und mit den technischen Hilfsmitteln von DESY möglich gemacht hat;

Herrn Dr. Felst für die Themenstellung, für die Hilfe in organisatorischen Fragen und für viele nützliche Anregungen;

Herrn Dr. Krehbiel für die Betreuung dieser Arbeit, für die Unterstützung in Fragen der Kammerkonstruktion und der Elektronik, sowie für hilfreiche Kritik bei der Abfassung dieser Arbeit;

Herrn Bech, Herrn Lütke und Herrn Masbender für die ständige Hilfsbereitschaft bei der Lösung aller technischen Probleme;

Fräulein Dreher für die Unterstützung beim Bau der Kammern und bei der Ausführung der technischen Zeichnungen;

Herrn Elsen für die tatkräftige Unterstützung bei den Testmessungen,

Herrn Ganzler für zahlreiche nützliche Ratschläge, ständige Diskussionsbereitschaft und die Durchsicht des Manuskripts;

allen Mitgliedern von F 22 für die nette und kameradschaftliche Arbeitsatmosphäre;

und nicht zuletzt meiner Familie für die schnelle und sorgfältige Erledigung der Maschinenschreibarbeit.

