

IN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00040797

Heiko Schledermann

UNTERSUCHUNGEN AN DRIFTKAMMERN

FÜR DEN EINSATZ IM INTENSIVEN

LEAR-ANTIPROTONENSTRAHL

AM CERN

Als Diplomarbeit vorgelegt von

Heiko Schledermann

Fakultät für Physik der
Albert-Ludwigs-Universität

Freiburg

Oktober 1984

I n h a l t

Seite

| | |
|---|----|
| 1. <u>Einleitung</u> | 1 |
| 2. <u>Grundlagen von Driftkammern</u> | 4 |
| 2.1 Funktionsprinzip | 4 |
| 2.2 Verschiedene Typen von Driftkammern | 6 |
| 3. <u>Potentialberechnung in Drift- und Proportionalkammern</u> | 9 |
| 3.1 Motivation | 9 |
| 3.2 Theorie | 11 |
| 3.3 Ein FORTRAN-Programm zur Berechnung des Potentials | 14 |
| 3.4 Driftkammern für LEAR | 16 |
| 3.4.1 Aufbau . | 16 |
| 3.4.2 Verschiedene Spannungsteiler | 16 |
| 3.5 Theoretische Driftzeitspektren | 20 |
| 3.6 Potential in Proportionalkammern für LEAR | 27 |
| 4. <u>Galvanisierung von Zähldrähten</u> | 28 |
| 4.1 Motivation | 28 |
| 4.2 Die Apparatur für die Galvanisierung | 29 |
| 4.3 Die Testkammer, Vorüberlegung zu den Messungen | 32 |
| 4.4 Scannen der galvanisierten Bereiche in einer Driftkammer | 35 |
| 4.4.1 Versuchsaufbau | 35 |
| 4.4.2 Ergebnisse | 36 |
| 4.5 Untersuchung galvanisierter Drähte am Neutronenstrahl des SIN | 39 |
| 4.5.1 Aufbau und Durchführung des Experiments | 39 |
| 4.5.2 Auswertung | 41 |
| 4.5.3 Ergebnisse | 47 |
| 4.6 Proportionalkammern mit Galvanisierung | 55 |

| | Seite |
|--|-------|
| 5. <u>Nylon-Brücken zwischen Zähldrähten</u> | 59 |
| 5.1 Theorie, Motivation | 59 |
| 5.2 Arbeitstechnik des "Brückelns" | 60 |
| 5.3 Testen der Brücken am Neutronenstrahl | 61 |
| 5.4 Ergebnisse der Messung | 61 |
| 6. <u>Zusammenfassung</u> | 68 |
| <u>LITERATURVERZEICHNIS</u> | 70 |

1. Einleitung

Experimente mit Antiprotonen haben in den letzten Jahren zunehmend Einzug in die Elementarteilchenphysik gehalten. Das große Interesse, das man diesen Experimenten entgegenbrachte, hat wiederum die Entwicklung und den Bau von Proton-Antiproton Beschleunigern und Speicherringen gefördert. Seit einem Jahr ist am CERN ein Antiprotonenring (LEAR = Low Energy Antiproton Ring) in Betrieb, der es erlaubt einen intensiven Antiprotonenstrahl von 10^6 \bar{p} /sec und Strahlimpulse zwischen 0.1 und 2.0 GeV/c herzustellen.

Die Antiprotonen werden durch Beschließung eines Targets mit Protonen aus dem Protonensynchrotron (PS) erzeugt. Die Antiteilchen niederer Energie (3.5 GeV) werden dann in einen Akkumulatorring (AA) eingeschleust und dort einer stochastischen Kühlung unterworfen. Dieses von van der Meer (MEE72) entwickelte Verfahren erlaubt es, einen Antiprotonenstrahl hoher Intensität und Impulsschärfe aufzubauen. Sind genügend Antiprotonen im AA gesammelt, so werden sie in das PS zurückgeführt und von dort in das SPS (Super-Protonen-Synchrotron) oder ISR (Intersecting-Storage-Rings) beschleunigt oder auch nach einer Bremsung auf ca. 0.6 GeV/c in den LEAR-Ring eingespeist. Dort werden sie nochmals stochastisch gekühlt und auf den gewünschten Impuls mit einer Güte von $\Delta p/p < 2.3\%$ (GAS81) gebracht.

An einem der vielen Experimente am LEAR-Ring ist auch eine Freiburger Gruppe beteiligt (PS185). Zielsetzung dieses Experiments (BAR81) ist, die Produktion von Hyperonen an der Schwelle zu studieren, das bedeutet die Messung totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte sowie der Polarisation und Spinkorrelationen der Hyperonen. Zunächst soll die Reaktion $\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ gemessen werden, $\bar{\Lambda}$ und Λ zerfallen in 41% aller Fälle in $\bar{p} \pi^+$ bzw. in $p \pi^-$ ($M_\Lambda = 1115.6 \text{ MeV}/c^2$, Schwelle für Λ -Produktion: 1435 MeV/c Strahlimpuls).

Die Messapparatur (Abb. 1.1) besteht aus einem von kleinen Szintillatoren umgebenen Polyethylen-Target (T), einem Stack aus Proportional- (MWPC) und Driftkammern (DCH) mit 10 und 13 Ebenen, einem Hodoskop (H) und einem Solenoid-Magneten (M), in dem drei weitere Driftkammern mit jeweils einer Ebene eingebaut sind.

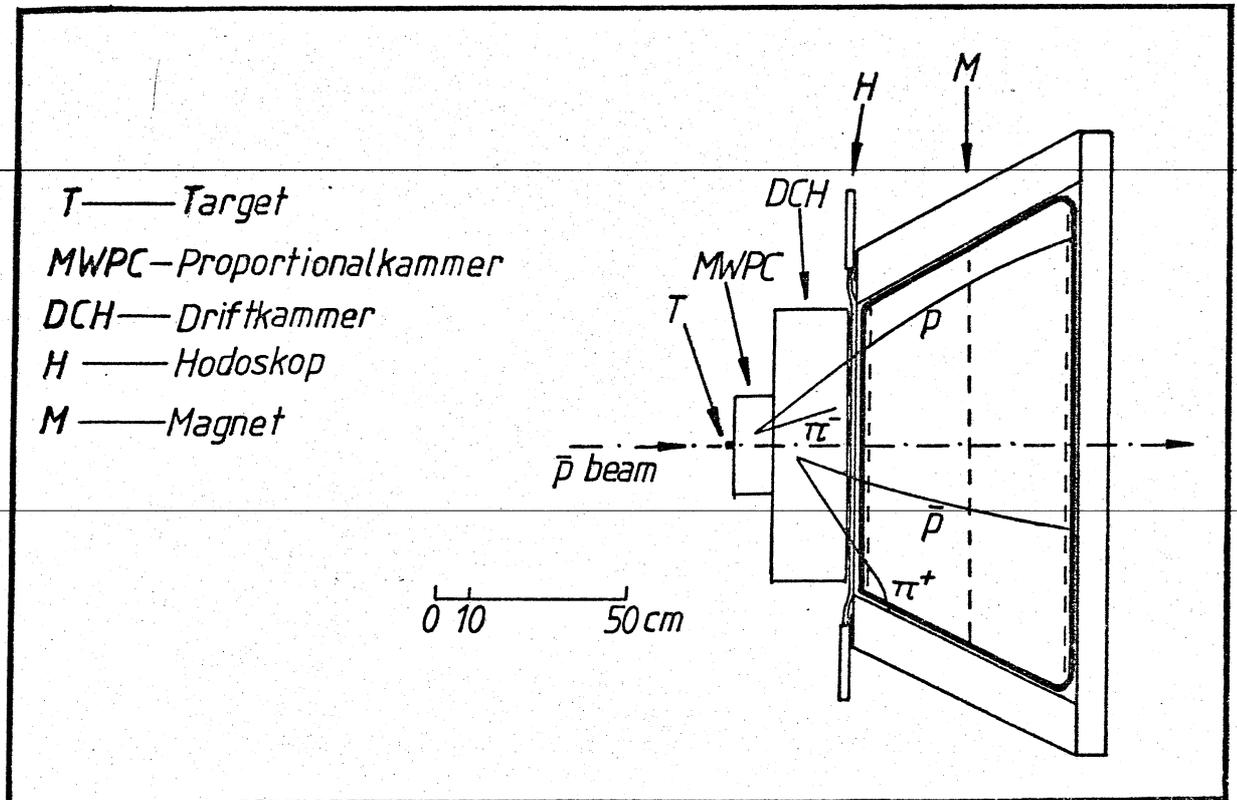


Abb. 1.1 Die Messapparatur von PS185 mit einem eingezeichneten Λ $\bar{\Lambda}$ -Ereignis

Die Driftkammern sollten eine besonders gute Auflösung haben, denn

- die Lage der Zerfallsvertices von Λ und $\bar{\Lambda}$ werden aus den Spuren der Zerfallsteilchen im Driftkammerstack rekonstruiert. Bei 2 GeV/c beträgt der maximale Öffnungswinkel der in einem Vorwärtskonus produzierten Zerfallsprotonen nur ca. 30° .
- die Bestimmung der Teilchenladung geschieht mit Hilfe der drei im Magneten befindlichen Driftkammern aufgrund der Links- oder Rechtsablenkung im Magnetfeld. Die Impulse der Teilchen werden aus der Sagitta der

Teilchenbahn bestimmt, die für Protonen mit einem Impuls von 2 GeV/c nur 0.4 mm beträgt.

Inhalt des ersten Teils dieser Arbeit ist nun die Optimierung der Arbeitsparameter dieser Driftkammern, um sowohl eine gute Auflösung als auch ein günstiges Betriebsverhalten zu erreichen. Dazu wird ein Programm vorgestellt, mit dem das Potential und das elektrische Feld in einer Drift- oder Proportional-Kammer berechnet werden kann. Aus den hieraus gelieferten Informationen können bestimmte Arbeitsparameter als auch konstruktive Teile der Driftkammern verbessert werden. Es werden simulative Driftzeitspektren erzeugt, um das Verhalten der Kammer bei Teilchenbestrahlung unter verschiedenen Einschuwinkeln zu studieren und daraus Informationen über die Linearität der Driftweg-Driftzeit-Beziehung zu erhalten. Die Übereinstimmung experimenteller Spektren mit den simulierten Spektren rechtfertigt die Berechnungen.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der galvanischen Verdickung von Zähldrähten, damit sie wegen ihrer verminderten Oberflächenfeldstärke lokal unempfindlich werden. Um ein globales Absinken der Kammereffizienz wegen der hohen Belastung im Bereich des intensiven Primärstrahls (Strahlfleck nur 0.48 mm^2 bei bis zu 10^6 p/sec) zu verhindern, mußten die Zähldrähte der LEAR-Kammern an diesen Stellen verdickt werden.

Die galvanisierten Drähte wurden in einer kleinen Testkammer mit einer Sr^{90} -Quelle und am Neutronenstrahl des SIN getestet und das Verhalten der Kammereffizienz im Bereich der Galvanisierung in Abhängigkeit von Kammerort, Teilchenart und Energie gemessen.

In die Kammern wurden wegen der elektrostatischen Abstoßung der Zwillingsdrähte sogenannte Brücken eingebaut. Sie verhindern auf mechanische Weise ein Auseinanderbiegen der Zähldrähte und damit eine Vergrößerung der mehrdeutigen Region zwischen den Drähten. Der Einfluß dieser Brücken auf die Kammereffizienz, sowie deren Herstellung, ist der Inhalt des dritten Teils der Arbeit.

2. Grundlagen von Driftkammern

2.1 Funktionsprinzip

Die Driftkammer ist ein Detektor, der vor allem in der Kern- und Teilchenphysik eingesetzt wird.

Ihre Funktion beruht im wesentlichen auf der eines Proportionalzählrohrs. (KOR55, SAU77)

In ihrer grundlegenden Form besteht die Driftkammer aus einer oder mehreren Driftzellen, in denen sowohl ein Bereich gleichmäßig niedriger Feldstärke als auch ein Bereich sehr hoher Feldstärke existiert, welcher dann wie ein Proportionalzähler arbeitet (Abb. 2.1).

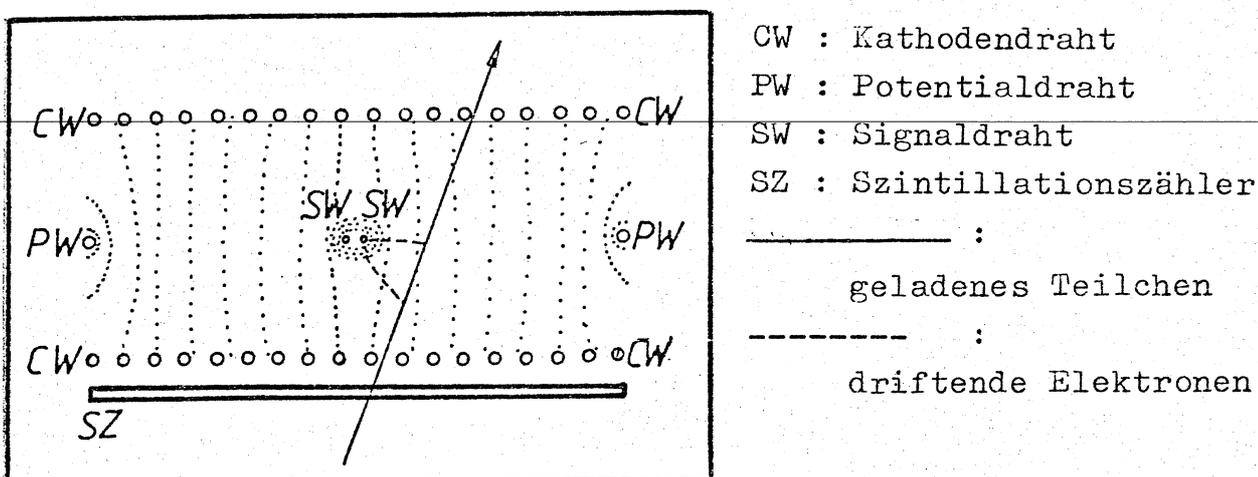


Abb. 2.1 Driftzelle in einer Driftkammer

Mit Hilfe von passenden Feldelektroden (Kathoden- und Potentialdrähte) kann die gewünschte Feldverteilung hergestellt werden. Durchquert nun ein geladenes Teilchen eine solche Driftzelle, so hinterläßt es aufgrund von Ionisation des Füllgases (z.B. Argon:Isobutan:Methylal=199:94:1) eine bestimmte Anzahl

$$n_p = \sum_i w_i n_p(i) \quad (2.1)$$

i : Gassorte ; w_i : Prozentsatz in Gasmischung von Gas i

von primären Elektron-Ionenpaaren. Werte von n_p kann man in (SAU77) nachschlagen.

Die Primärelektronen haben kinetische Energien von einigen eV, jedoch können durch große Transferstöße auch Primärelektronen von einigen keV entstehen. Diese δ -Elektronen vermögen nun wiederum das Füllgas zu ionisieren, wenn ihre Energie größer als die Ionisationsenergie des Gases ist. Die totale Anzahl der Ionenpaare aus beiden Prozessen ist dann:

$$n_t = \sum_i \frac{\Delta E_i}{W_i} \quad (2.2)$$

E_i : Gesamtenergieverlust im Gasvolumen von Gas i

W_i : mittlere Energie um ein Ionenpaar in Gas i zu erzeugen

Die Ionisationselektronen driften nun im Bereich niedriger Feldstärke mit einer Driftgeschwindigkeit v_d auf die Anode zu. Wenn sie in die Nähe des Signaldrahts gelangen, ionisieren sie oberhalb einer kritischen Feldstärke E_c wieder das Füllgas, es kommt zur sogenannten Gasverstärkung und damit zur Lawinenbildung. E_c kann näherungsweise aus

$$E_c = k \cdot N \cdot U_{ion}^2 \quad (2.3)$$

berechnet werden. Dabei ist

N die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit,

U_{ion} die Ionisationsenergie des Füllgases und

k ein Parameter aus Korff's Näherung für den ersten Townsendkoeffizienten (KOR55).

Der kritische Radius r_c , bei dem Lawinenverstärkung einsetzt, kann aufgrund des zylindersymmetrischen Feldes im Bereich des Zähl drahts aus

$$r_c = \frac{C V_0}{2 \pi \epsilon_0} \frac{1}{E_c} \quad (2.4)$$

ermittelt werden. C ist die Kapazität des Systems, V_0 die Spannung des Signaldrahts gegenüber dem niedrigsten Potential. Definiert man den Eintrittszeitpunkt t_0 des Teilchens in die Kammer mit einem Szintillationszähler, so kann man den Drift-

weg

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_d dt \quad (2.5)$$

bestimmen.

t_1 ist der Zeitpunkt, bei dem die Gasverstärkung einsetzt. Für eine konstante Driftgeschwindigkeit, die mit einem homogenen el. Feld erreicht werden kann, erhält man eine wünschenswerte lineare Driftweg-Driftzeit-Beziehung.

2.2 Verschiedene Typen von Driftkammern

Im Laufe der Zeit sind viele verschiedene Driftkammertypen entwickelt und eingesetzt worden.

Die ersten großflächigen Driftkammern (Abb. 2.2) hatten eine ähnliche Struktur wie Vieldraht-Proportionalkammern mit Kathodenebenen aus leitender Folie und einer abwechselnden Anordnung von Signal- und Potentialdrähten. Letztere gewähren eine gute Trennung der einzelnen Driftzellen.

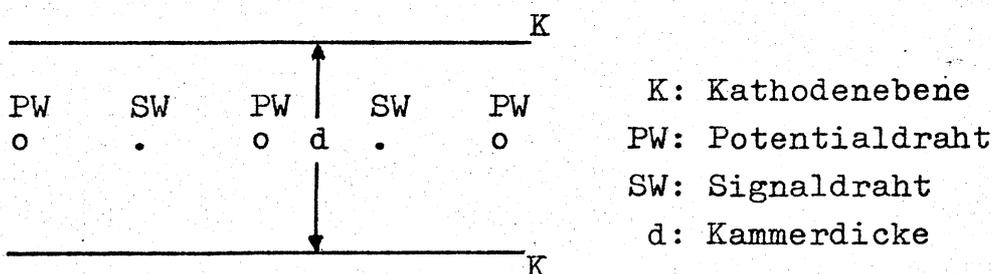


Abb. 2.2 Prinzip einer Driftkammer mit Kathodenebenen aus Folie

Diese Konstruktion hat jedoch zwei entscheidende Nachteile: Um eine einigermaßen homogene Feldverteilung zu erreichen, muß die Kammerdicke d ungefähr dem Abstand von Signal- und Potentialdrähten entsprechen. Für typische Drahtabstände von 2 bis 10 cm bedeutet das Kammerdicken von der gleichen Größe, was die Genauigkeit und die Packungsdichte der Kammern stark begrenzt.

Ein weiterer Nachteil ergibt sich aus der Feldverteilung innerhalb der Driftzelle, da in dieser Bereiche sehr geringer Potentialänderung bestehen. Elektronen, die dort erzeugt werden, beschleunigen ihre Bewegung am Anfang kaum und driften nur sehr

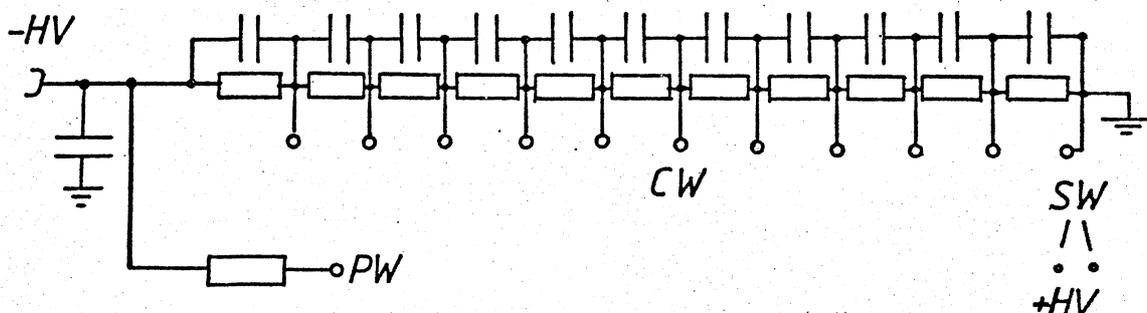
langsam, eventuell sogar auf Umwegen, zum Signaldraht. Die Folge ist eine Pulsverbreiterung des Signals und damit eine Verminderung des zeitlichen und somit auch räumlichen Auflösungsvermögens der Kammer.

"graded-field"

Diese Nachteile werden durch "graded-field" -Driftkammern weitgehend beseitigt.

Die Kathodenebenen bestehen hier aus Drähten, die auf verschiedenen Potentialen liegen. Sie werden so mit negativer Hochspannung versorgt, daß die Potentiale zum Signaldraht hin zunehmen. Die Signaldrähte sind meistens an einer getrennten positiven Hochspannung angeschlossen, dadurch kann man, ohne das homogene Feld in der Mitte der Driftzelle zu ändern, die Gasverstärkung der Kammer optimal einstellen.

Durch geeignete Wahl der einzelnen Spannungen wird ein sehr homogener Feldverlauf realisiert. Abbildung 2.3 zeigt prinzipiell eine solche "graded-field"-Kammer, die verschiedenen Potentiale stellt man mit einem Spannungsteiler her.



PW: Potentialdraht CW: Kathodendraht SW: Signaldraht
HV: Hochspannung

Abb. 2.3 Skizze einer "graded-field"-Driftkammer mit Kathodenspannungsteiler

Doppeldrahtkammer

Bei einer Kammer mit einem Signaldraht pro Driftzelle kann man anhand einer Drahtebene nicht entscheiden, ob ein Teilchen

links oder rechts vom Draht durchgeflogen ist. Dazu wird mindestens eine zweite, um eine halbe Driftzelle versetzte, Ebene benötigt.

Wenn jedoch eine hohe Packungsdichte gewünscht ist, sind sogenannte Doppeldrahtkammern von Vorteil, die statt einem Signaldraht zwei eng benachbarte, Signaldrähte (typischer Abstand: 0.1 bis 1 mm) besitzen und damit diese Links-Rechts-Ambiguitäten fast vollständig beseitigen.

Für das LEAR-Experiment wurden aus obigen Gründen "graded-field" Doppeldrahtkammern mit einem Abstand der Doppeldrähte von 0.4 mm gebaut.

3. Potentialberechnung in Drift- und Proportionalkammern

3.1 Zur Motivation

Aus Feldberechnungen in Drift- und Proportionalkammern können wichtige Rückschlüsse für den Aufbau und die Arbeitsweise einer Kammer gezogen werden.

Der Potentialverlauf in einer Driftzelle gibt Aufschluß über:

-
- die Betriebsspannungen
 - das mittlere Driftfeld \Rightarrow Driftgeschwindigkeit \bar{v}_d
 - die Randeffekte an Kathodendrahten (führt zu Elektronenverlust) \Rightarrow Spannungsteiler
 - die Homogenität des Driftfeldes
 \Rightarrow Spannungsteiler
 - die optimalen Drahtdurchmesser
 - die Arbeitsweise im Magnetfeld
-

Mit Hilfe des Potentialverlaufs können auch Driftzeitspektren simuliert werden.

Zur Optimierung der LEAR-Kammern war die Kenntnis der Betriebsspannungen, das mittlere Driftfeld, die Homogenität und die Randeffekte an den Kathodendrahten sowie die Erzeugung von Driftzeitspektren von Interesse.

Abbildung 3.1 (BRE74) zeigt die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von mittlerem Driftfeld und der Gasmischung (Argon-Isobutan) unter Normalbedingungen.

Ein sinnvolles Arbeiten einer Kammer ist nur gewährleistet, wenn die Feldstärke in der Nähe des Signaldrahts die kritische Feldstärke überschreitet und die mittlere Feldstärke so groß ist, daß bei kleinen Schwankungen der Gaszusammensetzung (Temperatur) eine konstante Driftgeschwindigkeit eingehalten wird. Wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich ist, muß die mittlere Feldstärke mindestens 1200 V/cm betragen, dann ist die Driftgeschwindigkeit innerhalb der Driftzelle konstant.

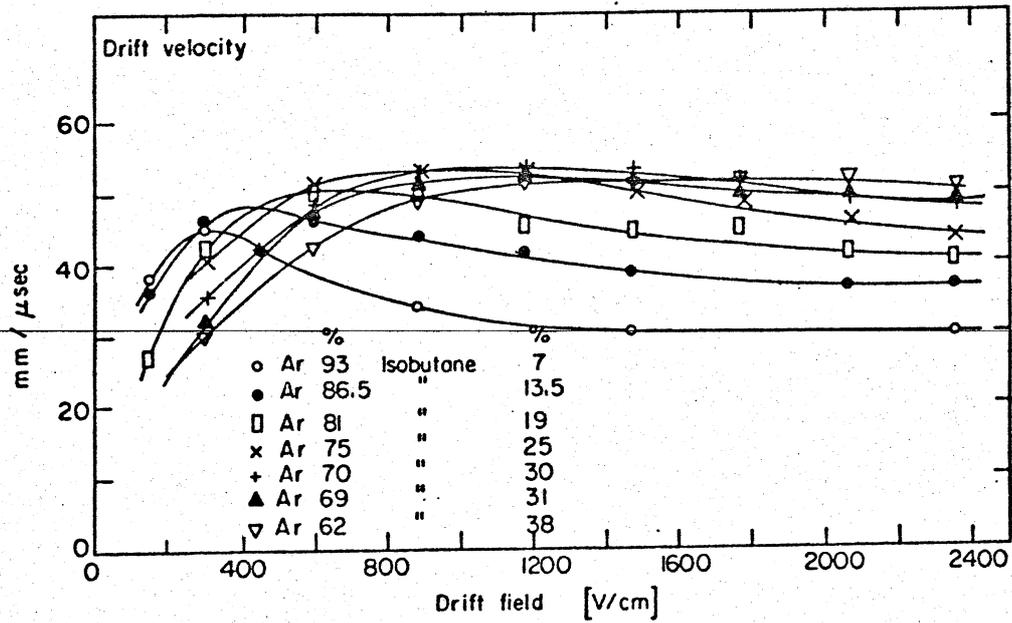


Abb. 3.1 Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von mittlerem Driftfeld und Gaszusammensetzung unter Normalbedingungen. Aus (BRE74).

Die mittlere Feldstärke wird, ebenso wie die Homogenität des Feldes, im wesentlichen durch die an Signal- und Potentialdrähten angelegten Spannungen, sowie durch die Abstufung der Kathodenpotentiale (Spannungsteiler) beeinflusst.

3.2 Zur Theorie

Zur Berechnung des Potentials einer Anordnung von Leitern muß die POISSON - Gleichung

$$\Delta \phi(\vec{x}) = -\rho(\vec{x}) / \epsilon_0 \quad (3.1)$$

$\phi(\vec{x})$: Potential am Ort \vec{x}

$\rho(\vec{x})$: Ladungsverteilung

gelöst werden.

Die Lösung kann mit Hilfe der Green'schen Funktion dargestellt werden als:

$$\phi(\vec{x}) = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3\vec{x}' G(\vec{x}, \vec{x}') \rho(\vec{x}') \quad (3.2)$$

$$\text{mit} \quad \Delta G(\vec{x}, \vec{x}') = - 4\pi \delta^3(\vec{x} - \vec{x}') \quad (3.3)$$

Im Fall der Driftkammern ist die Ladungsverteilung weder stetig noch explizit bekannt. Um die Potentialverteilung dennoch analytisch bestimmen zu können werden folgende Vereinfachungen gemacht:

- 1.) die Drähte sind unendlich lang, dadurch reduziert sich das Problem auf zwei Dimensionen.
Die komplexe Potentialtheorie (S. 63) kann benutzt werden.
- 2.) die Drahtdurchmesser sind klein gegenüber den Abständen der Drähte, d.h. die Drähte können als Linienladungen λ_k angesehen werden.

Mit Hilfe dieser Annahmen kann das Potential ausgedrückt werden als (KIL80):

$$\phi(x, y) = \sum_{k=1}^n \lambda_k G(x_k, y_k, x, y) + P(x, y) \quad (3.4)$$

$P(x, y)$: Polynom in x und y um Randbedingungen festzulegen
(hier: Festlegung des Erdpotentials; $P(x, y) = \text{const.}$)

λ_k : Ladung/Einheitslänge des k -ten Drahtes

x_k, y_k : Ort des k-ten Drahtes
 $G(x_k, y_k, x, y)$: Potential am Ort x, y mit Einheitsladung bei x_k, y_k (Green'sche Funktion)

Die Green'sche Funktion hat die Gestalt (KIL80) :

$$G(x_k, y_k, x, y) = - \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \operatorname{Re} (\ln g(z_k, z)) \quad (3.5)$$

wobei $z=x+iy$ und $z_k=x_k+iy_k$

Dabei ist die Funktion g dem speziellen Problem angepaßt. Beispiele für g finden sich in (KIL80).

Für eine Anordnung, die nur aus Drähten besteht, wird die Funktion

$$g(z_k, z) = \sin \frac{\pi}{d}(z-z_k) ; d:\text{Drahtabstand} \quad (3.6)$$

verwendet.

Sind in der Anordnung auch Ebenen vorhanden (z.B. Kathodenebenen aus Folie bei Proportionalkammern), so wird dieses Problem mit Hilfe von Spiegelladungen auf ein reines Drahtproblem zurückgeführt. Das hat den Vorteil, daß man nur diese eine Funktion g für beide Anordnungen benötigt.

Die Linienladungen λ_k aus Gleichung (3.4) sind unbekannt. Sie können aus der Potentialverteilung (Green'sche Funktion) und den Potentialen auf den Drähten ermittelt werden.

Das Potential auf dem i -ten Draht ist dann

$$V_i = V_0 + \sum_{k=1}^n \lambda_k G(x_k, y_k, x_i, y_i) \quad (3.7)$$

V_0 : P(x, y) aus Gleichung (3.4)

Das ist ein lineares Gleichungssystem für die λ_k 's.

Wegen der Abwesenheit von geerdeten Ebenen (bei Proportionalkammern mit Kathodenebenen auf Nullpotential jedoch vorhanden) muß noch

$$\sum_{k=1}^n \lambda_k = 0 \quad (3.8)$$

gefordert werden.

Die Diagonalterme in Gleichung (3.7) müssen gesondert betrachtet werden, denn dort hat die Green'sche Funktion Pole.

Für $x^2 + y^2 < r_k^2$ wird deshalb $g(x_k, y_k, x, y) = r_k$ gesetzt.

r_k ist der Drahtradius des k-ten Drahtes.

Gleichung (3.7) lautet in Matrix-Form:

$$C * \mathcal{A} = V \quad \text{oder} \quad \mathcal{A} = C^{-1} * V$$

mit

$$C = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & \dots & 1 & 0 \\ r_1 & G(2,1) & G(3,1) & \dots & G(n,1) & 1 \\ G(1,2) & r_2 & G(3,2) & \dots & G(n,2) & 1 \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot & \cdot \\ G(1,n) & G(2,n) & G(3,n) & \dots & r_n & 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} v_0 \\ \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \lambda_n \end{pmatrix}$$

$$V = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \\ v_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ v_n \end{pmatrix}$$

3.3 Ein FORTRAN-Programm zur Berechnung des Potentials

Zur Lösung des in Kapitel 3.2 beschriebenen Problems wurde das bereits in (NIC78) beschriebene Programm weiterentwickelt und verbessert.

Statt Inversion der Matrix C, löst das Programm CHPOT das Gleichungssystem (3.7) mit Hilfe eines Gauß-Algorithmus mit zehnfacher Nachiteration (JOR81) .

Das Programm wurde wesentlich auf universelle Verwendbarkeit hin erweitert. So besteht nun die Möglichkeit, viele verschiedene Draht- und Ebenen-Anordnungen in Drift- und Proportional-Kammern zu berechnen.

Dazu wurde die Ein- und Ausgabe des Programms benutzerfreundlich gestaltet, sodaß die Kenntnis des Programmablaufs jetzt nicht mehr notwendig ist.

Das Programm CHPOT liefert folgende Ausgabedaten:

- die Periode der Anordnung (normalerweise: die Länge einer Driftzelle bei Driftkammern, Abstand der Signaldrähte bei Proportionalkammern.)
Die Periode ist auch ein Eingabedatum
 - die Koordinaten, Radien und Potentiale der Drähte, ebenfalls Eingabedaten.
 - die Determinante und das Konditionsmaß (Hadamard) der Matrix C
 - die Linienladungen der Drähte
 - das elektrische Feld an der Oberfläche jedes Drahts
 - den Potentialverlauf in der Driftzelle mit Hilfe von Symbolen auf einem Schnelldrucker.
-
- wahlweise eine Ausgabedatei für die Berechnung von simulativen Driftzeitspektren und eine Ausgabedatei für DISSPLA-Contour-Plots des Potentials.

Abbildung 3.2 zeigt das Ergebnis einer Potentialberechnung in einer Driftkammer ohne "graded-field". Weil das Programm das Potential unter den gegebenen Voraussetzungen exakt berechnet, können beliebige Ausschnittvergrößerungen des Potentialverlaufs gemacht werden, ohne daß sich die Auflösung verschlechtert.

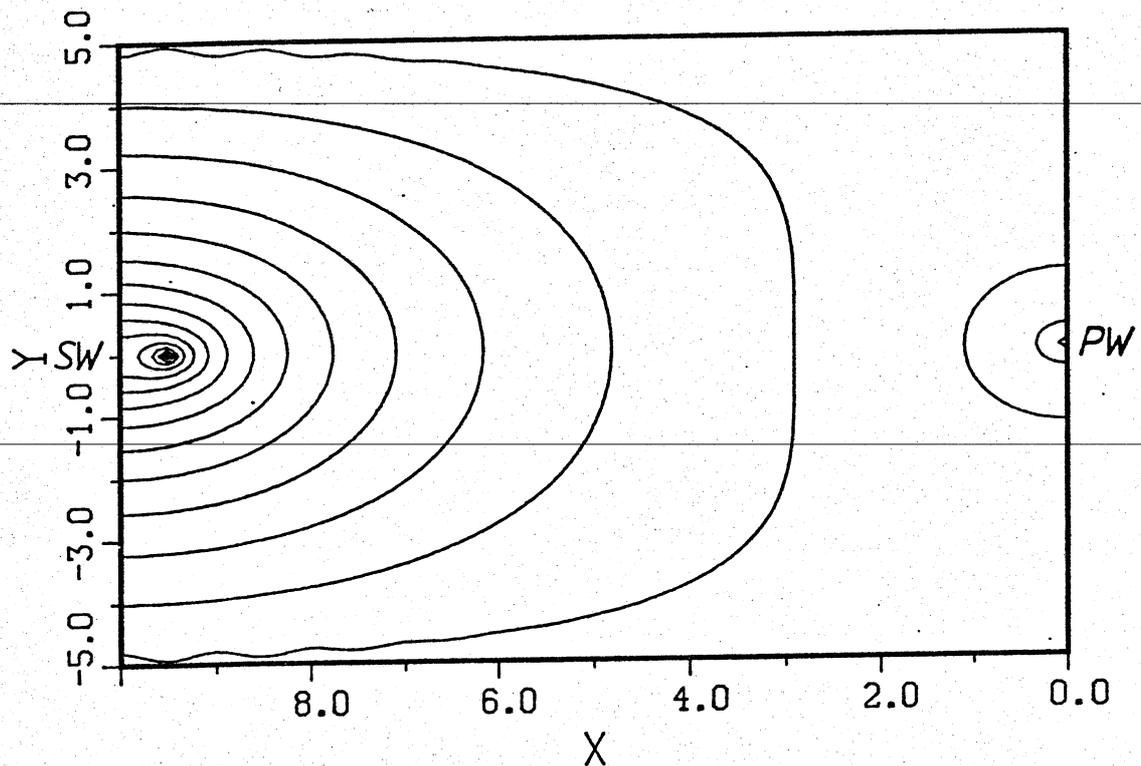


Abb. 3.2 Potentialverlauf in einem Driftraum einer Kammer ohne "graded-field".

Ein Driftraum ist 10 mm lang, der Abstand der Signaldrähte (SW) beträgt 1 mm, der Abstand der Kathodendrähte 10 mm in Y-Richtung und 1 mm in X-Richtung. Der Potentialdraht (PW) liegt auf einem 15% höheren Potential als die Kathodendrähte.

3.4 Driftkammern für LEAR

3.4.1 Aufbau

Für das in der Einleitung erwähnte Experiment mit Antiprotonen am LEAR wurden von der Freiburger Gruppe die Driftkammern gebaut, ein großes Driftkammerstack mit insgesamt 13 Ebenen, 348 Signaldrähten und einer aktiven Fläche von $56 \times 60 \text{ cm}^2$, sowie 3 Driftkammern mit jeweils einer Ebene mit 32,46 u. 58 Signaldrähten mit aktiven Flächen von $64 \times 70 \text{ cm}^2$, $92 \times 94 \text{ cm}^2$ bzw. $116 \times 116 \text{ cm}^2$, die im Innern des Magneten Platz finden sollten. Abbildung 3.3 zeigt eine Driftzelle, die in allen vier Kammern identisch ist.

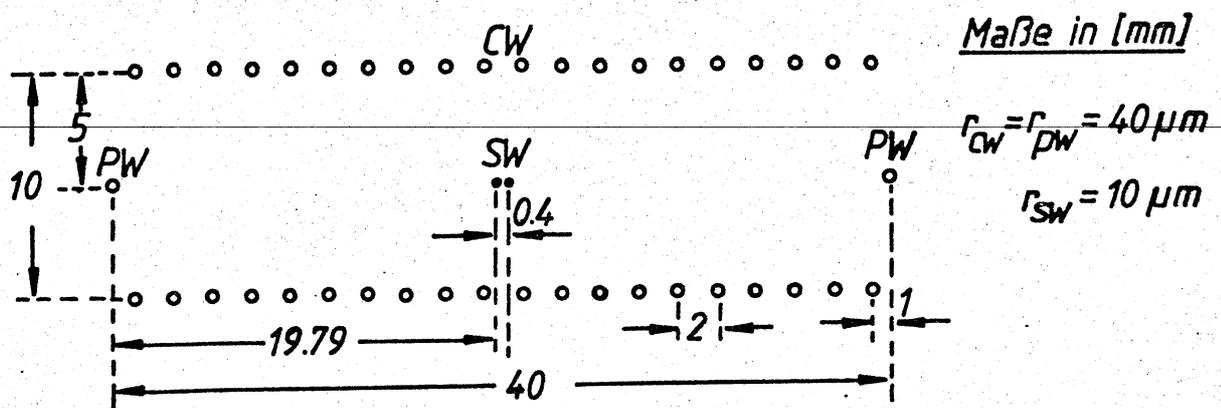


Abb. 3.3 Driftzelle einer LEAR-Kammer mit Doppeldrähten und "graded-field"

3.4.2 Verschiedene Spannungsteiler

Mit Hilfe des Programms CHPOT wurden diverse Spannungsteilerversionen durchgerechnet und so optimiert, daß sowohl die Störungen des Feldes am Rand der Driftzelle am geringsten waren, als auch das mittlere Driftfeld am besten eingehalten wurde.

Zwischen den beiden in Abb. 3.4 dargestellten Spannungsteilern bestehen geringe Unterschiede im Potentialverlauf am Rand einer Driftzelle (Abb. 3.5) und in der Konstanz des mittleren Driftfeldes. Bei der Version mit $R1=682\text{k}$ liegt der erste Kathodendraht auf einem niedrigeren Potential wie mit $R1=562\text{k}$, was sich durch einen etwas homogeneren Feldverlauf und

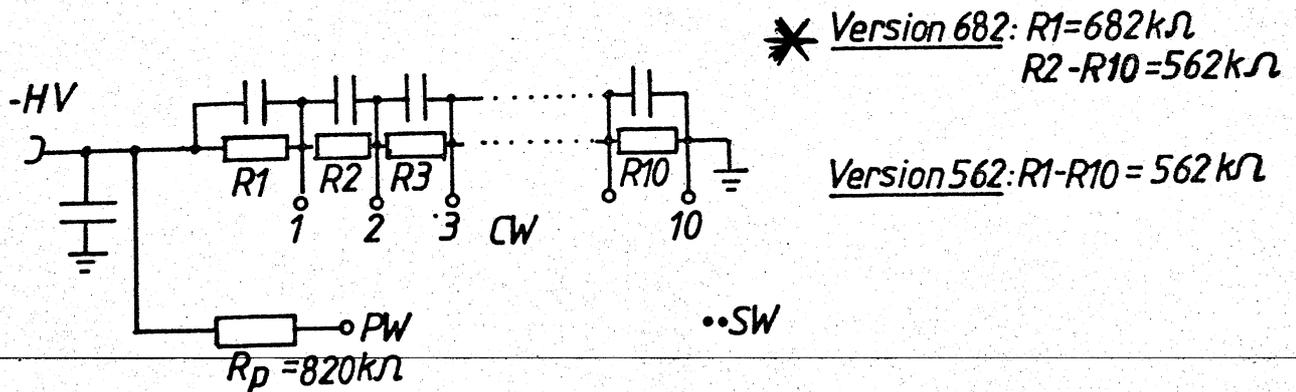


Abb. 3.4 Die beiden Spannungsteilerversionen

geringere Randstörungen an den Kathodendrähten auszuwählen. Die Abbildungen 3.6 und 3.7 zeigen den Potentialverlauf beider Spannungsteiler-Versionen.

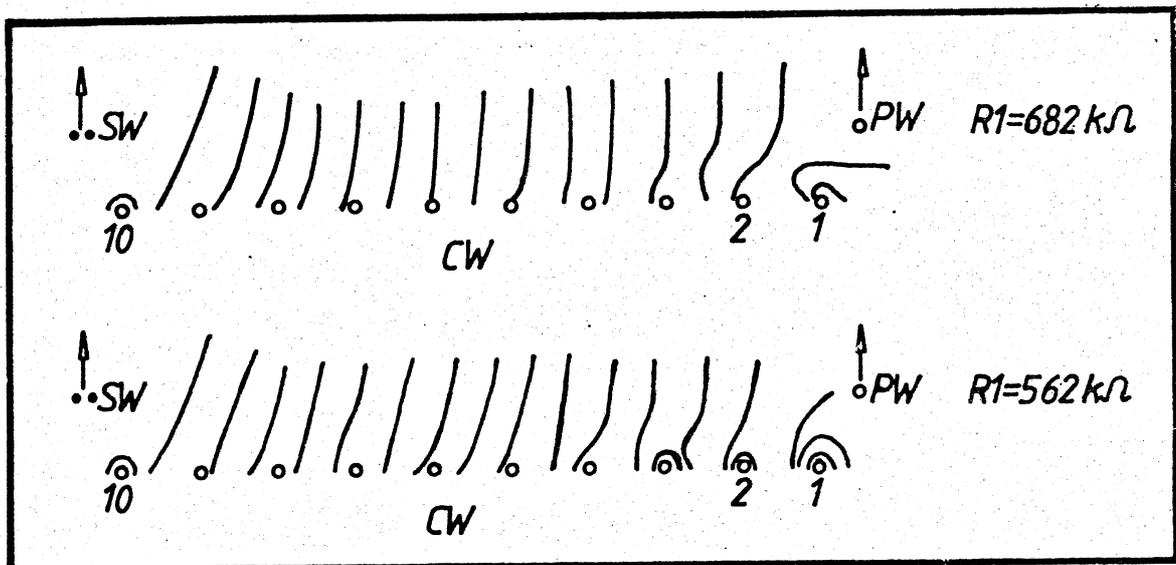


Abb. 3.5 Potentialverlauf am Rand der Driftzelle
Vergleich der beiden Spannungsteilerversionen
Die Version 682 hat im Bereich der Kathodendrähte
1, 2 und 3 geringere Störungen des Potentials.

Abbildung 3.8 zeigt das elektrische Feld in einer optimierten Driftzelle in 3-dimensionaler Darstellung. Die Feldstärkespitze an den Signaldrähten ist 5-fach verkleinert dargestellt.

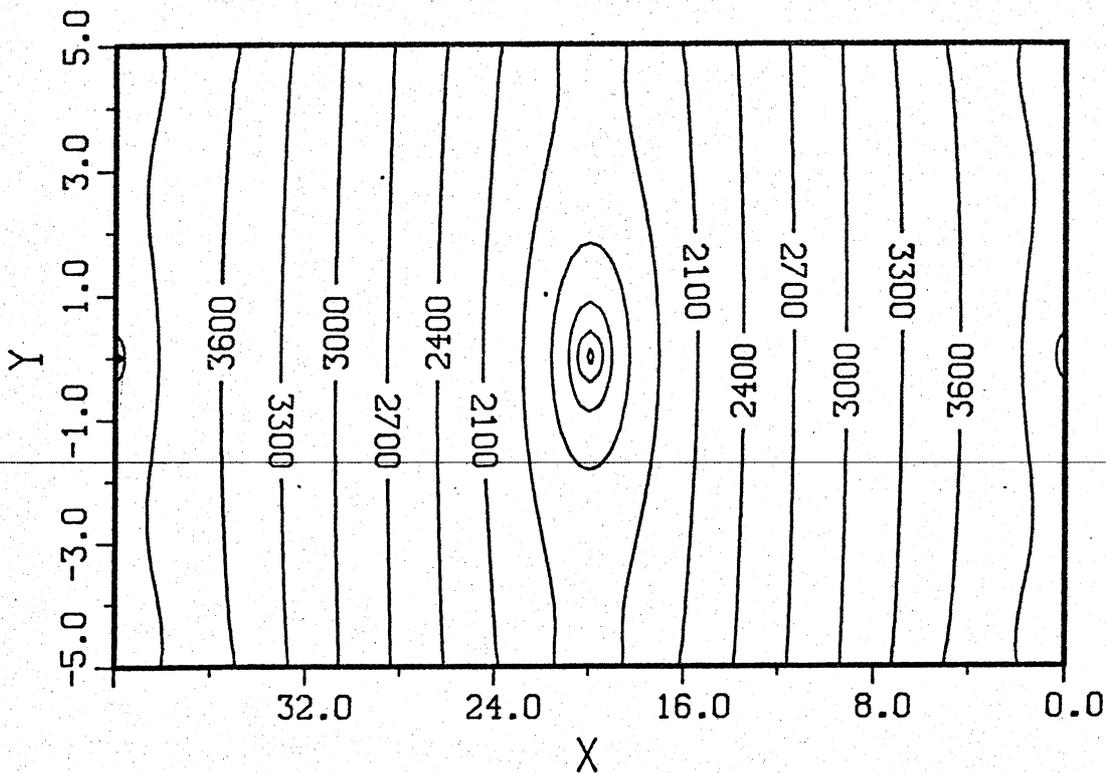


Abb. 3.6 Potentialverlauf in einer Driftzelle mit $R_1 = 682 \text{ k}$
 Mittlere Feldstärke $E_m = 1400 \text{ V/cm}$
 bei $+HV = 2200 \text{ V}$, $-HV = 3000 \text{ V}$

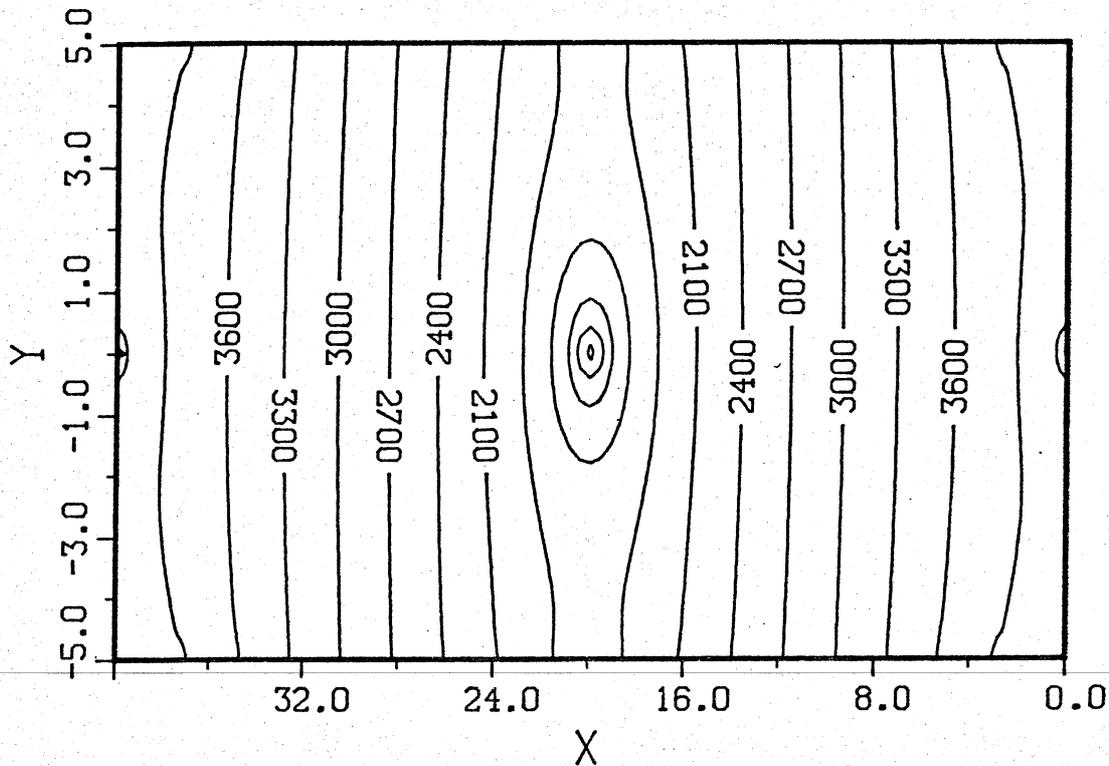


Abb. 3.7 Potentialverlauf in einer Driftzelle mit $R_1 = 562 \text{ k}$
 Mittlere Feldstärke $E_m = 1450 \text{ V/cm}$
 bei $+HV = 2200 \text{ v}$, $-HV = 3000 \text{ V}$

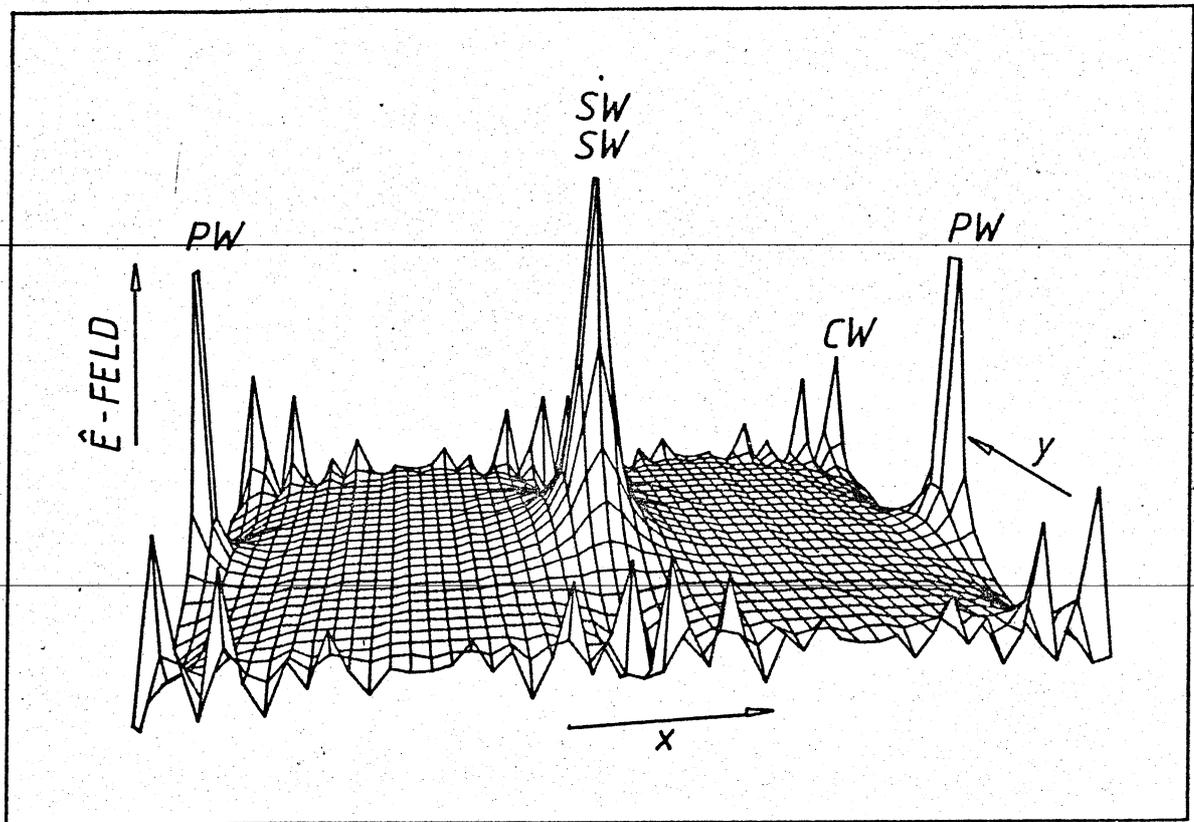


Abb. 3.8 Elektrisches Feld in einer Driftzelle

Die Spitze bei den Signaldrähten ist 5-fach verkleinert dargestellt.

SW : Signaldraht

PW : Potentialdraht

3.5 Theoretische Driftzeitspektren

Aus der Kenntnis des Potentialverlaufs kann man Driftzeitspektren erzeugen. Dazu wird angenommen, daß die Driftgeschwindigkeit überall konstant ist, das ist bei den beschriebenen Kammern nur in unmittelbarer Nähe des Signaldrahts und in einem kleinen Bereich zwischen Potential- und dem 1. Kathodendraht nicht mehr erfüllt. Es gilt demnach:

$$x = v_d \cdot t \quad (3.8)$$

x : Driftweg ; t : Driftzeit ; v_d : Driftgeschwindigkeit

Zur Berechnung der Driftverteilungen sind die Differentialgleichungen

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_y}{v_x} \quad \text{bzw.} \quad \frac{dx}{dy} = \frac{v_x}{v_y} \quad \text{mit} \quad v_d^2 = v_x^2 + v_y^2$$

zu lösen.

Man nimmt nun erst einmal an, daß die Geschwindigkeitskomponenten direkt proportional zur el. Feldstärke sind, was näherungsweise erfüllt ist. (siehe dazu SIM72)

Daraus folgt

$$\frac{dy}{dx} = \frac{E_y}{E_x} \quad \text{bzw.} \quad \frac{dx}{dy} = \frac{E_x}{E_y} \quad (3.9a) \text{ und } (3.9b)$$

Hierbei ist der Absolutbetrag des el. Feldes gar nicht von Interesse, es geht nur das Verhältnis seiner Komponenten E_x und E_y in die Gleichungen ein.

E_x und E_y berechnen sich aus:

$$E_x(x,y) = - \frac{\partial \phi(x,y)}{\partial x} = - \frac{\pi}{d} \sum_{i=1}^n \frac{\sin \frac{\pi}{d}(x-x_i) \cos \frac{\pi}{d}(x-x_i)}{\sin^2 \frac{\pi}{d}(x-x_i) + \sinh^2 \frac{\pi}{d}(y-y_i)}$$

$$E_y(x,y) = - \frac{\partial \phi(x,y)}{\partial y} = - \frac{\pi}{d} \sum_{i=1}^n \frac{\sinh \frac{\pi}{d}(y-y_i) \cos \frac{\pi}{d}(y-y_i)}{\sin^2 \frac{\pi}{d}(x-x_i) + \sinh^2 \frac{\pi}{d}(y-y_i)}$$

Die Differentialgleichungen (3.9a) und (3.9b) werden mit dem HPCG-Programm des Rechenzentrums Freiburg (HPCG) gelöst. Es basiert auf Hamming's-Prädiktor-Korrektor-Methode (HAM62) und stellt ein stabiles Integrationsverfahren vierter Ordnung dar. Je nach Größe der rechten Seite wird Gleichung (3.9a) oder (3.9b) benutzt, dadurch erübrigt sich ein unnötiges Verkleinern der Schrittweite.

Zur Erzeugung der Driftzeitspektren wird nun folgendermaßen vorgegangen:

- Eine Hälfte des Driftraums (wegen Symmetrie) wird in ein Raster von 201 x 51 Punkte aufgeteilt. Das entspricht bei den LEAR-Kammern einem Abstand der Punkte von 0.1 mm. Von jedem dieser Punkte läßt man ein Teilchen mit Hilfe des obigen Verfahrens zu einem Signaldraht driften, dazu wird bei jedem Schritt der Driftweg zum Gesamtdriftweg aufsummiert. Zuerst werden die dem Signaldraht naheliegenden Punkte berechnet. Driftet ein Teilchen von einem entfernteren Punkt zum Signaldraht und gelangt es dabei auf einen schon bekannten näheren Punkt, so wird dessen Gesamtdriftweg zum bisher berechneten aufsummiert und die Bewegung des Teilchens gestoppt.

- Im zweiten Teil des Verfahrens werden der Eintrittsort in den Driftraum und Ladungsnester entlang der Ionisationsspur eines Teilchens gewürfelt. So erreicht man eine homogene Bestrahlung des Driftraums.

Als Eingabeparameter kann man die Anzahl der Teilchen, den Einschußwinkel (gemessen zur Kammernormalen) und die Anzahl der Ladungsnester pro cm vorgeben.

Fällt der Ort eines Ladungsnestes mit einem Rasterpunkt zusammen, so wird dessen Gesamtdriftweg gespeichert. Auf diese Weise wird bei allen Ladungsnestern der Spur verfahren, als Ereignis wird jedoch nur das Ladungsnest mit dem kürzesten Driftweg einsortiert. Diese Driftwege werden anhand ihrer Häufigkeit in ein Spektrum einsortiert.

Unter Voraussetzung eines konstanten v_d entspricht die Driftwegeachse direkt einer Zeitachse und man erhält das

gewünschte Driftzeitspektrum.

Die Abbildungen 3.10 bis 3.14 zeigen simulierte Driftzeitspektren der LEAR-Kammern unter verschiedenen Einschußwinkeln. Die Driftzeit ist in willkürlichen Einheiten aufgetragen, die Anzahl der Ladungsnester pro cm von $n_p=34$ wurde aus Gleichung (2.1) unter Verwendung einer Gasmischung von ARGON:ISOBUTAN:METHYLAL=199:94:1 berechnet.

Bei schräger homogener Bestrahlung kann man zwei Effekte beobachten, die schon bei Breskin et al (BRE74) diskutiert wurden:

- 1.) Die kleinen Driftzeiten sind bei größerer Neigung der Teilchenspuren zunehmend bevorzugt, denn es haben nicht mehr die Elektronen in der Mitte des Driftraums den kürzeren Weg zum Signaldraht, sondern jene, die entlang den Kathodendrähten zum Signaldraht wandern. Da die Driftzeit durch die ersten Elektronen einer Lawine bestimmt wird, ist der gemessene Weg kleiner als der tatsächliche Weg, das Spektrum verschiebt sich zu kürzeren Driftzeiten und die Ortsunschärfe nimmt gleichzeitig zu (vgl. dazu Abb. 4.18) .
- 2.) Bei langen Driftzeiten (ab 35) beginnt der Abfall des Driftzeitspektrums früher und langsamer je schräger die Bestrahlung wird. Dieser Effekt kommt von Elektronen mit langen Driftzeiten, die bei senkrechter Bestrahlung nicht gezählt werden, da die Elektronen aus der Mittelebene des Driftraums schneller waren, Außerdem durchqueren schräge Spuren in der Nähe des Potentialdrahts nicht mehr die ganze Driftraumdicke und haben aufgrund der geringeren Anzahl der Ladungsnester eine niedrigere Nachweiswahrscheinlichkeit.

Der Wiederanstieg bei sehr großen Driftzeiten (ab 48) hat Elektronen als Ursache, die aus dem Bereich hinter dem ersten Kathodendraht und dem Potentialdraht (Abb. 3.9) kommen. Dort ist die el. Feldstärke so gering, daß die Elektronen sehr langsam und eventuell auf Umwegen zum Signaldraht driften. Diese Elektronen kommen deshalb in einem experimentellen Driftzeit-

spektrum nicht vor, in den simulierten Spektren tauchen sie jedoch auf, weil eine überall konstante Driftgeschwindigkeit angenommen wurde.

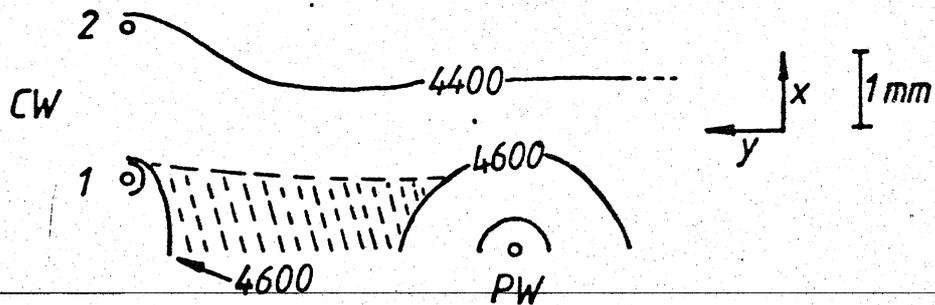


Abb. 3.9 Potentialverlauf in einer LEAR-Kammer in der Nähe des Potentialdrahts.

Im gestrichelten Bereich herrscht eine sehr geringe Feldstärke (10 - 500 V/cm), dadurch driften die Elektronen sehr langsam und treten in einem realen Spektrum nicht mehr auf. (vgl auch Abb. 3.8)

LADUNGSNESTER/CM-34

VERSION-LEAR-680/ 0 GRAD

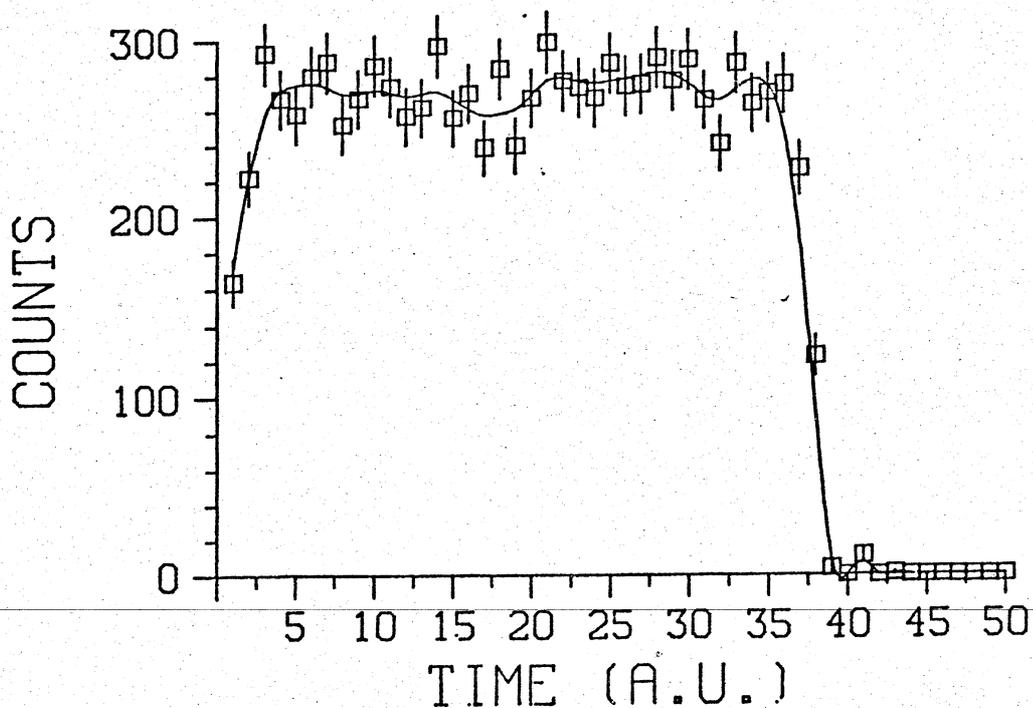


Abb. 3.10 Simuliertes Driftzeitspektrum mit $n_p = 34$ bei 0° Einschuss

LADUNGSNESTER/CM-34

VERSION-LEAR-680 / 5 GRAD

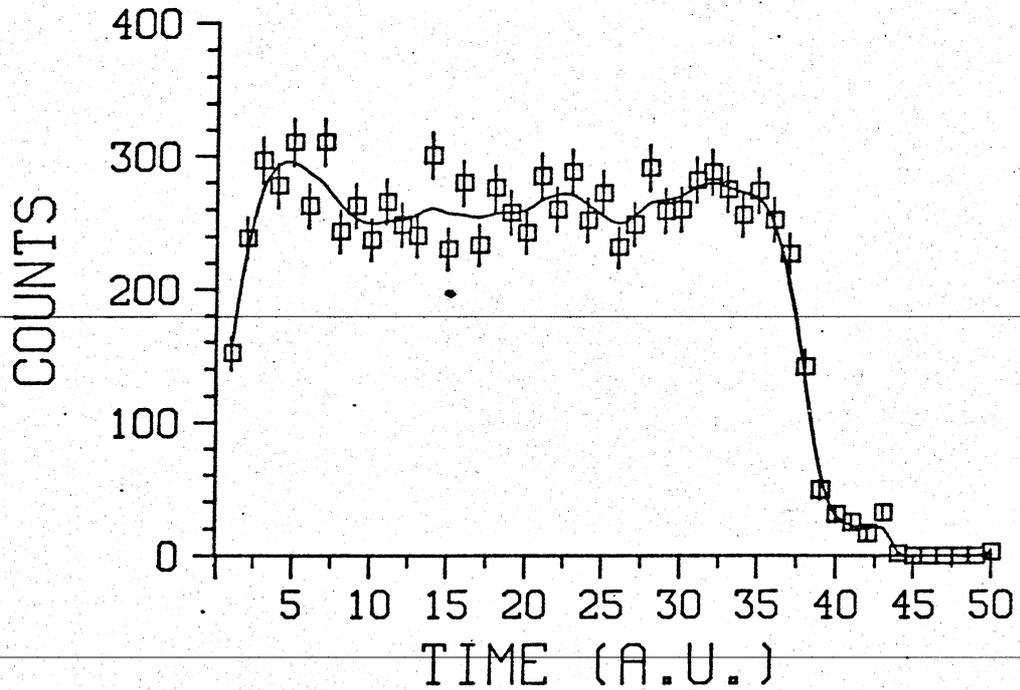


Abb. 3.11 Simuliertes Driftzeitspektrum bei 5° -Einschuß
($n_p=34$)

LADUNGSNESTER/CM-34

VERSION-LEAR-680 / 10 GRAD

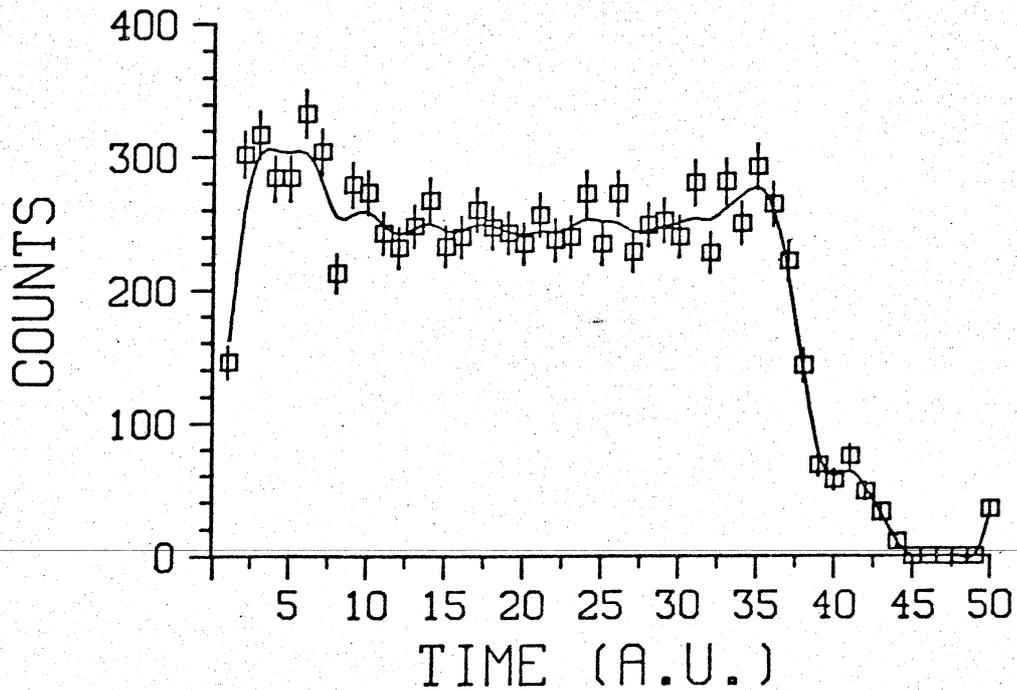


Abb. 3.12 Simuliertes Driftzeitspektrum bei 10° -Einschuß
($n_p=34$)

LADUNGSNESTER/CM-34

VERSION-LEAR-680 / 20 GRAD

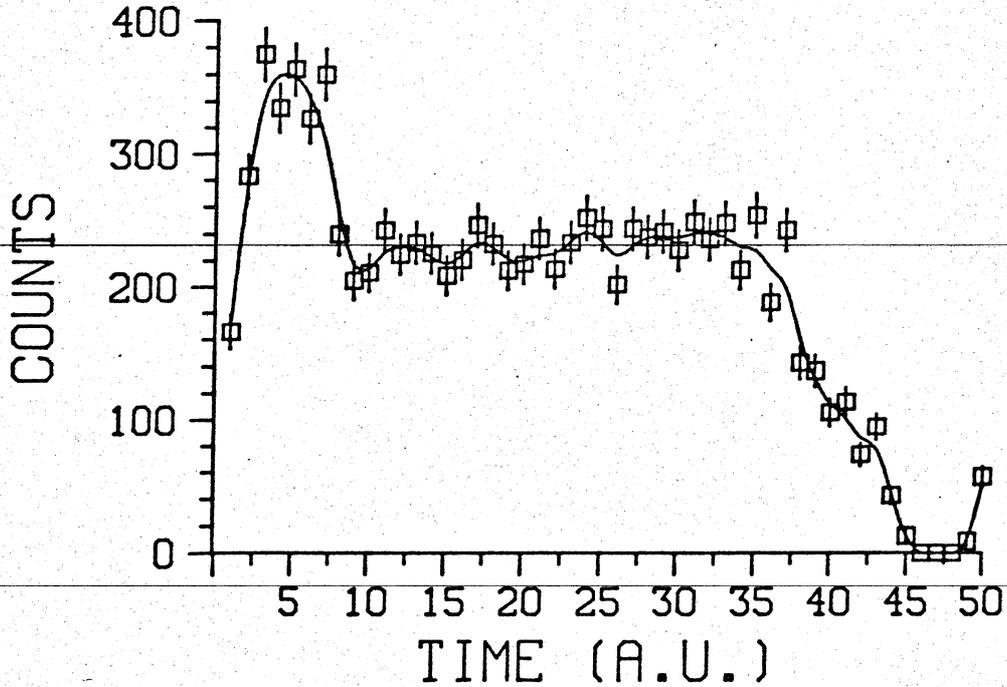


Abb. 3.13 Simuliertes Driftzeitspektrum bei 20° -Einschuß
($n_p=34$)

LADUNGSNESTER/CM-34

VERSION-LEAR-680 / 30 GRA

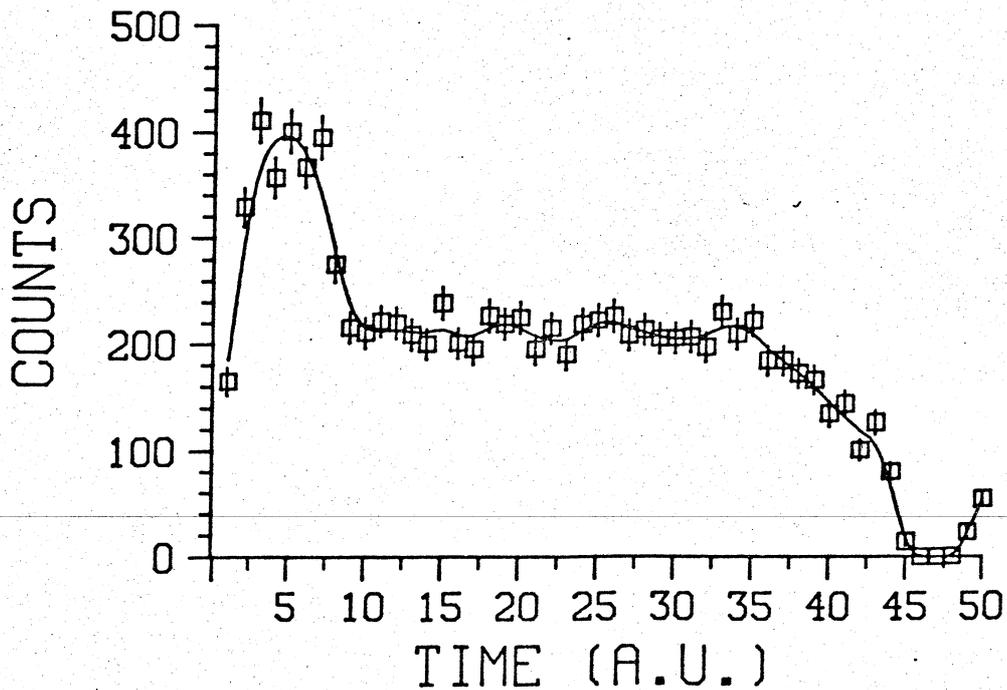


Abb. 3.14 Simuliertes Driftzeitspektrum bei 30° -Einschuß
($n_p=34$)

Abbildung 3.15 zeigt zum Vergleich experimentell gewonnene Driftzeitspektren zweier LEAR-Magnetkammern, aufgenommen in der Meßzeit Mai 1984 mit Antiprotonen. Die Spektren beinhalten die Zerfallsteilchen der Hyperonen (Protonen, Antiprotonen, Pionen). Es treten nur kleine Einschüßwinkel auf, weil die Drifträume aus der Kammermitte in der Nähe des Strahls stammen. Die Spektren sind deshalb mit den simulierten Spektren aus den Abbildungen 3.10 bis 3.12 vergleichbar.

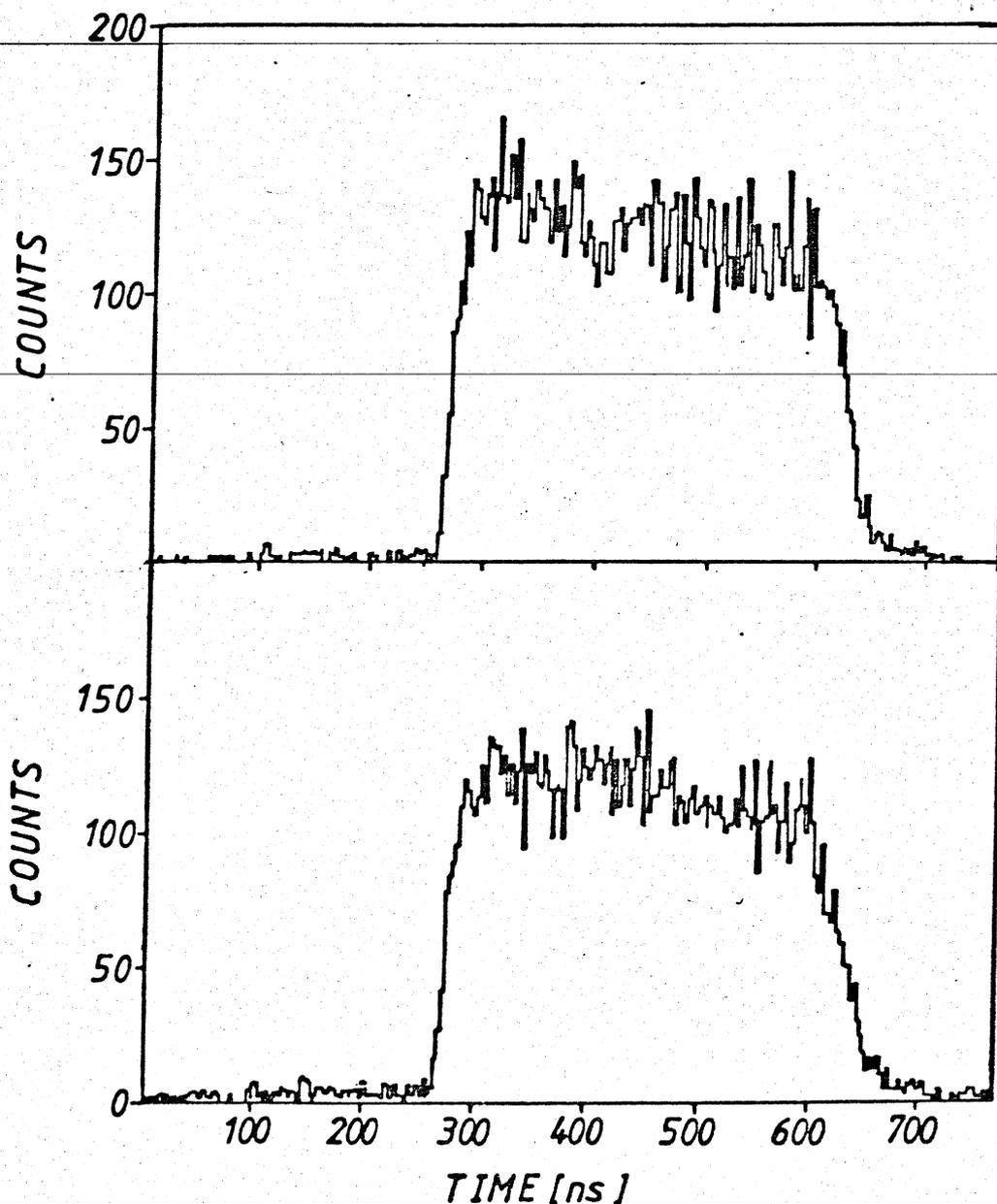


Abb. 3.15 Experimentell ermittelte Driftzeitspektren zweier LEAR-Magnetkammern, aufgenommen in der Meßzeit Mai 1984 mit Antiprotonen am LEAR.

3.6 Potential in Proportionalkammern

Wie schon erwähnt, kann mit dem Programm CHPOT auch das Potential in Proportionalkammern berechnet werden, dabei wird keine bestimmte Symmetrie verlangt, die Signaldrähte können auch aus der Mittelebene versetzt sein.

Abbildung 3.16 zeigt den Potentialverlauf in der Proportionalkammer des LEAR-Experiments. Die wichtigsten Daten der Kammer sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

| | | |
|------------------------------------|-----|-----------------------------|
| Anzahl der Ausleseebenen | : | |
| Anzahl der Signaldrähte pro Ebene: | 160 | |
| Aktive Fläche | : | 20.2 x 20.2 cm ² |
| Abstand der Signaldrähte | : | 1.27 mm |
| Abstand der Kathodenebenen | : | 10 mm |
| Durchmesser der Signaldrähte | : | 20 µm |
| Betriebsspannung | : | -4700 V |

Tabelle 3.1 Daten der LEAR-Proportionalkammer

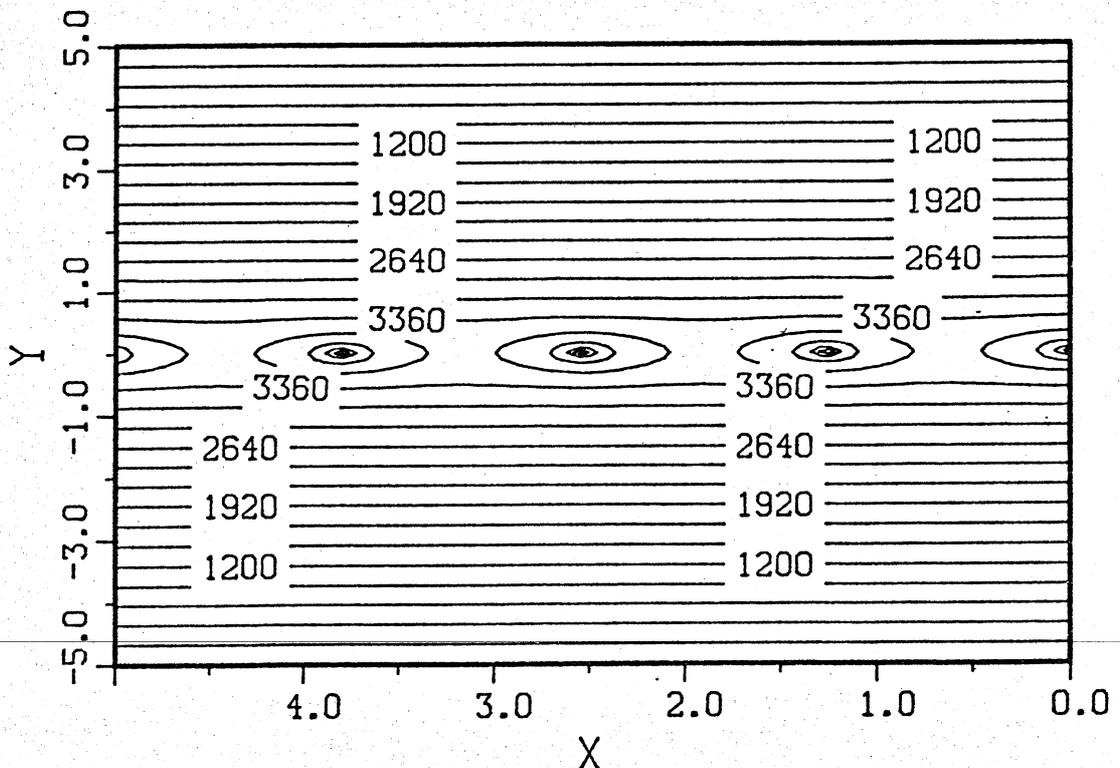


Abb. 3.16 Äquipotentiallinien in einer Proportionalkammer bei $U_b = -4700$ V

4. Galvanisierung von Zähldrähten

4.1 Motivation

Im LEAR-Experiment gehen sowohl der intensive Antiprotonenstrahl mit bis zu $10^6 \bar{p}$ /sec als auch die im Target produzierten sekundären Teilchen durch die Drift- und Proportionalkammern. Im Bereich des Primärstrahls sind deshalb ineffiziente Zonen in den Kammern erforderlich, denn

- die Wechselwirkungsrate im Target ist im Vergleich zum Primärstrahl sehr gering, die Einzelzählraten in den Kammern sollten jedoch von der Wechselwirkungsrate im Target bestimmt werden.
- bei einem sehr kleinen Strahlfleck von nur 0.48 mm^2 ist die Teilchenrate lokal so hoch, daß der ganze Draht außerhalb des Strahlflecks praktisch blind wäre.

Es gibt verschiedene Techniken, um "tote" Zonen in Kammern zu erzeugen.

Eine Methode besteht darin, isolierendes Material in die Kammern einzubringen damit die Elektronen nicht mehr zu den Signaldrähten driften können. Siehe dazu (FIE82), (EDW78), (CRI75). Die zweite, auch hier verwendete Technik, ist das Verdicken der Signaldrähte mittels Galvanisierung. Durch den größeren Drahtradius wird die kritische Feldstärke nicht erreicht und es kann keine Verstärkung der primären Ionisation stattfinden. Siehe dazu (HAH78), (STO77). Diese Methode hat folgende Vorteile:

- Verhinderung von Raumladungen, weil die überschüssige Ladung abfließen kann.
- Die Ineffizienz kann über den Drahtradius verändert werden (STO77) .
- Die Länge der toten Zone kann sehr gut bestimmt werden.

Die insensitiven Regionen in den Drift- und Proportionalkammern wurden durch Aufgalvanisierung von Silber auf die Signaldrähte erzeugt. In den Driftkammern war eine Effizienz von möglichst unter 0.5 % wünschenswert, in den Proportionalkammern nicht wesentlich über 1 %, da letztere höhere Teilchenraten verarbeiten können.

4.2 Die Apparatur für die Galvanisierung

Das Gerät für die Galvanisierung (Abb. 4.1) besteht aus einem Glastöpfchen, in dem ein Silikonstopfen und ein Glasrohr stecken. Durch den Silikonstopfen wird außerdem die aus Silberdraht bestehende Anode innerhalb eines dünnen Glasröhrchens geführt. Das Glasgefäß wird soweit mit der Galvanisierlösung gefüllt, bis sich aufgrund deren Oberflächenspannung ein Tropfen an der Spitze des Glasrohrs bildet. In diesen Tropfen kann nun der zu versilbernde Signaldraht eingetaucht werden.

Die Vorteile dieser Methode liegen darin, daß man sowohl eine fertig bespannte Signaldrahtebene, als auch einzelne Drähte vor dem Einbau in die Ebene, versilbern kann. Die Länge der Versilberung wird durch den Durchmesser des Glasrohrs bestimmt.

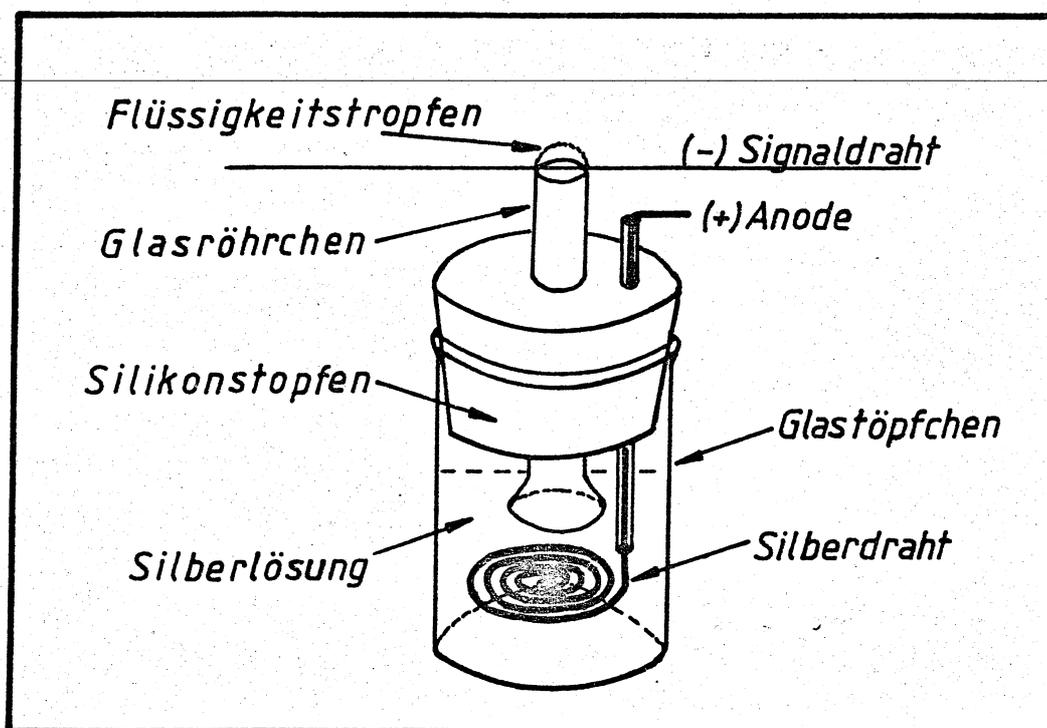


Abb. 4.1 Das Galvanisierungsgerät

Abbildung 4.2 zeigt den elektrischen Anschluß der Apparatur. Zum Galvanisieren wurden zwei unterschiedliche Silberlösungen verwendet ¹⁾.

1) Lösung 1: Glanzsilberbad ELFIT73 Fa. M.Schloetter, Geislingen
Lösung 2: Silberbad Galvaniklabor EIR, Villigen, Schweiz

Die Versilberungszeit wird mit Hilfe des Faraday-Gesetzes nach der Formel

$$t \text{ (min.)} = 4.9 \cdot 10^{-4} \cdot L \cdot (R^2 - r^2) / I. \quad (4.1)$$

berechnet.

Darin bedeuten:

L : Länge der Versilberung in μm

R : Radius des verdickten Drahts in μm

r : Radius des unverdickten Drahts in μm

I : Stromstärke in mA , die Stromstärke sollte kleiner sein als das Produkt aus zulässiger Stromdichte und der Oberfläche des zu galvanisierenden Drahtes.

Stromdichte Lösung 1 : $0.5 - 1 \text{ A/dm}^2 = 5 - 10 \text{ mA/cm}^2$

"- " 2 : $1 - 3.5 \text{ A/dm}^2$

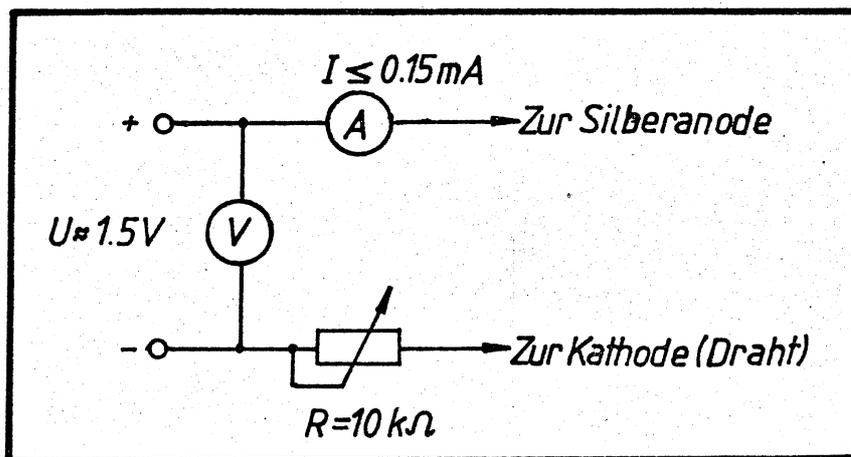


Abb. 4.2 Anschluß des Galvanisiergeräts

Der Arbeitsvorgang bei der Galvanisierung entspricht im wesentlichen dem in (ST077) geschilderten, jedoch wird auf eine Vorversilberung verzichtet, da diese keine merkliche Verbesserung der Ergebnisse bringt.

Skizze des Arbeitsablaufs:

- 1.) Berechnung der Versilberungszeit mit Gleichung (4.1).
- 2.) Reinigen des Signaldrahts mit Aceton
- 3.) Anschließen der Spannung
- 4.) Eintauchen des Drahtes in den Flüssigkeitstropfen
- 5.) Nach der Galvanisierung gründliches Abspülen mit Wasser

Die verwendbare Stromstärke hängt noch zusätzlich von dem Durchmesser des Glasrohrs ab, d.h. je dünner das Glasrohr wird, desto kleiner muß die Stromdichte werden, um noch optimale Oberflächen zu erhalten. Bei zu großer Stromdichte sind auf der Drahtoberfläche kleine kugelförmige Ausbeulungen erkennbar. Bei sehr großer Stromdichte wird die Versilberung noch zusätzlich schwarz.

Für die Versilberung eines Drahts von 20 μm Durchmesser auf 80 μm Durchmesser auf einer Länge von 12 mm mußte ca. 46 Minuten galvanisiert werden (Lösung 2). Abbildung 4.3 zeigt die Form einer solchen Versilberung.

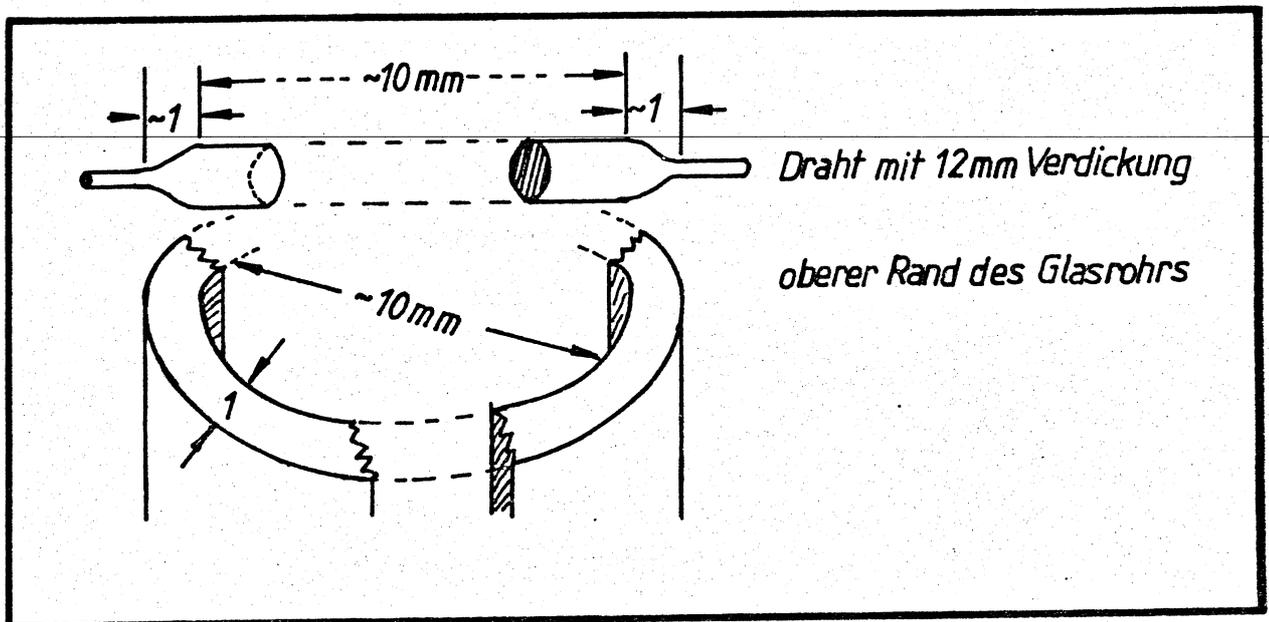


Abb. 4.3 Skizze einer Versilberung von 12 mm Gesamtlänge

4.3 Die Testkammer, Vorüberlegung zu den Messungen

Um die galvanisierten Drähte zu testen, wurden sie in eine kleine Testkammer mit den Eigenschaften aus Tabelle 4.1 eingebaut.

| | |
|----------------------------|---------------------|
| Art des Feldes | : "graded-field" |
| Anzahl der Signaldrähte | : 6 |
| Anzahl der Ausleseebenen | : 1 |
| Aktive Fläche | : 15 x 12 cm |
| Länge einer Driftzelle | : 50 mm |
| Länge eines Driftraums | : 24.8 mm |
| Abstand der Signaldrähte | : 0.4 mm |
| Abstand der Kathodenebenen | : 10 mm |
| Abstand der Kathodendrähte | : 1 mm |
| Durchmesser Signaldraht | : 20 μm |
| Durchmesser Kathodendraht | : 80 μm |
| Durchmesser Potentialdraht | : 100 μm |
| Hochspannungen | : +2000 V , -3600 V |

Tabelle 4.1 Daten der Testkammer

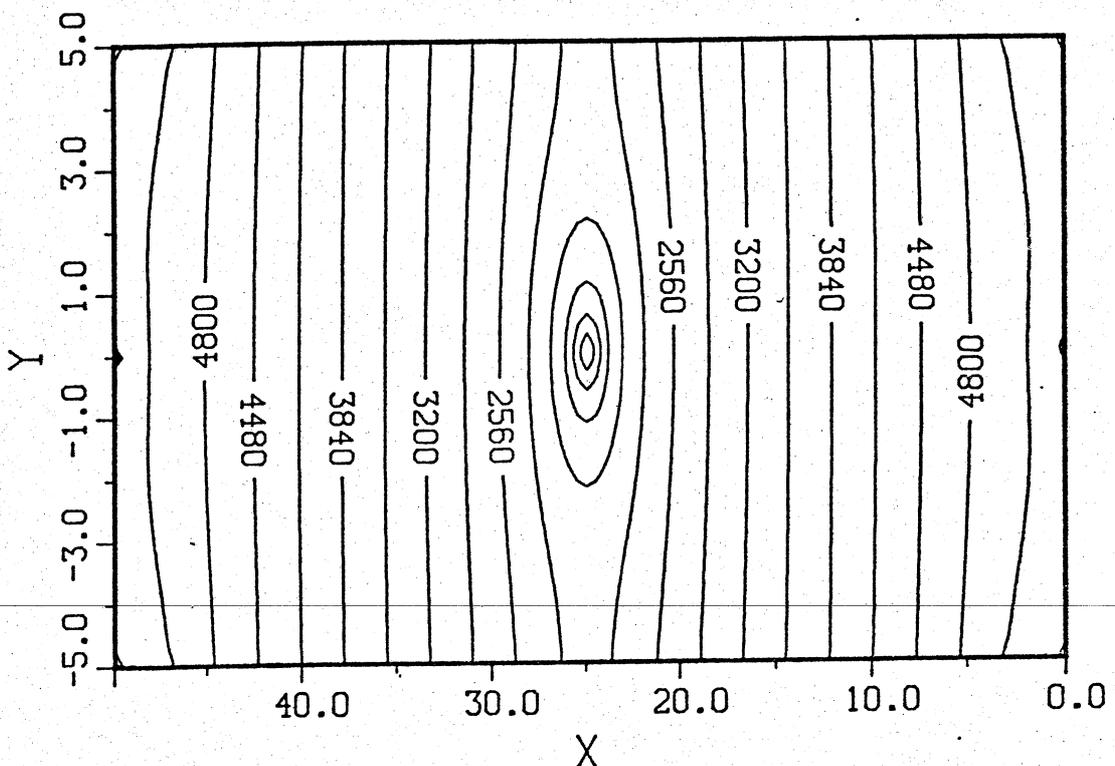


Abb. 4.4 Potentialverlauf innerhalb einer Driftzelle der Testkammer

Die Potential- und Betriebsverhältnisse sind in dieser Testkammer ähnlich wie in den LEAR-Kammern. Das mittlere elektrische Feld liegt in der Testkammer bei 1480 V/cm (LEAR-Kammern: 1400 V/cm), die Feldstärke an den Signaldrähten bei 280 kV/cm (LEAR-Kammern: 292 kV/cm).

Abbildung 4.4 zeigt den Potentialverlauf in einer Driftzelle der Testkammer bei den Hochspannungen aus Tabelle 4.1.

Vorüberlegung zu den Tests

Wenn keine Gasverstärkung an den verdickten Drähten erfolgen soll, so muß die Feldstärke an solch einem verdickten Draht niedriger als die kritische Feldstärke sein, bei der Gasverstärkung einsetzt. Die kritische Feldstärke E_c ist für Argon bei Normalbedingungen ca. 113 kV/cm (aus Gleichung (2.3)).

Die Feldstärke an der Oberfläche eines 20 μm dicken Signaldrahtes in der Testkammer liegt bei 280 kV/cm. Wird der Draht auf 80 μm verdickt, sinkt die Feldstärke an dieser Stelle auf 94.8 kV/cm ab, die Feldstärke an dem 0.4 mm entfernten Nachbardraht sinkt auf 237 kV/cm.

Hieraus kann man vermuten:

- 1.) Der verdickte Draht dürfte voll ineffizient sein, da die Feldstärke an seiner Oberfläche nicht mehr die kritische Feldstärke überschreitet.
- 2.) Der unverdickte Nachbardraht sollte noch Gasverstärkung ermöglichen, obwohl seine Oberflächenfeldstärke um 15% gegenüber der Norm reduziert ist.

Eine Verdickung auf 80 μm sollte demnach vollauf genügen. Die beiden umseitigen Abbildungen zeigen den Potentialverlauf in der Nähe eines unverdickten Drahtpaares (beide 20 μm) und eines Drahtpaares mit einem 80 μm und 20 μm dicken Drahts. Deutlich sind die aufgeweiteten Potentiallinien zu erkennen, die zur Ineffizienz auch beim Nachbardraht führen können.

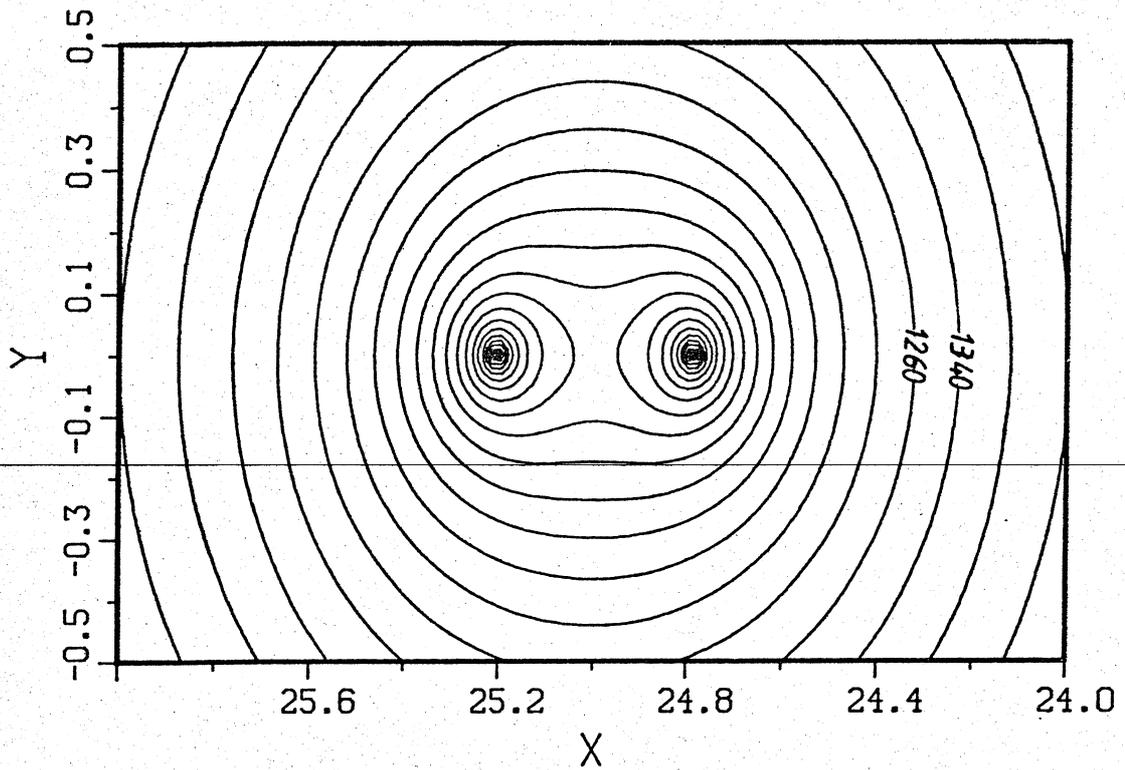


Abb. 4.5 Potentialverlauf in der Nähe der Signaldrähte, beide mit 20 μm Durchmesser (Ausschnitt von 2 x 1 mm)

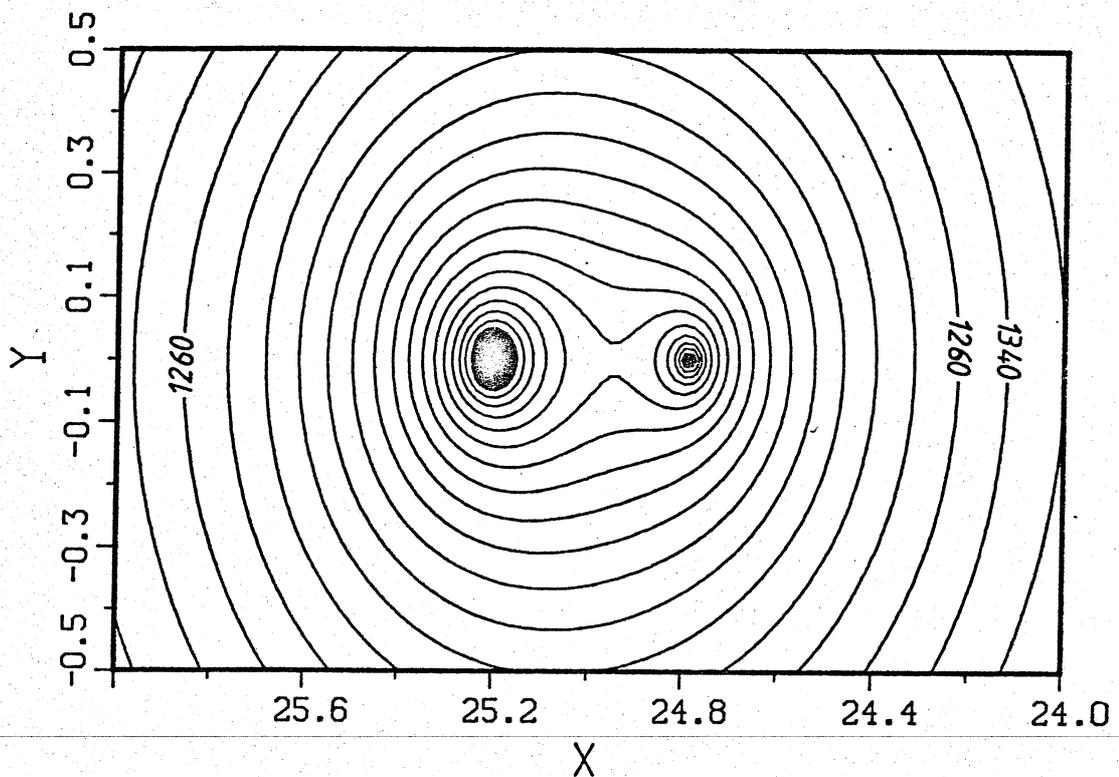


Abb. 4.6 Potentialverlauf in der Nähe der Signaldrähte, mit 80 μm und 20 μm Durchmesser (Ausschnitt von 2 x 1 mm)

4.4 Scannen der galvanischen Bereiche in einer Driftkammer

In die kleine Testkammer wurden zwei Verdickungen von je 6.5 mm Länge und Durchmessern von 80 μm und 100 μm in getrennte Driftzellen eingebaut.

Als Quelle für das Scanning diente ein Sr^{90} -Präparat mit einer Aktivität von 10 mCi.

4.4.1 Versuchsaufbau

Die Sr^{90} -Quelle wurde mit einem Kollimator von 1mm Durchmesser kollimiert und so nahe wie möglich an die Kammer gebracht, um die Strahlaufweitung infolge Coulombvielfachstreuung der Elektronen möglichst gering zu halten. Die Quelle mit Kollimator und zwei kleine Szintillationszähler mit einem Kollimator davor, waren auf einem Schlitten montiert, der sowohl in horizontaler, als auch in vertikaler Richtung in Schritten von 0.2 mm bewegt werden konnte. Abbildung 4.7 zeigt eine Skizze des Aufbaus.

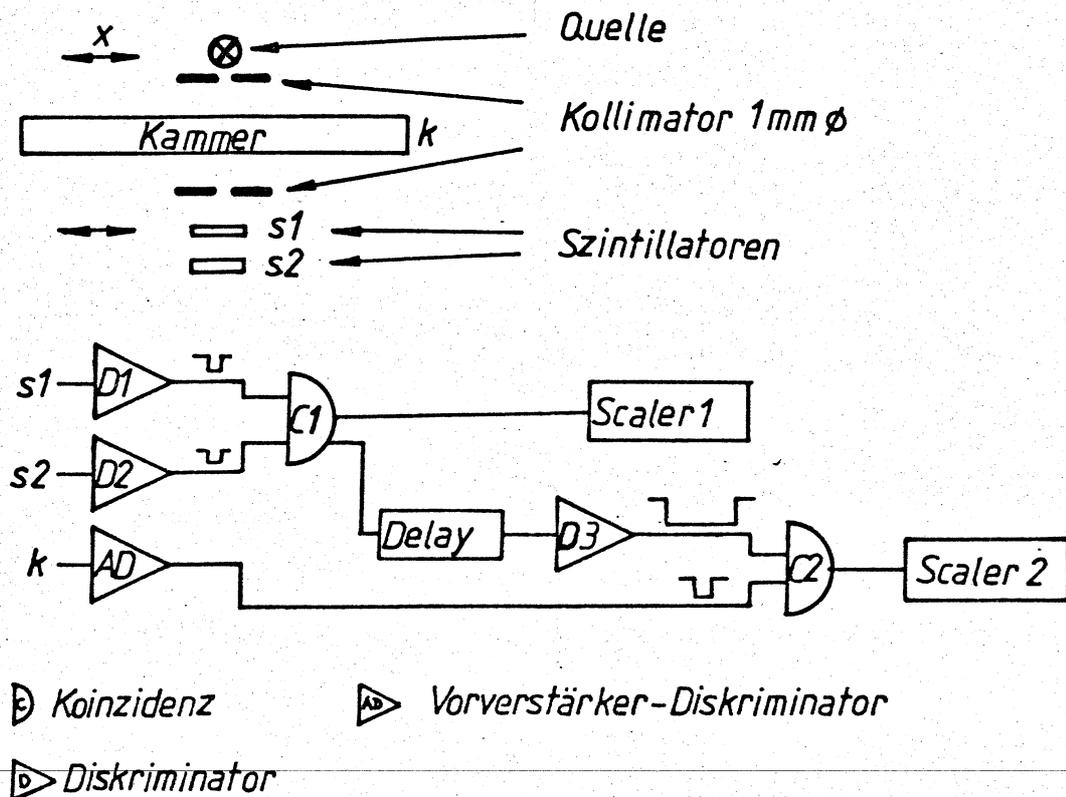


Abb. 4.7 Skizze des Versuchsaufbaus

Mit dieser Anordnung wurde nun die Effizienz der Kammer in Abhängigkeit vom Ort aufgenommen. Es wurde in horizontaler (senkrecht zum Signaldraht) und in vertikaler (parallel zum Signaldraht) Richtung gescannt. Als Effizienz (nur relative Effizienz) wurde definiert:

$$\varepsilon = \frac{\text{Zählrate der Kammer}}{\text{Zählrate der Szintillatorkoinzidenz}}$$

4.4.2 Ergebnisse

In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis des vertikalen Scannings (siehe Abb. 4.8) im Bereich der 100 μm -dicken Galvanisierung bei drei verschiedenen horizontalen Abständen (I, II und III) vom Signaldraht dargestellt.

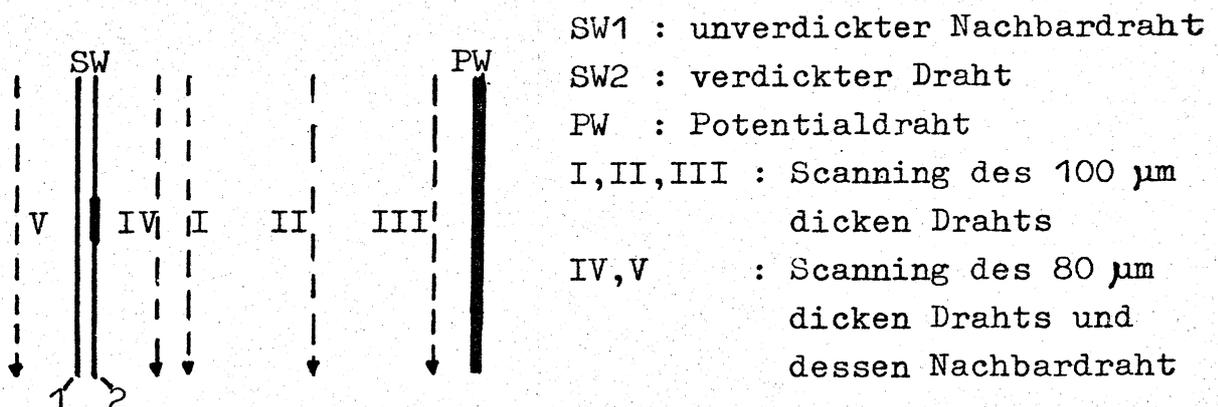


Abb. 4.8 Vertikales Scanning der Verdickungen

Die Effizienz geht auf einer Länge von ca. 3mm auf 1% zurück. Der Nachbardraht hat im gleichen Bereich eine Effizienz von ca. 2%. Durch das ausgezeichnete graded-field der Kammer ist weder die Tiefe noch die Breite des Effizienzminimums von dem horizontalen Ort in der Driftzelle abhängig.

Bei einer 80 μm -dicken Galvanisierung (Abb. 4.10) fällt die Effizienz ebenfalls auf einer Länge von 3 mm auf 1% ab. Der Nachbardraht weist hier jedoch 6% Effizienz auf.

Infolge der Vorüberlegungen aus Kapitel 4.3 hätte man einen Rückgang der Effizienz auf weniger als 1% und dies auf einer

Länge von 6.5 mm (Länge der Versilberung) erwartet. Das ist nicht der Fall, weil der Elektronenstrahl eine Halbwertsbreite von 2 mm und eine Basisbreite von rund 8 mm hatte, die Verdickung jedoch nur 6.5 mm lang war. (Abb. 4.11). Dadurch wurden noch Elektronen außerhalb der Verdickungsstelle in die Mitte der Verdickung einsortiert, die Effizienz konnte nicht auf Null absinken und die Abfallflanken wurden breiter als erwartet.

Wenn man die Effizienz an den Verdickungsstellen genauer bestimmen will, sollte man über einen Strahl von besserer Auflösung und Intensität verfügen.

Es lag deshalb nahe, die Verdickung am Neutronenstrahl des SIN genauer auszumessen.

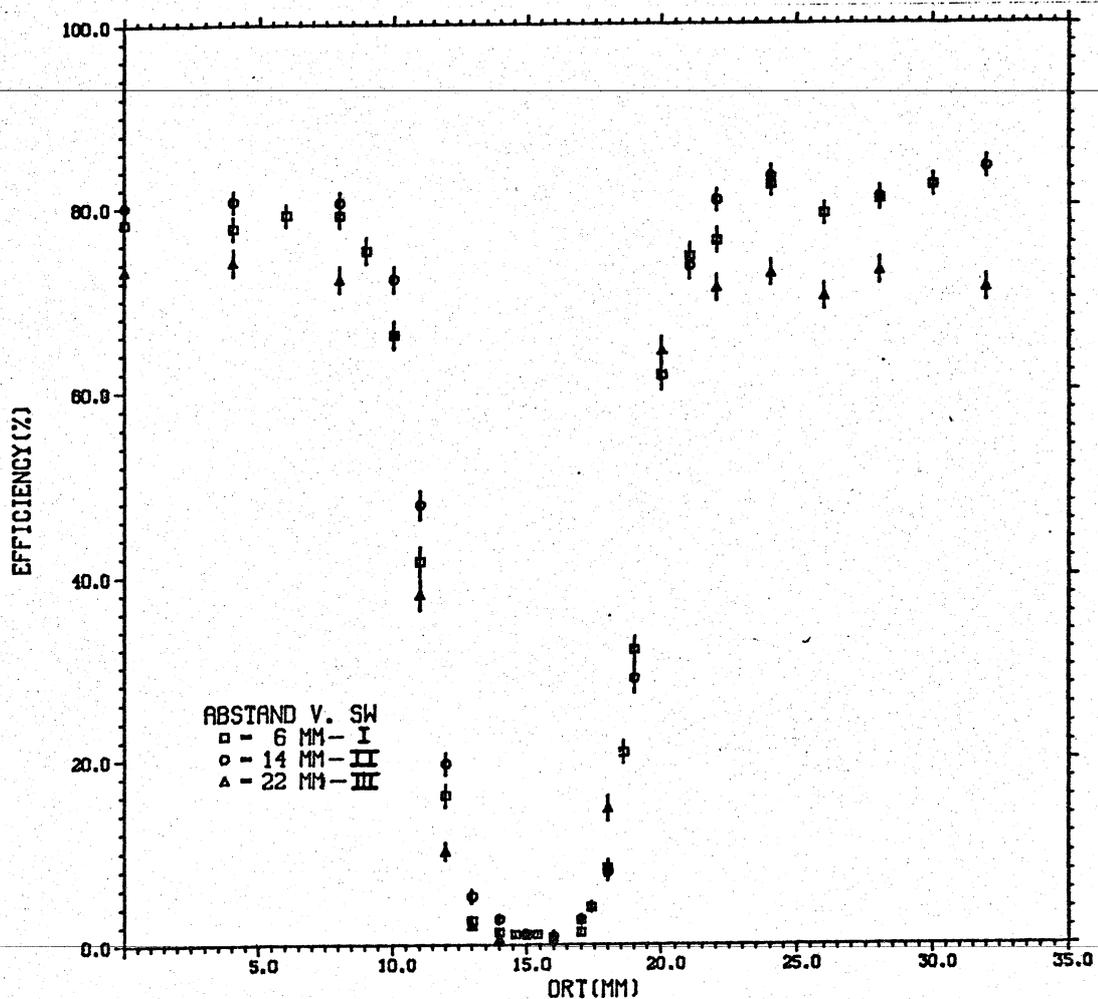


Abb. 4.9 Vertikales Scanning der 100 μ m-dicken Galvanisierung bei drei verschiedenen Abständen vom Signaldraht.

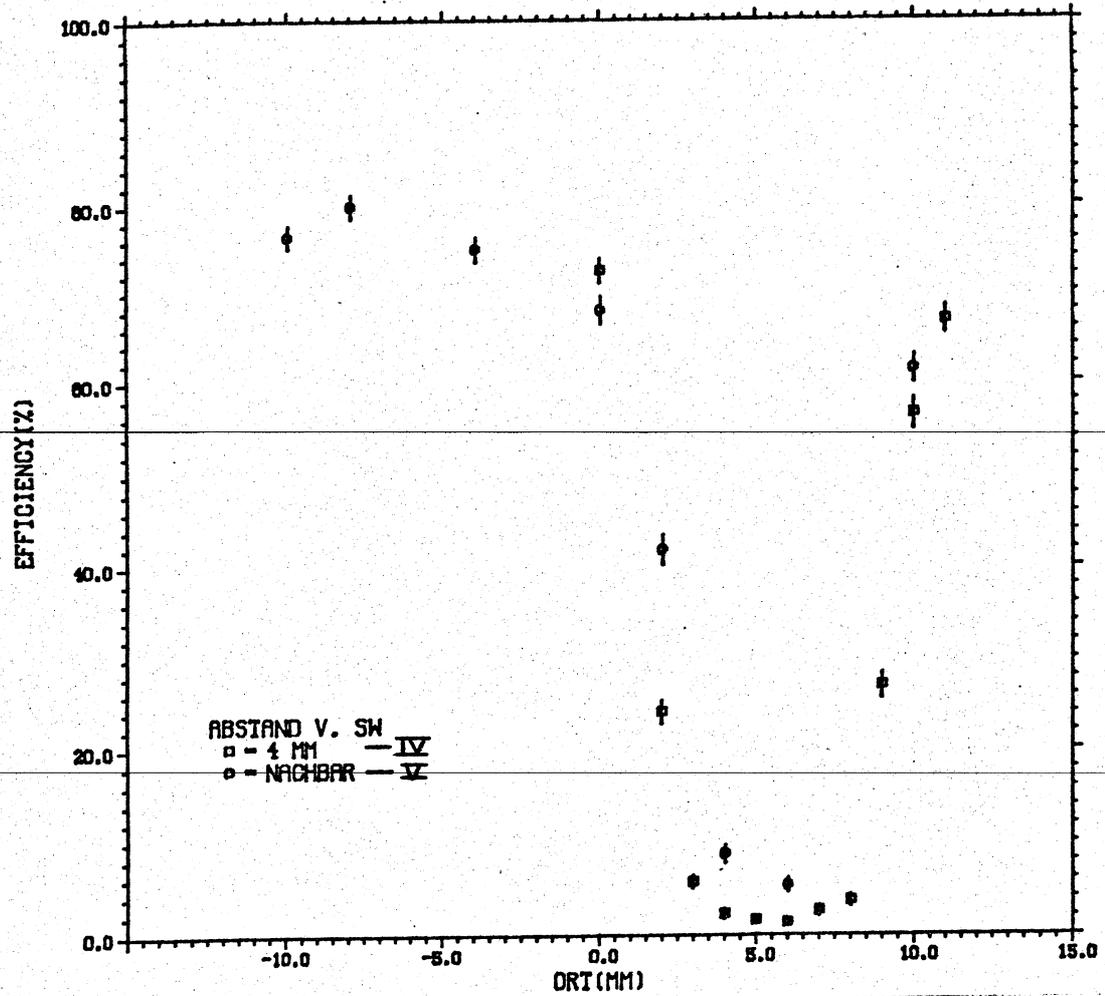


Abb. 4.10 Vertikales Scanning der 80 μm -dicken Versilberung bei einem Abstand von 4 mm zum Signaldraht und des Nachbardrahts.

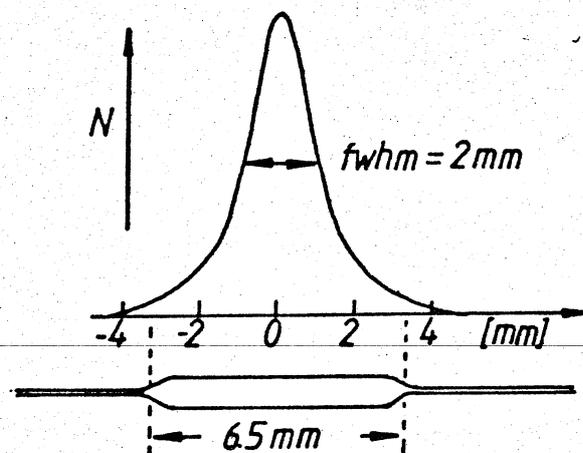


Abb. 4.11 Skizze des "Elektronenstrahl"-Profils

4.5 Untersuchung galvanisierter Drähte am Neutronenstrahl des SIN

Diese Messung wurde am Neutronenstrahl des Schweizer Instituts für Nuklearforschung durchgeführt, wo eine Freiburger Gruppe seit 1975 mit Neutronen experimentiert.

Die Aufgabe des Experiments bestand darin, die Testkammer möglichst homogen mit geladenen Teilchen zu bestrahlen, um so Aufschluß über den Rückgang der Effizienz, sowie deren Zusammenhang mit Teilchenart und Energie, an der eingebauten Verdickung ($80 \mu\text{m } \varnothing$, 12 mm Länge) zu bekommen. (In der Kammer waren außer der Verdickung noch Nylon-"Brücken" zwischen den Signaldrähten eingebaut, deren Eigenschaften ebenfalls untersucht werden sollten, näheres siehe Kapitel 5.3).

Auf eine Beschreibung der Strahlführung und des prinzipiellen Aufbaus des verwendeten Spektrometers wird hier verzichtet, diese sind in den Arbeiten GRU84, RUP81, KER78 ausführlich beschrieben.

4.5.1 Aufbau und Durchführung des Experiments

Um eine hohe Teilchenrate zu erhalten, stand als Produktions-target ein Holzklötz von ca. 5 cm Dicke im Neutronenstrahl. Die im Target (T) nach vorwärts produzierten Teilchen (hauptsächlich Protonen u. Deuteronen) durchliefen die Versuchsanordnung (Abb. 4.12), wobei nur solche Ereignisse auf Magnetband geschrieben wurden, die in Koinzidenz mit Start (S1)- und Stop (S2)- Zähler, sowie den Kammern K1 bis K4, auftraten. Die Kammern K3 und K4 hatten den Zweck, den horizontalen und den vertikalen Ort in der Testkammer festzulegen, und so bei der Auswertung ein "abscannen" der Testkammer (TK) zu ermöglichen. Die Horizontalebene (CH7) in Kammer K3 diente außerdem mit K1 und K2 zur Impulsbestimmung der Teilchen. Der Magnet wurde mit einem Magnetfeld von 0.78 Tesla betrieben.

Als Stopzähler diente ein 1 cm dicker Zähler, der gerade die aktive Fläche der Testkammer abdeckte.

Der Aufbau der Elektronik entsprach im wesentlichen, bis auf die zusätzliche Kammerelektronik für K4 und TK, dem in GRU84 geschilderten. Auf die lange Laufzeit konnte bei der Datenaufnahme verzichtet werden, weil die Neutronenenergie nicht von Interesse war.

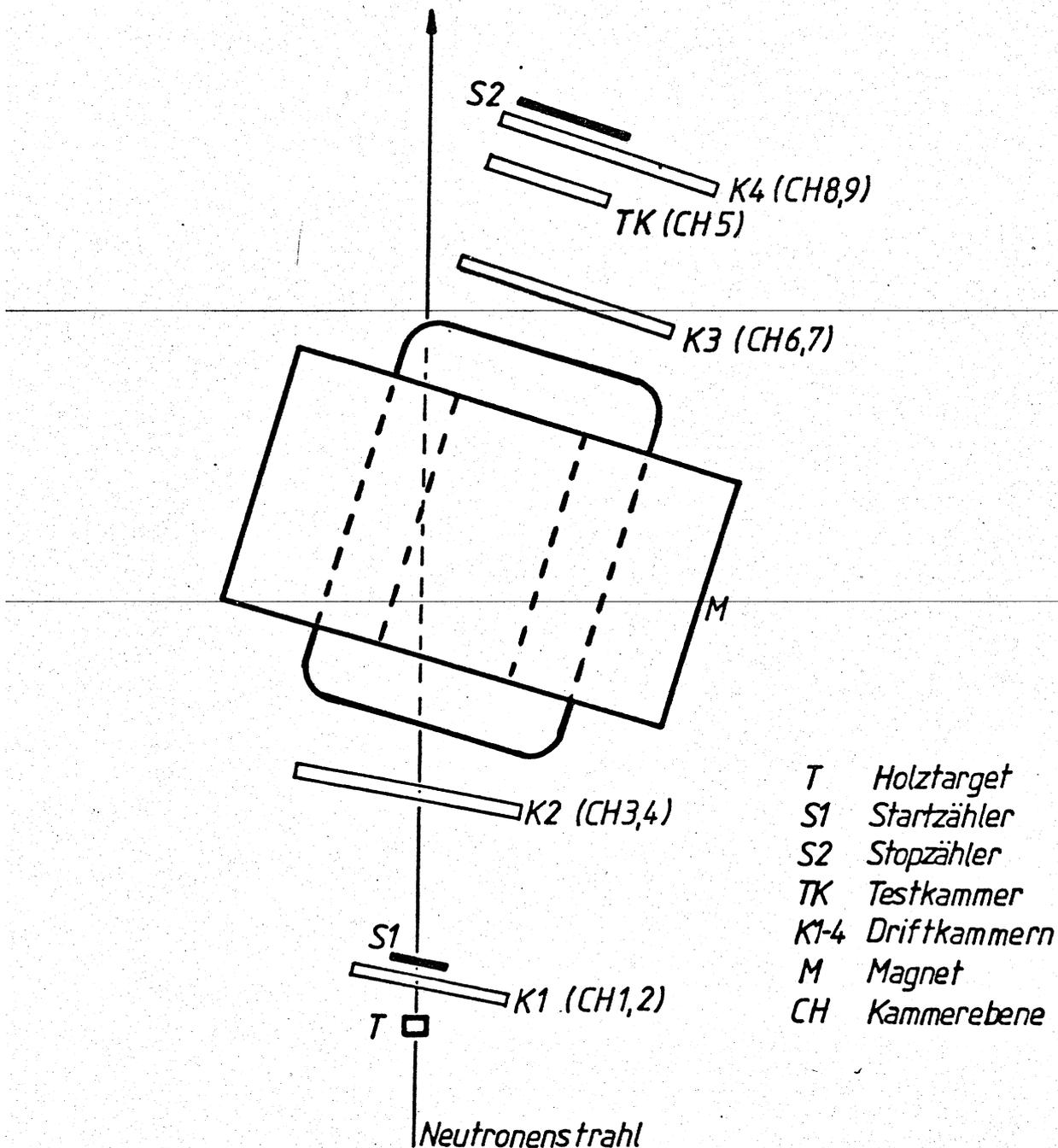


Abb. 4.12 Skizze des Versuchsaufbaus

Die Eichung der Flugzeit zwischen S1 und S2 wurde mit Konversionselektronen aus einem Bleitarget (siehe GRU84) gemacht. Pro Ereignis (Event) wurden 31 Computerworte auf Band aufgezeichnet, 1 Wort für die Flugzeit (S1-S2), je 3 Worte für die Kammerebenen CH1-CH4, CH6-CH8 und 6 Worte für die Kammerebene CH5 (TK) .

In zwei Tagen konnten auf diese Weise 21 Bänder mit insgesamt 14.5 Millionen Events beschrieben werden.

4.5.2 Auswertung

Die Auswertung der 21 Bänder erfolgte in mehreren Schritten:

a) Eichung der Flugzeit

Mit Hilfe der Eichruns mit Bleitarget und ohne Magnetfeld konnte der zeitliche Nullpunkt des TDC's festgelegt werden.

b) Kammereichung

Das Driftkammer-Auslesesystem NEVISLAB erzeugt aus der Zeitdifferenz zwischen Kammersignal und Szintillatorsignal (die Kammern vor dem Magneten wurden mit S1, die dahinter mit S2 gestoppt) einen Impuls, der je nach Größe der Differenz in Kanäle (tics) zwischen 0 und 255 einsortiert wird. Eine Eichung des NEVISLAB-Systems vor der Messung ergab eine ausgezeichnete Linearität zwischen Zeit und tics von besser als 370 psec. Die Auflösung des Systems ist 3 ns/tic, wenn ein 16-Bit-Computerwort pro Kammerhit aufgeschrieben wird. Mit der Methode der homogenen Bestrahlung (siehe SCH82) wurde der Ort in der Kammer gegen tics geeicht.

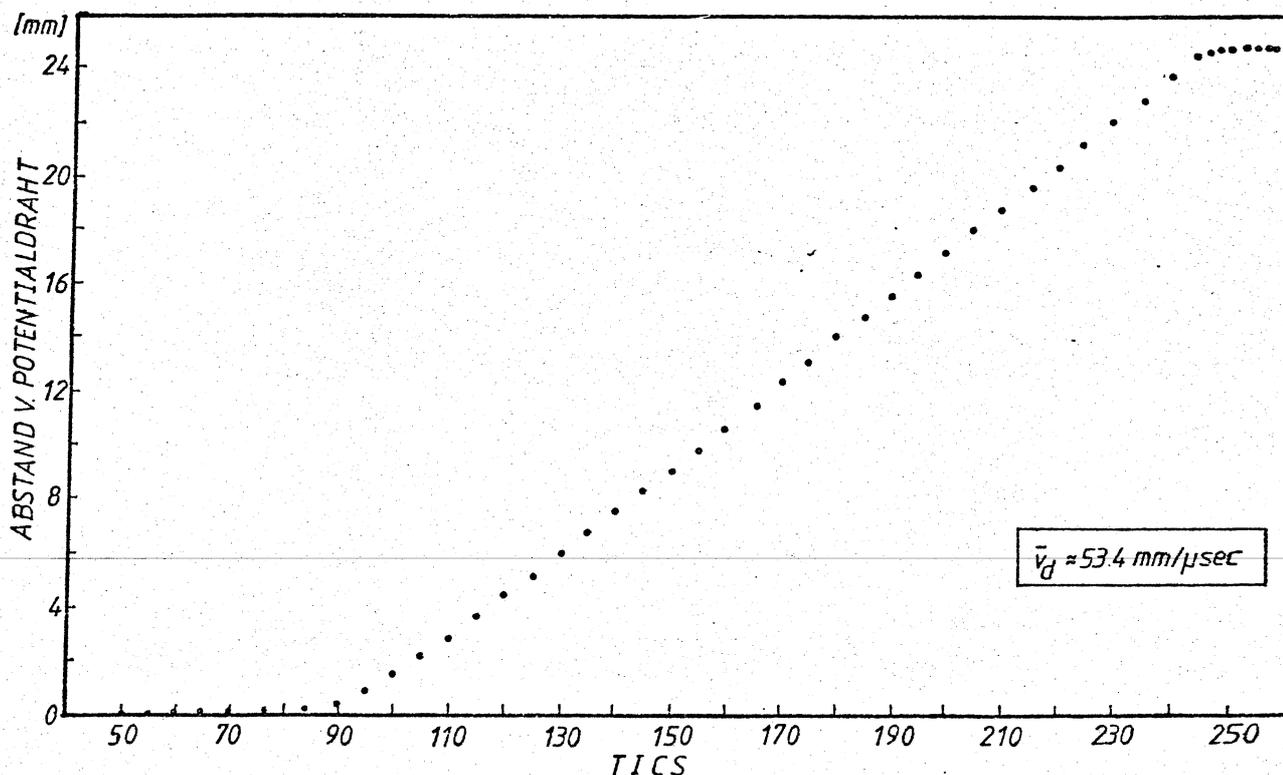


Abb. 4.13 Eichung der Testkammer

Abbildung 4.13 zeigt die Eichung der Testkammer (CH5) . Die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen beträgt 53.4 mm/ μ sec, wenn man sie aus der Steigung der Eichgeraden ermittelt. Legt man in der Kammer das berechnete mittlere Driftfeld von 1480 V/cm zugrunde, so ergibt sich aus Abbildung 3.1 bei einer Gasmischung von 69% Ar, 31% Isobutan eine abgelesene mittlere Driftgeschwindigkeit von 52 mm/ μ sec.

Berücksichtigt man, daß bei der Messung eine gering andere Gasmischung (67% Ar, 31.8% Isobutan, 0.3% Methylal) herrschte, so zeigt die gute Übereinstimmung der Geschwindigkeiten die Richtigkeit der Eichung und der Potentialberechnungen.

c) Behandlung einzelner Ereignisse

Zunächst wurde aus der Flugzeit zwischen Start- und Stopzähler die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmt, danach überprüft, ob alle Kammern außer TK angesprochen hatten. Bei den Vertikalebene CH6 und CH8 durfte dabei nur ein Signaldraht angesprochen haben (die Gründe werden später erläutert) , ansonsten wurde das Event verworfen. Aus der Flugbahn durch die Kammern K1 und K2 wurden die Streuwinkel α , α_h und α_v , sowie der Targetort C_h und C_v , berechnet. Ereignisse wurden im Winkelbereich

$$0^\circ < \alpha < 18^\circ \text{ ausgewertet.}$$

Als Nächstes wurde der Impuls (FIS78) aus dem Ort in CH7, dem horizontalen Streuwinkel α_h und dem horizontalen Streuort C_h berechnet.

Mit Impuls und Geschwindigkeit konnte die Masse des Teilchens bestimmt werden. Dabei wurden nur Teilchen zwischen 0.6 und 1.4 (Protonen) oder 1.6 und 2.4 (Deuteronen) Nukleonmassen zur weiteren Auswertung zugelassen.

Die Energie der Protonen wurde aus Ruhemasse und Impuls bestimmt und in zwei Energiebereiche (80-280 MeV, 280-590 MeV) aufgeteilt. Auf eine Energieverlust-Korrektur wurde verzichtet, da es auf die genaue Kenntnis der Energie nicht ankam.

Nun wurde der Einschubwinkel ψ_h in CH7 (Abb. 4.14) und ψ_v in CH6 (Abb. 4.15) aus den hinteren Kammerebenen errechnet. ψ_h ist der horizontale Winkel bezüglich des Lots auf die Kammerebene CH7, ψ_v der vertikale Winkel gegen das Lot auf die Kammerebene CH6.

Ereignisse, die außerhalb $\pm 5^\circ$ bei ψ_v oder ψ_h lagen, wurden verworfen, da die Gefahr bestand, daß die Eichung für größere Winkel nicht mehr richtig war. (Driftzeitspektren bei größeren Winkeln beachten, siehe Kapitel 3.5).

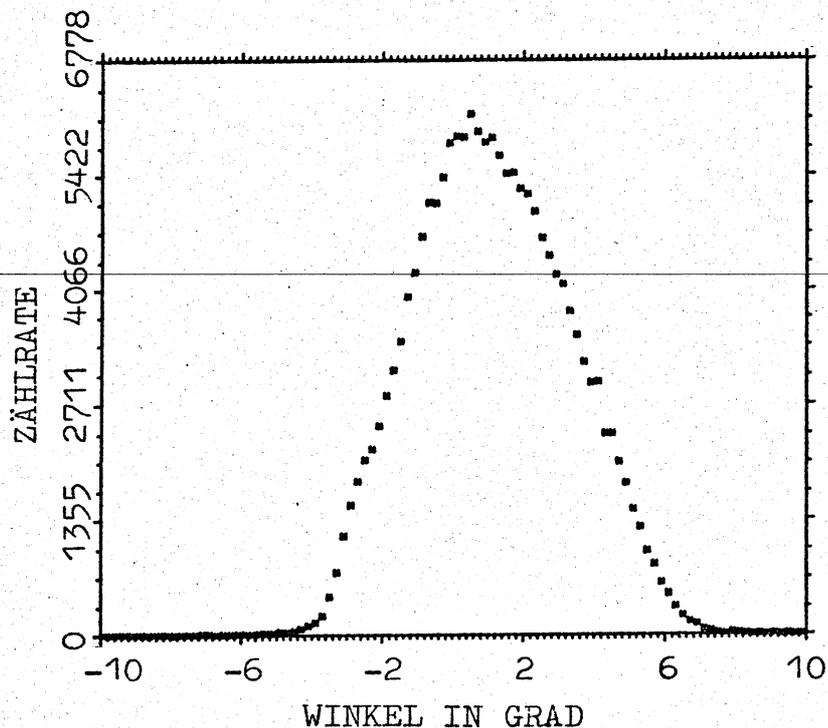


Abb. 4.14 Einschubwinkel ψ_h in Kammerebene CH7

Die Spur des Teilchens wurde horizontal mit einer Geraden durch die Koordinaten in CH7 und CH9 rekonstruiert, danach der Schnittpunkt dieser mit der Kammerebene CH5 (TK) berechnet. Dies ergab einen erwarteten Ort in CH5. Hatte die TK ebenfalls angesprochen, so wurde dieser Ort mit dem aus CH5 ermittelten Ort verglichen, aus der Differenz konnte die Gesamtauflösung der Testkammer aus der Halbwertsbreite der Verteilung in Abbildung 4.16 bestimmt werden.

War die Differenz größer als 1.5 mm, dann wurde das Ereignis wegen der Gefahr einer falschen Einsortierung, verworfen.

Der vertikale Ort in der Testkammer wurde aus dem Winkel ψ_v und den Kammerebenen CH6 und CH8 berechnet. Da die Testkammer keine Vertikalebene hatte und deshalb keine Kontrolle über die Güte der Ortsbestimmung möglich war, forderte man Einfachhits in den Ebenen CH6 und CH8. Doppel- und Mehrfachhits hätten den vertikalen Ort zu sehr verschmiert und eine genaue Bestimmung des Effizienz-Minimums unmöglich gemacht.

Zum Schluß der Event-Auswertung wurden die Ereignisse entsprechend Teilchenart und Energie in die einzelnen Drift-räume aufgeteilt, wobei dann noch geprüft wurde, ob die Testkammer angesprochen hatte.

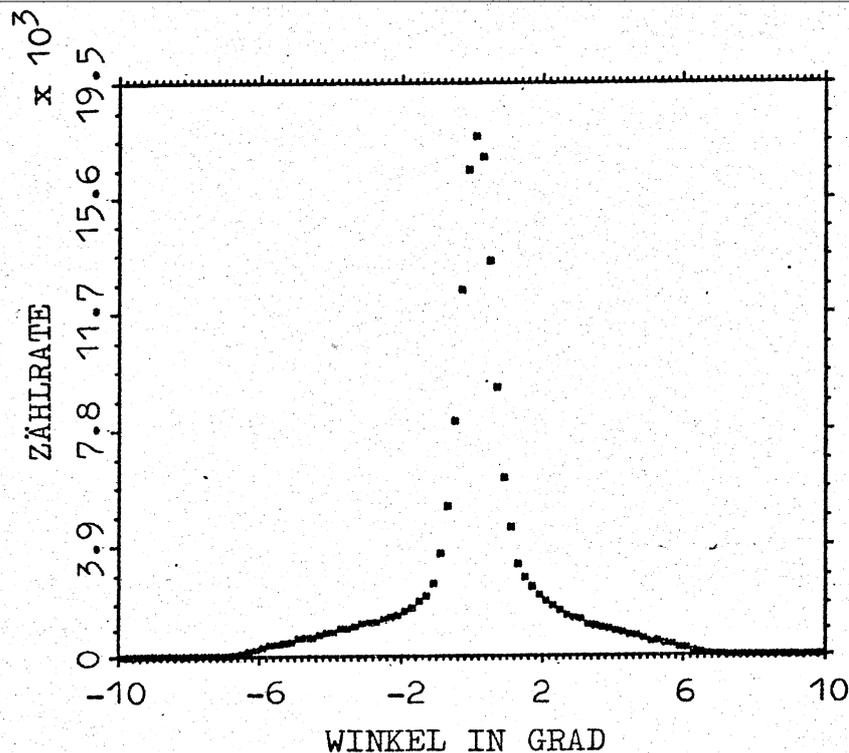


Abb. 4.15 Einschußwinkel ψ_v in CH6

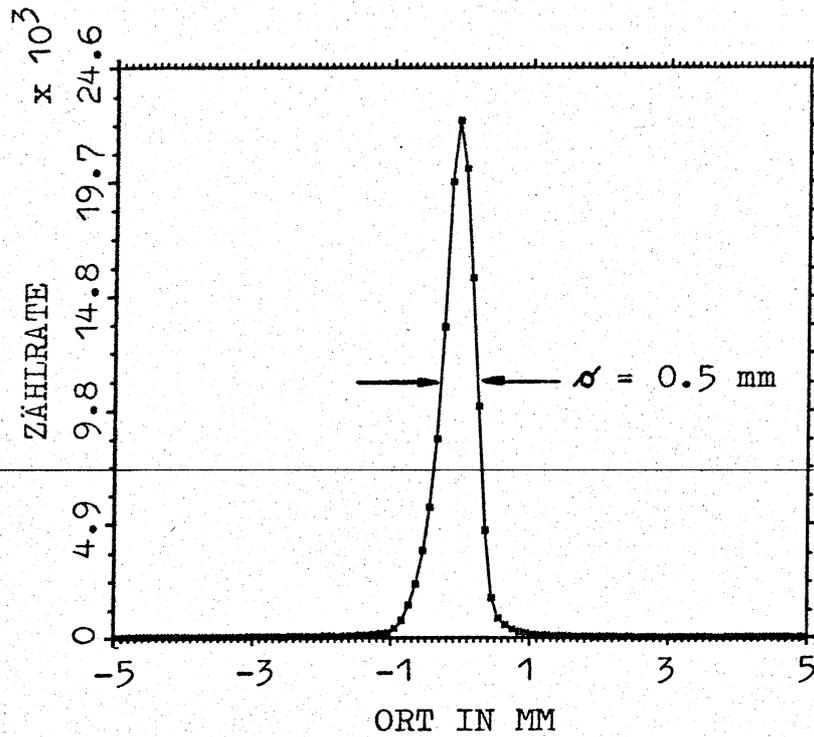


Abb. 4.16 Differenz von erwartetem Ort (aus CH7 u. CH9) und dem aus CH5 errechneten Ort, für $|\psi_{h,v}| \leq 5^\circ$ und den $\psi_{h,v}$ -Profilen aus den Abbildungen 4.14 u. 4.15. Die Gesamtauflösung der Kammer beträgt 0.5 mm.

d) Gesamtauswertung der Ereignisse

Bei der Gesamtauswertung wurde die Effizienz der Testkammer in Abhängigkeit vom vertikalen (parallel zum Draht) und horizontalen (senkrecht zum Draht) Ort sowie von der Teilchen-Art und Energie bestimmt.

Die Teilchen mußten dadurch bestimmte Fenster durchqueren, ein solches Fenster bestand

- in horizontaler Richtung aus einem der drei in Abbildung 4.17 definierten Bereiche.
- in vertikaler Richtung aus einem 0.2 mm breiten Streifen.
- aus einem Gate auf Teilchenart und Energie, wie zuvor beschrieben.

4.5.3 Ergebnisse

Neben der Gesamtauflösung der Testkammer wurde auch die Auflösung in Abhängigkeit vom Einschubwinkel ψ_h und dem Abstand vom Signaldraht bestimmt.

Die Abbildungen 4.18 und 4.19 zeigen diese Ergebnisse. Bei den Bezeichnungen Draht 1 und Draht 2 handelt es sich um einen einzelnen Driftraum und dessen Nachbardriftraum. Die Auflösungen wurden aus den Halbwertsbreiten der Verteilungen (wie in Abb. 4.16) ermittelt.

In der Auflösung ist noch ein konstanter Beitrag der Kammerelektronik enthalten. Er setzt sich aus Laufzeitunterschieden in den Vorverstärker-Diskriminatoren N4190 (TAR76) und der Auflösung des NEVISLAB-Systems zusammen. Aus beiden ergibt sich eine Zeitauflösung von 3.35 ns (NEVISLAB : 3 ns, N4190 : 1.5 ns, quadratisch addiert), was einer Ortsauflösung von ca. 180 μm entspricht. Die Auflösung der Kammer liegt nach Abzug dieses Beitrags zwischen 250 und 480 μm .

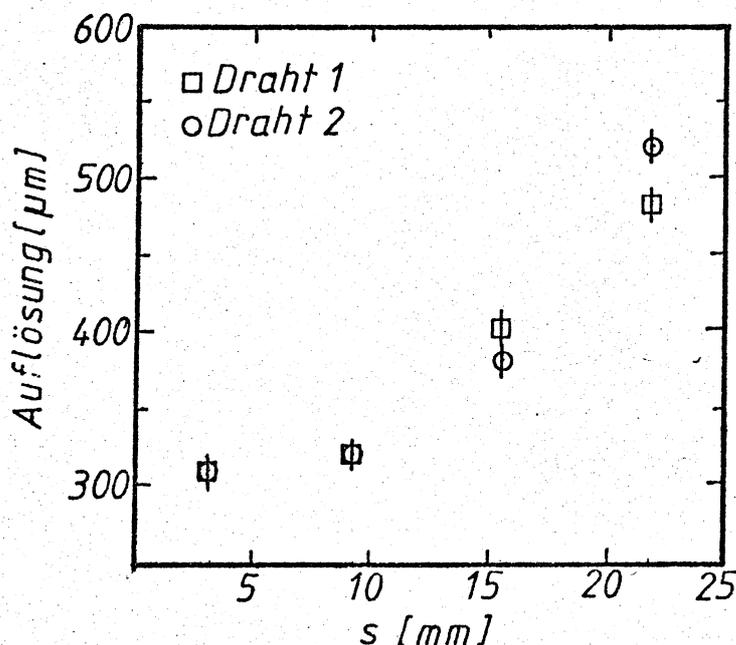


Abb. 4.18 Auflösung der Testkammer in Abhängigkeit von der Entfernung s zum Signaldraht, für alle Winkel $|\psi_{h,v}| \leq 5^\circ$.

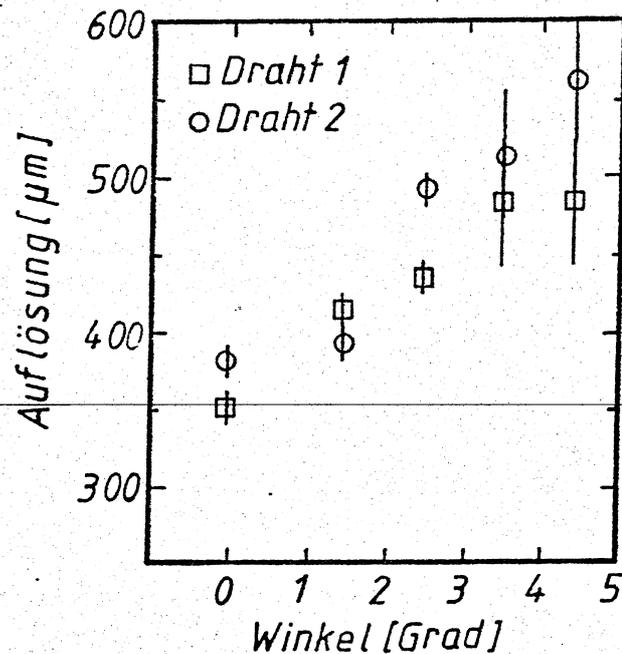


Abb. 4.19 Auflösung der Testkammer in Abhängigkeit vom Einschubwinkel ψ_h , für $|\psi_v| \leq 5^\circ$ und alle Bereiche (Bereiche I+II) .

Die Messung lieferte gute Erkenntnisse sowohl über die Qualität der Galvanisierung, als auch über die Größe des Effizienzminimums.

In Tabelle 4.2 ist die Effizienz der Testkammer an der Verdickungsstelle in Abhängigkeit von Teilchenart und Energie, sowie dem Abstand vom Signaldraht (Bereiche I-III) aufgeführt.

Für die Effizienzen in der Tabelle wurden Teilchen berücksichtigt, die innerhalb eines Fensters von 4 bzw. 8 mm Länge in der Mitte der 12 mm langen Verdickung registriert wurden.

Für Protonen bleibt die Effizienz an der Verdickungsstelle demnach unterhalb von 4%, bei hochenergetischen Protonen sinkt sie sogar unter die 1% - Marke.

Die Verdickung eines Signaldrahts auf 80 µm Durchmesser dürfte eine genügende Reduzierung der Effizienz herbeiführen.

| Teilchenart | BEREICH | | | | |
|-------------------------------------|---------|-----------------|------------------|-----------------|------------------|
| | I | II | III | I+II | |
| 1. $T_p < 280 \text{ MeV}$ | a) | 5.87 ± 0.52 | 22.86 ± 0.96 | 6.79 ± 0.96 | 14.94 ± 0.56 |
| | b) | 4.31 ± 0.62 | 22.42 ± 1.35 | 5.76 ± 1.22 | 13.73 ± 0.76 |
| 2. $280 < T_p \leq 590 \text{ MeV}$ | a) | 1.71 ± 0.30 | 8.05 ± 0.66 | 1.83 ± 0.53 | 4.93 ± 0.36 |
| | b) | 1.30 ± 0.37 | 6.43 ± 0.82 | 0.89 ± 0.51 | 3.91 ± 0.45 |
| 3. p 1.+2. | a) | 3.96 ± 0.31 | 16.45 ± 0.61 | 4.45 ± 0.56 | 10.49 ± 0.35 |
| | b) | 2.95 ± 0.38 | 15.39 ± 0.84 | 3.48 ± 0.69 | 9.36 ± 0.47 |
| 4. d | a) | 5.94 ± 0.83 | 19.78 ± 1.52 | 6.53 ± 1.45 | 12.76 ± 0.86 |
| | b) | 5.68 ± 1.13 | 20.25 ± 2.14 | 7.37 ± 2.12 | 12.91 ± 1.20 |
| 5. p + d | a) | 4.32 ± 0.29 | 16.99 ± 0.57 | 4.82 ± 0.53 | 10.87 ± 0.32 |
| | b) | 3.44 ± 0.37 | 16.21 ± 0.78 | 4.20 ± 0.69 | 9.97 ± 0.44 |

Tabelle 4.2 Effizienz an der Verdickungsstelle in %

a) auf 8 mm Länge in der Mitte der Galvanisierung

b) auf 4 mm " " " " " "

Bereiche wie in Abb. 4.17 definiert.

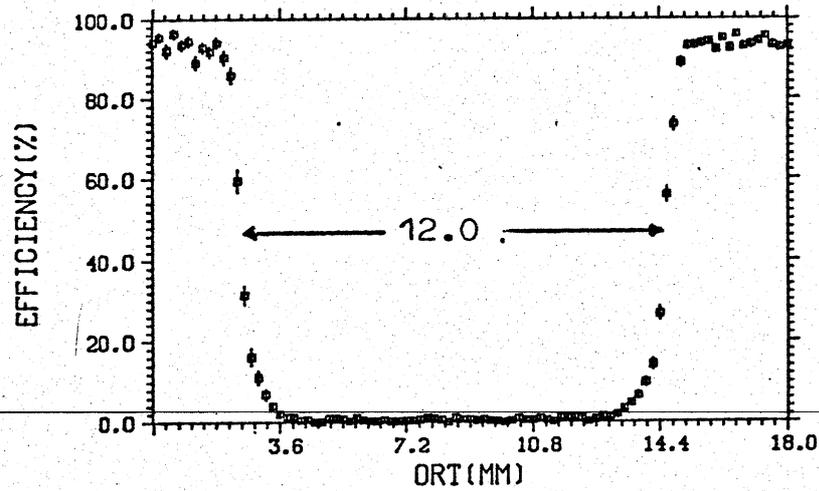
Die Abbildungen 4.20 bis 4.23 zeigen die Effizienz der Testkammer im Bereich des verdickten Drahts in Abhängigkeit vom vertikalen Ort (parallel zum Draht) .

$$\begin{aligned}
 80 \text{ MeV} & \approx 400 \text{ MeV/c} \\
 280 \text{ KeV} & \approx 780 \text{ MeV/c} \\
 590 \text{ KeV} & \approx 1200 \text{ MeV/c}
 \end{aligned}$$

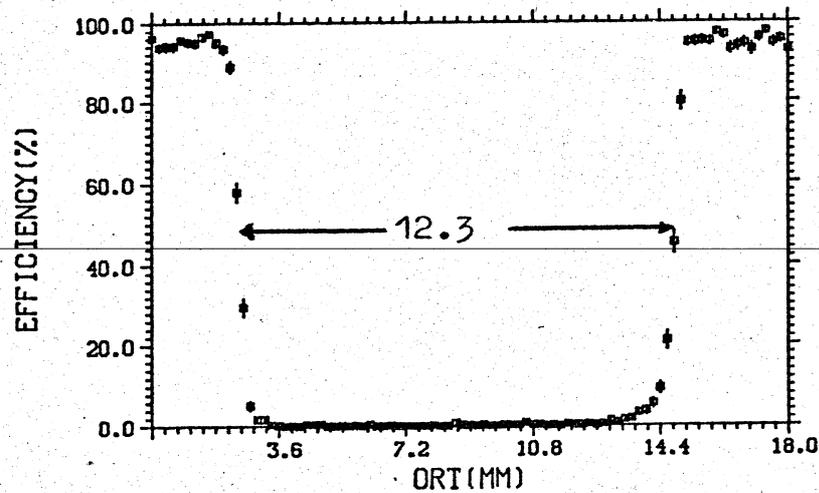
$$E = T + M$$

$$E^2 = p^2 + M^2$$

$$p = \sqrt{T^2 + 2MT}$$



a)



b)

Abb. 4.20 Effizienz für Protonen im Bereich I (Driftraumhälfte nahe dem Signaldraht)

a) Protonenenergie $T = 80 - 280$ MeV

b) " " $T = 280 - 590$ MeV

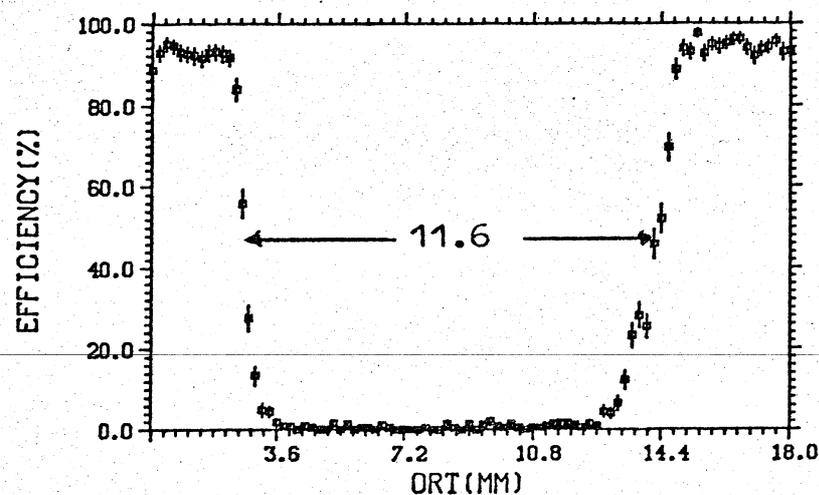
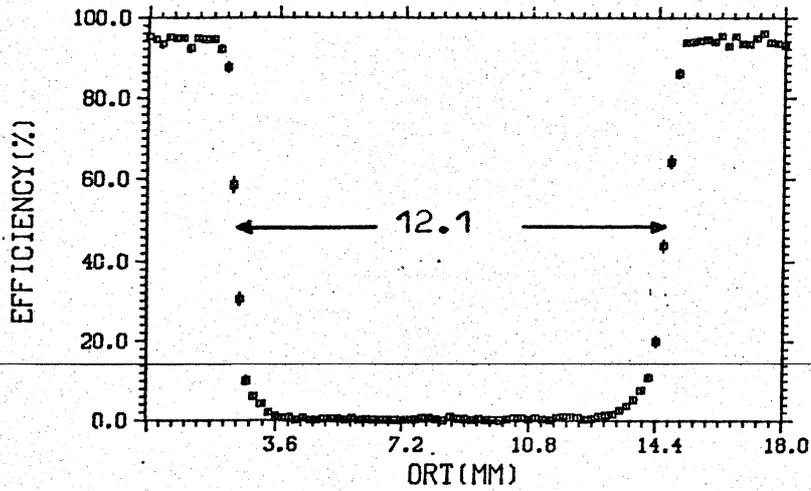
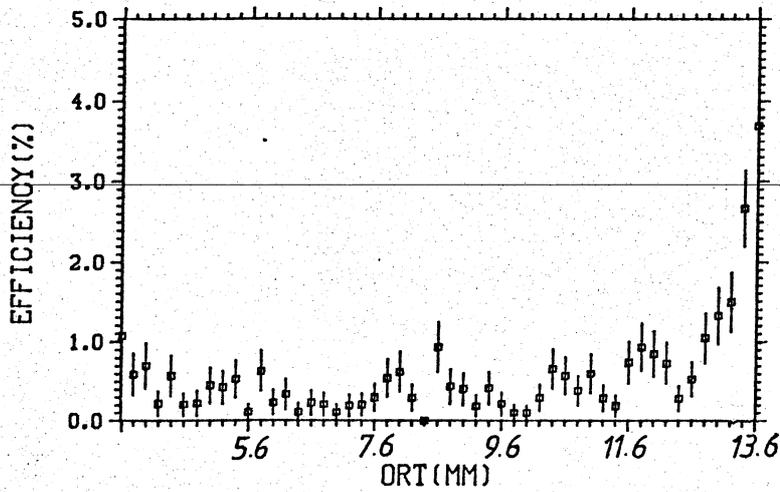


Abb. 4.21 Effizienz für Deuteronen im Bereich 1



a)



b)

Abb. 4.22 a) Effizienz für Protonen im Bereich I
b) Ausschnittvergrößerung von a) im Bereich des Minimums

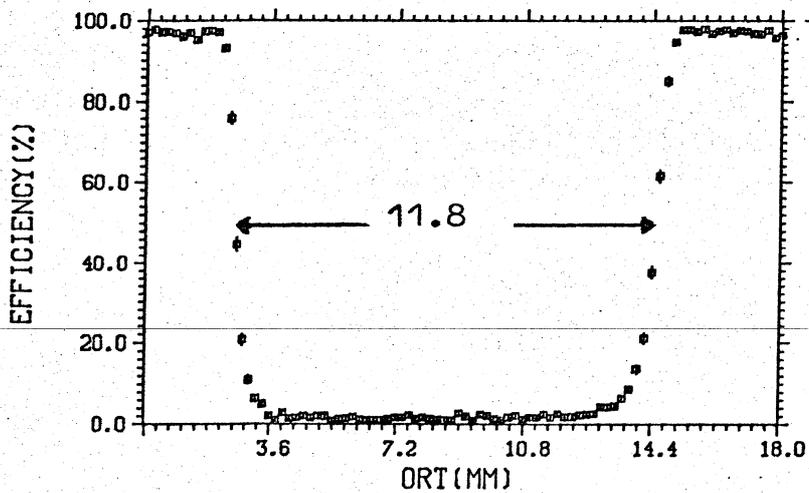
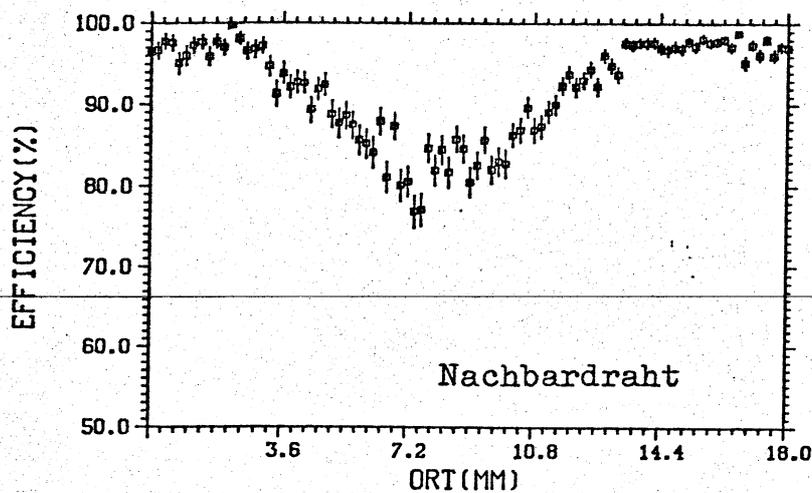
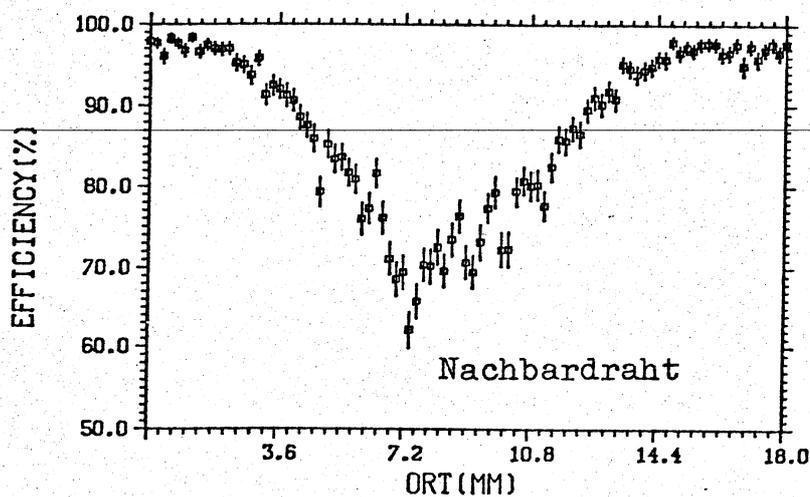


Abb. 4.23 Effizienz für Protonen im Bereich II

Am unverdickten Nachbardraht geht die Effizienz ebenfalls zurück, was die folgenden Abbildungen zeigen sollen.



a)



b)

Abb. 4.24 Effizienz für Protonen im Bereich I

a) $T = 80 - 280$ MeV

b) $T = 280 - 590$ MeV

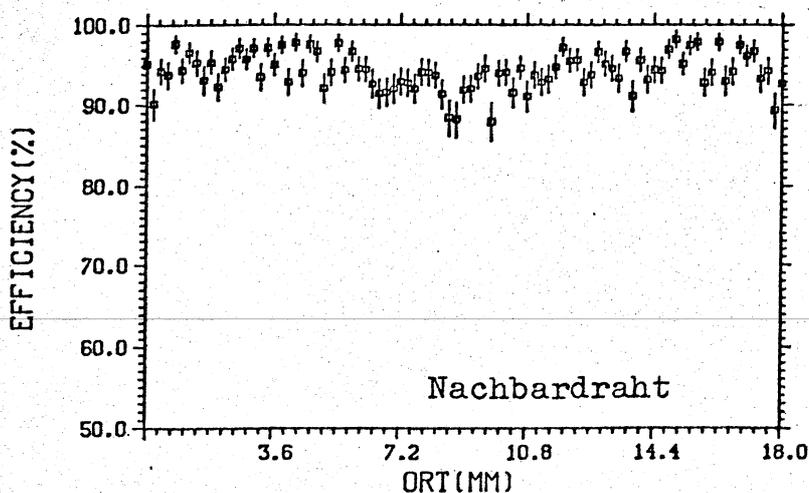
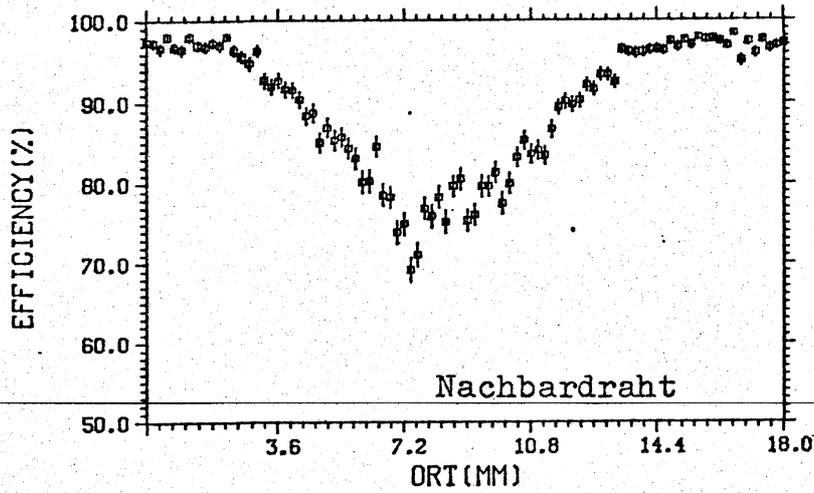
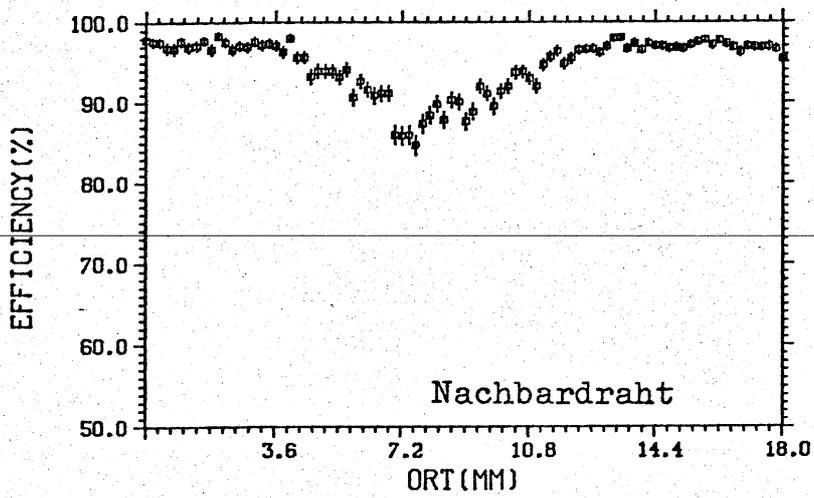


Abb. 4.25 Effizienz für Deuteronen Im Bereich I



a)



b)

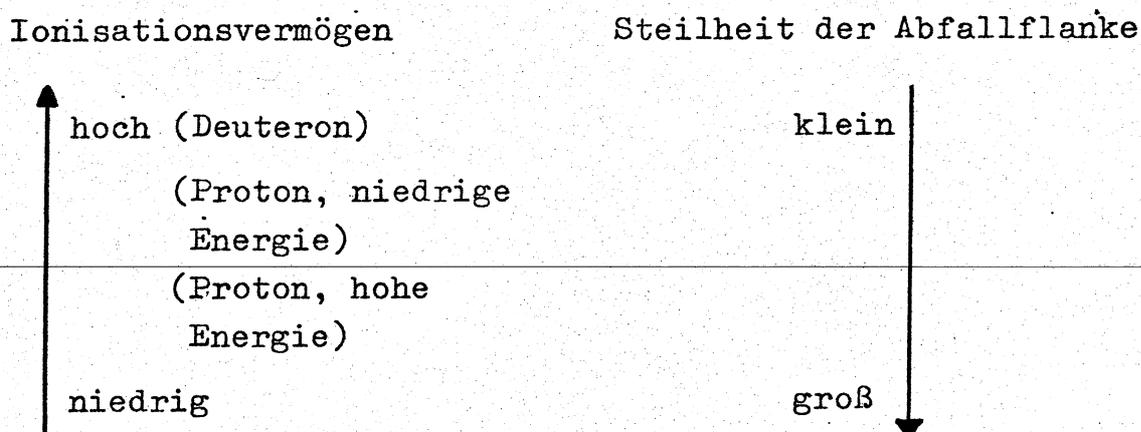
Abb. 4.26 Effizienz für Protonen

a) im Bereich I

b) im Bereich II

Folgerungen aus Tabelle 4.2 und Abbildungen:

- 1.) Der Abfall der Effizienz ist sehr scharf. Innerhalb von 1.5 - 2.8 mm geht die Effizienz von nahezu 100% auf 0.5% und weniger zurück.
- 2.) Die Schärfe und die Tiefe des Minimums hängen vom Ionisationsvermögen der Teilchen ab.



- 3.) Die Länge des Minimums schwankt zwischen 11.6 und 12.3 mm (vermutlich eine Folge aus Punkt 2) , das entspricht genau der physikalischen Länge der verdickten Stelle.
- 4.) In weiterer Entfernung von der Verdickung ist das Minimum weniger stark ausgeprägt (Bereich II). Vergleiche auch mit Kap. 4.4 .
- 5.) Die Effizienz geht am Nachbardraht ebenfalls mit der gleichen Abhängigkeit vom Ionisationsvermögen zurück. Sie sinkt jedoch nicht so stark wie beim Scanning mit der Sr^{90} -Quelle in Kapitel 4.4. Im ungünstigsten Fall reduziert sie sich auf ca. 60% (Scanning mit Quelle : 6%) .

4.6 Proportionalkammern mit Galvanisierung

Die Proportionalkammern für das LEAR-Experiment wurden in der Strahlregion auf die gleiche Weise wie die Driftkammern unempfindlich gemacht. Da sie höhere Teilchenraten verarbeiten können, muß die Effizienz nicht so stark reduziert werden wie bei den Driftkammern.

Abbildung 4.27 zeigt den Potentialverlauf in der Nähe der Signaldrähte bei 4.7 kV Betriebsspannung und zwei auf 60 μm Durchmesser verdickten Drähten in der Mitte der Abbildung.

Die Feldstärken an den Drahtoberflächen sind:

| | |
|-------------|--|
| 300 kV / cm | 20 μm - Draht |
| 287 kV / cm | 20 μm - Draht, benachbart zum |
| | 60 μm - Draht |
| 121 kV / cm | 60 μm - Draht |

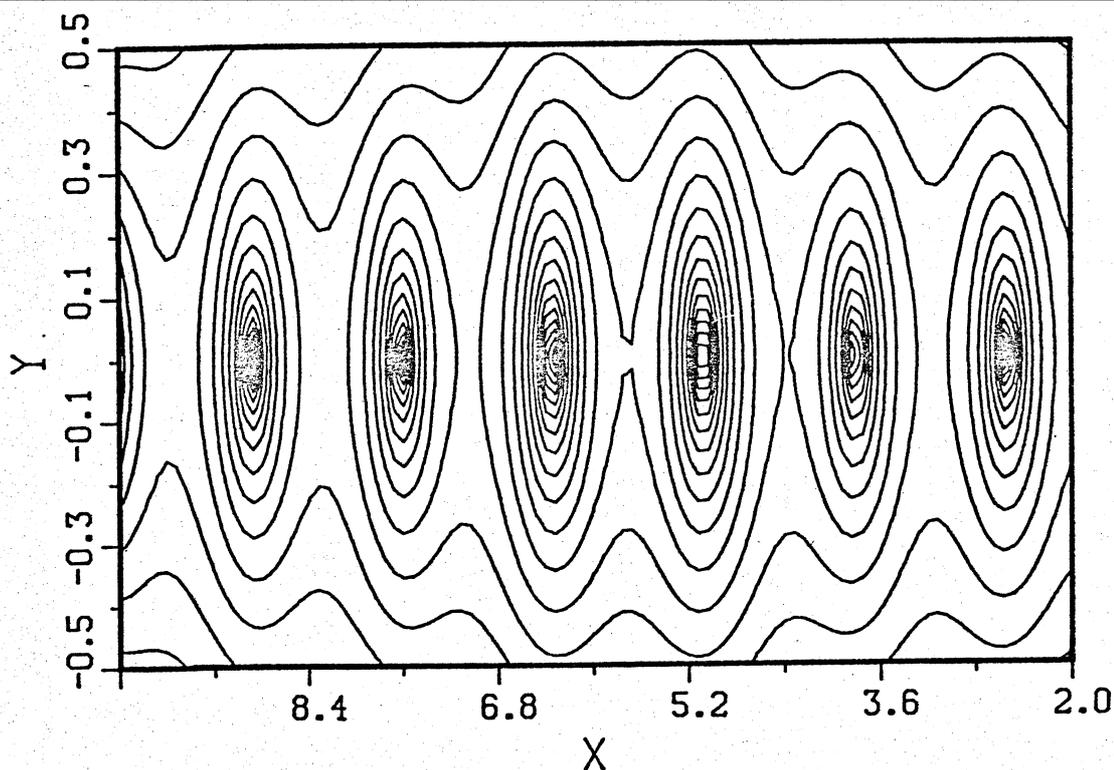


Abb. 4.27 Potentialverlauf in der Proportionalkammer mit zwei auf 60 μm verdickten Drähten.

Weil die Feldstärke an der Oberfläche eines 60 μm -Drahtes die kritische Feldstärke von 113 kV/cm nur noch unwesentlich

übersteigt, dürften diese Drähte voll ineffizient sein, die zur Verdickung benachbarten Drähte könnten wegen ihrer reduzierten Feldstärke ebenfalls eine verminderte Effizienz vorweisen.

Da der Zerfallsvertex der Hyperonen in der Mehrzahl der Fälle in den Proportionalkammern liegt, ist besonders hier eine gute Auflösung der verschiedenen Teilchenspuren notwendig. Die zum verdickten Draht (Strahlregion) benachbarten Signaldrähte sollten deshalb voll effizient sein.

Um die beste Lösung zu finden, wurden mehrere Kombinationen von Drahtverdickungen und Längen durchgetestet. Für die am CERN durchgeführten Tests wurden drei Kammerebenen verwendet, eine Ebene mit den Testverdickungen und jeweils eine gekreuzte Ebene vor und hinter dieser Ebene. Mit Hilfe der beiden gekreuzten Ebenen konnte ein Fenster gesetzt und somit auf der Testebene parallel zu den Drähten gescannt werden. Als Quelle diente dabei ein ^{106}Ru -Präparat.

Die Abbildungen 4.28 bis 4.31 zeigen die Ergebnisse der Messungen.

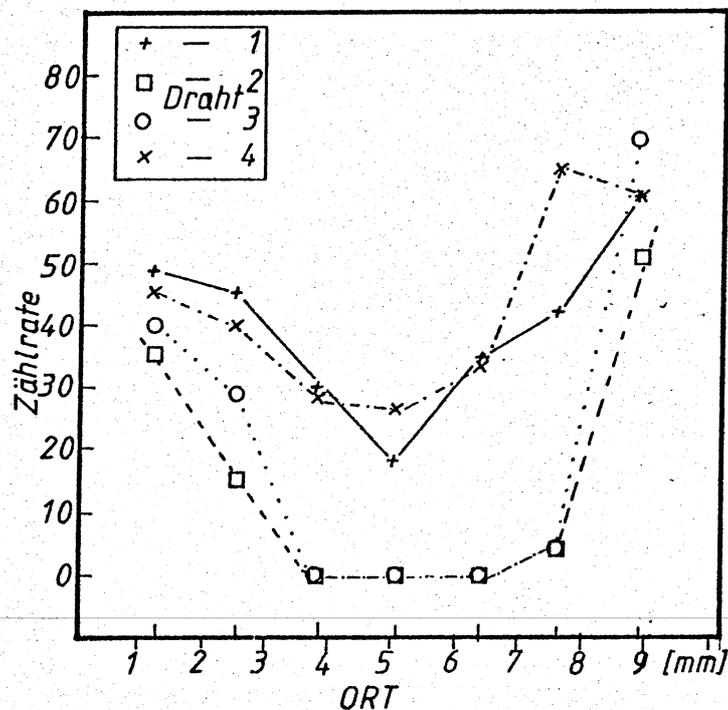


Abb. 4.28 Koinzidenzzählrate Kombination 1

Draht 1, 4 - 20 μm Durchmesser

" 2, 3 - 80 μm Durchmesser auf 5 mm Länge

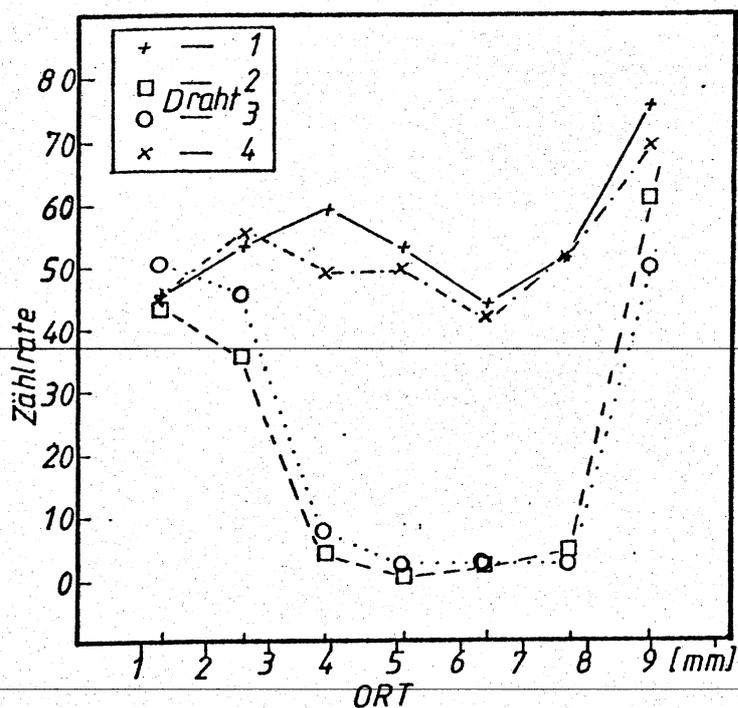


Abb. 4.29 Koinzidenzzählrate Kombination 2
 Draht 1,4 20 μm Durchmesser
 " 2,3 50 μm " auf 5 mm Länge

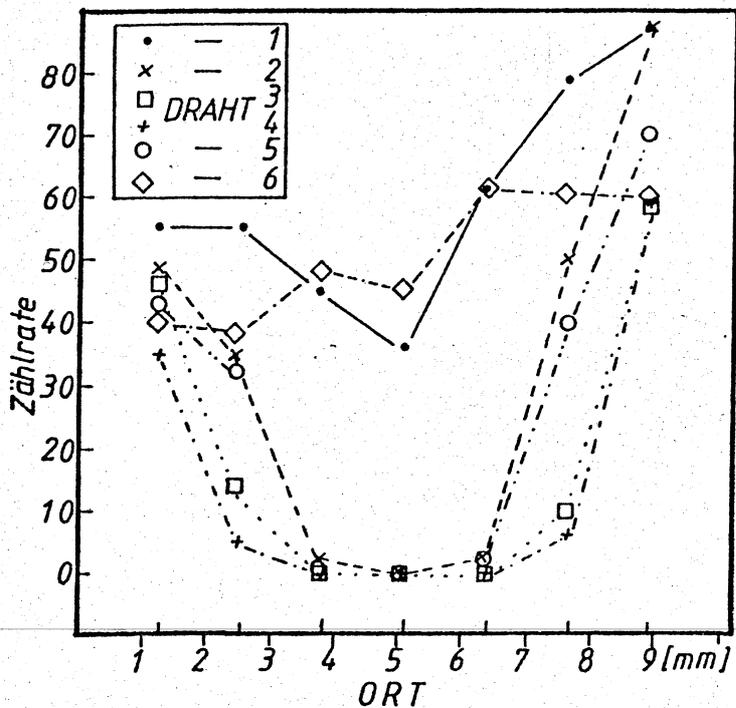


Abb. 4.30 Koinzidenzzählrate Kombination 3
 Draht 1,6 20 μm Durchmesser
 " 2,5 60 μm Durchmesser auf 3.2 mm Länge
 " 3,4 " " " 5 mm "

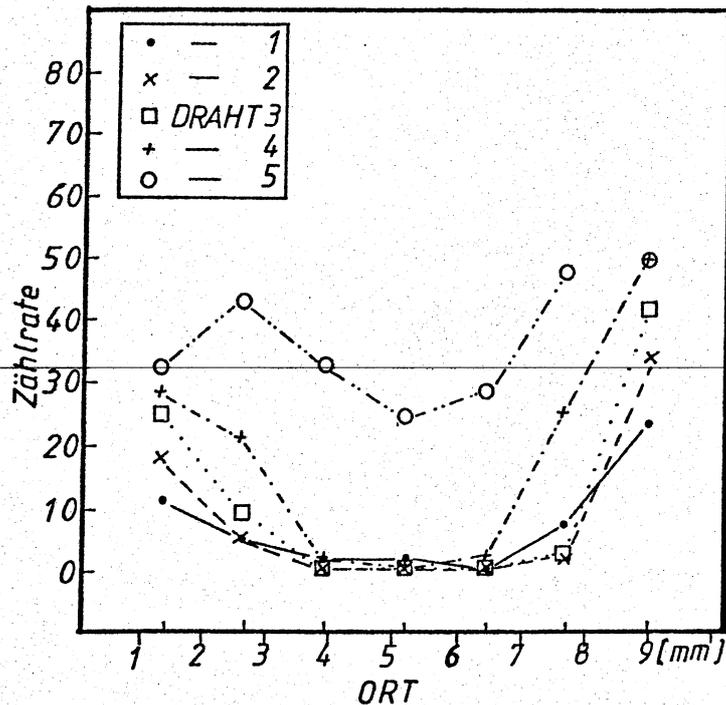


Abb. 4.31 Koinzidenzzählrate Kombination 4

Draht 1,4 - 80 μm Durchmesser auf 3.2 mm Länge

" 2,3 - " " " 5.0 mm Länge

" 5 - 20 μm Durchmesser

Die Tests zeigten, daß eine Verdickung von 50 μm ausreichen sollte, um die Effizienz genügend zu reduzieren. Außerdem wurden die unverdickten Nachbardrähte bei 50 μm am wenigsten beeinflußt.

In die Proportionalkammern wurden demnach zwei auf 50 μm verdickte und 3.2 mm lange Drähte in der Strahlregion eingebaut.

5. Nylon-Brücken zwischen Zähldrähten

5.1 Motivation, Theorie

Bei Doppeldraht-Driftkammern treten starke elektrostatische Abstoßungskräfte zwischen den beiden Zwillingsdrähten auf. In erster Näherung kann die maximale Auslenkung Δy eines Drahtes aus der Ruhelage berechnet werden mit (BRE74) :

$$\Delta y = \frac{\lambda^2 l^2}{8\pi\epsilon_0 T y} \quad (5.1)$$

λ : Linienladung des Drahts

l : Länge "-

T : mechanische Spannung des Drahts

y : Abstand der Zwillingsdrähte

Bei großen Kammern mit langen Drähten führt diese Auslenkung zur Vergrößerung der mehrdeutigen Region zwischen den Zwillingsdrähten und damit zu einer Verschlechterung der Kammerauflösung in diesem Bereich.

In Tabelle 5.1 ist die Auslenkung eines Drahtes bei verschiedenen Drahtlängen für typische Parameter der LEAR-Kammern dargestellt.

| l (m) | Auslenkung eines Drahts (μm) |
|--------------|--|
| 0.01 | 0.4 |
| 0.02 | 1.7 |
| 0.05 | 10.6 |
| 0.10 | 42.4 |
| 0.12 | 61.1 |
| 0.15 | 95.4 |
| 0.20 | 169.6 |

mit $\lambda = 16.25 \text{ nC/m}$
bei +HV = 2.2 kV
-HV = 3.0 kV
 $T = 0.7 \text{ N}$
 $y = 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$

Tabelle 5.1

Um eine Abstoßung der Drähte zu verhindern, muß deshalb eine mechanische Verbindung zwischen den Drähten hergestellt werden. Installiert man in unserem Beispiel mindestens alle 15 cm

eine solche Verbindung, so verändert sich der Drahtabstand von $400\ \mu\text{m}$ auf höchstens $590\ \mu\text{m}$.

Mit Hilfe eines Nivelliergräts wurde die Auslenkung eines Drahts aus seiner Ruhelage gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die durchgezogene Kurve ist eine Rechnung mit Gleichung (5.1).

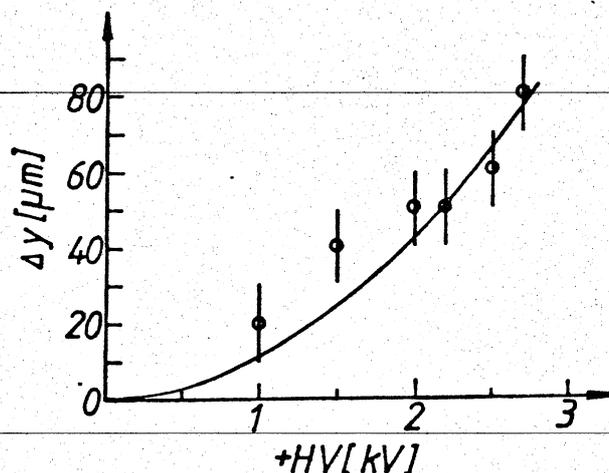


Abb. 5.1 Auslenkung eines Signaldrahts in der Testkammer in Abhängigkeit von der pos. Hochspannung. Die Drahtlänge beträgt $12\ \text{cm}$.

5.2 Arbeitstechnik des "Brückelns"

Breskin et al (BRE74) haben eine Methode entwickelt, welche die beiden Signaldrähte mit einem Epoxid-Tropfen verbindet. Bei einem Drahtabstand von $100\ \mu\text{m}$ erreichen diese Tropfen eine Größe von $100\text{--}400\ \mu\text{m}$ und die Effizienz der Kammer verringert sich damit bei den Epoxid-Tropfen auf einer Länge von $1\ \text{cm}$ um bis zu 10% .

Bei den Drahtabständen in den LEAR-Kammern von $400\ \mu\text{m}$ erreichen solche Tropfen eine beträchtliche Größe und es können mehrere Millimeter in der Kammer ineffizient werden.

Deshalb wurde für die Verbindungen in den LEAR-Kammern eine andere, bessere Technik angewandt, die Technik des "Brückelns". Hierbei wird ein $10\ \mu\text{m}$ dicker Nylonfaden mit Hilfe eines LötKolbens und einer Pinzette unter dem Mikroskop an den Signaldrähten festgeschweißt. Der Faden wird vor dem Auf-

bringen etwa auf doppelten Drahtabstand zugeschnitten, die überstehenden Enden des Fadens müssen dann mit den Signaldrähten verschmolzen werden.

Das Ergebnis ist ein hantelförmiges Gebilde (Brücke!) mit kleineren Abmessungen als ein Epoxid-Tropfen und mit sehr guter mechanischer Stabilität.

Diese Brücken verursachen einen integralen Effizienzverlust von 0.2 % bei einem Brückenabstand von 15 cm (bei Breskin sind es 1% bei einem Abstand der Tropfen von 5 cm) .

~~In die LEAR-Kammern wurden in Abständen von 13-15 cm Brücken eingebaut, insgesamt 950 Stück in das Driftkammer-Stack und die Kammern im Magneten.~~

5.3 Testen der Brücken am Neutronenstrahl

~~In die Testkammer, beschrieben in Kapitel 4.3, wurden ebenfalls fünf Brücken eingebaut. Diese wurden zusammen mit der Galvanisierung im gleichen Meßrun (Kapitel 4.5) getestet und ihr Verhalten unter Betriebsbedingungen studiert.~~

5.4 Ergebnisse der Messung

Die Abbildungen 5.2 bis 5.5 zeigen den Verlauf der Kammereffizienz im Bereich der Brücken. Diese sind in beiden Drifträumen rechts und links von den Zwillingsdrähten sichtbar. Die Definition der Bereiche I - III stimmt mit Abb. 4.16 überein.

Zusammenfassung der Ergebnisse:

- 1.) Die Brücken zeigen ein unterschiedliches Verhalten bezüglich der Breite und Tiefe der Ineffizienz. Die Halbwertsbreite der Ineffizienz schwankt zwischen 0.3 und 0.7 mm, der Effizienzabfall zwischen 1 und 35 % (Protonen und Deuteronen, gesehen über die gesamte Driftraumbreite).
- 2.) Die Brücken sind in der Driftraumhälfte nahe dem Potentialdraht (Bereich II) praktisch nicht mehr sichtbar (Abb. 5.5, 5.4 b,d,f) , beeinflussen die Kammereffizienz demnach nur in der Nähe der Signaldrähte.

| Bereich | | |
|----------------|--------|---------|
| III (Streifen) | I (St) | II (PG) |
| 38% | 16% | 0% |

Tabelle 5.2 Effizienzabfall, abhängig vom horizontalen Ort

- 3.) Der Effizienzabfall ist in beiden Drifträumen nicht gleich stark (Streuung der geometrischen Form der Brücken, bedingt durch die Herstellung) . Siehe Abb. 5.3.
-
- 4.) In Hinsicht auf die Abhängigkeit des Effizienzminimums vom Ionisationsvermögen der Teilchen zeigen die Brücken das gleiche Verhalten wie die Galvanisierung. (Siehe 4.5.3). Deuteronen "sehen" die Brücken nicht, da sie entlang ihrer Ionisationsspur eine größere Anzahl von primären Ionenpaaren (n_p) erzeugen, die dann eine höhere Wahrscheinlichkeit haben, in die vollständig effizienten Bereiche zu gelangen. (Siehe Abb. 5.5).

In Abbildung 5.4 fällt auf, daß die Effizienz der Kammer außerhalb der Brücken mit zunehmendem Ionisationsvermögen der Teilchen zurückgeht. Das scheint physikalisch zunächst unverständlich zu sein, denn Teilchen, die mehr Ionenpaare erzeugen, haben auch eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit. Tatsächlich hat dieser Effekt keine physikalischen Ursachen. Als die Effizienz der Testkammer berechnet wurde, verlangte man ein Ansprechen der Kammerebene CH5. Als "Nicht-Ansprechen" wurde interpretiert:

- a) kein Hit in CH5
- b) zwei entfernte Einfachhits in CH5
(nicht als eine Teilchenspur interpretierbar)
- c) mehr als zwei Hits in der Ebene, wenn sie verschiedene Drahtadressen hatten. (gleiche Drahtadresse = Mehrfachhit auf dem gleichen Draht)
z.B. Kombination aus 2-fach Hit auf Draht 1 und ein Hit auf dem Nachbardraht 2

Bei der Auswertung stellte sich heraus, daß die Häufigkeit von Mehrfachhits (Fall c) wiederum vom Ionisationsvermögen der Teilchen abhängt. Deuteronen produzieren die meisten Mehrfachhits, danach niederenergetische Protonen und zuletzt die Hochenergetischen. Ursache für diesen Effekt kann die unterschiedliche Anzahl der Ionisationsnester n_p (größere Nachweiswahrscheinlichkeit bei größerem n_p) sowie die unterschiedlichen Pulshöhen (höhere Ionisation \Rightarrow größere Pulshöhe \Rightarrow größere Wahrscheinlichkeit von Nachtriggern \Rightarrow mehr Mehrfachhits auf dem gleichen Draht) sein. Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die Anzahl der Mehrfachhits und die Effizienz der Testkammer außerhalb der Brücken.

| | $T_p > 280 \text{ MeV}$ | $T_p < 280 \text{ MeV}$ | d | p + d |
|--|-------------------------|-------------------------|------------|------------|
| Effizienz von TK (%) | 97.51±0.06 | 96.05±0.05 | 92.91±0.13 | 95.97±0.04 |
| Anzahl der Mehrfachhits (%) (Fall c siehe Text) | 1.05 | 2.90 | 5.98 | 2.86 |
| Effizienz von TK Mehrfachhits berücksichtigt (%) | 98.55±0.05 | 98.94±0.03 | 98.89±0.05 | 98.82±0.02 |

Tabelle 5.3 Effizienz der Testkammer mit und ohne Berücksichtigung von Mehrfachhits (nur Fall c, Seite 62)

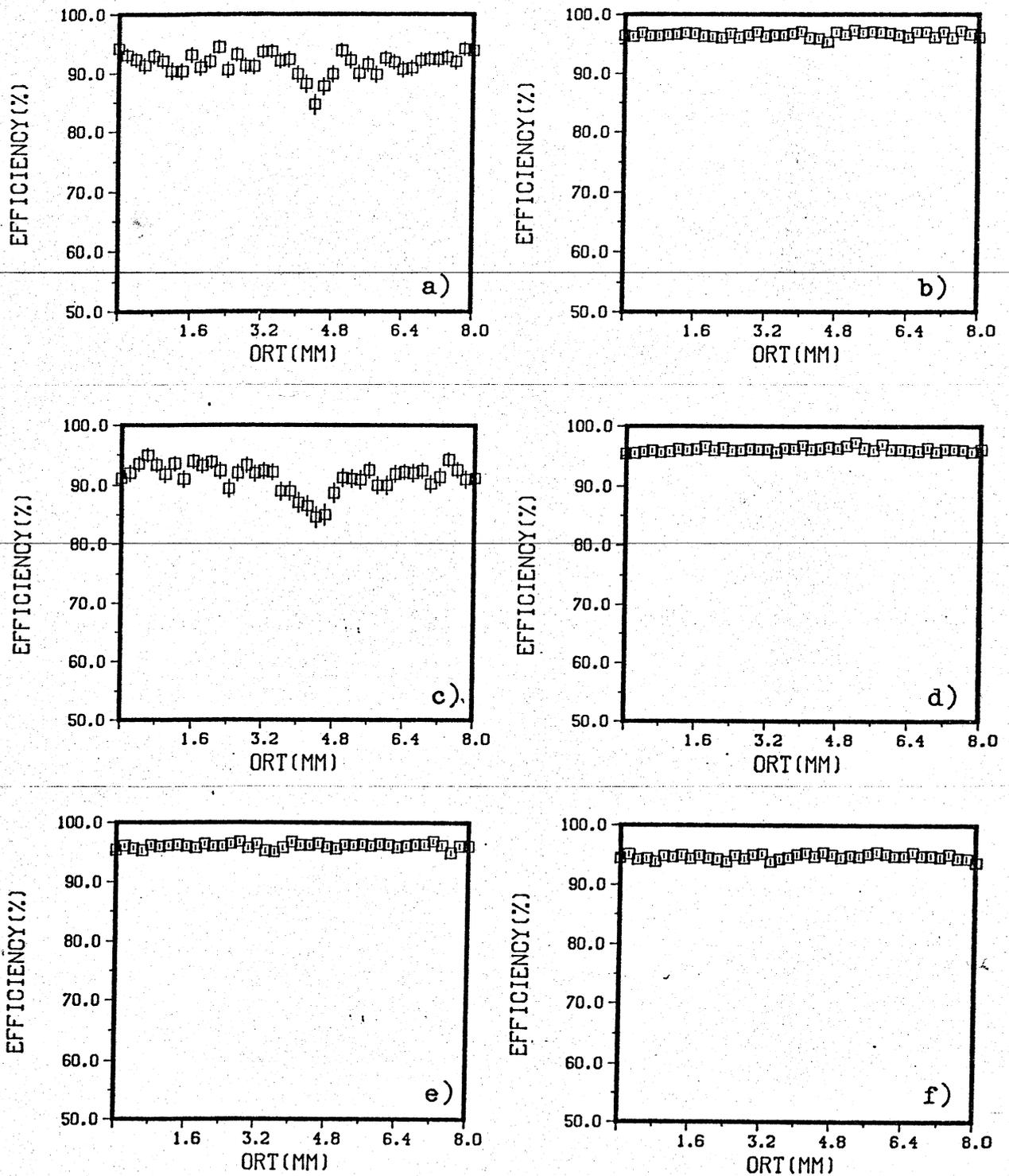


Abb. 5.2 Kammereffizienz im Bereich der Brücken, Bereich I+II,
Protonen und Deuteronen

- a) Brücke Nr.1, Driftraum 1 , b) Brücke Nr.1, Driftraum 2
 c) Brücke Nr.3, Driftraum 1 , d) Brücke Nr.3, Driftraum 2
 e) Brücke Nr.5, -"- 1 , f) Brücke Nr.5, -"- 2

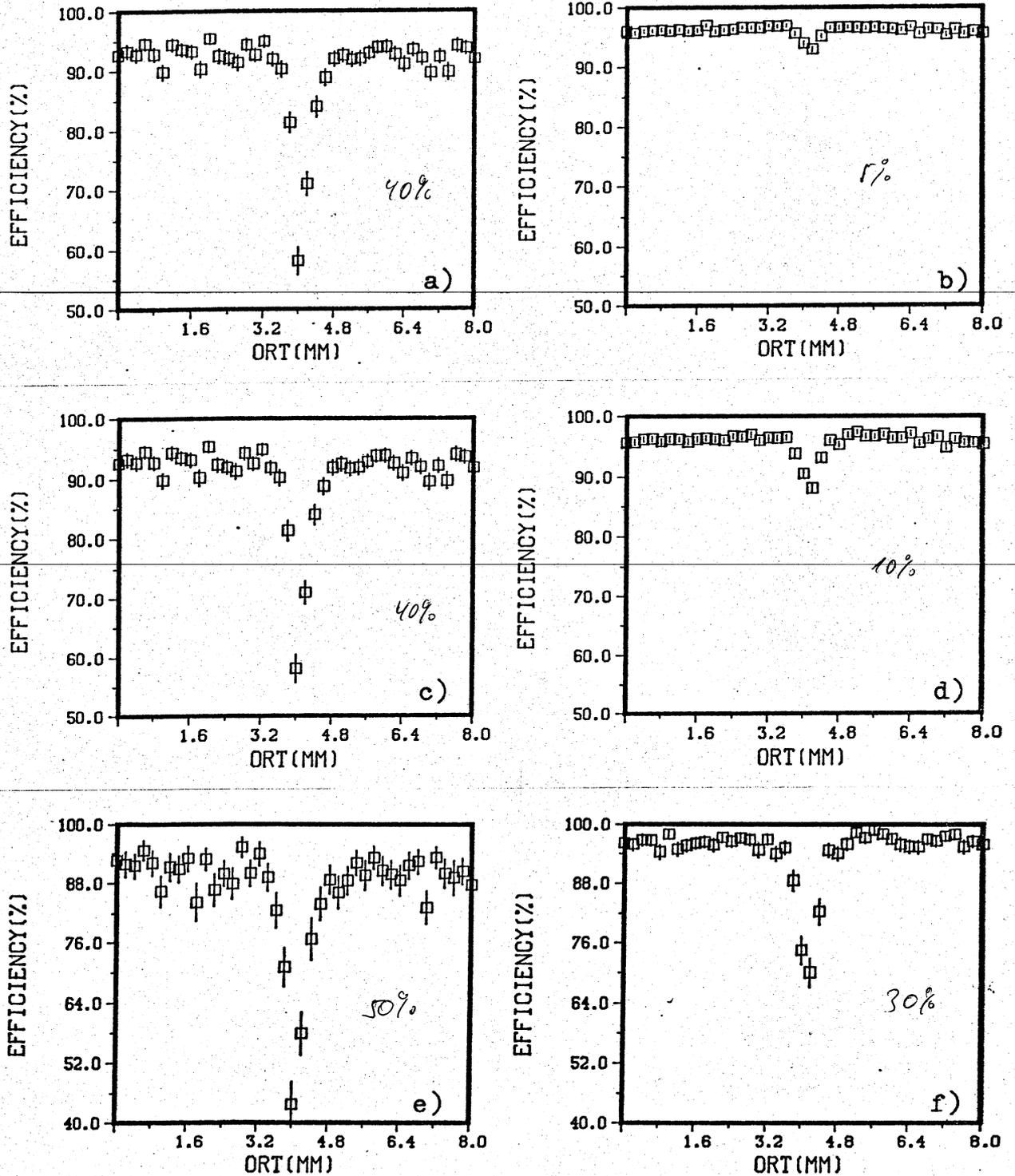


Abb. 5.3 Kammereffizienz im Bereich der Brücke 2, Protonen und Deuteronen

- a) Bereich I+II, Driftraum 1, b) Bereich I+II, Driftraum 2
 c) " I, " 1, d) " I, " 2
 e) " III, " 1, f) " III, " 2

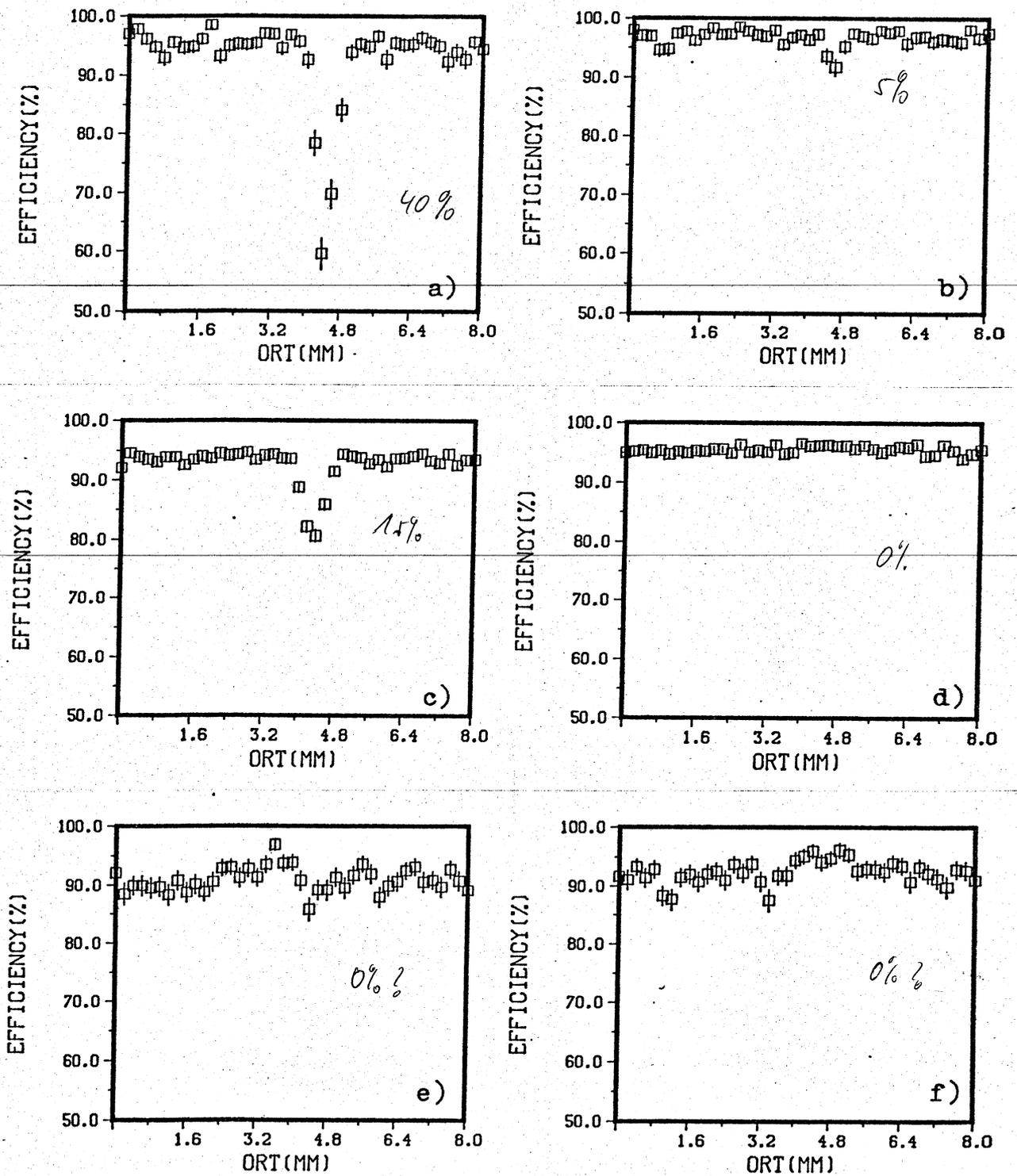


Abb. 5.4 Kammereffizienz im Bereich der Brücke 4, Driftraum 1

- a) Bereich I , $p > 280 \text{ MeV}$, b) Bereich II , $p > 280 \text{ MeV}$
 c) " I , $p < 280 \text{ MeV}$, d) " II , $p < 280 \text{ MeV}$
 e) " I , d , f) " II , d

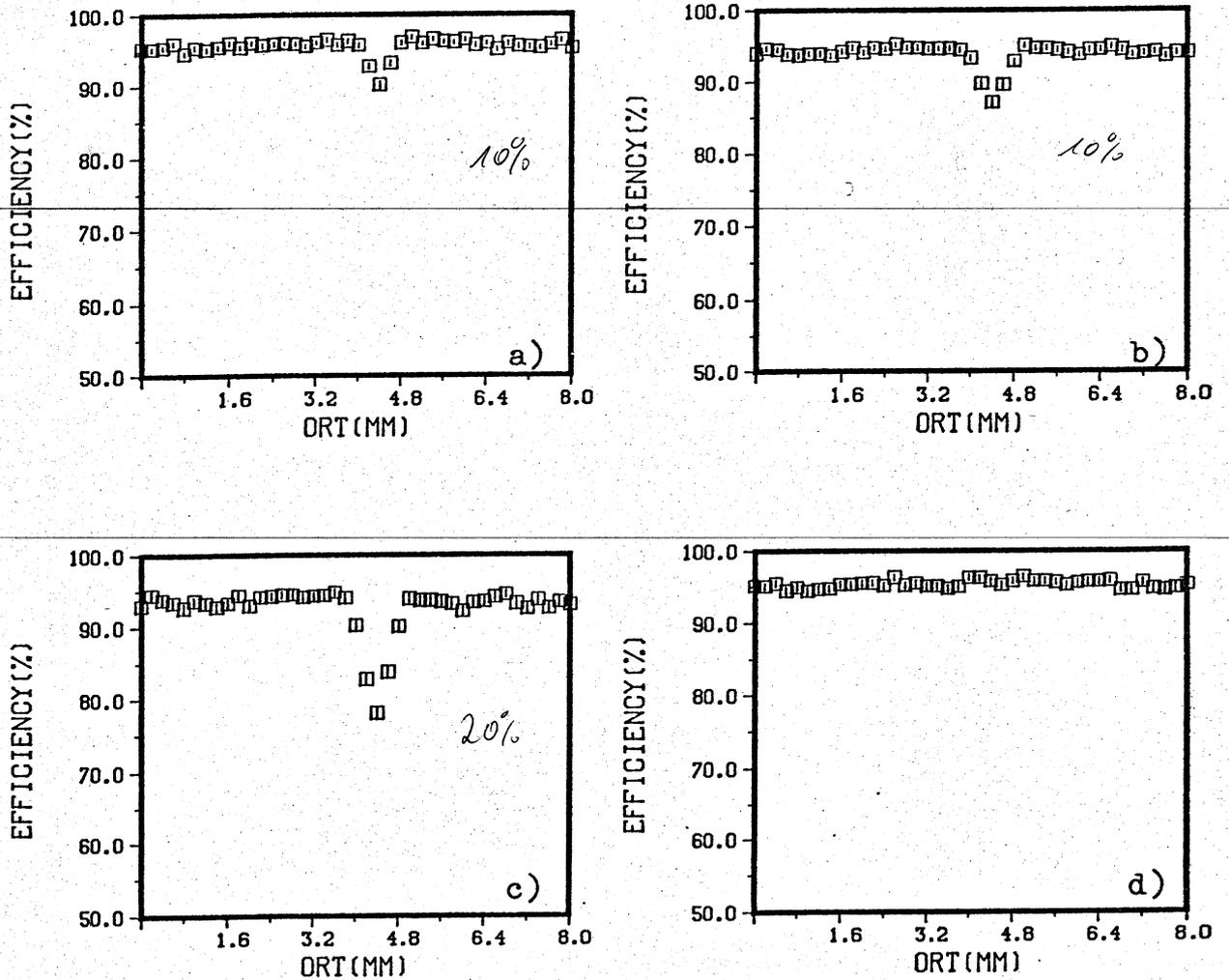


Abb. 5.5 Kammereffizienz im Bereich der Brücke 4, Protonen und Deuteronen

- a) Bereich I+II , Driftraum 1
 b) " I+II , " 2
 c) " I , " 2
 d) " II , " 2

6. Zusammenfassung

Das hier beschriebene Potentialberechnungs-Programm bietet eine gute Grundlage für die Planung und den Bau von Drift- und Proportional-Kammern. Mit Hilfe des Programms erhält man Kenntnis über das mittlere Driftfeld, den optimalen Kathodenspannungsteiler, die el. Feldstärken an den Drahtoberflächen und über die Höhe der Betriebsspannungen einer Kammer.

Aus der Kenntnis des mittleren Driftfeldes kann über die Gas-
mischung die mittlere Driftgeschwindigkeit bestimmt und damit die experimentelle Eichung einer Kammer überprüft werden. Der Kathodenspannungsteiler kann aus dem Potentialverlauf am Rand einer Driftzelle optimiert werden. Die el. Feldstärken an den Drahtoberflächen geben schließlich Aufschluß über die anzulegenden Hochspannungen.

Die aus dem Potentialverlauf erzeugten simulativen Driftzeit-
spektren geben eine Vorstellung vom Aussehen eines experimentell ermittelten Spektrums unter verschiedenen Versuchsbedingungen (z.B. Einschußwinkel). Dadurch kann schon im Planungsstadium einer Driftkammer entschieden werden, ob die Kammer vernünftig konstruiert ist und ob sie ein gutes lineares Verhalten zwischen Driftzeit und Driftweg zeigen wird.

Des weiteren wird eine Methode vorgestellt, die es ermöglicht, ineffiziente Zonen in Drift- und Proportional-Kammern durch Aufgalvanisierung von Silber auf die Signaldrähte herzustellen. Für die Driftkammern am LEAR-Experiment wurden Signaldrähte von 20 μm Durchmesser auf 80 μm Durchmesser verdickt. Je nach Standort der Kammerebene im Detektor wurden Verdickungen von 3 mm bis 12 mm Länge hergestellt.

Messungen am SIN zeigten, daß die Effizienz der Kammer an den Galvanisierungen für Protonen unterhalb von 4% sinkt, für hochenergetische Protonen von über 280 MeV fällt sie sogar auf 1% ab. Die physikalische Länge der Verdickungen wurde in den Messungen genau verifiziert, der Abfall der Effizienz ist außerordentlich steil. Die Effizienz fällt innerhalb von 1 bis 3 mm von 100% auf das Minimum ab.

Leider wird bei Doppeldraht-Driftkammern der unverdickte Zwillingsdraht auch vom verdickten Draht beeinflusst, dessen Nachweiswahrscheinlichkeit vermindert sich im schlechtesten Fall auf ca. 60 %.

Um die elektrostatische Abstoßung der Zwillingsdrähte zu vermeiden, wurden in die LEAR-Kammern Brücken eingebaut. Diese wurden aus einem 10 μm -Nylonfaden hergestellt und mit dem LötKolben an den Signaldrähten festgeschweißt. Das Verhalten der Brücken wurde am Neutronenstrahl des SIN gemessen. Es zeigte sich, daß die Brücken die Kammereffizienz nur in der Nähe der Signaldrähte beeinflussen, in der Nähe der Potentialdrähte sind sie nicht mehr sichtbar. Die Halbwertsbreite der ineffizienten Zonen schwankt bei den untersuchten Brücken zwischen 0.3 und 0.7 mm, die Effizienz reduziert sich zwischen 1 und 35 %.

Diese Brücken sind ein guter Kompromiß. Einerseits bleibt die Auslenkung der Drähte klein, und andererseits beeinflussen sie die Kammereffizienz nur wenig. Bei den LEAR-Kammern hat der Einbau von Brücken im Abstand von 15 cm einen integralen Effizienzverlust von maximal 0.2 % zur Folge.

LITERATURVERZEICHNIS

- BAR81 P.D. Barnes et al.
CERN/PSCC/81-69
- BRE74 A. Breskin et al.
Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 9
- CRI75 R.R. Crittenden et al.
Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 599
-
- EDW78 M. Edwards et al.
Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 215
- FIE82 R.C. Field et al.
Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982) 237
- FIS78 Th. Fischer
Dissertation, Freiburg 1978
- GAS81 U. Gastaldi, R. Klapisch
From Nuclei to Particles 1981 LXXIX Corso
-
- GRU84 V. Grundies
Diplomarbeit, Freiburg 1984
- HAH78 U. Hahn et al.
Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 211
- HAM62 R.W. Hamming
Numerical Methods for Scientists and Engineers
New York 1962
- HPCG SSP-HPCG, Rechenzentrum der Universität Freiburg
- JOR81 G. Jordan-Engeln, F. Reuter
Formelsammlung zur Numerischen Mathematik mit
Standard-FORTRAN-Programmen
BI-Hochschultaschenbücher Band 106
- KER78 K. Kern
Dissertation, Freiburg 1978
- KIL80 T.J. Killian
Nucl. Instr. and Meth. 176 (1980) 355
- KOR55 S.A. Korff
Electron and Nuclear Counters
Van Nostrand, New York 1955
-
- MEE72 S. van der Meer
Stochastic Damping of Betatron Oscillations
CERN/ISR-PO/72-31(1972)
- NIC78 G. Nicklas
Diplomarbeit, Freiburg 1978

- RUP81 G. Rupp
Diplomarbeit, Freiburg 1981
- SAU77 F. Sauli
Principles of Operation of Multiwire-Proportional and
Drift-Chambers
CERN-EP-Internal Report 77-09
- SCH82 B. Schreiber
Staatsexamensarbeit, Freiburg 1982
- SIM63 K. Simonyi
Foundations of Electrical Engineering
Pergamon Press, Oxford 1963
-
- SIM72 K. Simonyi
Physikalische Elektronik
Teubner-Verlag, Stuttgart 1972
- ST077 R. Stopper
Staatsexamensarbeit, Freiburg 1977
- TAR76 J.C. Tarlé, H. Verweij
Amplifier-Diskriminator Type N4190
CERN-EP 1976.10.07
-

Ich möchte mich bedanken bei

Herrn Prof. Dr. H. Schmitt .

für die Vergabe und Förderung dieser Arbeit,

Herrn Prof. Dr. B. Bonner

für die Durchführung der Testmessungen mit der
Ru-Quelle am CERN,

Herrn Dr. W. Littke

für die Beratung und Hilfe bei der Galvanisierung
von Zählröhren,

Allen Mitgliedern der Abteilung
für das angenehme Arbeitsklima.
