

KfK 4427 B
Mai 1988

**Ein ortsempfindlicher
Vielfraht-Proportionalzähler
für den Magnetspektrographen
„Little John“**

G. Gantenbein
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4427 B

EIN ORTSEMPFINDLICHER VIELDRAHT-PROPORTIONAL-
ZÄHLER FÜR DEN MAGNETSPEKTROGRAPHEN
"LITTLE JOHN"

G. Gantenbein

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

EIN ORTSEMPFINDLICHER VIELDRAHT-PROPORTIONALZÄHLER FÜR DEN MAGNETSPEKTROGRAPHEN "LITTLE JOHN"

Kurzbeschreibung

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst zwei Methoden zur Bestimmung des Relativ-Winkels der Fragmente beim binären Aufbruch nuklearer Projektile mit Hilfe des Magnetspektrographen "Little John" am Karlsruher Isochron-Zyklotron vorgestellt. Der Aufbau (mechanischer und elektrischer Aufbau, Nachweiselektronik sowie Gasversorgungs-System) und die Funktionsweise eines für die direkte Bestimmung des Relativ-Winkels geeigneten Detektors (Vieldraht-Proportionalzähler) werden beschrieben. Die Eigenschaften des Detektors wurden am Erlanger Tandem Van de Graaff Beschleuniger und am Karlsruher Isochron-Zyklotron ermittelt.

A POSITION SENSITIVE MULTI-WIRE PROPORTIONAL CHAMBER FOR THE MAGNETIC SPECTROGRAPH "LITTLE JOHN"

Abstract

In the first part of this report, two methods for determining the relative angle of fragments from the binary break-up of nuclear projectiles with the help of the magnetic spectrograph "Little John" at the Karlsruhe isochronous cyclotron were presented. The set-up (mechanical and electrical set-up, electronic equipment and gassupply system) and operation mechanism of a detector (multi-wire proportional chamber) which is suitable for the direct determination of the relative angle is described. The properties of the detector were experimental explored at the Erlangen tandem Van de Graaff accelerator and the Karlsruhe isochronous cyclotron.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Aufbruchexperimente am Karlsruher Isochron-Zyklotron	5
2.1 Experimentelle Anordnung	5
2.2 Zwei Methoden zur Bestimmung des Reaktions-Winkels	8
2.2.1 <i>Messung des Teilchenorts in der Fokalebene</i>	8
2.2.2 <i>Direkte Messung des Emissionswinkels</i>	13
3. Vieldraht-Proportionalgaszähler	15
3.1 Funktionsweise	15
3.2 MWPC bei niedrigen Drücken	19
3.3 Ortsbestimmung	24
4. Detektorbeschreibung	27
4.1 Mechanischer Aufbau	27
4.2 Elektrischer Aufbau	31
4.3 Nachweiselektronik	33
4.4 Gassystem	34
5. Test des Detektors	39
5.1 Vorversuche	39
5.2 Aufbau am Tandem-Beschleuniger	40
5.2.1 <i>Orts-Eichung</i>	41
5.2.2 <i>Nachweiswahrscheinlichkeit</i>	44
5.3 Experiment am Zyklotron	50
5.3.1 <i>Meßaufbau</i>	50
5.3.2 <i>Ergebnisse</i>	56
5.3.3 <i>Ein Experiment mit ⁶Li-Teilchen</i>	64
6. Zusammenfassung	67
7. Literaturverzeichnis	69
Anhang A. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	73
Anhang B. Feldverteilung einer MWPC	75

1. EINLEITUNG

In letzter Zeit werden mit dem 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Strahl des Karlsruher Zyklotrons verstärkt experimentelle Untersuchungen des Projektilaufbruchs (siehe Abb. 1) im nuklearen und Coulomb-Feld der Atomkerne durchgeführt [JEL 87]. Neben dem Studium des Reaktionsmechanismus dieser Art von Kernreaktionen steht dabei die Frage im Vordergrund, inwieweit man aus der Beobachtung der Dissoziation von nuklearen Projektilen im Coulomb-Feld auf die Umkehrreaktion, den Strahlungseinfang leichter Fragmente, schließen kann [REB 85]. Die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte bei kleinen Relativenergien der wechselwirkenden Teilchen ist u.a. von astrophysikalischem Interesse für die Nukleo-Synthese der Elemente.

Die folgende Arbeit ist eingebettet in Messungen des Coulomb-Aufbruchs von ${}^6\text{Li}$ in α -Teilchen und Deuteronen beim Vorbeiflug an ${}^{208}\text{Pb}$ [REB 87]. Um sicherzustellen, daß der Aufbruch vorwiegend durch das elektromagnetische Feld d.h. bei hinreichend großen Stoßparametern der Bahn des einlaufenden ${}^6\text{Li}$ -Ions geschieht, müssen die Aufbruchfragmente unter sehr kleinen Reaktionswinkeln beobachtet werden. Hierfür wird als wesentliches Instrument der experimentellen Anordnung der Magnetspektrograph "Little John" [GIL 88a] eingesetzt, der eine effektive Optimierung der experimentellen Bedingungen, insbesondere der Untergrundverhältnisse erlaubt.

Die experimentelle Aufgabe besteht darin, die relativ kleinen (winkel- und energieabhängigen) Koinzidenzwirkungsquerschnitte für die Emission der Fragmente in Gegenwart von weit stärkeren Reaktionskanälen (z.B. der elastischen Streuung) zu bestimmen. Dabei müssen die Energien und die Emissionswinkel der Ejektile gemessen werden.

Insbesondere eine präzise Bestimmung des Relativwinkels der koinzident emittierten Teilchen ist von Bedeutung, weil diese Größe recht empfindlich in die Bestimmung der Relativenergie eingeht. In dieser Arbeit werden zwei Methoden beleuchtet und experimentell unter realistischen Bedingungen erprobt.

Die eine Methode beruht darauf, daß mit den Ortsinformationen, die der Fokalebeneendetektor des Spektrometers liefert, und den ionenoptischen Eigenschaften der Anordnung unter bestimmten Fokussierungsbedingungen die Emissionsrichtungen der Teilchen ermittelt werden können.

Die zweite Methode besteht in einer direkten Messung der Richtungen durch einen ortsempfindlichen Detektor, der vor dem Eintritt in den Magnetspektrographen plaziert ist und den die Teilchen durchlaufen müssen. Da der Energieverlust und die Winkelaufstreuung (Stragglung) möglichst klein sein sollen, bieten sich von vorne herein Gaszähler für diesen Zweck an. Verglichen mit Festkörper (Halbleiter)- Detektoren sind diese Detektoren auch gegen Strahlungsschäden resistent, was im vorgegebenen Fall von Messungen unter kleinen Vorwärtswinkeln wichtig ist. Die Vielzahl und die Flexibilität verschiedener Typen von Gasdetektoren erlaubt eine optimale Anpassung an die experimentellen Gegebenheiten.

Als Besonderheit ist zu erwähnen, daß dieser Transmissionsdetektor, mit dem auch die Akzeptanz des Spektrometers definiert werden kann, wie der Fokalebeneendetektor in zwei unabhängige Hälften zu teilen ist, um Fragmente koinzident mit einem Spektrograph nachzuweisen, die bei Relativwinkeln $< 3^\circ$ emittiert werden.

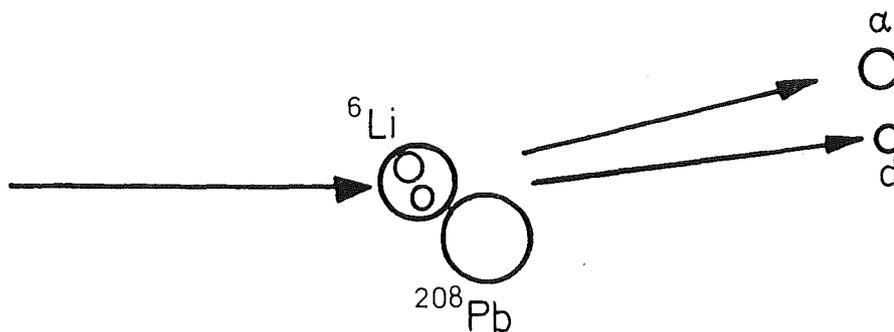


Abbildung 1. Die Aufbruchreaktion ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$

Die vorliegende Arbeit beschreibt als apparativen Schwerpunkt den Aufbau eines in der Kern- und Teilchenphysik erfolgreich benutzten Gasdetektors, einen Miniatur-Vieldraht-Proportionalzähler, der für die Verhältnisse am Karlsruher Magnetspektrographen angepasst, optimiert und erprobt wurde. Die Eigenschaften dieses Zählers, die Ermittlung der optimalen Arbeitsparameter und Testergebnisse beim Einsatz am Zyklotronstrahl werden dargestellt.

2. AUFBRUCHEXPERIMENTE AM KARLSRUHER ISOCHRON-ZYKLOTRON

2.1 EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

Für den gleichzeitigen Nachweis der zwei Teilchen bei kleinem Reaktionswinkel ($\theta < 10^\circ$) steht der Magnetspektrograph "Little John" zur Verfügung (siehe Abb. 2). Der Spektrograph besteht aus 2 Quadrupolmagneten zur Fokussierung in horizontaler und vertikaler Richtung, einem Dipol, der die Impulsdispersion erzeugt, und einem Sextupolmagnet als Korrekturmagnet (Drehung der Fokalebene). Die Magnete sind auf einer um eine vertikale Achse drehbaren Lafette befestigt. Mit dem speziell für dieses Experiment in horizontaler Richtung geteilten Fokalebeneendetektor (FED) werden die Teilchen nachgewiesen. Für jedes Aufbruchfragment mißt der FED die Position und den Eintrittswinkel in die Fokalebene mit zwei ortsempfindlichen Proportionalzählern. Die Teilchenidentifikation ergibt sich aus dem Verhältnis von Energieverlust und Restenergie, gemessen mit einer Ionisationskammer und einem Szintillator.

Die maximale Winkelakzeptanz beträgt in vertikaler Richtung 60 mrad und in horizontaler Richtung 25 mrad. Sie wird durch Tantalblenden am Eingang des Magnetsystems definiert. Durch Verschieben des FED in Richtung der auslaufenden Teilchen können Messungen mit unterschiedlicher Impulsakzeptanz und Impulsauflösung durchgeführt werden. Bei Aufbruchexperimenten wird mit hoher Impulsakzeptanz ($\pm 9.13\%$) und geringerer Impulsauflösung ($\Delta p/p \sim 3 \cdot 10^{-4}$) gemessen.

Die Bewegung der Ionen durch den Dipolmagnet des Spektrographen erfolgt auf kreisförmigen Bahnen, für die die Gleichheit von Zentrifugalkraft und Lorentzkraft gilt:

$$m v^2/R = q v B$$

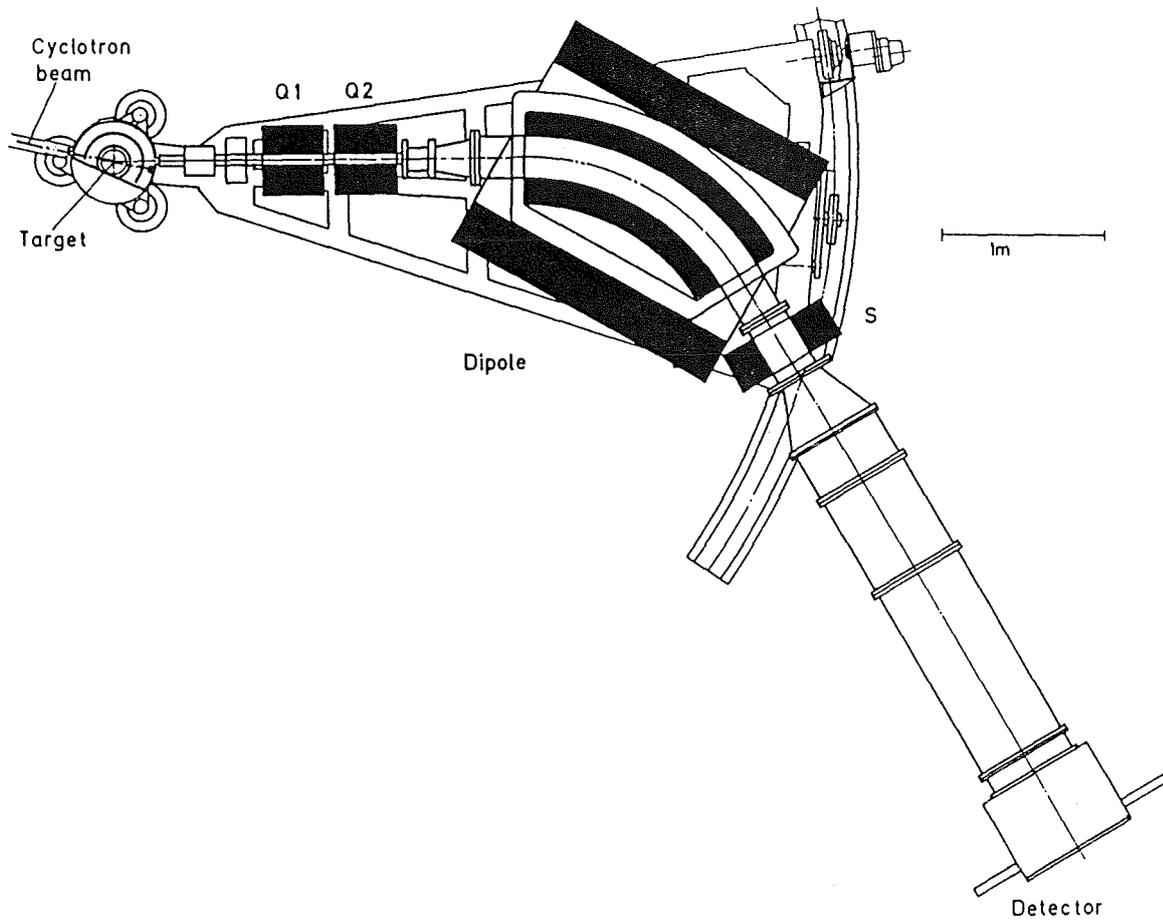


Abbildung 2. Der Magnetspektrograph "Little John"

mit:

m, v, q : Masse, Geschwindigkeit, Ladung des Teilchens

R : Radius der Kreisbahn

B : magnetische Induktion

Aus dieser Gleichung ergibt sich, daß der Radius der Trajektorie von dem Verhältnis Impuls zu Ladung abhängt.

$$B R = p/q$$

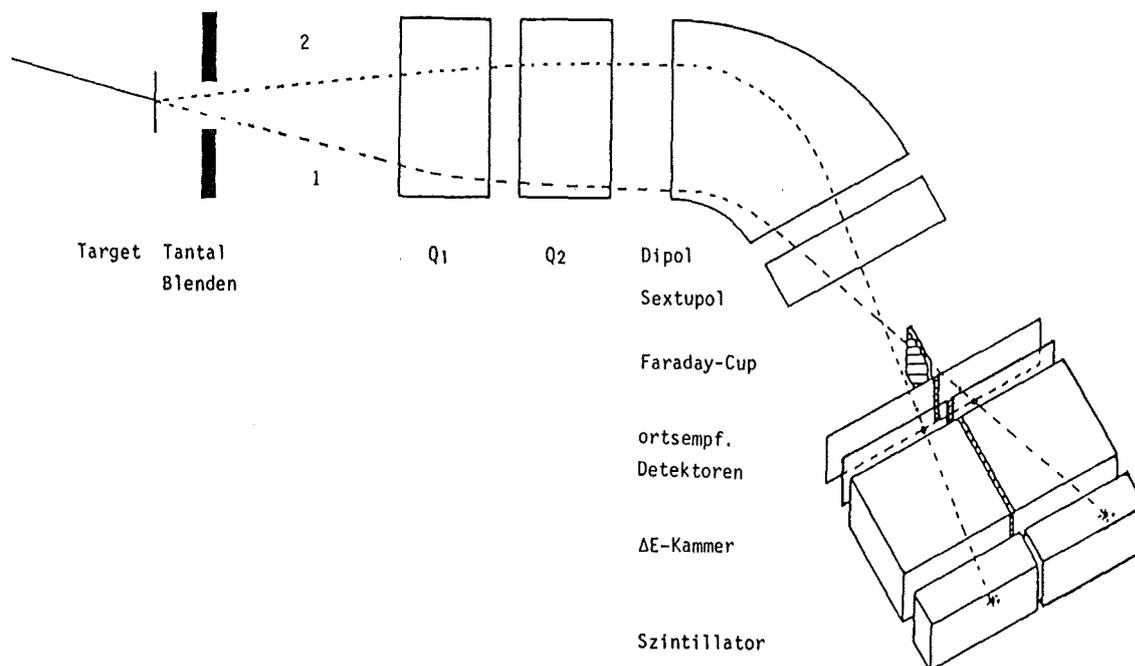


Abbildung 3. Experimentelle Anordnung für den koinzidenten Nachweis der Aufbruchfragmente. Die Blenden definieren die Raumwinkelakzeptanz des Spektrographen. Der Eintrittswinkel der Trajektorien in die Fokalebene wird mit zwei ortsempfindlichen Proportionalzählern bestimmt. Die angedeuteten Trajektorien entsprechen Ionen mit positiver Impulsabweichung (1) bzw. negativer Impulsabweichung (2).

In geeigneten Einheiten gilt:

$$B R[\text{T m}] = 3.336 \frac{p}{q} [\text{GeV}/c]$$

Teilchen mit unterschiedlichem Verhältnis p/q durchfliegen den Dipolmagnet auf Kreisbahnen mit verschiedenen Radien und sind nach dem Magnetsystem in horizontaler Richtung räumlich getrennt. Dies eröffnet die Möglichkeit, Kerne mit bestimmtem Impuls vor dem FED gezielt auszublenden. Für unseren Fall be-

deutet dies, daß die elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Ionen auf einen Faraday-Cup fokussiert werden, der in der Mitte des Strahlrohrs vor dem FED steht, so daß sie nicht in den Detektor gelangen (siehe Abb. 3).

Um die Aufbruchteilchen im FED nachzuweisen, müssen deren Impulse sowie der Aufbruchwinkel innerhalb der Akzeptanz des Spektrographen liegen. Aufbruchereignisse, bei denen die Fragmente nicht unter 90° zur ${}^6\text{Li}$ Flugrichtung (im Schwerpunktsystem des ${}^6\text{Li}$ -Kerns) emittiert werden, erzeugen zwei Teilchen von denen das eine eine positive, das andere eine negative Impulsabweichung bzgl. des Sollimpulses (${}^6\text{Li}$ Impuls) besitzt (vgl. Abb. 3).

2.2 ZWEI METHODEN ZUR BESTIMMUNG DES REAKTIONS-WINKELS

2.2.1 Messung des Teilchenorts in der Fokalebene

Mit der Kenntnis der ionenoptischen Eigenschaften des Magnet-systems und den Meßwerten des FED (Eintrittsort- und Winkel, Impulsabweichung) können die Trajektorien der einzelnen Ionen im Spektrographen zurückverfolgt werden [GIL 80]. Entlang der zentralen Trajektorie (Sollbahn), die in z- Richtung verläuft, werden die Ionenbahnen durch folgende Angaben (Koordinaten) charakterisiert [BRO 67]:

$x_1 = x$	horizontaler Ort	
$x_2 = \theta$	horizontaler Winkel	
$x_3 = y$	vertikaler Ort	bzgl. Sollbahn
$x_4 = \phi$	vertikaler Winkel	
$x_5 = l$	Weglängenunterschied	
$x_6 = \delta$	Impulsabweichung	

Die Koordinaten am Ort des Targets ($z=0$) seien: $x_0, \theta_0, y_0, \phi_0, l_0, \delta_0$.

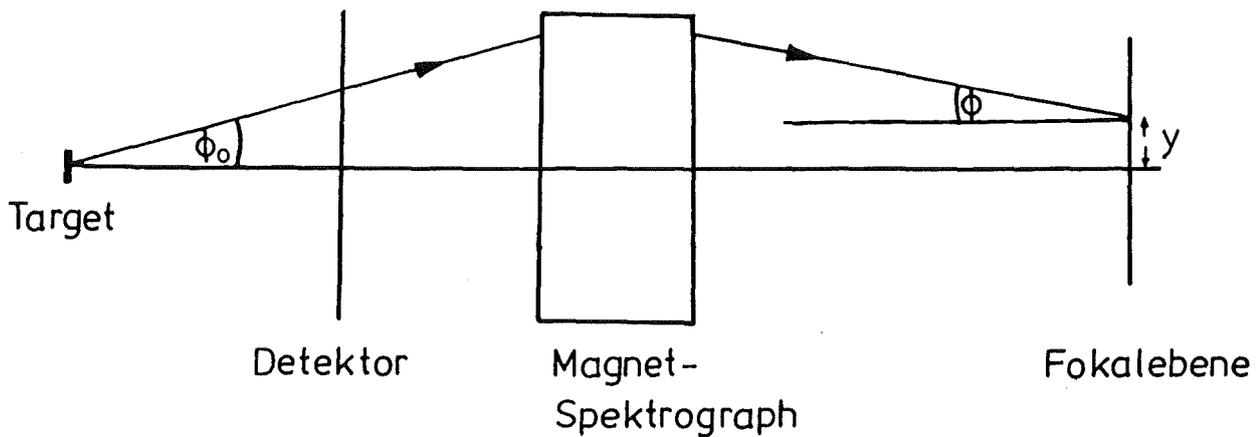


Abbildung 4. Vertikale Abbildungseigenschaften des Spektrographen zur Bestimmung des Emissionswinkel ϕ_0 .

Durch Lösen der Bewegungsgleichungen ist es möglich die Koordinaten an einem beliebigen Punkt z des Systems in Abhängigkeit von den Startkoordinaten auszudrücken, $x_i(z) = f(x_0, \theta_0, y_0, \phi_0, l_0, \delta_0)$. Die in den Transformationsgleichungen auftretenden Koeffizienten geben dabei die Abbildungseigenschaften des Magnetsystems wieder, das sich aus Driftstrecken, Quadrupolmagneten, Dipol und Sextupolmagnet zusammensetzt.

Kernpunkt der Bestimmung des Relativwinkels der emittierten Teilchen mit Hilfe des FED ist nun, daß man eine Magneteneinstellung wählt, bei der der vertikale Ort der Teilchen in der Fokalebene hauptsächlich vom vertikalen Emissionswinkel abhängt (Parallel-zu-Punkt-Abbildung). In horizontaler Ebene wird dabei die zur Impulsanalyse notwendige Punkt-zu-Punkt-Abbildung beibehalten.

Für diese Fokussierungs-Variante lauten die Abbildungsgleichungen 2.Ordnung, mit denen die Emissionswinkel berechnet werden, wie folgt :

$$y = R_{34}\phi_0 + T_{324}\theta_0\phi_0 + T_{346}\phi_0\delta_0 \quad (2.1)$$

$$\theta = R_{22}\theta_0 + R_{26}\delta_0 + T_{226}\theta_0\delta_0 + T_{266}\delta_0^2 \quad (2.2)$$

mit:

y : vertikaler Ort in der Fokalebene

θ : horizontaler Eintrittswinkel in die Fokalebene

Die Notation der Abbildungskoeffizienten R_{ij} , T_{ijk} ist [BRO 67] entnommen. Aus der Magnetgeometrie (Abb. 2) und Einstellung werden folgende Werte für die Koeffizienten berechnet:

$$R_{22} = -1.46$$

$$R_{26} = 8.66 \text{ mrad/\%} \quad 1. \text{ Ordnung}$$

$$R_{34} = 0.10 \text{ cm/mrad}$$

$$T_{226} = -0.0457 \text{ 1/\%}$$

$$T_{266} = -0.329 \text{ mrad/\%}^2 \quad 2. \text{ Ordnung}$$

$$T_{324} = 0.0003823 \text{ cm/mrad}^2$$

$$T_{346} = 0.0127 \text{ cm/(mrad \%)}$$

In den beiden Gleichungen wurden nur die jeweils dominierenden Terme bis zur Ordnung 2 berücksichtigt. Aus Gl.(2.1) wird der vertikale Emissionswinkel berechnet:

$$\phi_0 = y / (R_{34} + T_{324}\theta_0 + T_{346}\delta_0)$$

Der durch die Messung des vertikalen Ortes in der Fokalebene (y) und der Impulsabweichung (δ_0) sowie der Bestimmung von θ_0 (s.u.) verursachte Fehler bzgl. ϕ_0 läßt sich mit dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz abschätzen ($\Delta\delta_0$ -Term vernachlässigt):

$$\Delta\phi_0 \sim \phi_0/y (\Delta y^2 + \Delta\theta_0^2 \phi_0^2 T_{324}^2)^{1/2} \quad (2.3)$$

In untenstehender Tabelle sind einige durchgerechnete Beispiele aufgeführt. Es wurde $\Delta y = 3.3 \text{ mm}$ (Fehler, der sich aus den Vernachlässigungen in Gl.(2.1) ergibt), $\theta_0 = 0^\circ$ und $\Delta\theta_0 = 12.5 \text{ mrad}$ angenommen. Aus der Tabelle und aus Gl.(2.1) bzw. Gl.(2.3) wird deutlich, daß die Bestimmung des vertikalen Emissionswinkels stark von der Impulsabweichung abhängt (bei negativer Impulsabweichung wird y kleiner). Dabei ist zu beachten, daß bei einem Aufbruchereignis immer ein Teilchen mit positiver und ein Teilchen mit negativer Impulsabweichung bzgl. des Sollimpulses des einlaufenden ${}^6\text{Li}$ -Teilchen beobachtet wird.

Φ_0 (mrad)	δ_0 (%)	y (mm)	$\Delta\Phi_0$ (mrad)
5	0.5	5.3	3.1
5	-0.5	4.7	3.5
5	6	8.8	1.9
5	-6	1.2	13.9
15	0.5	16.0	3.2
15	-0.5	14.0	3.6
15	6	26.7	1.9
15	-6	3.6	14.2

Tabelle 1 : Emissionswinkel-Auflösung des FED für die vertikale Richtung

Um aus Gl.(2.2) den horizontalen Emissionswinkel zu bestimmen, muß mit dem FED der horizontale Eintrittswinkel gemessen werden. Dies geschieht durch zwei ortsempfindliche Gasdetektoren, die 10 cm Abstand haben und eine Winkelauflösung von ca. 14.4 mrad erlauben (Ortsauflösung der Detektoren ca. 1mm). Auflösen der Gl.(2.2) und Fehlerrechnung für θ_0 ergibt :

$$\Delta\theta_0 \sim \Delta\theta / (R_{22} + T_{22} \delta_0) \quad (2.4)$$

Dieser Fehler wird bestimmt durch $\Delta\theta$ und δ_0 . Negative Impulsabweichung vergrößert die Unsicherheit für die Bestimmung von θ_0 , da der Nenner von Gl.(2.4) kleiner wird (siehe Tabelle 2).

δ_0 (%)	$\Delta\theta_0$ (mrad)
0.5	9.7
-0.5	10.0
6.0	8.3
-6.0	12.1

Tabelle 2 : Horizontale Emissionswinkel-Auflösung $\Delta\theta_0$ als Funktion der Impulsabweichung ($\Delta\theta = 14.4$ mrad).

Der Gesamtfehler für den Relativwinkel der beiden Aufbruchfragmente setzt sich aus dem Fehler für den Emissionswinkel jedes einzelnen Fragmentes zusammen (z.B. horizontale Richtung):

$$\Delta\theta_{\text{rel}} = (\Delta\theta_{\alpha}^2 + \Delta\theta_{\text{d}}^2)^{1/2}$$

Selbst bei sehr günstigen Startbedingungen der Aufbruchfragmente (z.B.: $\delta_0 = \pm 0.5$ %) wird der Fehler des Relativwinkels mit dieser Methode größer als 10 mrad sein.

Den Beitrag der dominierenden horizontalen Komponente zum Fehler kann man reduzieren. Mit den vor dem Magnetsystem installierten Tantalblenden (zwei Backen pro Richtung), die durch ihre Öffnung den maximalen Relativwinkel der Aufbruchfragmente definieren, kann die Winkelunsicherheit in horizontaler Richtung reduziert werden. Eine kleine Öffnung in horizontaler Richtung schränkt aber nicht nur die Winkelunsicherheit ein, sondern auch die ausnutzbare Akzeptanz des Spektrographen und damit die mögliche Zählrate. Dies führt zu sehr langen Meßzeiten, um ausreichende statistische Genauigkeit zu erhalten.

2.2.2 Direkte Messung des Emissionswinkels

Eine direkte Methode zur Bestimmung der Reaktions-Winkel bzw. des Relativwinkels besteht in der Messung des Ortes der Ionen bevor diese in den Spektrograph eintreten. Dazu muß zwischen den Blenden und dem ersten Quadrupolmagnet ein ortsempfindlicher Detektor plaziert werden.

Die Auflösung dieses Detektors sei Δx , der Strahlfleck besitze am Target einen Durchmesser Δx_0 , dann ergibt sich für die Winkelauflösung $\Delta\alpha$:

$$\Delta\alpha \sim (\Delta x^2 + \Delta x_0^2)^{1/2} / L$$

Tabelle 3 gibt einige Werte für $\Delta\alpha$ wieder, wobei $L = 720$ mm (Abstand Target-Detektor) angenommen wurde.

Bei der direkten Messung des Emissionswinkels hängt die Auflösung weder von der Impulsabweichung noch von der (vertikalen oder horizontalen) Richtung ab, sondern nur von der Ausdehnung des Strahlflecks und der Detektorauflösung. Außerdem ist es möglich die gesamte Akzeptanz des Magnetspektrographen auszunutzen, was zu höheren Zählraten und kürzeren Meßzeiten führt.

Δx (mm)	Δx_0 (mm)	$\Delta\alpha$ (mrad)
0.5	1	1.6
0.5	2	2.9
1	1	2.0
1	2	3.1
2	2	3.9

Tabelle 3 : Emissionswinkel-Auflösung bei direkter Messung der Position nach dem Target

Als ortsempfindlicher Detektor zur direkten Messung des Emissionswinkels kann ein Vieldraht-Proportionalgaszähler verwendet werden. Die Funktionsweise und einige Eigenschaften dieser Zähler werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

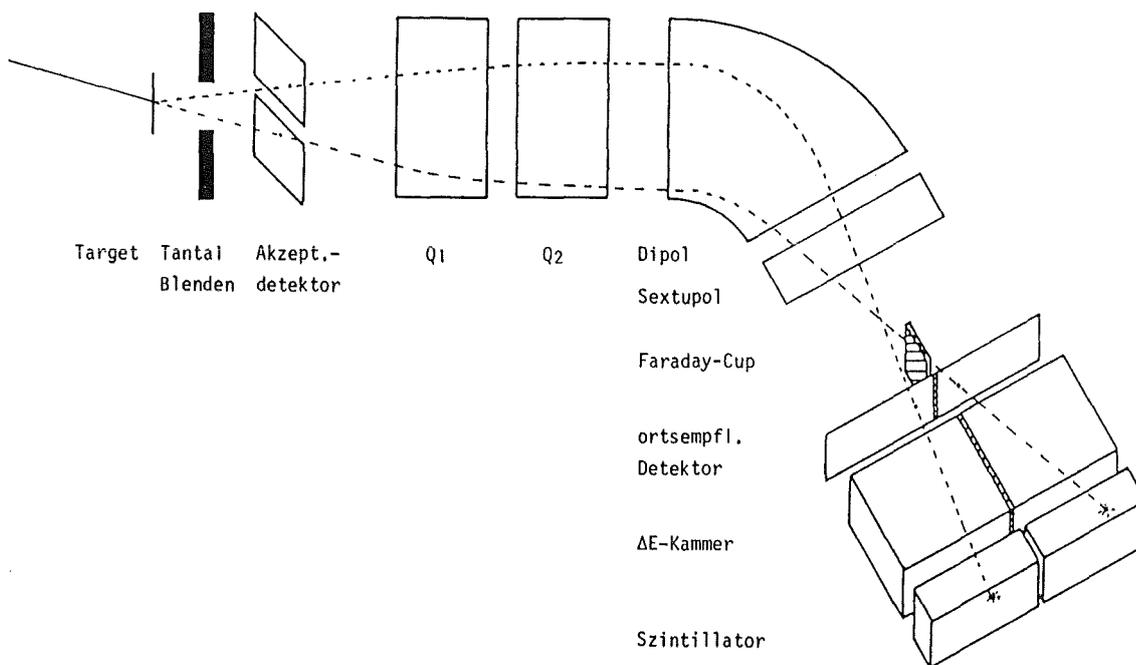


Abbildung 5. Messung mit ortsempfindlichem Akzeptanzdetektor. Die Ortsbestimmung der Aufbruchfragmente vor dem Magnetsystem ermöglicht den Verzicht auf einen zweiten Ortsdetektor in der Fokalebene und erlaubt die direkte Bestimmung der Emissionswinkel.

3. VIELDRAHT-PROPORTIONALGASZÄHLER

3.1 FUNKTIONSWEISE

Vieldraht-Proportionalgaszähler (Multi-wire proportional chamber MWPC) dienen seit vielen Jahren in der Kernphysik zum Nachweis von geladenen schnellen Teilchen. Im allgemeinen bestehen sie aus mehreren hintereinander angeordneten Drahtebenen, die sich in einem Gasvolumen befinden und an denen unterschiedliche Spannungen anliegen. Der relativ geringe Energieverlust und das damit verbundene geringe Energie-Stragging (siehe Anhang A) durchlaufender Teilchen sind zwei Eigenschaften, die MWPCs besonders geeignet erscheinen lassen, als Transmissionsdetektoren eingesetzt zu werden. Im Vergleich mit Festkörperdetektoren besitzen sie eine deutlich höhere Lebensdauer, die praktisch nur durch die Eigenschaften des Zählgases begrenzt wird. Als Gase werden vornehmlich Argon, Methan, Äthylen, Isobutan, Heptan und Mischungen dieser Gase benutzt. Der Arbeitsdruck reicht von einigen mbar bis zu Luftdruck. Die große Auswahl an Gasen und Mischungsverhältnissen ermöglicht es, das Verhalten der Detektoren gezielt auf ihre Anwendung abzustimmen [CHA 72, VA 86, GEN 87].

Beim Flug eines geladenen Projektils durch das Gas werden entlang der Bahn Elektron-Ionen-Paare erzeugt. Diese driften, je nach Ladung, zur Anode oder Kathode, wo sie einen Ladungsimpuls auslösen. Mit der Ermittlung des Drahtes, an dem der Impuls ausgelöst wurde, erhält man eine Information über den Durchflugort. Zur Teilchenidentifikation wird die Größe des Ladungsimpulses verwendet, die ein Maß für den Energieverlust darstellt [CHA 68, CHA 70].

Proportionalgaszähler arbeiten nach dem Prinzip der Elektronenvervielfachung. Die Anzahl der von den Projektilen erzeugten Primärelektronen kann sich nur dann vergrößern, wenn einem Elektron zwischen zwei Stößen mit Gasatomen mindestens die

Ionisationsenergie (~ 30 eV) zugeführt wird. Nur dann hat das Elektron die Chance bei einer erneuten Kollision ein weiteres Elektron freizusetzen. Die kinetische Energie W , die ein Elektron der Ladung e auf der mittleren freien Weglänge λ erhält, wird durch die elektrische Feldstärke E bestimmt, $W = eE\lambda$. Hierbei ist λ umgekehrt proportional zur Anzahl N der Gasatome pro Volumen, $\lambda = 1/N\sigma$ und σ ist der geometrische Stoßquerschnitt, $\sigma = \pi(r_1+r_2)^2$ (r_1, r_2 : Radien der stoßenden Teilchen).

Für ein ideales Gas ist die Teilchendichte bei konstanter Temperatur T und Volumen V proportional zum Druck p (Zustandsgleichung idealer Gase : $pV=NkT$). Mit diesen vereinfachenden Annahmen kann die kinetische Energie ausgedrückt werden als:

$$W = eE\lambda = eE \frac{1}{(N\sigma)} = ekT/V\sigma * E/p$$

Es zeigt sich also, daß die kinetische Energie und damit die Ionisationswahrscheinlichkeit von dem Parameter E/p , der über einen großen Bereich frei wählbar ist, abhängt. Die elektrische Feldstärke verhält sich in Drahtnähe wie $1/r$, bei größeren Abständen ist sie nahezu konstant (siehe Anhang B).

Falls die Druck und Spannungswerte so gewählt sind, daß den Elektronen zwischen den Stößen mehr als die zur Ionisation nötige Energie zugeführt wird, kann der Zähler im Proportionalbereich arbeiten. Die fortgesetzte Wiederholung der Ionisationsstöße hat eine sich sehr schnell entwickelnde Elektronenlawine zur Folge. Jedes primär erzeugte Elektron löst praktisch eine individuelle Lawine aus. Quantitativ wird die Lawinenentwicklung durch den Townsend Koeffizient α beschrieben. Man nimmt an, daß die pro Driftstrecke erzeugten Ionen dN/dx proportional zu α und zur aktuellen Anzahl der Ionen N sind. Dann läßt sich folgende Differentialgleichung aufstellen:

$$dN/dx = N * \alpha$$

Bei der Integration dieser Gleichung muß man berücksichtigen, daß die Ionenanzahl von E/p abhängt (s.o.). Indem α als Funktion von E/p betrachtet wird, $\alpha = \alpha(E/p)$, trägt man dieser Forderung Rechnung und die Lösung der Gleichung kann angegeben werden:

$$N = N_0 * \exp(\int \alpha dx)$$

Hierbei bedeuten :

N : Gesamtanzahl der Elektronen

N₀ : Anzahl der Primärelektronen

Wenn die Feldstärke nicht vom Ort abhängt, was in einer gewissen Entfernung von den Drahtebenen näherungsweise immer erfüllt ist (siehe Anhang B), kann das Integral ausgeführt werden. Integrationsweg ist die Driftstrecke. Üblicherweise bezeichnet man die so erhaltene Größe A₀ als Gasverstärkung.

$$A_0 = \exp(\int \alpha dx)$$

α wird oft in folgender Form angegeben:

$$\alpha/p = A \exp(-B/(E/p)) \quad (3.1)$$

A und B sind experimentell bestimmte gasspezifische Konstanten (siehe Abs. 4.4, Tabelle 5) [MAR 78, RIC 74].

Trägt man die Anzahl der Ionen-Paare N gegen die an einem Gaszähler angelegte Spannung U auf, erkennt man mehrere Arbeitsbereiche (vgl. Abb. 6). Bei kleinen Spannungen (Bereich I) rekombiniert ein Teil der primär erzeugten Ionen-Paare bevor sie auf der Anode bzw. Kathode auftreffen. Durch Steigerung der Spannung wird die Rekombination infolge der höheren Driftgeschwindigkeit unterdrückt und nahezu alle erzeugten Ladungen erreichen die Elektroden. Da der Energiegewinn während der Driftzeit noch gering ist, findet keine sekundäre Ionisation statt. Die Anzahl der Ionen-Paare ist bei dieser Spannung proportional zum Energieverlust der Projektile. Kammern, die den Energieverlust messen (Ionisationskammern), arbeiten in diesem Bereich.

Im anschließenden Proportionalbereich, der als derjenige Bereich von elektrischer Feldstärke E und Druck p definiert ist, in dem A₀ konstant ist (A₀>1), also N proportional N₀, wird der

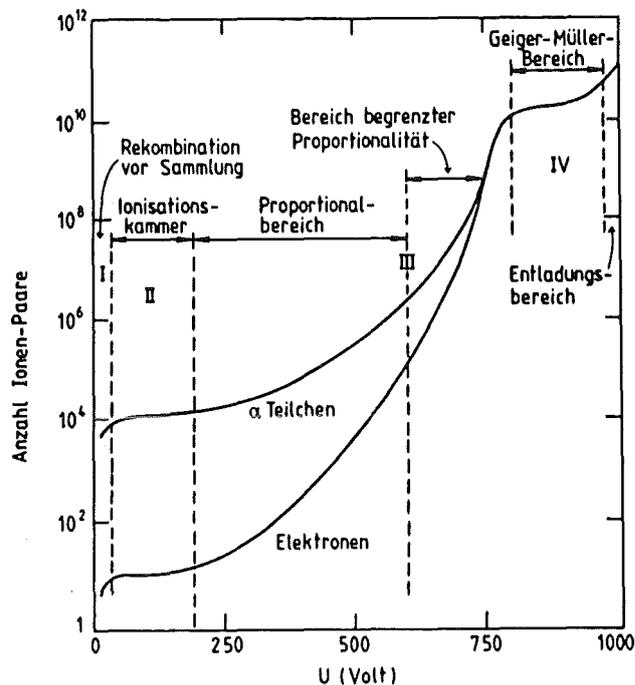


Abbildung 6. Arbeitsbereiche eines Gaszählers [KLE 87]. Aufgetragen ist die Anzahl der Ionen-Paare an den Elektroden in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die eingezeichneten Kurven beziehen sich auf Teilchen mit unterschiedlicher Primärionisation.

Energiegewinn der driftenden Ladungen so groß, daß sekundäre Ionen-Paare erzeugt werden können. Im Gegensatz zu höheren Spannungen ist hier die Elektronenlawine noch um ihren Ursprung lokalisiert. Zähler, die im Proportionalbereich arbeiten, erreichen Gasverstärkungen von 10^4 - 10^6 .

Die Driftgeschwindigkeiten der Elektronen in Richtung der Anode im Proportionalbereich sind von der Größenordnung 10^6 - 10^7 cm/s und liegen um etwa 2 - 3 Zehnerpotenzen über der der trägeren Ionen.

Bei weiterer Spannungssteigerung ist weder die Proportionalität von Energieverlust der durchfliegenden Teilchen und den erzeugten Ionen-Paaren noch die Lokalisierbarkeit der Elektronenlawine gegeben. Für diesen Effekt sind UV-Photonen verant-

wortlich, die sich im ganzen Gas-Volumen ausbreiten und durch Photoeffekt Elektronen erzeugen. Die energiereichen Elektronen regen die inneren Elektronen der Atomhülle beim Stoß an. Diese Anregungsenergie wird durch Aussendung von der oben erwähnten Photonen wieder abgegeben [KLE 87].

In der Geiger-Müller-Region ist die Anzahl der Ionen-Paare konstant, unabhängig von dem Ausmaß der Primärionisation.

3.2 MWPC BEI NIEDRIGEN DRÜCKEN

Vieldrahtkammern, die bei einigen hundert mbar Gasdruck im Vakuum betrieben werden, benötigen stabile Folien auf der Ein- und Austrittsseite des Teilchenstromes, um den Gasraum gegen das Vakuumsystem zu isolieren. Diese Folien liefern einen großen Beitrag zur Winkel- und Energie- Aufstreuung der Projektile. Im Bestreben, diese so klein wie möglich zu halten, hat man versucht mit niedrigem Gasdruck (4-40 mbar) zu arbeiten [BIN 71]. Um trotz geringer Drücke eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen, werden vorwiegend schwere Kohlenwasserstoffgase (Pentan, Heptan, Isobutan) verwendet.

Einige Eigenschaften der Gaszähler verändern sich bei kleinen Drücken sehr stark, z.B. die Impulshöhe bei gegebener Teilchenart und Energie (siehe Abb. 7). Oft ist dieses Verhalten von der Entwicklung der Gasverstärkung abhängig, die wiederum durch die reduzierte elektrische Feldstärke E/p bestimmt wird.

Während bei "normalen" Gasdrücken (einige hundert mbar) dieser Wert in Bereichen von einigen $V/(cm\ mbar)$ liegt, wo die Feldstärke näherungsweise konstant ist, steigt er bei wenigen mbar Druck auf mehrere hundert $V/(cm\ mbar)$ an. Dies hat zwei Phasen der Lawinenentwicklungen zur Folge. In großer Entfernung von den Drähten ist der E/p Wert schon so groß, daß Sekundärionisation möglich ist, jedoch noch mit geringerem Verstärkungsfaktor. Auf Grund des starken Anstiegs des elektrischen Feldes in unmittelbarer Drahtumgebung findet dort die übliche, auch

bei hohen Gasdrücken auftretende Verstärkung der Lawine statt (siehe Abb. 8). Die räumliche Ausdehnung der Ladungsverteilung, die die Anode erreicht, hat tropfenförmige Gestalt, an deren Spitze die Elektronen konzentriert sind. Der Ladungsimpuls, der auf den Anodendrähten induziert wird, besteht aus einer Komponente mit steilem Anstieg und einem langsam abfallenden Teil. Für die steile Komponente sind die Elektronen verantwortlich, die bei niedrigen Drücken (große freie Weglänge) eine hohe Beweglichkeit besitzen (siehe Abb. 9). Die geringere Beweglichkeit und längere Sammelzeit der positiven Ionen verursacht einen langsamen Abfall des Impulses. Über ein RC- Koppelglied kann der schnelle Anteil (Elektronenkomponente) des Ladungsimpulses herausgefiltert werden.

Auf Grund der hohen Driftgeschwindigkeit und der daraus resultierenden schnellen Anstiegszeit der Impulse (einige ns) liegen die erreichbaren Zeitauflösungen bei 0.1-0.5 ns (siehe Abb.

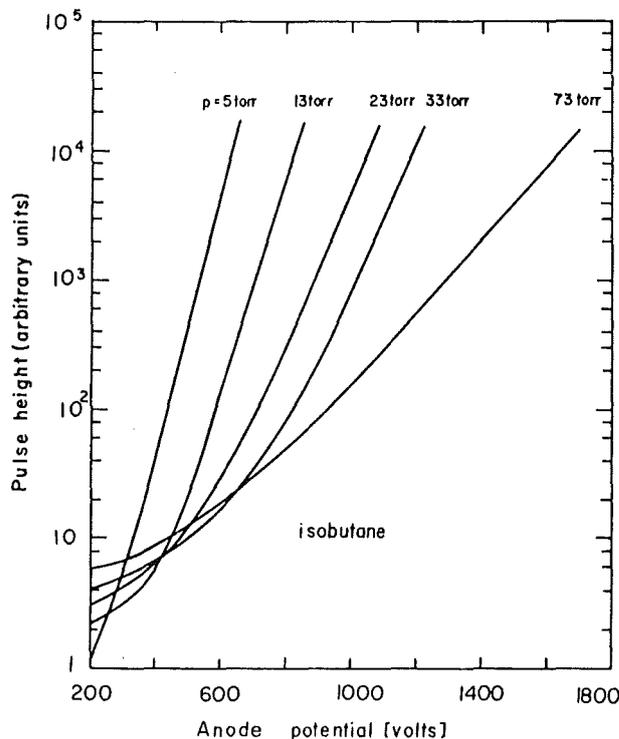


Abbildung 7. Verstärkungskurven für Isobutan [BRE 77a]

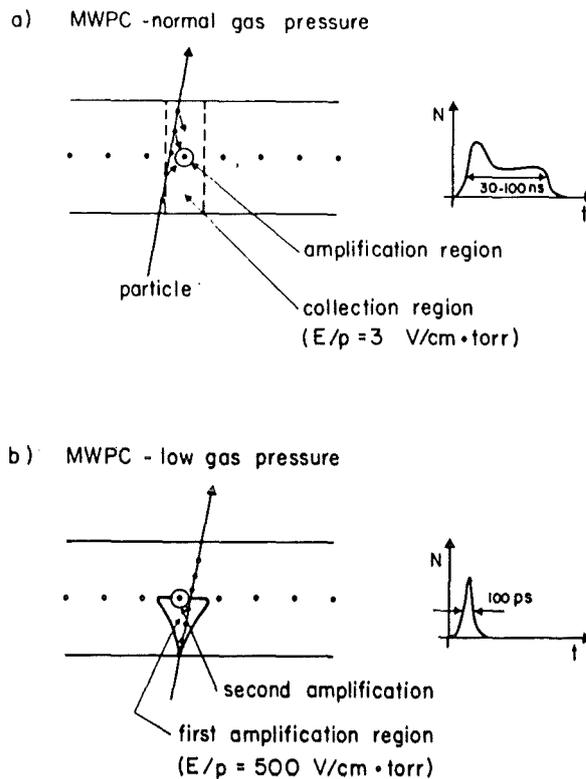


Abbildung 8. Funktionsweise von MWPC: Bei normalem Gasdruck (a) findet Elektronenverstärkung nur in unmittelbarer Drahtumgebung statt, während bei niedrigem Druck (b) zusätzlich zu dieser Verstärkung die Lawinenentwicklung der Elektronen auf der gesamten Driftstrecke einsetzt.

10). Je nach Detektorausführung und Betriebsparameter (Spannung, Druck) liegen die Driftgeschwindigkeiten für die positiven Ionen im $\text{cm}/\mu\text{s}$ - bzw. cm/ms - Bereich. Die Driftzeiten der Ionen entscheiden darüber, ob die Impulse zweier ionisierender Teilchen getrennt werden können, da die vom ersten Teilchen erzeugten Ladungen beim Durchflug des zweiten Teilchens den Driftvorgang beendet haben müssen, um eine Überlappung der Impulse zu vermeiden.

Bei hoher Teilchenflußdichte (Teilchen pro Zeit und Fläche) machen sich zwischen den Drahtebenen Raumladungseffekte be-

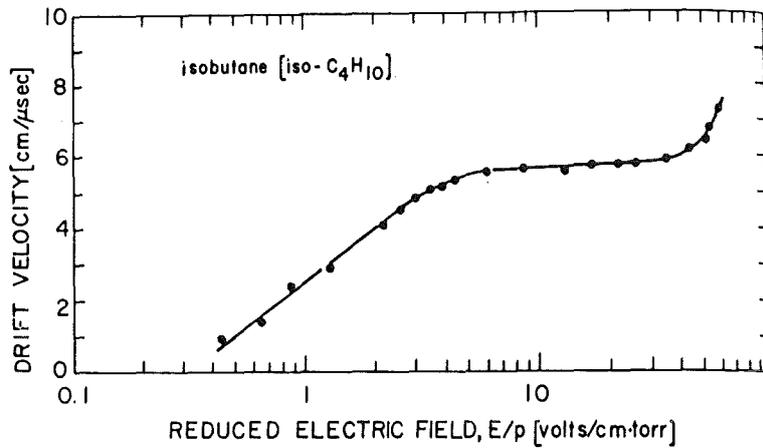


Abbildung 9. Elektronendriftgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten elektrischen Feldstärke E/p [BRE 78].

merkbar. Diese Effekte führen zur Abschwächung des Verstärkungsfaktors, der durch die Impulshöhe gemessen werden kann (siehe Abb. 11). Teilchenflußdichten in der Größenordnung 10^4 Teilchen/(s*mm²), bei gleichzeitiger hoher Nachweiswahrscheinlichkeit (> 90 %), sind für große Werte von E/p durchaus erreichbar [BRE 82].

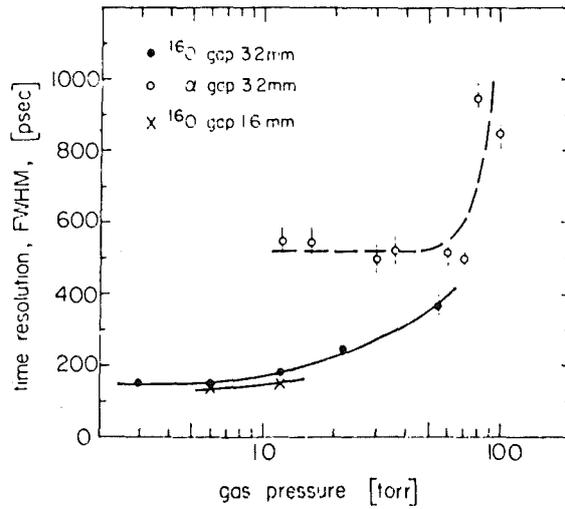


Abbildung 10. Zeitauflösung einer MWPC als Funktion vom Druck gemessen gegen einen Festkörperdetektor, dessen Beitrag zur Auflösung ca. 100 ps beträgt. Die Meßpunkte beziehen sich auf Teilchen mit unterschiedlichem Energieverlust (5.5 MeV α -Teilchen, 27 MeV ^{16}O -Ionen) [BRE 82].

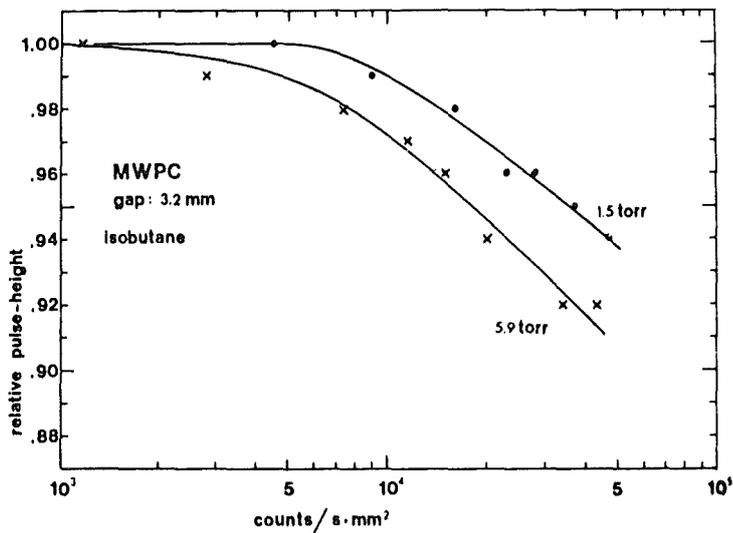


Abbildung 11. Abnahme der Pulshöhe bei steigender Zählrate, gemessen mit ^{16}O -Ionen [BRE 82].

3.3 ORTSBESTIMMUNG

Zur Bestimmung des Durchflugorts sind zwei Methoden gebräuchlich.

Bei der Einzeldrahtauslese werden bei einem Ereignis alle Drähte einzeln ausgelesen. Aus der im allgemeinen auf mehrere Drähte verteilten Ladung erhält man den Ort durch Bildung des Ladungsschwerpunktes. Diese Methode erfordert für jeden Draht eine individuelle Signalverarbeitung.

Bei der Methode der verzögerten Auslese macht man sich die Eigenschaft zu Nutze, daß der Anodenimpuls auf den benachbarten Drahtgittern (Ortsgitter) einen ähnlichen Impuls induziert (siehe Abb. 12). Die Stärke und räumliche Verteilung dieses Impulses ist vom Abstand der Gitter abhängig. Mit größerer Distanz wird die Verteilung größer und die Impulshöhe nimmt ab.

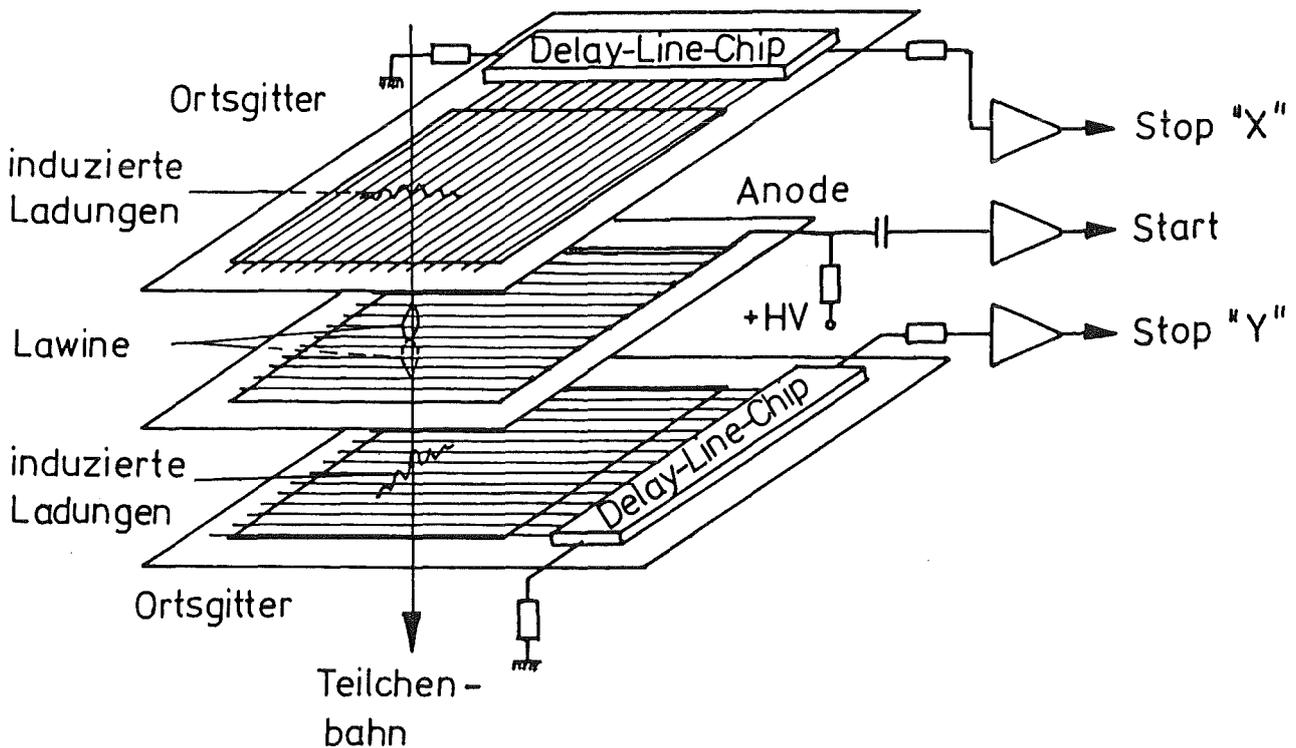


Abbildung 12. Prinzip der Ortsbestimmung mittels Delay-Line Auslese.

Der Schwerpunkt der induzierten Ladungen auf den Ortsgittern ist um die Position der Lawine an der Anode zentriert.

Die Drähte der Ortsgitter sind parallel geschaltet und jeweils mit R-C Gliedern verbunden (Delay-Line). Ein Signal wird bei der Ausbreitung über die Delay-Line von Draht zu Draht um eine konstante Zeit verzögert, die gewöhnlich von der Größenordnung einiger Nano-Sekunden ist. Diese Verzögerung ist proportional zum zurückgelegten Weg und liefert beim Vergleich mit einem prompten Signal ein Maß für den Durchflug-Ort des ionisierenden Teilchens. Das prompte Signal erhält man in der Regel von der Anode, es kann aber auch von jedem anderen schnellen Detektor abgenommen werden, bei dem der Zeitpunkt des Signals unabhängig vom Ort ist (Halbleiterzähler, Szintillator usw.). Damit sind Ortsbestimmungen besser als 1 mm erreichbar [BRE 77].

Die Delay-Line Auslese besitzt gegenüber der Einzeldrahtauslese den großen Vorteil, daß pro Ortsgitter nur ein Kanal zur Verarbeitung der Signale nötig ist, was ein wesentlich weniger aufwendiges Elektronik- und Datenaufnahme-System erfordert.

Die Ortsauflösung der Drahtkammern wird hauptsächlich durch die Abstände der einzelnen Drähte festgelegt. Aus elektrostatischen Gründen können diese Abstände allerdings nicht zu klein gewählt werden, da die gleichnamigen Ladungen die gegenseitige Abstoßung der Drähte bewirken.

Teilchen, die die Drahtkammer nicht rechtwinklig zu den Gitterebenen durchqueren, erzeugen eine transversale Verteilung der Elektronen. Dies kann dazu führen, daß mehrere Anodendrähte gleichzeitig ansprechen. Die transversale Verteilung hängt zusätzlich von den Gaseigenschaften ab, wie z.B. Diffusion der Elektronen in verschiedene Richtungen.

Innerhalb des Gases werden bei den Kollisionen der einfallenden Teilchen mit den Atomen teilweise Elektronen erzeugt, die beträchtliche kinetische Energie besitzen. Diese Elektronen (δ -Elektronen) können Teilchen-Spuren verursachen, die deutlich außerhalb der Bahnen der Primärteilchen liegen und somit zu falschen Ortsinformationen führen.

Auf Grund der in diesem Abschnitt beschriebenen Überlegungen wurde für die Ortsbestimmung der schwach ionisierenden Teilchen

(α , d) eine MWPC entworfen, die mit hoher Gasverstärkung im Proportionalbereich arbeitet. Die Position in zwei orthogonalen Richtungen wird mit Hilfe der Delay-Line-Methode bestimmt.

4. DETEKTORBESCHREIBUNG

4.1 MECHANISCHER AUFBAU

Der Detektor besteht aus fünf hintereinander angeordneten Drahtebenen (siehe Abb. 13), den äußeren Kathoden, zwei ortsempfindlichen Gittern und der Anodenebene in der Mitte. Da mit dem Detektor zwei Teilchen koinzident nachgewiesen werden sollen, sind die Anode und das Ortsgitter für die vertikale Ortsinformation in der Mitte geteilt. Die Drähte der beiden Ortsgitter sind orthogonal und ermöglichen die Positionsbestimmung in vertikaler (y- Ortsgitter) und horizontaler (x- Ortsgitter) Richtung. Die Rahmen für die Drahtebenen bilden Platten aus Glasfibernmaterial (siehe Abb. 14,15), die mittels Araldit miteinander verklebt sind, um einen einfachen und kompakten Aufbau zu garantieren. Diese Rahmen dienen gleichzeitig als Abstandhalter der einzelnen Drahtebenen. Die inneren rechteckigen Ausfräsungen, die praktisch die sensitive Fläche festlegen, sind $30 \times 60 \text{ mm}^2$ groß. Die äußeren Abmessungen der Platten betragen $60 \times 95 \text{ mm}^2$. Unmittelbar am Rahmen sind die Delay-Line-Chips befestigt. Jeder Draht der Ortsgitter ist mit einem Chip kontaktiert.

Der Nachweis der relativ schwach ionisierenden Teilchen (α , d bei 26 MeV/A) erfordert die optimale Abstimmung von Ortsgitterabstand, Driftstrecke, Drahtabstand und Drahtdurchmesser. Bei kurzen Abständen von Ortsgitter und Anode sind die induzierten Impulse auf den Ortsgittern groß und die räumliche Verteilung der induzierten Ladungen klein. Allerdings sollte der Abstand nicht so klein sein, daß die Ortsgitterdrähte das Driftfeld der Elektronen (insbesondere in Anodennähe) wesentlich beeinflussen.

Der Anteil der Primärionisation der geladenen Projektile ist bei vorgegebener Energie für einen bestimmten Gasdruck abhängig von der Driftstrecke. Lange Driftstrecken, die durch die Distanz der Kathoden gegeben sind, erhöhen die Nachweiswahrscheinlichkeit.

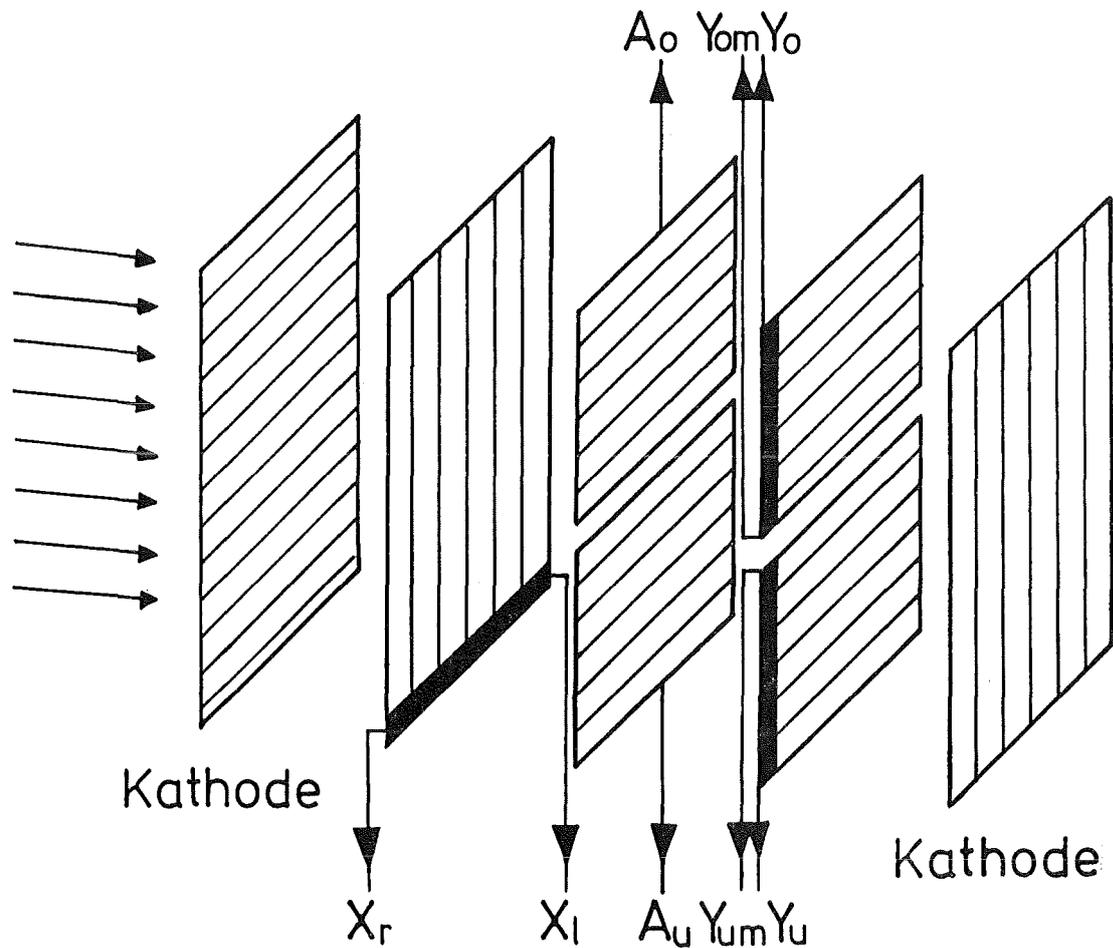


Abbildung 13. Anordnung der Drahtebenen: In der Mitte befindet sich die aus zwei unabhängigen Teilen (A_o , A_u) bestehende Anode. Zwischen den äußeren Kathoden und der Anode sind die Ortsgitter angebracht. Die vertikale bzw. horizontale Position erhält man vom y- bzw. x- Ortsgitter.

Aus diesen Überlegungen heraus ergab sich ein optimaler Abstand von 5 mm zwischen den Drahtebenen, der durch die Dicke der Rahmen gewährleistet wird. Der Drahtabstand innerhalb jeder Ebene beträgt 1 mm. Für die Drähte ist goldüberzogenes Wolfram mit 50 μ m Durchmesser verwendet worden. Um möglichst hohe Gas-

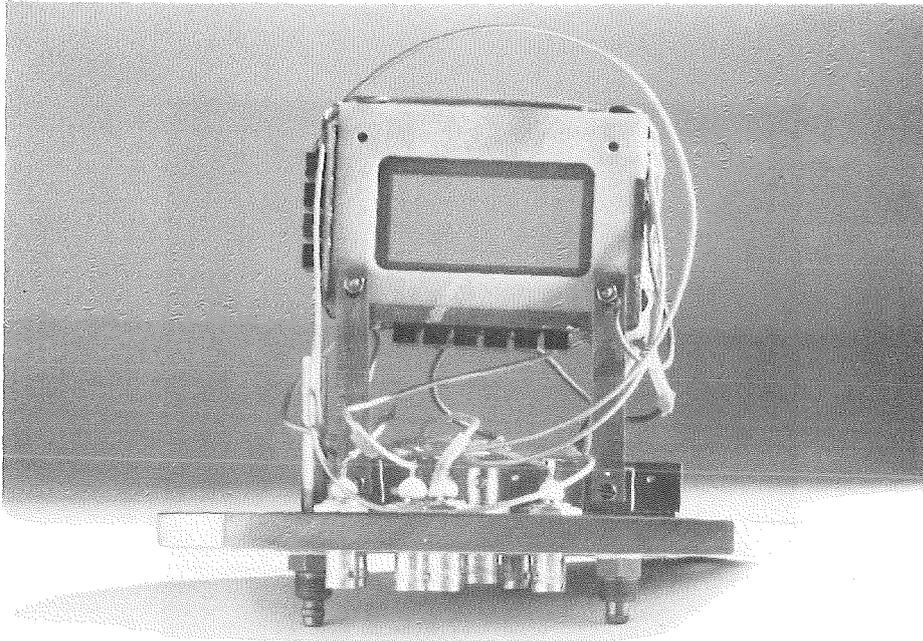


Abbildung 14. Gesamtansicht des Detektors mit Montageflansch

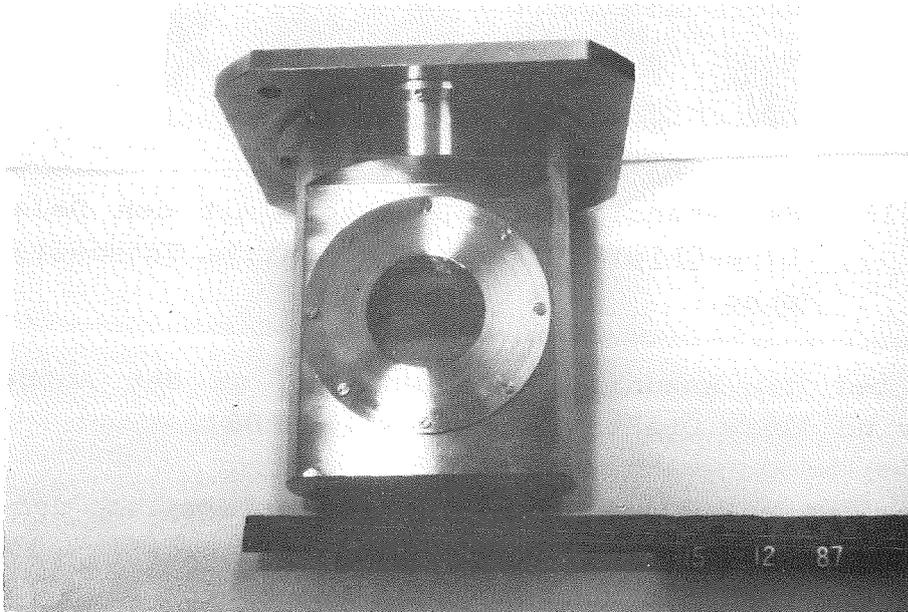


Abbildung 15. Detektoreinschub mit Folien und eingebautem Detektor

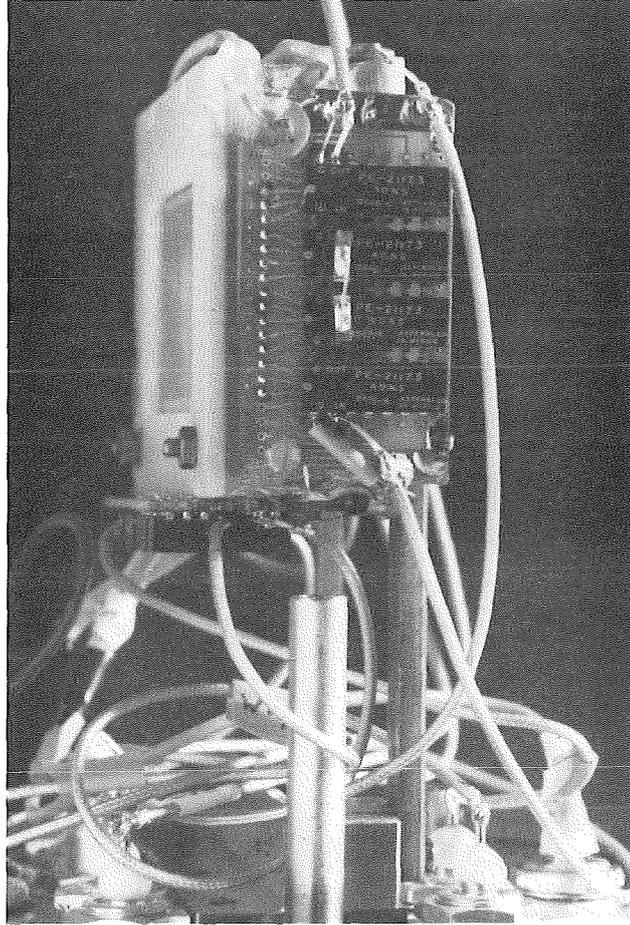


Abbildung 16. Seitenansicht des Detektors mit den Delay-Line-Chips für die horizontale Ortsbestimmung.

verstärkung bei der Ankunft der Elektronen an der Anode zu erreichen, sind diese Drähte 10 μm dick [STE 86].

Der Detektor ist auf einer Grundplatte montiert, an der die erforderlichen elektrischen Durchführungen sowie zwei Anschlüsse für den Gaseinlaß und Austritt angebracht sind (siehe Abb. 14). Zusammen mit einem Einschub (siehe Abb. 15) wird der Detektor in das Detektorgehäuse eingebaut. Die Ein- und Austrittsfenster, die den Detektoreinschub gegen das Vakuum des

Gehäuses abgrenzen, bestehen aus dünnen Polypropylenfolien ($60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), deren Durchmesser 50 mm beträgt.

4.2 ELEKTRISCHER AUFBAU

Die beiden Kathoden sind so verdrahtet, daß sie auf gleichem Potential liegen. Die eingebauten R-C Glieder für die Spannungsversorgung wirken praktisch als Siebglieder für hochfrequente Spannungsschwankungen (siehe Abb. 17). Der obere und untere Teil der Anode liegt auf gleichem Potential. Die Ausgangssignale der beiden Anoden A_o (obere Anode) und A_u (untere Anode) werden mit Auskoppelkondensatoren abgenommen. Ein zwischen den Anodenteilen eingebauter hoher Widerstand sorgt dafür, daß die an einer Anode induzierten Impulse am Ausgang der zweiten Anode stark abgeschwächt sind.

Es ist möglich jede Delay-Line an beiden Enden auszulesen. Beim Durchflug eines geladenen Teilchens durch den oberen oder unteren Teil des Detektors erhält man für die vertikale und horizontale Position von jeder Delay-Line jeweils zwei Signale, die kompatibel sein müssen.

Wenn zwei Teilchen gleichzeitig den Detektor passieren und ein Teilchen in der oberen und das andere in der unteren Hälfte nachgewiesen wird, stehen bei beidseitiger Auslese der Delay-Line in vertikaler Richtung für jedes Teilchen weiterhin zwei Informationen zur Verfügung.

Für das zweite Ortsgitter (horizontaler Ort) ist die Trennung in oberen und unteren Teil nicht problemlos möglich. Trotzdem sollten die Impulse zweier Teilchen, die in horizontaler Richtung einen bestimmten Mindestabstand haben, durch beidseitiges Auslesen der Delay-Line noch zu trennen sein. Allerdings kann die Zuordnung der beiden ermittelten horizontalen Orte zum oberen und unteren Teilchen nicht mehr eindeutig durchgeführt werden.

Da das eigentliche Ziel darin besteht, durch Ortsmessung den Relativwinkel der Aufbruchfragmente (α , d) zu bestimmen, ist diese eindeutige Zuordnung (z.B. oberes Teilchen im linken

Bereich und unteres Teilchen im rechten Bereich oder umgekehrt) nicht nötig.

Beim Aufbau der Spannungsversorgung muß man darauf achten, daß alle elektrisch leitenden Teile, die auf Hochspannung liegen, sehr sorgfältig isoliert sind. Bei niedrigen Gasdrücken besteht die Gefahr von Spannungsüberschlägen an unzureichend isolierten Lötunkten, insbesondere, wenn der Detektor nahe der Durchbruchspannung betrieben werden muß.

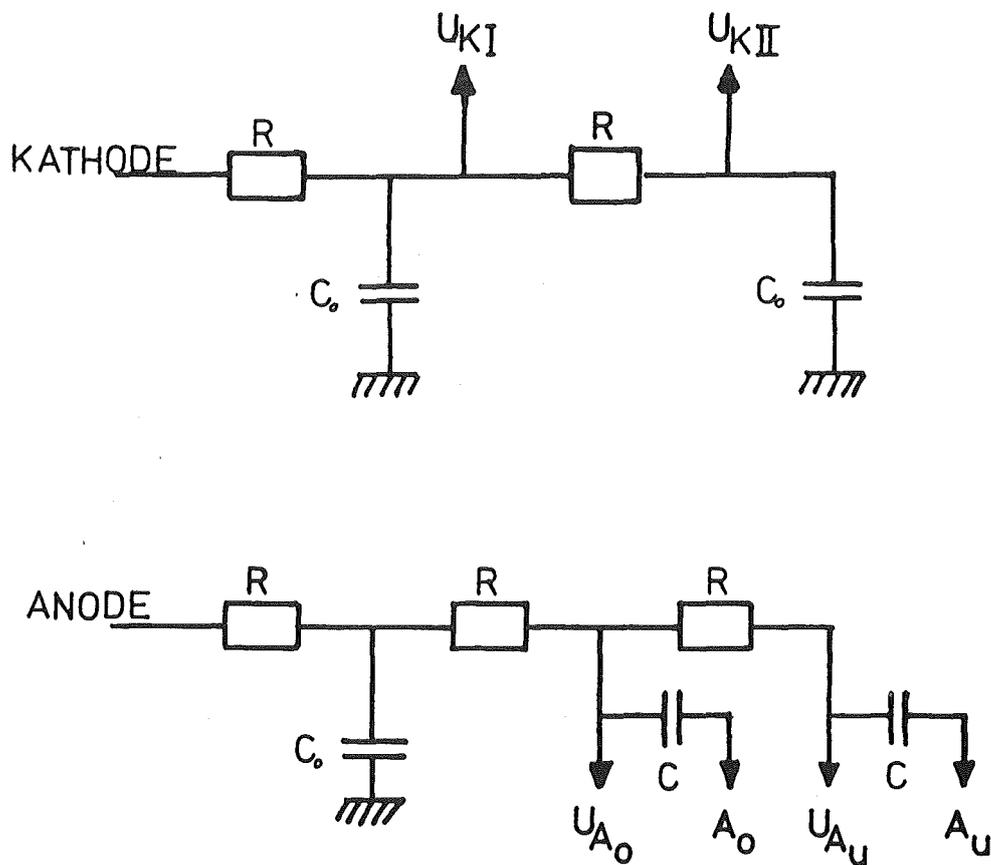


Abbildung 17. Spannungsversorgung für die Kathoden und Anoden. Die Widerstände betragen $R = 4.7 \text{ M}\Omega$. Die Auskoppelkondensatoren C und Kondensatoren der Siebglieder C_0 besitzen die Kapazität 680 pF .

4.3 NACHWEISELEKTRONIK

Die Signale des Detektors wurden mit speziellen, von der GSI in Darmstadt entwickelten und getesteten, Vorverstärkern verarbeitet [STE 86]. Die 8 unabhängigen Vorverstärker-Kanäle, die in 1/12 NIM-Modul untergebracht sind, eignen sich besonders für Delay-Line Auslese (speziell abgestimmte Integrations- und Differentiations- Zeitkonstanten). NIM-Einschübe der Firmen Le Croy und ORTEC bildeten die weiteren Komponenten der modularen Elektronik (siehe Abb. 18), die folgende Funktionen erfüllen: Nachdem innerhalb der Constant-Fraction-Diskriminatoren der Zeitpunkt der Vorverstärkerimpulse ermittelt wurde, geben diese ein standardisiertes logisches Ausgangssignal ab. Die Diskriminator-Signale der Anoden starten eine Zeitmessung in den TPHC's, die mit den später ankommenden Ortsgittersignalen gestoppt wird. Die Impulshöhe der Ausgangssignale der TPHC's ist direkt proportional zur Zeitdifferenz von Start- und Stop-Signal und damit auch proportional zum Ort innerhalb des Detektors. Um zu garantieren, daß die Stoppsignale immer später als die Startsignale kommen, müssen Verzögerungseinheiten (Kabel-Delay) eingebaut werden. In Invertierungs- und Abschwächungs-

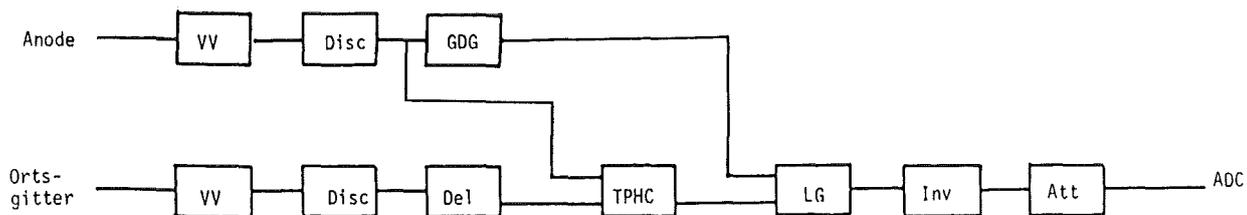


Abbildung 18. Elektronik-Komponenten. VV: Vorverstärker, Disc: Discriminator, GDG: Gate and Delay Generator, CU: Coincidence Unit, Del: Delay, TPHC: Time to Pulse Height Converter, LG: Linear Gate, Inv: Inverter, Att: Attenuator.

einheiten wird die Signalhöhe so umgewandelt, daß sie von dem ADC konvertiert werden kann.

Schematisch sieht die Umwandlung des Teilchenortes durch die Elektronik folgendermaßen aus:

Teilchenort → Zeitdifferenz → Impulshöhe → Kanalnummer
im Detektor zwischen Anoden des TPC des ADC
 und Ortsgitter-
 signal

Die Kanalnummer repräsentiert also den Durchgangsort des Teilchens im Detektor. Im Folgenden versteht man unter Ortsspektrum die Angabe der Kanalinhalt. Die Datenaufnahme und Speicherung mit dem Rechner (PDP 11/73) erfolgt Ereignis für Ereignis (List-Mode).

4.4 GASSYSTEM

Um den Detektor mit Zählgas zu versorgen, ist ein spezielles, von der Vakuumsteuerung des Magnetspektrographen unabhängiges Gassystem aufgebaut worden (siehe Abb. 19).

Mit Hilfe der Drehschieberpumpe werden der Detektoreinschub, das Gehäuse und die Vakuumleitungen bei der Inbetriebnahme evakuiert. Die Ventile V3A und V3B trennen während dieses Vorgangs das Gehäuse des Detektors vom Vakuumsystem des Spektrographen. Das unmittelbar vor der Pumpe angebrachte Handventil gestattet es, den Auspumpvorgang so langsam ablaufen zu lassen, daß zwischen Detektor und Gehäuse kein großer Druckunterschied auftritt, der zur Beschädigung der dünnen Ein- und Austrittsfenster führen könnte.

Nachdem das System vollständig ausgepumpt ist, wird der Gasdurchfluß und der Arbeitsdruck auf folgende Weise eingestellt: Zunächst ist der Detektor und das Gehäuse durch die Ventile V21 bzw. V23 von der Pumpe und der Gaszufuhr abgetrennt. Die Gasmenge, die durch das Steuerventil und V24 zur Pumpe fließt, wird mit dem Handventil eingestellt. Die Feinvakuummeßstelle

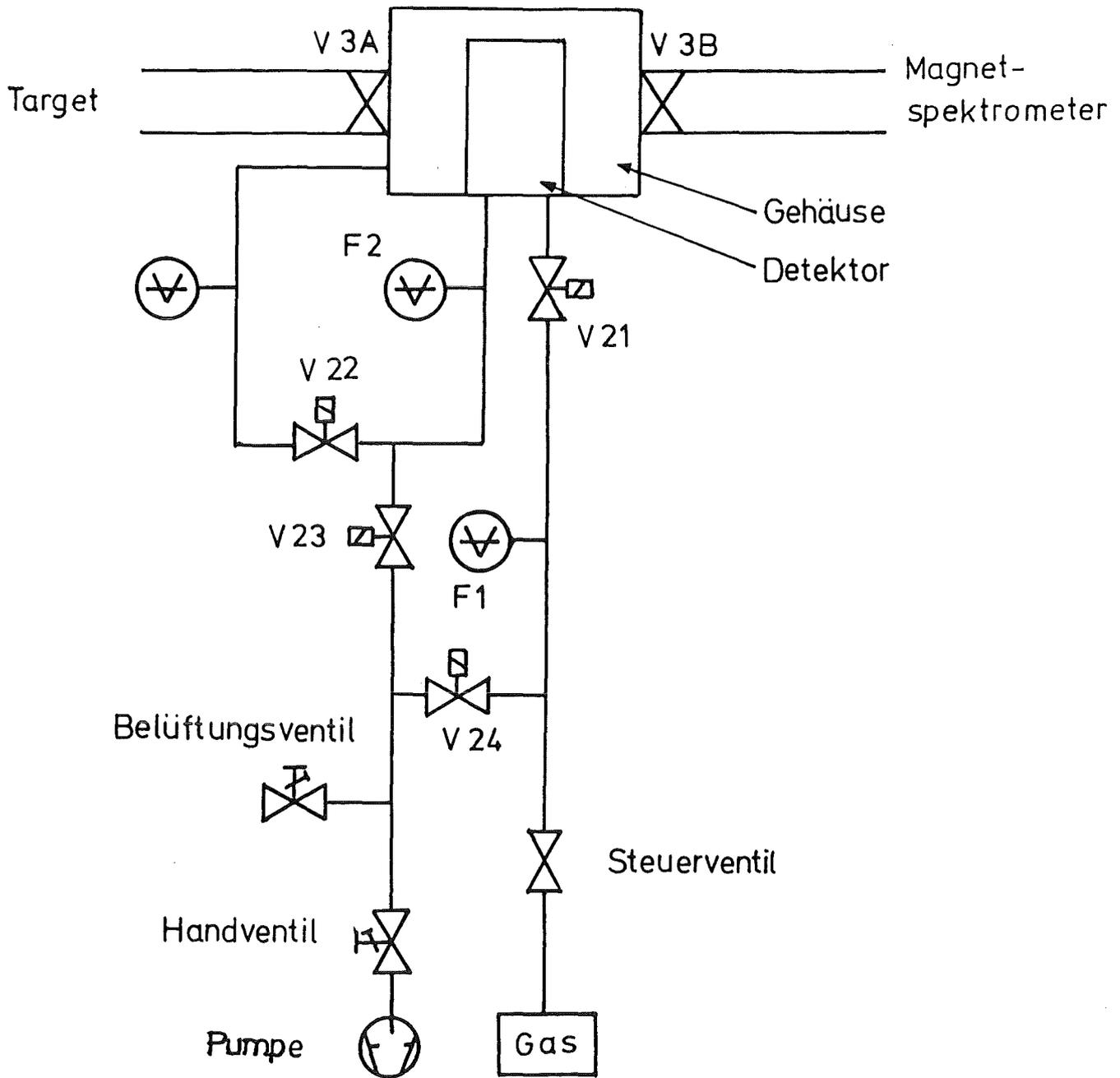


Abbildung 19. Schematische Darstellung des Gassystems (siehe Text)

F1 ermöglicht die Kontrolle und Regulierung des Drucks. Das zu dieser Meßstelle gehörige Druckmeßgerät steuert über eine automatische Kontrolleinheit ein an der Gasflasche angebrachtes Steuerventil (Magnetventil). Die automatische Kontrolleinheit vergleicht das Signal des Druckmeßgerätes mit einem vorgewählten Druckpunkt und reguliert bei Abweichungen den Druck durch Öffnen oder Schließen des Magnetventils nach.

Wenn sich der Arbeitsdruck und der Gasdurchfluß stabilisiert haben werden die Ventile V22 und V24 geschlossen und die Ventile V23 und V21 geöffnet, um das Gas durch den Detektor fließen zu lassen. In diesem Zustand können durch Öffnen der Ventile V3A und V3B Messungen begonnen werden.

Nach Abschluß der Messungen wird das gesamte System belüftet. Die Ventile V3A und V3B sowie das Steuerventil und das Handventil sind dabei geschlossen, alle übrigen Ventile geöffnet (wie beim Auspumpen). Über das Belüftungsventil (Nadelventil) strömt, aus Rücksicht auf die Folien zwischen Detektor und Gehäuse, langsam Luft ein.

Das Regelsystem hat sich bei kleinen Drücken bestens bewährt. Der Druck kann über längere Zeit auf 1/10 mbar stabilisiert werden.

Da die Anzahl der erzeugten Primärionen beim Durchflug der Projektile durch das aktive Volumen möglichst groß sein soll, muß das Zählgas kleine Ionisationsenergie und große Dichte besitzen ("schweres Gas"). Der beschriebene Detektor ist ausschließlich mit Isobutan betrieben worden.

In untenstehender Tabelle sind einige Eigenschaften verschiedener Zählgase angegeben [MAR 78].

	Dichte (mg/cm ³)	Mol.- Gewicht	W (eV)	A (cm*mbar)	B (V/cm*mbar)
Methan (CH ₄)	0.717	16	29.1		
Isobutan (i-C ₄ H ₁₀)	2.65	58	26.3	32	319
Heptan (C ₇ H ₁₆)	4.46	100			

W ist die mittlere Energie, die ein α -Teilchen aufbringen muß, um ein Elektron-Ion Paar zu erzeugen. Die gasspezifischen Konstanten A und B sind diejenigen, die in Gl. 3.1 verwendet wurden.

Tabelle 5 : Eigenschaften üblicher als Zählgase verwendeter schwerer Kohlenwasserstoffgase

5. TEST DES DETEKTORS

5.1 VORVERSUCHE

Die ersten Versuche mit dem Detektor wurden mit einem α -Präparat (verschiedene Nuklide mit α -Energien zwischen 5.1 und 5.8 MeV) durchgeführt, das unmittelbar vor den Gitterebenen befestigt war, so daß die emittierten α -Teilchen in die sensitive Zone des Detektors gelangen konnten. Ziel dieser ersten Tests war es, den Detektor in Betrieb zu nehmen, den Aufbau der Elektronik und das Gassystem zu überprüfen und erste Betriebserfahrungen zu sammeln. Auf eine Kollimierung der Teilchen zum Test der Ortsinformation wurde dabei wegen der geringen Aktivität des Präparats (zu geringe Zählrate) verzichtet.

Anfangs traten mit der Stabilität gegenüber Spannungsüberschlägen einige Probleme auf, die aber mit einer überarbeiteten Version des Detektors zum größten Teil gelöst werden konnten. Nachdem die Isolation der Spannungszuführungen an die Gitter und die Anschlüsse innerhalb des Detektoreinschubs verbessert wurden, war der Detektor deutlich stabiler.

Durch die Versuche mit dem α -Präparat wurden folgende Erfahrungen gewonnen:

Es zeigte sich, daß sehr sorgfältiges Auspumpen und mehrfaches Spülen des Detektorvolumens mit Isobutan vor Anlegen der Spannung die Stabilität erhöht. Bei kurzfristigen Spannungsüberschlägen treten keine Beschädigungen der Drähte auf, Dauerentladungen, bei denen durch den Detektor mehrere μA Strom fließen können, führen u.U. zur Zerstörung einzelner Drähte (insbesondere Anodendrähte).

Für die Messungen wurden ausschließlich symmetrische Spannungswerte verwendet ($+U_0$ an Anode, $-U_0$ an Kathode), da in diesem Fall die Impulshöhe am größten ist.

5.2 AUFBAU AM TANDEM-BESCHLEUNIGER

Nach diesen Vorversuchen wurde der Detektor unter realistischeren Bedingungen am Erlanger Tandem-Beschleuniger mit 9 MeV Protonen untersucht, deren Energieverlust zwischen dem der 52 MeV Deuteronen und der 104 MeV α -Teilchen vom ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch liegt (siehe Anhang A). Mittels Extraktionsblenden im Strahlrohr war es möglich, Strahldurchmesser zwischen 1 und 3 mm zu wählen. Außerdem konnte die Zählrate durch weitere Blenden in einem weiten Bereich variiert werden.

Das verwendete Aluminiumgehäuse, in dem der Detektor eingebaut war, besaß eine Eintritts- und Austrittsöffnung für den Strahl (siehe Abb. 20). Die beiden Öffnungen waren mit 75 μm dicken Kapton-Folien gegen die Luftatmosphäre isoliert. In ca. 5 cm Entfernung vom Austrittsfenster befand sich ein Halbleiterzähler, der unter Luftdruck betrieben wurde und auf Strahlmitte

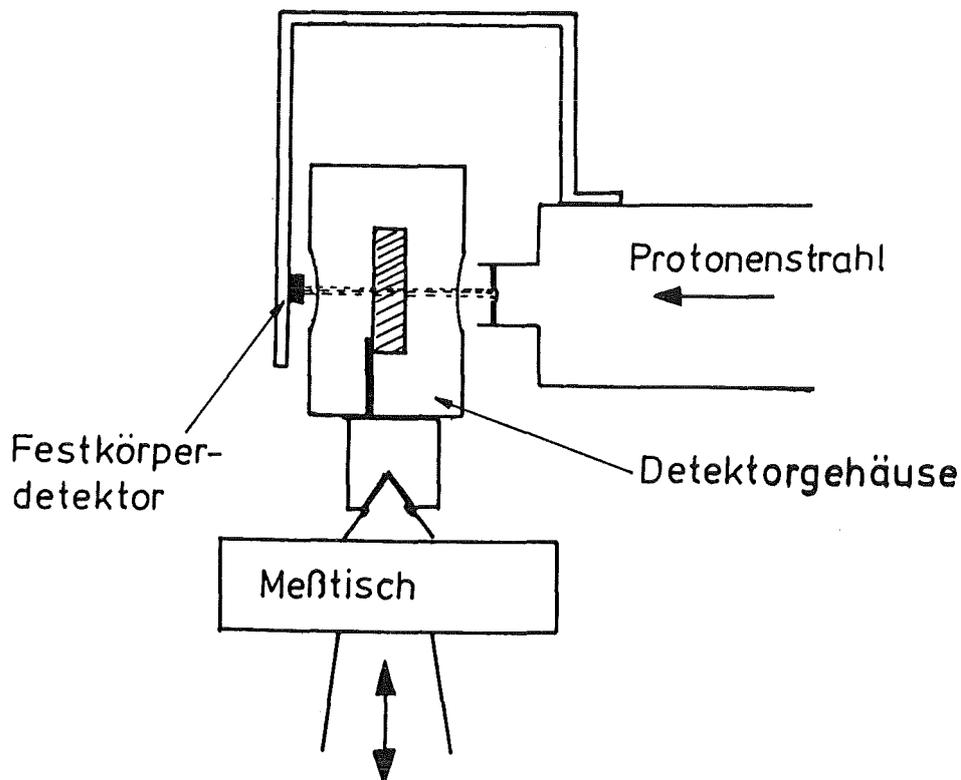


Abbildung 20. Meßaufbau am Erlanger Tandem-Beschleuniger

fixiert war. Mit dem Halbleiterzähler wurde der Strahlstrom gemessen und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Gaszählers bestimmt. Unabhängig von diesem Halbleiterzähler konnte das Detektorgehäuse seitlich und in der Höhe bewegt werden.

Den Abschluß des Beschleuniger-Strahlrohrs bildete eine ebenfalls dicke 75 μm Kapton-Folie. Der Abstand Strahlrohrende-Eintrittsfenster des Detektorgehäuses betrug ca. 3 cm.

In einigen Punkten wurde die in Kapitel 4 beschriebene Nachweiselektronik erweitert (siehe Abb. 18,21).

Die Impulse der Protonen nach den Vorverstärkern waren trotz hoher Verstärkung (~ 1500) teilweise kleiner als 50 mV, so daß die zu Anfang verwendeten Constant-Fraction-Diskriminatoren (ORTEC, CF 934), deren kleinste einstellbare Schwelle 50 mV ist, sich als nicht brauchbar erwiesen. Mit anderen Diskriminatoren (LeCroy 825E) konnten zwar die Schwellen auf 25 mV herabgesetzt werden, allerdings lag der Rauschpegel der Vorverstärker bei 40 mV. Um das Starten der TPHC's durch Rauschsignale zu unterdrücken, wurden nur koinzidente Signale zwischen Anode und Halbleiterzähler als Startsignale verwendet. Dazu wurden die Diskriminator-Signale des Halbleiterdetektors mit einer geeigneten Einheit (hier: Koinzidenz-Einheit) auf ca. 100 ns verlängert und in einer weiteren Koinzidenz-Einheit mit dem ca. 10 ns langen Anoden Signal überlappt (siehe Abb. 21), um den Zeitjitter des Anodensignals zu überdecken. Mit den Ausgangsimpulsen dieser zweiten Koinzidenz-Einheit, die zeitgleich mit den schnellen Anoden-Signalen waren, wurde die Zeitmessung in den TPHC's gestartet.

Da der Protonenstrahl in seiner räumlichen Ausdehnung klein war (im Vergleich zur Detektorhöhe), wurde entweder nur der obere oder der untere Teil des Detektors bestrahlt, so daß es nicht notwendig war, die Elektronik für alle 8 Kanäle aufzubauen.

5.2.1 Orts-Eichung

Um den Zusammenhang zwischen Durchflugort der Protonen und Kanalzahl zu erforschen, wurden mehrere Messungen mit ver-

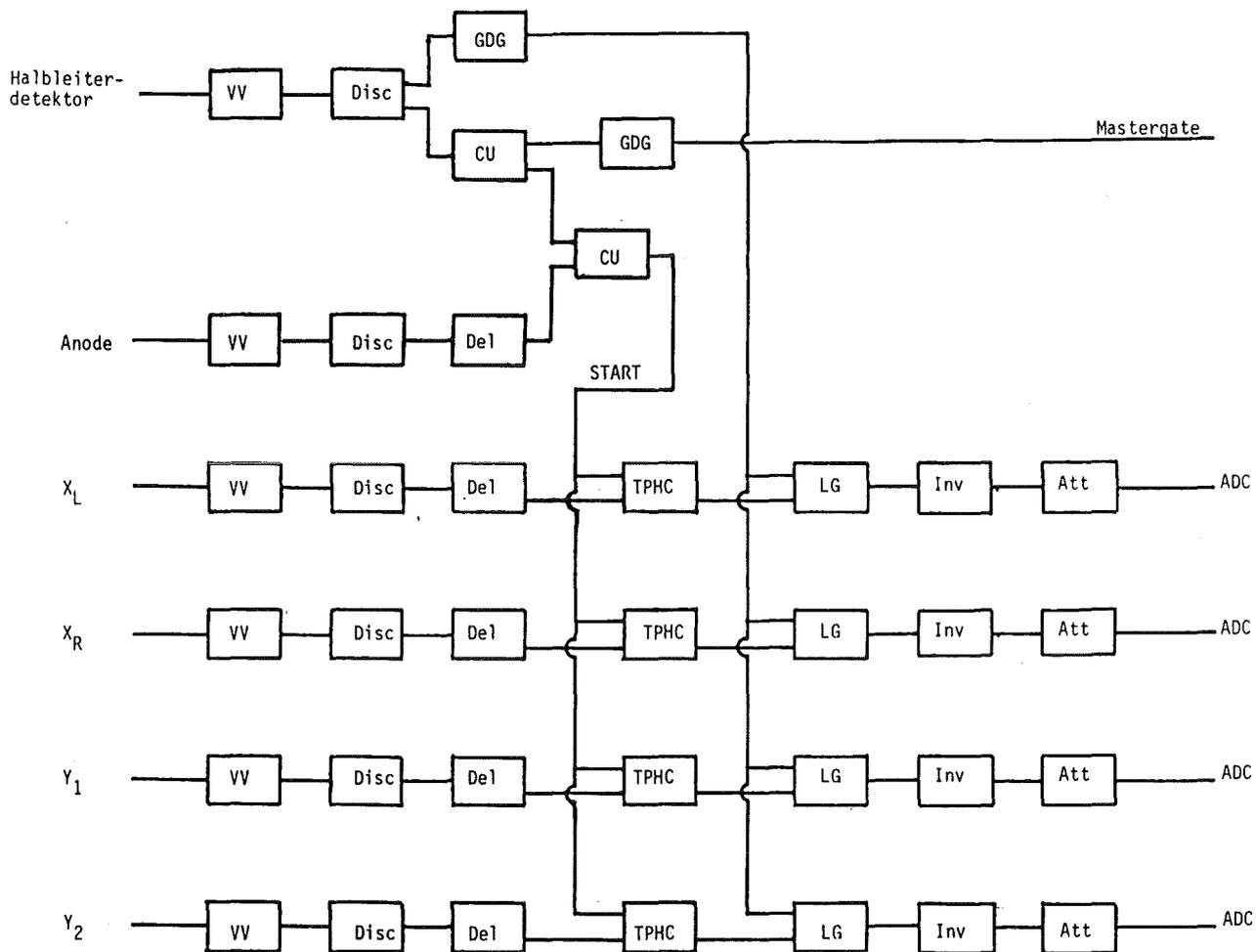


Abbildung 21. Aufbau der Nachweiselektronik (siehe Abb. 18)

schiedenen Detektorpositionen durchgeführt. Dabei war die absolute Position weniger interessant. Im Vordergrund stand die Frage, ob der Teilchenort proportional zur Kanalzahl ist.

Der Strahldurchmesser betrug ca. 1.5 mm.

Die Detektorparameter waren: $p = 4.6$ mbar, $U = \pm 470$ V.

Mit den Meßwerten (Teilchenort im Detektor und Kanalzahl), die innerhalb des im Spektrographen nutzbaren Bereichs liegen, wurde eine Ausgleichsrechnung durchgeführt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit (Ortsauflösung) wurde in diesem Bereich keine Ab-

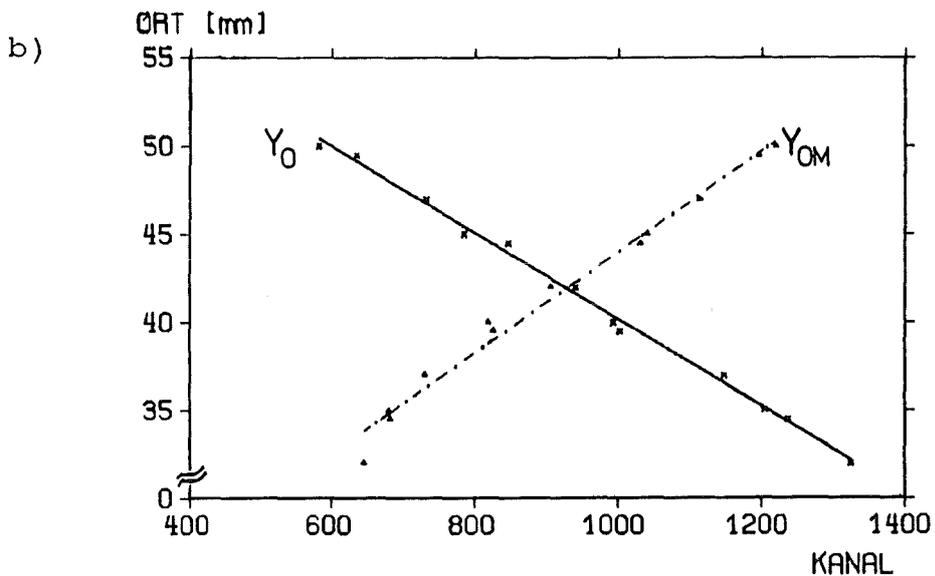
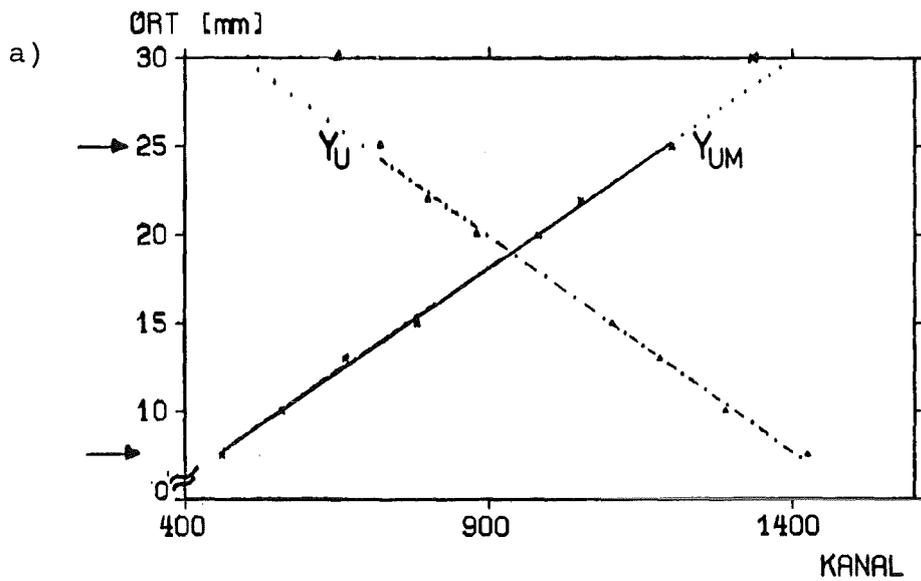


Abbildung 22. Eichgeraden des geteilten Gitters (vertikaler Ort). Aufgetragen ist der Durchflugort über der Kanalzahl des Schwerpunkts des Ortsspektrums. In (a) sind zwei Meßpunkte aus dem Randgebiet der Drahtebenen eingetragen, die deutliche Abweichungen von der Ausgleichsgeraden zeigen (Ort: 30 mm). Der nutzbare Bereich ist durch zwei Pfeile (\rightarrow) angedeutet.

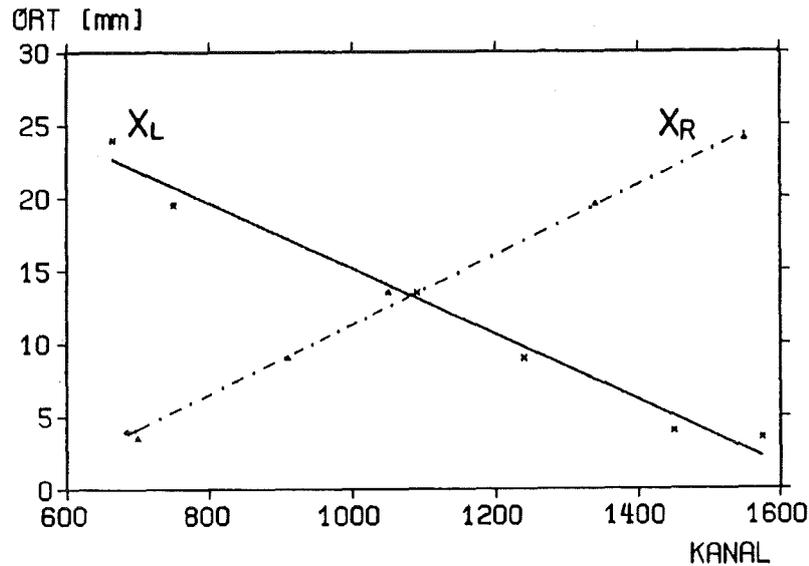


Abbildung 23. Eichgeraden des horizontalen Gitters

weichung von einem linearen Verlauf festgestellt (siehe Abb. 22,23).

In den Randgebieten der Drahtebenen ist der Zusammenhang zwischen Kanalzahl und Detektorort nicht mehr linear, da sich die auf den Ortsgittern induzierten Impulse nicht auf benachbarte Drähte verteilen können, wie in der Mitte der Drahtebenen (siehe Abb. 22a). Die Folge davon ist, daß die Ortsspektren deutlich schmaler werden, weil ein Teil des Spektrums abgeschnitten ist. In Abb. 24 erkennt man, daß die Flanke des Ortsspektrums an der Seite steiler ist, an der Teilchen in unmittelbarer Rahmennähe den Detektor durchflogen haben.

5.2.2 Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Beantwortung der Frage, welcher Anteil der durchfliegenden Teilchen vom Gasdetektor nachgewiesen wird, wurde die Elektronik so aufgebaut, daß bei jedem Impuls des Halbleiterdetektors ein Trigger-Signal erzeugt wurde (vgl. Abb. 21). Dieses Signal öffnete die 4 verschiedenen ADC's für die Ortsinformation des Gasdetektors und startete damit die Datenregistrierung durch

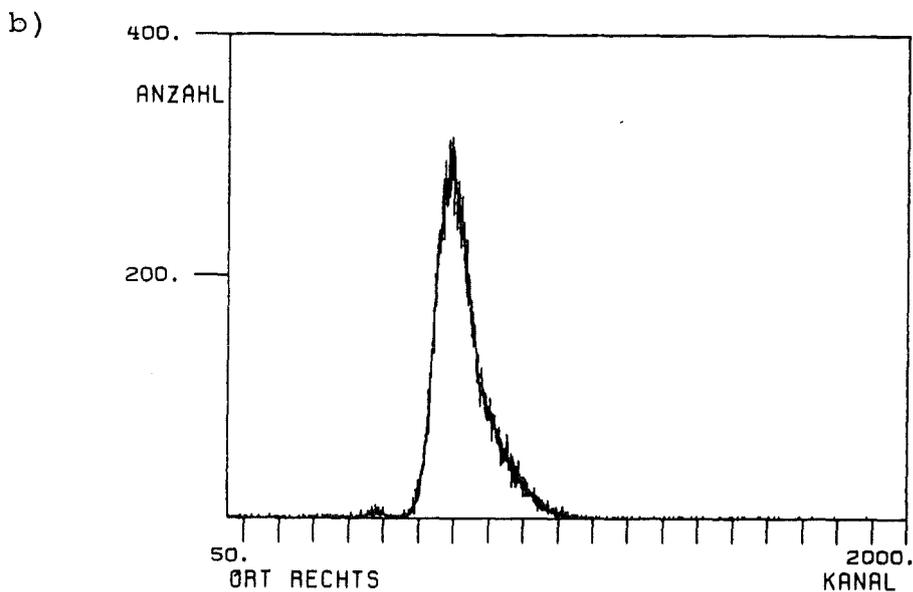
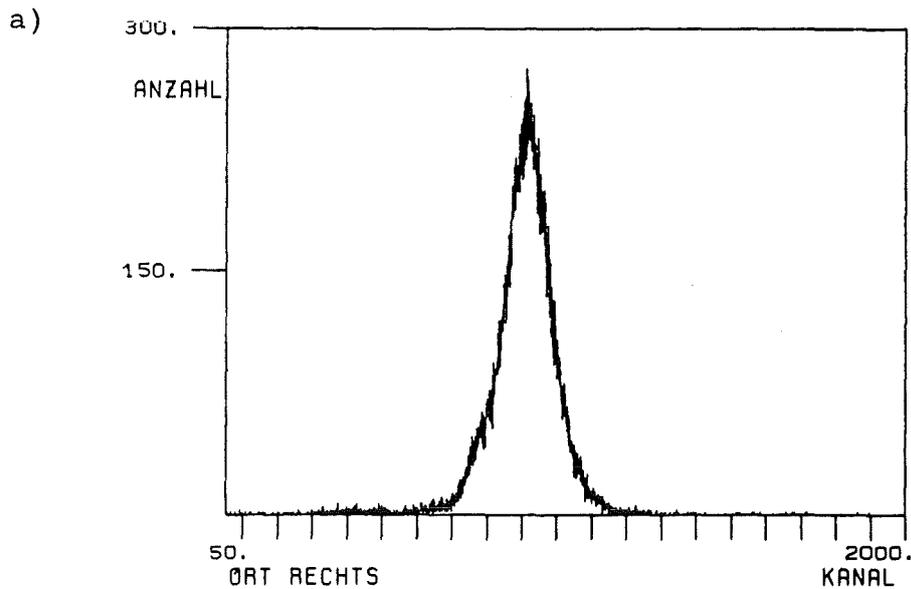


Abbildung 24. Ortsspektrum: (a) Durchflugort der Teilchen in Gittermitte; (b) Durchflugort der Teilchen in der Nähe des Rahmens.

den Aufnahmecomputer. Sollte zum Zeitpunkt des Trigger-Signals kein Start und Stop-Signal an einen TPHC gegeben worden sein, so fand keine AD-Conversion statt. Der Computer ordnete dieses Nullereignis in den Kanal eins ein, so daß deren Anzahl gezählt werden kann. Aus dem Verhältnis der gesamten Triggerimpulse (Summe der Kanäle 1-2048) und der Ortsgitterimpulse (Summe der Impulse, die im Ortspeak liegen) erhält man die Nachweiswahr-

scheinlichkeit (Effizienz). Diese hängt für eine vorgegebene Detektorgeometrie von der Anzahl der im Gas erzeugten Ionenpaare, der Gasverstärkung und der Elektronikeinstellung ab. Durch Veränderung der an der Anode bzw. Kathode anliegenden Spannung wird, bei festem Druck p , die Gasverstärkung variiert. Diese steigt mit zunehmender Spannung (elektrische Feldstärke) und hat höhere Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge (siehe Abb.25). Mit steigender Impulshöhe an der Anode steigt auch die Impulshöhe der Ortsgitter und damit die Wahrscheinlichkeit, daß mehr Impulse die Schwelle der Elektronik (Diskriminator) übersteigen. Die Durchbruchspannung beträgt ± 490 V an Anode bzw. Kathode ($p= 4.7$ mbar). Bei ± 480 V geht die Nachweiswahrscheinlichkeit in eine Sättigung über. Diese maximale Nachweiswahrscheinlichkeit ist für die einzelnen Ortsgitter und die Anode unterschiedlich (vgl. Abb. 25). Das Ortsgitter, dessen Drähte parallel zu den Anodendrähten verlaufen, besitzt eine höhere Effizienz (~ 95 %) als das zu dieser Richtung orthogonale Gitter (~ 90 %).

Die geringere Effizienz der Ortsgitter erklärt sich damit, daß die von der Anode induzierten Signale auf diesen Gittern etwas abgeschwächt sind. Beim horizontalen Ortsgitter macht sich zudem der zur Anode unterschiedliche Drahtverlauf bemerkbar aus. Die an einem Anodendraht ankommende Elektronenlawine besitzt in Drahtrichtung eine gewisse räumliche Ausdehnung. Auf den Ortsgittern werden Ladungen induziert, die die Form dieser Ausdehnung widerspiegeln. Für eine zur Anodendrahtrichtung orthogonale Richtung bedeutet dies, daß sich die Spiegelladungen auf u.U. mehreren Drähten verteilt. Der Impuls eines solchen Gitters wird sich deshalb aus einer Überlagerung mehrerer Impulse von verschiedenen Drähten zusammensetzen.

Der zeitliche Abstand zweier benachbarter Drähte (4 ns) führt dazu, daß die Impulshöhe kleiner wird und der Zeitpunkt des Signals größere Fluktuationen aufweist, was sich ungünstig auf die Ortsauflösung in der zur Anodendrahtrichtung orthogonale Richtung auswirkt (s.u.).

Ein weiterer wichtiger Punkt, der die Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflusst, ist die Teilchenflußdichte (Teilchen/s mm^2). Um zwei Teilchen unterscheiden zu können, muß die Lawinenentwicklung und die Verarbeitung des ausgelösten Impulses in der

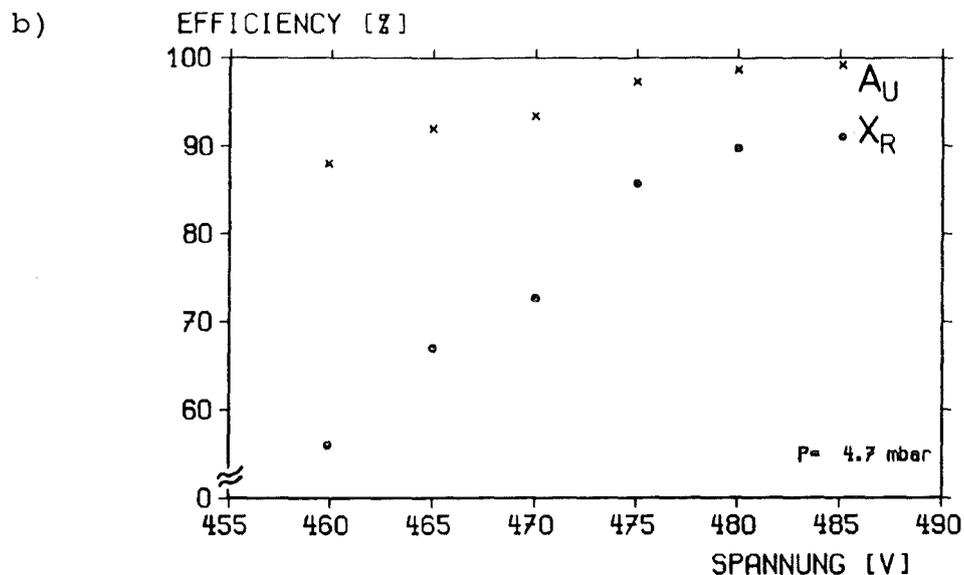
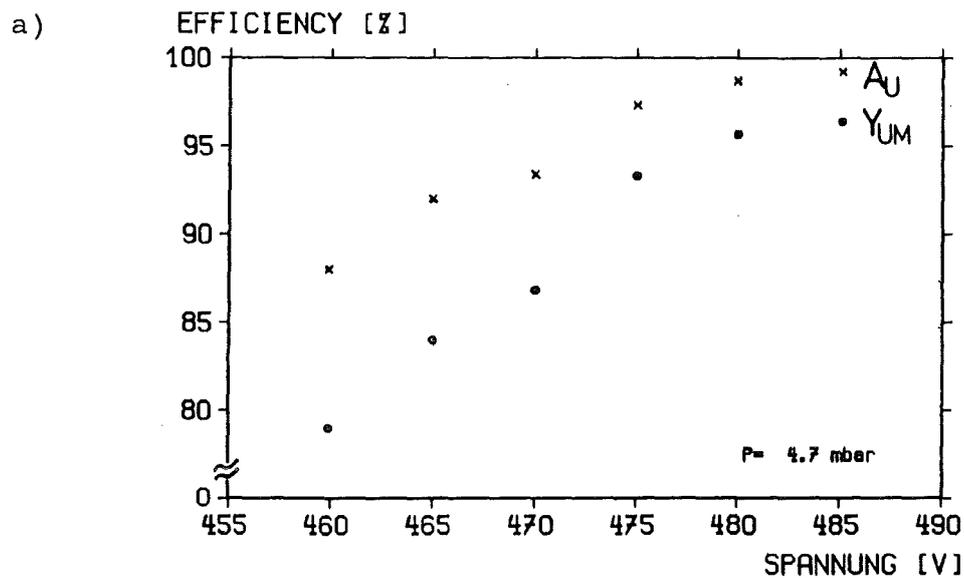


Abbildung 25. Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Spannung (Spannung an Anode und Kathode symmetrisch). (a) vertikaler Ort; (b) horizontaler Ort. Die vom Kurvenverlauf abweichenden Meßpunkte bei 470 V sind auf nachträglich nachgewiesene Unlinearitäten der Spannungsversorgung zurückzuführen.

Elektronik für das erste Teilchen beendet sein. Die Driftzeiten der Elektronen und die damit verbundene Dauer der Lawinenentwicklung liegt im Bereich von 10^{-7} bis 10^{-9} s. Die positiven Ionen besitzen einerseits kleinere Driftgeschwindigkeiten, andererseits müssen sie von der Anode, wo sie größtenteils erzeugt werden, zur relativ weit entfernten Kathode wandern. Wenn man davon ausgeht, daß die Ionenwolke für diese Strecke einige ms Zeit braucht, wird der in Abb. 26 angedeutete Abfall der Effizienz bei ca. 500 Teilchen/s mm^2 verständlich.

Bei weiterer Steigerung der Teilchenflußdichte macht sich die hohe Ladungskonzentration bemerkbar, die schließlich zu Gasentladungen im Detektor führt.

Eine deutliche Verbesserung der Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht man durch Erhöhen des Gasdruckes ($p = 15$ mbar, $U = \pm 845$ V). Abb. 27 zeigt die Effizienz des Detektors an verschiedenen Positionen (untere Hälfte des geteilten Gitters). Die Meßpunkte fallen bei größerer Entfernung der Projektile vom Nullpunkt, der am Anfang der Delay-Line liegt, etwas ab. Dafür verant-

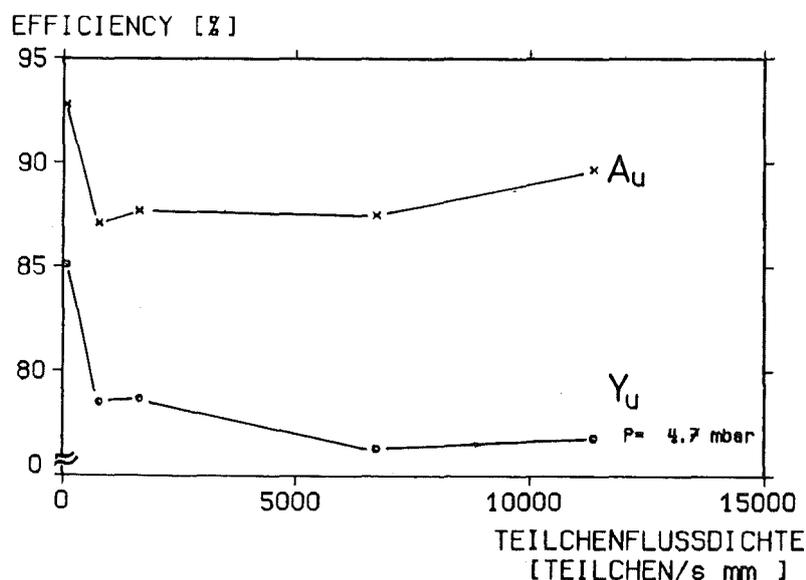


Abbildung 26. Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit bei steigender Teilchenflußdichte

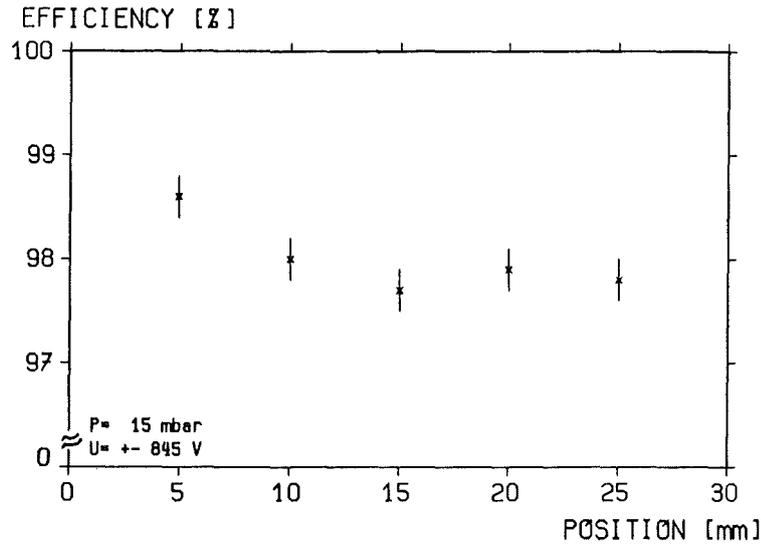


Abbildung 27. Nachweiswahrscheinlichkeit eines vertikalen Ortsgitters (Y_{UM}) an verschiedenen Detektorpositionen ($p=15$ mbar). Aufgrund des längeren Weges der Impulse durch die Delay-Line bei höheren Positionen werden diese etwas stärker abgeschwächt und liegen häufiger unter der Schwelle des Diskriminators.

wortlich ist der längere Weg der Impulse durch die Delay-Line und der damit verbundenen stärkeren Abschwächung. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Impuls kleiner als die eingestellten Schwellen in der Elektronik wird, steigt mit zunehmender Verzögerung in der Delay-Line.

Messungen an verschiedenen Detektororten ergaben bei 15 mbar und hohen Teilchenflußdichten (~ 1400 Teilchen/s mm^2) Nachweiswahrscheinlichkeiten die größer als 90 % sind, sowohl für die Anode als auch für die Ortsgitter.

Für den geplanten Einsatz des Detektors am Zyklotron ist eine Zählrate von mehreren 10^5 Teilchen/s zu erwarten. Da der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung mit dem Streuwinkel variiert, wird der Detektor nicht gleichmäßig bestrahlt, so daß örtlich stark unterschiedliche Zählraten auftreten können, denen nach den hier gezeigten Detektoreigenschaften besondere

Beachtung zu schenken ist, um Verfälschung der Meßresultate zu vermeiden.

5.3 EXPERIMENT AM ZYKLOTRON

5.3.1 Meßaufbau

Für die ersten Tests am Zyklotron wurden elastisch gestreute α -Teilchen mit 104 MeV Primärenergie benutzt. Der Detektor war dabei an der in Abb. 5 eingezeichneten Stelle zwischen dem Blendengehäuse der mechanischen Vierbacken-Blende und dem ersten Quadrupolmagneten, eingebaut. Diese Einbauweise ermöglicht eine bequeme Bestimmung der Ortsauflösung des Zählers, da die Blendenöffnung, die durch den Abstand der einzelnen Blendenpaare definiert wird, an eine beliebige Position vor den Detektor gestellt werden kann.

Je nach Öffnung und Lage der Blendenpaare erreichen die am Target gestreuten Teilchen einen bestimmten Bereich der Drahtgitter. Die Geometrie der Anordnung ist in Abb. 28 dargestellt. Abhängig von Blendenöffnung s und Strahlfleckdurchmesser d ergibt sich eine räumliche Ausdehnung der Δy der Verteilung der Teilchen am Ort des Detektors:

$$\Delta y = s + l/L (s+d) \quad l/L = 0.40 \quad (5.1)$$

Tabelle 6 zeigt einige Werte dieser Ausdehnung für verschiedene Strahldurchmesser.

Target (Ort des Detektors) entspricht dies einer Fläche von $18 \times 43 \text{ mm}^2$.

Der Akzeptanzdetektor ist so dimensioniert (aktive Fläche: $30 \times 60 \text{ mm}^2$), daß die Teilchen nur den inneren Bereich dieser Fläche passieren (siehe Abb.29). Dadurch wird vermieden, daß Teilchen in den Randbereichen nachgewiesen werden müssen, wo das elektrische Driftfeld inhomogen ist.

Innerhalb des Detektorgehäuses befindet sich der Detektoreinschub mit der Drahtkammer. Dieser Einschub besitzt als Abschluß gegen das Vakuum des Spektrographen ein Ein- und Austrittsfenster aus Polypropylen (siehe Abb. 15).

Mit Hilfe des oben beschriebenen Gassystems wird der Zähler mit Isobutan geflutet. Der Gasdruck im Detektor betrug 15 mbar, an Anode bzw. Kathode wurde $\pm 835 \text{ V}$ Spannung angelegt.

Der Aufbau der Elektronik ist gegenüber der obigen Anordnung (siehe Kap. 4) nur wenig geändert worden (siehe Abb. 30). Die Diskriminatoren sind durch Constant-Fraction-Diskriminatoren

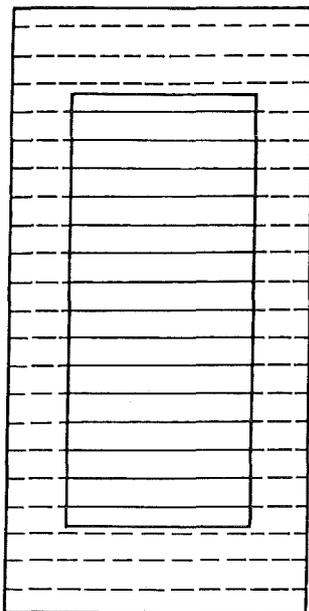


Abbildung 29. Beleuchteter Bereich des Detektors bei Ausnutzung der vollen Akzeptanz des Spektrographen (inneres Rechteck). Die vertikalen und horizontalen Akzeptanz Begrenzungen (Blendenbacken) können innerhalb dieses Bereichs beliebig verstellt werden.

(EG & G ESN, CF 8000) ersetzt worden, die ein genaueres Zeitsignal liefern.

Um die Ortsauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors zu optimieren, ist es wichtig, daß der Constant-Fraction-Diskriminator auf die Anstiegszeit und den Maximalwert der Vorverstärkerimpulse angepaßt wird (siehe Abb. 31). Dies wird verständlich, wenn man sich die (vereinfachte) Funktionsweise eines Constant-Fraction-Diskriminator vergegenwärtigt.

Das Eingangssignal des Diskriminators wird innerhalb des Constant-Fraction-Diskriminator in zwei Teile aufgespalten. Ein Teil wird abgeschwächt und invertiert, der andere um einen

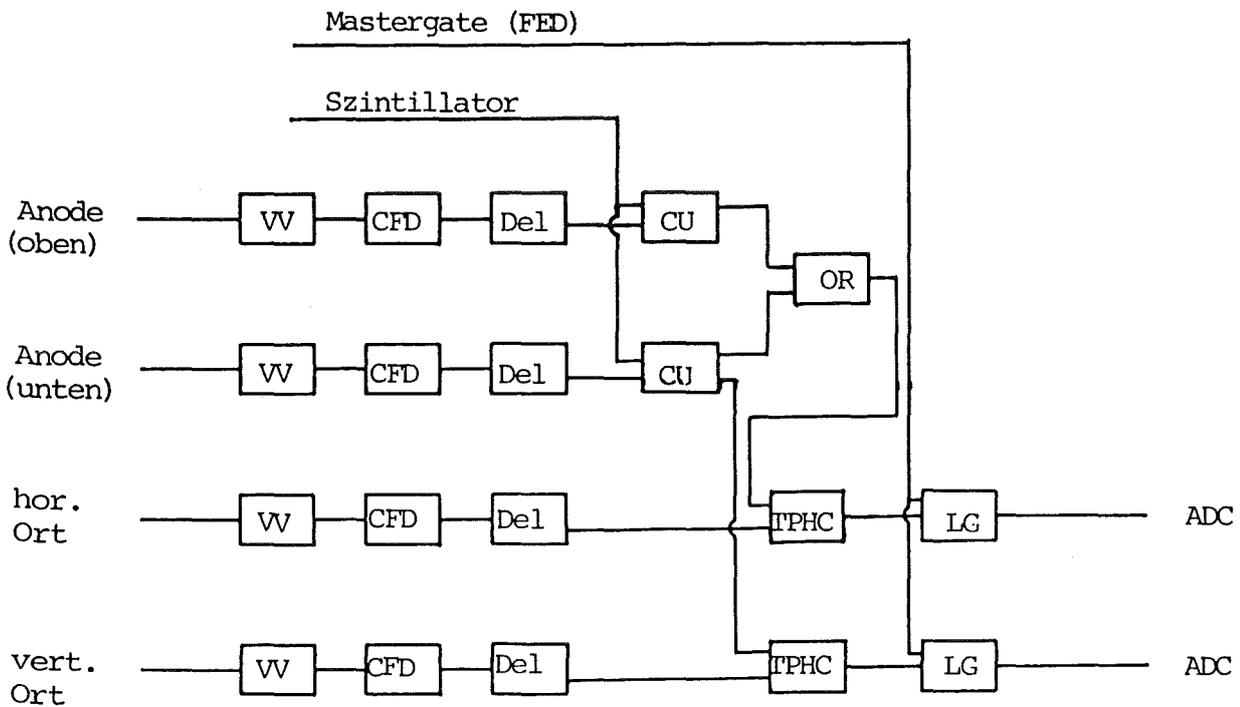


Abbildung 30. Aufbau der Nachweiselektronik: Stellvertretend für die sechs Ortsgitterkanäle sind ein horizontaler und ein vertikaler Kanal eingezeichnet. Die vertikalen Ortsgitter werden immer nur von einer Anode (oben oder unten), das horizontale Gitter dagegen von beiden Anoden getriggert (zu den Abkürzungen siehe Abb. 18).

bestimmten Betrag verzögert. Die Addition dieser beiden Signale führt zu einem Summensignal, das einen zeitlich definierten Nulldurchgang besitzt. Durch geeignete Wahl der Verzögerung, die mit internen Delay-Line-Chips des Constant-Fraction-Diskriminator eingestellt wird, erreicht man, daß bei Eingangssignalen, deren Amplituden nicht stark variieren, der Zeitpunkt des Nulldurchgangs unabhängig von der Impulshöhe und der Anstiegszeit ist. Nach einer konstanten Zeit nach diesem Nulldurchgang gibt der Diskriminator ein standardisiertes Ausgangssignal ab, das für den TPHC als Start- oder Stoppsignal verwendet wird.

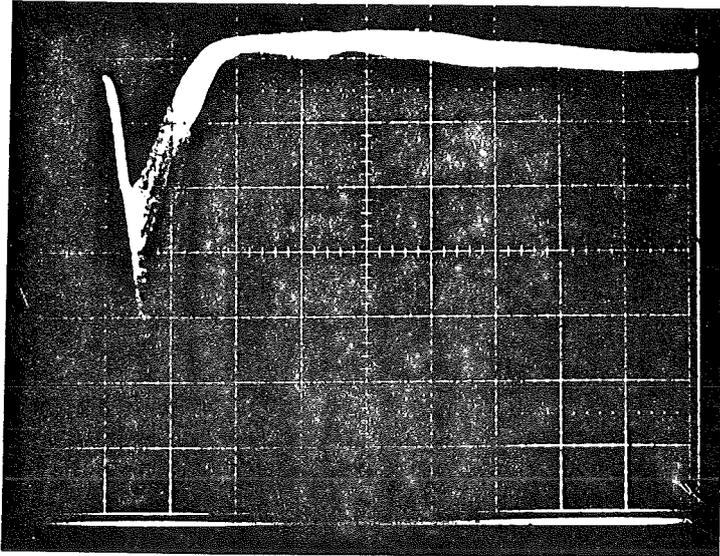
Hinsichtlich Nachweiswahrscheinlichkeit und Ortsauflösung ist für 104 MeV α -Teilchen die optimale Verzögerung der Anodenimpulse 18 ns, die der Ortsgitter 24 ns.

In Analogie zur Schaltung mit dem Halbleiterdetektor am Tandem-Beschleuniger erfolgt das Starten der TPHC's nur durch solche Anodensignale, die zeitgleich mit Szintillatorimpulsen des FED sind. Beide Anoden müssen mit dem Szintillator in Koinzidenz geschaltet werden. Zusätzlich ist eine ODER-Schaltung zwischen den einzelnen Anoden nötig, um das Startsignal für die horizontale Ortsmessung zu erzeugen. Alle Diskriminator-signale des Gasdetektors müssen in ihrer Verzögerung auf die Szintillatorimpulse abgestimmt werden.

Innerhalb des FED erzeugen die α -Teilchen durch Wechselwirkung mit dem Detektorgas und den Folien sekundäre Teilchen, die Impulse auslösen, wenn sie den Szintillator erreichen. Außerdem spricht der Szintillator auch auf Untergrundstrahlung aus der Experimentierhalle an. Diese Impulse können zum Starten der TPHC's führen (die Schwellen der Constant-Fraction-Diskriminatoren liegen im Rauschen der Vorverstärker) und dadurch einen Teil der Elektronik für die Verarbeitung der "echten" Teilchen blockieren. "Echte" Teilchen sind solche, die im FED in jedem der drei Detektoren nachgewiesen werden (vgl. Kap. 2). Die Elektronik nach den TPHC's akzeptiert nur Impulse der im FED vollständig detektierten Teilchen.

Es wäre ein großer Vorteil, wenn mit diesen Signalen und der Anode eine Koinzidenz vor dem Starten der TPHC's geschaltet werden könnte. Dies ließe sich nur dann realisieren, falls es möglich wäre die Diskriminator-Signale um mehrere μ s zu verzö-

a)



b)

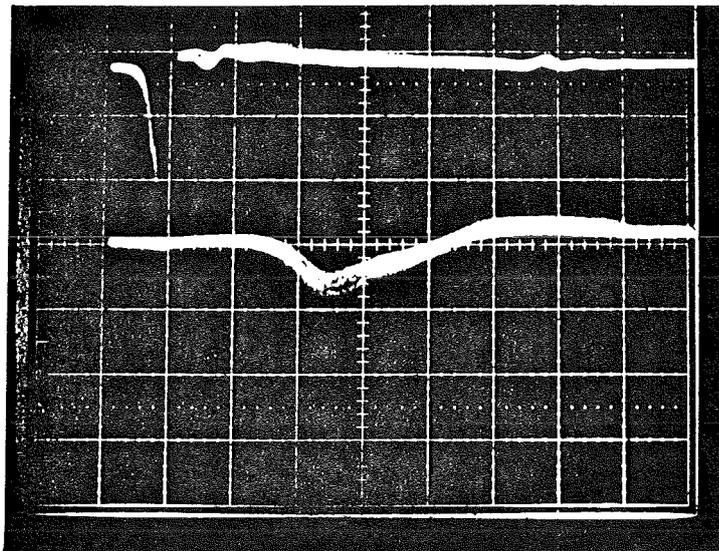


Abbildung 31. Vorverstärkerimpulse für α -Teilchen (104 MeV): (a) horizontales Gitter (15 mbar, ± 820 V), Abszisse: 20 ns pro Teilstrich, Ordinate 100 mV pro Teilstrich. (b) Anode (oben) und vertikales Ortsgitter (4.6 mbar, ± 475 V), Abszisse: 10 ns pro Teilstrich, Ordinate: 100 mV pro Teilstrich.

gern, was mit den bisher verwendeten Verzögerungseinheiten, die im wesentlichen aus Koaxialkabeln bestehen, ohne erhebliche Veränderungen der Signalform nicht möglich ist. Für diese Aufgabe bieten sich aktive Bauelemente an (aktive Delay-Line-Chips), die neben der Verzögerung gleichzeitig die Signalform restaurieren.

5.3.2 Ergebnisse

a) *Effizienz*

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Anode für die α -Teilchen variiert in der Regel wenig mit dem Ort. Bei Teilchenflußdichten, die kleiner als 100 Teilchen/s mm^2 sind, liegt diese zwischen 90 und 98 %.

In Abb. 32 ist die Effizienz der Anode und der Ortsgitter über dem Durchflugort aufgetragen. Die vertikalen Blenden waren 1mm weit geöffnet, die horizontalen Blenden 12 mm. Der linke Teil der Abbildung bezieht sich auf die untere Hälfte des Detektors, der rechte Teil auf die obere Hälfte.

Für die Ortsgitter wurden jeweils zwei Meßpunkte für die Nachweiswahrscheinlichkeit eingezeichnet, entsprechend den zwei Ausgängen der Delay-Line. Diese zwei Nachweiswahrscheinlichkeiten liegen sehr dicht zusammen, so daß die Meßpunkte bei der verwendeten Skala nicht immer getrennt zu sehen sind. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ortsgitter verhält sich im wesentlichen so, wie die der Anoden. In Detektormitte, die durch Zählratenvergleich der vertikalen Ortsgitter bestimmt wurde, sinkt die Anoden Effizienz um etwa 10 %, da die Lawinen der Projektile, die genau die Mitte passieren, auf die zwei Anoden verteilt werden und zu kleineren Impulsen (auch auf den Ortsgittern) führen.

Die Auswertung der Daten ergab einen erheblichen Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit bei Position +15 mm (siehe Abb. 32). Weitere Messungen mit unveränderter Elektronik für Fokalebenen-detektor und Drahtkammer, die allerdings mit 4.7 mbar Gas-

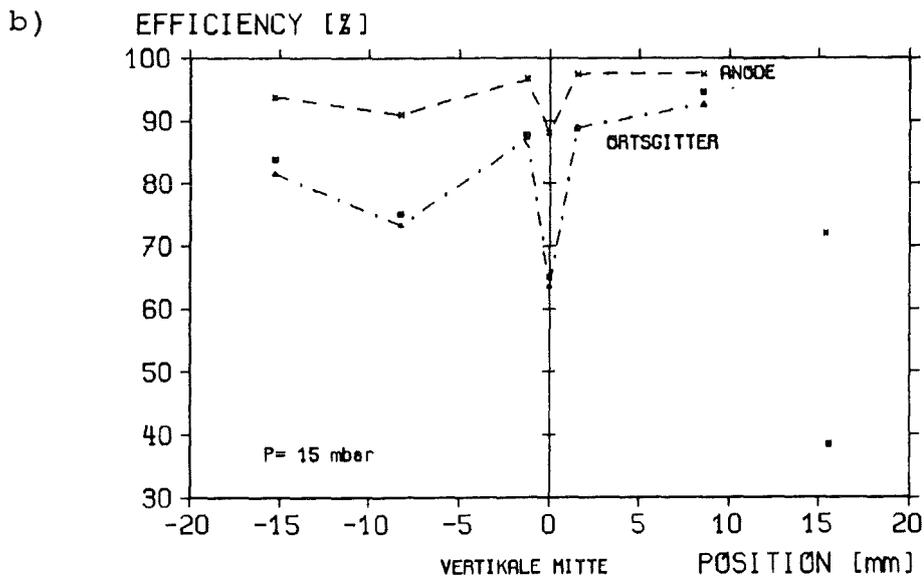
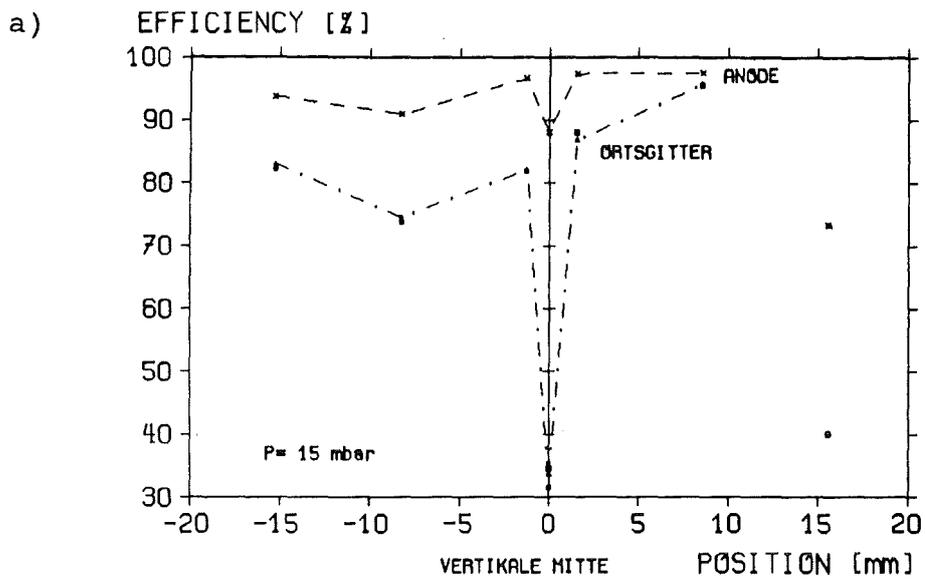


Abbildung 32. Nachweiswahrscheinlichkeit der Anode, des vertikalen (geteilten) Ortsgitters (a) und horizontalen (ungeteilten) Ortsgitters (b). Die Abszissenangabe bezieht sich auf die vertikale Position, der Nullpunkt liegt auf der Trennungslinie zwischen unterem und oberem Teil.

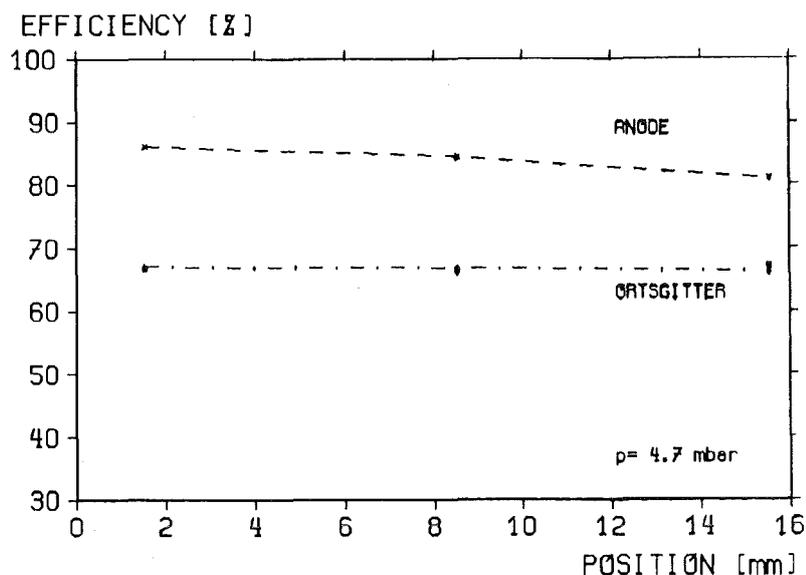


Abbildung 33. Nachweiswahrscheinlichkeit bei 4.7 mbar, ohne Abfall bei 15 mm.

druck durchgeführt wurden, zeigten kein solches Verhalten des Detektors (siehe Abb. 33). Es ist denkbar, daß die Ursache in Schwankungen der Spannungsversorgung lag, die aus einer Einheit mit vier unabhängigen Kanälen mit jeweils einem positiven und negativen Ausgang bestand. Im Verlauf des Experiments traten mehrere Probleme mit dieser Einheit auf. Während einer Überprüfung des Stromflusses durch den Detektor, der normalerweise zwischen 20 und 100 nA liegt (je nach Teilchensorte und Teilchenfluß), fiel auf, daß dieser sehr klein war (< 2 nA). Die anschließende Kontrolle der Ausgangsspannungen ergab, daß die Spannungsversorgung für die Kathode ausgefallen war.

Die am Tandem-Beschleuniger gewonnenen Erkenntnisse bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit des horizontalen (ungeteilten) Ortsgitters haben sich bei diesen Messungen bestätigt. Diese liegt um wenige Prozent unter der des geteilten Gitters und folgt im wesentlichen ebenfalls dem Verlauf der Anode. Bei Messungen, bei denen die vertikale Blendenöffnung so groß war, daß Teilchen durch den oberen und unteren Teil des Detektors

fliegen konnten, betrug die Anzahl der vom horizontalen Gitter detektierten Teilchen nahezu die Summe der beiden vertikalen Gitter. Dies zeigt, daß es ohne bedeutende Verluste bzgl. der Nachweiswahrscheinlichkeit möglich ist, den horizontalen Ort mit zwei unabhängigen Anoden und einem (ungeteilten) Ortsgitter zu messen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ortsgitter (horizontal und vertikal) ist bei solch einer Öffnung der Blenden geringer als bei einer Öffnung, die über einer Anode liegt.

b) Ortsauflösung

Die Halbwertsbreite der Ortsspektren (FWHM) (siehe Abb. 34) setzt sich aus dem oben beschriebenen geometrischen Anteil Δy und einem Anteil Δ_{Det} zusammen, der das Auflösungsvermögen der Drahtkammer beschreibt. Dabei wird angenommen, daß folgendes gilt :

$$\text{FWHM} = (\Delta y^2 + \Delta_{\text{Det}}^2)^{1/2}$$

$$\Delta y = 1.8 \text{ mm}$$

Die Umrechnung der Kanäle in mm ergibt sich wieder durch Verschieben der Blenden um eine bestimmte Strecke und Bestimmung der Differenz der Peaklage (siehe Abb. 34).

Tabelle 7 gibt die Auflösung der einzelnen Ortsgitter des Detektors wider.

GITTER	Δ_{Det} (mm)
OBEN	0.77 ± 0.27
UNTEN	1.31 ± 0.35
HORIZONTAL	3.79 ± 0.71

Tabelle 7: Ortsauflösung des Detektors

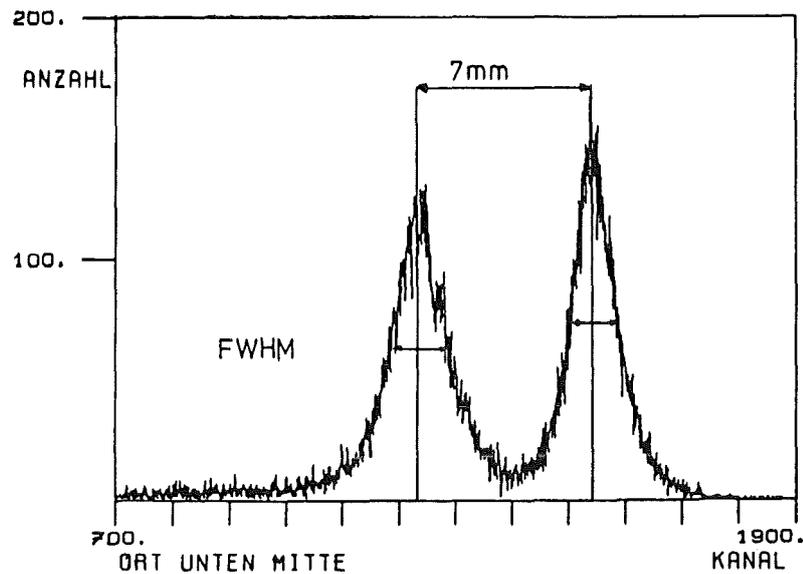


Abbildung 34. Zwei Messungen mit um 7 mm verschobener Blendenöffnung.

Es wird deutlich, daß die räumliche Verteilung der induzierten Impulse in der zur Anodendrahtrichtung orthogonalen Richtung größer ist. Die Werte der Auflösung hängen stark vom Strahlfleckdurchmesser am Target ab. Eventuell auftretende Schwankungen des Durchmessers und der Lage des Strahlflecks sind während der Messung nicht kontrollierbar.

Die oben beschriebenen Unlinearitäten in den Randgebieten der Drahtebenen treten auch im Übergangsbereich zwischen unterer und oberer Detektorhälfte auf. Ein Teilchen, welches nahe der vertikalen Mitte den Detektor passiert, z.B. auf dem ersten Anodendraht von der Mitte aus gesehen einen Impuls auslöst, kann auf dem entsprechenden vertikalen Ortsgitter keinen Impuls induzieren, der sich symmetrisch auf mehrere Drähte um den zentralen Draht verteilt (siehe Abb. 35).

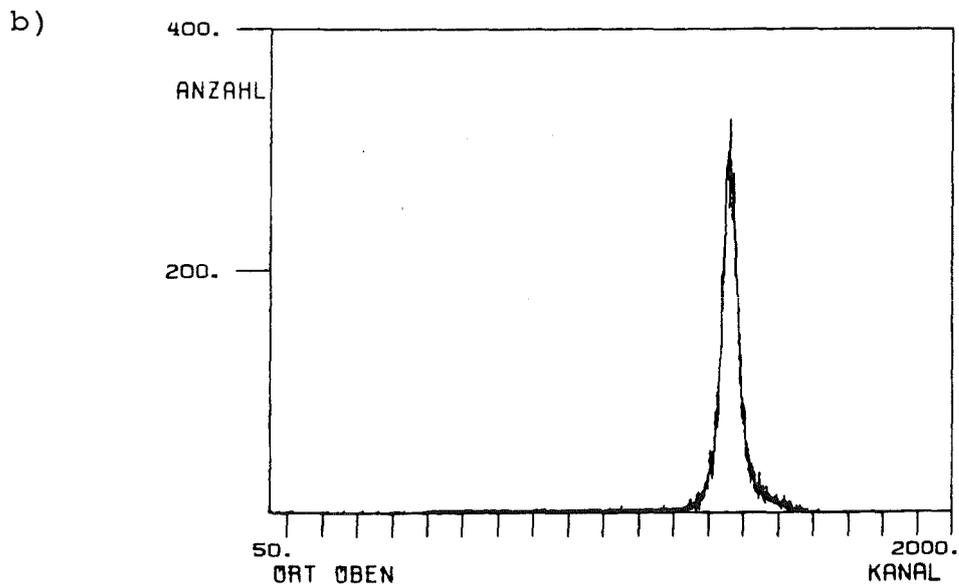
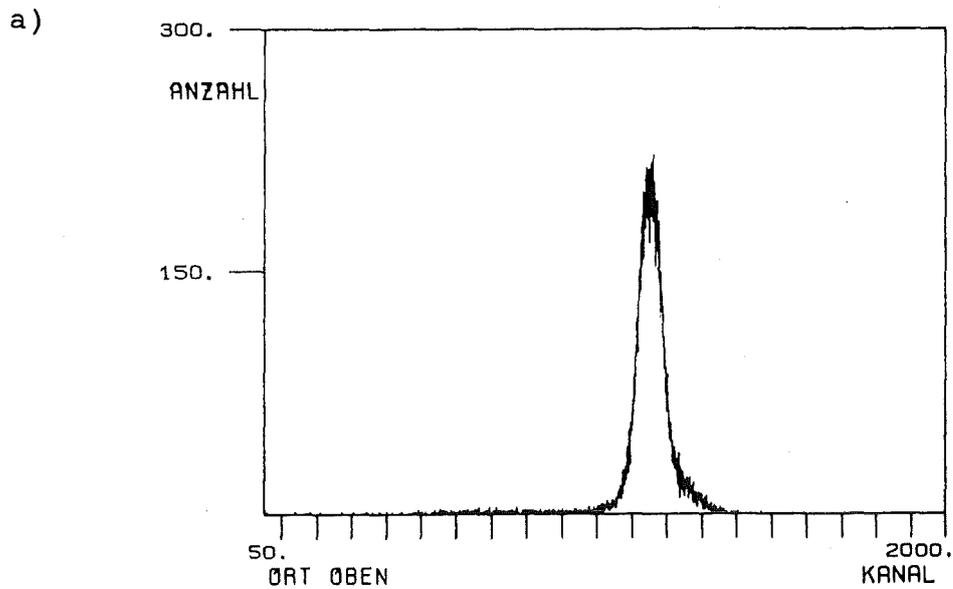


Abbildung 35. Vergleich zweier Ortsspektren des oberen Gitters. Bei der Messung (a) war die Blendenöffnung ca. 8.5 mm von der Detektormitte entfernt. In der Messung (b) betrug dieser Abstand 1.5 mm. Die Halbwertsbreite dieses Peaks ist 48 Kanäle oder 1.22 mm, also weniger als selbst bei einem punktförmigen Strahlfleck zu erwarten wäre (siehe Text).

c) Zeitauflösung

Zusätzlich zur Ortsbestimmung der Ejektile können mit einem vor dem Magnetsystem eingebauten Detektor in Verbindung mit dem Szintillator der Fokalebene Flugzeitmessungen durchgeführt werden, die zur Identifizierung von Untergrundereignissen genutzt werden können. Beispielsweise sind die Flugzeiten der Teilchen, die nach dem Target, an den Blenden oder am Strahlrohr gestreut werden und dabei Energie verlieren, kleiner als die der Teilchen, die nur am Target gestreut werden und dabei dieselbe Energie abgeben. Die Flugzeit T ist außerdem eine wichtige Größe zur Bestimmung der Massenzahl M , der Kernladungszahl Z und des Ladungszustands q , für die folgende Beziehungen gelten:

$E T^2 \sim M$	E : Teilchenenergie
$\sqrt{\Delta E}/T \sim Z$	ΔE : Energieverlust
$E T / (B r) \sim q$	B : magn. Induktion, r : Ablenkradius

Die Messungen der Flugzeit der elastisch gestreuten 104 MeV α -Teilchen bestätigen die Erwartung, daß die Zeitauflösung mit steigendem E/p kleiner wird (siehe Kap.3). Der Unterschied in der Auflösung zwischen 15 mbar ($E/p = 56$ V/cm mbar) und 4.6 mbar ($E/p = 103$ V/cm mbar) beträgt 20 %, die Halbwertsbreite (FWHM) der Verteilung der gemessenen Flugzeiten beträgt 7 ns (bei 4.6 mbar).

d) Streuung der Projektile innerhalb des Detektors

Abb. 36 demonstriert den Einfluß des Detektors auf die gestreuten Teilchen. Mit Detektor (inklusive Gas und Folien) werden ca. 12 % der Teilchen zusätzlich gestreut.

Die Transparenz der Drahtebenen mit 0.05 mm Drahtdurchmesser ist bei 1 mm Drahtabstand 95 %. Da die Drähte verschiedener Drahtebenen mit gleicher Richtung parallel angeordnet sind und die Teilchen den Detektor unter einem kleinen Winkel durchqueren (maximal 30 mrad), besteht der Detektor für die durchfliegenden Teilchen näherungsweise aus zwei gekreuzten Drahtebenen, die zusammen eine Transparenz von ca. 90 % besitzen.

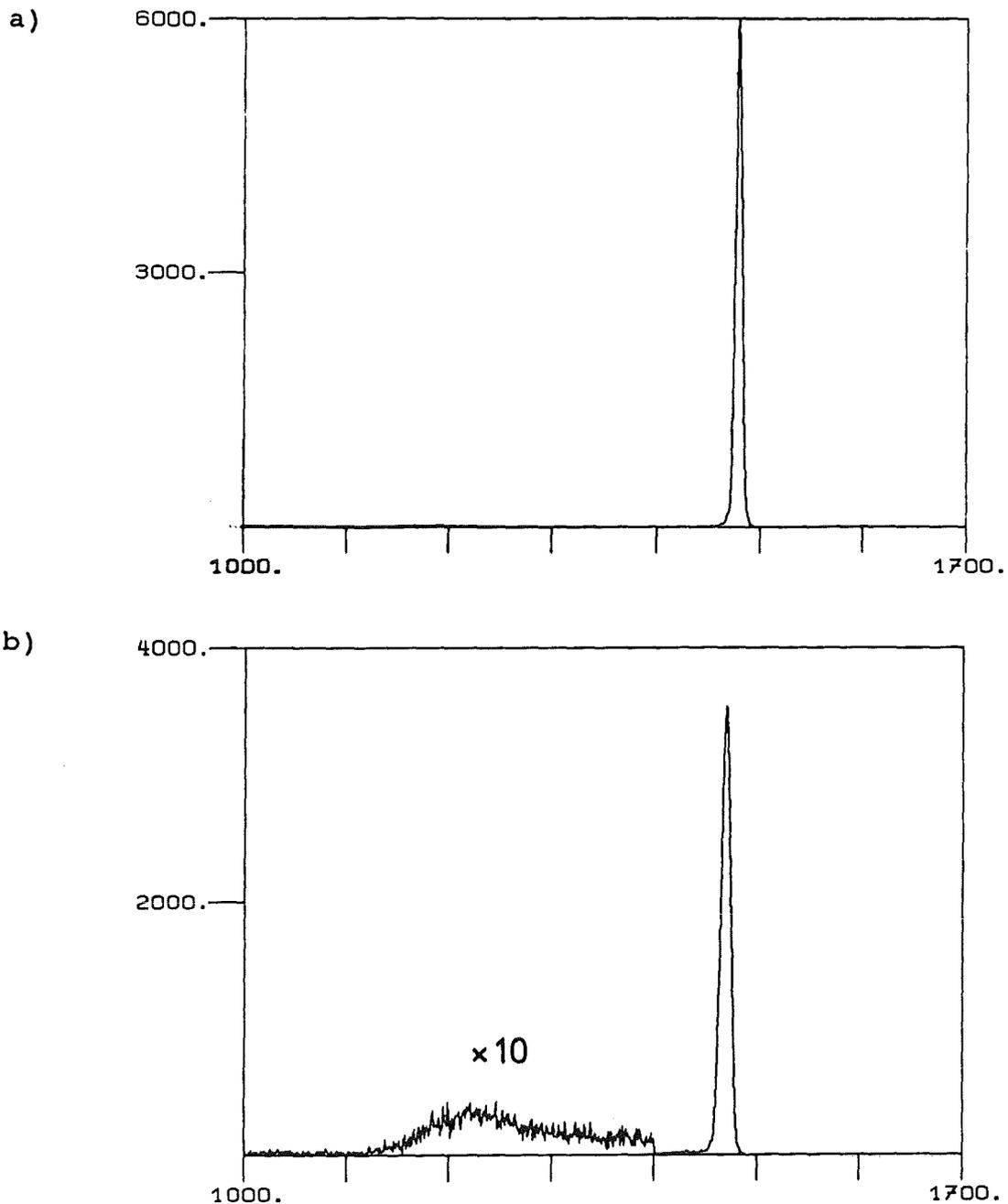


Abbildung 36. Einfluß des Detektors auf elastisch gestreute ${}^6\text{Li}$ -Teilchen: Aufgetragen ist die Anzahl der Teilchen über dem horizontalen Ort in der Fokalebene (in willkürlichen Einheiten). Ohne Detektor treffen praktisch alle Teilchen an derselben Stelle auf (a). Die zusätzliche Streuung an den Drähten, im Gas oder an den Folien hat eine Verschiebung des Ortes für einen Teil der Projektile (ca. 12 %) zur Folge (b).

Wenn die Projektile auf einen der Drähte treffen erleiden sie dort auf Grund der hohen effektiven Dicke (ca. 65 mg/cm^2) einen verhältnismäßig großen Energieverlust, der dazu führt, daß diese Teilchen im Spektrometer stärker abgelenkt werden und in der Fokalebene an einem anderen Ort als dem der energiereicheren landen. Der Einfluß von Gas und Folien ist wegen der sehr viel geringeren Flächenbelegung ($50 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$ bei 4.7 mbar bzw. $60 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$) wesentlich kleiner.

Neben diesen Effekten gibt es noch einen weiteren Punkt, der die Auflösung des Detektors bei dieser Messung ungünstig beeinflusst. An den Blenden und innerhalb des Gasvolumens, insbesondere an den Drähten, werden einige Teilchen gestreut. Diese Teilchen durchqueren den Detektor unter einem wesentlich größeren Winkel als dem durch das Verhältnis der Blendenöffnung zu Targetentfernung festgelegten. In den Meßdaten sind diese Teilchen daran zu erkennen, daß sie in Bereichen des Detektors Impulse auslösen, die relativ weit von der Blendenöffnung entfernt sind.

Bei einer Messung, bei der die Öffnung 6 mm von der Mitte entfernt im unteren Teil des Detektors stand (Öffnung 1 mm), wies das obere Ortsgitter mehr als 1% der Teilchen nach.

D.h. einige Prozent der Teilchen werden an den Folien, im Gas oder an den Drähten so stark gestreut, daß sie am Ort des Detektors außerhalb eines Bereiches auftreffen, der von der Blendenmitte $1.4 \times 6 \text{ mm} = 8.4 \text{ mm}$ entfernt liegt!

5.3.3 Ein Experiment mit ${}^6\text{Li}$ -Teilchen

Anstelle des verwendeten α -Strahls wurde mit 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Teilchen ein ${}^{12}\text{C}$ Target beschossen. Die Nachweiselektronik und der Meßaufbau für den Detektor waren unverändert.

Der dominierende Anteil der Teilchen, die den Gasdetektor durchqueren, besteht aus den elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen. Größenordnungen weniger beträgt der Anteil der α -Teilchen und Deuteronen, die aus Reaktionen des ${}^6\text{Li}$ mit den Targetkernen

stammen (Aufbruchreaktion ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$, siehe Einleitung). Diese Teilchensorten, die mit kontinuierlicher Energieverteilung aus dem Target emittiert werden, erleiden im Gasdetektor unterschiedliche Energieverluste. Der Energieverlust streut zwischen Deuteronen mit 64 MeV Energie (Deuteronen, die bei der eingestellten Magnetfeldstärke gerade noch den FED erreichen) und elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Ionen um einen Faktor 10 (siehe Anhang A). Dies hat zur Folge, daß die ${}^6\text{Li}$ -Impulse der Vorverstärker bei Einstellung des Detektors auf die schwach ionisierenden Deuteronen teilweise übersteuert sind.

Ein hoher Verstärkungsfaktor (hohe Spannung bei gegebenem Druck), der zum Nachweis der schwach ionisierenden Teilchen nötig wäre, in Verbindung mit der großen Zählrate der elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Ionen (Strahlstrom am ${}^{12}\text{C}$ Target 1 nA, Reaktionswinkel 7° , Zählrate im Detektor ca. 40000 Teilchen pro s) führt zu Instabilitäten (Spannungsüberschlägen) im Gasdetektor. Es ist deshalb nicht möglich bei Messungen mit kleinem Reaktionswinkel und weit geöffneten Akzeptanzblenden den Detektor optimal auf α -Teilchen und Deuteronen einzustellen.

Unter Berücksichtigung dieser Randbedingungen erreicht man mit dem Proportionalzähler für die aus der ${}^6\text{Li}$ Aufbruchreaktion stammenden Deuteronen eine Nachweiswahrscheinlichkeit, die unter 50 % liegt.

Neben Deuteronen, α -Teilchen und ${}^6\text{Li}$ Kernen durchqueren den Detektor weitere durch Reaktionen der Projektile mit den Targetkernen entstehende Partikel (insbesondere schwere Kerne wie z.B. Be, B, C, N, O), deren relativ geringe Energie einen großen Energieverlust im Gasdetektor zur Folge hat. Diese stark ionisierenden Teilchen lösen im Detektor weit größere Impuls als die ${}^6\text{Li}$ -Kerne aus und führen u.U. zu kurzfristigen Übersschlägen zwischen den Elektroden.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der relativen Emissionswinkel von zwei Ejektilen, die nach einer Projektilaufbruch-Reaktion koinzident vom Target emittiert werden. Es wurden zwei Möglichkeiten der Emissionswinkel-Bestimmung aufgezeigt und eine davon konkret durch den Bau und Test eines Detektors verfolgt.

Dabei handelt es sich um einen mit Isobutan betriebenen Viel-draht-Proportionalgaszähler, der in zwei Richtungen ortsempfindlich ist. Bei kleinen Gasdrücken wurden umfangreiche Messungen mit verschiedenen Teilchensorten und Teilchenenergien (α -Teilchen, Protonen, ${}^6\text{Li}$ -Teilchen) durchgeführt, mit dem Ziel genaue Aussagen über die Nachweiswahrscheinlichkeit, Zählratenbegrenzung und Ortsauflösung machen zu können.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird u.a. durch die Höhe des Gasdrucks beeinflusst. Gleichzeitig mit der Erhöhung des Gasdrucks erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit, da die Anzahl der im Gas primär erzeugten Elektron-Ionen-Paare zunimmt. Bei 15 mbar beträgt sie für 104 MeV α -Teilchen mehr als 90 % (Anode). Die Ortsgitter weisen ca. 10-15 % weniger Teilchen nach als die Anoden, was darauf zurückzuführen ist, daß die von den Anoden auf den Ortsgittern induzierten Signale etwas abgeschwächt werden.

Mit steigender Zählrate nimmt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ab. Bei 9 MeV Protonen sind Teilchenflußdichten bis ca. 1400 Protonen/s mm^2 mit hoher Effizienz (>90 % für Anode und Ortsgitter) möglich.

Die Ortsauflösung in vertikaler Richtung beträgt 1 mm, was einer Winkelauflösung von 2 mrad entspricht. In horizontaler Richtung ist die Auflösung auf Grund des unterschiedlichen Drahtverlaufs von horizontalem Ortsgitter und Anode etwas größer (3.8 mm Ortsauflösung, 5.5 mrad Winkelauflösung). Der Emissionswinkel eines Ejektils läßt sich also mit dem Detektor mit einer Auflösung von 5.9 mrad genau bestimmen.

Die Untersuchungen mit den ${}^6\text{Li}$ -Teilchen ergaben in Verbindung mit dem Nachweis der aus der Aufbruchreaktion ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ stammenden schwach ionisierenden Deuteronen einige Probleme.

Diese Schwierigkeiten sind zum einen auf die variable Energie der Aufbruchfragmente und zum anderen auf den dominierenden Anteil der Coulomb-Streuung der ${}^6\text{Li}$ -Projektile zurückzuführen.

Für Experimente, bei denen dieser Anteil wesentlich kleiner ist, sollten die Vorteile der direkten Winkelbestimmung mit der MWPC bei voller Spektrometerakzeptanz genutzt werden. Zur Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Deuteronen muß der Gasdruck jedoch gesteigert werden, was die Verwendung stabilerer Ein- und Austrittsfolien erfordert.

Die Winkelbestimmung bei kleinen Reaktionswinkeln hingegen muß infolge der diskutierten Probleme mit einem nach dem Magnetsystem platzierten Detektor durchgeführt werden.

Mit einer modifizierten Version des Fokalebeneendetektors wären genauere Winkelbestimmungen möglich. Zur Verbesserung der ungenügenden horizontalen Auflösung muß der Abstand der beiden ortsempfindlichen Detektoren in der Fokalebene vergrößert werden. Diesbezügliche Überlegungen und mechanische Umbaumaßnahmen sind zur Zeit im Gange [GIL 88b].

7. LITERATURVERZEICHNIS

- BIN 71 F. Binon, V.V. Bobyr, P. Duteil, M. Gouanere, L. Hugon, M. Spighel und J.P. Stroot, Nucl. Instr. Meth. 94 (1971) 27-28
- BRE 77a A. Breskin, Nucl. Instr. Meth. 141 (1977) 505-509
- BRE 77 A. Breskin und N. Zwang, Nucl. Instr. Meth. 146 (1977) 461-463
- BRE 78 A. Breskin, I. Tserruya und N. Zwang, Nucl. Instr. Meth. 148 (1978) 275-281
- BRE 82 A. Breskin, Nucl. Instr. Meth. 196 (1982) 11-21
- BRO 67 K.L. Brown, Report SLAC 75, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford (1967)
K.L. Brown, D.C. Carey, Ch. Iselin and F. Rothacker, Report CERN 80-04, CERN (1980)
- CHA 68 G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier und C. Zupancic, Nucl. Instr. Meth. 62 (1968) 262-268
- CHA 70 G. Charpak, D. Rahm und H. Steiner, Nucl. Instr. Meth. 80 (1970) 13-34
- CHA 72 G. Charpak, H.G. Fisher, C.R. Gruhn, A. Minten, F. Sauli und G. Plch, Nucl. Instr. Meth. 99 (1972) 279-284
- GEN 87 K. Genser und R. Walczak, Nucl. Instr. Meth. A253 (1987) 264-172
- GIL 80 H.J. Gils, KfK- Report 2972, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1980)

- GIL 88a H.J. Gils, J. Buschmann, S. Zagromski, J. Krisch und H. Rebel, eingereicht zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth.
- GIL 88b H.J. Gils, H. Jelitto, H. Schlösser, S. Zagromski, J. Buschmann, W. Eyrich, A. Hofmann, J. Kiener, A. Lehmann und H. Rebel, eingereicht zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth.
- HEI 83 M. Heinz, interner Bericht des KfK (1983)
- JEL 87 H. Jelitto, KfK- Report 4259, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1987)
- KLE 87 K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, Stuttgart (1987)
- LeC 85 LeCroy Research Systems Corporation, Catalog (1985)
- MAR 69 P. Marmier und E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Academic Press (1969)
- MAR 78 B. Martin und H. Stelzer in "Experimental Methods in Heavy Ion Physics", Lecture Notes in Physics 83, S.150, Hrsg.: K. Bethge, Springer Verlag, Heidelberg-New York, 1978
- REB 85 H. Rebel, interner Bericht des KfK (1985)
G. Baur, C.A. Bertulani und H. Rebel, Nucl.Phys. A458, (1986) 180-204
- REB 87 H. Rebel in "Symmetries and Semiclassical Features of Nuclear Dynamics", Poina Brasov, Romania 1986, Lecture Notes in Physics 279, Ed. A.A. Raduta, Springer Verlag Berlin-Heidelberg-New York, 1987
- RIC 74 P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers, The Richelieu Press Limited, London (1974)

STE 86 Fa. Dr.H. Stelzer, Messel

VA 86 J. Va'vra, Nucl. Instr. Meth. A252 (1986) 547-563

ANHANG A. WECHSELWIRKUNG VON STRAHLUNG MIT MATERIE

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie findet vorwiegend Wechselwirkung in Form von inelastischen Stößen mit Atomelektronen statt. Die dabei übertragene Energie ist i.a. hinreichend groß, um die Atome zu ionisieren. Der differentielle Energieverlust kann durch die Bethe-Bloch Formel ausgedrückt werden (nicht-relativistisch) [MAR 69]:

$$dE/dx = - 4\pi z^2 e^4 N_0 Z / (m_e v^2) * \ln(2m_e v^2 / I)$$

z : Ladungszahl des schnellen Teilchens

e : Elementarladung

v : Teilchengeschwindigkeit

m_e : Elektronenmasse

N_0 : Anzahl der Kerne pro cm^3 im Absorber

Z : Kernladung des Absorbers

I : Mittleres Ionisationspotential, $I = 11.5 * Z$

Ersetzt man die Geschwindigkeit v durch die kinetische Energie E , lautet die Formel :

$$dE/dx = - 4\pi z^2 e^4 N_0 Z M / (m_e 2E) * \ln(4m_e E / IM)$$

M : Teilchenmasse

Für $dE/dx \ll E$, geht obige Gleichung über in :

$$\Delta E = - \Delta x 4\pi z^2 e^4 N_0 Z M / (m_e 2E) * \ln(4m_e E / IM)$$

Δx : Absorberdicke

Dieser Prozeß ist statistischer Natur, so daß der Energieverlust ein Mittelwert darstellt.

Nach dem Durchgang eines monoenergetischen Strahls durch Materie, weisen die Endenergien der Teilchen eine statistische Verteilung auf, dessen Breite durch den (Stragging-) Parameter α angegeben wird ($1/e$ - Höhe) [MAR 69].

$$\begin{aligned}\alpha^2 &= 4\pi z^2 e^4 N_0 Z \Delta x * (1+kI/(m_e v^2)) \ln(2m_e v^2/I) \\ &= 4\pi z^2 e^4 N_0 Z \Delta x * (1+kIM/(2m_e E)) \ln(4m_e E/IM)\end{aligned}$$

$$k \approx 4/3$$

Darüberhinaus besitzen die Teilchen eine gewisse Winkeldivergenz. Für den mittleren Streuwinkel findet man [MAR 69] :

$$\theta^2 = 2\pi z^2 e^4 N_0 Z^2 x_0 / E^2 * \ln(E a_0 / (z Z^{4/3} e^2))$$

$$a_0 = \hbar^2 / (m_e e^2) \quad \text{Bohrscher Radius}$$

Für einige relevante Fälle sind in Tabelle 8 die Werte von ΔE , α und θ angegeben.

Teilchenart	Energie [MeV]	ΔE [keV]	α [keV]	θ [mrad]	Druck [mbar]
p	9	1.65	1.58	1.31	4.7
p	9	5.27	2.83	2.33	15
d	44	0.76	1.57	0.29	4.7
d	44	2.44	2.81	0.52	15
d	64	0.55	1.57	0.20	4.7
d	64	1.76	2.80	0.36	15
α	104	2.63	3.14	0.25	4.7
α	104	8.39	5.61	0.44	15
${}^6\text{Li}$	156	5.62	4.58	0.24	4.7
${}^6\text{Li}$	156	17.9	8.16	0.43	15

Tabelle 8 : Berechneter Energieverlust und Stragging in Isobutan. Absorberdicke 2.5 cm

ANHANG B. FELDVERTEILUNG EINER MWPC

Eine wichtige Größe, die die Bewegung von geladenen Teilchen in Gasen bestimmt, ist das Verhältnis E/p (reduzierte elektrische Feldstärke). Im folgenden sind die gebräuchlichen Ausdrücke für das axiale und transversale Feld eines Vieldrahtproportionalgaszählers wiedergegeben, wie er in Abb. 32 dargestellt [BRE 77a] :

$$E/p (x) = q / (2ps\epsilon_0) * \cot(\pi x/s)$$

$$E/p (y) = q / (2ps\epsilon_0) * \coth(\pi y/s)$$

$$\text{mit } q = 2\pi\epsilon_0 V_0 / \{ (2\pi l/s) - \ln(2\pi a/s) \}$$

V_0 : Potential der Drähte

p : Gasdruck

$2a$: Drahtdurchmesser

s : Drahtabstand

l : Distanz zwischen Anode und Kathode

In unmittelbarer Drahtumgebung variieren diese Funktionen wie $1/x$ bzw. $1/y$. Die Feldverteilung in x - Richtung ist periodisch (Periodenlänge s). Für größere Entfernungen in y - Richtung verändert sich die Feldstärke wenig. Im Abstand $y = 3s/2\pi$ weicht der \coth nur noch 10 % von seinem asymptotischen Wert ab, d.h. die Feldstärke ist in 1. Näherung konstant.

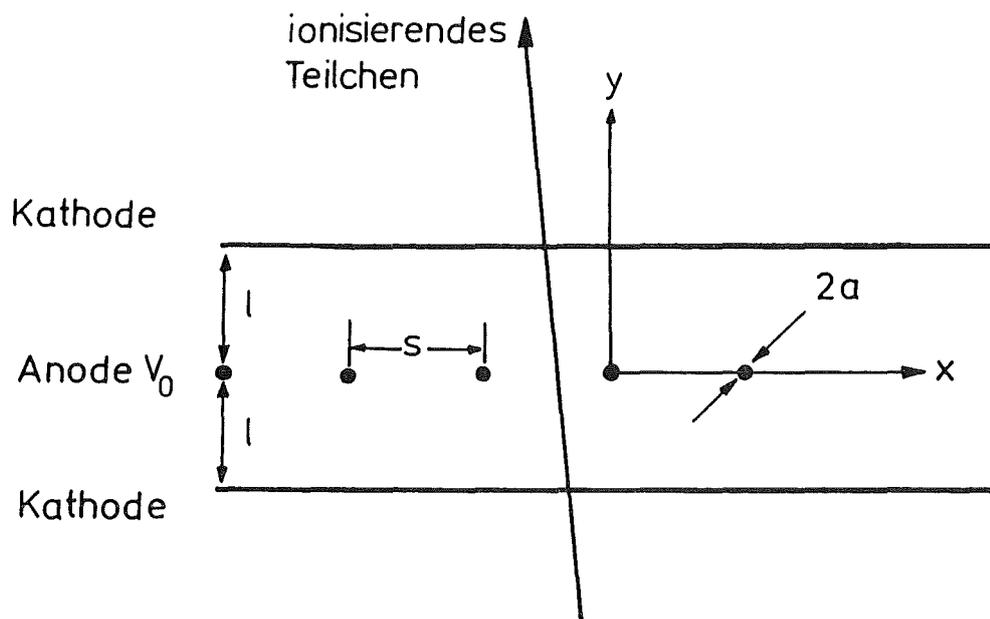


Abbildung 37. Geometrie und Koordinatensystem der betrachteten Drahtkammer

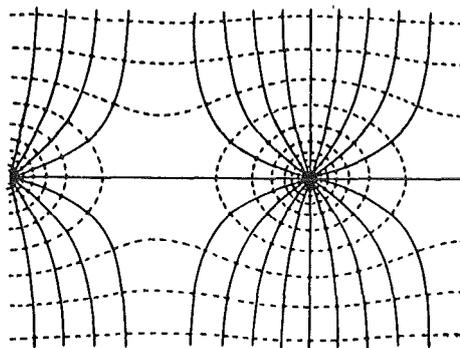


Abbildung 38. Elektrische Feldlinien und Äquipotentiallinien (gestrichelt) in der Umgebung zweier Anodendrähte in der Ebene senkrecht zur Drahttrichtung [KLE 87].

Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik 3 des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich dafür, daß er die Durchführung der Arbeit in diesem Institut ermöglichte.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. H. Rebel und Herrn Priv. Doz. Dr. H.J. Gils für die Anregung und ihr förderliches Interesse.

Darüberhinaus danke ich Herrn Dipl. Phys. J. Kiener und Herrn Dipl. Ing. S. Zagromski für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und viele hilfreiche Diskussionen.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. Hofmann und Priv. Doz. Dr. W. Eyrich von der Universität Erlangen-Nürnberg danke ich für ihre bereitwillige Unterstützung während der Experimente am Erlanger Tandem-Beschleuniger.

Der Betriebsgruppe des Karlsruher Zyklotrons danke ich für ihren Einsatz zur Bereitstellung des α -Teilchen- und ${}^6\text{Li}$ -Strahls.

Herrn Dr. H. Stelzer (GSI-Darmstadt) bin ich für seine Hilfe zur Lösung der Probleme beim Entwurf und Bau des Detektors dankbar.