

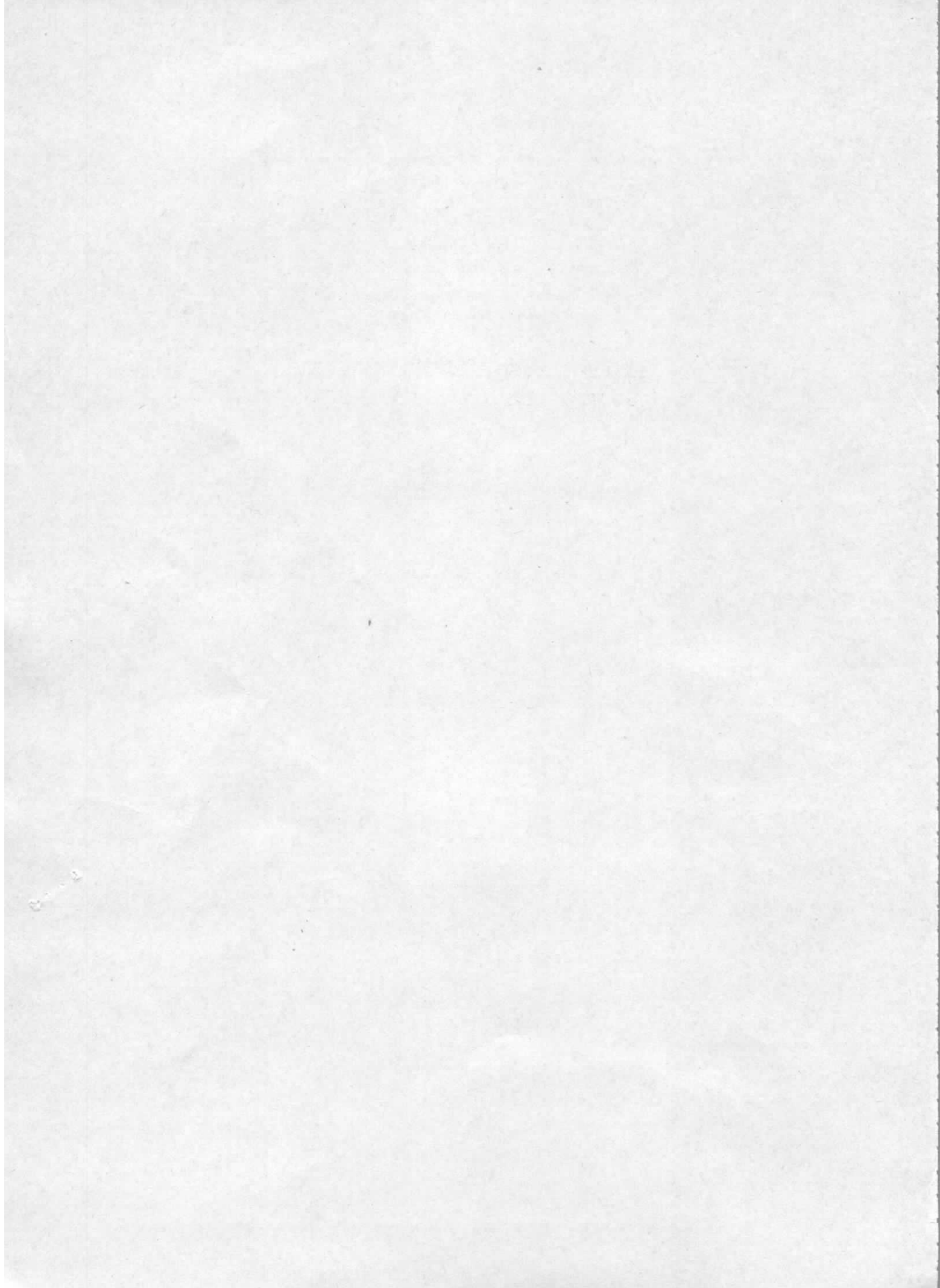
Interner Bericht  
DESY F12-75/01  
Juli 1975

DESY-Bibliothek  
- 2. SEP. 1975

Aufbau einer großflächigen Driftkammer  
mit hochspannungsseitiger Auslese

von

H. J. von Eyß  
H. Krohn  
K. P. Sternemann  
M. Tonutti



Aufbau einer großflächigen Driftkammer  
mit hochspannungsseitiger Auslese

=====

H.J. von Eyß

H. Krohn

K.P. Sternemann

M. Tonutti

Abstract:

The construction and performance of a large driftchamber is described, which has a sensitive area of  $5 \text{ m}^2$  and an average chamber thickness of  $0.55 \cdot 10^{-3}$  radiation lengths. Simultaneous sense wire- and high voltage-read out gives a good time correlation with a jitter of 2.0 nsec (FWHM). Measurements with a collimated  $\alpha$ -source resulted a time resolution of 4.3 nsec (FWHM), corresponding a space resolution of 0.2 mm (FWHM).

## Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Aufbau der Kammer
  - 2.1. Allgemeine Kriterien für den Driftkammerbau
  - 2.2. Mechanischer Aufbau
  - 2.3. Elektrische und elektronische Anordnung
3. Experimentelle Ergebnisse
  - 3.1. Inbetriebnahme der Kammer
  - 3.2. Driftzeit-Ort-Beziehung
  - 3.3. Ansprechwahrscheinlichkeit und Ortsauflösung
  - 3.4. Zeitkorrelation bei zweidimensionaler Auslese
4. Zusammenstellung der Kammerdaten
5. Abschließende Bemerkungen; die Driftkammer als Schauerdetektor

## Literaturverzeichnis

Anhang A: Bauanleitung\*\*

Anhang E: Anzahl der im Driftkammergas erzeugten Primärelektronen

Anhang C: Driftgeschwindigkeit und Diffusion von Elektronen in Gasen

Anhang D: Erstinbetriebnahme von Driftkammern

---

\*\* Diese Driftkammer wurde neben anderen in Bonn gebaut, so daß die Bauanleitung etwas spezieller auf die Bonner Verhältnisse eingeht. Der Anhang A wurde deshalb in dieser Ausgabe weggelassen und ist nur in der Bonner Version HE-75-7 enthalten.

## 1. Einleitung

Die Analyse und Spurenrekonstruktion von Ereignissen bei großvolumigen Experimentieranordnungen erfordern großflächige Detektoren mit guter Ortsauflösung, die nach Möglichkeit den gesamten interessierenden Bereich ohne nennenswerte tote Zonen überdecken sollen. Dabei dürfen sie, um die Vielfachstreuung gering zu halten, nur eine geringe Massenbelegung für durchlaufende Teilchen aufweisen, was gleichzeitig auch die Empfindlichkeit gegen den Röntgen- und  $\gamma$ -Quanten-Untergrund vorteilhaft herabsetzt. Weiterhin ist eine einfache und sichere Bau- und Betriebsweise ein wichtiger Gesichtspunkt.

All diese Punkte sprechen sehr für den Einsatz von Driftkammern<sup>1-10)</sup>. Ihr Vorteil gegenüber Proportionalkammern ist, daß sie trotz weniger Drähte eine bessere Ortsauflösung haben und daß wegen der geringen elektrostatischen Kräfte zwischen den Drähten diese wesentlich länger angefertigt werden können. Eine zusätzliche Hochspannungsauslese<sup>11-14)</sup> erlaubt die Beseitigung der Mehrdeutigkeit bei der Teilchenspurrekonstruktion.

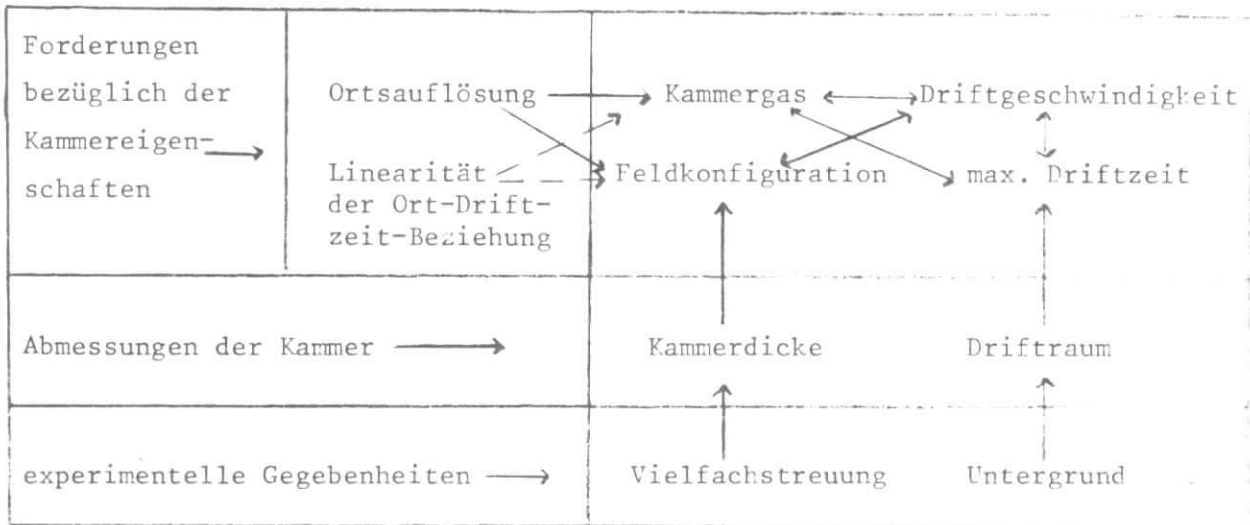
In diesem Bericht wird eine Driftkammer beschrieben mit einer empfindlichen Fläche von  $180 \times 280 \text{ cm}^2$  und einer mittleren Massenbelegung von nur  $0.55 \times 10^{-3}$  Strahlungslängen. Es wird gezeigt, daß auch solch großflächige Kammern praktisch problemlos aufgebaut werden können und daß diese anschließend einwandfrei arbeiten.

## 2. Aufbau der Kammer

### 2.1. Allgemeine Kriterien für den Driftkammerbau

Die experimentellen Gegebenheiten, wie Vielfachstreuung und Untergrund zum einen und die physikalischen Forderungen bezüglich der Meßgenauigkeit zum anderen und oft auch Platzgründe legen die Dimensionen und die Betriebsdaten einer Driftkammer weitgehend fest. Wie diese verschiedenen Forderungen mit den Kammergrößen gekoppelt sind, zeigt Diagramm I:

Diagramm I



So ist durch die maximal zulässige Untergrundrate pro Driftraum zusammen mit der maximalen Driftzeit die Driftraumstrecke vorgegeben. Die Driftzeit selbst hängt von der Gasart und dem Feldverlauf längs der Driftstrecke ab. Dabei muß beachtet werden, daß im gesamten Driftraum die geforderte Ortsauflösung gewährleistet ist. Diese wird nach unten begrenzt durch die Fluktuation der erzeugten Primärelektronen längs der Teilchenbahn (siehe Anhang B) und durch das Auseinanderdiffundieren der Elektronen beim Driften zum Signaldraht (siehe Anhang C).

Es ist vorteilhaft, ein Gas zu verwenden, in dem die Elektronendriftgeschwindigkeit in einem großen Bereich von der elektrischen Feldstärke unabhängig ist. Dies ergibt dann eine lineare Ort-Driftzeit-Beziehung. Nur in diesem Fall ist diese Beziehung bezüglich schräg einfallender Teilchen leicht korrigierbar. Auch bewirken dann mechanische Ungenauigkeiten, Schwankungen in der Temperatur, im Gasdruck und in der Gaszusammensetzung nur geringe Änderungen.

Der Abstand der Kathoden<sup>\*)</sup> sollte nicht kleiner als die Driftraumlänge sein. In diesem Fall ist dann die Feldstärke im Driftraum immer noch so groß, daß mit einem geeignet gewählten Gas eine konstante Driftgeschwindigkeit bis dicht vor dem Signaldraht erreicht werden kann. Bei kleinerem Kathodenabstand (wenn z.B. aus Platzgründen wegen der Vielfachstreuung oder des

\*) die Kathodenebene, auch Hochspannungsebene genannt, liegt gegenüber den Signaldrähten auf Hochspannungspotential.

Untergrundes besonders dünne Kammern gefordert werden) oder aber, wenn relativ große Drifträume vorliegen, kann durch geeignete Potentialwahl<sup>4)</sup> der einzelnen Kathodendrähte ebenfalls für ein konstantes elektrisches Feld längs der Driftstrecke gesorgt werden.

## 2.2 Mechanischer Aufbau

Bei der hier zu beschreibenden Driftkammer handelt es sich um den Prototyp einer großen Kammer, bei der nachgewiesen werden soll, daß auch diese zuverlässig arbeiten und für den Experimentiereinsatz geeignet sind. Für die Driftraumlänge der Kammer wurde der ziemlich übliche Wert von 1 cm gewählt. Zum Rande der Kammer hin wurden die Driftraumstrecken auf 1,5 cm, 2,0 cm und schließlich bis zu 2,5 cm vergrößert (siehe Figur 1a,b). Der Abstand der Hochspannungsebene beträgt 1,5 cm. Auf eine spezielle Potentialvorgabe längs der Hochspannungsebene zur Erreichung eines möglichst konstanten Driftfeldes wurde verzichtet, weil dies bei einer Driftraumlänge von 1 cm noch nicht unbedingt notwendig ist und ein einheitliches Hochspannungspotential die Konstruktion wesentlich vereinfacht. Die ungünstige Feldverteilung bei den größeren Drifträumen von 1,5 cm, 2,0 und 2,5 cm erlaubt es, die Änderungen in der Driftgeschwindigkeit zu ermitteln und festzustellen, inwieweit unter diesen Bedingungen noch volle Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht werden kann.

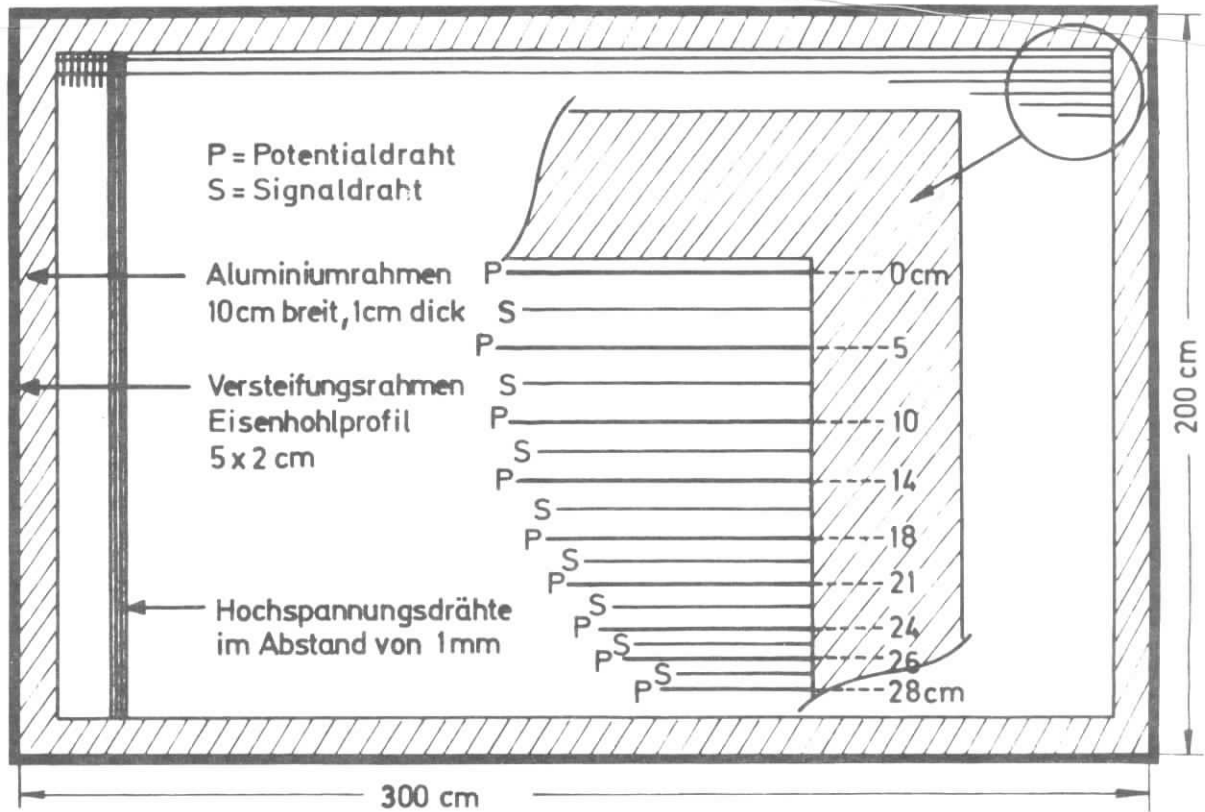
Als Grundrahmen für die Driftkammer (eine detaillierte Beschreibung des Kammerbaus befindet sich im Anhang A) dienten Aluminiumleisten von 10 cm Breite und 1 cm Stärke (siehe Figur 1a,b) welche mit Fisenhohlprofileisten gegen Durchbiegen mechanisch verstärkt wurden. Für die hochspannungsfeste Trennung von Kathoden- und Signaldrahtebene sorgen die aufgeklebten Epoxyplatten<sup>\*)</sup>, über die dann abwechselnd die Signal- und Potentialdrähte gespannt wurden. Bei diesen Arbeitsgängen lag die Kammer auf einem plangearbeiteten Eisentisch.

Die Signaldrähte (aus Wolfram von  $20\mu\phi$  und mit Gold beschichtet) sind auf einer Länge von 280 cm ohne jegliche Unterstützung mit 60 p gespannt worden. Bei Proportionalkammern mit einem Drahtabstand von 2 mm treten schon bei

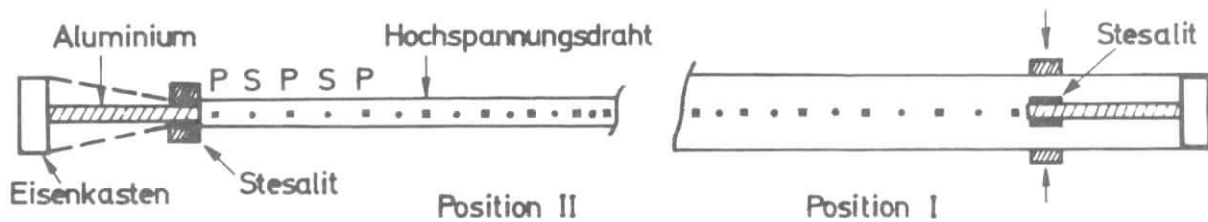
---

<sup>\*)</sup> glasfaserverstärkte Epoxymaterialien haben sich wegen ihrer kleinen Dielektrizitätskonstante ( $\epsilon=2$ ) besonders gut bewährt, d.h. die Feldverzerrungen sind relativ gering.





Figur 1a: Große Driftkammer (Draufsicht); empfindliche Fläche  $180 \times 280 \text{ cm}^2$ .



Figur 1b: Querschnitt der großen Driftkammer: Position I zeigt die Kammer, nachdem die Hochspannungsdrähte gewickelt wurden; Position II ist der Kammerzustand nach Fertigstellung.

Drahtlängen von ungefähr 50 cm mechanische Instabilitäten auf. Dagegen sind diese bei Driftkammern erst bei Drahtlängen von

$$L_{\max} = \frac{4 d \cdot \ln(d/a)}{U} \sqrt{T} \text{ (in cgs-Einheiten) zu erwarten.}$$

So ergibt sich für die große Driftkammer mit  $d = 0.75 \text{ cm}$ ,  $a = 10\mu$ ,  $T = 60\text{p}$  und bei einer Betriebsspannung von  $1.73 \text{ kV}$  ein  $L_{\max}$  von  $8.3 \text{ m}$ . Die Potentialdrähte (Cu + 2% Be,  $100\mu\phi$ ) wurden mit  $400 \text{ p}$  gespannt. Anschließend wurde der Rahmen in eine Wickelmaschine eingesetzt und senkrecht zu den Signal- und Potentialdrähten mit Kupferdraht von  $50\mu$  Durchmesser unter einer Spannung von  $55 \text{ p}$  mit  $1 \text{ mm}$  Drahtabstand bewickelt. Die Hochspannungsdrähte wurden dann mittels Epoxyleisten und Schraubzwingen auf den erforderlichen Abstand von  $1.5 \text{ cm}^{*)}$  zusammengedrückt und angeklebt, so daß die Hochspannungsdrähte anschließend unter einer Spannung von  $100 \text{ p}$  standen. Abgedichtet wurde die Kammer mit  $25\mu$  dicker staubfreier Hostaphanfolie. Der gesamte Kammerbau erfolgte in einem staubfreien Raum.

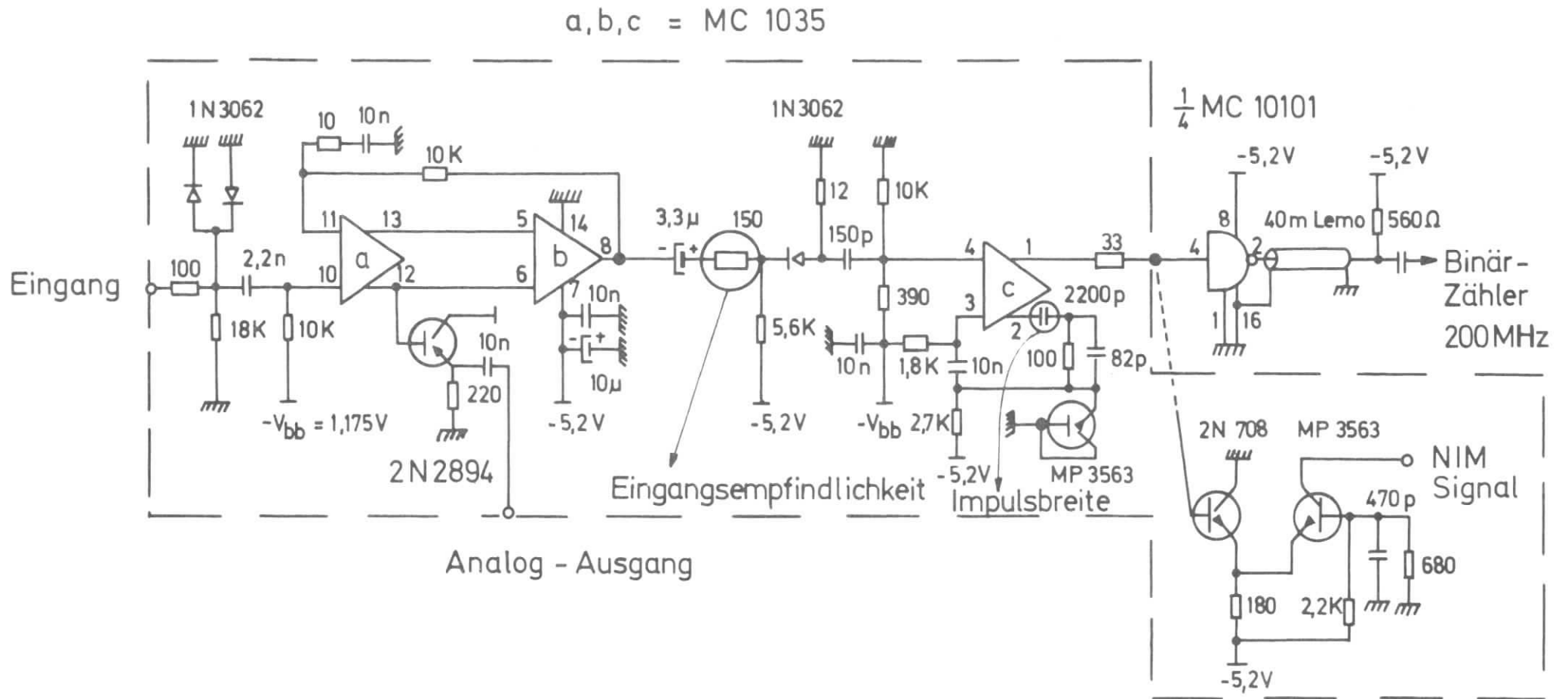
### 2.3. Elektrische und elektronische Anordnung

Die Hochspannungen, d.h. die negativen Spannungen für die Hochspannungsdrähte und für die Potentialdrähte werden über eine Abschaltautomatik (siehe Anhang D) der Kammer zugeführt. Fließt über die Hochspannungsleitungen momentan ein zu großer Strom infolge z.B. einer Koronaentladung oder eines Kurzschlusses, so wird die Kammer mittels eines Hochspannungsreedrelais von der Hochspannung getrennt und ist dadurch auch weitgehend gegen Fehlbedienung geschützt.

Die Signaldrähte liegen über die Eingangsverstärker an Masse. Diese haben eine Eingangsimpedanz von  $5.5 \text{ k}\Omega$  und liefern für Kammersignale oberhalb einer Schwelle von  $U_S = 2 \text{ mV}$  (einstellbar) Einheitssignale mit einer Pulsbreite von  $400 \text{ nsec}$  (ebenfalls einstellbar) und haben eine Totzeit von  $1 \mu\text{sec}$ . Figur 2 zeigt diese von Tarlé et al.<sup>15,16)</sup> übernommene Schaltung. Alle Verstärkerkarten nebst MECL-Driver sind direkt auf der Kammer angeordnet (76 Stück<sup>\*\*</sup>). Für die weitere Verarbeitung werden die geformten

\*) Infolge leichter Verbiegungen des Aluminiumrahmens beträgt der Abstand Signaldrahtebene-Hochspannungsebene  $7.5 \pm 0.5 \text{ mm}$ , was sich später im Betrieb in keiner Weise störend bemerkbar machte.

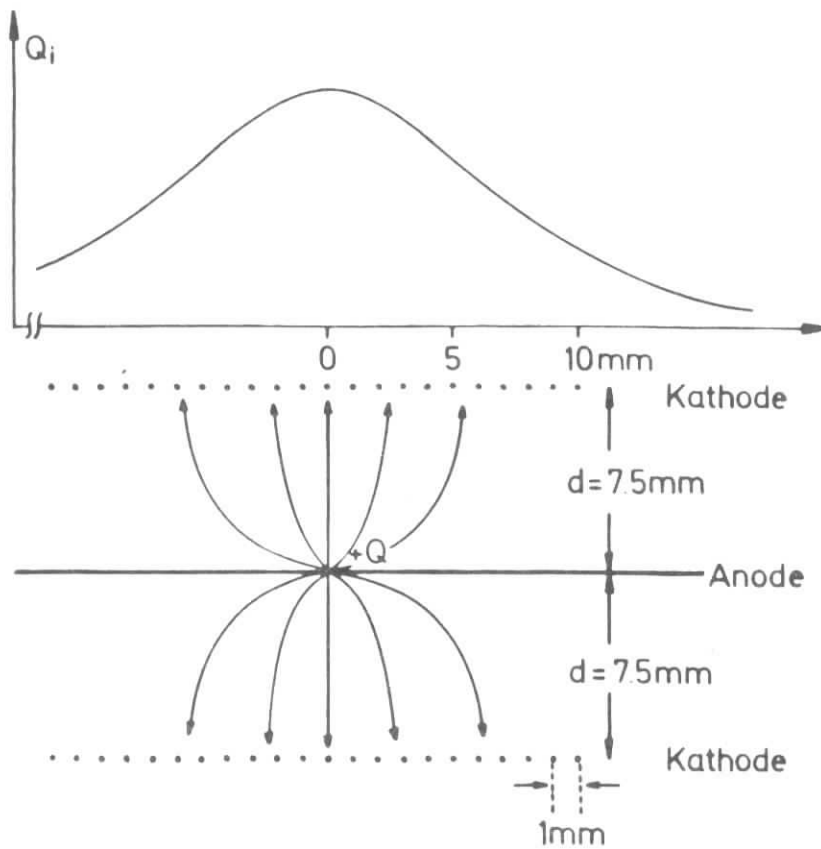
\*\*\*) Fast alle charakteristischen Kammerdaten können an einem einzelnen Signaldraht studiert werden; dazu wurde eine Signalkarte mit einem NIM-Ausgangssignal verwendet. Diese Abänderung ist in Figur 2 schraffiert eingezeichnet.



Figur 2: Schaltung der Signalverstärkerkarte

Kammersignale von den Verstärkerkarten jeweils einem 200 MHz 6Bit-Zähler zugeführt (dieses 1000 Kanäle umfassende System ist zur Zeit im Aufbau), die durch dieses Signal gestoppt werden. Das Start-Signal für diese Zähler liefert eine 200 MHz-Clock, die durch einen externen Trigger (im Experiment durch den Haupttrigger) über ein Gate freigegeben wird und alle Zähler hochzählen läßt (für jeden auszulesenden Kanal wird ein 6Bit-Zähler benötigt). Für Testzwecke kann die Clock auch eine vorwählbare Anzahl von Impulsen zwischen 1 und 63 liefern. Um sicherzustellen, daß das Startsignal, welches von einer Triggerlogik erzeugt wird, vor dem frühest möglichen Stop-Signal der Signaldrähte vorhanden ist, werden alle Signale hinter dem MECL-Driver durch Lemo-Kabel um 200 nsec verzögert. Die Pulsbreite der Signale aus den Verstärkerkarten muß so groß sein, daß sie die durch die maximal mögliche Driftzeit vorgegebene Zeitspanne oder die 200 MHz Impulsfolge der Clock voll überdeckt. Bei der großen Kammer beträgt bei 1 cm Driftstrecke die maximale Driftzeit 220 nsec. Die 200 MHz 6Bit-Zähler überstreichen einen Meßbereich von 320 nsec, d.h. eine Impulsbreite von 400 nsec ist ein sicherer Wert. Die Signaldrähte, die kein Ereignis registriert haben und somit kein Stoppsignal liefern, bewirken, daß bei den entsprechenden Zählern alle 6 Bits gesetzt sind. Der Durchtrittsort eines Teilchens in der Kammer kann durch zusätzliches Auslesen der Hochspannungsdrähte<sup>11,12,13)</sup> bestimmt werden. Bei einer Eineben-Kammer kann aber nicht festgestellt werden, ob das Teilchen rechts oder links vom Signaldraht die Kammer passiert hat. Zur Beseitigung dieser Zweideutigkeit hat Walenta<sup>1)</sup> statt eines Signaldrahtes zwei dicht benachbarte Signaldrähte benutzt, die zur elektrischen Stabilisierung einen zusätzlichen Potentialdraht zwischen den beiden Drähten erhielten. Teilchen, die in diesen Zwischenraum fallen, müssen gesondert ausgewertet werden.

Die in der Nähe des Signaldrahtes einsetzende Elektronenlawine und deren Sammlung auf dem Signaldraht bewirkt die Induktion eines positiven Signals auf den Hochspannungsdrähten. Wenn man sich die Hochspannungsebene in Streifen von 1 mm Breite zerlegt denkt ( $d = 1 \text{ mm}$  entspricht dem Abstand der Hochspannungsdrähte voneinander), so ist die Impulshöhe des auf einen solchen Streifen induzierten Signals proportional dem Raumwinkel, den dieser Streifen bezüglich des Elektronenlawinenortes aufspannt<sup>11)</sup>. Dies führt zu einer relativ breiten Impulshöhenverteilung längs der Hochspannungsebene (siehe Figur 3).



Figur 3: Der durch die Gasverstärkung auf der Anode produzierte Ladungsimpuls  $Q$  induziert die positive Ladungsverteilung  $Q_i$  auf den einzelnen Kathodendrähten.

Die Ortsauflösung in dieser Richtung ist etwa um einen Faktor 100 schlechter als in der dazu senkrechten Elektronendrift-Richtung. Um ein genügend hohes Ausgangssignal von der Hochspannungsseite zu erhalten, wurden zehn benachbarte Drähte mit den entsprechenden zehn Drähten der gegenüberliegenden Seite zusammengefaßt. Jedem dieser Streifen wird die negative Hochspannung über einen  $47\text{ k}\Omega$ -Widerstand zugeführt und die Signale über Kondensatoren von  $3.3\text{ nF}$  ausgekoppelt und auf einen niederohmigen Verstärker in Parallelschaltung gegeben. Um das Überkoppeln des Kathodensignals von einem Streifen auf den benachbarten Streifen möglichst klein zu halten, muß die Zeitkonstante  $C_{KK} \cdot R_K \ll T_R$  sein, hierbei ist  $T_R$  die Impulsanstiegszeit ( $T_R \approx 8\text{ nsec}$ ),  $R_K$  die Eingangsimpedanz des Kathodenverstärkers und  $C_{KK}$  die Koppelkapazität zwischen zwei Hochspannungstreifen. Bei der Driftkammer wurden folgende Kapazitäten gemessen:

Signaldraht gegen Masse	$C_A = 55 \text{ pF}$
Hochspannungstreifen gegen Masse	$C_K = 1.7 \text{ nF}$
Hochspannungstreifen gegen benachbarten Streifen	$C_{KK} = 0.5 \text{ nF}$

Die Eigenimpedanz des Kathodenverstärkers beträgt  $11 \Omega$ . Damit ist die Zeitkonstante  $C_{KK} \cdot R_K = 5 \text{ nsec}$ . Auf eine weitere Herabsetzung der Eingangsimpedanz wurde verzichtet, da dies auch gleichzeitig eine Verringerung der Eingangsamplitude bewirkt, gemäß

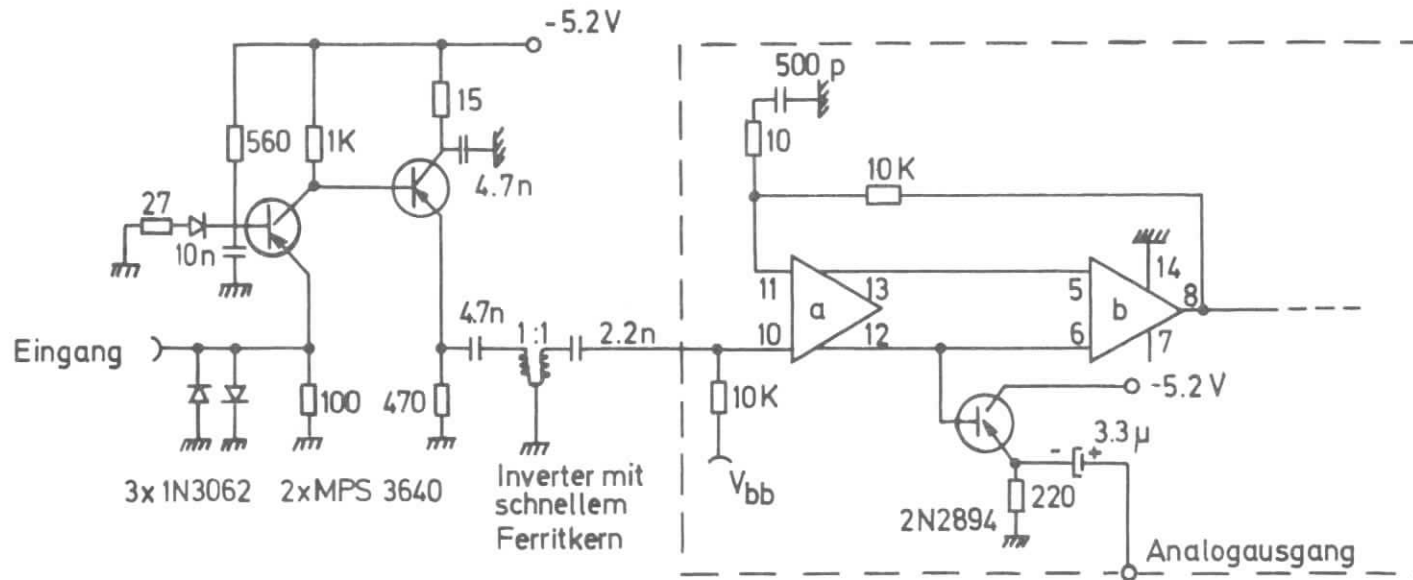
$$U = I_{\text{Signal}} \cdot R_K (1 - e^{-t/R_K C_{KK}})$$

In Figur 4 ist der Schaltplan des Kathodenverstärkers wiedergegeben. Sowohl der Kathodenverstärker als auch der Anodenverstärker besitzen einen Analogausgang. Beim Anodenverstärker ist der Verstärkungsfaktor  $V$  zwischen Eingangs- und Analogausgangssignal  $V = 4$ . Gegen hohe Eingangssignale infolge plötzlicher Korona- oder Gasentladungen sind alle Verstärker durch Diodenpaare am Eingang abgesichert.

Die Betriebsdaten der Driftkammer sind:

Gas: Argon + Methan (9:1) + 5% Isobutan  
Hochspannung:  $U_O = -2300 \text{ V}$  (Spannung am Netzgerät, siehe Fig. DI im Anhang D)  
 $U_{PI} = -2000 \text{ V}$  (Spannung am Potentialdraht)  
 $U_{HV} = -1730 \text{ V}$  (Spannung an den beiden Hochspannungsebenen)

In der folgenden Tabelle 1 sind für diesen Betriebszustand einige typische Kammer-signal-daten am Anoden- und Kathodenverstärker angegeben.



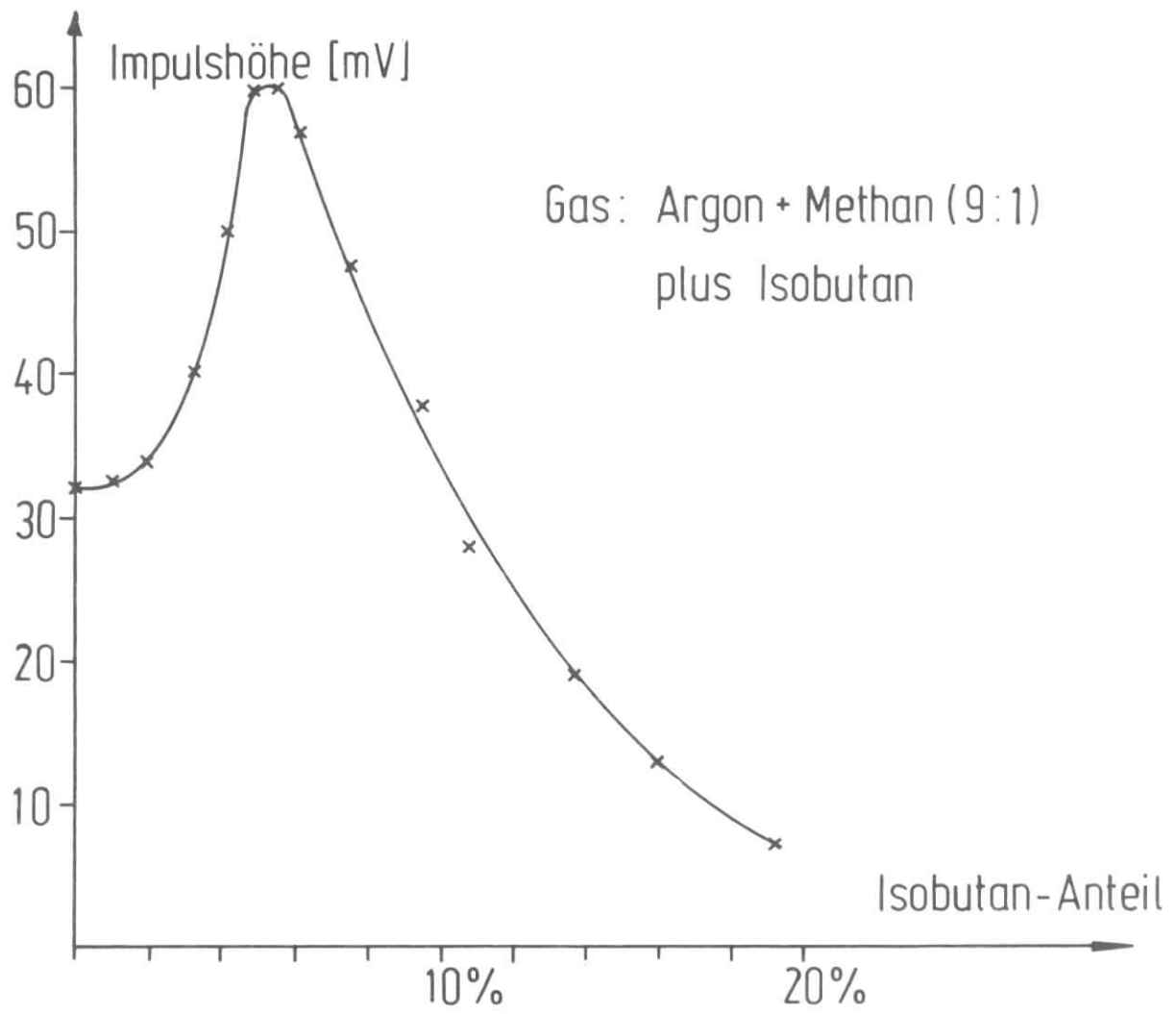
Figur 4: Schaltung des Kathodenverstärkers; der im schraffierten Bereich angedeutete Teil hat die gleiche Schaltung wie der Anodenverstärker.

Tabelle 1

Verstärkertyp	Anodenverstärker	Kathodenverstärker
Nachweisschwelle für Signale		
a) am Verstärkereingang	2 mV	3 $\mu$ A
b) am Analogausgang	8 mV	14 mV
Meistwahrscheinlichste Impulshöhe für durchlaufende $\beta$ -Teilchen ( $^{90}\text{Sr}$ )		
a) am Verstärkereingang	70 mV	30 $\mu$ A
b) am Analogausgang	280 mV	140 mV
Signalanstiegzeit	15 nsec	8 nsec
volle Halbwertsbreite des Signals	170 nsec	30 nsec
typische Zählrate ohne Präparat pro Draht bzw. Streifen	400 Hz	800 Hz

Die langen Drähte am Eingang der Verstärker, vor allem die 20 parallelgeschalteten 2 m langen Hochspannungsdrähte bilden mit dem relativ empfindlichen Verstärker einen hochempfindlichen Empfänger für von außen eintreffende Hochfrequenzsignale, und zwar auch im Frequenzband der zu verarbeitenden Kammer signale. Außerdem reagieren sie auch empfindlich auf kleine Koronaentladungen und schwankende Kriechströme. Um eine solch große Kammer mit Hochspannungs-Auslese zuverlässig betreiben zu können, hilft nur eine sorgfältige Abschirmung. Aus diesem Grund wurde die Kammer in einem aus Bronze-Maschendraht aufgebauten Faraday-Käfig ( $4 \times 3 \times 2 \text{ m}^3$ ) aufgestellt. Durch sorgfältiges Erden konnte die HF-Empfindlichkeit drastisch reduziert werden. So war beim Betrieb der Kammer ohne Faraday-Käfig die durch die benachbarten Sender induzierte HF-Signalimpulshöhe am Analogausgang eines Anodenverstärkers  $U_{SS} = 16 \text{ mV}$  (100 MHz:  $U_{SS} \approx 1 \text{ mV}$ , 10 MHz:  $U_{SS} \approx 12 \text{ mV}$ , 1 MHz:  $U_{SS} \approx 4 \text{ mV}$ ). Dieser HF-Anteil ging mit Faraday-Käfig und nach einigen Verbesserungen der Erdung auf  $U_{SS} \approx 1 \text{ mV}$  herunter.





Figur 5: Impulshöhe am Analogausgang des Zählrohrs als Funktion des Isobutan-Anteils.

### 3. Experimentelle Ergebnisse

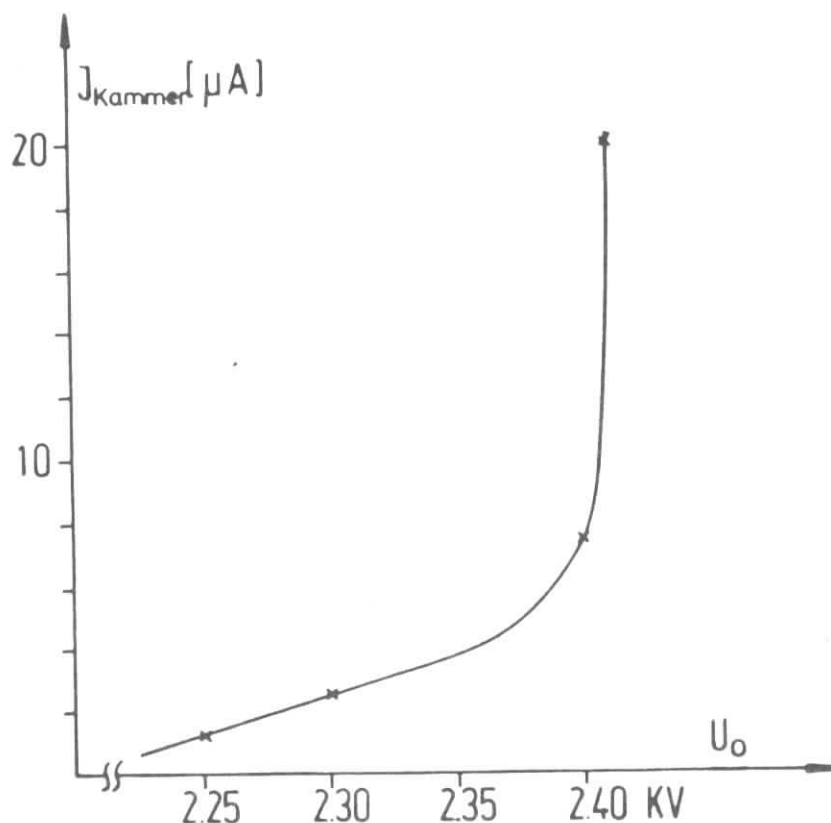
#### 3.1. Inbetriebnahme der Kammer

Das Kammergas, ein Gemisch aus Argon + Methan (9:1) plus 5% Isobutan, wird der Kammer seitlich über fünf Bohrungen durch den Aluminiumrahmen zugeführt und verläßt die Kammer auf der gegenüberliegenden Seite wiederum über fünf Auslaßstutzen. Der Gasdurchfluß und die richtige Gaszusammensetzung erfolgen einmal durch optische Anzeige der Durchflußmenge in Schauglasröhrchen und zum anderen durch Impulshöhenkontrolle mit einem Zählrohr. Dazu durchströmt das Kammergas ein Durchflußzählrohr, bevor es in die Kammer eintritt. Das Zählrohr besitzt ein dünnes Endfenster, auf dessen Außenseite ein  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat angebracht ist, dessen 5.9 KeV Röntgenlinie zur Gasgemisch-Einstellung und zur Überwachung herangezogen wird. Der Isobutan-Anteil wird so lange variiert, bis maximale Impulshöhe erreicht ist (siehe Figur 5). Zur laufenden Kammer-Überwachung werden die Zählrohr-Signale auf einen Diskriminator gegeben, dessen Schwelle auf die Mitte der 5.9 KeV-Linie eingestellt ist, so daß 50% der Ereignisse oberhalb der Schwelle zu liegen kommen. Diese Zählrate wird von einem Rate-Meter überwacht.

Zur Inbetriebnahme der Kammer wird mittels eines kontinuierlich regelbaren Hochspannungsnetzgerätes die Hochspannung auf die erforderliche Betriebsspannung hochgeregelt und dabei der Kammerstrom beobachtet<sup>\*)</sup>. Bei einer Kammer-spannung von  $U_{\text{HV}} = -1730 \text{ V}$  betrug der gesamte Kammerstrom (dies ist auch der Strom, der über die insgesamt 76 Signaldrähte abfließt)  $I_{\text{Kammer}} = 2.5 \mu\text{A}$ ; hierbei zeigte der "schlechteste" Signaldraht einen Strom von 65 nA und der beste einen solchen von 3 nA an. Bei dieser Betriebsspannung ist der Gasverstärkungsfaktor etwa  $3 \cdot 10^5$ . In Figur 6 ist der Kammerstrom in Abhängigkeit von der Hochspannung  $U_0$  wiedergegeben. Oberhalb von

---

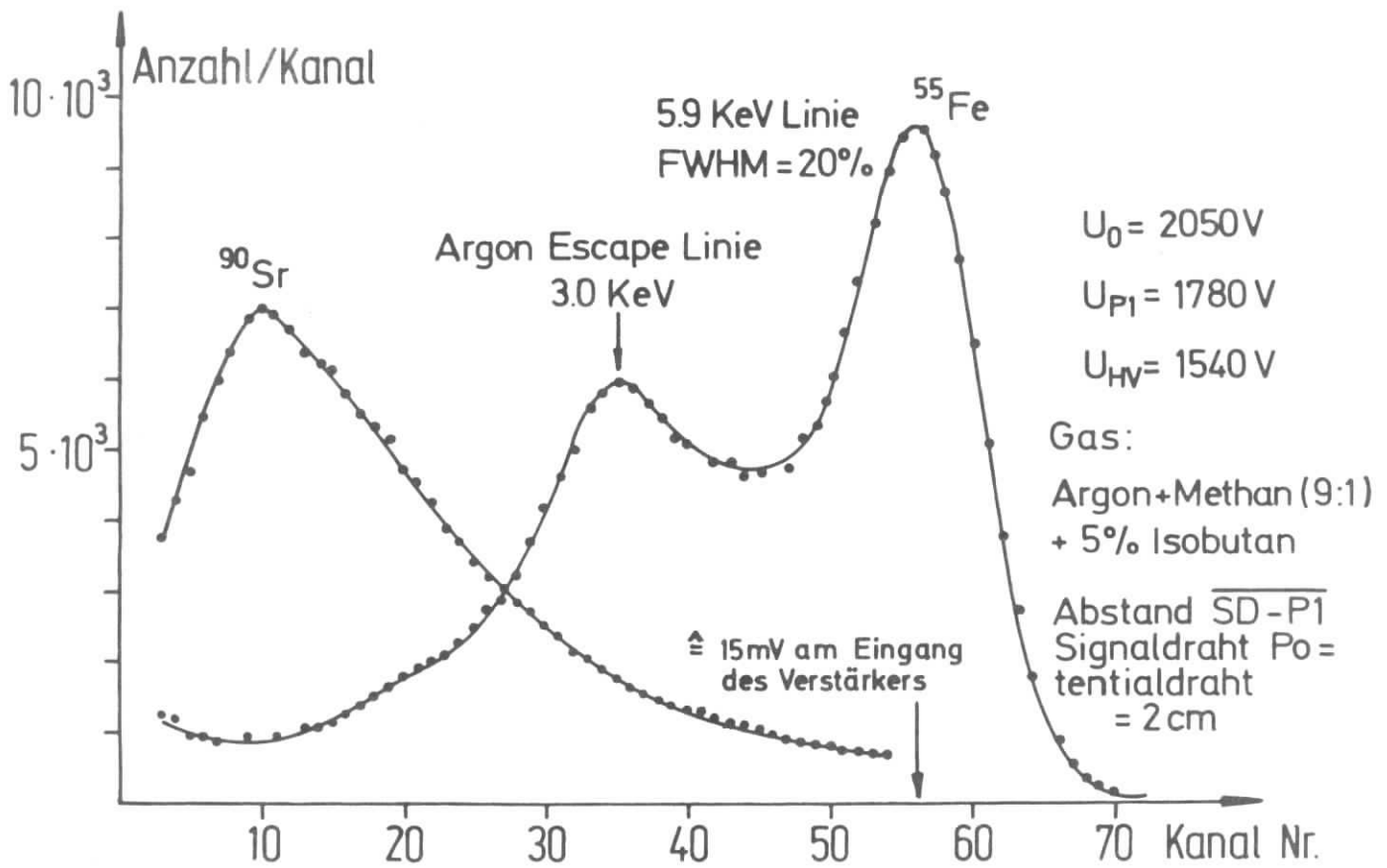
<sup>\*)</sup> Die genaue Prozedur für die Erst-Inbetriebnahme von Driftkammern ist im Anhang D angegeben.



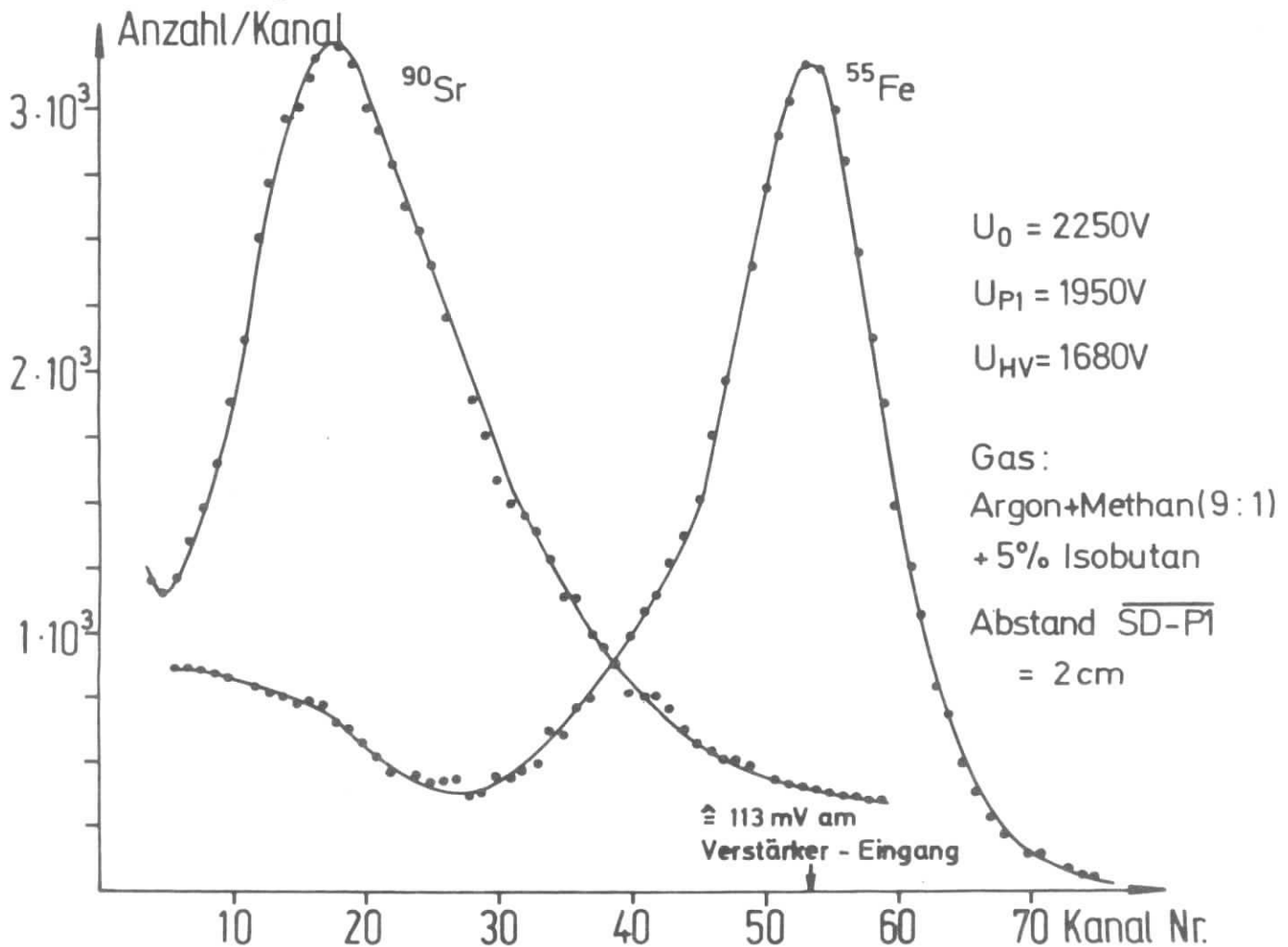
Figur 6: Gesamter Kammerstrom als Funktion der Hochspannung  $U_0$ .

$U_0 = 2.4$  kV beginnt der kritische Bereich der Dauerentladung. Der Arbeitspunkt der Kammer wurde zwischen  $U_0 = 2250$  V und  $2300$  V ( $U_{\text{HV}} = 1690$ , bzw.  $1730$  V) festgelegt. Bei diesen Spannungen wird die Kammer nicht mehr im Proportionalbereich betrieben. Dies entnimmt man Figur 7a,b, wo zum Vergleich Impulshöhenspektren, gemessen mit einem  $^{90}\text{Sr}$ - und einem  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat, bei zwei verschiedenen Arbeitsspannungen von  $U_0 = 2050$  V und  $2250$  V gezeigt werden. Die bei  $U_0 = 2050$  V noch markant hervortretende Argon-Escape-Linie von  $3.0$  KeV ist durch die zunehmende Nichtlinearität bei  $U_0 = 2250$  V nur noch als "leichte Schulter" in der  $5.9$  KeV-Linie zu erkennen.

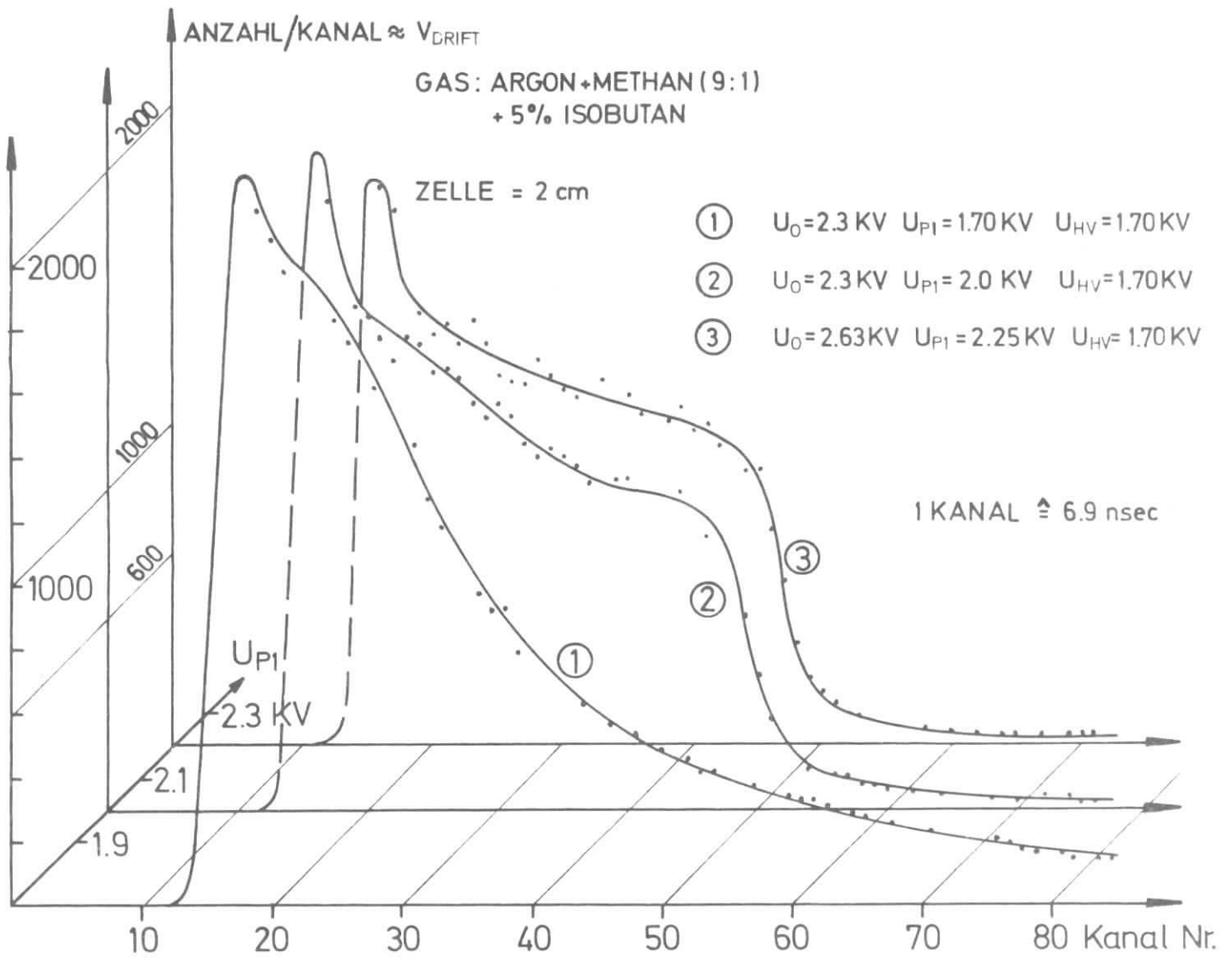
Den Einfluß der an den Potentialdrähten angelegten Hochspannung auf die Driftgeschwindigkeit zeigt Figur 8a. Diese Messungen wurden mit der in Figur 8b skizzierten Meßanordnung vorgenommen. Dazu wird ein gut kollimiertes  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat mit einer Öffnung von  $0.5$  mm  $\emptyset$  gleichmäßig von unterhalb des Potentialdrahtes  $\text{Pl}_{\text{unten}}$  bis oberhalb von  $\text{Pl}_{\text{oben}}$  entlang gefahren und dabei das differentielle Driftzeitspektrum aufgenommen. Zwei hinter der Kammer stehende Szintillationszähler ( $8 \times 8 \times 0.3 \text{ cm}^3$ ) in Koinzidenzschaltung liefern das



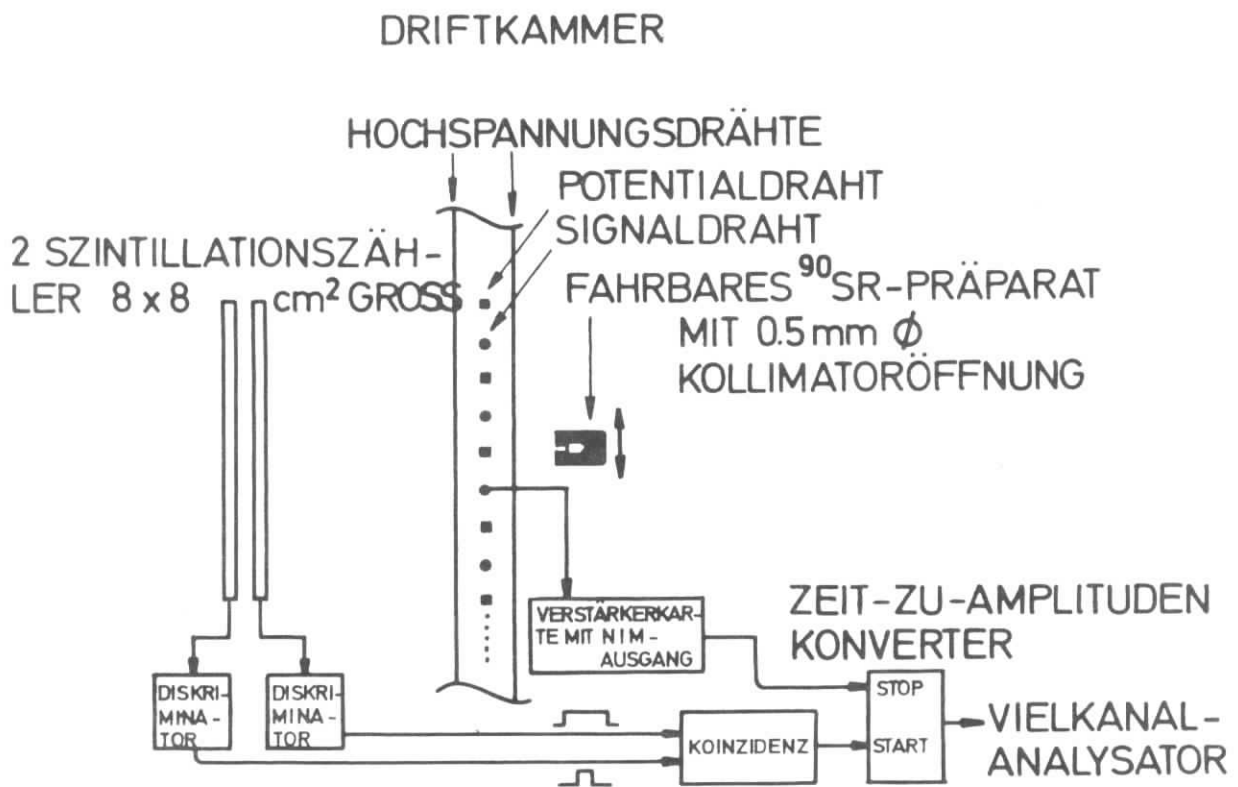
Figur 7a: Impulshöhenspektren von  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{55}\text{Fe}$ -Präparaten bei  $U_0 = 2050\text{V}$ .



Figur 7b: Die gleichen Impulshöhenspektren bei  $U_0 = 2250\text{V}$ .



Figur 8a: Abhängigkeit des differentiellen Driftzeitspektrums von der Hochspannung der Potentialdrähte.

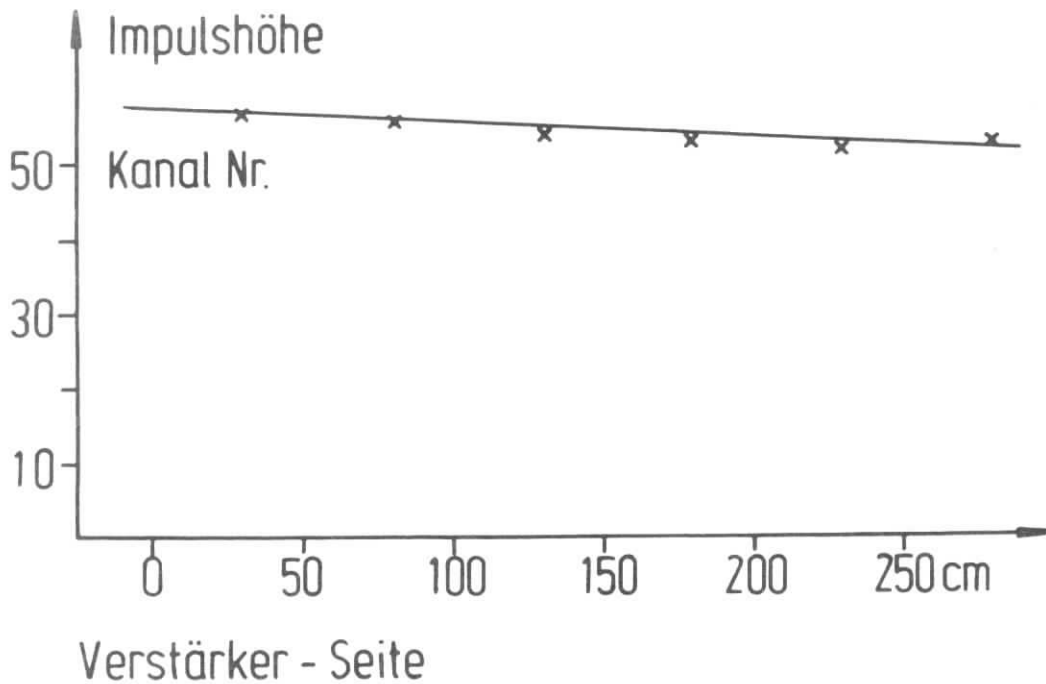


Figur 8b: Meßanordnung zur Bestimmung von differentiellen Driftzeitspektren.

Start-Signal für einen Zeit-Amplitudenkonverter (TAC). Das Stop-Signal kommt von dem zwischen den beiden Potentialdrähten  $P1_{\text{unten}}$  und  $P1_{\text{oben}}$  liegenden Signaldraht. Das Ausgangssignal vom TAC wird einem Vielkanalanalysator zugeführt. Gemessen wird also das differentielle Zeitspektrum  $dN/dt = dN/dx \cdot dx/dt = dN/dx \cdot v_{\text{Drift}}$ . Da das Präparat gleichmäßig vorbeigefahren wird, ist die Anzahl der  $\beta$ -Teilchen pro Längeneinheit konstant, d.h.  $dN/dt \sim v_{\text{Drift}}$ . Die Meßkurve gibt demnach sofort die Driftgeschwindigkeit als Funktion der Driftzeit wieder. Wäre die Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke nicht abhängig, so sollte das so gewonnene differentielle Driftzeitspektrum eine Rechteckverteilung ergeben. Der Figur 8a entnimmt man, daß es unbedingt erforderlich ist, die Potentialspannung größer als die HV-Spannung zu wählen, um eine brauchbare Driftzeit-Ort-Beziehung aus den Meßdaten herleiten zu können und auch, um eine einwandfreie Trennung der einzelnen Zellen<sup>\*)</sup> voneinander zu erreichen. Wegen der relativ großen Vielfachstreuung der  $\beta$ -Teilchen ist der Abfall der Meßkurve am Ort des Potentialdrahtes noch relativ flach. Die stark zunehmende elektrische Feldstärke in der Nähe des Signaldrahtes bewirkt, daß dort die Driftgeschwindigkeit merklich größer ist. Während die Erhöhung der Potentialspannung von 1.7 kV auf 2.0 kV eine wesentliche Verbesserung des differentiellen Zeitspektrums zur Folge hat, bringt eine weitere Erhöhung auf 2.25 kV nur noch eine unwesentliche Verbesserung. Für die weiteren Messungen wurden deshalb die schon angegebenen Spannungen von  $U_0 = 2300$  V,  $U_{P1} = 2000$  V und  $U_{\text{HV}} = 1730$  V als Betriebsspannungen gewählt. Die mit einem  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat gemessene Signalimpulshöhe längs eines Signaldrahtes zeigt Figur 9. Der Signaldraht (20 $\mu\phi$  Wolfram) hat einen ohmschen Widerstand von 1.8  $\Omega/\text{cm}$ , dies ergibt 504  $\Omega$  auf einer Länge von 280 cm. Damit erwartet man maximal einen 10%igen Amplitudenverlust bei einem Verstärker-Eingangswiderstand von 5.5 k $\Omega$ , sofern längs des gesamten Signaldrahtes der gleiche Gasverstärkungsfaktor vorliegt, was durch die Meßkurve in Figur 9 bestätigt wird.

---

\*) Als Zelle wird der Bereich bezeichnet, der von je zwei benachbarten Potentialdrähten eingeschlossen wird, in dem also die produzierten Elektronen alle zum selben Signaldraht driften.



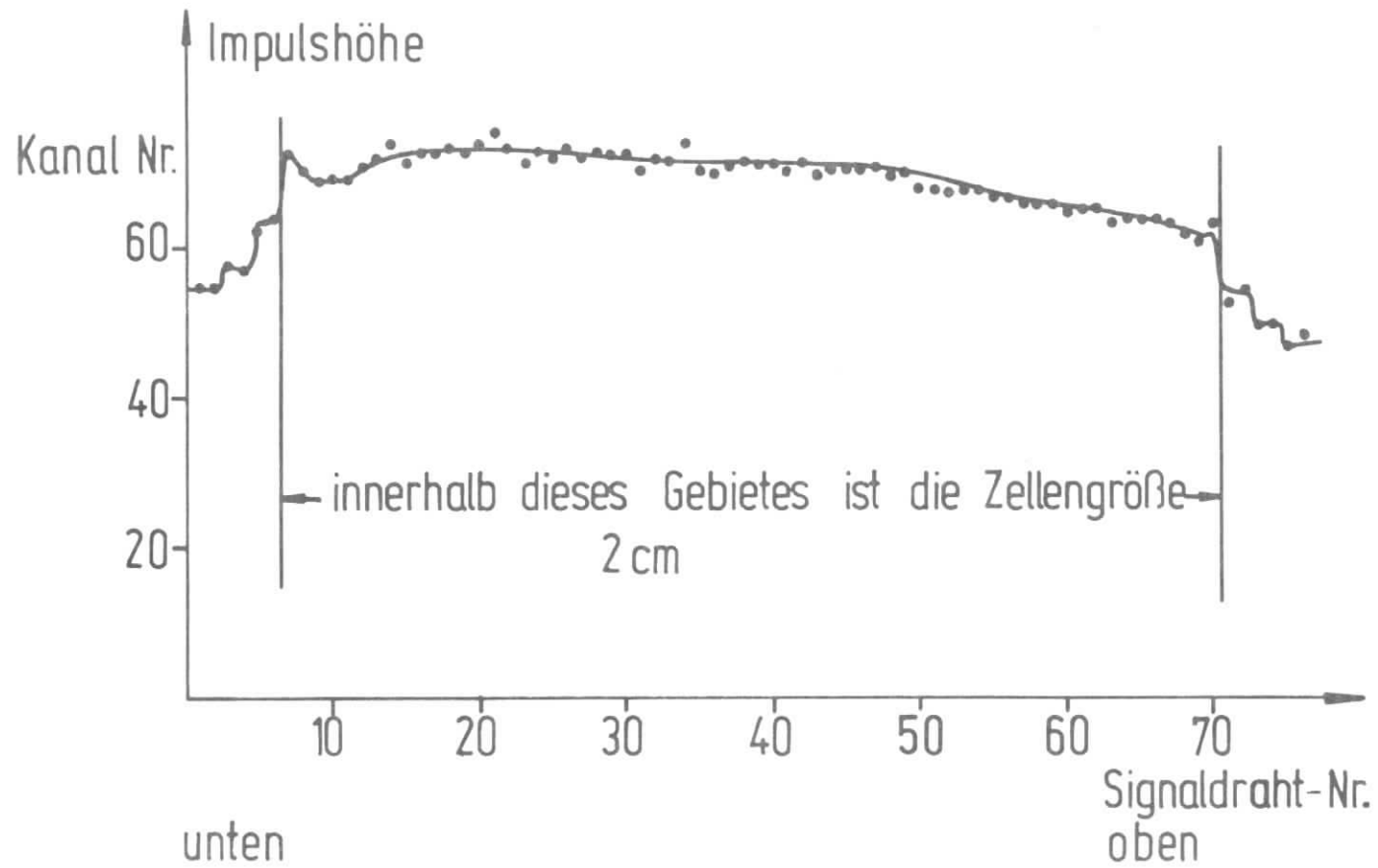
Figur 9: Signalimpulshöhe längs des 280 cm langen Signaldrahtes, gemessen mit einem  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat.

Die Abhängigkeit der Signalimpulshöhe (ebenfalls mit einem  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat gemessen) in vertikaler Kammerrichtung, d.h. von Signaldraht zu Signaldraht, ist für die 76 Signaldrähte in Figur 10 wiedergegeben. Am oberen und unteren Kammerrand, wo die Zellengröße von 2 cm auf 5 cm ansteigt, nimmt die Signalimpulshöhe um etwa 23% ab. Im sonstigen Kammerbereich ist diese Impulshöhe praktisch konstant, was darauf schließen läßt, daß in der gesamten Kammer das gleiche Gasgemisch und der gleiche Gasverstärkungsfaktor vorliegen. In Figur 11 ist die Untergrundrate als Funktion der Hochspannung  $U_0$  für einen Signaldraht (Schwelle des Verstärkers  $U_S = 2 \text{ mV}$ ) und für einen Hochspannungstreifen (Schwelle des HV-Verstärkers  $I_S = 3 \mu\text{A}$ ) aufgetragen. Diese beträgt bei der Arbeitsspannung von  $U_0 = 2300 \text{ V}$  400 Hz am Signaldraht und 800 Hz für einen Hochspannungstreifen. Die dadurch bewirkten Totzeitverluste sind kleiner als 1%.

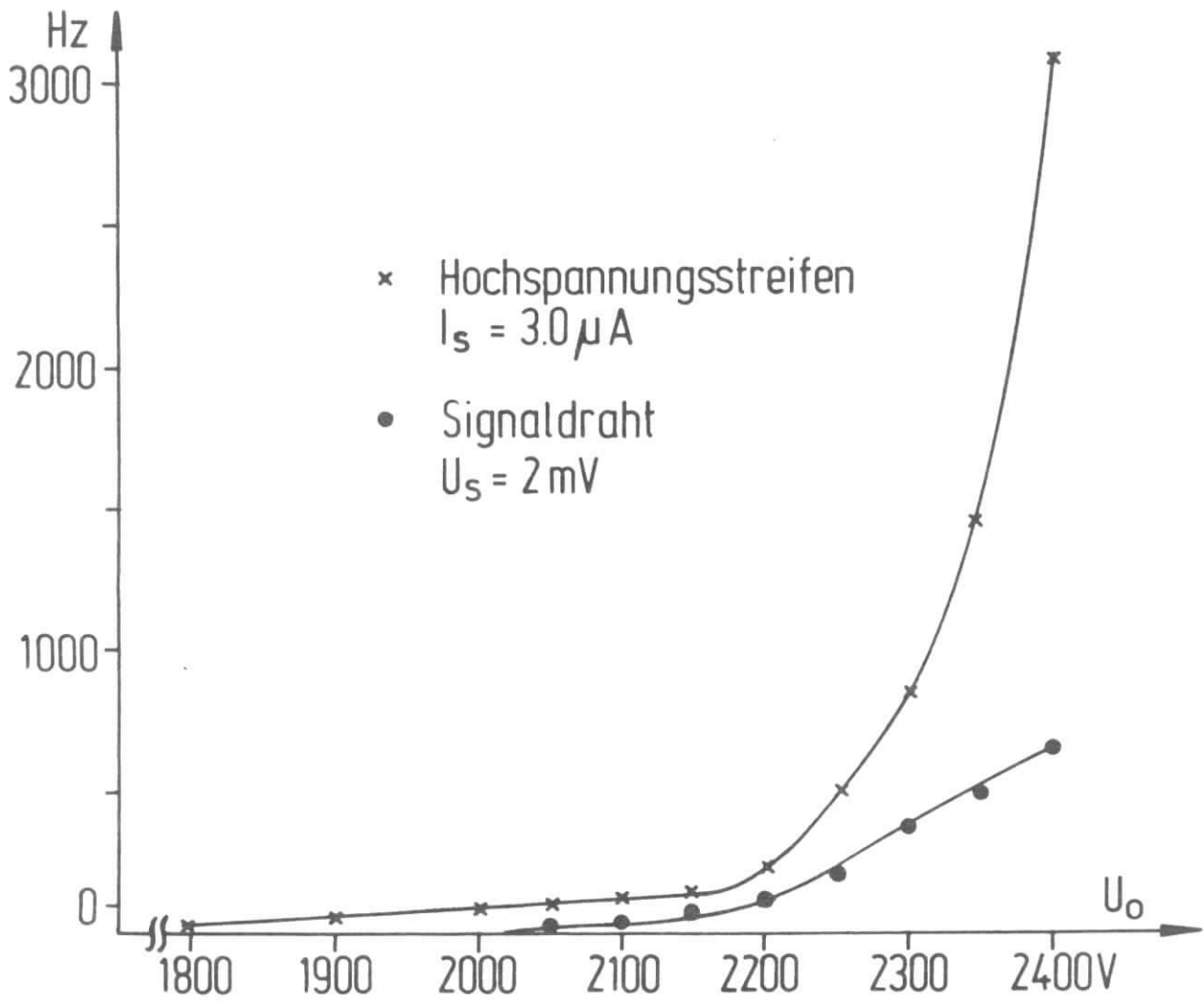
### 3.2 Driftzeit-Ort-Beziehung

Die beschriebene Methode mit dem fahrbaren Präparat (Figur 8b) zur Bestimmung des differentiellen Driftzeitspektrums ist zwar eine schnelle Methode und deshalb auch gut für Überwachungszwecke geeignet, erlaubt es aber nicht, die





Figur 10: Signalimpulshöhe längs der vertikalen Kammerrichtung, gemessen mit einem  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat. Der Abstand vom Kammerrand (Verstärkerplatinen-Seite) war 50 cm.



Figur 11: Untergrundzählrate eines Signaldrahtes und eines Hochspannungstreifens in Abhängigkeit von der Hochspannung  $U_o$ .

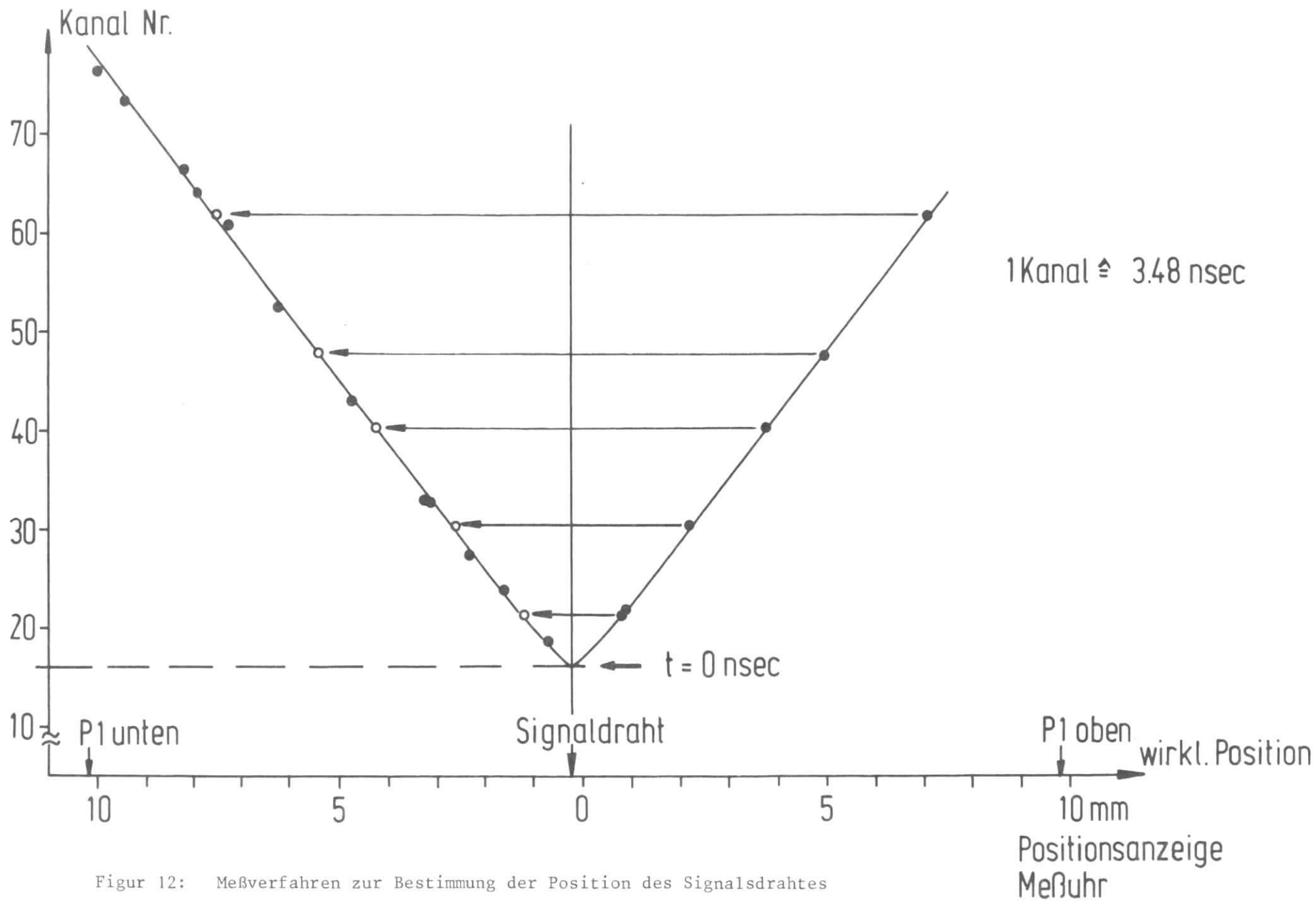
Driftzeit-Ort-Beziehung genügend genau durch Integration der Meßkurve herzuleiten, denn bei der Bildung von

$$\int_{t=0}^{t_{\max}} \frac{dN}{dt} \cdot dt = \int_{t=0}^{t_{\max}} \frac{dN}{dx} \cdot v_{\text{Drift}} \cdot dt = N_0 \quad \text{mit dem Abstand } s \text{ vom Signaldraht}$$

$$s = \frac{\int_{t=0}^t \frac{dN}{dt} \cdot dt}{N_0} \cdot s_0$$

hat man das Problem einer maximalen Driftzeit die Driftstrecke  $s_0$  (Abstand: Signaldraht-Potentialdraht) zuzuordnen. Dabei wird vorausgesetzt, daß im gesamten Meßbereich die  $\beta$ -Teilchenintensität konstant ist. Dies läßt sich mit einem gleichmäßig fahrenden Präparat durchaus realisieren. Dagegen bewirkt die Vielfachstreuung der  $\beta$ -Teilchen eine nicht einfache Abänderung des differentiellen Driftzeitspektrums. Dies liegt daran, daß das gemessene Driftzeitspektrum eine Faltung des tatsächlichen Driftzeitspektrums mit der durch die Vielfachstreuung vorgegebenen örtlichen Teilchenverteilung ist. Diese ist zwar eine von Ort zu Ort konstante Verteilungsfunktion, hat aber gemäß der zu bestimmenden Ort-Driftzeit-Beziehung eine variable zeitliche Breite, sofern die Driftgeschwindigkeit keine Konstante ist. Auch die Bestimmung der Ortverteilungsfunktion für die Vielfachstreuung ist bei diesen kleinen  $\beta$ -Energien (Schwelle der Szintillationszähler liegt bei etwa 0.5 MeV) eine unsichere Angelegenheit, zumal das zusammengesetzte  $\beta$ -Energiespektrum des  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{90}\text{Yt}$  durch die engen Kollimatoren in nicht bekannter Weise abgeändert wird.

Besser und vor allem genauer, aber auch wesentlich langwieriger, ist es, das Präparat zusammen mit dem Szintillationszähler oder aber die Kammer schrittweise zu verschieben (dazu wird mittels einer Mikrometerschraube oder mit einer Meßuhr die Verschiebung ermittelt) und für jede Position mit einem gut kollimierten Präparat (auch vor dem Szintillationszähler muß ein Kollimator sein) gemäß der Anordnung in Figur 8b die Driftzeit zu ermitteln. Wegen der Größe der hiesigen Kammer wurde der Kollimator vor den Szintillationszählern und das Präparat getrennt verschoben und mittels eines Nivelliergerätes anschließend zur Deckung gebracht. In Fig. 12 ist z.B. eine auf diese Weise gewonnene Meßkurve wiedergegeben. Auf der Abszisse ist die an der Meßuhr abgelesene Positionsanzeige aufgetragen und auf der Ordinate die bei diesen Positionen gemessene Lage des Peaks des Driftzeitspektrums im Vielkanalana-

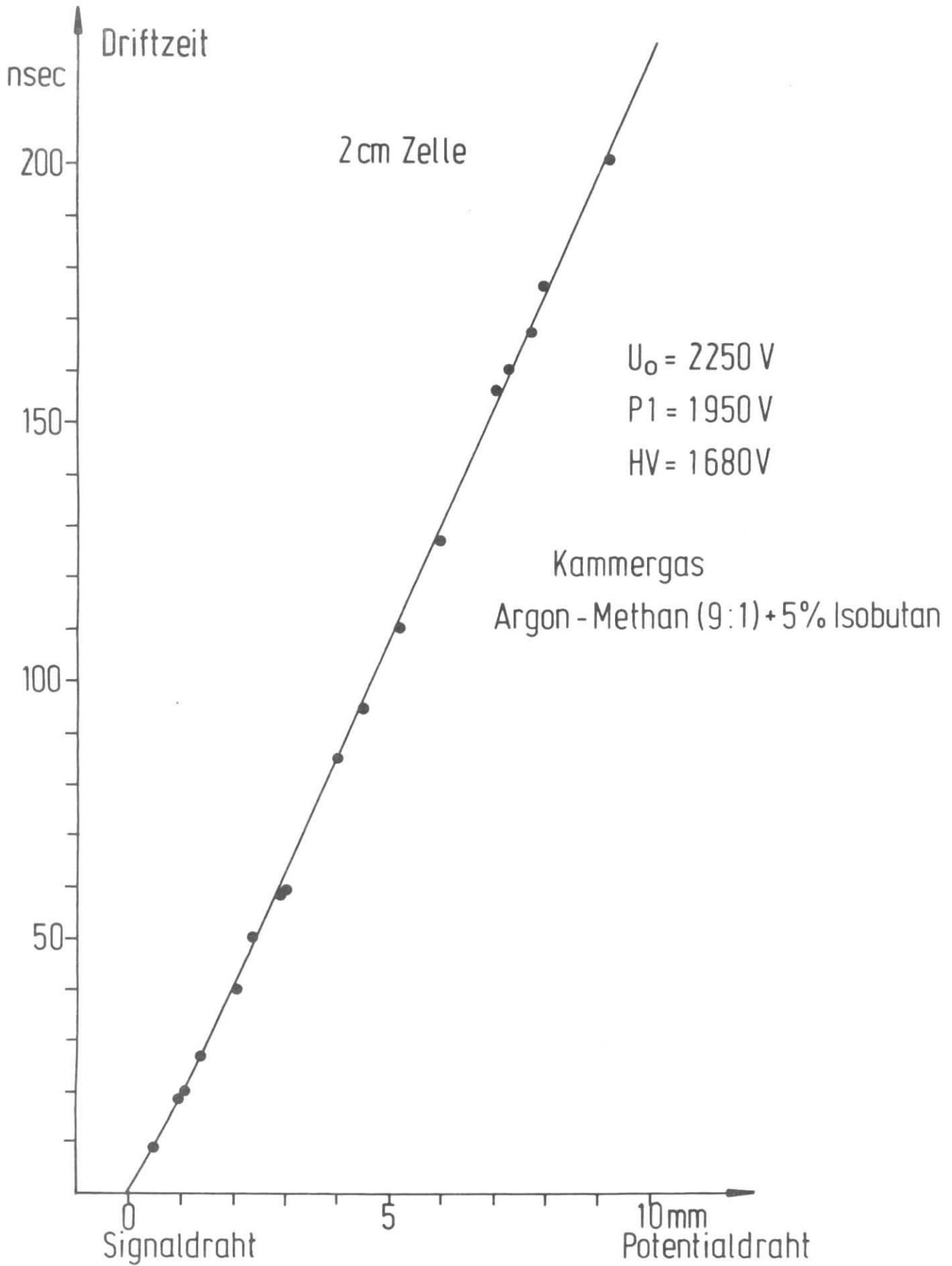


Figur 12: Meßverfahren zur Bestimmung der Position des Signaldrahtes und der Driftzeit-Ort-Beziehung, gemessen innerhalb einer 2 cm Zelle.

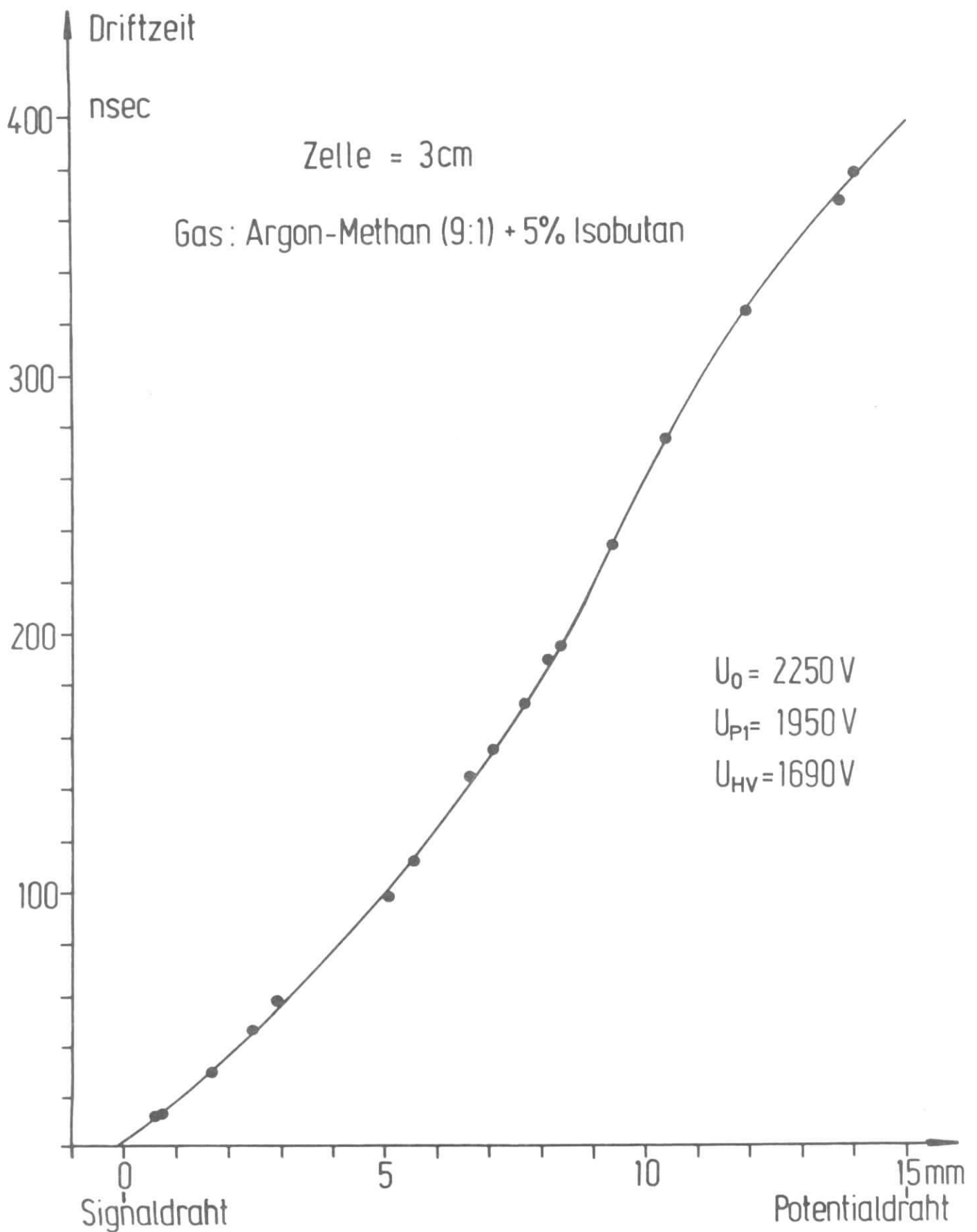
lysator. Die Messungen wurden oberhalb und unterhalb eines Signaldrahtes innerhalb einer 2 cm Zelle durchgeführt. Der Schnittpunkt der beiden Meßkurven gibt die wahre Position des Signaldrahtes und die Kanal-Nr. an, dem dann die Driftzeit  $t = 0$  nsec zugeordnet wird. Die Lage des Signaldrahtes läßt sich danach auf 0.1 mm genau bestimmen. Da die Anordnung bezüglich des Signaldrahtes symmetrisch ist, muß die Meßkurve oberhalb des Signaldrahtes durch Umklappen an der Stelle, die dem des Signaldrahtes entspricht, mit der unterhalb des Signaldrahtes gemessenen Kurve zur Deckung kommen, denn beide Kurven müssen die gleiche Driftzeit-Ort-Beziehung liefern. Dies wird auch in Figur 12 bestätigt (offene Kreise auf der gegenüberliegenden Meßkurve). Mit der bekannten Eichung (Kanal-Nr.  $\leftrightarrow$  Driftzeit), ermittelt mit einem Time Calibrator (Model 462 der Fa. Ortec), ergibt sich dann die Driftzeit-Ort-Beziehung, die in Figur 13 für die 2 cm Zelle wiedergegeben ist. Die entsprechenden Kurven für die 3 cm und 4 cm Zelle sind in Figur 14 bzw. Figur 15 angegeben. Man erkennt, daß für die 2 cm Zelle ein linearer Zusammenhang zwischen Driftzeit und dem Teilchenort im gesamten Driftraumbereich bis in die Nähe des Signaldrahtes besteht, d.h. die Driftgeschwindigkeit ist konstant. Erst in der Nähe des Signaldrahtes, wo die elektrische Feldstärke stark ansteigt, wo also auch die Driftgeschwindigkeit zunimmt, bewirkt dies eine Abflachung im Kurvenverlauf der Driftzeit-Ort-Beziehung.

Bei der nächst größeren Zelle von 3 cm besteht schon kein linearer Zusammenhang mehr zwischen Teilchenort und Driftzeit, d.h. schon bei Abständen des Signaldrahtes vom Potentialdraht größer als 1 cm (bei einem Hochspannungsebenen-Abstand von 1.5 cm) muß dann, um eine lineare Driftzeit-Ort-Beziehung zu erreichen, entweder mit variablem Hochspannungspotential längs der Driftstrecke gearbeitet werden oder aber es muß ein anderes Gasgemisch benutzt werden (siehe Angang C).

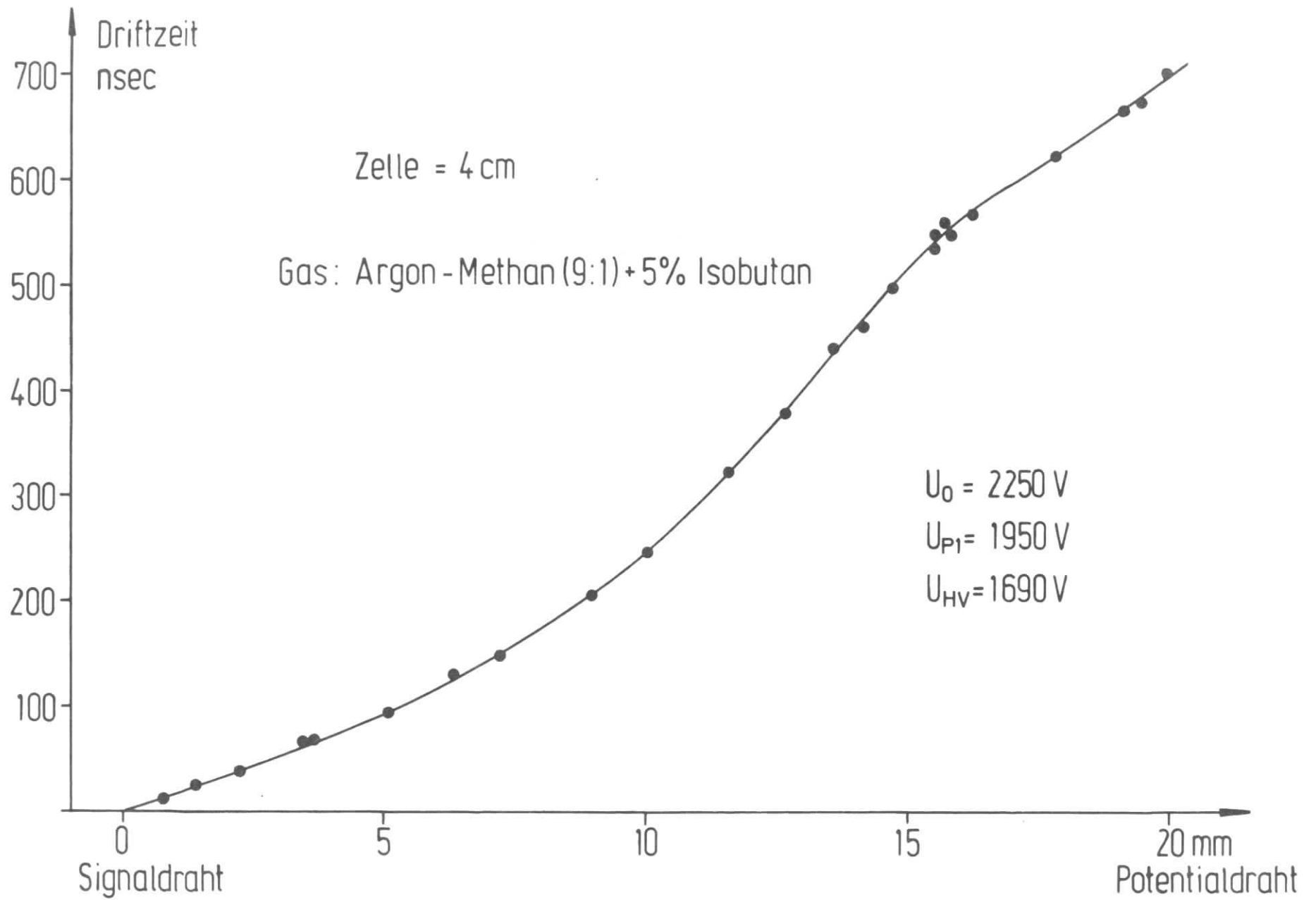
Bei der 4 cm Zelle nimmt die Driftgeschwindigkeit, wie man Figur 16 entnimmt, bis zu einem Faktor 4 ab, um dann in Richtung zum Potentialdraht wieder anzusteigen. Diese Zunahme der Driftgeschwindigkeit bewirkt die nochmalige Abflachung im Kurvenverlauf der Driftzeit-Ort-Beziehung der Figur 15 oberhalb eines Abstandes von 15 mm vom Signaldraht. Die maximale Driftzeit  $T$  und die sich daraus ergebende mittlere Driftgeschwindigkeit für die Strecke Signaldraht (SD) - Potentialdraht (P1) sind für die einzelnen Zellengrößen bei der Arbeitsspannung von  $U_0 = 2250$  V ( $U_{HV} = 1690$  V) in der Tabelle 2 angegeben.



Figur 13: Driftzeit-Ort-Beziehung für eine 2 cm Zelle.

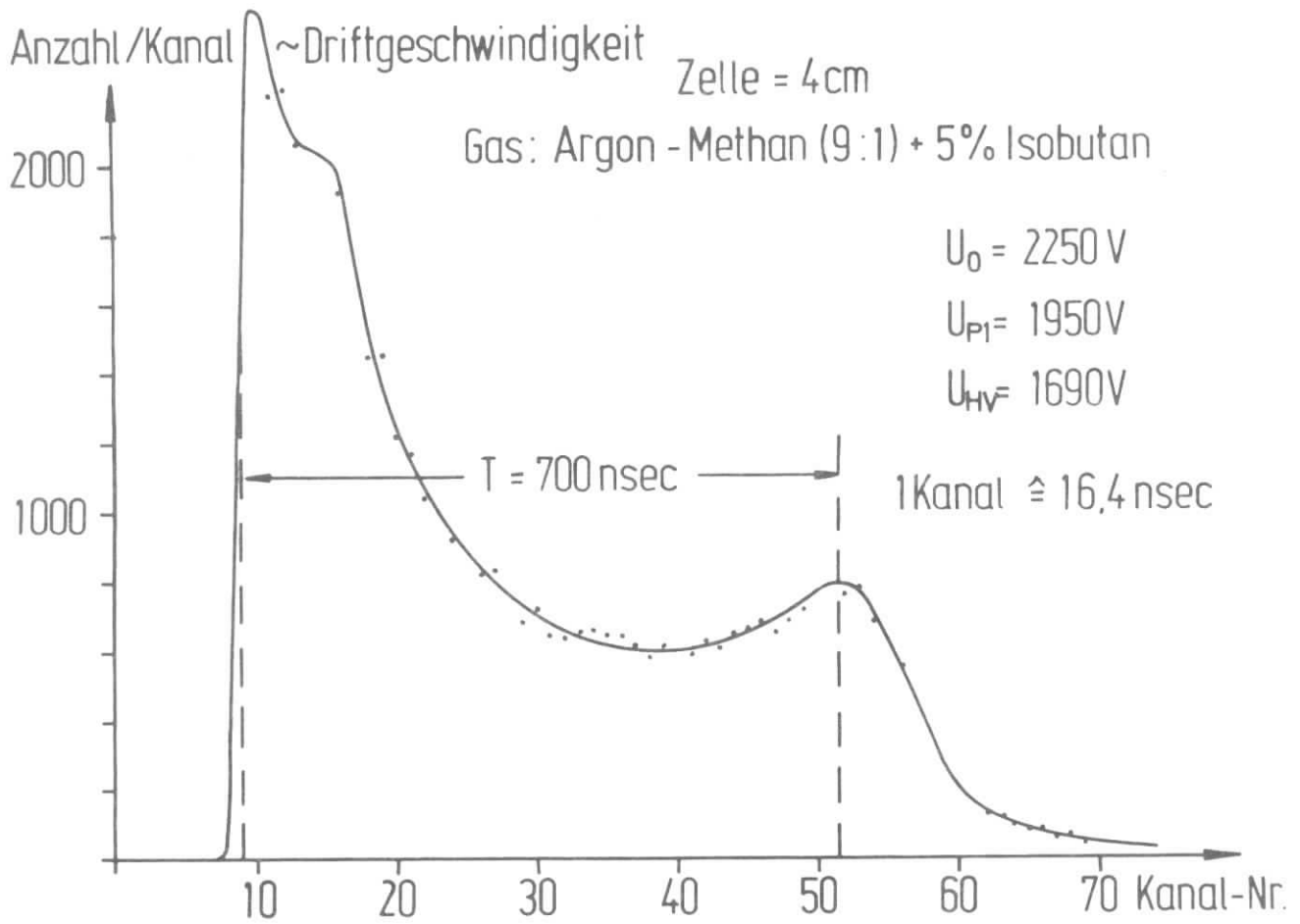


Figur 14: Driftzeit-Ort-Beziehung für eine 3 cm Zelle (Abstand Signaldraht-Potentialdraht = 1.5 cm).



Figur 15: Driftzeit-Ort-Beziehung für eine 4 cm Zelle.





Figur 16: Differentielles Driftzeitspektrum für eine 4 cm Zelle, gemessen mit einem gut kollimierten  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat in der in Figur 8b skizzierten Meßanordnung.

Tabelle 2

Zellengröße cm	Abstand SD-P1 cm	max. Driftzeit T nsec	mittlere Driftgeschw. mm/ $\mu$ sec
2	1.0	220	45.5
3	1.5	395	37.5
4	2.0	700	28.6
5	2.5	1400	17.8

Die Abhängigkeit der maximalen Driftzeit T von der Hochspannung für zwei verschiedene Gasdurchflußmengen bei einer 4 cm Zelle entnimmt man der Tabelle 3.

Tabelle 3

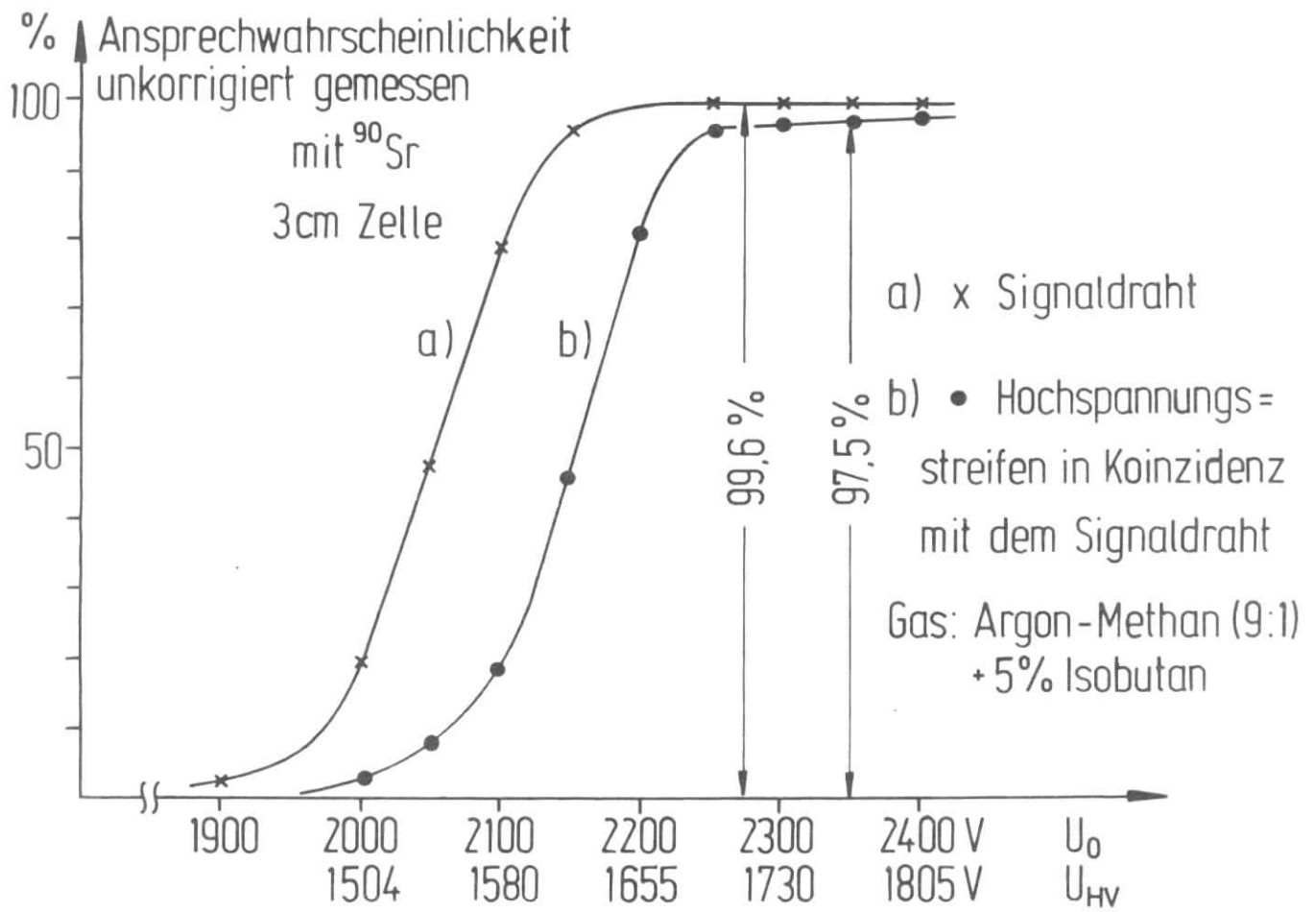
Gasdurchfluß	$U_o = 2300$ V	2250 V	2200 V
	$U_{HV} = 1730$ V	1690 V	1655 V
100 Einheiten	650 nsec	700 nsec	745 nsec
60 Einheiten	800 nsec	850 nsec	925 nsec

Die normale Gasdurchflußmenge des richtigen Gasgemisches durch die Kammer betrug 40 l/h, die in der Tabelle 3 mit willkürlich 100 Einheiten angegeben wurde. Eine weitere Erhöhung des Gasdurchflusses bewirkte keine Änderung der maximalen Driftgeschwindigkeit, dagegen hatte eine Drosselung um 40% eine Verlängerung der maximalen Driftzeit von etwa 150 nsec zur Folge. Dies ist entweder auf vorhandene Undichtigkeiten oder aber auf eine Entmischung des Arbeitsgases in der Kammer zurückzuführen. Der zweite Punkt kann durchaus der überwiegende Effekt sein, wenn man bedenkt, daß im Mittel erst nach alle 8 Stunden das Kammergas einmal erneuert wird. Denn infolge des Überdruckes in der Kammer blähen sich die 25  $\mu$  dicken Hostaphan-Abdeckfolien so weit auf, daß das Kammervolumen auf etwa den 2.5 fachen Wert vergrößert wird.

Die starke Änderung der Driftzeit von 50 nsec bei einer Änderung der angelegten Hochspannung um 40 V, d.h. eine Schwankung der elektrischen Feldstärke von 2.3% bewirkt eine Driftzeitänderung von 7%, ist auf die ungünstige Feldverteilung längs der Driftstrecke bei der 4 cm Zelle zurückzuführen. Als Vergleich dazu sei diese Schwankung für eine von Breskin et al.<sup>9)</sup> gebaute Driftkammer angegeben. Diese wurde gerade in dieser Hinsicht sorgfältig ausgelegt. Sie arbeitete mit konstantem einstellbarem elektrischen Feld und speziell ausgesuchtem Gasgemisch (67% Argon + 30.5% Isobutan + 2.5% Methylal). Bei ihr hatte eine Feldstärkeänderung von 2.3% eine Driftzeitänderung von 1.4% zur Folge.

Wie schon im Abschnitt 2.1 erläutert, wird man bestrebt sein, ein Gasgemisch und eine elektrische Feldstärkeverteilung zu wählen, die eine möglichst lineare Driftzeit-Ort-Beziehung ergeben. Diese ist dann auch weitgehend von mechanischen Ungenauigkeiten, Schwankungen in der Gaszusammensetzung, der Hochspannung und von Temperatureffekten unabhängig. Auch die Auswertung von Ereignissen mit schräg durchlaufenden Teilchen ist dann noch relativ einfach zu behandeln.

Gemäß der Driftzeit-Ort-Beziehung muß je nach verwendetem Elektronik-Verarbeitungssystem eine einzige oder gar für jeden einzelnen Kanal eine Eichkurve angefertigt werden. So muß für eine Anordnung mit einer einzigen Clock, deren Impulse über ein Fan-Out-System auf die einzelnen Binär-Zähler gegeben werden, nur eine einzige Eichkurve für die Clock hergestellt werden. Dagegen erfordert ein System, bei dem jeder einzelne Zähldraht einen eigenen Zeit-zu-Digital-Konverter (TDC) zur Abspeicherung der Driftzeitinformation besitzt, daß für jeden TDC eine Eichkurve aufzunehmen ist. In beiden Fällen muß man jedoch den Zeitkanal-Nullpunkt für jeden einzelnen Zähldraht bestimmen, der dem Teilchendurchgang an der Stelle des Signaldrahtes entspricht. Dazu benötigt man ein schnelles Verfahren, welches die Methode mit dem fahrbaren Präparat durchaus ist (ca. 1 min Meßzeit pro Zähldraht). Diese liefert dann nacheinander für alle Zähldrähte das differentielle Zeitspektrum gemäß Figur 16 und damit auch den Zeitnullpunkt der einzelnen Kanäle relativ zueinander. In der endgültigen Experimentieranordnung bestimmt man für einen Signaldraht mit der Bedingung, daß die Teilchen den Driftraum gleichwahrscheinlich verteilt durchlaufen, nochmals die obige differentielle Verteilungskurve, aus der sich dann die für alle Zähldrähte anzubringende Korrektur der Nullpunktverschiebung ergibt. Damit ist für jeden Kanal der Driftzeitnullpunkt



Figur 17: Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammer für  $^{90}\text{Sr}$ - $\beta$ -Teilchen als Funktion der Kammer Spannung für eine 3 cm Zelle a) für einen Signaldraht und b) wenn gleichzeitig auch der entsprechende Hochspannungstreifen angesprochen hat.

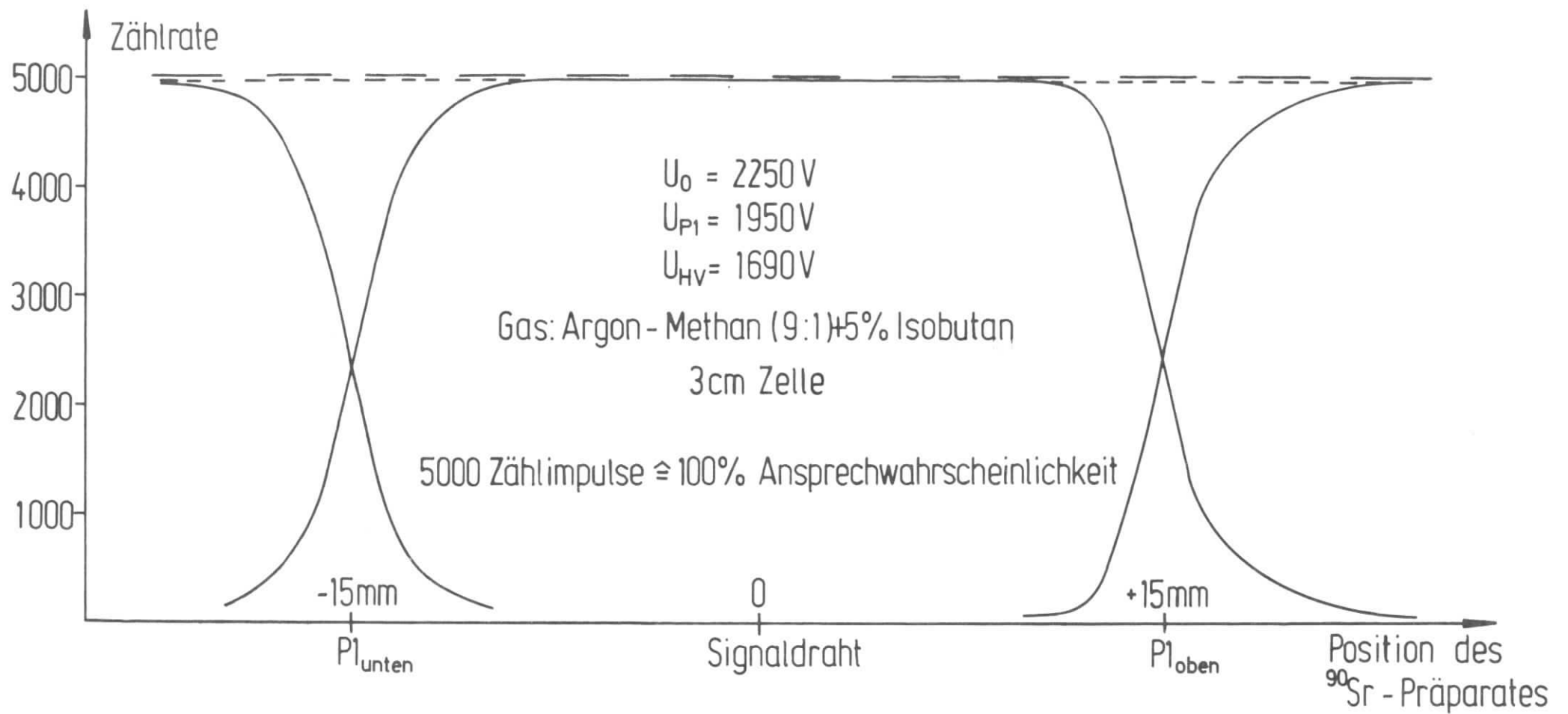
festgelegt.

### 3.3. Ansprechwahrscheinlichkeit und Ortsauflösung

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer für durchlaufende  $\beta$ -Teilchen eines  $^{90}\text{Sr}$ -Präparates in Abhängigkeit von der Hochspannung ist in Figur 17 wiedergegeben. Die Meßanordnung ist die gleiche wie zur Bestimmung des differentiellen Driftzeitspektrums (Figur 8b). Da die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer bei ungefähr 99.8% liegt, ist bei der Messung darauf zu achten, daß

- 1) die Totzeitkorrektur einige % nicht übersteigt - die Totzeit der benutzten Signalverstärker beträgt 1  $\mu\text{sec}$ , d.h. die Einzelrate in der Kammer darf nicht größer als etwa 2000 - 3000 Hz sein, und daß
- 2) es sichergestellt ist, daß jedes Ereignis, welches in den Szintillationszählern registriert wurde, auch ein geladenes Teilchen aus dem  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat war. Vorgetäuscht werden kann dies a) durch Höhenstrahlungsteilchen, die zwar die Szintillationszähler durchsetzen, die Kammer aber außerhalb des zu untersuchenden Meßbereichs passieren und b) durch die Bremsstrahlungs- $\gamma$ -Quanten aus dem Kollimatorabsorber des Präparates, die erst im Plastikszintillator konvertiert und von diesem registriert werden. Um diese Anteile möglichst gering zu halten, sollte der Überlappungsbereich der beiden hintereinander stehenden Szintillationszähler klein sein und der Kollimator des  $^{90}\text{Sr}$ -Präparates aus einem Material mit kleiner Ordnungszahl Z bestehen.

Bei den Messungen lagen die Korrekturen bei etwa 3%, so daß die korrigierte Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer für geladene durchlaufende Teilchen bei einer Nachweisschwelle von 2 mV des Signalverstärkers und einer Betriebsspannung oberhalb von  $U_0 = 2200 \text{ V}$  ( $U_{\text{HV}} = 1655 \text{ V}$ ) zwischen 99.8% und 99.9% lag. Verlangt man zusätzlich noch, daß auch der Hochspannungstreifen, der den Teilchendurchstoßpunkt überdeckt, ebenfalls ein Signal liefert, so sinkt die Ansprechwahrscheinlichkeit auf 97% ab, wie man Figur 17 entnimmt. Diese verminderte Ansprechwahrscheinlichkeit ist darauf zurückzuführen, daß die noch relativ hohe Nachweisschwelle von  $I_S = 3 \mu\text{A}$  wegen der hochfrequenten Störsignale nicht tiefer gelegt werden kann. Diese bewirken auch, daß das auf der Hochspannungsseite induzierte Ladungssignal ein merklich breiteres Impulshöhenspektrum liefert als der entsprechende Signaldraht, wodurch Verluste auftreten.



Figur 18: Ansprechwahrscheinlichkeit längs der 3 cm Zelle, gemessen mit der Anordnung gemäß Figur 8b.

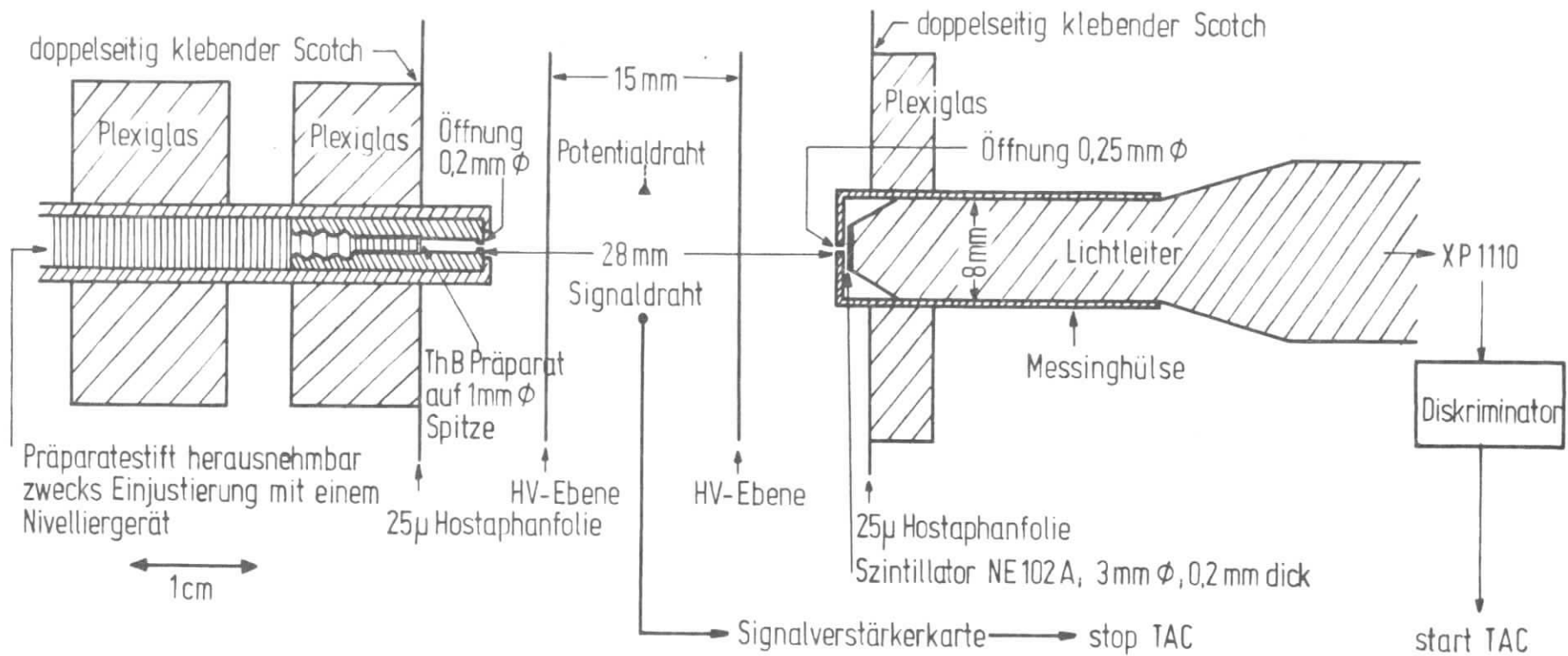
Der Arbeitspunkt wurde in den vorderen Teil des Plateaus der Kammercharakteristikurve zwischen  $U_0 = 2250$  V und 2300 V gelegt. Bei diesen Spannungen sind die Zählratenbeiträge aus Koronaentladungen und Nachentladungen (siehe Figur 11) noch relativ gering.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit längs einer Zelle, d.h. als Funktion des Abstandes vom Signaldraht ist z.B. für eine 3 cm Zelle in Figur 18 wiedergegeben. Diese Messungen wurden ebenfalls mit einem gut kollimierten  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat durchgeführt. Infolge der beachtlichen Vielfachstreuung ist der Abfall der Ansprechwahrscheinlichkeitskurve an der Stelle der Potentialdrähte relativ flach. Doch es ist auch in diesem Bereich die Gesamtansprechwahrscheinlichkeit größer als 99.5% (siehe gestrichelte Kurve der Figur 18), denn es haben entweder der rechte oder der linke Signaldraht oder gar beide angesprochen.

Auch bei der 4 cm Zelle konnte im gesamten Bereich eine Ansprechwahrscheinlichkeit von größer als 99.5% bei  $U = 2250$  V erreicht werden, obwohl hier die elektrische Feldkonfiguration schon sehr ungünstig ist.

Die erzielbare Ortsauflösung bei der Driftkammer hängt von mehreren Faktoren ab, die je nach Kammerdaten und Experimentierbedingungen mehr oder minder stark beitragen. Diese sind:

- 1) die Stabilität<sup>9)</sup> beim Kammerbetrieb - wie Schwankungen in der Gaszusammensetzung, Temperaturabhängigkeit, Konstanz des Kammergasdruckes und Schwankungen der angelegten Hochspannung. Diese bewirken Änderungen in der Driftgeschwindigkeit und beschränken damit die erzielbare Ortsauflösung. Der Einfluß dieser Größen ist beim normalen Kammerbetrieb kleiner als 1%, d.h. bei einer Driftstrecke von 1 cm ist die Beschränkung in der Ortsauflösung durch diese Effekte kleiner als 100  $\mu$ .
- 2) Die Diffusion der Ladungsträger zum Signaldraht; sie verursacht eine zusätzliche Unschärfe in der Ortsbestimmung von  $\sigma_{\text{Diff.}} = \sqrt{2 \cdot D \cdot t_{\text{Drift}}}$  (siehe Anhang C), wobei D der Diffusionskoeffizient des Gases ist, der aber noch von der elektrischen Feldstärke abhängt.
- 3) die statistische Verteilung der längs der Teilchenspur produzierten primären und  $\delta$ -Elektronen; sie bedingt eine weitere Unschärfe in der Ortsbestimmung. So ist bei der großen Driftkammer die Anzahl der produzierten Elektronen zwischen den beiden Hochspannungsebenen für minimal ionisierende durchlaufende Teilchen ungefähr  $n_e \approx 60$  (siehe Anhang B),



Figur 19: Experimenteller Aufbau bei der Bestimmung der Ortsauflösung mit 8.8 MeV  $\alpha$ -Teilchen aus dem ThB-Präparat.

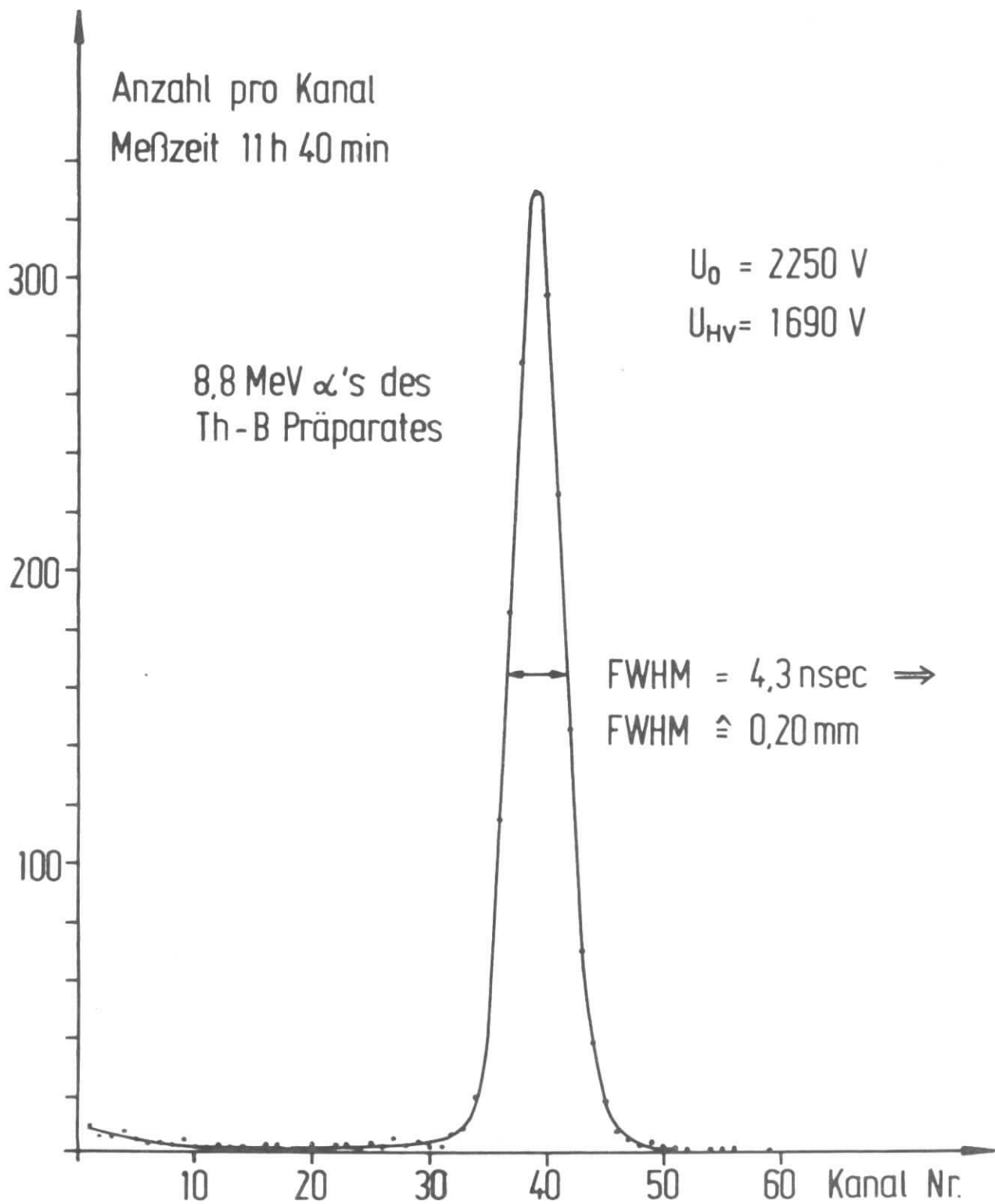


d.h. der mittlere Abstand der primär erzeugten Elektronen längs der Teilchenspur beträgt  $250 \mu$ . Dies ist demnach auch ungefähr die Ortsauflösung in der unmittelbaren Umgebung des Signaldrahtes.

- 4) die Vielfachstreuung; sie legt in vielen Fällen die untere Schranke für die erzielbare Ortsauflösung fest, deren Unschärfe meistens größer ist als die der vorher angegebenen Effekte. So ist z.B. die mittlere Aufstreuung für 1 GeV Elektronen nach Durchlaufen einer Strecke von 1 m Luft schon  $\langle x \rangle = 0.5 \text{ mm}$ .

Um allein die durch die Kammerdaten unter normalen Betriebsbedingungen vorgegebene Ortsauflösung bestimmen zu können, müssen die unter Punkt 3) und 4) aufgeführten Einflüsse vernachlässigbar sein. Es wurden deshalb für die Messungen zur Ermittlung der Ortsauflösung  $\alpha$ -Teilchen benutzt, die eine hohe Ionisierungsdichte längs ihrer Bahn haben (also Punkt 3 ist vernachlässigbar) und deren Vielfachstreuung sehr klein gehalten werden konnte.

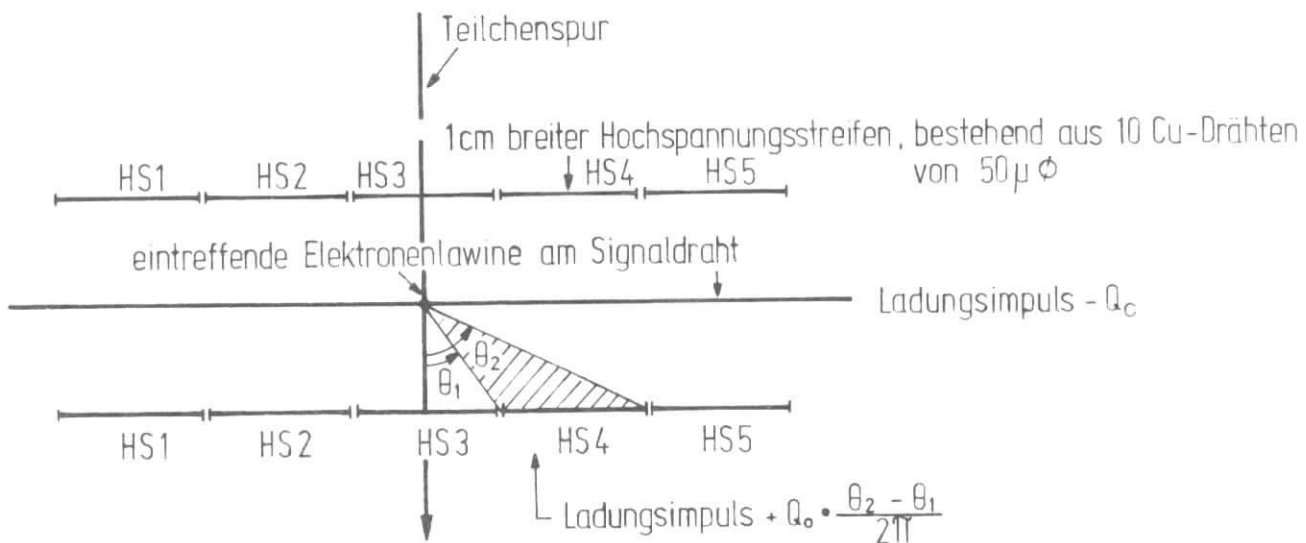
Diese Messungen erstreckten sich über einen Zeitraum von 12 h, so daß auch die unter Punkt 1) angegebenen Stabilitätseigenschaften weitgehend mitenthalten sind. Der dazu benutzte Experimentieraufbau zeigt Figur 19. Als  $\alpha$ -Quelle dienten die 8.8 MeV  $\alpha$ -Teilchen eines ThB-Präparates. Sowohl die  $\alpha$ -Quelle als auch der Szintillator des Nachweisdetektors wurden innerhalb der Kammer angeordnet, so daß die  $\alpha$ -Teilchen insgesamt nur eine Strecke von 3.5 cm im Kammergas zu durchlaufen hatten. Die Öffnung des Messingkollimators, angeschraubt am Präparatestift, war 0.2 mm im Durchmesser und die des Kollimators vor dem 0.2 mm dicken Nachweisszintillator betrug 0.25 mm. Der Szintillator wurde möglichst dünn gewählt, um eine gute Diskriminierung gegen Elektronen und  $\gamma$ -Quanten zu erreichen. Der Abstand der  $\alpha$ -Teilchenspur innerhalb der 2 cm Zelle betrug 5.5 mm vom Signaldraht. Die Einjustierung erfolgte mit einem Nivelliergerät. Dazu wurde der Präparatestift aus dem umgebenden Messingzylinder herausgezogen, der gleichzeitig als Führung diente und der am kammerseitigen Ende einen Öffnungsdurchmesser von 2mm für die Einjustierung hatte. Die bei der Messung erzielte Driftzeitauflösung betrug 4.3 nsec FWHM (siehe Figur 20). Dies entspricht gemäß der Driftzeit-Ort-Beziehung in Figur 13 für einen Abstand von 5.5 mm vom Signaldraht einer Ortsauflösung von 0.20 mm FWHM ( $\sigma = 85\mu$ ). Da aber die benutzten Kollimatoren von der gleichen Größe sind, ist die tatsächliche Ortsauflösung noch merklich kleiner. Selbst wenn man einen Wert von  $\sigma = 85\mu$  zugrunde legt, so ist dieser doch merklich kleiner als er allein aus einer Abschätzung über die Diffusionsstreuung folgen würde. Danach sollte die Diffusionsstreuung in dem Kammergas mit einer Diffusions-



Figur 20: Ortsauflösungskurve für eine 2 cm Zelle, gemessen mit  $\alpha$ -Teilchen in der Experimentieranordnung gemäß Figur 19.

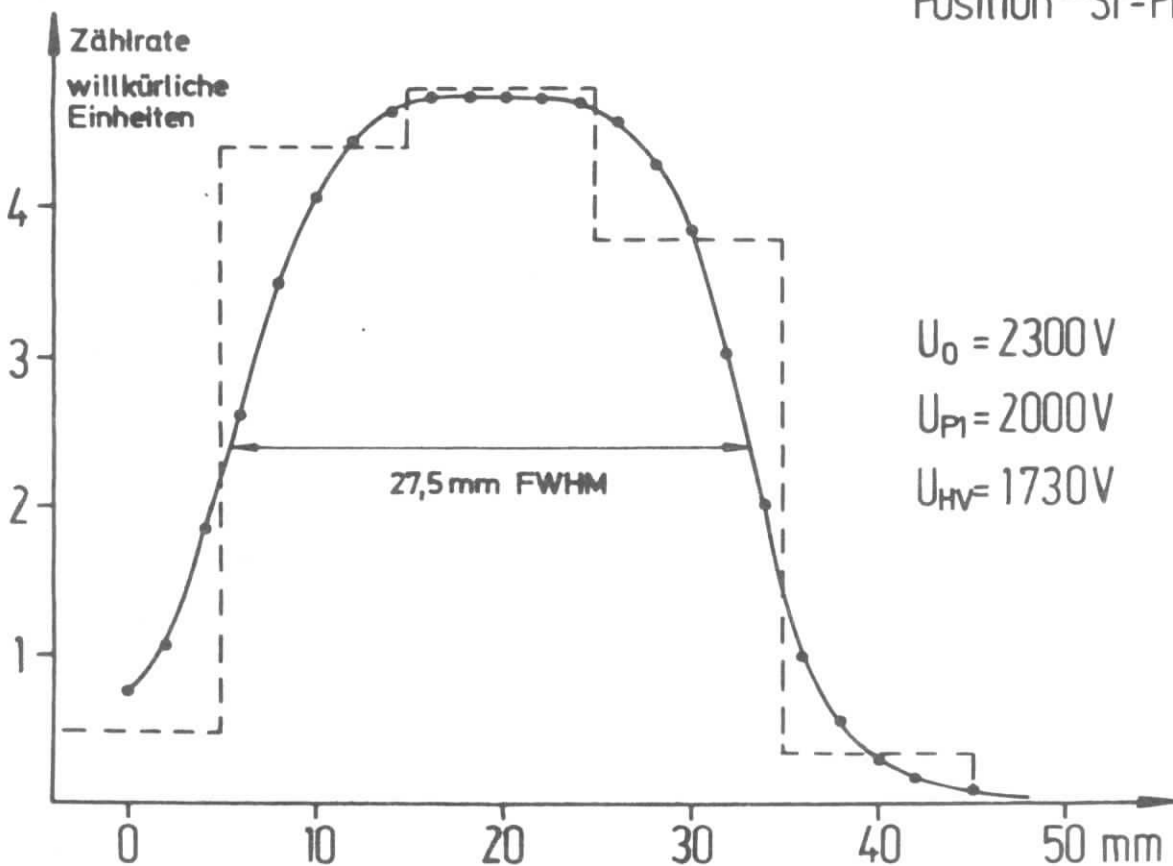
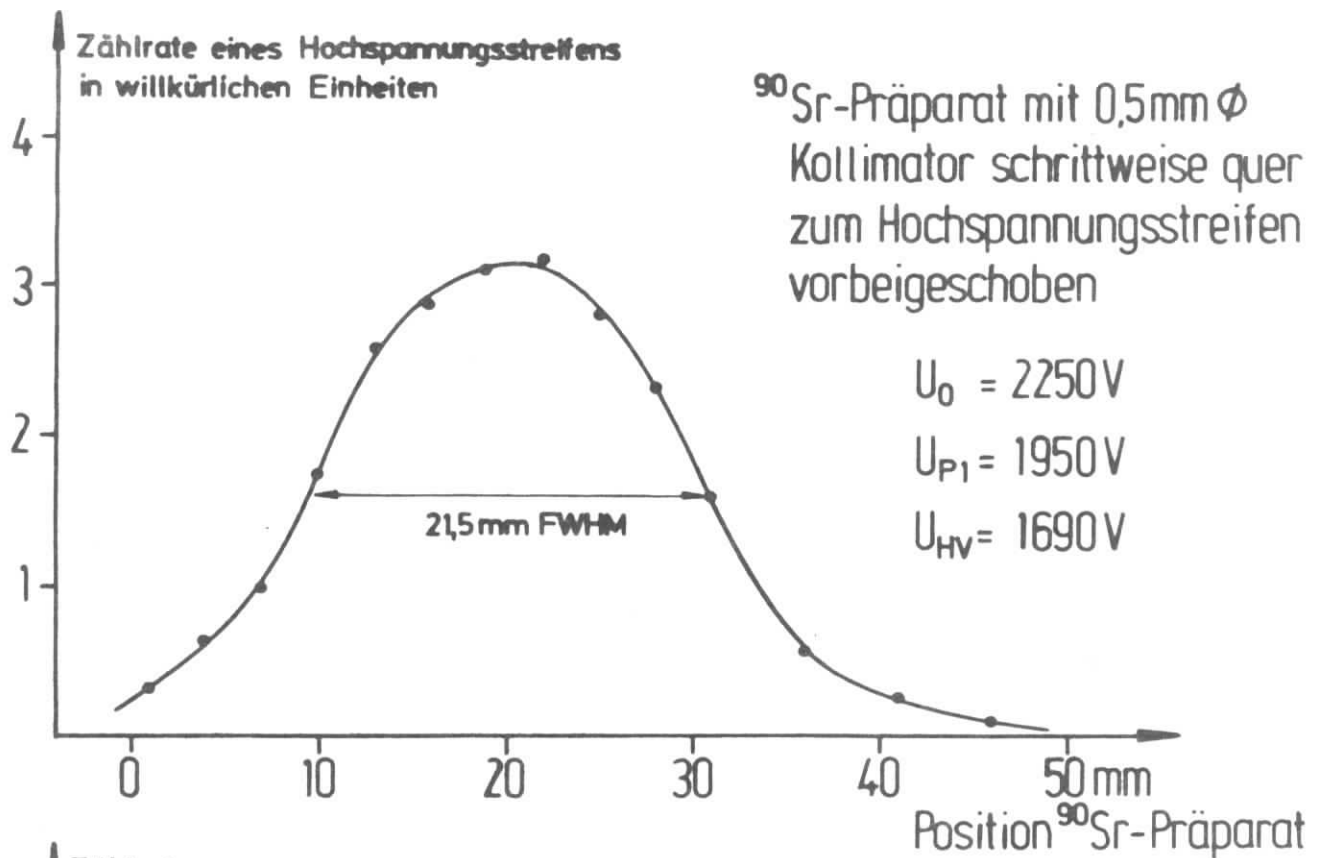
konstante von  $D = 2000 - 3000 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ , wie sie von verschiedenen Autoren für die etwa gleiche Gaszusammensetzung angegeben wird (siehe Anhang C), schon einen Beitrag von  $\sigma_{\text{Diff}} \approx 250 \mu$  liefern. Umgekehrt folgt unter der Annahme, daß die erzielte Ortsauflösung von  $\sigma \leq 85 \mu$  nur auf den Diffusionsprozeß zurückzuführen ist, eine mittlere Diffusionskonstante von nur  $D \leq 300 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ .

Die Ortsauflösung auf der Hochspannungsseite, d.h. parallel zur Signaldrahtrichtung, ist um etwa einen Faktor 100 schlechter als die auf der Signaldrahtseite, und zwar deshalb, weil die auf dem Signaldraht eintreffende Elektronenlawine einen positiven Impuls auf den Hochspannungstreifen induziert, der proportional dem durch die einzelnen Hochspannungstreifen vorgegebenen Raumwinkel bezüglich des Elektronenlawine-Ortes ist. Der auf zwei gegenüberliegenden Streifen induzierte Ladungsimpulsanteil relativ zum Signaldraht ist  $f = (\theta_2 - \theta_1) / \pi$ , wobei angenommen wurde, daß die Drähte unendlich lang sind. So sind gemäß Figur 21 diese Anteile für die einzelnen Hochspannungstreifen:  $f(\text{HS1}) = 5.5\%$ ,



Figur 21: Schematische Kammerdrahtanordnung zur Veranschaulichung des auf einen Hochspannungstreifen induzierten Ladungsimpulses.

$f(\text{HS2}) = 16.5\%$  und  $f(\text{HS3}) = 37.5\%$ . Die Ortsauflösung hängt demnach wesentlich davon ab, wo die Eingangsschwelle des Kathodenverstärkers liegt und ist auch bei fest vorgegebener Schwelle immer eine Funktion der angelegten Hochspannung.



Figur 22: Gemessene Ortsauflösungskurven auf der Hochspannungsebene bei  $U_{HV} = 1690\text{V}$  und  $U_{HV} = 1730\text{V}$ . Die gestrichelte Kurve zeigt die Ergebnisse der Korrelationsmessung (s. Abschnitt 3.4).

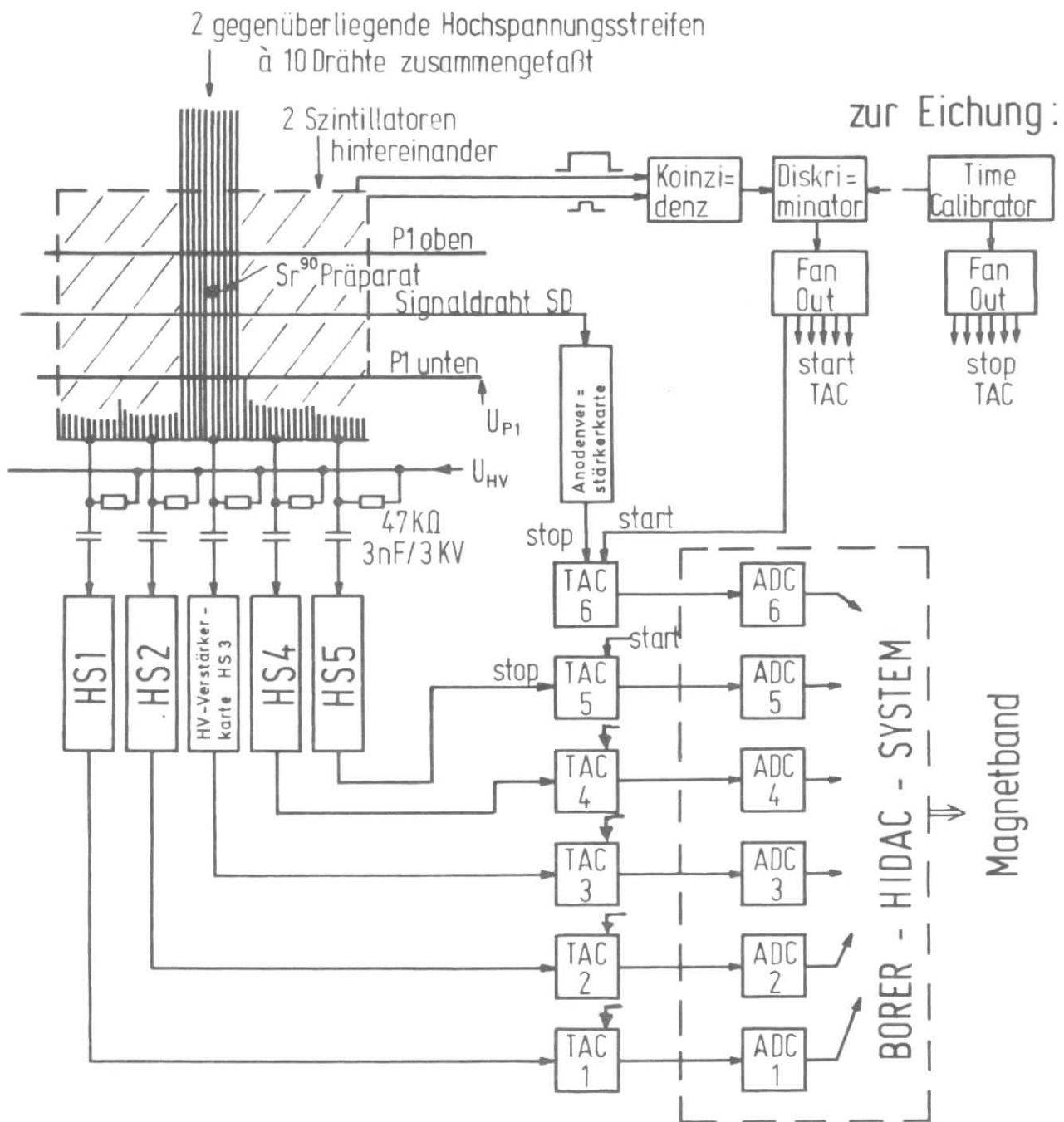
Die gemessene Ortsauflösung auf der Hochspannungsebene für zwei verschiedene Hochspannungswerte von  $U_{HV} = 1690$  V und  $U_{HV} = 1730$  V zeigt Figur 22. Die Meßordnung ist die gleich wie in Figur 8b, nur daß statt der dortigen Zweifachkoinzidenz eine Dreifachkoinzidenz zwischen den Szintillationszählern, dem Signaldraht und dem Hochspannungstreifen verlangt wird. Bei  $U_{HV} = 1690$  V ist die Ortsauflösung 21.5 mm FWHM mit einer Gesamtansprechwahrscheinlichkeit von  $\epsilon = 95\%$ . Bei Erhöhung der Hochspannung auf  $U_{HV} = 1730$  V verschlechtert sich die Ortsauflösung auf 27.5 mm FWHM (hierbei ist  $\epsilon = 97\%$ ). Eine weitere Erhöhung der Hochspannung oder, was gleichbedeutend ist, eine Erniedrigung der Nachweisschwelle des Kathodenverstärkers bewirkt praktisch keine Verbesserung der Gesamtansprechwahrscheinlichkeit, dagegen aber eine weitere Verbreiterung der Ortsauflösungskurve und hat damit zur Folge, daß die Anzahl der gleichzeitig ansprechenden Hochspannungstreifen zunimmt.

#### 3.4. Zeitkorrelation bei zweidimensionaler Auslese

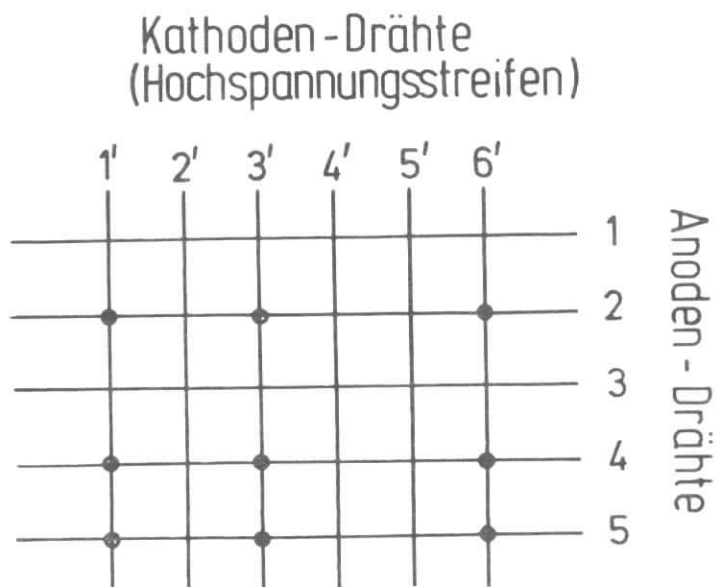
Neben der Möglichkeit, durch zweidimensionale Auslese von Anoden- und Kathodendrähten die zweite Koordinate mit einer Genauigkeit von etwa 25 mm FWHM bestimmen zu können, was bei etlichen Experimenten durchaus ausreichend ist, hat diese Methode einen weiteren wesentlichen Vorteil:

Sie erlaubt, da die Anoden- und Kathodensignale gleichzeitig erzeugt werden, diese Zeitkorrelation dahingehend auszunutzen, um die Mehrdeutigkeit, die bei Mehrfachspuren durch mögliche falsche Zuordnung von Anoden- und Kathodendrähten entsteht, beseitigen zu können. In Figur 23 wird dies z.B. für den Fall, daß drei Teilchen eine Kammer durchsetzt haben, veranschaulicht. Bei der Rekonstruktion der Durchstoßpunkte ohne die Zeitinformation ergeben sich  $n^2$  ( $n =$  Anzahl der Teilchen) Möglichkeiten, d.h.  $n^2 - n$  Spiegelpunkte. Unter Einbeziehung der Zeitmessung läßt sich dieser Anteil um einen Faktor  $T/\tau$  reduzieren, wobei  $T$  die maximale Driftzeit zwischen Potentialdraht und Anodendraht ist und  $\tau$  die Zeitunschärfe zwischen dem Eintreffen des Anoden- und des Kathodensignals bedeutet.

Die Bestimmung der Unschärfe  $\tau$  bei Zeitkorrelationsmessungen und die Ermittlung der Verteilungsfunktion der pro Ereignis angesprochenen Hochspannungstreifen wurden in einer Anordnung gemäß Figur 24 vorgenommen. Dazu wurde ein gut kollimiertes  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat vor der Kammer angeordnet, dessen  $\beta$ -Teilchen einen Hochspannungstreifen (HS3) in der Mitte durchsetzten. Bei jedem Ereignis in den beiden hinter der Kammer stehenden Szintillationszählern in Koinzidenz-



Figur 24: Meßanordnung zur Bestimmung der Zeitkorrelation zwischen den Signalen vom Anodendraht und denen der Hochspannungstreifen.

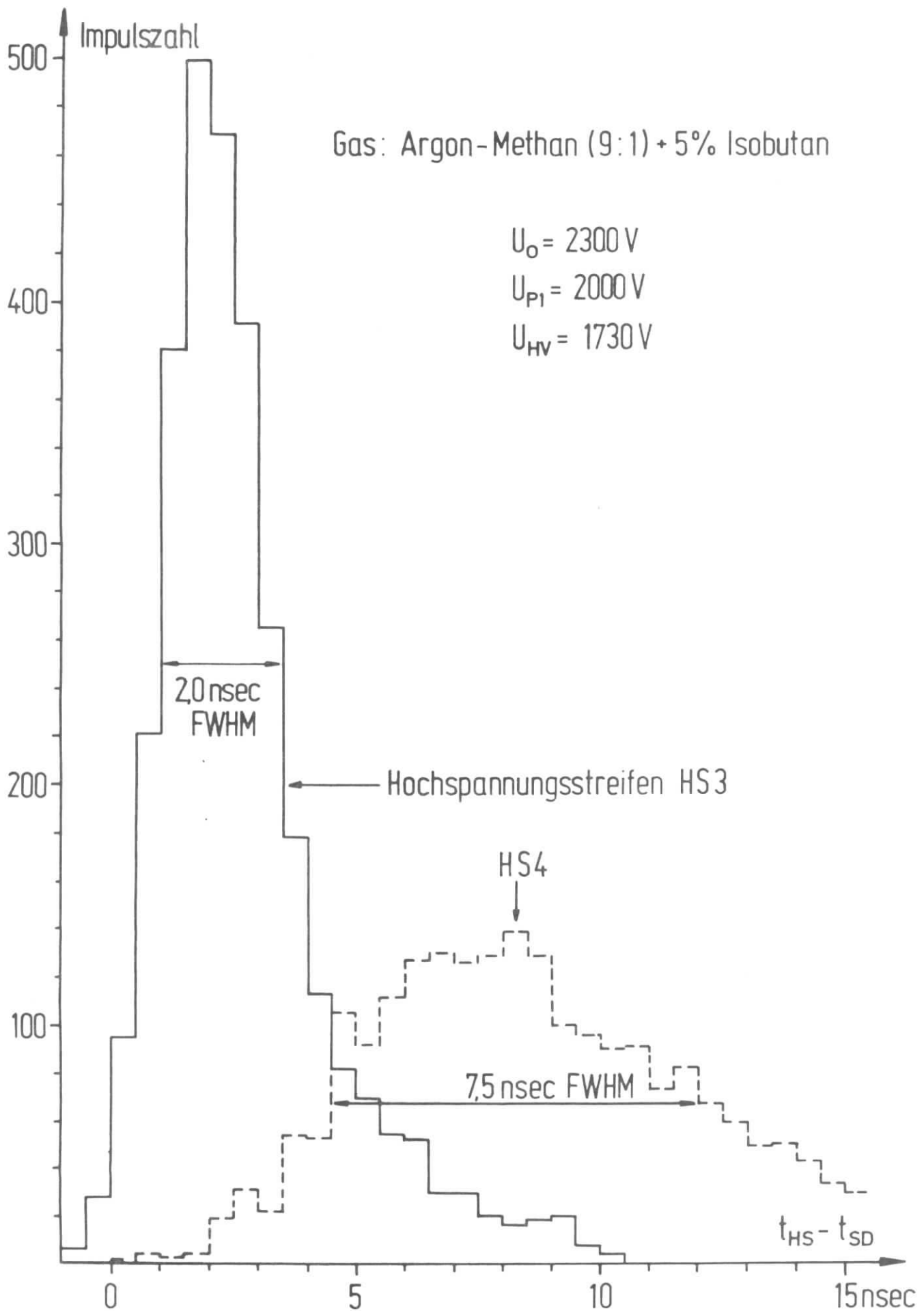


- Durchstoßpunkt eines Teilchens
- Spiegelpunkt bei der Rekonstruktion

Figur 23: Mehrdeutigkeit in der Zuordnung der Teilchendurchstoßpunkte bei einer Kammer, die drei Spuren aufweist.

schaltung werden die Signale des Anodendrahtes SD und die induzierten Signale der fünf benachbarten Hochspannungstreifen HSI...HS5 über die zwischengeschalteten Verstärkerkarten auf entsprechende Zeit-zu-Amplitudenkonverter TAC1...TAC6 gegeben. Diese Zeitinformationen werden in nachfolgenden Analog-zu-Digitalkonverter ADC1...ADC6 digitalisiert und über ein EORER HIDAC-System auf Magnetband geschrieben. Die Zeiteichung und die Bestimmung der relativen Zeitnullpunkte zueinander erfolgte mit einem Time Calibrator.

Es wurden bei einer Kammer Spannung von  $U_{HV} = 1730 \text{ V}$  3400 Ereignisse untersucht. Hiervon lieferten 3330 Ereignisse ein Signal am Anodenverstärker-Ausgang (die Totzeitverluste lagen bei etwa 1.5%). In Tabelle 4 ist die Häufigkeitsverteilung für das Ansprechen der einzelnen Hochspannungstreifen zusammengestellt. In Spalte I ist die Anzahl angegeben, wie oft die einzelnen Hochspannungstreifen in Koinzidenz mit dem Anodensignal ein Signal lieferten. Diese Verteilung ist auch in Figur 22 gestrichelt eingezeichnet und stimmt



Figur 26: Zeitkorrelationsspektrum a) zwischen dem Signaldraht und dem Hochspannungstreifen HS3, über dessen Mitte das  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat angeordnet war, und b) zwischen dem Signaldraht und dem benachbarten Hochspannungstreifen HS4.



erwartungsgemäß mit der durch Verschiebung des  $^{90}\text{Sr}$ -Präparates gemessenen Zählratenverteilung gut überein. Kleine Abweichungen können dadurch auftreten, daß die Schwellen der einzelnen Kathodenverstärker nicht ganz gleich eingestellt waren. In Spalte II ist die bezüglich Totzeit korrigierte Ansprech-

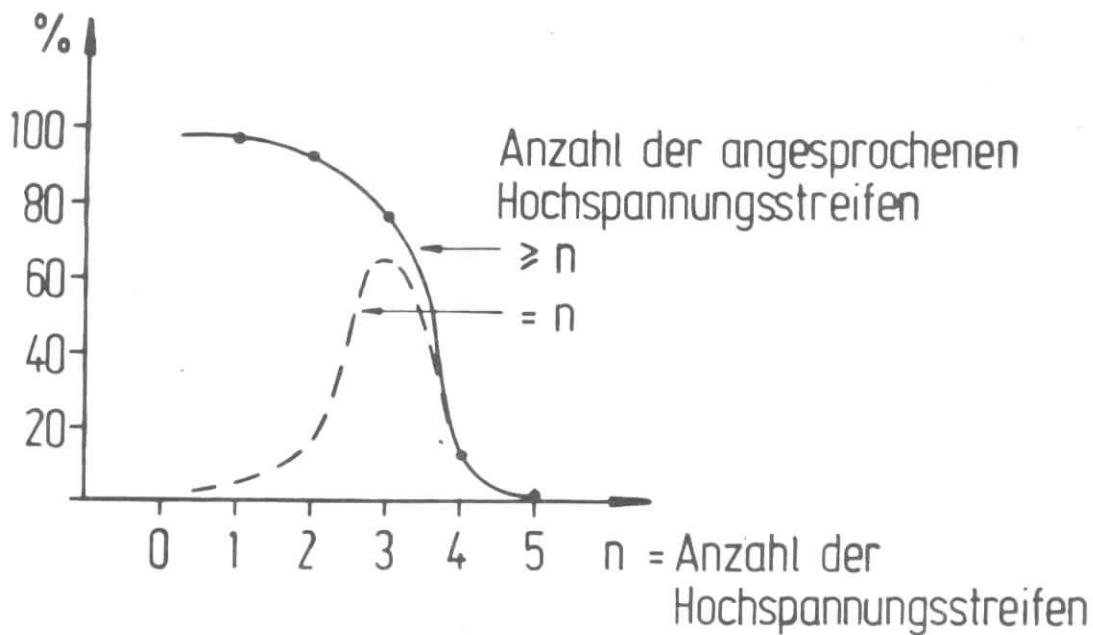
Tabelle 4

I gemessene Zählraten- verteilung der Ka- thodenstreifen	II Ansprechwahrsch. totzeitkorrigiert	III Anzahl der ange- sprochenen Katho- denstreifen SD + $\geq$ n · HS	IV V Ansprechwahrsch. totzeitkorrigiert Anzahl der Streifen a) $\geq$ n b) = n
SD + HSI 263	8.1%	n = 1 3150	96.9% 4.6%
SD + HS2 2944	90.6%	n = 2 3000	92.3% 15.4%
SD + HS3 3138	96.5%	n = 3 2500	76.9% 64.3%
SD + HS4 2494	76.7%	n = 4 410	12.6% 11.7%
SD + HS5 230	7.1%	n = 5 30	0.9% 0.9%

SD = Signaldraht HS = Hochspannungstreifen

wahrscheinlichkeit der einzelnen Kathodenstreifen relativ zum Anodendraht angegeben. Spalte III und Spalte IV zeigen, wie oft n oder mehr Kathodenstreifen (n = 1,..5) zusammen mit dem Anodendraht angesprochen haben. Und Spalte V gibt die Häufigkeitsverteilung an, wie oft genau n Kathodenstreifen in Koinzidenz mit dem Signaldraht ein Ereignis registriert haben. Diese Verteilung hat einen relativ scharfen Peak bei n = 3 mit einer Wahrscheinlichkeit von 64.3% (siehe Figur 25). Und in 77% der Fälle kann die Zeitinformation von mindestens drei gleichzeitig angesprochenen Kathodenstreifen ausgenutzt werden, um bei Mehrteilchenspuren die richtige Zuordnung zwischen Signaldraht und Kathodenstreifen zu finden.

Die zwischen dem Anodendraht und den Kathodenstreifen bestehenden Zeitkorrelationen sind in Tabelle 5 und zum Teil in Figur 26 wiedergegeben. So ist die Unschärfe, mit der sich das Kathodensignal des Streifens HS3 (das ist der Streifen, der die Teilchenspur vollkommen überdeckt) dem Anodensignal zuordnen läßt, nur  $\tau = 2.0$  nsec FWHM. Für den benachbarten Streifen HS4 (das gleiche gilt auch für HS2) ist diese Schwankung schon 7.5 nsec FWHM und für den nächsten Streifen HS5 sogar 16 nsec. Was weiterhin auffällt, ist, daß mit zunehmender Entfernung vom Zentralstreifen HS3 die Kathodensignale



Figur 25: Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Ansprechen von a) genau  $n$  Hochspannungstreifen und b) von mehr als  $n$  Hochspannungstreifen pro Ereignis bei  $U_0 = 2300 \text{ V}$ .

immer später relativ zum Anodensignal eintreffen (siehe Tabelle 5). So haben die Signale des Streifens HS5 im Mittel eine um  $t_V = 16 \text{ nsec}$  größere Zeitver-

Tabelle 5

Kathodenstreifen Nr.	mittlere Zeitdifferenz $t_V$ zwischen Anodensignal und Kathodensignal	Unschärfe $\tau$ (FWHM) der Zeitkorrelation
HS2	$7.8 \text{ nsec} + t_0^*)$	5.5 nsec
HS3	$1.8 \text{ nsec} + t_0$	2.0 nsec
HS4	$8.0 \text{ nsec} + t_0$	7.5 nsec
HS5	$18.0 \text{ nsec} + t_0$	16.0 nsec

\*) Bei der Zeitzuordnung wurde nicht korrigiert bezügl. der Signalfortpflanzungszeit vom Teilchendurchstoßpunkt A bis zu den Verstärkerkarten B, die unterschiedlich lange sind (unterschiedliche Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und verschiedene Abstände: Anodendraht  $l_{AB} = 80 \text{ cm}$ , Kathodenstreifen  $l_{AB} = 40 \text{ cm}$ ) und nicht bezgl. der verschiedenen großen Verzögerungszeit im Anoden- und Kathodenverstärker, so daß  $t_0$  einige nsec betragen kann.

zögerung als die des Zentralstreifens HS3. Dies ist teilweise darauf zurückzuführen, daß die Nachweisschwelle für den Streifen HS5 infolge des merklich kleineren Signals relativ zur Signalimpulshöhe höher liegt als beim Streifen HS3. Doch kann dies keine Verschiebung von  $t_V = 16$  nsec verursachen, da die Kathodensignale einen relativ schnellen Anstieg von  $t_R = 8$  nsec besitzen. Dagegen bewirken die Koppelkapazitäten von 500 pF zwischen den Kathodenstreifen ein zusätzliches Überkoppeln auf die Nachbarstreifen. Dabei bilden diese Koppelkapazitäten zusammen mit den Leitungsinduktivitäten und Kapazitäten gegen Erde auch eine Verzögerungsleitung für Signalimpulse in Richtung zu den Nachbarstreifen und verursacht wahrscheinlich so die zusätzliche Verzögerung von 6 nsec von Streifen zu Streifen.

Die Abhängigkeit der Unschärfe  $\tau$  der Zeitkorrelation zwischen Anoden- und Kathodensignal von der angelegten Hochspannung ergab für den Streifen HS3:

$$\begin{array}{lll} U_{HV} = 1690 \text{ V (} U_o = 2250 \text{ V)} & \tau = 3.4 \text{ nsec} \\ U_{HV} = 1730 \text{ V (} U_o = 2300 \text{ V)} & \tau = 1.8 \text{ nsec} \\ U_{HV} = 1770 \text{ V (} U_o = 2350 \text{ V)} & \tau = 1.6 \text{ nsec} \end{array}$$

Oberhalb von  $U_o = 2250$  V, wo volle Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht wird, ist auch die Zeitunschärfe praktisch konstant mit einem Grenzwert von  $\tau = 1.6$  nsec. Erst ab Kammer Spannungen kleiner oder gleich  $U_o = 2250$  V, wo sich der Timejitter des Impulshöhenspektrums immer stärker bemerkbar macht, äußert sich dies auch in einer Verschlechterung der Zeitkorrelationsbeziehung.

Die Ergebnisse dieser und der vorhergehenden Zeitkorrelationsmessungen zeigen, daß eine zweidimensionale Auslese wesentliche Vorteile gegenüber der nur signalseitigen Auslese mit sich bringt: man erreicht schon mit einer Einebenen-Kammer

- 1) eine zusätzliche Ortsinformation für die zweite Kammerkoordinate mit einer Genauigkeit von 2 - 3 cm, was in vielen Fällen ausreicht und
- 2) es lassen sich die Durchstoßpunkte von mehreren Teilchen durch die Kammer durch Ausnutzung der Zeitkorrelation zwischen Anoden- und Kathodensignal mit einer Unsicherheit von nur  $\tau/T \approx 1\%$  (bei Kammern mit 2 cm Zellen) bestimmen, was andernfalls mit nur einer Kammer nicht möglich ist.

Man braucht also keine Spurrekonstruktion durch Verfolgen der Teilchen durch mehrere Kammern durchzuführen, um die richtigen Durchstoßpunkte zu ermitteln. Dies bedeutet eine vereinfachte Datenanalyse und einen wesentlichen Zeitgewinn. Auch ist diesem Sachverhalt immer mehr Bedeutung beizumessen, wenn man bedenkt, daß mit zunehmender Kammergröße die Anzahl der Teilchenspuren etwa proportional der Kammerfläche zunimmt.

#### 4. Zusammenstellung der Kammerdaten

Kammergröße	
Außenmaße	300 x 200 cm <sup>2</sup>
empfindliche Fläche	280 x 180 cm <sup>2</sup>
Signaldrahtlänge	280 cm
Hochspannungsdrahtlänge	180 cm
Drahtanordnung	P S P S P ... P S P (P = Potentialdraht, S = Signaldraht)
Anzahl der Zellen	76 (eine Zelle = P S P - Einheit)
Zellenanordnung	2 x 5 cm, 2 x 4 cm, 2 x 3 cm, 64 x 2 cm, 2 x 3 cm, 2 x 4 cm, 2 x 5 cm
Abstand der beiden Hochspannungsebenen	1.5 cm
Drahtstärken	Signaldraht 20 µØ Wolfram vergoldet Potentialdraht 100 µØ Cu + 2% Be Hochspannungsdraht 50 µØ Cu + 2% Be
Drahtspannungen	Signaldraht 60 p Potentialdraht 400 p Hochspannungs- 100 p draht
Kammermaterial	Grundrahmen Aluminium 10 cm breit, 1 cm dick Epoxyleisten Stesalit Versteifung Eisen-Hohlprofilleisten Klebungen UHU plus, Technicoll Füllmaterial*) Silikonkautschuk Abdeckfolie staubfreie 25 µ Hostaphanfolie
Hochspannungsebene	die Hochspannungsdrahte wurden in einer Wickel- maschine mit 1 mm Abstand senkrecht zu den Sig- naldrahten gewickelt. Je 10 Drahte sind zu einem Streifen zusammengefaßt und mit den ent- sprechenden Streifen der gegenüberliegenden Hochspannungsebene verbunden.
mittlere Kammerdicke	$0.55 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen
Kapazitäten	Signaldraht gegen Masse 50 pF Hochspannungstreifen (20 Drahte) gegen Masse 1700 pF Hochspannungstreifen gegen Hochspannungstreifen 500 pF
Kammergas	Argon-Methan (9:1) + 5% Isobutan
Auslese der Daten	2 parametrig, Signalseite und Hochspannungsseite

---

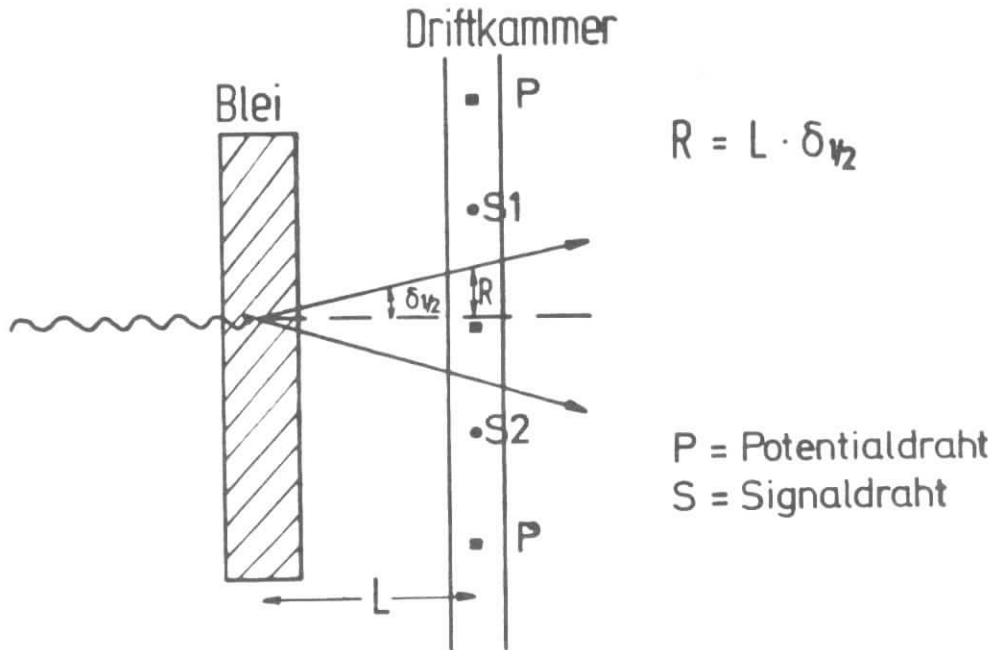
\*) Der Silikonkautschuk dient als elastische Lagerung der Drahte, um ein Reißen der Drahte durch mechanische Erschütterungen an den scharfen Kanten des Epoxyharzes und des Klebers Technicoll zu vermeiden.

Verstärkerkarten	direkt an der Kammer angeordnet
Signalseite	Eingangswiderstand 5.5 k $\Omega$ Nachweisschwelle 2 mV
Hochspannungsseite	die Signale werden an einem 47 k $\Omega$ Widerstand über 3.3 nF/3 kV ausgekoppelt Eingangswiderstand 11 $\Omega$ Nachweisschwelle 3 $\mu$ A
Ausgangssignale	400 nsec FWHM, Totzeit 1 $\mu$ sec
Betriebsspannungen	Signaldraht Erdpotential Hochspannungsdraht -1.73 kV Potentialdraht -2.00 kV
Kammerstrom	2.5 $\mu$ A bei der Betriebsspannung
Untergrundrate (Höhenstrahlung + HF-Einfang)	Signaldraht 400 Hz Hochspannungstreifen 800 Hz
Eingangsimpulse	für die meistwahrscheinliche Impulshöhe der Elektronen aus einem <sup>90</sup> Sr-Präparat bei obigen Betriebsspannungen
Signalseite	70 mV (für 2 cm Zelle)
Hochspannungsseite	30 $\mu$ A
maximale Driftzeit	2 cm Zelle 220 nsec ( $U_{HV} = 1.69$ kV) 3 cm Zelle 400 nsec ( $U_{HV} = 1.69$ kV) 4 cm Zelle 700 nsec ( $U_{HV} = 1.69$ kV)
Ansprechwahrscheinlichkeit	besser als 99.7%
Gesamtansprechwahrscheinlichkeit mit Hochspannungsauslese	97%
Ortsauflösung	Signaldrahtseite besser als 0.2 mm FWHM Hochspannungsseite 27.5 mm
Zeitkorrelation	Signaldraht mit Hochspannungstreifen 1.8 nsec FWHM
Kammerüberwachung	mittels <sup>55</sup> Fe-Präparat, angebracht an einem vom Kammergas durchströmten Durchfluß- zählrohr.

## 5. Abschließende Bemerkungen; die Driftkammer als Schauerdetektor

Mit der großen Driftkammer steht ein großflächiger Detektor von  $5 \text{ m}^2$  mit sehr geringer Massenbelegung und guter Ortsauflösung zur Verfügung, bei dem, wenn auf die hochspannungsseitige Auslese verzichtet wird, insgesamt nur 76 Zeitinformationen zu verarbeiten sind. Die Ortsauflösung von 0.2 mm FWHM, wie sie bei dieser Driftkammer erreicht wurde, ist mit ähnlich großen Proportionalkammern nicht möglich, zumal diese wegen der großen elektrostatischen Kräfte zwischen den Signaldrähten (der übliche Drahtabstand ist 2 mm) nicht ohne zusätzliche Stützen in dieser Größe gebaut werden können.

Beim Bau der großen Driftkammer hat sich gezeigt, daß diese analog wie die in größerer Stückzahl gebauten kleineren Driftkammern angefertigt werden kann und daß sie genau wie diese einwandfrei und sicher arbeitet, was für den Einsatz in einem Experiment ein entscheidender Gesichtspunkt ist. Das einzig unangenehme bei dieser Kammer ist, daß der Rahmen auf Hochspannung liegt. Günstiger ist es, die Signaldrähte an die Hochspannung anzuschließen und den Aluminiumrahmen und die Kathodendrähte an Masse zu legen. Dies dürfte auch die Empfindlichkeit der Signaldrähte für hochfrequente Einstreuungen herabsetzen, da diese Betriebsart einfachere Erdungsprobleme aufwirft. Dies ist aber eine leicht anzubringende Modifikation. Das Arbeitsprinzip der Driftkammer, nämlich, daß Teilchen, die die Kammer an unterschiedlichen Stellen durchsetzen, eine dementsprechend unterschiedliche Driftzeit haben, gestattet es, die Driftkammer als Detektor für spezielle Meßprobleme einzusetzen. So ist es im allgemeinen nicht möglich, wenigstens bei der Einebenen-Driftkammer, gleichzeitig eine gute Orts- und Zeitauflösung bezüglich des Teilchendurchgangspunktes zu erhalten. Umgekehrt ermöglicht dieser Sachverhalt, was bei anderen Detektoren wiederum Schwierigkeiten bereitet (z.B. Szintillationszähler: gute Zeitauflösung, schlechte Ortsauflösung), die Anzahl von mehreren gleichzeitig die Kammer in einem engen Bereich durchdringenden Teilchen über die unterschiedliche Driftzeit bestimmen zu können. Durch Ausnutzung dieser Eigenschaft läßt sich die Driftkammer in Verbindung mit einem Absorber oder in einer Sandwich-Anordnung (siehe Figur 27) als Schauerdetektor benutzen<sup>37)</sup>. Dazu werden die auf den Absorber einfallenden hochenergetischen Elektronen bzw.  $\gamma$ -Quanten in diesem aufgeschauert. Die dabei entstehenden Sekundärteilchen, die den Absorber be-



Figur 27: Schematisierter Aufbau eines Schauerdetektors mit einer Driftkammer

vorzugt in Vorwärtsrichtung verlassen, durchsetzen zwar gleichzeitig aber gemäß der Schauerwinkelverteilung die nachfolgende Kammer an verschiedenen Stellen. Die dadurch ausgelösten Elektrolawinen erreichen den Signaldraht zu verschiedenen Zeiten. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Anzahl der Schauerelektronen innerhalb einer Zelle zu zählen, sofern die Totzeit der Verstärkerelektronik klein ist gegenüber der durch die Zellengröße vorgegebenen maximalen Driftzeit.

Bei einem Abstand  $L$  der Driftkammer vom Absorber befinden sich 50% der Sekundärelektronen mit einer Energie größer als  $E$  innerhalb einer Fläche mit dem Radius  $R = \delta_{1/2} \cdot L$ . Den Schauerwinkel  $\delta_{1/2}$  entnimmt man den Arbeiten von Nagel, Burfeindt und Völkel<sup>17,18)</sup>. Als Schauerkriterium wird für eine Zelle eine registrierte Anzahl von  $n \geq 3$  verlangt, die innerhalb der maximal möglichen Driftzeit erreicht sein muß. Nur für  $n \geq 3$  ist die Wahrscheinlichkeit gering, daß dies durch Nachentladungseffekte vorgetäuscht werden kann.

So ist z.B. bei einer Elektroneneinfallsenergie von  $E_0 = 3$  GeV und einer Sekundärenergie von  $E \geq 1.5$  MeV die Anzahl  $n(E_0, E, t)$  der erzeugten sekundären Elektronen und Positronen in Vorwärtsrichtung hinter einem Bleikonverter der Dicke  $t = 4 X_0$  ( $1 X = 5.7$  mm Pb) etwa  $n = 17$  und der Schauerwinkel für diese Teilchen  $\delta_{1/2} = 55$  mrad. Für  $E_0 = 2$  GeV ( $1$  GeV) sind diese Werte  $n = 11$  (5).

Um einen möglichst kurzen Signalimpuls und damit eine geringe Totzeit zu erreichen, muß die Integrationszeitkonstante am Verstärkereingang, gebildet aus der Signaldrahtkapazität  $C$  gegen Masse und dem Eingangswiderstand  $R$  des Verstärkers, durch Verkleinerung von  $R$  herabgesetzt werden (bei der jetzigen Anordnung ist  $R = 5.5$  k $\Omega$ ,  $C = 55$  pF und die gemessene volle Halbwertsbreite des Signalimpulses  $t_p = 170$  nsec; mit  $R = 220$   $\Omega$  ist  $t_p = 30$  nsec, allerdings ist dann die Signalimpulshöhe nur noch ein drittel so groß). Weiterhin muß der Schauerradius  $R$  durch entsprechende Vorgabe von  $L$  so gewählt werden, daß die einzelnen Schauerelektronen den Signaldraht in einem mittleren Zeitabstand erreichen, der größer ist als die Totzeit des Signalverstärkers. Damit durch diese Bedingung die Zellen nicht zu groß werden, ist es, wie Rechnungen zeigten, günstiger, die Ausgangssignale der Anodenverstärker zweier benachbarter Zellen auf einen gemeinsamen Binärzähler zu geben. Die Elektronik-Anordnung ist die gleiche wie bei der jetzigen Anordnung, nur daß statt eines 200 MHz-6bit-Binärzählers ein wesentlich langsamerer und höchstens 2-3bit-Zähler benötigt wird. Zur Erreichung von kurzen Signalimpulsbreiten ist es weiterhin wichtig, daß die durch Ionisation gebildeten Elektronen in kürzester Zeit am Signaldraht eintreffen und daß die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen (dies kann zur Vortäuschung eines weiteren Ereignisses führen) möglichst gering ist, d.h. der Kathodenebenenabstand der Kammer sollte so klein wie möglich sein. Die dadurch bedingte ungünstige elektrische Feldkonfiguration, die eine nicht-lineare Ort-Driftzeit-Beziehung zur Folge hat, ist für diesen Meßzweck belanglos, solange volle Ansprechwahrscheinlichkeit garantiert ist. Dies wurde aber unter ähnlich ungünstigen Bedingungen bei der gebauten großen Driftkammer nachgewiesen.

Die Schauernachweiswahrscheinlichkeit mit  $n \geq 3$  für eine Driftkammer mit vorangesehtem Bleikonverter wurde durch Monte-Carlo Rechnungen für einige Fälle bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 wiedergegeben. Dabei wurde eine Driftkammer mit einem Signaldraht-Potentialdraht-Abstand von 2 cm zugrunde gelegt. Der Schwerpunkt der Schauerelektronenverteilung mit einem



Schauerradius von  $R = 1$  cm wurde in der Nähe eines Potentialdrahtes angenommen. Die Ereignisraten der Signaldrähte S1 und S2 (siehe Figur 27) wurden unter Berücksichtigung von verschiedenen Totzeiten der Verstärkerkarten aufaddiert. Für die Anzahl der Schauerelektronen wurde eine Poissonverteilung mit einem mittleren Wert von  $\bar{n}$  angesetzt. In Tabelle 6 sind für verschiedene  $\bar{n}$  - Werte die zugehörigen Elektroneneinfallsenergien  $E_0$  angegeben. Diese gelten unter der Annahme, daß die Sekundärteilchen Energien  $E \geq 1.5$  MeV haben und der Bleikonverter eine Dicke von  $x_{Pb} = 4 X_0$  hat. Für die örtliche Verteilung der Teilchen in der Kammerebene mit einem Abstand  $x$  vom Potentialdraht wurde eine Gaußverteilung angenommen.

Tabelle 6

$\bar{n}$	8	10	12
$E_0$	1.5 GeV	1.8 GeV	2.2 GeV
ohne Totzeit	98.6%	99.8%	99.9%
T = 50 nsec	95.6%	98.7%	99.6%
T = 80 nsec	91.6%	97.2%	98.8%

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten lassen sich weiter verbessern, wenn man statt einer Driftkammer eine Anordnung, bestehend aus zwei Driftkammern mit je einem Schauerkonverter, vor derselben benutzt. Dann ergeben sich, mit der Bedingung, daß mindestens in einer der beiden Driftkammern ein Ereignis mit  $n \geq 3$  registriert wurde, Ansprechwahrscheinlichkeiten von größer als 99% für  $E \geq 1.5$  GeV. Es ist zu erwarten, daß Driftkammern bei Verwendung von Verstärkerkarten mit Totzeiten  $T < 100$  nsec bessere Schauerdetektoren als Proportionalkammern sind. Denn bei der Driftkammer können die Schauerelektronen einzeln gezählt werden, während bei der Proportionalkammer ein Schauer nur eine Vergrößerung der Anzahl der angesprochenen Drähte zur Folge hat. Da aber auch schon bei Einteilchen-Ereignissen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeitsverteilung mehrere Drähte ansprechen, ist deshalb bei der Proportionalkammer infolge der Statistik eine sichere Charakterisierung als Einteilchen- oder Schauerereignis nicht möglich.

Anhang B

Anzahl der im Driftkammergas erzeugten Primärelektronen

Driftkammern - das gilt auch für Proportional- und Funkenkammern - haben eine sehr geringe Massenbelegung. Der Energieverlust in diesen Kammern für durchlaufende Teilchen ist meistens so klein, daß die Gültigkeitsgrenzen der Formeln zur Berechnung des spezifischen Energieverlustes in den meisten Fällen nicht mehr erfüllt sind.

Nach Bethe<sup>19,20)</sup> ist der spezifische Energieverlust für schwere Teilchen der Ladung  $z$ :

$$(1) \quad -(dE/dx) = \frac{4\pi e^4 N_s z^2}{m_e v^2 A} \cdot Z \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right\}$$

und für Elektronen:

$$(2) \quad -(dE/dx) = \frac{2\pi e^4 N_s}{m_e v^2 A} \cdot Z \left\{ \ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right\}$$

Es bedeuten:

$m_e$  Elektronenmasse

$v$  Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens

$E$  kinetische Energie des einlaufenden Teilchens

$I$  mittlere Anregungsenergie  $I \approx 11.5 \cdot Z$  [eV]

$N$  Loschmidtsche Zahl

$Z$  Kernladungszahl des durchdrungenen Materials

$\rho$  Dichte des Materials mit dem Atomgewicht (bzw. Molekulargewicht)  $A$

Nicht berücksichtigt sind in Formel (1) und (2) der Dichte-Effekt.

Sie gelten auch nur für

a)  $E \gg$  Bindungsenergie

b) der Energieverlust  $W_I$  ist größer als der maximal mögliche Energietransfer  $E'_{\max}$  an das Atomelektron<sup>20)</sup>, mit

$$W1 [\text{keV}] = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{N_s Z}{A} \cdot x = 154 \cdot \frac{sZ}{A \beta^2} \cdot x \quad \text{und}$$

$$E'_{\text{max}} = \frac{2 m_e p^2}{m_e^2 + M^2 + 2 m_e (\rho^2 + m_e^2)^{1/2}}$$

dabei wird angenommen, daß das Atomelektron frei ist und sich in Ruhe befindet.  $E'_{\text{max}}$  ist die maximal mögliche kinetische Energie des Elektrons nach dem Stoß und  $M$ ,  $p$  sind die Masse bzw. der Impuls des einfallenden Teilchens.

$$\alpha) \text{ Im Falle } m_e \ll M \implies E'_{\text{max}} = 2 m_e c^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}$$

$\beta$ ) im Falle des Elektrons kann dieses bei einem einzigen Stoß seine gesamte kinetische Energie auf das Atomelektron übertragen, d.h., obiges Kriterium  $W1 > E'_{\text{max}}$  ist beim Elektron als einfallendes Teilchen nie erfüllt.

Für  $W1 < E'_{\text{max}}$  darf dann nicht gemäß (1) und (2) der mittlere spezifische Energieverlust genommen werden, sondern es muß gemäß Landau<sup>21)</sup> der meist wahrscheinlichste Energieverlust angesetzt werden.

Dieser ist nach Landau:

$$(3) - (dE/dx)_{\text{wahrsch.}} = \frac{2\pi e^4 N_s}{m_e v^2 A} \cdot Z \left\{ \ln \frac{4\pi e^4 N_s x Z}{I^2 (1 - \beta^2) A} - \beta^2 + 0.37 \right\}$$

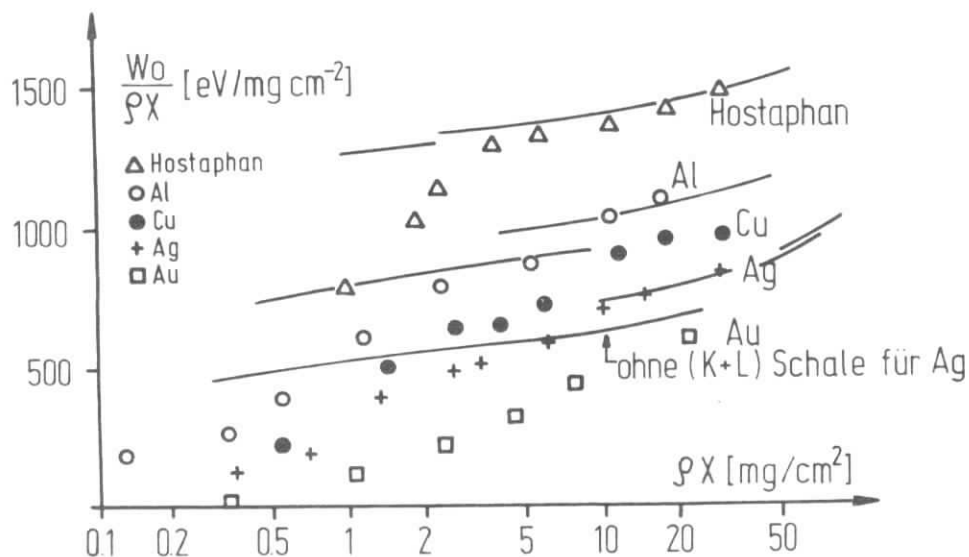
oder umgeschrieben

$$- (dE/dx)_{\text{wahrsch.}} = 154 \frac{sZ}{A \beta^2} \left\{ \ln \frac{2W1 m_e v^2}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 + 0.37^* \right\} [\text{keV/cm}]$$

Die Gültigkeit der Landauschen Theorie wurde von Blunck und Leisegang<sup>23)</sup> für dünne Schichten verbessert. Für sehr dünne Schichten läßt sich die Landausche Theorie nicht mehr anwenden, denn dann tragen die Energieverluste durch Ionisation der inneren Elektronen eines Atoms nicht mehr zum wahrscheinlichsten Energieverlust bei, sondern machen sich nur noch in den Ausläufern der Landauverteilung bemerkbar. Knop et al.<sup>24)</sup> fanden, daß der experimentell ermittelte wahrscheinlichste Energieverlust von 1 MeV Elektronen in verschiedenen Absorbern bei Schichtdicken unterhalb von etwa  $3 \text{ mg/cm}^2$  kleiner ist, als es die Theorie auch unter Berücksichtigung der Elektronenschalenstruktur (d.h. durch sukzessives Fortlassen der Beiträge aus der K, L- und M-Schale) vorhersagt. Die Ergebnisse sind in Figur B1

\*<sup>22)</sup> Sternheimer<sup>22)</sup> nimmt für die Konstante 0.37 einen Wert von 0.198 an

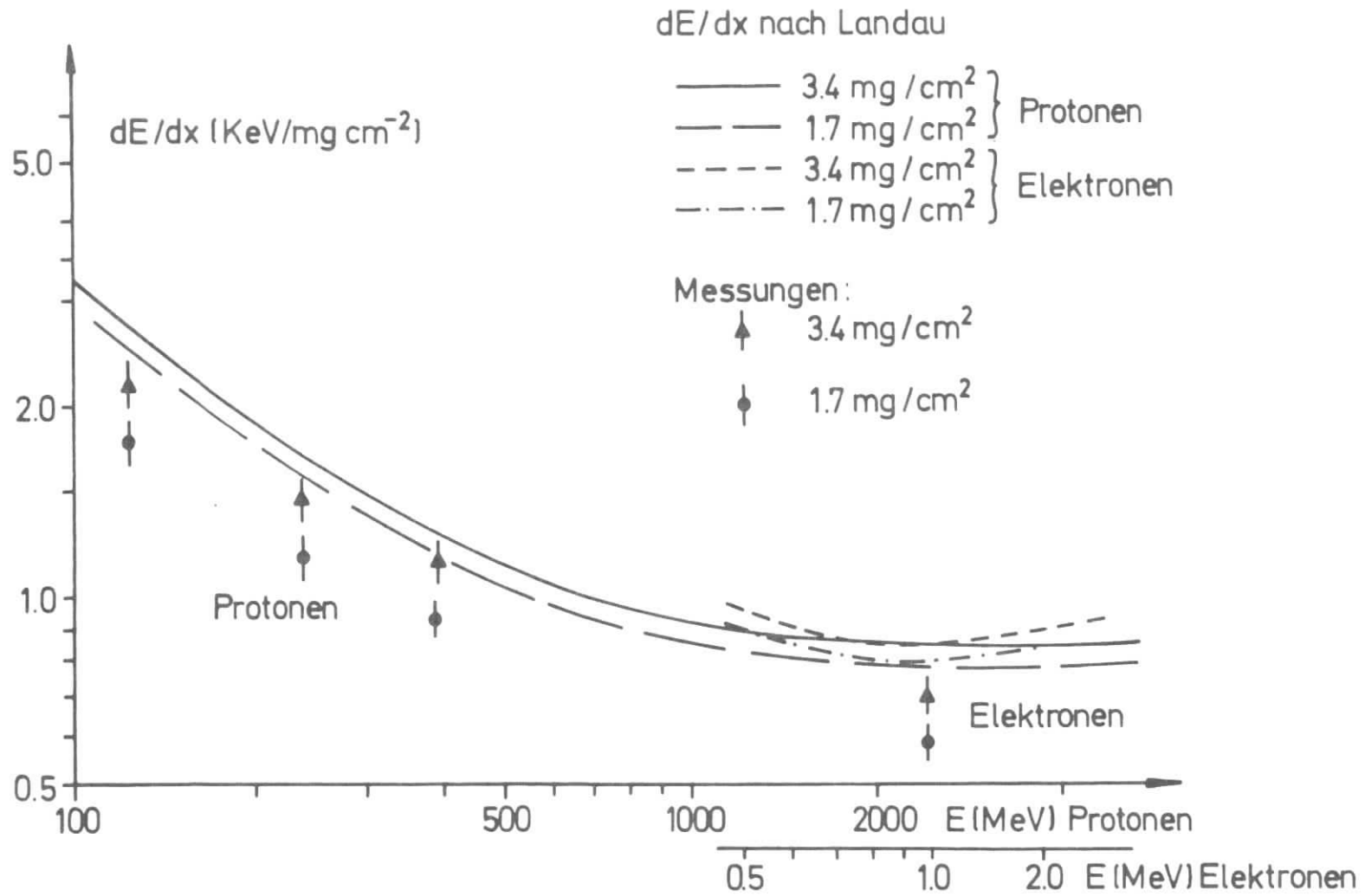
wiedergegeben. Auch die Messungen von Walenta<sup>25)</sup> mit Protonen zwischen 130 MeV und 400 MeV und mit 1 MeV Elektronen an Driftkammern (Gas: 90 % Argon +



Figur B1: Vergleich zwischen den von Knop et al.<sup>24)</sup> gemessenen wahrscheinlichsten Energieverlusten  $W_0/\rho \cdot x$  und den theoretischen Vorhersagen von Blunck und Leisegang<sup>23)</sup> unter Berücksichtigung der Schalenstruktur der Elektronenhülle.

10% Methan) mit einer Massenbelegung von  $1.7 \text{ mg/cm}^2$  und  $3.4 \text{ mg/cm}^2$  zeigen deutliche Abweichungen von der Vorhersage nach Landau für den wahrscheinlichsten Energieverlust (siehe Figur B2).

In Tabelle I sind als Beispiel für Aluminium und Argon die spezifischen Energieverluste für minimalionisierende  $\mu$ -Mesonen, bzw. Elektronen und der wahrscheinlichste Energieverlust nach Landau und die zugehörigen experimentellen Werte angegeben.



Figur B2: Vergleich der wahrscheinlichsten Energieverlusten nach Landau mit den von Walenta<sup>25)</sup> für Protonen und Elektronen in einer Driftkammer von 1.7 mg/cm<sup>2</sup> und 3.4 mg/cm<sup>2</sup> Massenbelegung gemessenen Werten.

Tabelle I

Material	$(dE/\rho dx)^{30)}$ minimal ionisierend für $\mu$ -Mesonen	$(dE/\rho dx)^{30)}$ minimal ionisierend für Elektronen	$(dE/\rho dx)^{20)}$ wahrscheinl. Landau $E_e = 1 \text{ MeV}, \rho x = 3 \text{ mg/cm}^2$
Al	$1.65 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	$1.52 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	$0.93 \text{ keV/mg cm}^{-2}$
Ar	$1.55 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	$1.40 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	$0.89 \text{ keV/mg cm}^{-2}$

Material	$(dE/\rho dx)^{20)}$ wahrscheinl. Landau $E_e = 1 \text{ MeV}, 30 \text{ mg/cm}^2$	$(dE/\rho dx)$ experimentell $E_e = 1 \text{ MeV}, 3 \text{ mg/cm}^2$	$(dE/\rho dx)$ experimentell $E_e = 1 \text{ MeV}, 30 \text{ mg/cm}^2$
Al	$1.13 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	<sup>25)</sup> $0.83 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	<sup>25)</sup> $1.12 \text{ keV/mg cm}^{-2}$
Ar	$1.09 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	<sup>26)</sup> $0.70 \text{ keV/mg cm}^{-2}$	

Bei  $E_e = 1 \text{ MeV}$  und  $\rho x = 30 \text{ mg/cm}^2$  stimmen die experimentellen und theoretischen Werte für den wahrscheinlichsten Energieverlust recht gut überein. Dagegen sind bei  $\rho x = 3 \text{ mg/cm}^2$  die Abweichungen schon größer als 20% und nehmen zu noch kleineren Targetdicken weiter zu, wie man den Figuren B1 und B2 entnimmt.

Bei bekanntem Energieverlust ist dann die Anzahl der primär erzeugten Elektron-Ionenpaare pro 1 cm:

$$n/\text{cm} = (dE/dx) / w \quad \text{wobei } w \text{ die mittlere Energie}$$

ist, die zur Erzeugung eines Elektron-Ionenpaares aufzubringen ist. Experimentell<sup>20,26)</sup> wurde gefunden, daß diese mittlere aufzubringende Ionisierungsenergie, die größer als die Ionisationsenergie ist, weitgehend unabhängig von der Teilchenart und der Teilchenenergie ist. In Tabelle II sind einige Werte zusammengestellt.

Tabelle II

Gas	He	H <sub>2</sub>	Ne	A	Xe	Luft	CO <sub>2</sub>
w [eV]	42.3	36.3	36.6	26.4	22.0	33.8	32.9

Bei der Bestimmung der Anzahl der Elektron-Ionenpaare wird je nach Experimentieranordnung entweder die totale Anzahl der erzeugten Ionenpaare oder

nur die primäre Anzahl an Ionenpaaren gemessen; denn die primär erzeugten Elektronen können durchaus soviel kinetische Energie erhalten haben ( $\delta$ -Elektronen), daß sie ihrerseits wieder sekundäre Elektronen produzieren. So wird z.B. bei Streamerkammer-Experimenten durch Auszählen der Ionisationsflecke längs der Spur die Anzahl der primär erzeugten Elektronen bestimmt, d.h. die ab und zu erkennbaren  $\delta$ -Spuren werden als ein primäres Elektron bewertet. So erwartet man z.B. auf 200 primär erzeugte Elektronen in Argon etwa ein  $\delta$ -Elektron mit einer Energie größer als 500 eV<sup>27)</sup>. In Tabelle III sind die von verschiedenen Autoren angegebene Anzahl der in einigen Gasen primär erzeugten Elektronen / cm zusammengestellt.

Tabelle III

a) Anzahl der Elektron-Ionenpaare pro 1 cm und 1 atm für kosmische Strahlung, gemessen mit einem Proportionalzählrohr<sup>26)</sup>:

Gas	He	H <sub>2</sub>	Ne	A	Xe	Luft
n/cm	6	6	12	29	44	21

b) Zahl der primär gebildeten Elektron-Ionenpaare beim Durchgang relativistischer Teilchen bei 760 Torr<sup>27)</sup>:

Gas	He	H <sub>2</sub>	Ne	A
n/cm	8	4	25	40

c) Primäre Ionisationsmessung mit einer Streamerkammer bei  $t = 20^{\circ}\text{C}$  und  $p = 1$  atm mit relativistischen Teilchen mit  $4 < p/m < 200$ <sup>28)</sup>:

Gas	He	Ne	50% He + 50% Ne
n/cm	3.0	11.0	7.1

Breskin et al.<sup>14)</sup> nehmen für die primär erzeugten Elektronen in einem Gas von 67% Argon + 30% Isobutan + 3% Methylal bei 760 Torr einen mittleren

Abstand von 0.3 mm an, d.h.  $n/\text{cm} = 33$ .

Für ein Gas, bestehend aus 90% Argon + 10% Methan, ergibt sich gemäß der Messung nach Figur B2 eine Anzahl von

$$n/\text{cm} = \frac{(dE/dx)}{w=27\text{eV}} = 43.$$

Die in einer 6 mm dicken Driftkammer (Gas: 75% Argon + 25% Isobutan) von Charpak et al.<sup>4)</sup> gemessenen Impulshöhenspektren ergaben z.B. für die Röntgenlinie eines  $^{55}\text{Fe}$ -Präparates ( $E_\gamma = 5.86 \text{ keV}$ ) eine Impulshöhe von 100 mV mit einer Auflösung von 17% FWHM und für durchlaufende Pionen mit einem Impuls von 1 GeV/c eine solche von 10 mV. Die 5.86 keV- $\gamma$ -Quanten produzieren damit etwa  $n = 5860 \text{ eV}/27 \text{ eV} = 220$  Elektron-Ionenpaare, d.h. die Pionen erzeugen längs ihrer Wegstrecke von 6 mm im Mittel 22 Elektronen, das entspricht

$$n/\text{cm} = 37 \text{ Elektronen.}$$

Aus der experimentell ermittelten vollen Halbwertsbreite des Impulshöhenspektrums läßt sich ebenfalls die mittlere Anzahl der primär erzeugten Elektronen abschätzen. So ergeben statistische Untersuchungen von Impulshöhenspektren mit Proportionalkammern<sup>26)</sup> für die volle Halbwertsbreite einer Linie bei einem Gasverstärkungsfaktor A und  $\bar{n}$  primärer Elektronen:

$$\text{FWHM} = \frac{2.35\sigma}{\bar{n} \cdot A} \approx 2.35 \sqrt{\frac{1}{\bar{n}} + \frac{0.68^2}{\bar{n}}} = 2.35 \sqrt{\frac{1.68}{\bar{n}}}$$

d.h. für die 5.86 keV Röntgenlinie sind dies dann:

$$\bar{n} = 2.35^2 \cdot 1.68 / 0.17^2 = 320 \text{ primäre Elektronen.}$$

Baksay et al.<sup>29)</sup> finden für die  $^{55}\text{Fe}$ - $\gamma$ -Linie eine volle Halbwertsbreite von 19% (Gas: 10% Argon + 90% Isobutan); bei dieser Messung war sichergestellt, daß die Kammer im linearen Proportionalbereich betrieben wurde.

Mit diesem Wert von 19% FWHM folgt

$$\bar{n} = 250 \text{ primäre Elektronen.}$$

Dieser Wert ist durchaus verträglich mit dem über den mittleren Ionisierungsaufwand berechneten Wert von  $\bar{n} = 220$  primären Elektronen für die  $^{55}\text{Fe}$ - $\gamma$ -Linie. Nimmt man also als Mittelwert für die Anzahl der durch minimal ionisierende Teilchen erzeugten Elektronen eine Zahl von  $\bar{n} = 40/\text{cm}$  an, so ergibt sich für

\*)  $0.68/\bar{n}$  ist ein experimentell ermittelter Wert (siehe Referenz 26).



die große Driftkammer, die mit einem Gas von Argon + Methan (9:1) + 5 % Isobutan betrieben wird, für die empfindliche Länge von 1.5 cm (Kathodenebenen-Abstand) eine Anzahl von 60 primären Elektronen. Damit ist der mittlere Abstand der Elektronen längs der Ionisationsspur  $\bar{d} = 250 \mu$ .

Anhang C

Driftgeschwindigkeit und Diffusion von Elektronen in Gasen

Für die Experimente mit Driftkammern ist es wünschenswert ein Gas oder Gasgemisch zu verwenden, bei dem die Driftgeschwindigkeit weitgehend von der elektrischen Feldstärke unabhängig ist (lineare Ort-Driftzeit-Beziehung) und bei dem das Auseinanderdiffundieren der primären Elektronen auf ihrem Driftweg zum Signaldraht kleiner als die geforderte Ortsauflösung ist.

Die durch die Diffusion vorgegebene Ortsauflösung ist:

$$\sigma_{\text{Dif.}} = \sqrt{2 \cdot D \cdot t} = \sqrt{2 \frac{D}{v_{\text{Drift}}} \cdot x_{\text{Drift}}} = \sqrt{2 \frac{D(E)}{\mu(E)} \cdot \frac{x_{\text{Drift}}}{E}}$$

Hierbei ist  $D(E)$  die Diffusionskonstante, die noch von der elektrischen Feldstärke abhängt, und  $\mu(E)$  die Elektronenbeweglichkeit. Obiger Beziehung entnimmt man, daß ein geringes  $\sigma_{\text{Dif.}}$  ein Gas mit einer kleinen Diffusionskonstante und einer großen Driftgeschwindigkeit erfordert. Eine gute Zeitauflösung bei der Messung verlangt umgekehrt eine kleine Driftgeschwindigkeit. Weiterhin soll  $v_{\text{Drift}} = \mu(E) \cdot E$  konstant sein, damit der Zusammenhang zwischen Ort und Driftzeit linear ist.

Die Tabellen I und II zeigen zum Beispiel die Abhängigkeit der Diffusionskonstante von der elektrischen Feldstärke für Elektronen in einigen Gasen.<sup>27,31)</sup>

Tabelle I

Gas	E V/cm	E/p V/cm Torr	D cm <sup>2</sup> /sec
He	0	0	310
	150	0.2	780
	10000	13	4400
Ne	0	0	2000
	150	0.2	6400
	10000	13	8100
A	0	0	370
	150	0.2	1800
	10000	13	1100

Das Verhältnis  $D(E)/\mu(E)$  in Abhängigkeit von  $E/p$  für Argon zeigt Tabelle II.

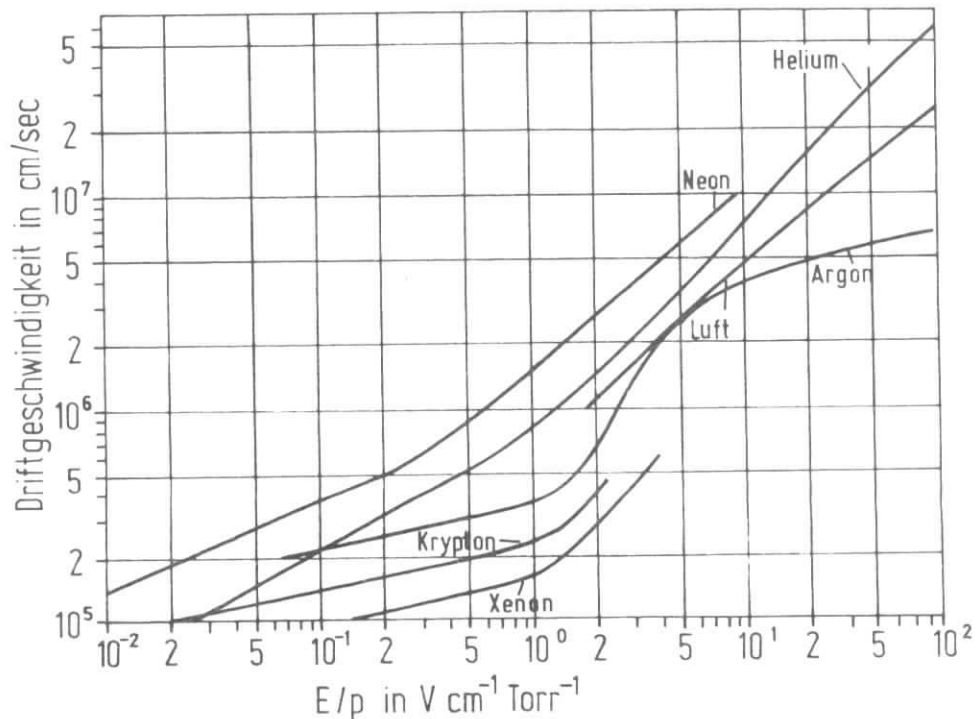
Tabelle II

$E/p$ in V/cm Torr	1.0	0.6	0.4	0.2
$D/\mu$ in Volt	6.0	5.0	4.0	3.0

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von  $E/p$  für einige Gase entnimmt man Tabelle III<sup>27)</sup> (siehe auch Figur C1).

Tabelle III

Gas	He		Ne		A	
$E/p$ V/cm Torr	0.2	13	0.2	13	0.2	13
$v_{\text{Drift}}$ cm/ $\mu$ sec	0.4	15	0.5	14	0.3	15



Figur C1: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit für Elektronen von  $E/p$  für einige Gase

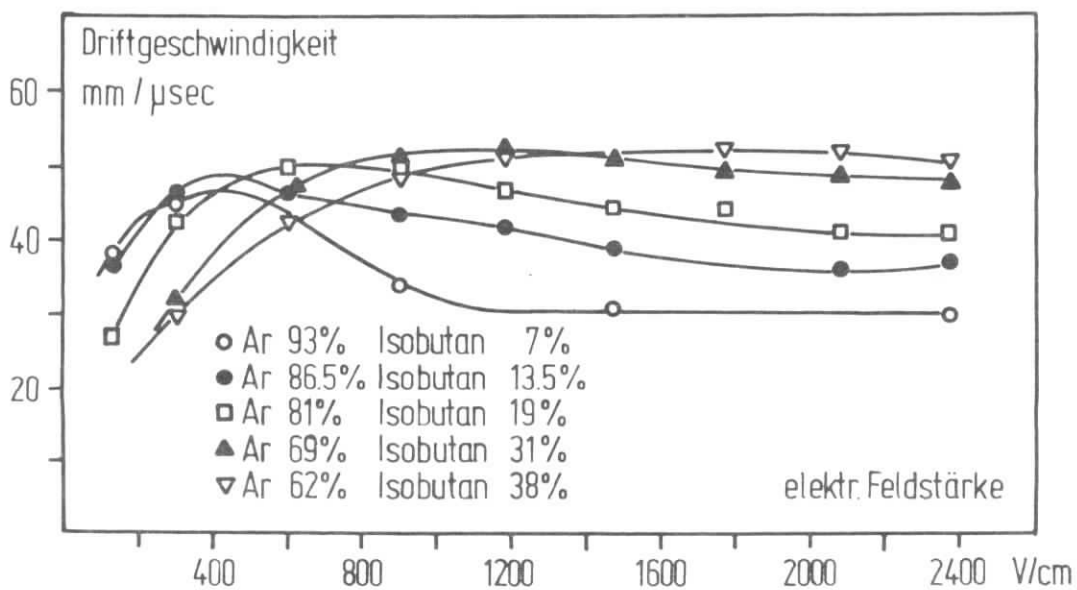
Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von  $E/p$  in Argon mit verschiedenem Reinheitsgrad ist in Tabelle IV wiedergegeben.<sup>32)</sup>

Tabelle IV

$E/p$ in V/cm Torr	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0
$v_{\text{Drift}}$ in cm/ $\mu\text{sec}$ gereinigtes Argon	0.3	0.5	0.9			
99.99% reines Argon	0.2	0.25	0.30	0.35	0.45	0.70
Argon+1% N <sub>2</sub>		0.70	1.45	2.30		

Der Tabelle IV entnimmt man, daß Argon allein als Gasfüllung unbrauchbar ist, da die Driftgeschwindigkeit ganz empfindlich vom Gasreinheitsgrad abhängt.

Den Sättigungseffekt für die Driftgeschwindigkeit, d.h. daß diese oberhalb einer bestimmten Feldstärke konstant bleibt, zeigt Figur C2 für verschiedene Gaszusammensetzungen.<sup>9)</sup>



Figur C2: Driftgeschwindigkeit für verschiedene Argon-Isobutan Mischungen als Funktion der elektrischen Feldstärke.

Die maximale Driftgeschwindigkeitsänderung bei Änderung der Feldstärke zwischen 300 V/cm auf 6000 V/cm ist in Tabelle V für einige Gase angegeben.

Tabelle V

Gas	Methan <sup>8)</sup>	Äthylen	CO <sub>2</sub>	80% A + 20% Isobutan
$\frac{v_{\text{Drift,max}}}{v_{\text{Drift,min}}}$	$\frac{12\text{cm}/\mu\text{sec}}{6\text{cm}/\mu\text{sec}} = 2$	$\frac{5.5\text{cm}/\mu\text{sec}}{2.5\text{cm}/\mu\text{sec}} = 2.2$	$\frac{5.0\text{cm}/\mu\text{sec}}{0.2\text{cm}/\mu\text{sec}} = 25$	$\frac{5\text{cm}/\mu\text{sec}}{4\text{cm}/\mu\text{sec}} = 1.25$

Wie man der Tabelle V und der Figur C2 entnimmt, zeigt das von Charpak <sup>9)</sup> benutzte Gas einen besonders gut ausgeprägten Sättigungseffekt und ermöglicht damit eine lineare Ort-Driftzeit-Beziehung bis dicht an den Signaldraht.

Für eine Gaszusammensetzung von 75% Argon + 25% Isobutan nehmen Charpak et al. <sup>4)</sup> einen Diffusionskoeffizient von  $D = 3200 \text{ cm}^2/\text{sec}$  an. Die experimentell ermittelte Driftgeschwindigkeit in ihrer Kammer war etwa  $4.3 \mu\text{sec}/\text{cm}$ . Mit diesen Daten ergibt sich eine Ortsauflösung bei einer 1 cm langen Driftstrecke von

$$\sigma_{\text{Dif.}} = 380 \mu.$$

Die in Saclay <sup>33)</sup> benutzte Driftkammer mit 50 cm Driftstrecke und einer elektrischen Feldstärke von 830 V/cm längs der Driftstrecke hätte für folgende Gase bei Atmosphärendruck eine maximal mögliche Ortsauflösung von:

$$\sigma = 9 \text{ mm für Argon, } 1.5 \text{ mm für Methan und } 1.2 \text{ mm für Äthylen.}$$

Experimentell wurde für eine Driftlänge von  $L = 47 \text{ cm}$  in Methangas eine volle Halbwertsbreite von  $\text{FWHM} = 1.25 \text{ mm}$  ermittelt (die Driftgeschwindigkeit beträgt hierbei  $9.7 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ ), d.h. die Ortsauflösung ist wesentlich besser als die mit der Diffusionskonstante von  $D = 2300 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  berechnete. Aus der experimentell gefundenen Ortsauflösung ergibt sich dieser Diffusionskoeffizient

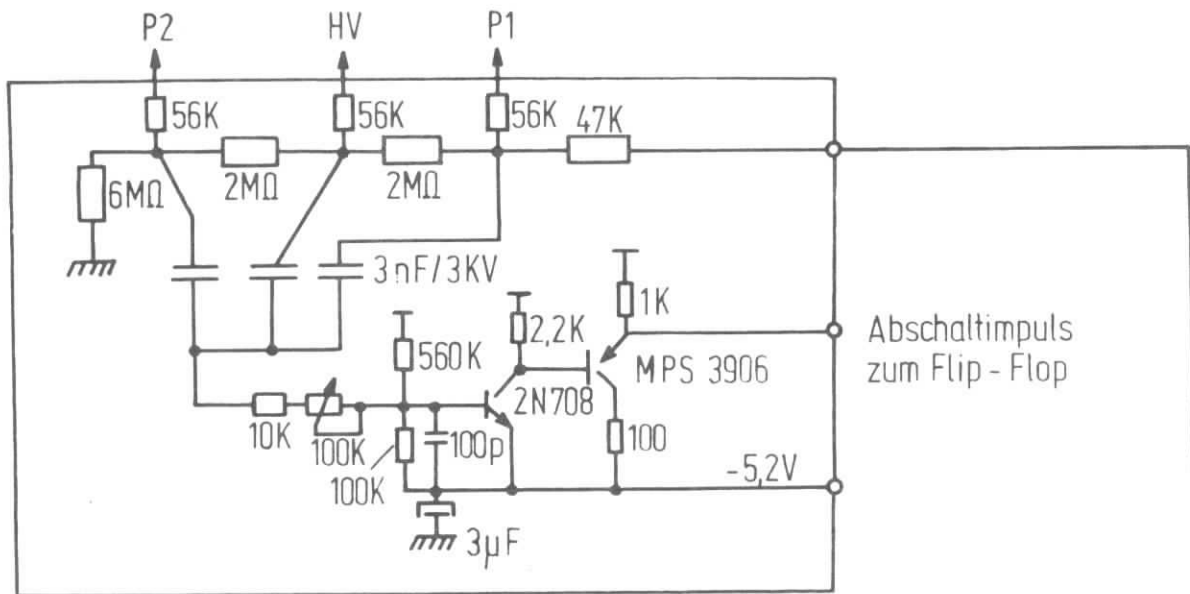
zu

$$D_{\text{exp.}} = 290 \text{ cm}^2/\text{sec}.$$

Auch die von Walenta et al.<sup>1)</sup> durchgeführte Berechnung der Ortsauflösung  $\sigma_{\text{Dif.}}$  für eine Driftkammer mit einer maximalen Driftstrecke von 1 cm und einer Gasfüllung von 90% Argon + 10% Methan ergab einen zu großen Wert für  $\sigma$ , nämlich  $\sigma_{\text{Dif.}} = 0.37$  mm (Hierbei war  $v_{\text{Drift}} \approx 3.7$  cm/ $\mu$ sec und die mittlere Diffusionskonstante  $D = 2500$  cm<sup>2</sup>/sec).

Die mit der großen Driftkammer erzielte Ortsauflösung ist besser als 0.2 mm FWHM, d.h.  $\sigma \leq 85$   $\mu$  bei einem Abstand von 5.5 mm vom Signaldraht. Daraus folgt, daß die Diffusionskonstante  $D \leq 300$  cm<sup>2</sup>/sec sein muß ( $v_{\text{Drift}} \approx 4.5$  cm/ $\mu$ sec). Die Gaszusammensetzung ist etwa die gleiche wie bei Walenta.

Die Messungen von Charpak<sup>13)</sup>, Walenta<sup>1)</sup>, Saudinos<sup>33)</sup> und unsere zeigen, daß die erzielte Ortsauflösung merklich besser ist als sie sich bei der Berechnung mit den in der Literatur<sup>34-36)</sup> veröffentlichten Diffusionskonstanten ergibt.

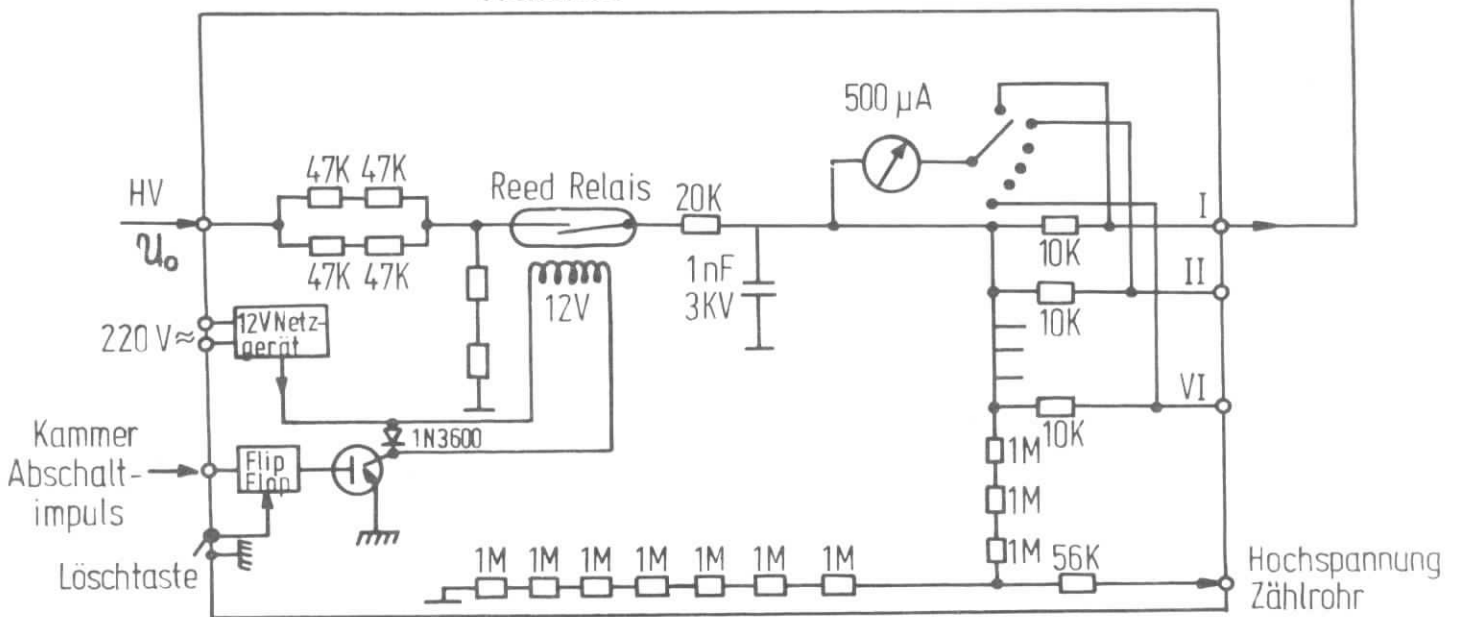


Kammerkasten: an der Kammer befestigt

HV = Hochspannungsebene

P1 = Potentialdraht

P2 = Potentialdraht zwischen den dicht benachbarten  
Signaldrähten bei dem Driftkammertyp nach  
Walenta



Hochspannungsverteilerkasten

Figur D1: Hochspannungszuführung zur Driftkammer mit Abschaltautomatik.

Anhang D

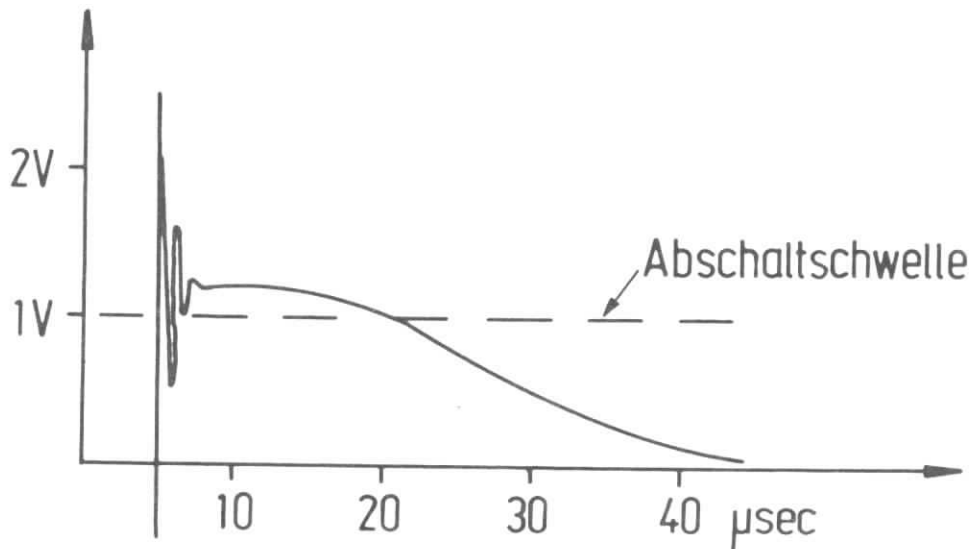
Erstinbetriebnahme von Driftkammern

1. Zustand der Driftkammer

Es wird vorausgesetzt, daß die Driftkammer nach den bisherigen Erfahrungen gemäß der Bauanleitung, Anhang A, mit größtmöglicher Sorgfalt zusammengebaut wurde, d.h. die Kammer ist sowohl in mechanischer als auch in elektrischer Hinsicht fertiggestellt. Damit sie einsatzfähig ist, muß sie staubfrei sein, das gilt besonders für die Driftkammer vom Walenta-Typ<sup>1)</sup>. Da die erste Inbetriebnahme mit Luftfüllung erfolgen kann, brauchen die Gasanschlüsse noch nicht angeschlossen zu sein, sind aber weiterhin verschlossen zu halten.

2. Inbetriebnahme

Die ersten Tests werden damit beginnen, festzustellen wie weit die Kammer-  
spannung hochgeregelt werden kann. Dazu muß die Abschaltautomatik (siehe  
Figur D1) im eigenen Interesse funktionsfähig sein (vorher testen, ob sie  
bei einem Spannungsimpuls abschaltet). Einen typischen Abschaltimpuls hinter  
dem Hochspannungs-Auskoppelkondensator (siehe Figur D1) zeigt Figur D2.  
Weiterhin sollen alle Signaldrähte über Kurzschlußbügel an Masse liegen. Die



Figur D2: Typischer Abschaltimpuls am Hochspannungs-Auskoppelkondensator, der durch eine Koronaentladung ausgelöst wurde.



Hochspannung wird dann bei  $U_o = 0$  V beginnend langsam hochgeregelt. Bei einigen hundert Volt werden dann die Spannungen  $U_{HV}$ ,  $U_{P1,2}$  nachgeprüft und festgestellt, ob diese die richtigen Relationen zu  $U_o$ \*) haben ( $U_o : U_{P1} : U_{HV} : U_{P2} = 1.0 : 0.96 : 0.78 : 0.60$ ). Die Kammerspannung wird weiter erhöht und dabei der Kammerstrom und die Signaldrähte beobachtet und festgestellt, ob diese aus der Ruhelage ausgelenkt werden oder ob Sprühentladungen auftreten.

Ist die Kammer in Ordnung, so sollte die Spannung  $U_o$  auf den Wert 2.4 kV (gilt für einen Kathodenebenen-Abstand von 12 mm) einstellbar sein. Schaltet die Abschaltautomatik schon vorher ab, so kann das folgende Gründe haben:

- 1) die Hochspannung ist zu ruckartig erhöht worden und die Abschaltautomatik ist zu empfindlich eingestellt;
- 2) ein Signaldraht berührt infolge unzureichender mechanischer Drahtspannung von merklich weniger als 60 p einen Potentialdraht (P2 bei dem Walenta-Kammertyp) und beginnt zu schwingen;
- 3) es treten Kriechströme, Koronaentladungen oder gar Überschläge auf. Dies ist der Fall, wenn Staubteilchen in der Kammer sind, oder wenn die Spitzen der gekappten Drähte nicht sauber verlötet und isoliert wurden, oder wenn keine hochspannungsfeste Lötplatinen benutzt wurden. Auch ungeeignetes Kammermaterial (gilt auch für die Klebungen) kann dies verursachen; so ist z.B. von Plexiglas als Kammermaterial abzuraten, da es eine relativ hohe Dielektrizitätskonstante besitzt, was am Plexiglasrand starke Feldverzerrungen bewirkt und damit Koronaentladungen begünstigt.

Tritt dieser Fall 3) auf, so ist im allgemeinen auch der Kammerstrom relativ hoch. Dieser wird am einfachsten in der Masseleitung (Masseleitung der Verstärkerkartensockeln) gemessen und dabei festgestellt, ob alle Signaldrähte anteilmäßig den gleichen Querstrom haben.

Sollte Staub in der Kammer die Ursache für das frühzeitige Abschalten der Hochspannung sein, so empfiehlt es sich, die Kammerspannung ungepolt hochzuregeln (Abschaltautomatik außer Betrieb setzen) und im abgedunkelten Raum nach Gasentladungen zu suchen (siehe Anhang A5).

---

\*) bei der Spannungszuführung gemäß der Verdrahtung in Figur D1.

Treten Überschläge auf, dann stellt man die Abschaltautomatik unempfindlicher ein und sucht mit einem Tastkopf, indem man diesen einfach längs der Kammer entlang führt, die Stelle, wo die Überschläge stattfinden (die Impulsform ist die gleiche wie in Figur D2).

Als nächstes wird die Kammer dann mit dem richtigen Gasgemisch in Betrieb genommen. Die Hochspannung  $U_0$  muß bis 2.3-2.4 kV hochregelbar sein. Weiterhin ist festzustellen, ab welcher Hochspannung der Kammerstrom rapide ansteigt (bei Normalbetrieb sollte der Kammerstrom nicht größer als 2-5  $\mu\text{A}$  sein). Anschließend läßt man die Kammer eine genügend lange Zeit mit reichlicher Gaszuführung und angelegter Hochspannung in Betrieb. Dies führt mit größter Wahrscheinlichkeit dazu, daß die Hochspannungsgrenze weiter erhöht werden kann.

Danach ist die Kammer für Meßzwecke einsatzbereit.

## Literaturverzeichnis

- 1) A. H. Walenta et al., Nucl.Instr.Meth. 92 (1971), 373
- 2) J. Heintze et al., Nucl.Instr.Meth. 111 (1973), 461
- 3) A. H. Walenta; Nucl.Instr.Meth. 111 (1973), 467
- 4) G. Charpak et al., Nucl.Instr.Meth. 108 (1973), 413
- 5) A. H. Walenta; Deutsche Physikalische Gesellschaft, Physik 1973,  
Proceedings, Hamburg, 1973
- 6) M. Atac et al., NAL-74/19-THY/EXP
- 7) G. Charpak; IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-21, No.1 (1974)
- 8) D. C. Cheng et al., Nucl.Instr.Meth. 117 (1974), 157
- 9) A. Breskin et al., Nucl.Instr.Meth. 119 (1974), 9
- 10) M. Atac et al., NAL-PUB-74/22-Exp  
Nucl.Instr.Meth. 120 (1974), 147
- 11) G. Fischer et al., Nucl.Instr.Meth. 100 (1972), 515
- 12) A. H. Walenta; XVI. International Conference on High Energy Physics,  
Chicago 1972
- 13) G. Charpak et al., Nucl.Instr.Meth. 113 (1973), 381
- 14) A. Breskin et al., Nucl.Instr.Meth. 119 (1974), 1-5, 7-8
- 15) J. C. Tarlé et al., Nucl.Instr.Meth. 78 (1970), 93
- 16) B. Schuerlein et al., Nucl.Instr.Meth. 114 (1974), 587

- 17) H. H. Nagel; Dissertation, Bonn 1964
- 18) U. Völkel; DESY 67/16  
H. Burfeindt; DESY 67/24
- 19) S. Flügge; Handbuch der Physik, Band XXXIV, 1958
- 20) E. Segré; Experimental Nucl. Physics, Vol.1, 1952
- 21) L. Landau; J. Phys. USSR 8 (1944), 201
- 22) R. M. Sternheimer et al., Phys. Rev. B3 (1971), 3681
- 23) G. Blunck et al., Z.f. Physik 128 (1950), 500
- 24) G. Knop et al., Z.f. Physik 165 (1961), 533
- 25) A. H. Walenta; Vortrag vom 17.2.1970 in Frankfurt
- 26) H. Neuert; Kernphysikalische Meßverfahren, 1968
- 27) O. C. Allkofer; Spark Chambers, 1969
- 28) K. Eggert et al., 1973 International Conference on Instrumentation  
for High Energy Physics, Frascati 1973, Seite 183
- 29) L. Baksay et al., 1973 International Conference on Instrumentation  
for High Energy Physics, Frascati 1973, Seite 256
- 30) R. M. Sternheimer; Phys. Rev. 88 (1952), 851
- 31) R. W. Warren et al., Phys. Rev. 128 (1962), 2661
- 32) J. C. Bowe; Phys. Rev. 117 (1960), 1411
- 33) J. Saudinos; 1973 International Conference on Instrumentation for  
High Energy Physics, Frascati 1973, Seite 316

- 34) L. W. Cochran et al., Phys.Rev. 126 (1962), 1785
- 35) S. C. Brown; Basic Data of Plasma Physics, 1959
- 36) E. Townsend; Electron in Gases,
- 37) B. Sadoulet; IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-22, No.2 (1975), 892.

