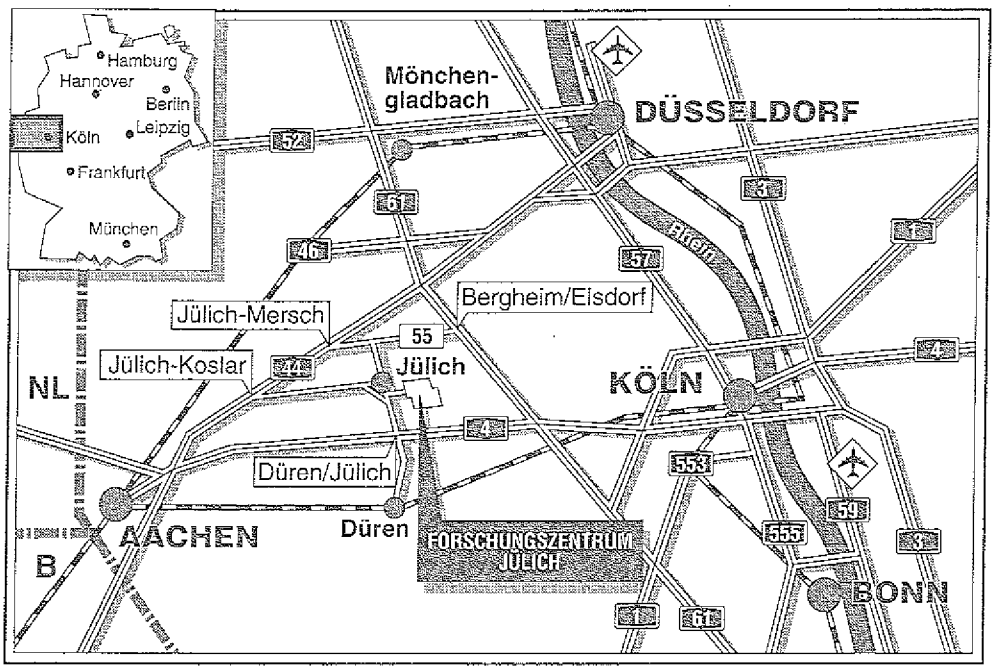
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

Weiterentwicklung der Spurrekonstruktion anhand des PS185-Experiments

Andreas Kurtenbach



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2689
ISSN 0366-0885
Institut für Kernphysik Jül-2689

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Weiterentwicklung der Spurrekonstruktion anhand des PS185-Experiments

Andreas Kurtenbach

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

1.1 Physikalische Grundlagen des PS185–Experiments

Das PS185–Experiment [KI81] befindet sich am 'Low Energy Antiproton Ring' (LEAR) im CERN (Genf, Schweiz). Der LEAR, ein Synchrotron mit stochastischer und Elektronenkühlung, liefert Antiprotonen bis zu einem Maximalimpuls von $2 GeV/c$. Er zeichnet sich neben seiner für Antiprotonenstrahlen sehr hohen Intensität vor allem durch eine hohe Impulsschärfe (5×10^{-4}) und durch seinen geringen Strahlquerschnitt ($1\, mm^2$ FWHM[1]) aus. Dies erlaubt, die assoziierte Strangenessproduktion an der Reaktionsschwelle mit vorher unerreichbarer Präzision zu messen.
Beispiele assoziierter Strangenessproduktion sind die von der PS185–Kollaboration gemessenen Reaktionen

$$\begin{aligned} \bar{p}p &\rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \\ \bar{p}p &\rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0 \\ \bar{p}p &\rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \Lambda\bar{\Sigma}^0 \\ \bar{p}p &\rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm} \quad . \end{aligned}$$

Erstere wurde von der Kollaboration bisher vorrangig untersucht. Die charakteristischen Parameter der $\Lambda-$ und $\Sigma-$Teilchen gehen aus der Tab. 1.1 hervor [PD90].
Da die starke Wechselwirkung Strangeness-erhaltend abläuft, muß in $\bar{p}p-$Reaktionen die Gesamtstrangeness Null des Eingangs auch im Ausgang auftreten. Mit einem Hyperon wird ein Antihyperon erzeugt.
Der Impuls des LEAR bis zu $2\, GeV/c$ genügt, um diese Reaktionen im Schwellenbereich auszumessen; für die Reaktion $\bar{\Lambda}\Lambda$ wird z.B. ein Strahlimpuls von mindestens $1.435\, GeV/c$ benötigt.

[1] Full Width at Half Maximum

$\bar{p}p \rightarrow$	Schwelle [GeV/c]	Lebensdauer $\tau_0/[sec]$	Zerfallslänge $(c \cdot \tau_0)$ /[cm]	Zerfallskanäle	
$\bar{\Lambda}\Lambda$	1.435	$2.632 \cdot 10^{-10}$	7.89	$n\pi^-$	99.9%
$\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$	1.853	$0.799 \cdot 10^{-10}$	2.4	$p\pi^0$ $n\pi^+$	51.6% 48.3%
$\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$	1.899	$1.479 \cdot 10^{-10}$	4.4	$n\pi^-$	99.9%

Tabelle 1.1:

Mit solchen Reaktionen hofft man, die Eigenschaften und Wechselwirkungen der Quarks und Gluonen studieren zu können.
So entspricht z. B. bei Gültigkeit des 'additiven Quarkmodells' die Polarisation eines Λ-Teilchens der seines s-Quarks und die Spinkorrelation des $\bar{\Lambda}\Lambda$-Systems der des $\bar{s}s$-Systems. Quarks und Gluonen scheinen sich grundsätzlich einem isolierten experimentellen Zugang zu entziehen, so daß man generell auf die Beobachtung geeigneter Baryon- und Mesonzustände angewiesen ist. Die Quantenchromodynamik (QCD) begründet diesen Befund mit dem sog. 'Quark-Confinement', das mit der Forderung nach Farbsingulettzuständen der in der Natur vorkommenden Teilchen gleichwertig ist. Ein einzelnes Quark oder Gluon trägt im Sinne der QCD Farbeladung, während alle beobachtbaren Teilchen farbneutral sind (siehe z. B. [LO91]).

Insbesondere die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ bietet sich auch vom experimentellen Standpunkt heraus an:

- der Zerfallslänge $c\tau_0$ im Eigensystem der Λ–Teilchen entsprechen im Laborsystem Zerfallslängen in der Größenordnung einiger Zentimeter für den untersuchten Energiebereich; somit wird der Produktions- von dem Zerfallsort deutlich getrennt, was eine Rekonstruktion der Λ-Richtung und eine klare Unterscheidung von anderen Reaktionen ermöglicht
- der häufigste Zerfall des Λ's ist der in zwei geladene Teilchen ($\Lambda \rightarrow p\pi^-$); die Reaktionskinematik ist bereits durch die Bahnen der Zerfallsteilchen festgelegt; die vollständige Zerfallskinematik gibt Information über Polarisation und Spinkorrelation
- Λ–Teilchen werden bis zum maximalen LEAR–Impuls im Höchstfalle einen Winkel von 32°, Zerfallsprotonen einen von 45° im Laborsystem bzgl. der Strahlachse einnehmen [KI81]; somit läßt sich durch einen vorwärts orientierten Detektor wie dem des PS185–Experiments eine 4π–Akzeptanz im Schwerpunktsystem erreichen

Die geladenen Σ–Teilchen zerfallen in ein geladenes und ungeladenes Teilchen. Da der PS185-Detektor ausschließlich geladene Teilchen mißt, muß die

Spur der $\Sigma-$Teilchen selbst vermessen werden, wenn man man die $\Sigma-$Richtung gewinnen will. (s. Kap. 3.3).

Detailliertere Darstellungen der theoretischen und experimentellen Hintergründe sowie der bisher vermessenen Reaktionen und deren Ergebnisse findet man z.B. in [BA91].

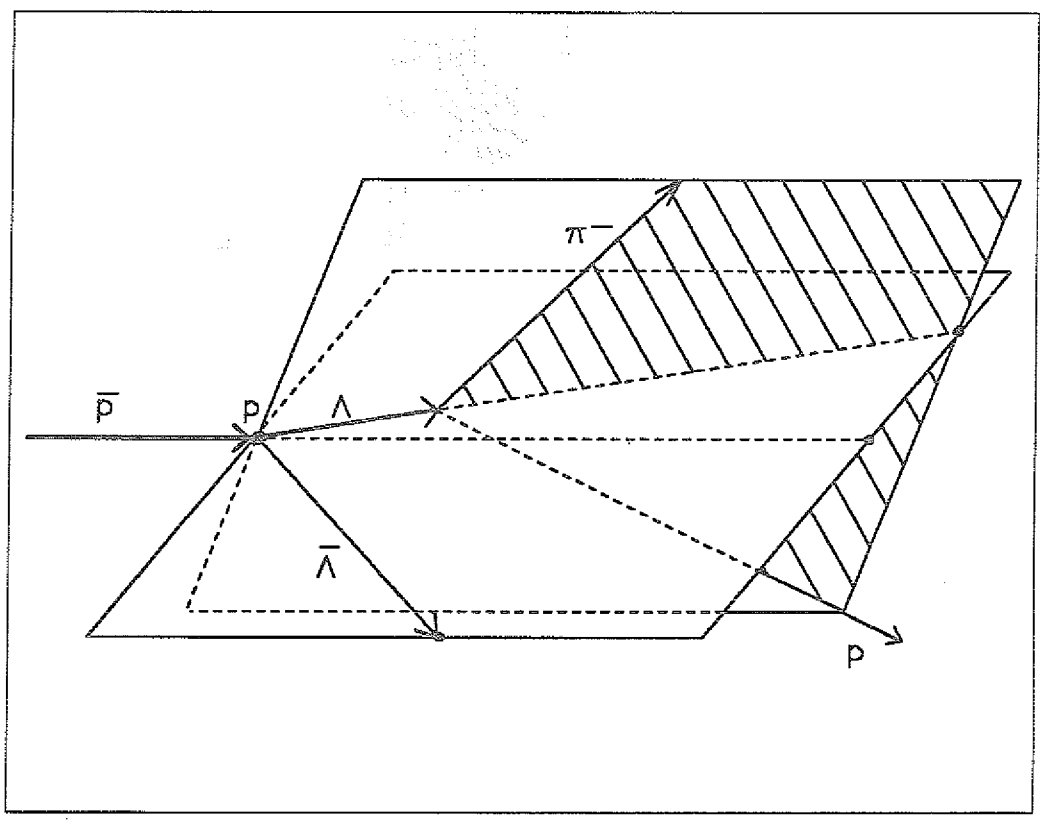


Abbildung 1.1: Geometrie der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$

1.2 Der PS185-Detektor

Der PS185–Detektor zeigt und ergänzt die im vorherigen Abschnitt angeführten experimentellen Vorzüge der hier betrachteten Reaktionen. Er hat in den verschiedenen Strahlzeiten Modifikationen und Ergänzungen erfahren und sei hier zunächst in der Version der Strahlzeit aus dem Herbst 1988 beschrieben, da dieser Arbeit Daten dieser Messung zugrunde liegen.
Der experimentelle Aufbau des PS185-Detektors ist in Abb. 1.2 als Aufsicht skizziert.
Eine ausführliche Beschreibung der Vieldrahtproportionalkammer (MWPC[2])

[2]Mutiwireproportionalchamber

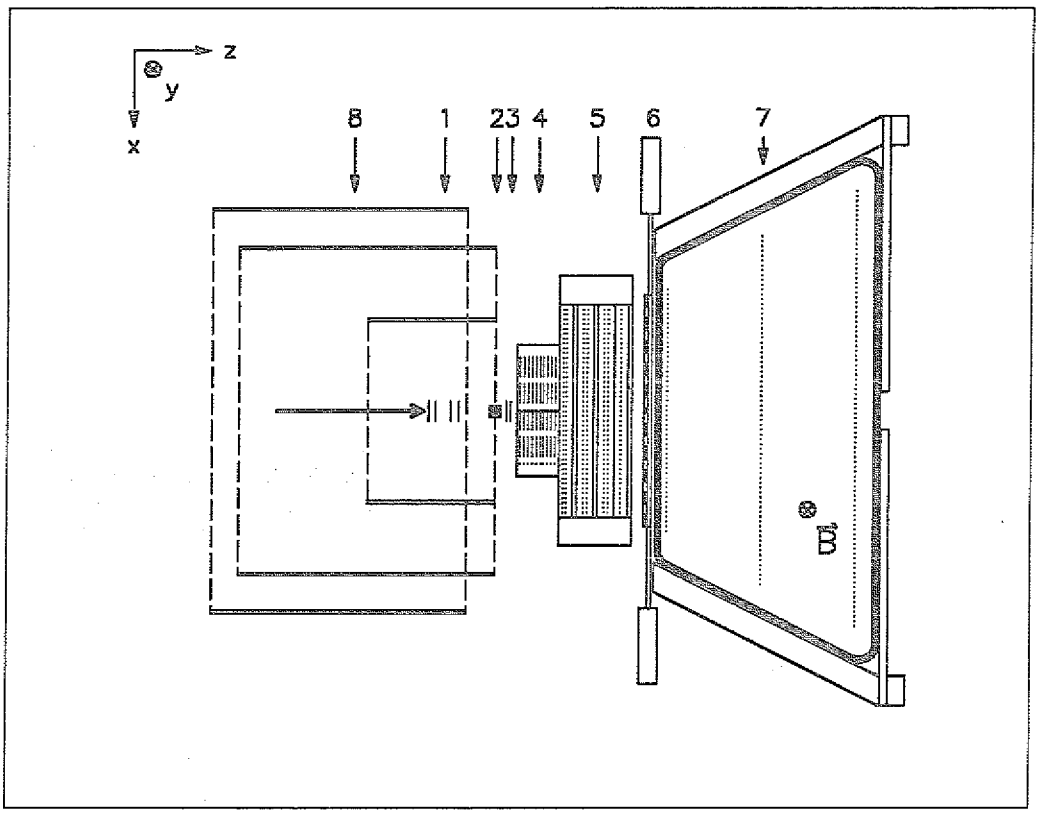


Abbildung 1.2: Der PS185 Detektor mit seinen Komponenten;
1 μ-Streifenzähler; 2 Target; 3 μ-Streifenzähler; 4 MWPC; 5 DC; 6 Hodoskop; 7 DC im Solenoid; 8 Limeted Streamer Tubes

und der Driftkammer (DC) findet man in Kap. 3. Diese beiden Detektoren sind um 45° gegeneinander gedreht. Während die Drahtebenen der DC parallel zur $x-$ bzw. $y-$Achse ausgerichtet sind, legen die der MWPC die Richtungen der sog. $u-$ und $v-$Achsen fest. Auf diese Weise können Ambiguitäten bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren vermieden werden (Kap. 4).
Die Maße der Detektorelemente sind so gewählt, daß die erwähnte 4π-Akzeptanz erfüllt ist.
Das Hodoskop deckt eine Fläche von $61 \times 61\, cm^2$ ab und setzt sich aus insgesamt 44 Szintillationszählerstreifen zusammen. 20 Streifen mit den Abmessungen $62 \times 3 \times 0.4\, cm^3$ sind jeweils in $x-$ und in $y-$ Richtung orientiert. Diese sind an beiden Enden an Photomultiplier angeschlossen, die wiederum jeweils mit einem ADC[3] und über Diskriminatoren mit einem TDC[4] verbunden sind. Die beidseitige Auslese hat den Vorteil, daß über Koinzidenzforderungen das Rauschen abgetrennt werden kann. Die 4 weiteren Szintillatoren haben eine Ausdehnung von $30.5 \times 1 \times 0.4\, cm^3$ und werden nur einseitig ausgelesen. Je

[3]Analog to Digital Converter
[4]Time to Digital Converter

zwei von ihnen trennen die durch die großen $x-$ und $y-$Streifen aufgespannten Ebenen in zwei Hälften. Alle 4 zusammen bilden geometrisch ein Kreuz, das in der Mitte ein Loch einer Fläche von $1cm^2$ für den Antiprotonenstrahl frei läßt. Eine Abbildung des Hodokops findet man z.B. in Abb. 4.9 auf Seite 43.
Der Solenoid in Strahlrichtung hinter dem Hodoskop besteht aus einer wassergekühlten Aluminiumspule in einem Eisenrahmen , die in y-Richtung ein Magnetfeld von ca. 1 Tesla liefert. Zusammen mit drei, entlang der y-Achse orientierten Driftkammerebenen, die in der Spule liegen, wird er dazu benutzt, über die Bahnkrümmung die Ladung und somit die Baryonenzahl der Zerfallsteilchen festzulegen.
Der Bereich außerhalb des Solenoids ist vom Magnetfeld abgeschirmt, so daß die zu rekonstruierenden Spuren gerade sind.
Das segmentierte Target der 88'er Strahlzeit setzt sich aus einem Kohlenstoff- und vier Polyäthylenzylindern (CH_2) zusammen, die jeweils einen Durchmesser und eine Länge von 2.5 mm haben. Sie sind in Strahlrichtung durch die sog. S_3-Szintillationszähler separiert und werden seitlich von zylindrischen Zählern, den S_2-Zählern, umschlossen. Diese Anordnung ermöglicht, daß man einerseits ein verhältnismäßig langes Target hat, welches bei gegebener Aniprotonenrate eine hohe Reaktionsrate garantiert, und daß man andererseits auf Grund der Einteilung in verschiedene Zellen mittels der Szintillationszähler den Reaktionsort auf die Zelle genau festlegen kann. Die erste reine C_{12}-Zelle dient zur Abschätzung der Kohlenstoffuntergrundreaktionen in den Polyäthylen-Zellen.
In folgenden Strahlzeiten neu hinzugekommen sind μ-Streifenzähler (Streifenbreite $200\mu m$ bzw. $100\mu m$). Vier in Strahlrichtung vor dem Target messen Ort und Richtung der einzelnen Strahl$-\bar{p}$, die hinter dem Target die Spuren geladener $\Sigma-$Teilchen. Eine Alternative dazu stellt die IDC[5] dar, die in Kap. 3.3 vorgestellt wird.
Drei Lagen von 'Limited Streamer Tubes' weisen rückwärtig emittierte Pionen nach.
(Referenzen wie im vorherigen Abschnitt)

1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

$\bar{\Lambda}\Lambda-$Ereignisse müssen über ihr kinematisches Verhalten als solche identifiziert, d.h. zweifelsfrei von Konkurrenzreaktionen unterschieden werden. Mit der Kenntnis ihrer Vierervektoren können dann die physikalischen Observablen wie totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Spinkorrelationen bestimmt werden. Der Weg und somit die Vierervektoren dieser elektromagnetisch ungeladenen Teilchen lassen sich mit dem PS185–

[5]Influenzdriftkammer

Detektor nicht direkt messen, aber mittels ihrer geladenen Zerfallsprodukte geometrisch rekonstruieren.
Eine Zerfallsteilchenspur ist durch einzelne, in den Detektoren gemessene Spurkoordinaten gegeben. In dieser Arbeit wird untersucht, welche Meßinformationen den einzelnen Detektorkomponenten entnommen werden und wie sie am besten in Spurkoordinaten umgesetzt werden können. Da im Experiment Vieldrahtkammern die maßgeblichen Vertexdetektoren sind, konzentriert sich auch diese Arbeit sie. Aus diesem Grund ist das folgende Kapitel den Grundlagen gasgefüllter Ionisationskammern gewidmet, um in einem weiteren die MWPC, DC und IDC im Detail zu behandeln. Für die Driftkammer wird eine neue zweidimensionale und winkelabhängige Koordinatenzuordnung eingeführt, die die Existenz verschiedener Driftkammerzellen berücksichtigt.
Auf Grund dieser Winkelabhängigkeit ist die im weiteren vorgeschlagene Analysemethode zur Spurrekonstruktion, die Rotationsmethode, für die DC prädestiniert.
Es soll aber auch aufgezeigt werden, daß sie unabhängig von der Detektorfunktion ist und auf alle Detektorkomponenten angewendet werden kann.
Das Ziel ist, die einzelnen Spuren bereits durch die Geometrie der Treffer in den einzelnen Detektorkomponenten, also vor der Betrachtung der Kinematik, möglichst eindeutig festzulegen.
Verglichen mit dem bereits existierenden PS185– Auswerteprogramm, dem sog. EVAL–Programm, soll die Zahl und die Genauigkeit der rekonstruierten Spuren erhöht werden. Gleichzeitig gilt es, Ambiguitäten und die Zahl falscher Spurkandidaten zu vermindern. Ferner soll nach formulierbaren Qualitätskriterien entschieden werden, was eine Spur darstellt.

Kapitel 2

Ionisationskammern

2.1 Nachweis geladener Teilchen

Der Nachweis der Zerfallsprodukte der Lambda-Teilchen in Ionisationskammern beruht darauf, daß geladene Teilchen das Detektorgas ionisieren. Ursache ist die Coulombwechselwirkung der Strahlteilchen mit den Elektronen des Gases. Daraus resultiert ein Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ des einfallenden Teilchens, der durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird [LE87]:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 E_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]$$

Dabei bezeichnet r_e den klass. Elektronenradius (2.8 fm), m_e die Elektronenmasse ($0.511\, MeV/c^2$), c die Lichtgeschwindigkeit ($3.0 \cdot 10^8 m/s$) und N_A die Avogadrokonstante ($6.02 \cdot 10^{23}\, mol^{-1}$).
Das Gasmedium wird in Form des effektiven Ionisationspotentials I, des Atomgewichts A, der Dichte ρ und der Kernladungszahl Z beschrieben.
Der maximale Energieübertrag E_{max} ist für schwere Teilchen von deren Masse praktisch unabhängig und es gilt die Näherung $E_{max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2}$. Damit gehen die Eigenschaften des nachzuweisenden Teilchens in der Formel nur an Hand seiner Ladung z und der relativen Geschwindigkeit $\beta = v/c$ ein.
Mit steigendem β nimmt der mittlere Energieverlust gemäß $1/\beta^2$ ab, durchläuft bei $\beta \approx 0.96$ ein Minimum, um dann logarithmisch anzusteigen. Der Minimumwert ist für alle Teilchen identischer Ladung in etwa gleich. Teilchen in diesem Bereich werden als *minimalionisierend* bezeichnet.

Die Verteilung um den mittleren Energieverlust ist *Landau* verteilt. D.h. sie ist asymmetrisch und hat einen flachen Ausläufer zu hohen Energieverlusten hin. Ursache dafür ist, daß Stöße mit kleinem Stoßparameter und demnach hohem Energieübertrag zustande kommen können, durch die energiereiche *δ-Elektronen* bis zu E_{max} (einige keV) freigesetzt werden.

Im Gegensatz dazu hat das Gros der aus der Primärionisation hervorgegangenen Elektronen kinetetische Energien von typischerweise nur einigen $10\,eV$. Einige dieser Elektronen sowie sicher die δ-Elektronen sind energiereich genug, um weitere Ionisation zu verursachen. Dies bezeichnet man als Sekundärionisation. Um ein primär ionisiertes e^- entsteht so ein Ladungscluster.
Die Summe beider Beiträge liefert die totale Ionisation. Ihre mittlere Zahl n_T, die mittlere primäre Ionisation n_p (Zahl der Ionisationscluster), den mittleren Energieverlust dE/dx für minimal ionisierende Teilchen, das Ionisationspotential I_0 und die effektive mittlere Energie W_i zur Erzeugung eines Elektron-Ionen-Paares findet man für die Gase Argon und Isobutan – den Hauptbestandteilen der Gasmischungen in der MWPC und DC – in Tab. 2.1 [SA77]:

Gas	dE/dx $[keV/cm]$	I_0 $[eV]$	W_i $[eV]$	n_p $[1/cm]$	n_T $[1/cm]$
Ar	2.44	15.8	26	29.4	94
i-C_4H_{10}	4.5	10.8	23	(46)	195

Tabelle 2.1: Gasparameter für Argon und Isobutan

n_T berechnet sich aus

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad .$$

Bei Gasmischungen erhält man die Zahl der Ionenpaare durch gewichtete Addition der einzelnen n_T-Werte. Der mittlere Energieverlust pro Ionenpaar W_i unterscheidet sich vom mittleren Ionisationspotential I_0, da die Energie des einfallenden Teilchens auch in Anregung der Gasmoleküle verloren geht. Der Nachweis der den Ionisationsdetektor durchquerenden Teilchen gelingt dadurch, daß die Elektronen und Ionen von geeigneten Anoden bzw. Kathoden gesammelt und gemessen werden. In Abhängigkeit des Detektortyps wird ein Ionisationsort bestimmt, wodurch eine Koordinate der Teilchenspur gegeben ist.

2.2 Verhalten von Elektronen und Ionen in Gasen

In Abwesenheit elektromagnetischer Felder wird ein durch primäre und sekundäre Ionisation entstandenes Ladungscluster auf Grund von Wechselwir-

kungen mit den Gasmolekülen auseinander diffundieren, bis es sich im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas befindet.
Entsprechend der kinetischen Gastheorie ist die Verteilung der Ladungen nach einer Diffusionszeit t gaußisch. Für die Standardabweichung gilt:

$$\sigma = \sqrt{2Dt}$$

Der Diffusionskoeffizient D hängt von der Masse der Gasmoleküle, der Temperatur und dem Druck des Gases ab [LE87].
Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes ist der Diffusion eine Drift entlang der Feldlinien zur jeweiligen Anode bzw. Kathode überlagert. Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit u vom anliegenden Feld E, wird durch die Beweglichkeit μ beschrieben:

$$u = \mu E$$

Elektronen erreichen auf Grund ihrer geringen Masse um den Faktor 1000 größere Driftgeschwindigkeiten als Ionen. Für sie besteht keine Linearität zwischen der Driftgeschwindigkeit und den angelegten Feldern. Der Diffusionskoeffizient ist feldabhängig und anisotrop. Bei ausreichend hohen Feldern können die Elektronen auf ihrer Driftstrecke kinetische Energien aufnehmen, die die Ionisationsenergie der Gasmoleküle übersteigen. Durch Stöße werden weitere Gasmoleküle ionisiert, so daß es zu einer Ausbildung einer Lawine von Elektronen und Ionen kommen kann.
Man definiert die Gasverstärkung M als Verhältnis der totalen Elektronenanzahl n zu der ursprünglichen Anzahl n_0:

$$n = M \cdot n_0$$

Die Gasverstärkung innerhalb einer Wegstrecke Δx berechnet man aus

$$M = exp\left(\int_{\Delta x} \alpha(x)\, dx\right) \quad .$$

α bezeichnet den sog. ersten *Townsendkoeffizienten*, der nach analytischen, feldabhängigen Näherungsformeln berechnet werden kann [SA77]. In Ionisationskammern erreicht man Gasverstärkungen von 10^4 bis 10^6.
Einen Überblick über Driftgeschwindigkeiten, Diffusionskoeffizienten und andere relevanten Daten der verschiedenen Gase und Gasmischungen findet man in [FE83].

2.3 Prinzip eines Zählrohres

Eine einfache Realisierung eines Ionisationsdetektors stellt eine zylindrisches Zählrohr dar. Es enthält einen entlang der Zylinderachse gespannten Anodendraht, der von der Zylinderwand (Kathode) isoliert ist.

Wegen der zylindrischen Geometrie fällt nach Anlegen einer elektrischen Spannung das E-Feld zwischen Anode und Kathode wie $1/r$ ab. Bei geeignet gewählten Spannungen können Elektronen dadurch erst im Abstand einiger Anodendrahtradien genug Energie gewinnen, eine Ionisationslawine auszulösen. Man erreicht so, daß für eine beliebige Spannung innerhalb eines bestimmten Intervalls – abhängig von Geometrie und Gasparametern – sich ein konstanter Gasverstärkungsfaktor M, d.h. eine Proportionalität zwischen ursprünglicher und totaler Elektronenmenge einstellt. Die Gasverstärkung und somit das resultierende Signal sind unabhängig vom Ionisationsort des einfallenden Teilchens.
Bei kleineren Spannungen setzt der Lawinenmechanismus nicht ein und die resultierenden Signale sind zu schwach, bei größeren Spannungen verhindern Raumladungseffekte oder sogar selbstständige Gasentladungen die Proportionalität.

2.4 Gasfüllung

Hauptbestandteil vieler Gasmischungen in Ionisationsdetektoren ist das Edelgas Argon. Verglichen mit anderen nichtorganischen Gasen empfiehlt es sich durch eine höhere spezifische Ionisation (z.B. $n_T(Ar)/n_T(N_2) = 1.7$). Gegenüber organischen Gasen zeigt sich, daß man mit Argon eine hohe Gasverstärkung bei niedrigeren Spannungen erreicht [SA77]. In diesem Sinne bessere Eigenschaften haben allerdings die teureren Edelgase höherer Ordnungszahl wie Xenon und Krypton.
Die Gasverstärkung M reiner Argonkammern ist auf ca. 10^3 begrenzt, da mit der Spannung die Wahrscheinlichkeit wächst, daß angeregte Argonzustände ($11.6\,eV$) energiereiche Photonen aussenden, die in der Kathode Photoelektronen auslösen können (dazu genügen z.B. in Kupfer $7.7\,eV$). Diese Photoelektronen ziehen neue Ionisationslawinen nach sich, und es setzt so eine kontinuierliche Gasentladung ein.
Daher fügt man einen gewissen Anteil Photonen absorbierender Löschgase *(Quencher)* hinzu. Als Löschgase verwendet man polyatomare Gase wie z.B. Isobutan ($i - C_4H_{10}$), da sie photonabsorbierende Rotations- und Vibrationszustände haben, die ihre Energie durch Dissoziation und elastische Stöße abgeben. Die 'quenching'-Effizienz steigt mit wachsender Atomzahl des Moleküls.
Neben Photoelektronen kann es zu einer durch Argon-Ionen ausgelösten Sekundäremission von Elektronen an der Kathode kommen. Durch die Beimischung kleiner Mengen Freons (CF_3Br), als Beispiel eines elektronegativen Gases, erreicht man, daß sich diese Elektronen an das Gas anlagern. Die so entstandenen negativen Ionen haben nicht genügend Energie, an der Anode

eine Ladungslawine zu erzeugen.
Die dissoziierten Moleküle organischer Löschgase neigen dazu, zu polymerisieren und sich als isolierende Schicht an Elektroden anzulagern. An Polymerisationsschichten können sich insbesondere bei hohen Teilchenraten Raumladungen aufbauen, die selbstständige Entladungsmechanismen in Gang setzen.
Daher modifiziert man die Gasmischung dahingehend, daß man ihr ein nichtpolymerisierbares Gas geringen Ionisationspotentials zusetzt.
Ein typisches Beispiel ist Methylal ($CH_2(OCH_3)_2$). Man begrenzt so die Polymerisation, da Ladungen von Ionen höheren zu denen geringeren Ionisationspotentials transferiert werden und vorwiegend Methylalionen übrig bleiben.

Kapitel 3

Vieldrahtkammern

3.1 Vieldrahtproportionalkammer

3.1.1 Konstruktion

Eine Ebene der PS185–Vieldrahtkammer (MWPC[1]) besteht aus insgesamt 160 Anodendrähten mit einer Länge von jeweils $20\,cm$. Als Kathoden werden $10\,\mu m$ dünne Aluminiumfolien verwendet. Sie sind planparallel zu den Anoden angebracht. Der Abstand Kathode-Anodenebene beträgt $0.5\,cm$, der Abstand der Anoden zueinander $1.27\,mm$ ($1/20\,inch$) (Abb. 3.1).
Jede Anode definiert den Mittelpunkt einer MWPC-Zelle (wie in Abb. 3.1 gestrichelt dargestellt).
Zwischen den Anoden auf Nullpotential und den Kathodenfolien wird eine Spannung von $-4.8\,kV$ angelegt. Den daraus resultierenden Verlauf der elektrischen Feldlinien zeigt Abb. 3.2, welche mit dem Feldlinienprogramm GARFIELD [GA91] erstellt wurde. In Kathodennähe sind die Feldlinien geradlinig und parallel, in Anodennähe fast radialsymmetrisch.
Die PS185-MWPC ist aus 10 Ebenen aufgebaut. Bis auf die ersten beiden, in denen nur 128 Drähte genutzt werden, haben sie eine aktive Fläche von $(20 \times 20)cm^2$. Die in Strahlrichtung betrachtet erste Ebene sowie die jeweils übernächsten (also die Ebenen 1,3,...,9) messen die $u-$Koordinaten, die übrigen fünf die um 90° gedrehten $v-$Koordinaten einer Teilchenspur in den Ebenen. Die Ebenen sind orthogonal zueinander orientiert, damit man den räumlichen Verlauf einer Spur bestimmen kann.
Die jeweils mittleren Anodendrähte der einzelnen Ebenen sind in Höhe des Antiprotonenstrahls mit einem galvanisch aufgetragenen Silberüberzug verdickt. Auf Grund des $1/r-$Feldabfalles kann dort keine Ionisationslawine ausgelöst werden. Dadurch werden Signale von Antiprotonen des Strahls unterdrückt. Wegen des geringen Strahldurchmessers genügt es, die betreffenden Anoden nur auf wenigen Millimetern Länge zu verdicken.

[1] Multiwireproportionalchamber

In der MWPC benutzt man die Gase Argon, Isobutan, Methylal und Freon, und zwar in der in Tab. 3.1 gegebenen Zusammensetzung:

Gas	Argon	Isobutan	Methylal	Freon
proz. Anteil	0.75	0.15	0.05	0.005

Tabelle 3.1: Gaszusammensetzung in der MWPC

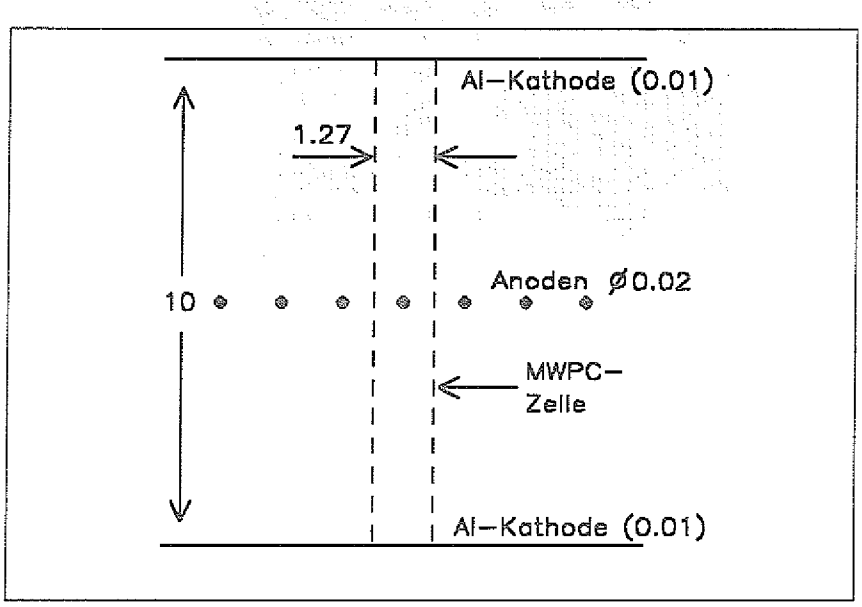


Abbildung 3.1: MWPC-Ebene (Einheiten in mm)

3.1.2 Funktionsprinzip

Durchquert ein Teilchen die Zelle und ionisiert das Gasvolumen, werden die so produzierten Elektronen den Feldlinien entlang zur Anode wandern und dort eine Gasverstärkung hervorrufen. Auf Grund der Gasverstärkung wird ein eine geeignete Diskriminatorschwelle überschreitendes Signal erzeugt, das in geeigneter Form immer dann abgespeichert wird, wenn ein Trigger vorliegt. Die auf benachbarte Anoden induzierten Signale sind in ihren Amplituden vernachläßigbar. Die einzelnen Zellen fungieren als unabhängige Zähler [CH68].

Entsprechend dem Proportionalzählerprinzip läßt sich der Ionisationsort nicht genauer als durch die Position des betreffenden Anodendrahtes festlegen. Die Ortsauflösung wird somit maßgeblich durch die Zellengröße bestimmt. Da sich in einem Kammerstapel eine Spur nicht nur aus einem Zellentreffer zusammensetzt, sondern eine Reihe von Treffern aus verschiedenen Ebenen

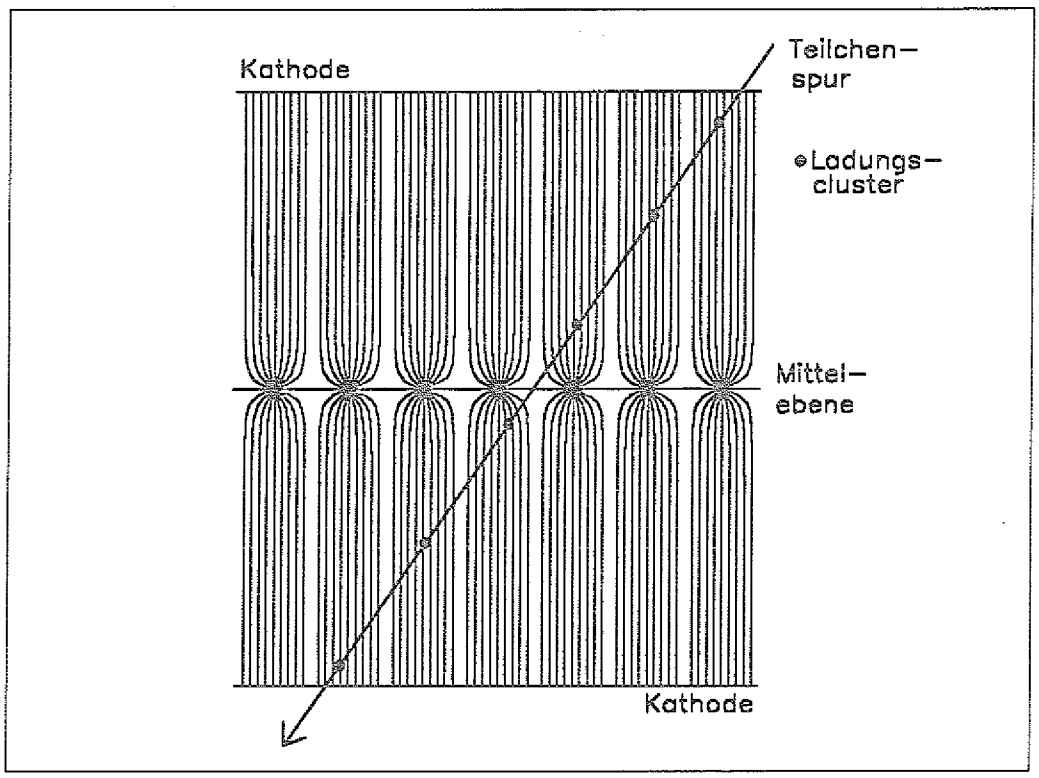


Abbildung 3.2: Verlauf der elektr. Feldlinien in der MWPC

beitragen, erreicht die Ortsauflösung Werte, die genauer als der Drahtabstand sind.
Nimmt man die aus der Summe der quadratischen Abweichungen zwischen gefitteten Spurgeraden und gemessenen Koordinaten berechnete Standardabweichung als Maß, so ist für die MWPC

$$\sigma = (340 \pm 10)\mu m$$

als Ortsauflösung für Winkel kleiner 30° bestimmt worden. Die Auflösung verschlechtert sich erwartungsgemäß zu größeren Winkeln hin [DU88].
Bei bezüglich der Anodenebene schrägen Spuren durchquert ein Teilchen i.a. mehrere benachbarte MWPC–Zellen einer Ebene. In all den Zellen, in denen das Teilchen das Gas ionisiert und ein daraus resultierendes Ladungscluster eine Gasverstärkung an der Zellenanode hervorruft, wird ein Signal erzeugt. Statt eines einzelnen Drahtes spricht so ein sog. Drahtcluster an. Die Clustergröße ist ein Maß für den Winkel der Teilchenspur. Wie man am Beispiel der Abb. 4.10 auf Seite 45 erkennt, erzeugen große Spurwinkel große Drahtcluster.
Diese Größe wird auch durch den Anteil des (elektronegativen) Freons am Gasgemisch beeinflußt. Übersteigt die Driftlänge freigesetzter Elektronen zur Anode die mittlere freie Weglänge für Elektroneneinfang, besteht für sie nur

eine geringe Wahrscheinlichkeit, eine Ionisationslawine auszulösen.
Ein breites Drahtcluster kann aber auch durch eng benachbarte Teilchenspuren bedingt sein.

3.1.3 Auslesesystem

Als Auslesesystem wird das von der Firma LeCroy Research Systems entwickelte und ausführlich in [MA81] beschriebene PCOSII-System verwendet. Werden mehrere benachbarte Drähte einer Ebene getroffen, speichert das PCOSII–System statt der einzelnen Drahtadressen den Mittelpunkt des sog. Drahtclusters und die Anzahl der Drähte im Cluster ab.
Das EVAL–Auswerteprogramm verfährt so, daß es allein diese mittlere Clusterkoordinate als Treffer berücksichtigt. Da die angesprochenen Drähte eines Clusters z.B. auch zu verschiedenen Spuren gehören können, ist es nicht gerechtfertigt, immer die mittlere Koordinate als Spurkoordinaten anzunehmen.
Für die Auswertung nach der Rotationsmethode (s. Kap. 4) werden die Drahtcluster dekodiert und es wird die ganze Meßinformation verarbeitet.

3.2 Driftkammer

3.2.1 Grundprinzip

Die in einer Kammerzelle durch ein ionisierendes Teilchen erzeugten Ladungscluster sind gemäß einer Poisson–Statistik entlang der Teilchenspur verteilt. Die Elektronen eines dieser Ladungscluster werden die kürzeste Driftzeit zur nächst gelegenen Anode haben. Das Grundprinzip einer Driftkammer ist, die Driftzeit der schnellsten Elektronen in eine Ortsinformation der Teilchenspur umzusetzen. Die Beziehung zwischen der Driftzeit Δt und dem Driftweg ξ beschreibt man in allgemeiner Form durch die Gleichung:

$$\boxed{\xi = \int_{\Delta t} v_D(t)dt} \tag{3.1}$$

Eine Konstanz der Driftgeschwindigkeit v_D vereinfacht die Weg–Driftzeitbeziehung auf:

$$\boxed{\xi = v_D \cdot \Delta t} \tag{3.2}$$

3.2.2 Konstruktion

Die PS185-DC ist aus gekreuzten Ebenen aufgebaut, die jeweils aus einem Satz gleichorientierter Driftzellen bestehen.

Eine Driftzelle ist durch die beiden Drahtkathoden und die seitlichen Potentialdrähte begrenzt (Abb. 3.3). Der Durchmesser dieser Drähte beträgt 80 μm. In der Mitte befinden sich zwei Anoden (Signaldrähte) im Abstand von 0.42 mm und einem Durchmesser von 20 μm. Die Breite der Zelle beträgt 4 cm, die Dicke 1 cm. Statt Kathodenfolien werden 'graded field' Drahtka-

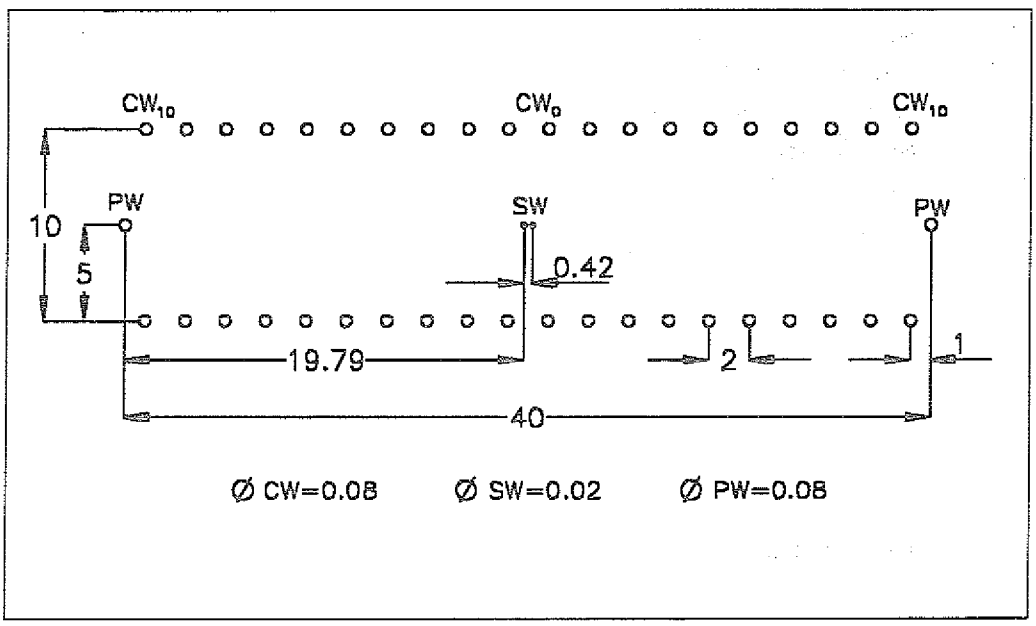


Abbildung 3.3: Aufbau einer Driftzelle (alle Maße in mm)
SW: Signaldrähte, PW: Potentialdrähte, CW_i: i-ter Kathodendraht

thoden verwendet, an denen über Spannungsteiler von den mittleren zu den äußeren Drähten einer Zelle konstante Potentialdifferenzen angelegt werden. Zusammen mit den feldformenden Potentialdrähten erhält man dadurch ein nahezu homogenes Feld und somit über große Teile der Zelle eine konstante Driftgeschwindigkeit (s. Abb. 3.6). Die benutzten Spannungen an den einzelnen Drähten entnimmt man der Tab. 3.2 .
Die Doppelsignaldrahtauslese erlaubt zu unterscheiden, ob ein Teilchen die linke oder rechte Zellenhälfte durchquert hat. Die eng benachbarten und (wie alle übrigen) 56 cm langen Zähldrähte weichen auf Grund elektrostatischer

Draht	SW	PW	CW_0	CW_{10}	$\Delta CW_{i,i+1}$
U / [V]	0	-3300	0	-3220	-322

Tabelle 3.2: Spannungsverhältnisse einer Driftzelle; $\Delta CW_{i,i+1}$ Potentialdifferenz zwischen Kathodendraht i und $i+1$; übrige Bezeichnungen: siehe Abb. 3.3

Abstoßung bei den gewählten Spannungen von ihrer Sollage bis zu 1.5 mm ab, sofern man sie nicht mechanisch stabilisiert. Daher wurden im Abstand von ca. 12 cm 10 μm dünne Nylonbrücken aufgeschweißt, womit die Abweichungen auf ca. 60 – 90 μm reduziert werden konnten. Die daraus resultierende Effizienzminderung von 0.1 % bzgl. der ganzen Fläche ist vernachläßigbar [DU88].

Die DC hat insgesamt 13 Ebenen, die jeweils 14 Zellen, also 28 Signaldrähte enthalten. Allein in der ersten Ebene sind nur die mittleren 6 Zellen instrumentiert. Die aktive Fläche der übrigen beträgt $(56 \times 56)\, cm^2$.
Von diesen 13 Ebenen messen 7 die x-, 6 die y-Koordinate. Die Anordnung der Ebenen zeigt Abb. 3.4, in der die Kammer in der $x/z-$ bzw. $y/z-$ Projektion dargestellt ist; (es sind jeweils nur die für die Projektion relevanten Zellen gezeichnet).
Die Ebenen sind teilweise als Doppel-, teilweise als Einfachebenen ausgebildet. In einer Doppelebene sind die Zellen nur durch eine gemeinsame Drahtkathode in der Mitte separiert.
Dadurch läßt sich eine höhere Packungsdichte verwirklichen. Der Abstand zweier Signaldrahtebenen beträgt aus einer Doppelebene $1cm$, der aus zwei Einfachebenen ca. $1.7cm$.

Die gewählte Gaszusammensetzung liest man der Tab. 3.3 ab. Diese Mischung zeichnet sich insbesondere dadurch aus, daß die Driftgeschwindigkeit für Felder größer $1kV/cm$ nahezu konstant ist [SA77]. Geringfügige Inhomogenitäten in der Zelle oberhalb dieser Schwelle sind demnach bezüglich der Elektronendriftgeschwindigkeit v_D vernachläßigbar. Für diese gilt:

$$\boxed{v_D = 5.05 cm/\mu s}$$

Demzufolge bewältigt ein Elektron die Strecke Potential-Signaldraht in etwa $400ns$.

GAS	Argon	Isobutan	Methylal
proz. Anteil	67.6	30	2.4

Tabelle 3.3: Gaszusammensetzung in der Driftkammer

Analog der MWPC weisen die mittleren Drähte der Driftkammer eine Verdickung auf, um Signale des Antiprotonenstrahls zu verhindern.
Die Signale an den einzelnen Signaldrähten werden verstärkt und jeweils zugehörenden Diskriminatoren zugeführt.

Die Driftzeitmessung erfolgt über FASTBUS-TDC's, die das Auslösesignal durch die jeweilig zugehörigen Diskriminatoren erhalten und durch ein gemeinsames und ein die Zeit des Teilchendurchlauf genau enthaltendes Signal ('common stop') angehalten werden [SE92].

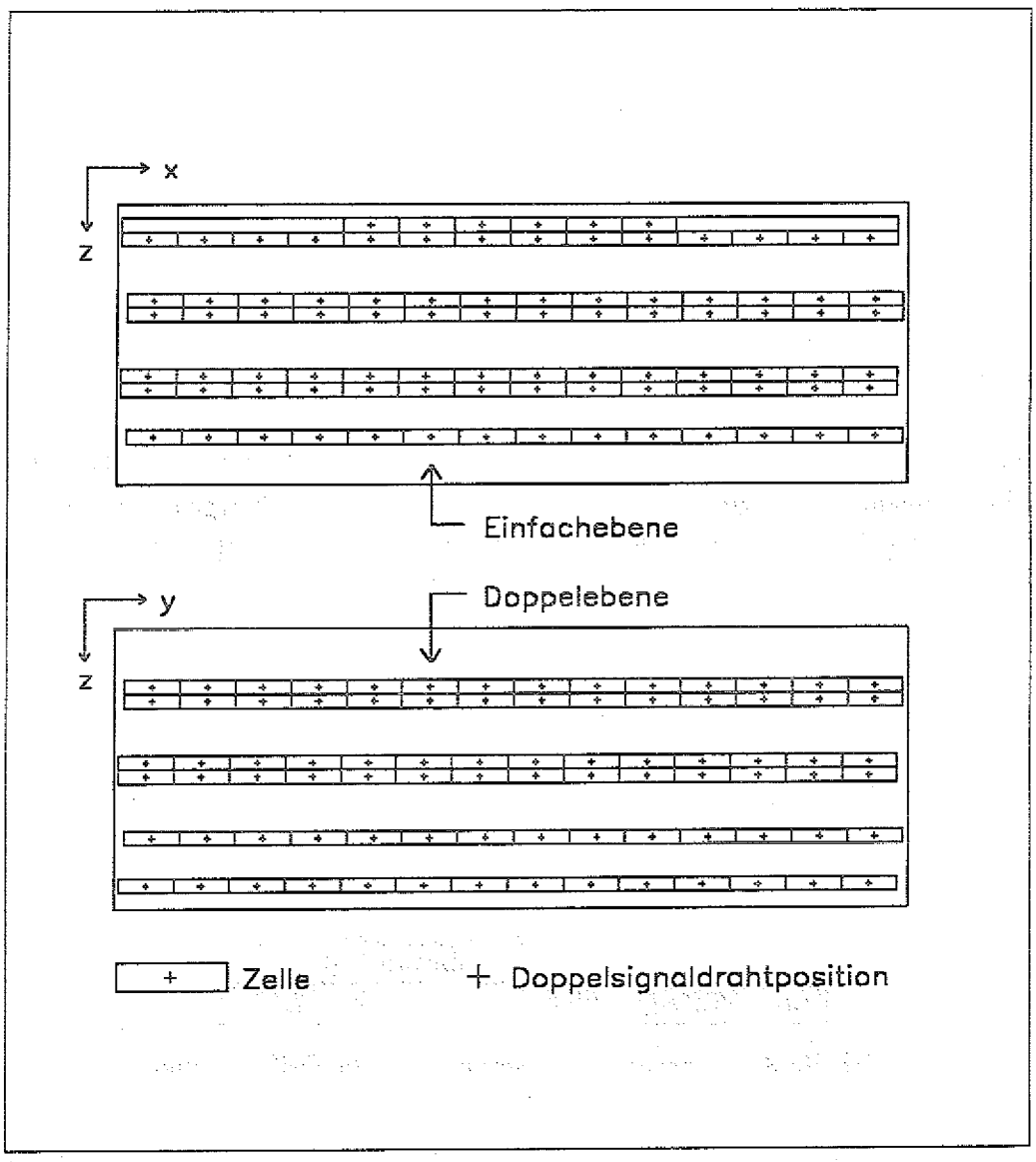


Abbildung 3.4: Die DC in $x/z-$ u. $y/z-$Projektion. (Nur die für die jeweilige Projektion relevanten Zellen sind dargestellt.)

3.2.3 Orts–Driftzeit–Korrelation

Eine gemessene Driftzeit definiert keinen eindeutigen Punkt in der Driftzelle (Gleichungen 3.1 bzw. 3.2), sondern eine Fläche gleicher Driftzeit (*Isochrone*). Unterstellt man eine annähernd konstante Driftgeschwindigkeit v_D, ergibt sich die Form der Isochrone der Zeit Δt dadurch, daß alle ihre Punkte ungefähr einen konstanten Driftweg $v_D \cdot \Delta t$ zum Signaldraht haben. Sie liegen in etwa auf einem Zylinder, der auf Grund der Zellenbegrenzungen auf ein Segment beschränkt ist.

Für die folgende Betrachtung nehmen wir an, daß das die Zelle durchkreuzende Teilchen das Gas kontinuierlich ionisiert. (Tatsächlich sind die Primärionisationen diskret und fluktuieren entsprechend einer Poisson- Statistik. Dies ändert nichts am Prinzip, begrenzt aber die Ortsauflösung.)
Die Elektronen kürzesten Driftweges starten in einem Punkt $\vec{C} = (C_x, C_z)$, an dem die Teilchenspur eine Isochrone tangential berührt.
Betrachtet man ein parallel zur z–Achse fliegendes Teilchen (Abb. 3.5a), befindet sich der Berührpunkt $\vec{C}$ offensichtlich in der Mittelebene der Zelle. Bei schrägem Einfall wie in Abb. 3.5b liegt er, wie dort skizziert.
Die Spurkoordinaten ergeben sich aus denen dieses Berührpunktes und den dazu vektoriell addierten Koordinaten des angesprochenen Signaldrahtes.
Zur Bestimmung eines Berührpunktes benötigt man neben der Kenntnis der Driftzeit Δt den Spurwinkel $\Delta\alpha$. Dieser Winkel steht in eineindeutiger Beziehung zur Tangentenschar an die Isochrone. (Der Spurwinkel ist a priori nicht bekannt und muß durch die Spursuchroutine aus weiteren Informationen festgelegt werden (Kap. 4).)
Gesucht ist also der Zusammenhang:

$$\boxed{(\Delta t, \Delta\alpha) \mapsto (C_x, C_z)} \tag{3.3}$$

Die Zuordnung der Berührpunktskoordinaten (C_x, C_z) zu dem jeweiligem Paar $(\Delta t, \Delta\alpha)$ kann über eine Koordinatentabelle erfolgen. Wir haben eine Tabelle gewählt, in der die Isochronen in Zeitschritten von $10\,ns$ und Winkelschritten von 5° digitalisiert sind. Die Tabelle konnte mit Hilfe des Feldlinienprogrammes GARFIELD erstellt werden.
Die Abb. 3.6a und 3.6b zeigen den mit diesem Programm gewonnenen Feld– bzw. Potentiallinienverlauf. Die Isochronen sind in Abb. 3.6a gestrichelt gezeichnet. Abgesehen von durch Inhomogenitäten in Drahtnähe bedingten Abweichungen, bestätigen sie die erwartete kreissegmentartige Form.
Aus dem Programm lassen sich zu jeder Isochrone Koordinaten einzelner Punkte extrahieren, die mit einem Interpolationsverfahren in obiges Raster umgerechnet wurden.

(Am Zellenrand – dies entspricht Winkeln größer ca. 50° – liefert das Programm oftmals keine Isochronenpunkte, so daß dort extrapoliert wurde.)
Die Inter- bzw. Extrapolation unterlag der Nebenbedingung, die Zellengrenzen nicht zu überschreiten.

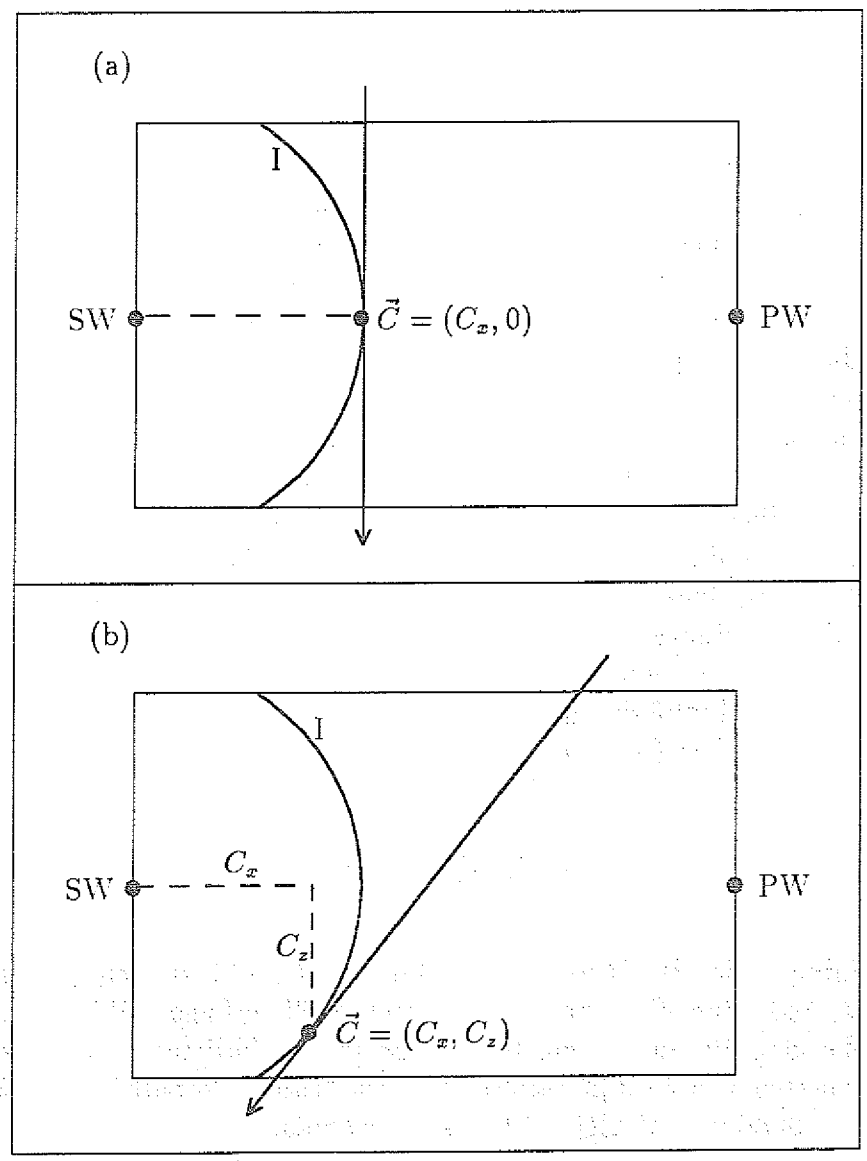


Abbildung 3.5: Spurkoordinaten in Abh. der Driftzeit und des Spurwinkels; SW: Signaldraht, PW: Potentialdraht, $\vec{C}$: Berührpunkt der Spur an die Isochrone I

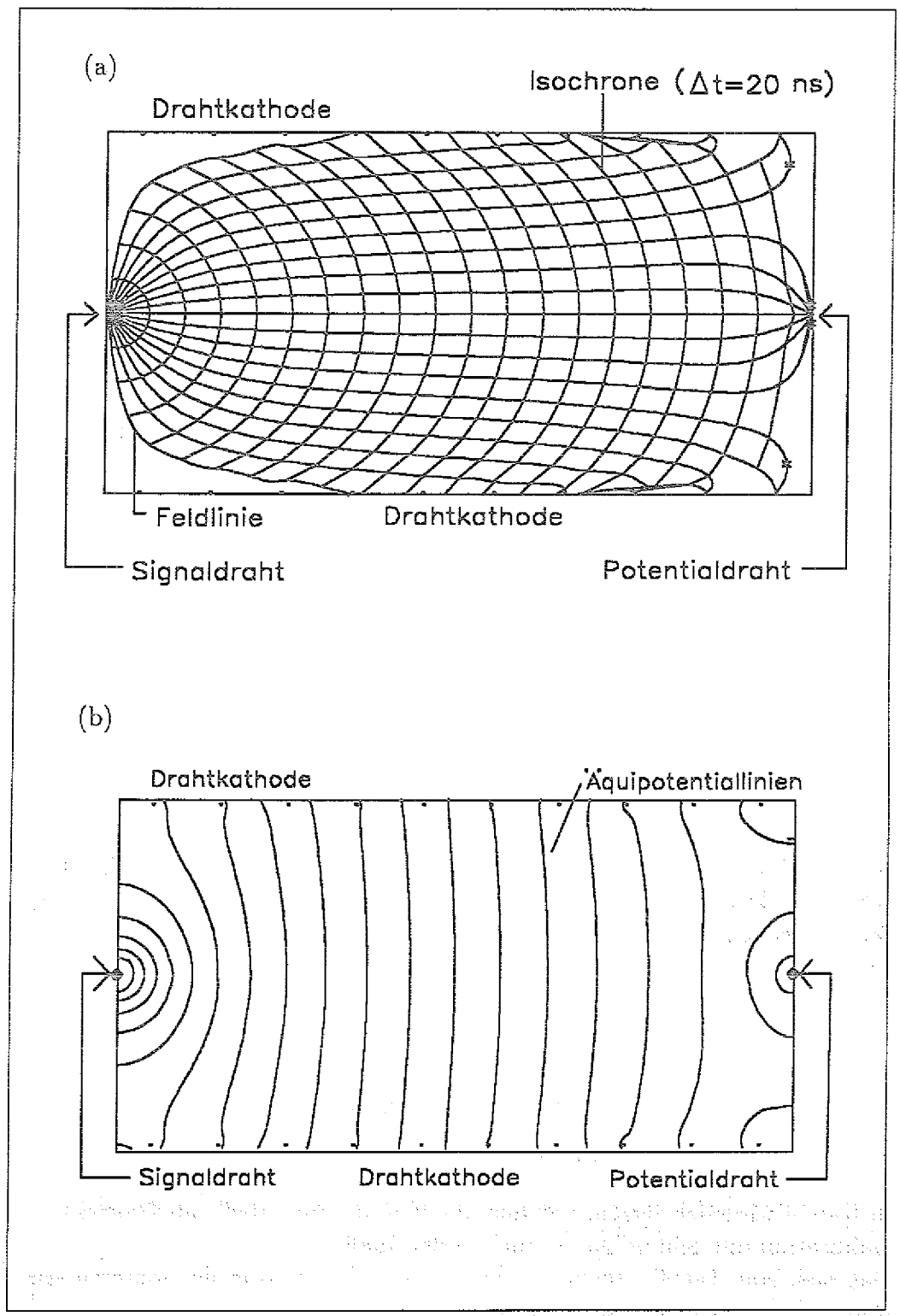


Abbildung 3.6: Isochronen ($\Delta t = 20ns$) / Feldlinienverlauf (a) und Äquipotentiallinien (b) in einer Driftkammerhalbzelle

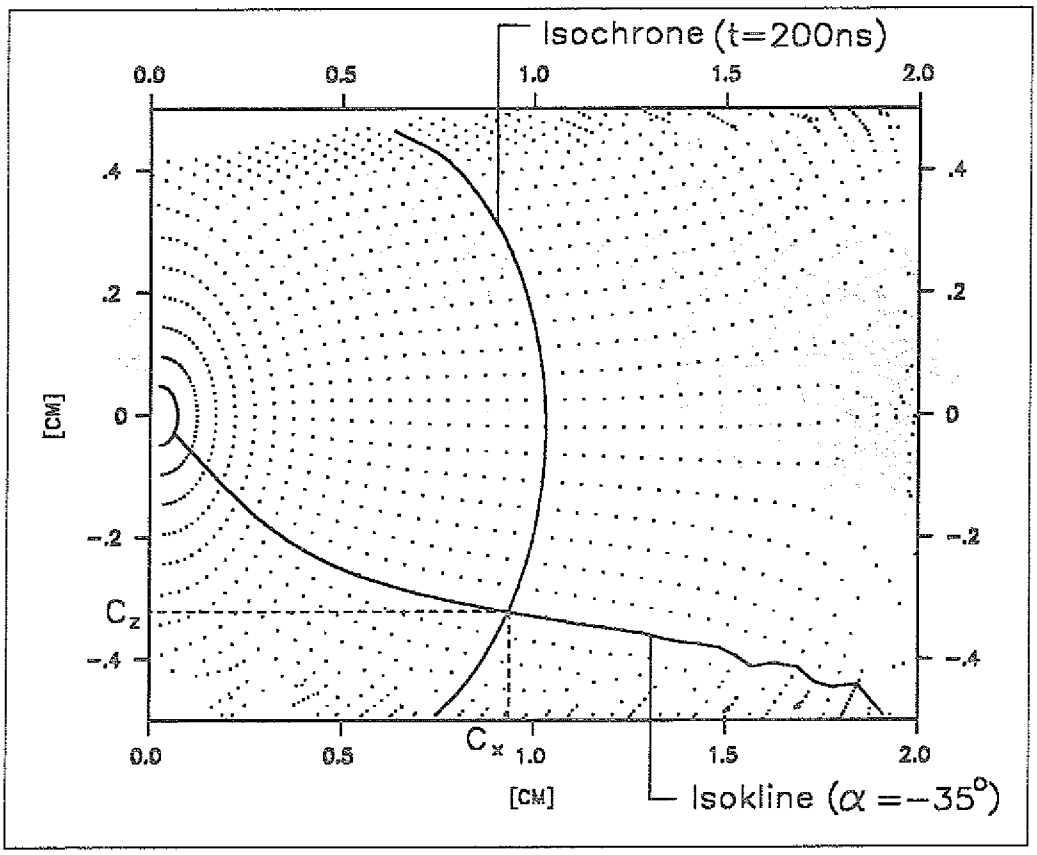


Abbildung 3.7: Driftkammerhalbzelle mit den Punkten der Koordinatentabelle (jew. Schnittpunkte einer Isochrone und Isokline)

Die Abb. 3.7 stellt die Punkte der Koordinatentabelle dar. Jeder Punkt ist der Schnittpunkt einer Isochrone und einer Isokline (Punkte gleicher Neigung). Die Isochrone zu $t = 200\,ns$ und die Isokline zu $-35°$ sind in dieser Abbildung als Linie gezeichnet.
Als zugehörige Schnittpunktskoordinaten liest man ab:

$$\begin{pmatrix} C_x \\ C_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.93\,cm \\ -0.32\,cm \end{pmatrix}$$

In Kap. 4 wird sich zeigen, daß man die Koordinatentabelle als Ganzes einer Kalibration mit echten Daten unterwerfen muß.
Das Ziel, eine Tabelle dieser Struktur zu erstellen und in der weiteren Auswertung zu verwenden, wurde erreicht.
Auch im bisherigen EVAL-Programm werden die Driftkammerkoordinaten winkelkorrigiert verarbeitet [DU88]. Die dort benutzte Technik hat die beiden folgenden Nachteile:

- eine Winkelkorrektur erfolgt nur bis 48°; die durch die Reaktionskinematik des ($\bar{\Lambda}$)Λ−Zerfalls erlaubten Pionenspuren größeren Winkels gehen so verloren
- die Koordinaten werden immer in die Mittelebene projiziert

Die in dieser Arbeit erstellte Koordinatentabelle ist nicht auf einen Winkelbereich eingegrenzt (s. auch Kap. 3.2.4).
Die Koordinaten vom Meßwert weg in die Mittelebene der Zelle zu legen, kann für schräge Spuren dazu führen, daß die Koordinaten aus der getroffenen Zelle heraus in andere gelegt werden müssen. In diesem Fall werden zwei die Spur markierende Meßwerte benachbarter Zellen auf einen Referenzort der Spur reduziert (s. Abb. 3.8). Legt man stattdessen beide Spurkoordinaten gemäß dem Funktionsprinzip der Kammer in die Meßpunkte, d.h. an die jeweilige Isochrone, hat man zwei Referenzorte der Spur und somit auch eine Information über die Spurrichtung.

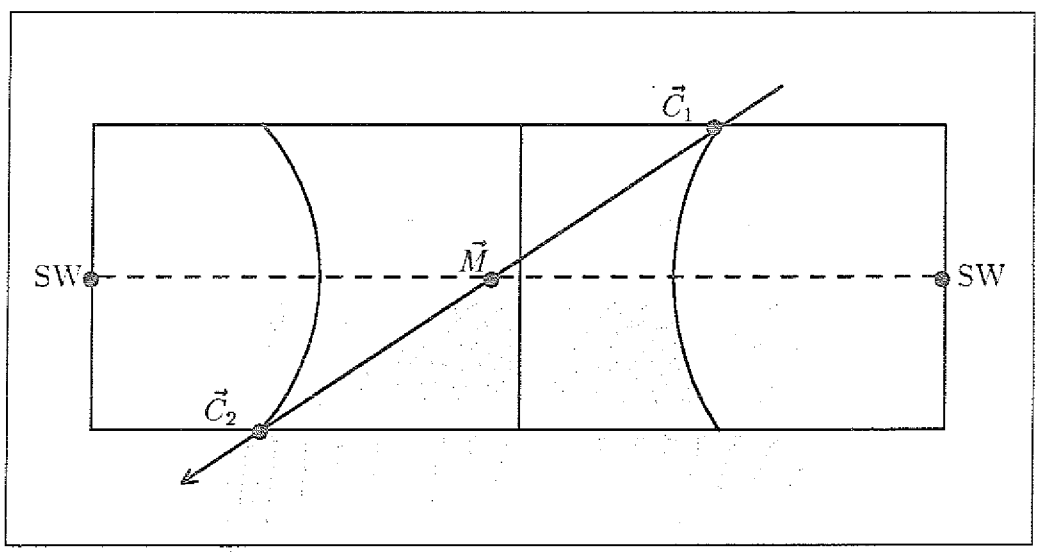


Abbildung 3.8: Projektion der Spurkoordinaten auf die Zellenmittelebene; $\vec{C}_{1(2)}$: erster (zweiter) Berührpunkt der Spur an entsp. Isochrone; $\vec{M}$: Spurreferenzort in Mittelebene

3.2.4 Verschiedene Zellentypen

Da Drahtkathoden im Gegensatz zu geschlossenen Folien äußere Felder nicht abschirmen, wird die Feldgeometrie in einer Zelle von der jeweiligen Umgebung beeinflußt.
Am drastischsten macht sich der Felddurchgriff bei einem Vergleich der Zellen aus einer Doppelebene, die in ihrer Mitte nur eine Drahtkathode hat, und einer Einfachebene bemerkbar.

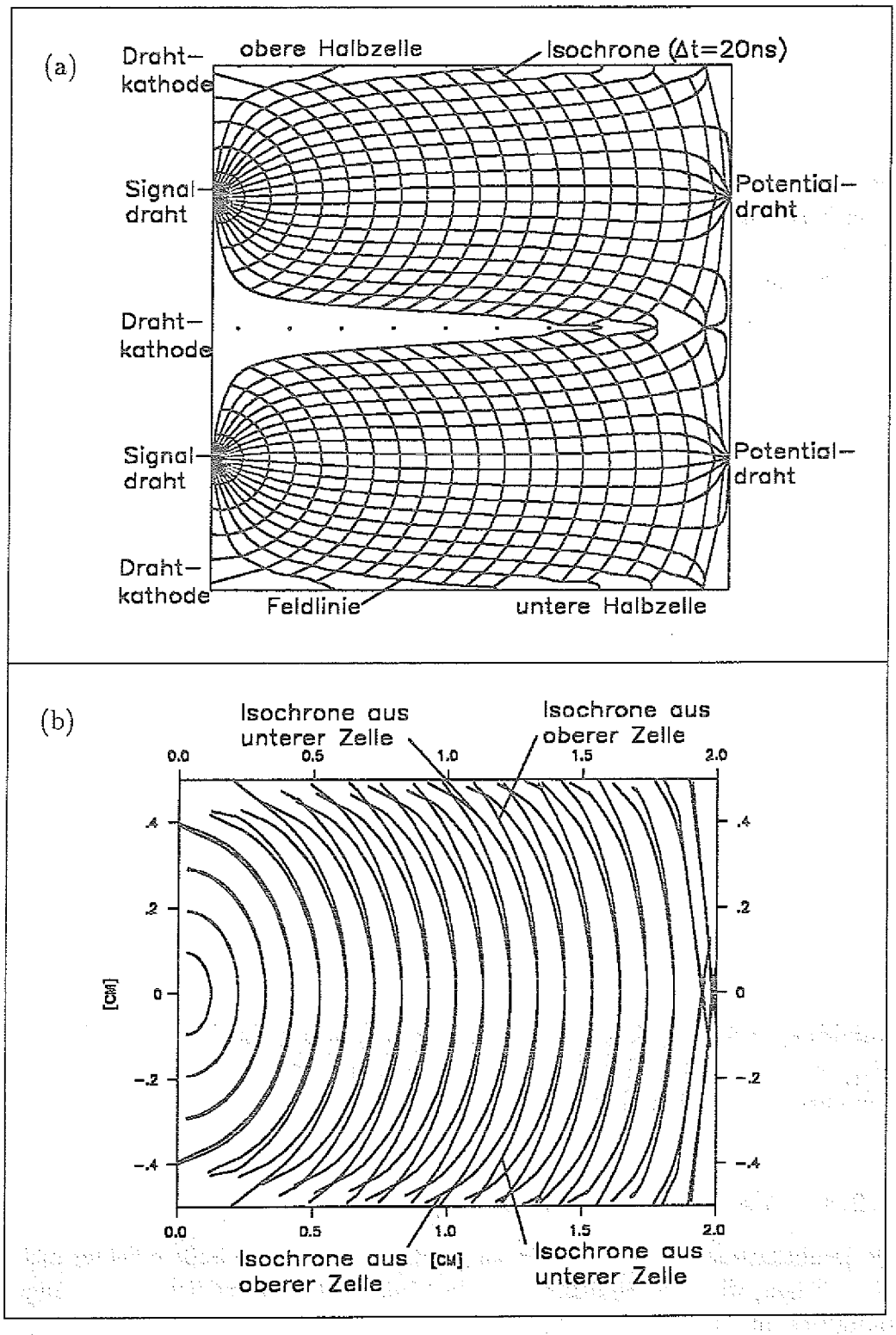


Abbildung 3.9: (a) Isochronen-/Feldverlauf in einer Doppelzelle; (b) Isochronen aus beiden Zellentypen optisch übereinandergelegt

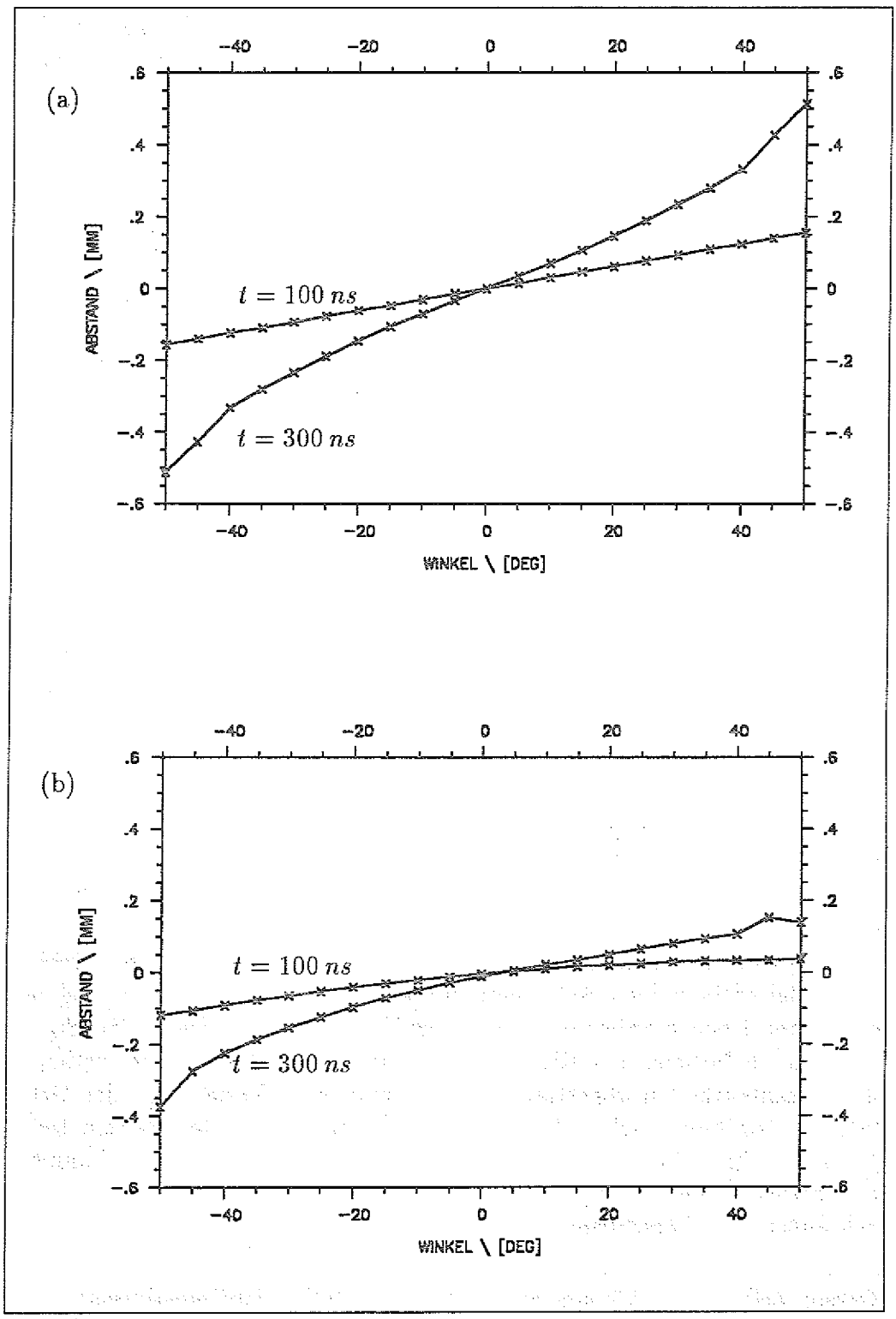


Abbildung 3.10: Abstände der Tangenten gleicher Neigung an Isochronen (100/300 ns) aus einer unteren und oberen Doppelhalbzelle (a) und aus der asymmetrischen und symmetrischen Halbzelle (b) – (in dem aus GARFIELD–Berechnungen interpolierbaren Winkelbereich; s. S. 20)

Der Verlauf der Feldlinien und Isochronen für eine Doppel(halb-)zelle ist der Abb. 3.9 (a) zu entnehmen. Sie laufen in Richtung der gemeinsamen Drahtkathode enger zusammen als zum anderen Ende hin. Sie sind asymmetrisch, während die Isochronen einer Einfachzelle symmetrisch zur Mittelebene liegen.
Um die Feldasymmetrie deutlicher hervorzuheben, sind die Isochronen (im Abstand 20 ns) der oberen und unteren Zelle in Abb. 3.9 (b) optisch übereinandergelegt. Quantitativ kann der Asymmetrieeffekt einige 100 μm betragen. Wie an Hand Abb. 3.10a ersichtlich, ändert sich der Abstand zweier entsprechender Tangenten an Isochronen aus unterer und oberer Zelle mit der Driftzeit und wächst mit dem Winkel. Analog sieht man in Abb. 3.10b die Distanzen sich entsprechender Tangenten (gleiche Driftzeit und gleiche Neigung) aus einer symmetrischen und asymmetrischen Zelle.
Diese Werte wurden berechnet, nachdem analog zu dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Verfahren auch für die Doppelzelle eine Lookup-Table erstellt worden ist.
Da die Differenzen nicht vernachläßigbar sind, existieren zumindest zwei Zellentypen, denen mit eigenen Koordinatentabellen Rechnung getragen werden muß.
Die Symmetrie der Differenzen in Abb. 3.10a bzgl. der 0° – Richtung ist äquivalent zur Spiegelsymmetrie zwischen einer oberen und einer unteren Halbzelle (s. Kap. 3.2.5). Die Links-Rechts–Asymmetrie in Abb. 3.10b zeigt, daß der Felddurchgriff zur Mitte einer Doppelzelle hin ansteigt.

Mangelnde Abschirmung seitens der Drahtkathoden führt zu einer weiteren und schwer zu korrigierenden Feldmodifikation:
Die Drahtkathoden benachbarter Ebenen der einen Orientierung beeinflussen die Zellen der anderen Orientierung.
Man betrachte z.B. eine Zelle, die die x-Koordinate mißt und deren Drähte demzufolge entlang der y-Achse gespannt sind. Die Kathoden der orthogonal orientierten Ebenen haben einen Durchgriff in diese Zelle. Dieser Durchgriff fluktuiert im Beispiel in y-Richtung, da dort entlang das Feld der orthogonalen Drahtkathoden abgestuft ist. D.h., man muß Variationen der Orts-Driftzeit-Beziehung auch in der Koordinate betrachten, in der die Zelle keine Auflösung zeigt. 'Graded field'-Kathoden zeigen den Vorteil, daß ein homogenes Driftfeld erzeugt wird. Der Felddurchgriff kann durch zusätzliche Folien nach außen hin abgeschirmt werden.

Weitere Zellentypen können aus einer mangelnden Übereinstimmung der Drahtpositionen mit ihrer Sollage resultieren. Dies modifiziert die Feldgeometrie und somit die Orts-Driftzeitbeziehung.
Es ist notwendig, alle Zellen nach den vorkommenden Typen zu klassifizieren und die Koordinaten dann den typenspezifischen Tabellen zu entnehmen.

In dieser Arbeit wurden zunächst die beiden den Einfach–Doppelzelleneffekt beschreibenden Koordinatentabellen entwickelt und verwendet.
Im EVAL–Programm sind bisher verschiedene Koordinatentabellen zwar ebenenweise, aber nur für die 0°–Richtung der Spuren erstellt. Die Winkelkorrektur erfolgt für alle Zellen (Zelltypen) gleich. Dies führt zu nicht korrigierbaren Fehlern zu großen Winkeln hin.

3.2.5 Zellensymmetrien

Die beiden Koordinatentabellen sind so aufgebaut, daß sie die Koordinaten der in Strahlrichtung rechten bzw. unteren rechten Zellenhälfte wiedergeben. Die Koordinaten einer linken bzw. (im Falle der Doppelzellen) der oberen Hälften gewinnt man unter Ausnutzung zelleneigener Symmetrien.
Aus beiden Tabellen erhält man die linke Halbzelle durch Spiegelung an einer zur Strahlrichting parallelen Achse im Zellenmittelpunkt. Der Feldverlauf oberer Zellen einer Doppelebene geht aus der Spiegelung an der gemeinsamen Drahtkathode hervor.
Die Tab. 3.4 zeigt, wie die Koordinatenumrechnungen für die asymmetrische Koordinatentabelle – die symmetrische ist als Spezialfall enthalten – in den zu unterscheidenen Fälle aussehen. Die Koordinaten der Tabelle selbst werden mit x und z abgekürzt.
(Die Indices r,l,o,u bezeichnen Koordinaten aus rechten, linken, oberen und unteren Hälften, die jew. für den Zeitpunkt t und den Winkel α gesucht werden.)

x_{ul}	$=$	$-x(t,-\alpha)$	x_{or}	$=$	$x(t,-\alpha)$	x_{ol}	$=$	$-x(t,\alpha)$
z_{ul}	$=$	$z(t,-\alpha)$	z_{or}	$=$	$-z(t,-\alpha)$	z_{ol}	$=$	$-z(t,\alpha)$

Tabelle 3.4: Koordinatentransformationen

3.3 Influenzdriftkammer

3.3.1 Anforderungen

Mit der Influenzdriftkammer sollen – wie in Kap. 1.1 erläutert – insbesondere Spuren geladener Σ–Teilchen direkt gemessen werden.
Für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm}$ berechnet man bei einem Strahlimpuls von $1.92\,GeV/c$ die in Tab. 3.5 angegebenen Größen im Laborsystem.
Daraus sind an einen Detektor, mit dem die $\Sigma^{\pm}$–Spuren direkt vermessen werden sollen, folgende Anforderungen abzuleiten:

	p_{min} $[MeV/c]$	p_{max} $[MeV/c]$	ϑ_{lab} $[°]$	$(c \cdot \tau)_{lab}$ $[cm]$
$\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$	743	1179	10.3	1.5
$\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$	835	1087	5.9	3.1

Tabelle 3.5: Kinematische Größen der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm}$ für einen Strahlimpuls von $1.92\,GeV/c$

- wegen der geringen Zerfallslänge der Teilchen muß der Detektor viele Meßwerte pro Länge in $z-$Richtung liefern und die Ortsauflösung sollte kleiner $50\,\mu m$ sein, damit die Spur und der charakteristische 'Knick' am Zerfallsort mit ausreichender Genauigkeit vermessen werden können

- wegen des geringen Laboröffnungswinkels muß er im Bereich des Antiprotonenstrahls sensitiv sein; dies erfordert eine Ratenverträglichkeit bis zu 10^6-Teilchen$/(s \cdot mm^2)$

- die Massenbelegung muß gering sein, um Coulomb–Vielfachstreuung der Hyperonen und andere unerwünschte Reaktionen (z.B. durch den Antiprotonenstrahl) zu minimieren

Bei dem Versuch, die Auflösung einer herkömmlichen Driftkammer zu verbessern, stößt man auf physikalische Grenzen. Die Diffusion eines Ladungsclusters läßt sich durch Verkleinern der Driftstrecke verringern. Die durch die Poisson-Statistik bedingten Schwankungen der Primärionisation nehmen mit kleiner werdener Driftstrecke zu und dominieren im Abstand von ca. $1\,mm$ vom Signaldraht [SA77]. Unter Berücksichtigung des Fehlers, der aus Ungenauigkeiten der Driftzeitmessung entsteht, läßt sich mit herkömmlichen Driftkammern auch durch Miniaturisierung eine Auflösung von typisch $100\mu m$ kaum unterschreiten.
Da in einer Driftzelle maximal eine Koordinate einer Teilchenspur bestimmt wird, weist eine herkömmliche DC in $z-$Richtung keine hohe Granularität auf.
Um den erst genannten Anforderungen zu genügen, erscheint es sinnvoller, nach einem erweiterten Meßprinzip zu fragen. Eine Möglichkeit dazu bietet die IDC.

3.3.2 Konstruktion

Eine Ebene der IDC hat den in Abb. 3.11 skizzierten Aufbau. In der Drahtebene sind abwechselnd Potential- und Anodendrähte angeordnet. Benachbarte Drähte haben eine Distanz von $0.3\,mm$. Parallel dazu befindet sich im

Abstand von 3 mm die sog. weite Kathode, im Abstand von 0.5 mm die nahe Kathode. Als Driftzelle bezeichnet man den durch zwei Potentialdrähte eingegrenzten Bereich, wie in der Abb. 3.11 gestrichelt gekennzeichnet.
Als Detektorgas wird Isobutan mit einem Ethanol–Zusatz von 4.5% verwendet.
Wählt man die Spannungseinstellungen der Tab. 3.6, erhält man den in der Abb. 3.12 dargestellten Feldlinien– und Isochronenverlauf (aus GARFIELD).

Spannung der weiten Kathode	U_{kw}	=	3.8 kV
Spannung der nahen Kathode	U_{kn}	=	1.75 kV
Spannung der Potentialdrähte	U_{pot}	=	1.2 kV
Spannung der Anodendrähte	U_{an}	=	0 kV

Tabelle 3.6: Betriebsspannungen der IDC

Im größten Bereich der Zelle ist das Feld homogen, in unmittelbarer Anodennähe radialsymmetrisch.

3.3.3 Funktionsprinzip

Zur Veranschaulichung des Funktionsprinzips betrachten wir eine Spur, die wie in Abb. 3.12 dargestellt eine IDC–Zelle durchkreuzt und einzelne Ladungscluster hinterläßt.
Jeder Punkt in der Zelle ist durch den Schnittpunkt einer Feldlinie und einer Isochrone festgelegt. Bestimmt man demnach die Feldlinie, unter der ein Ladungscluster auf den Anodendraht zuwandert, und die Driftzeit (Isochrone) des Clusters, hat man einen Ionisationsort des Teilchens in der Zelle und somit einen Spurpunkt (in der Projektion auf eine zur Drahtausrichtung orthogonale Ebene) bestimmt. Gelingt dies für jedes einzelne Ladungscluster, mißt man eine entsprechende Anzahl von Spurpunkten innerhalb einer Zelle und erreicht so die geforderte hohe Granularität in $z-$Richtung.

In der IDC wird die jeweilige Feldlinie durch Messung der Differenz der auf die Potentialdrähte influenzierten Ladungen festgelegt. Die Driftzeitmessung ist durch eine schnelle Abtastung dieses Signals möglich.
Wie die Abb. 3.12 zeigt, ergibt sich die Relation

$$x = \frac{d}{2} \cdot \frac{\alpha}{\alpha_{max}}$$

zwischen der $x-$Koordinate der Feldlinie im homogenen Bereich und dem Winkel, mit dem die Feldlinie auf die Anode zuläuft [RO92].

Bei einer Gasverstärkung M von $1 \cdot 10^5$ und einer Spurlänge von $3.5\,mm$ in Isobutan übersteigt die Zahl der Elektronen in der Lawine nicht die Grenze von 10^7. Wird diese Grenze überschritten, so umschließt die Lawine die Anode und hat keinen definierten azimuthalen Ladungsschwerpunkt [MA88]. Unterhalb dieser Grenze bleibt die Winkelinformation der Ladungscluster erhalten und kann über die Differenz der auf die Potentialdrähte influenzierten Ladungen gemessen werden. Es gelten die Beziehungen

$$Q_{infl}(P_i) = Q \cdot (c_1 - \frac{1}{2}c_2 sin(\alpha))$$
$$Q_{infl}(P_{i+1}) = Q \cdot (c_1 + \frac{1}{2}c_2 sin(\alpha))$$

Dabei bezeichnet Q die Ladungen der Lawine und Q_{infl} die auf die Potentialdrähte P_i und P_{i+1} influenzierte Ladung. Die Faktoren c_1 und c_2 legen das Verhältnis des konstanten und des winkelabhängigen Anteils am Signal fest. Man entnimmt der Gleichung, daß die Ladungsdifferenz in eindeutiger Beziehung zum Winkel α und somit zur $x-$Koordinate der Feldlinie (im homogenen Bereich) steht.
Erfolgt die Auslese durch ADC's, werden die Signale der einzelnen Ladungscluster integriert. Man mißt so den Mittelwert der Koordinaten über alle Cluster, was dem Schwerpunkt der Spur im entsprechenden Kammerbereich entspricht. Im Vergleich dazu ergibt sich eine Spurkoordinate in einer herkömmlichen Driftkammer allein aus den schnellsten Elektronen eines Ladungsclusters.
Die zeitliche Auflösung des influenzierten Signals und somit die zusätzliche Driftzeitmessung der Ladungscluster ist durch den Einsatz von FADC's[2] möglich. Diese erfordern die asymmetrische Anordnung der Kathoden relativ zur Drahtebene, um den unteren vom oberen Driftbereich trennen zu können.
Bisher werden mit $100\,MHz$ getaktete FADC's verwendet, die den Driftraum in nur 6 Bereiche elektronisch unterteilen [RO92]. Um einzelne Cluster zu erfassen, benötigt man eine um den Faktor 10 bessere Zeitauflösung [LI92].

Als gasgefüllte Vieldrahtkammer erfüllt die IDC die Forderung nach geringer Massenbelegung. Bei einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^3$ beträgt die Ortsauflösung $36\,\mu m$ für orthogonale Spuren, die sich für schräge Spuren bei FADC–Einsatz um $2.2\,\mu m/°$ verschlechtert [RO92]. Ausführliche Beschreibungen des mechanischen Aufbaus, des Aufbaus der Auslese-Elektronik insbesondere im Hinblick auf die FADC's und der Meßergebnisse bezüglich der Ortsauflösung und Ratenabhängigkeit findet man in [BR91], [DA91], [DE92], [LI92],[RO92] und [ST91].

[2]Flash Analog to Digital Converter

3.3.4 Vergleich der Vieldrahtkammern

Die vorgestellten Vieldrahtkammern – die MWPC, DC und IDC – legen nach dem gleichen Prinzip, nämlich durch Messung der Ionisationsorte, die Ortskoordinaten einer Teilchenspur fest. Sie unterscheiden sich durch eine Zunahme der gemessenen Information von der MWPC über die DC zur IDC. In der

Detektor	gemessene Information
MWPC	angesprochener Signaldraht
DC	angesprochener Signaldraht und Driftzeit
IDC	angesprochene Signaldrähte, Driftzeiten und die auf Potentialdrähte influenzierte Ladungsdifferenzen

Tabelle 3.7: Vergleich der Vieldrahtkammern

MWPC werden die Spurkoordinaten allein durch die des angesprochenen Signaldrahtes festgelegt. In der DC wird dieses Prinzip durch Messung der Driftzeit erweitert. Der Berührpunkt der Spur an die betreffende Isochrone kann erst bei Kenntnis des Spurwinkels bestimmt werden (s. Kap. 3.2). Indem in der IDC zusätzlich die auf Potentialdrähte influenzierte Ladungsdifferenz gemessen wird, können (im Prinzip) die Koordinaten jedes Ladungsclusters bestimmt werden (s. Kap. 3.3.3).

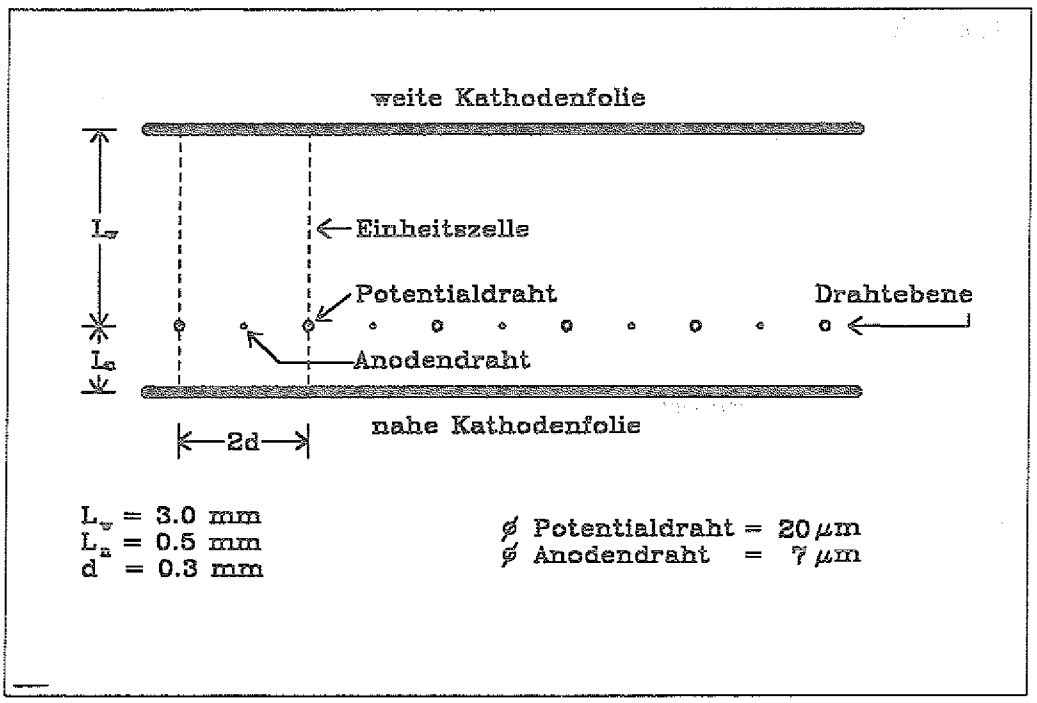


Abbildung 3.11: Aufbau einer IDC-Ebene

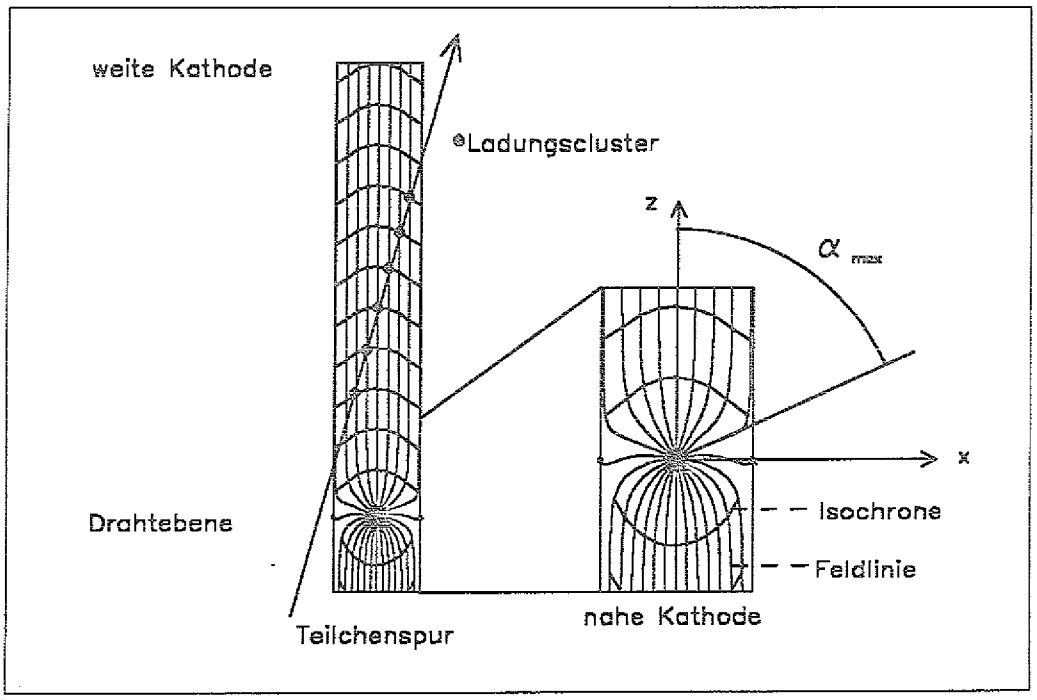


Abbildung 3.12: Feldlinien- und Isochronenverlauf in einer IDC-Zelle; Beziehung zwischen x-Koordinate und Winkel

Kapitel 4

Rotationsmethode

4.1 Grundprinzip

Die Abbildungen 4.1 zeigen ein in der MWPC gemessenes Ereignis aus vier verschiedenen Perspektiven. Die MWPC ist mit ihren angesprochenen $u-$ und $v-$Drähten in einer dreidimensionalen Darstellung, in einer Aufsicht ($u/v-$Projektion) und i.f. in zwei Seitenansichten ($u/z-$ und $v/z-$Projektion) zu sehen.
Es handelt sich hier um eine einzige Teilchenspur, die sich aus Treffern aller Ebenen zusammensetzt. Die Spur ist erwartungsgemäß geradlinig, da sich die MWPC (wie auch die DC) nicht in einem Magnetfeld befindet.
Ein Punkt $\vec{S}$ auf der 3D-Spurgeraden läßt sich beschreiben durch:

$$\boxed{\begin{aligned} \vec{S} &= \vec{S}^0 + \lambda \cdot \vec{e} \\ |\vec{e}| &= 1 \end{aligned}} \tag{4.1}$$

Dabei ist λ ein reeller Parameter, $\vec{S}^0$ ein Referenzpunkt auf der Geraden und $\vec{e} = (e_u, e_v, e_z)$ der Einheitsvektor in Spurrichtung, dessen Komponenten die Richtungskosini der Geraden auf die Koordinatenachsen darstellen.
Die $u/z-$ und $v/z-$Projektionen in Abb. 4.1 zeigen die Projektionen der dreidimensionalen Teilchenspur auf die $u/z-$Ebene bzw. auf die $v/z-$Ebene. Die angesprochenen Drähte beider Orientierungen definieren eine Ebene E_u bzw. E_v, die beide die Teilchenspur enthalten müssen. Für die Punkte $\vec{P}$ der durch die angesprochenen $u-$Drähte festgelegten Ebene E_u gilt:

$$\boxed{\begin{aligned} (\vec{P} - \vec{P}^0) \cdot \vec{n} &= 0 \\ |\vec{n}| &= 1 \end{aligned}} \tag{4.2}$$

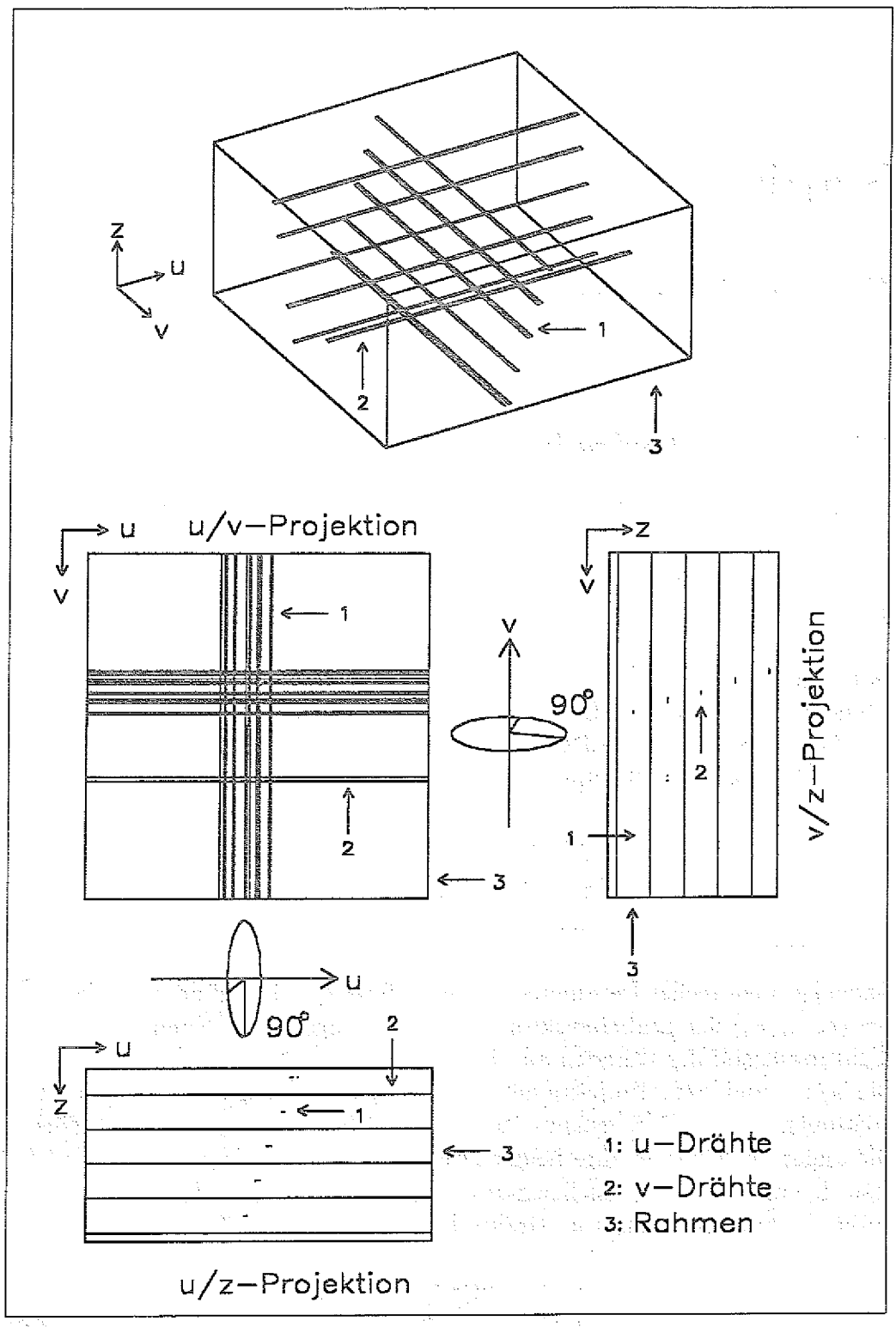


Abbildung 4.1: Ein gemessenes Ereignis in der MWPC in einer 3D-Darstellung, in der $u/v-$, $u/z-$ und $v/z-$ Projektion

$\vec{P}^0$ ist ein Referenzpunkt, $\vec{n}$ der Normaleneinheitsvektor der Ebene. $\vec{n}$ steht orthogonal zur $v-$Achse, d.h. es ist $\vec{n} = (n_u, 0, n_z)$. Analog beschreibt ein Normalenvektor $\vec{m}$ und Referenzort $\vec{Q}^0$ die Punkte $\vec{Q}$ der Ebene E_v.
Die Spur ist die Schnittgerade dieser Ebenen. Demnach steht der Richtungseinheitsvektor $\vec{e}$ senkrecht auf den Ebenennormalen und es gilt:

$$\left.\begin{array}{rcl} \vec{e}\cdot\vec{n} & = & 0 \\ \vec{e}\cdot\vec{m} & = & 0 \\ |\vec{e}| & = & 1 \end{array}\right\} \quad \Longleftrightarrow \quad \boxed{\vec{e} = \frac{\vec{n}\times\vec{m}}{|\vec{n}\times\vec{m}|}} \tag{4.3}$$

Daraus leitet man ab:

$$\begin{pmatrix} e_u \\ e_v \\ e_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -e_z\cdot(n_z/n_u) \\ -e_z\cdot(m_z/m_v) \\ \left(1+(n_u/n_z)^2+(m_v/m_z)^2\right)^{-1/2} \end{pmatrix} \tag{4.4}$$

Für den Referenzpunkt $\vec{S}^0$ findet man:

$$\boxed{\begin{array}{rcl} (\vec{S}^0-\vec{P}^0)\cdot\vec{n} & = & 0 \\ (\vec{S}^0-\vec{Q}^0)\cdot\vec{m} & = & 0 \end{array}} \tag{4.5}$$

Zunächst gilt es also die Ebenen bzw. die Spurstücke in den beiden Projektionen zu bestimmen. Ein Ansatz dazu beruht auf der Feststellung, daß die angesprochenen Drähte einer Spur bildlich formuliert mit Blick in Spurrichtung hintereinander stehen. Dies geht insbesondere aus der Abb. 4.2 hervor, in der die Strahlrichtung als Blickrichtung gewählt ist. Die Kammer ist dabei mit dem Winkel α, den das Spurstück der $u/z-$Projektion mit der $z-$Achse einnimmt, um die $v-$Achse gedreht. Die Größe $\cos(\alpha)$ ist der Richtungskosinus bzgl. der $z-$Achse der auf die $u/z-$Ebene projizierten Spurgeraden. Da der Normalenvektor $\vec{n}$ dazu senkrecht steht,folgt:

$$\begin{pmatrix} n_u \\ n_v \\ n_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos(\alpha) \\ 0 \\ \sin(\alpha) \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

Die Abb. 4.3 zeigt dieselbe Drehung der Kammer, die hier in der Projektion auf die $u/v-$Ebene dargestellt ist. Ein Vergleich mit der $u/v-$Projektion in Abb.4.1 veranschaulicht, wie aus einer Vielzahl klar getrennter Drahtlinien eine (breitere, aber) einzelne Linie wird.

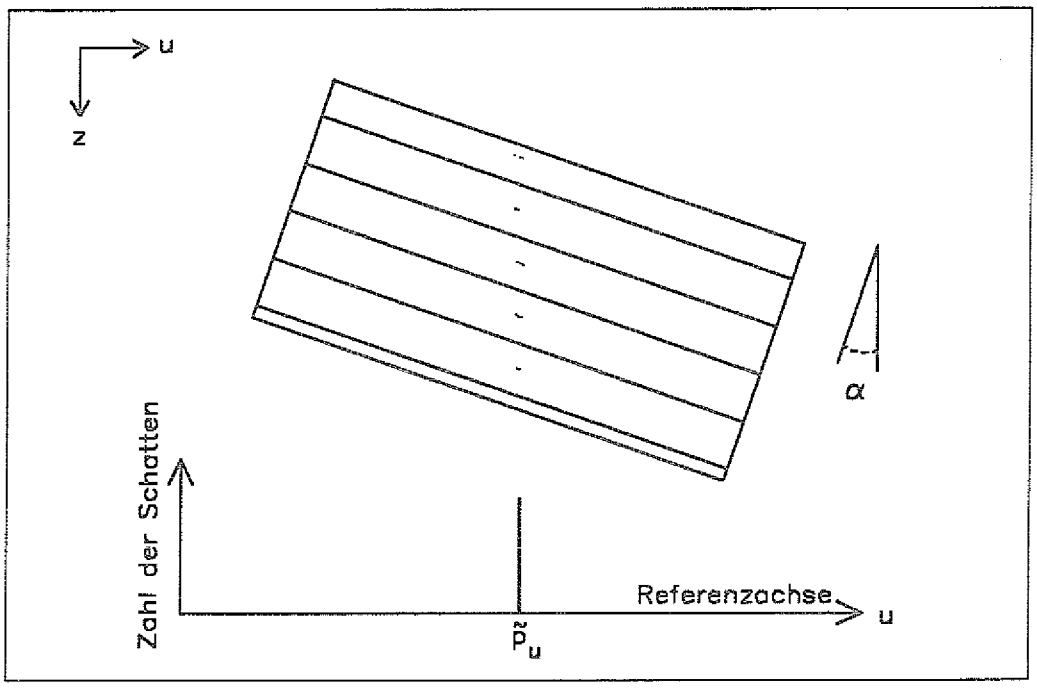


Abbildung 4.2: u/z–Projektion der MWPC nach Drehung in Richtung des u/z–Spurstücks um die v–Achse

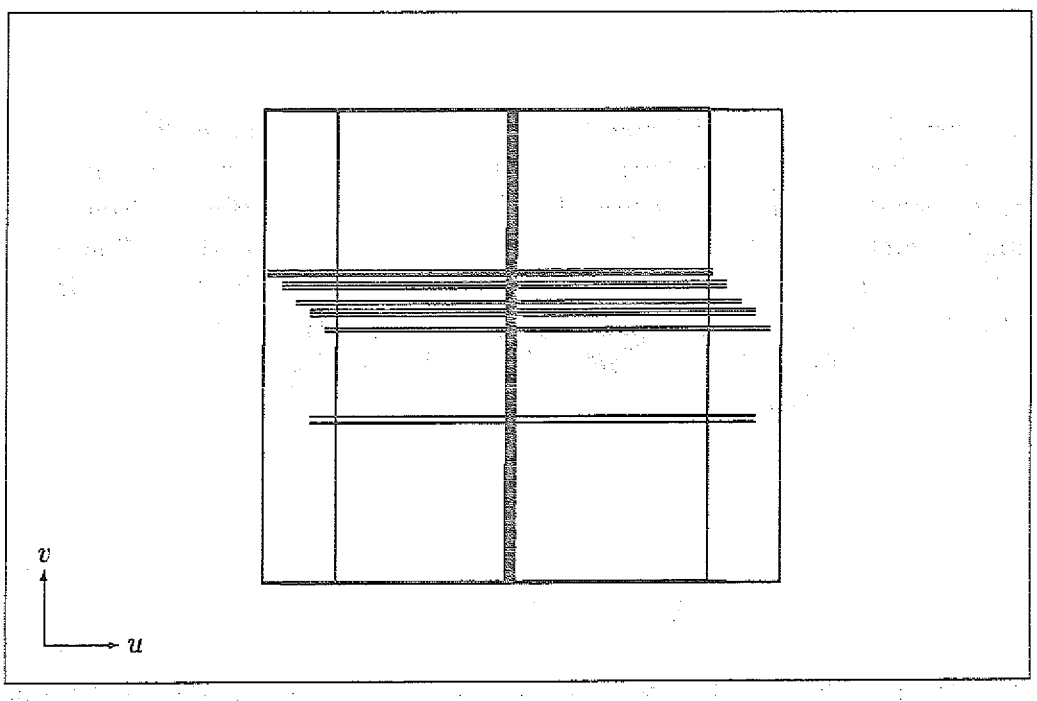


Abbildung 4.3: u/v–Projektion der Kammer nach Drehung wie in Abb. 4.2

Anschaulich beschrieben verschwinden die Drähte im Schatten des vordersten. Die Lage des Schattens $\tilde{p}_u$ auf der $u-$Achse ist ein Referenzort der auf die $u/z-$Ebene projizierten und um die $v-$Achse um den Winkel α gedrehten Spurgeraden. Aus den Koordinaten dieses gedrehten Referenzortes berechnet man über eine inverse Drehung ($-\alpha$ um $v-$Achse) den Referenzort $\vec{P}^0$ der Ebene E_u:

$$\begin{pmatrix} P_u^0 \\ P_v^0 \\ P_z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{p}_u \cdot \cos(\alpha) \\ 0 \\ \tilde{p}_u \cdot \sin(\alpha) \end{pmatrix} \tag{4.7}$$

Drehungen um die $u-$Achse liefern analog einen Winkel β und eine Position $\tilde{q}_v$, die die Lage und den Drehwinkel des Schattens der orthogonalen Orientierung beschreiben.
Die Rotationsmethode erlaubt die Bestimmung aller Parameter der Ebenen E_u und E_v und somit die der Teilchenspur:

$$\boxed{\begin{array}{ccc} (\alpha, \tilde{p}_u) & \leftrightarrow & (\vec{n}, \vec{P}^0) \\ (\beta, \tilde{q}_v) & \leftrightarrow & (\vec{m}, \vec{Q}^0) \end{array}} \tag{4.8}$$

Für die Gleichung 4.4 folgt:

$$\begin{pmatrix} e_u \\ e_v \\ e_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_z \cdot \tan(\alpha) \\ e_z \cdot \tan(\beta) \\ (1 + \tan^2(\alpha) + \tan^2(\beta))^{-1/2} \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

Um aus Gl. 4.5 einen Referenzpunkt zu bestimmen, kann man z.B. $S_z^0 = 0$ vorgeben und erhält:

$$\begin{pmatrix} S_u^0 \\ S_v^0 \\ S_z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{p}_u \cdot (\cos(\alpha) - \sin(\alpha) \cdot \tan(\alpha)) \\ \tilde{q}_v \cdot (\cos(\beta) - \sin(\beta) \cdot \tan(\beta)) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4.10}$$

Die Wahl dieses Schwerpunktes ist nicht ausgezeichnet. Sein Fehler hängt sowohl von dem des Referenzpunktes als auch dem des Drehwinkels ab. Daher erscheint es sinnvoller, aus den beteiligten Drähten 'im Schattenwurf' für jede Projektion eine Schwerelinie zu bestimmen. Deren Fehler ist unabhängig vom Drehwinkel. Mit Kenntnis der Spurrichtung läßt sich aus diesen Schwerelinien der Schwerpunkt der Messung festlegen und als Referenzort heranziehen.

Ist die Spur bestimmt, kann man die MWPC in Spurrichtung drehen. Die Spur liegt dann im Balkenkreuz der getroffenen Drähte (Abb. 4.4).
Verläuft die Teilchenspur orthogonal zur Strahlachse, kann mit den vorhandenen Detektoren nicht die Spurgerade, sondern nur die Ebene bestimmt werden, die diese Gerade enthält. Diese Singularität spiegelt sich im vorgestellten Formalismus zur Berechnung der Spurgeraden wieder.

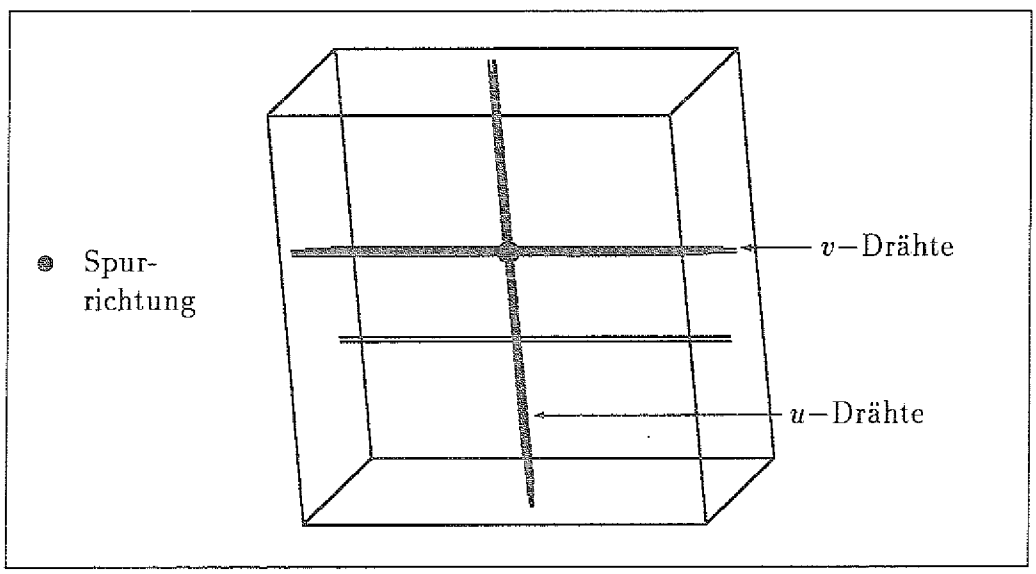


Abbildung 4.4: MWPC in Spurrichtung gedreht

4.2 Anwendung auf die MWPC

4.2.1 Drehung und Projektion der Drahtkoordinaten

Der Ort eines $u-$Drahtes (z.B.) ist in der $u/z-$Projektion eindeutig durch ein Koordinatenpaar definiert. Um die Position und den Drehwinkel zu finden, bei dem die Drähte 'hintereinander' stehen, wird die Kammer in den verschiedenen Winkelstellungen betrachtet. Das anschauliche 'Hintereinanderstehen' bedeutet formal, daß die entsprechend gedrehten Koordinatenpaare nach Projektion auf eine Referenzachse gleich sind. Betrachtet man z.B. die $u/z-$Projektion, bieten sich als Referenzachse die $u-$Achse, als Drehachse die $v-$Achse an. Die Drehung berechnet man durch Multiplikation mit zweidimensionalen Drehmatrizen:

$$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u \\ z \end{pmatrix} \tag{4.11}$$

Definiert man die Strahlrichtung als 0°−Richtung, genügt eine Drehung der getroffenen Drahtkordinaten im Winkelbereich zwischen −90° und 90°, um alle möglichen Richtungen zu erfassen. Die Kurve, die ein einzelner Draht durch Drehung und Projektion beschreibt, ist eine Sinus-Funktion mit bestimmter Amplitude und Phase (Abb. 4.5). Letztere sind durch die jeweilige Drahtposition und das Drehzentrum in der Kammer festgelegt.

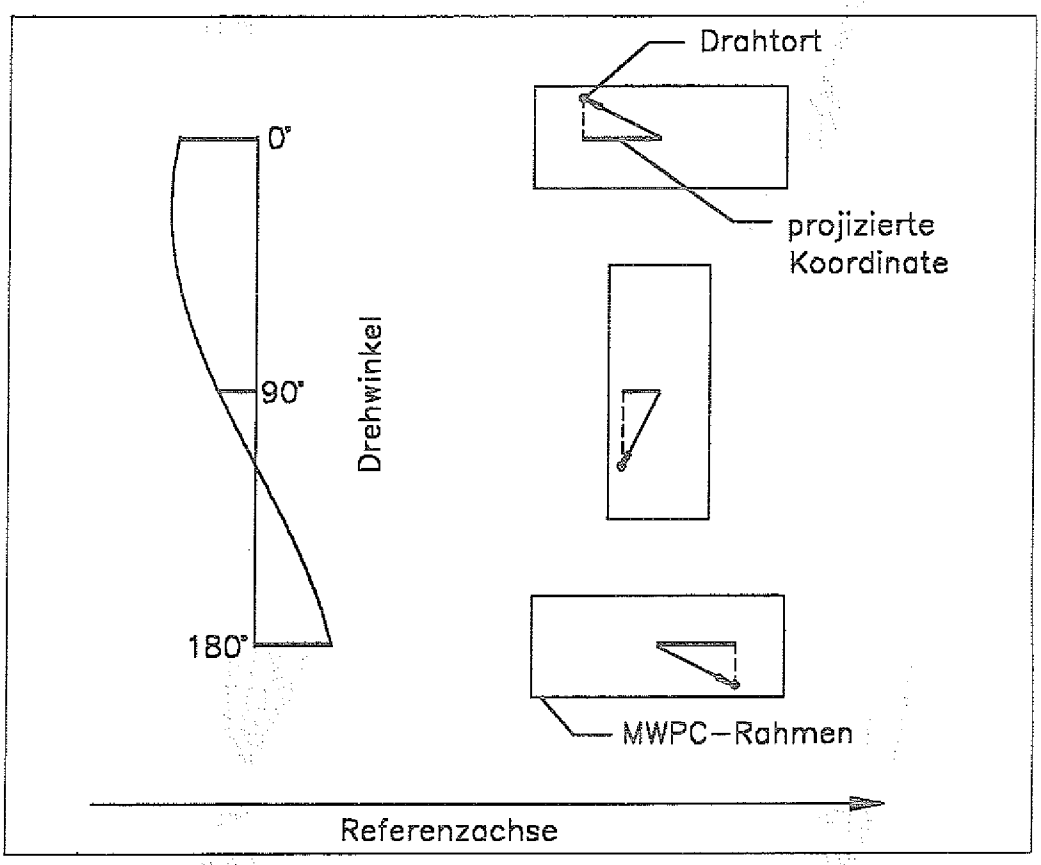


Abbildung 4.5: Verlauf einer Drahtkoordinate nach Drehung und Projektion

Betrachtet man statt eines einzelnen Drahtes das bereits im vorherigen Abschnitt vorgestellte Ereignis, erhält man die Darstellung der Abb. 4.6a (Orts-Winkel-Verteilung des Ereignisses).
Jeder getroffene Draht entspricht einer Sinuskurve. Drähte einer Ebene haben in den Winkelstellungen −90° und +90° identische auf die Referenzachse projizierte Koordinaten. Die zugehörigen Sinuskurven laufen daher bei diesen Winkeln zusammen. Hat man wie im Beispiel zumindest einen Treffer pro Ebene, so sieht man bei ±90° entsprechend der Ebenenanzahl fünf Linien, deren Abstand dem Ebenenabstand entspricht. Die Kurven zweier Drähte verschiedener Ebenen (einer Projektion) haben zwischen −90° und +90° genau einen Schnittpunkt.
Da das betrachtete Ereignis eine Teilchenspur enthält, müssen die getroffenen

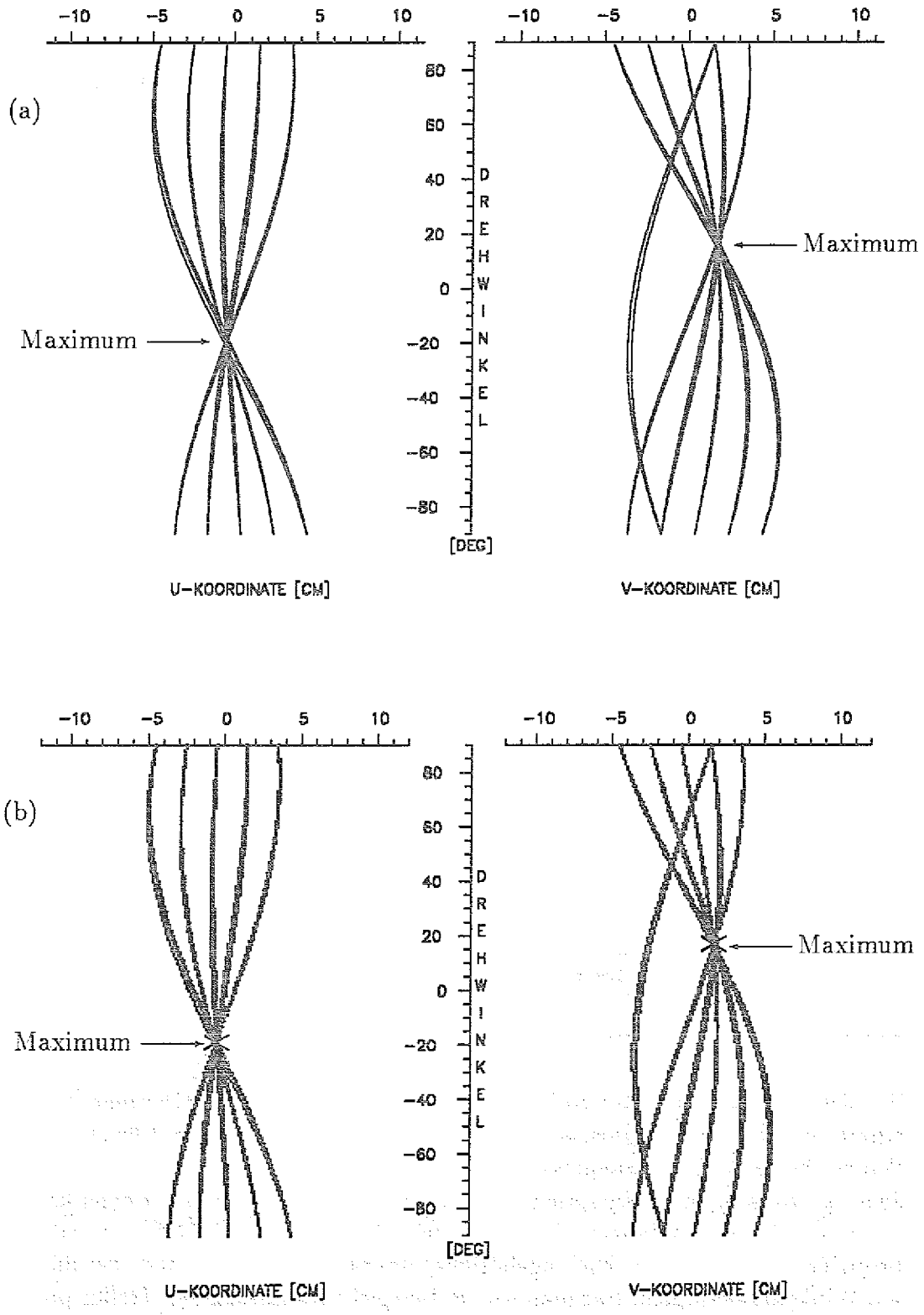


Abbildung 4.6: Orts-Winkel-Verteilung des Ereignisses aus Abb. 4.1: Kurven der Drahtkoordinaten mathematisch exakt (a) und gerastert (b)

Drähte einer Projektion im Rahmen einer noch festzulegenden Toleranz unter einem gewissen Drehwinkel gleiche projizierte Koordinaten haben. Dies ist in Abb.4.6a offensichtlich bei den mit einem Pfeil markierten Schnittpunkten der Fall. Im Schnittpunkt ist die Zahl der im Schattenwurf stehenden Drähte maximal. Er ist durch einen Drehwinkel und einer Position auf der Referenzachse charakterisiert, so daß sich gemäß den Gleichungen aus Kap. 4.1 die Ebenenparameter berechnen lassen.

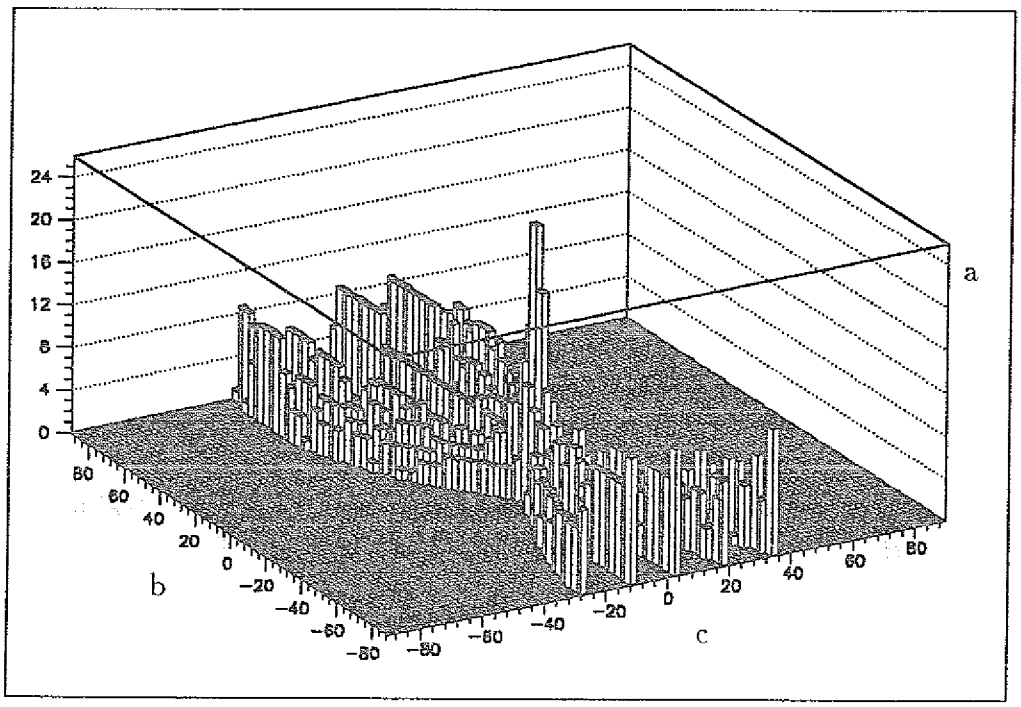
4.2.2 Bestimmung der Maxima

Für die Aussagekraft der Maxima können Kriterien aufgestellt werden, an Hand derer sich die Maxima von zufälligen Überschneidungen verschiedener Drahtlinien an anderen Orts–Winkel Positionen eindeutig unterscheiden lassen. Ein Hauptkriterium ist die Anzahl der sich in der Projektion überlagernden Drähte.
Auf Grund der endlichen Ortsauflösung der MWPC werden i.a. die Schnittpunkte der Kurven in einem Maximum über einen gewissen Raum–Winkel–Bereich verschmiert sein. Die Orts-Winkel-Verteilung wird daher unter einem Raster betrachtet (Abb. 4.6b). Diese Abbildung zeigt die mathematischen Sinuskurven der Abb. 4.6a mit der Struktur des Rasters.

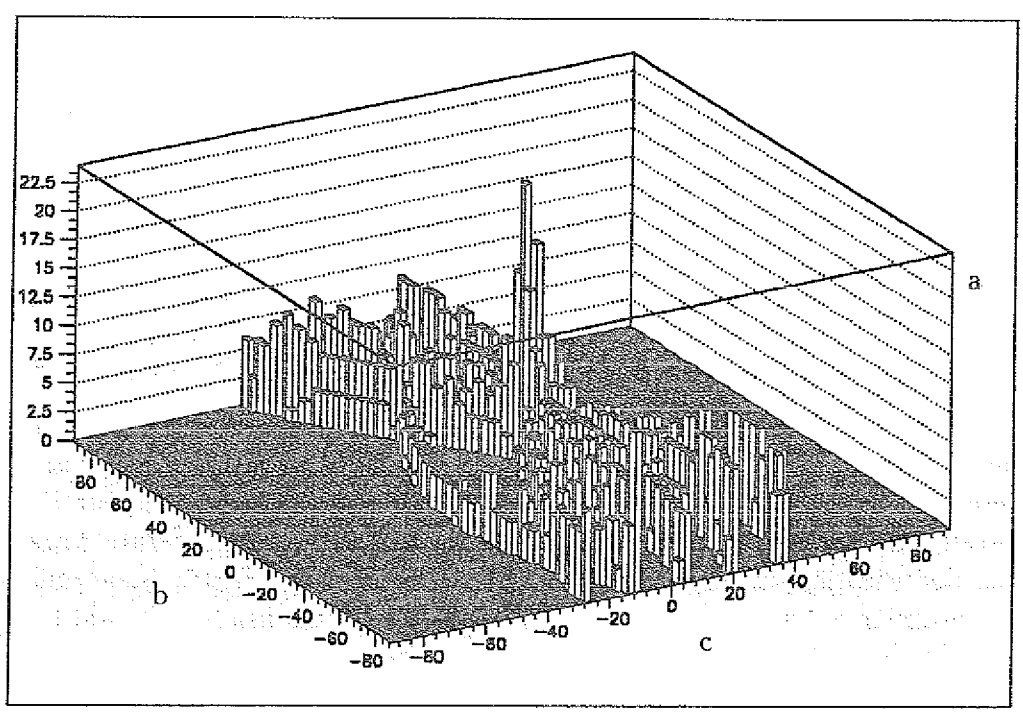
Das Grundgerüst des Algorithmusses zur Bestimmung der Maxima ist es, die Einträge in den einzelnen Zellen ('Bins') des Rasters zu zählen und zu vergleichen. Die gewählte 'Bin'-Größe beträgt ($17.45\,mrad \cdot 1.27\,mm$). D.h. die Drehung erfolgt in $1°-$Schritten, und als Zellenbreite in Ortsrichtung wurde der Drahtabstand gewählt.
Trägt man graphisch in der dritten Dimension die Zahl der Einträge auf, erhält man aus Abb. 4.6b die Histogramme der Abb. 4.7. Die Maxima heben sich in beiden Projektionen deutlich von der Umgebung ab. Man erkennt aber auch höhere Einträge im Bereich von $\pm 90°$, da alle getroffenen Drähte einer Ebene und somit häufig zahlreiche Treffer verschiedener Spuren unter diesen Winkeln auf eine gleiche Ortskoordinate projiziert werden. Zur Charakterisierung der Maxima genügt es daher nicht, allein die absolute Anzahl N_{abs} der Einträge in den Zellen zu berücksichtigen. Wir betrachten zudem eine normierte Anzahl N_{nor}, die sich aus der vorhandenen Trefferzahl dividiert durch die maximal mögliche in der jeweiligen Zelle ergibt.

Um als Kandidat für eine 'Geradenprojektion' akzeptiert zu werden, wird in einer vorläufigen Programmversion verlangt:

$$\begin{aligned} N_{abs} &\geq 3 \\ N_{nor} &\geq 0.8 \end{aligned}$$



$u-$Koordinate



$v-$Koordinate

Abbildung 4.7: Histogramme der Orts-Winkel-Verteilung aus Abb. 4.6b; a: Zahl der Einträge; b: Drehwinkel; c: Binnummer

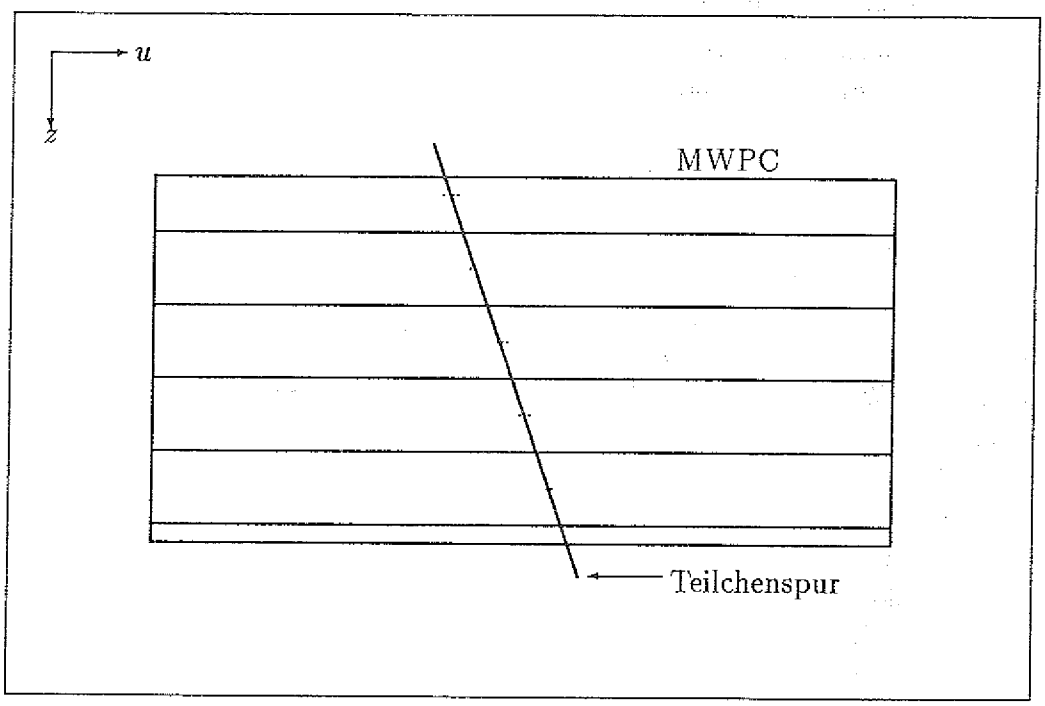


Abbildung 4.8: rekonstruierte Teilchenspur in der u/z−Projektion

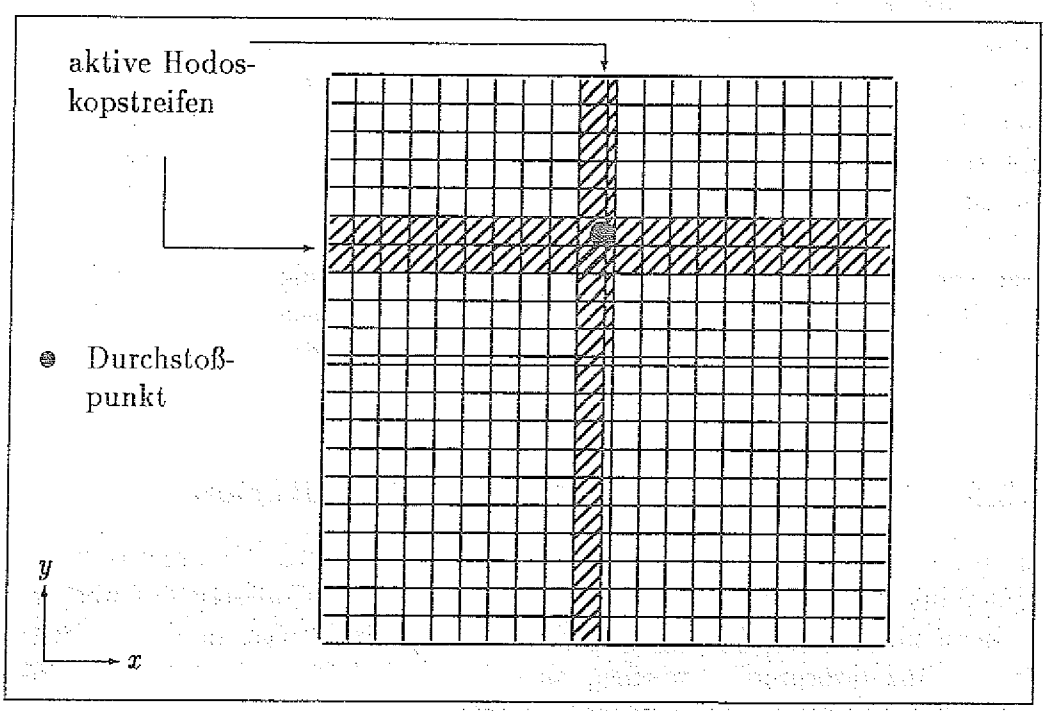


Abbildung 4.9: aus Kammerdaten vorhergesagter Durchstoßpunkt der Teilchenspur im Hodoskop

D.h. die Positionen aller Zellen, die zumindest drei Einträge beinhalten und deren normierte Trefferanzahl 0.8 beträgt, werden als Maxima interpretiert und daraus Spurstücke berechnet. Die Werte N_{abs} und N_{nor} beschreiben die Qualität der jeweils rekonstruierten Spur.
Genügen unmittelbar benachbarte Zellen den Maximumskriterien, oder ist in einer Zelle in zwei aufeinanderfolgenden Winkelschritten ein Maximum zu finden, wird dies als ein einziges Maximum aufgefaßt, wobei der zugehörige Ort und Winkel durch Mittelung berechnet werden. Andernfalls kann ein Maximum mehrmals aufgelöst werden.
Die Anwendung der Methode mit diesen Maximumskriterien auf das bislang betrachtete Ereignis ergibt, daß exakt die vorhandenen Maxima reproduziert werden – erkennbar an den Markierungen in der Abb. 4.6. Die Abb. 4.8 und 4.9 verdeutlichen die gute Übereinstimmung zwischen der aus den Maxima berechneten dreidimensionalen Teilchenspur und den Treffern in einzelnen Detektorkomponenten. Die erste Abbildung zeigt Spur und Kammer in der $u/z-$Projektion. Die zweite Abbildung enthält das Hodoskop mit den einzelnen Szintillatorstreifen. Die getroffenen Streifen (schraffiert) legen einen Kreuzungspunkt fest, durch den ein Teilchen hindurchgegangen ist. Die durch einen Punkt markierte Durchstoßstelle der Spur im Hodoskop liegt mitten in dem Kreuzungspunkt der Szintillatorstreifen.
Die Schwellen für N_{abs} und N_{nor} sind in Abhängigkeit der gewählten Rasterung festgelegt worden. Die Rasterbreite gibt die Genauigkeit an, mit der Ortskoordinate und Winkellage eines Maximums bestimmt werden. Daher sind Breiten zu wählen, die dem Auflösungsvermögen der Kammer entsprechen. Eine weitere Verminderung ist nicht zweckmässig, da die Kammerauflösung nicht durch eine Rekonstruktionsmethode verbessert werden kann. Die bisher gewählte und sicher praktikable Rasterung ist somit einschließlich der Schwellen empirisch zu modifizieren.
Eine Vergröberung des Rasters bedeutet eine beschleunigte Suche der Maxima, allerdings auf Kosten der Genauigkeit. Dementsprechend bietet sich eine Grobrasterung an, nach der anschließend beste Kandidaten in einem Raster maximal möglicher Genauigkeit untersucht werden.

4.2.3 Verbesserung der Maximumskriterien

Die bisher vorgestellten Kriterien zur Identifikation eines Maximums in der Orts-Winkel-Verteilung eines Ereignisses müssen weiter differenziert werden. Es kann mit diesen Bedingungen vorkommen, daß Punkte in Verteilungen als Maxima interpretiert werden, an denen sich keine befinden, oder daß tatsächliche Maxima nicht gefunden werden.
I.f. seien zwei typische Fälle vorgestellt, in denen an Hand der erläuterten Kriterien Fehlinterpretationen getroffen werden.

Die Abb. 4.10 zeigt die u/z–Projektion eines Ereignisses mit offensichtlich fünf Teilchenspuren in der MWPC. Ob es die Signatur eines $\bar{\Lambda}\Lambda$–Zerfalles enthält, kann erst nach kinematischer Rekonstruktion der Gesamtgeometrie entschieden werden.

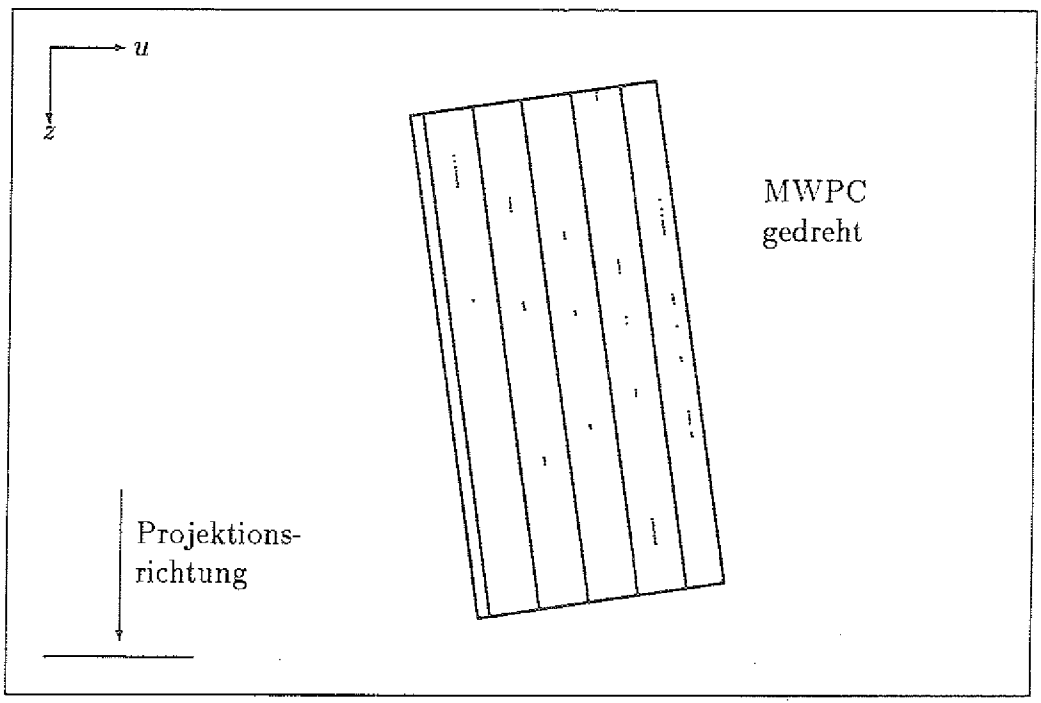


Abbildung 4.10: mit bisheriger Programmversion gefundener falscher Spurkandidat aus dem Ereignis mit 5 Spuren

Mit dem hier verwendeten Algorithmus werden alle Maxima gefunden! Dies schließt die Maxima der Spurstücke am linken und rechten oberen Kammerrand ein, die nur zwei Ebenen schneiden.
Darüberhinaus unterstellt das Programm ein Maximum, wie es dem Drehwinkel in der Abb. 4.10 entspricht. Ursache dafür ist bei diesem Drehwinkel eines der breiten Drahtcluster. Solche Anhäufungen angesprochener, benachbarter Drähte einer Ebene erfüllen häufig bei Winkeln um $\pm 85°$ die Maximumskriterien.
Grundsätzlich kann ein derartiger Lösungsvorschlag nicht verworfen werden, da Pionenspuren solchen Typs denkbar sind. Erst die Berücksichtigung der übrigen Treffer erfordert es, diese Treffer der '2-Ebenen-Spur' zuzuordnen. Indem die Treffer in zwei Maxima vorkommen, ist eine Möglichkeit gegeben, den Spurkandidaten der Abb. 4.10 zu verwerfen, und sich für die Spur zu entscheiden, die aus Treffern mehrerer Ebenen besteht.
Alternativ kann dieser Kandidat über die Multiplizität der beteiligten Drahtcluster ausgeschlossen werden. Diese Multiplizität ist charakteristisch für den Winkel der zugrunde liegenden Teilchenspur (s. Kap. 3.1.2).

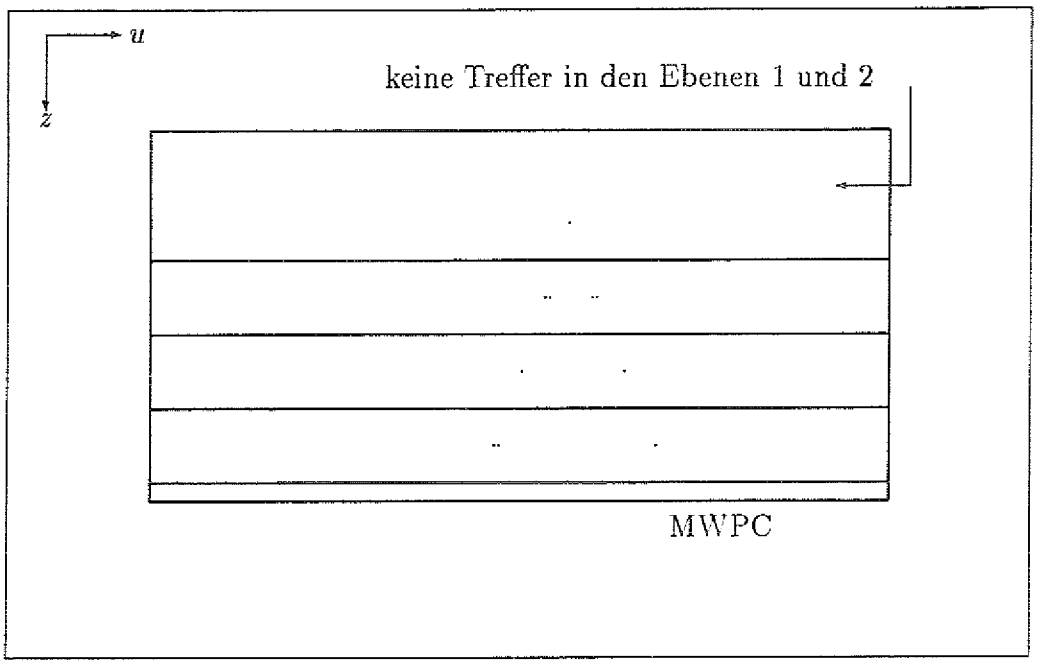


Abbildung 4.11: u/z−Projekton eines Ereignisses aus der MWPC mit deutlich erkennbarem Zerfalls-V

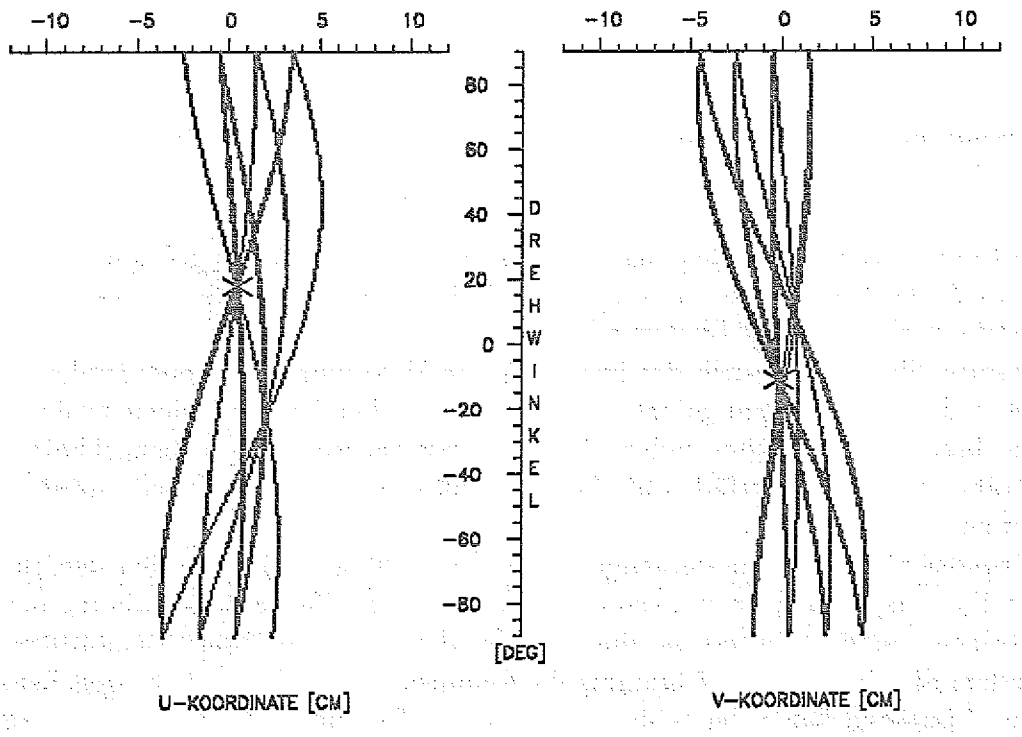


Abbildung 4.12: Orts-Winkel-Verteilung zu dem Ereignis der Abb. 4.14; nur markierte Maxima werden von aktueller Programmversion identifiziert

Für eine Spur diesen Winkels ist eine größere Zahl angesprochener Drähte in einm Cluster zu erwarten.
Eine andere Problematik zeigen die Abb. 4.11 und 4.12, in denen ein neues Ereignis dargestellt ist, welches ein sehr klares Zerfalls–V zu erkennen gibt. Obwohl die Schwelle N_{nor} auf 0.6 gesenkt wurde, entnimmt man der Orts-Winkel-Verteilung , daß nur ein Maximum in der u/z–Projektion gefunden wurde (1 Markierung). Der Grund ist, daß der Zerfall erst in einer hinteren Ebene beginnt und Treffer nicht aus allen Ebenen beitragen können.
Die Schwelle der normierten Trefferzahl ist hierfür zu hoch und das Maximum wird erst mit kleinerem N_{nor} erkannt. Die Schwelle generell zu erniedrigen, hätte eine Erhöhung der Zahl 'falscher' Spurkandidaten zur Folge, was gerade vermieden werden soll. Stattdessen müssen die Schwellen N_{nor} und N_{abs} in Abhängigkeit der beteiligten Ebenen an einem Spurkandidaten verschieden formuliert werden, d.h. bei einer geringeren Zahl beteiligter Ebenen entsprechend kleiner sein dürfen. Alternativ könnte man eine Normierungsfunktion für jede Ebenenkombination separat bestimmen, was aber noch nicht programmiert wurde.

4.3 Anwendung auf die DC

Bei der DC kann nicht wie in der MWPC das Koordinatenpaar eines getroffenen Zähldrahtes der Drehung unterworfen werden, sondern es gilt, den winkelabhängigen Berührpunkt der Spurprojektion an die Isochrone in jeder Zelle zu finden. Im 3. Kapitel blieb die Frage offen, wie man dieser Winkelabhängigkeit Rechnung tragen kann, ohne den Spurwinkel von vornherein zu kennen.
Im Konzept der Rotationsmethode ist der Drehwinkel neben der Driftzeit die Variable, mit der die DC–Koordinatentabelle zur Spursuche durchfahren wird. Die Koordinaten eines Maximums sind somit Funktion des Spurwinkels und der Driftzeit. Es zeigt sich, daß die Rotationsmethode ideal auf das Funktionsprinzip der Driftkammer abgestimmt ist.
Die Driftzeitisochronen sind in den Koordiantentabellen in $10ns$–Schritten und in 5°– Schritten gerastert. Daher werden die Koordinaten der Drehwinkel, denen kein Eintrag in den Tabellen entspricht, durch eine zweidimensionale und lineare Interpolation zwischen nächst benachbarten Rasterpunkten berechnet.
Eine Anwendung der Methode auf ein typisches Driftkammerereignis zeigt die Abb. 4.13. Man erkennt eine Orts-Winkel-Verteilung analog zu denen, wie sie für die MWPC vorgestellt wurden. Insbesondere im rechten Teilbild erkennt man deutlich vier Maxima. Sie gehören zu Spuren, die die Signatur eines $\bar{\Lambda}\Lambda$–Zerfalles zeigen (laut EVAL–Auswertung).

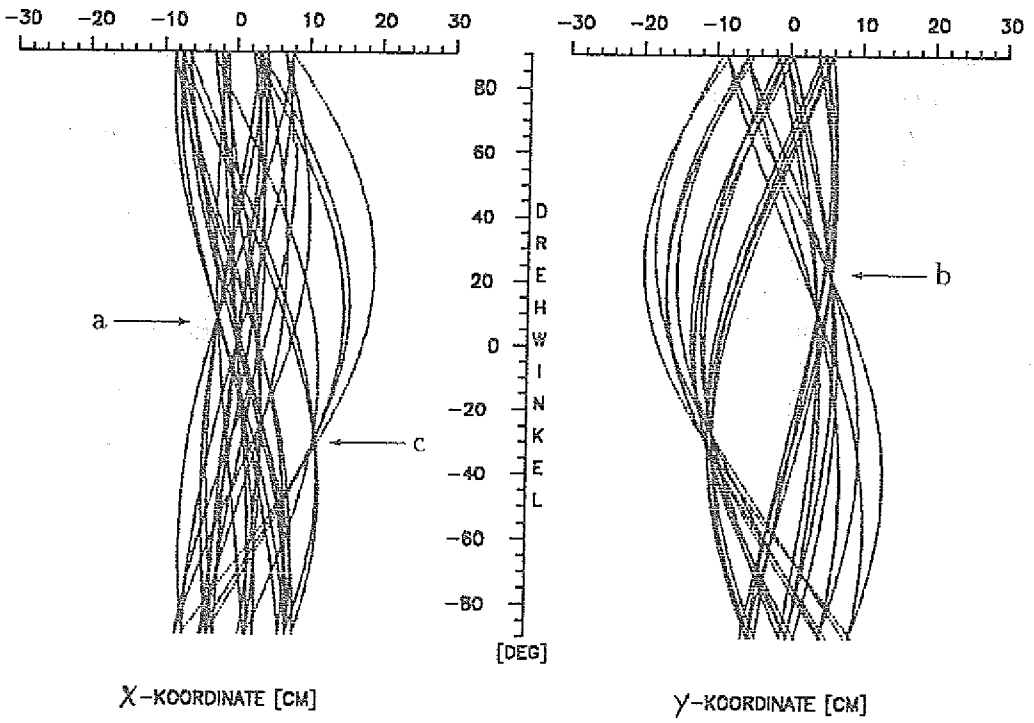


Abbildung 4.13: Orts-Winkel-Verteilung eines DC-Ereignisses

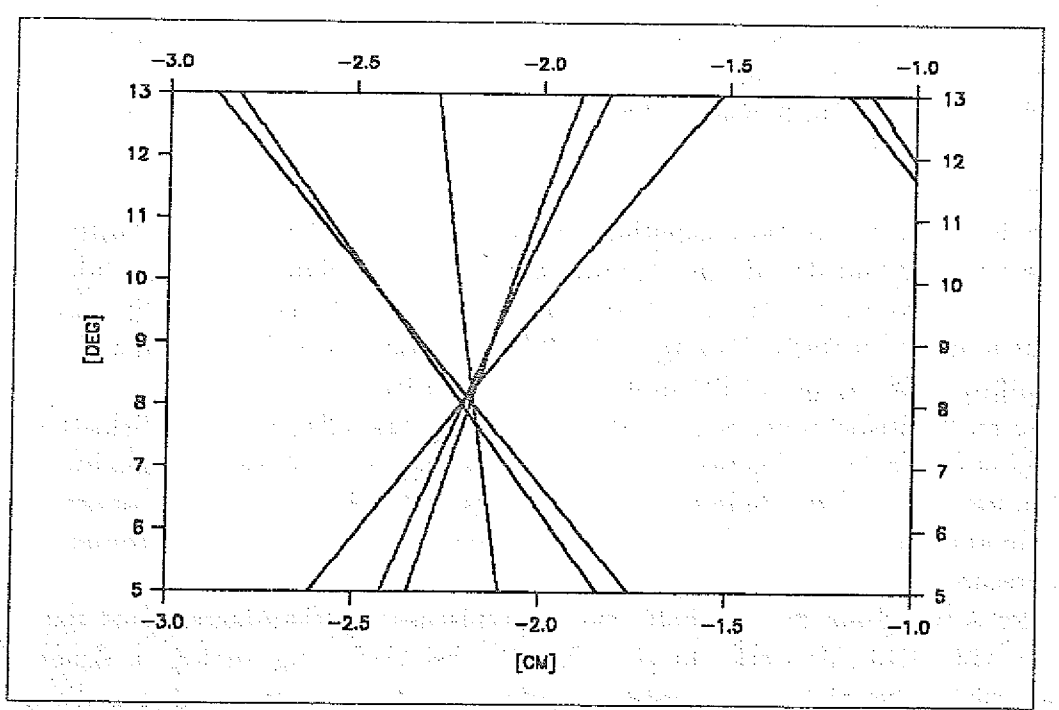


Abbildung 4.14: Vergrößerung -a-

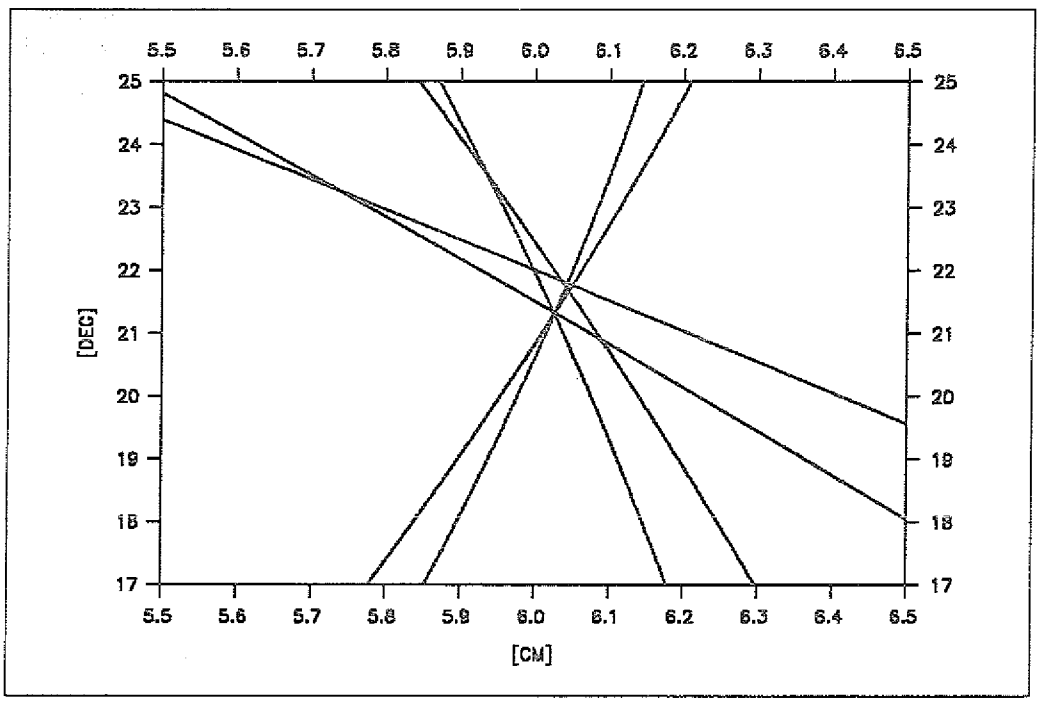


Abbildung 4.15: Vergrößerung –b–

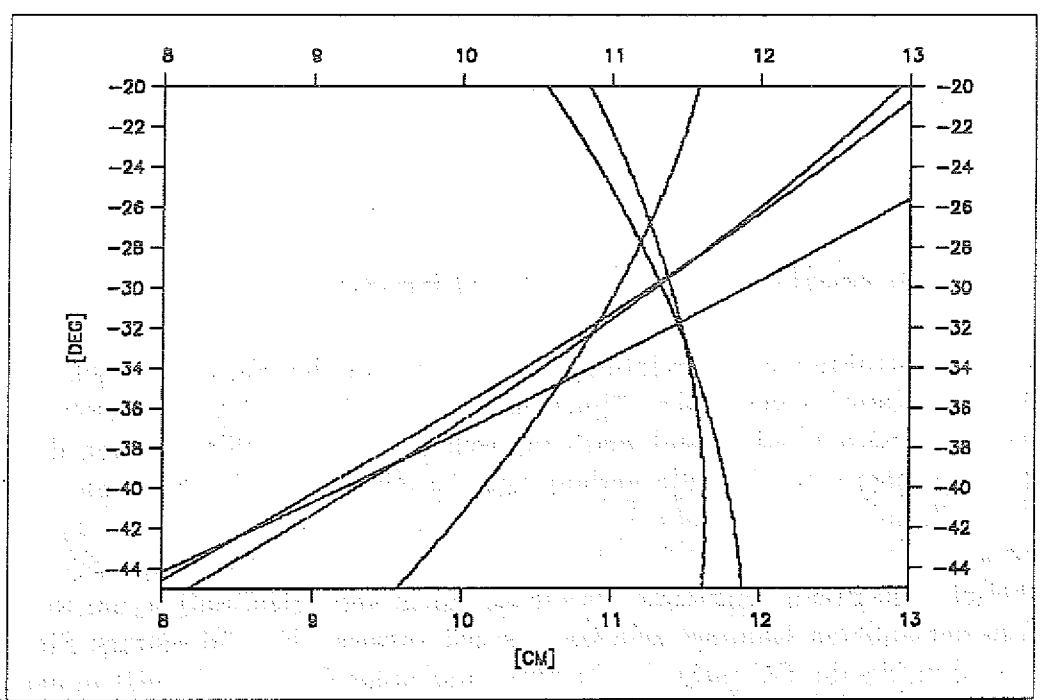


Abbildung 4.16: Vergrößerung –c–

Die markierten Maxima sind in den Abb. 4.14 bis 4.16 in verschiedenen Maßstäben vergrößert dargestellt. Die Vergrößerungen offenbaren, daß die Schnittpunkte der Koordinatenlinien klar auseinander liegen. Dieser Effekt verstärkt sich zu größeren Winkeln hin. Im letzten Teilbild liegen die Schnittpunkte in einem Bereich von ca. $3\,cm \times 15°$. Gemessen an der Kammerauflösung (Größenordnung $0.3\,mm$) wäre ein um Größenordnungen kleinerer Bereich zu erwarten.
Zur Koordinatenbestimmung wurden die verschiedenen Zellentypen in Form der Verwendung der symmetrischen und asymmetrischen 'Lookup-Table' berücksichtigt. Die alleinige Anwendung der symmetrischen Tabelle auf alle Zellen liefert eine Verteilung qualitativ gleichen Ergebnisses. Dies legt die Schlußfolgerung nahe, daß die Ursache der mangelnden Übereinstimmung der Schnittpunkte primär nicht in der Existenz weiterer, bisher unberücksichtigter Zellentypen zu sehen ist. Stattdessen gilt es, die Koordinatenzuordnungstabellen, die allein aus theoretischen Rechnungen an Hand des GARFIELD-Programmes erstellt wurden, in Verbindung mit TDC-Kanalverschiebungen zu kalibrieren. Diese 'TDC-Offsets' entstehen z.B. einfach dadurch, daß Kabellängen in den verschiedenen Kanälen nicht genau gleich sind.
Die weitere Entwicklung des Spurrekonstruktionsalgorithmus für die der DC, d.h. insbesondere die optimale Festlegung der Maximumskriterien, ist erst nach Eichung der Koordinatenzuordnungen sinnvoll. Umgekehrt können die Darstellungen der Orts-Winkel-Verteilungen helfen, die Tabellen zu eichen, indem überprüft wird, wie weit sich die Schnittpunkte eines Maximums auf engere Bereiche zusammenziehen.
Unabhängig vom Problem der Kalibration entnimmt man den Abb. 4.14-4.16, daß ein weiteres Qualitätskriterium einer Spur durch die Abstände der Schnittpunkte vom Schwerpunkt der Schnittpunkte gewonnen werden kann.

4.4 Erweiterung der Methode

Zur Rekonstruktion einer dreidimensionalen Spur werden aus den Projektionen einer Kammer gewonnene Spurstücke kombiniert. Im EVAL-Auswerteprogramm wird anschließend mathematisch überprüft, welche Spuren der einen Kammer eine passende Verlängerung in der anderen Kammer haben. Die 4er–Kombinationen (definiert durch Spurstücke aus den $u/z-$,$v/z-$,$x/z-$ und $y/z-$Projektionen) werden als solche markiert und bevorzugt weiterverarbeitet. Eine dreidimensionale Gerade darf nicht verworfen werden, nur weil sie in der anderen Kammer kein Gegenstück aufweist. Es sind schräge Pionenspuren, die die DC nicht durchqueren, und späte Zerfälle, die erst in der DC beginnen, denkbar. Daher werden im EVAL-Programm auch 2er– und 3er–Kombinationen in der weiteren Auswertung berücksichtigt.
Liegen in der MWPC z.B. 4 Zerfallsspuren vor, erhält man pro Orientierung

4 "Spurebenen". Diese führen zu insgesamt 16 Schnittgeraden, von denen 4 die Teilchenspuren und 12 falsche Kombinationen sind.
Im EVAL-Programm kann es vorkommen, daß eine 2er–Kombination weiterverarbeitet wird, die auf einer falschen Kombination beruht. Diese Ambiguitäten lassen sich mit einer Erweiterung des Prinzips der Rotationsmethode beheben.
Die Abb. 4.4 auf Seite 38 zeigt die MWPC in Spurrichtung gedreht. Die getroffenen Drähte bilden ein Balkenkreuz. In dieser Richtung liegen auch die Treffer der Spur aus anderen Detektorelementen. In Abb. 4.17 ist zu sehen, wie die MWPC-Spur mit dem Schnittpunkt der getroffenen Hodoskopstreifen zusammenfällt. Das Hodoskop ist wie die Kammer in Spurrichtung gedreht.

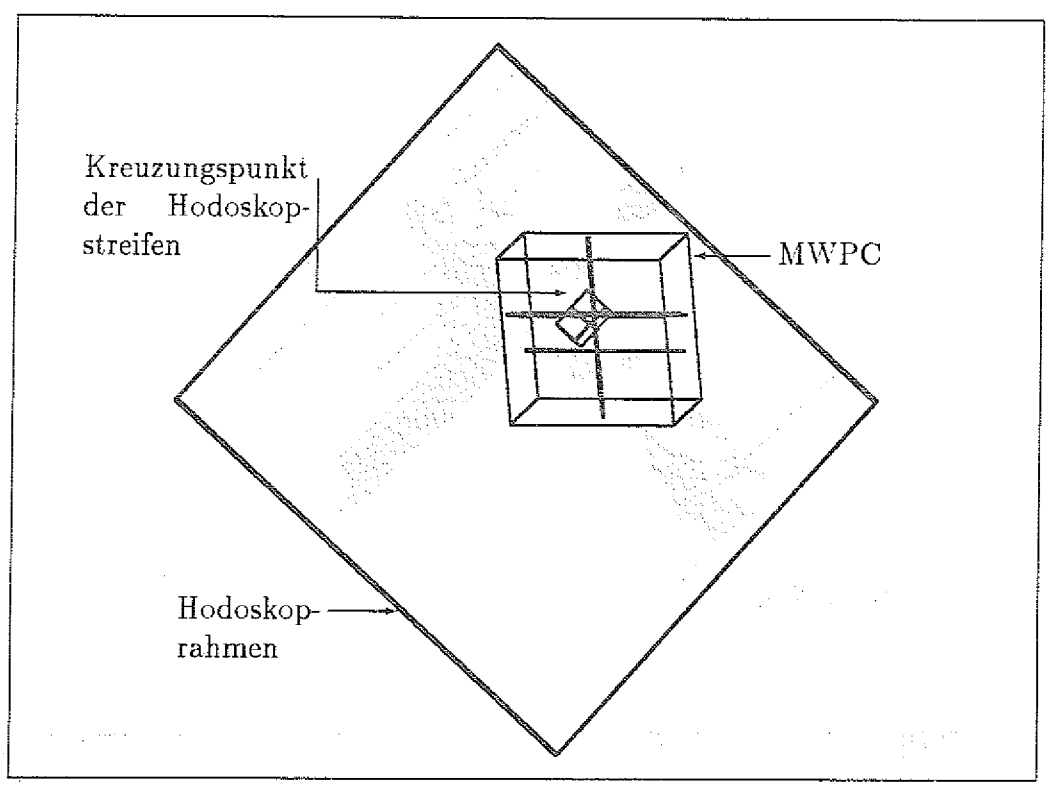


Abbildung 4.17: MWPC und Hodoskop in Spurrichtung gedreht

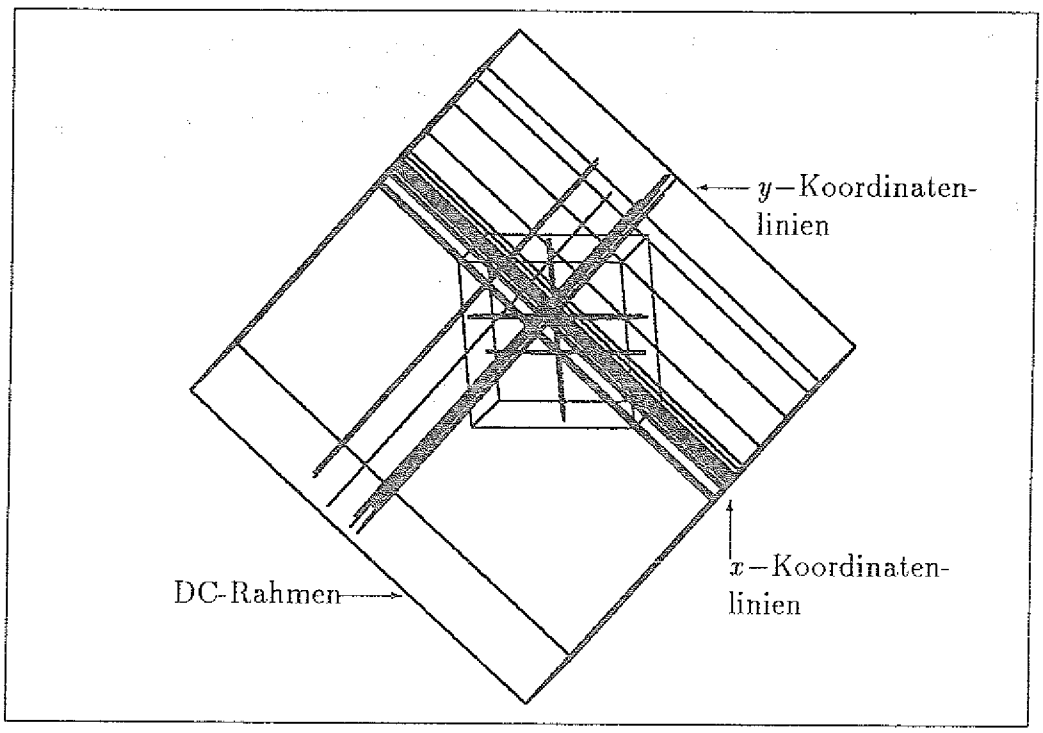


Abbildung 4.18: MWPC und DC in Spurrichtung gedreht

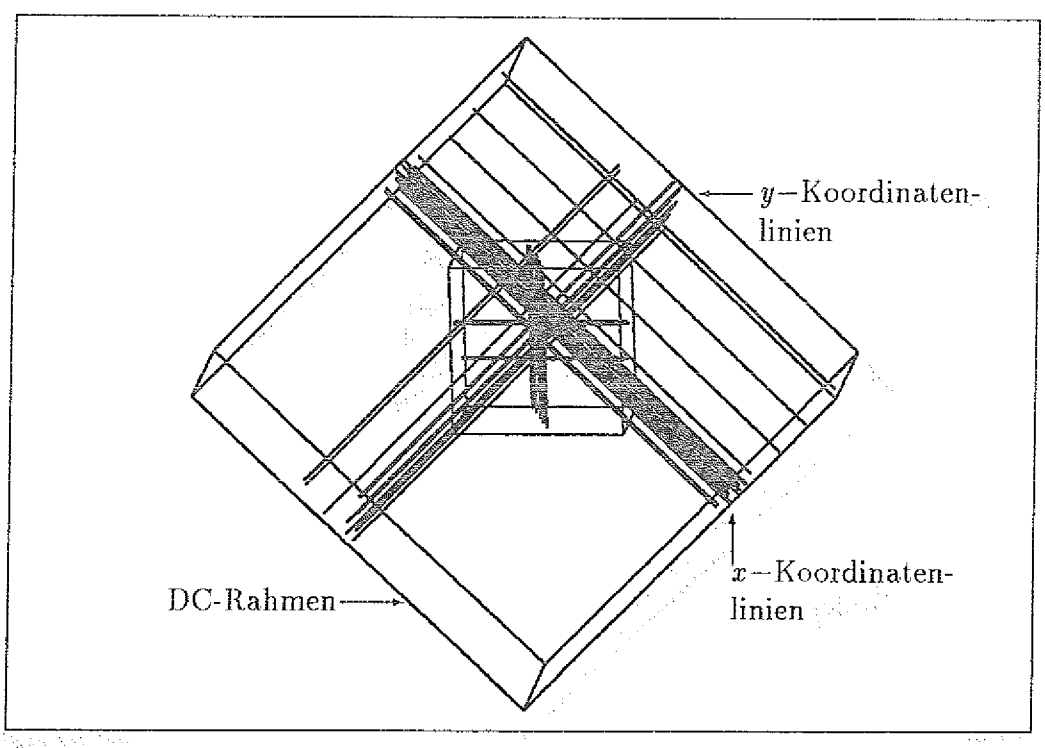


Abbildung 4.19: MWPC und DC aus Spurrichtung gedreht

Analog läßt sich die DC um entsprechende Winkel drehen. Die zur Spur gehörenden Koordinatenlinien aus der DC bilden gegenüber der MWPC ein um 45° gedrehtes Kreuz. Zur Verdeutlichung ist diese Anordnung in Abb. 4.19 ein wenig aus der Spurrichtung heraus gedreht. Das scharfe Kreuz ist in einzelne Linien übergegangen.
Nach diesem Muster lassen sich auch alle drei Detektorelemente hintereinander betrachten. Das Ergebnis ist, daß alle Treffer einer Spur zusammen einen Kreuzungspunkt bilden. Eine "richtige" Spurlösung kann demnach von einer falschen Kombination unterschieden werden, indem letztere keine Treffer in der Richtung zeigt, wo man welche erwartet. Durch Drehung des Detektors in die Richtung der Spurkombinationen können so die Ambiguitäten behoben werden.
Darüberhinaus ist die Schärfe eines (vorhandenen) Überkreuzungsbereichs ein Maß für die Qualität der rekonstruierten Spur. Die Optimierung der Schärfe bedeutet, die zu rekonstruierenden Spurparameter an Hand der Meßwerte aus allen Detektorkomponenten mit einem χ^2−Fit zu optimieren.
Diese Erweiterung der Rotationsmethode mit der anschließenden χ^2−Optimierung ist bisher nicht programmiert.

4.5 Verbesserungen durch die Methode

Die beschriebene Rotationsmethode stellt nicht den einzigen Weg dar, Teilchenspuren festzulegen. Sie bietet aber den Vorteil besonderer Anschaulichkeit.
Zum Vergleich sei das aktuelle EVAL-Auswerteprogramm skizziert (s. (z.B.) [DU88] und [SE92]).
Hier betrachtet man zunächst zwei Treffer (einer Projektion) aus möglichst weit auseinanderliegenden Ebenen. Durch diese Treffer wird ein Korridor einer winkelabhängigen Breite gelegt. Enthält der Korridor zumindest 3 Treffer aus drei verschiedenen Ebenen, wird dies als Spurstück interpretiert.
In einem Modus 1 werden die Daten zum Spurstück abgespeichert, die Treffer aber aus der Trefferverteilung gelöscht. In einem zweiten Modus werden auch bereits benutzte Treffer für die weitere Spursuche verwendet. Der zweite Modus wird immer dann eingeschaltet, wenn mit ersterem keine befriedigenden Ergebnisse erreicht werden. Im weiteren Verlauf werden sukzessive durch alle (verbliebenen) Trefferkombinationen Korridore gelegt und nach dem genannten Kriterium überprüft. Im vorherigen Abschnitt wurde bereits erläutert, wie aus den gefundenen Spurstücken dreidimensionale Geraden gebildet werden.

Die Rotationsmethode verbessert das Verfahren in den folgenden Punkten:

- es werden alle Spuren, die nur eine oder zwei Drahtebenen schneiden, erkannt
- alle Treffer werden gleichwertig behandelt
- die Zahl der Spurkandidaten ist geringer
- die Rekonstruktionsambiguitäten können reduziert werden (s. Kap. 4.4)
- die MWPC–Drahtcluster werden dekodiert und die volle Meßinformation wird verarbeitet

Da im EVAL-Programm Treffer aus mindestens drei Ebenen verlangt werden, können dort Spuren, die weniger Ebenen schneiden, nicht erkannt werden. Ein Beispiel ist das in der Abb. 4.10 gezeigte Ereignis, das vom EVAL-Programmes nicht als $\bar{\Lambda}\Lambda$–Zerfall identifiziert wird.
Durch das sukzessive und kombinatorische Vorgehen bedingt das EVAL–Programm systematische Fehler, da nicht alle Kombinationen gleichwertig berücksichtigt werden. Im Modus 1 des EVAL-Verfahrens wird z.B. nicht überprüft, ob Treffer aus einem Korridor in einem der folgenden Korridore eine Spur besser definieren, indem dort Treffer aus mehr Ebenen vorhanden sind.
Der Modus 2 des EVAL–Programms führt zu einer Vielzahl von Spurkandidaten (typisch 30 pro Orientierung), obwohl sich aus einem $\bar{\Lambda}\Lambda$–Zerfall nur vier ergeben sollten. Diese Vielzahl rührt daher, daß das Kriterium ('3 Treffer aus 3 Ebenen') nicht differenziert genug ist. Auf der Formulierung vielschichtiger und abgestufter Qualitätskriterien zur Spurbeschreibung liegt gerade das Hauptaugenmerk der Entwicklung der Rotationsmethode.
Auf die Dekodierung der MWPC–Drahtcluster wird im aktuellen EVAL–Programm verzichtet. Andernfalls stiege die Zahl der zu untersuchenden Kombinationen und somit voraussichtlich die Zahl der Spuren extrem an. Im Rahmen dar Rotationsmethode erfordert die Dekodierung einerseits kaum Mehraufwand, man gewinnt aber die volle Meßinformation (s. Kap. 3.1.3 u. 4.2.3).
Die Rotationsmethode ist ein ganzheitliches Suchverfahren für beste Spurkandidaten ohne systematisches „Vorurteil" und mit der Möglichkeit numerisch quantifizierbare Qualitätskriterien anzugeben. Die endgültigen Spurparameter müssen mit einem χ^2–Fit angegeben werden.
Die Methode ist auf andere Detektoren wie insbesondere die IDC übertragbar.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die Spurrekonstruktion im PS185–Experiment wurde weiterentwickelt, indem im Rahmen dieses Experiments gemessene Daten erstmals mit der Rotationsmethode untersucht wurden. Das Prinzip basiert darauf, daß die zu einer Spur gehörigen Treffer hintereinander stehen, wenn man den Detektor in Spurrichtung gedreht hat.
Mit der Rotationsmethode können Spuren unter allen Winkeln gefunden und Ambiguitäten bei der Rekonstruktion vermieden werden. Die Methode behandelt alle Treffer in einem Detektorelement gleichwertig.
Nach diesem Prinzip läßt sich die Spursuche in allen Detektorelementen gestalten. Dadurch ist die Methode auch auf andere Experimente übertragbar. Sie ist insbesondere ideal auf das Funktionsprinzip einer Driftkammer zugeschnitten, da dort Spurkoordinaten in Abhängigkeit der jeweils gemessenen Driftzeit und des Spurwinkels bestimmt werden müssen.
Für die PS185–Driftkammer wurden zellenspezifische Koordinatentabellen erstellt, aus denen die Spurkoordinaten zeit- und winkelabhängig ausgelesen werden. Die Existenz verschiedener Zellentypen beruht auf von der Zellengeometrie abhängigen Feldmodifikationen.

Literaturverzeichnis

[BA91] P.D. BARNES et al., Nucl. Phys. A526(1991)575

[BR91] R. BRÖDERS, Diplomarbeit, Jülich 1991

[CH68] G. CHARPAK, Nucl. Instr. and Meth. 62,235(1968)

[DA91] M. DAHMEN, Diplomarbeit, Jülich 1991

[DE92] G. DECKER, Entwicklung einer Influenzdriftkammer zur Messung assoziierter Strangenessproduktion, Dissertation, Jülich 1992

[DU88] W. DUTTY, Dissertation, Universität Freiburg 1988

[FE83] J. FEHLMANN, G. VIERTEL, Compilation of Data for Drift Chamber Operation, ETH Zürich, 1983

[GA91] Rob Veenhof, GARFIELD, A Drift-Chamber-Simulation Program, Version 3.0, März 1991, CERN, Genf

[KI81] K. KILIAN et al., CERN/PSCC/81-69, PSCC/P49

[LE87] W. R. LEO, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer, Berlin 1987

[LO91] E. LOHRMANN, Hochenergiephysik, Teubner, Stuttgart 1991

[LI92] C. LIPPERT, Entwicklung, Test und Simulation einer Influenzdriftkammer, Dissertation, Jülich 1992, Jül-2646

[MA81] D. R. MARLOW, Elastic and Inelastic Scattering of 800 $MeV/c\,K^{\pm}$ Mesons from C^{12} and Ca^{40}, (PhD dissertation, Carnegie Mellon University 1981)

[MA88] D. MATTERN, Bestimmung des Einflusses von Driftparametern auf die Signalform einer TEC (Time Expansion Chamber), Dissertation Universität Gesamthochschule Siegen 1988

[PD90] Particle Properties Data Booklet, 1990

[RO92] E. RODERBURG et al., Measurement of Spatial Resolution and Rate Capability of an Induction Drift Chamber, Nucl. Instr. and Meth., to be published in 1992

[SA77] F. SAULI, Principles of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09

[SE92] T. SEFZICK, Lambda–Anti-Lambda–Erzeugung im Bereich der Sigma–Schwelle, Dissertation, Jülich 1992, Jül-2584

[ST91] O. STEINKAMP, Eine Influenzdriftkammer mit Flash ADC Auslese, Diplomarbeit, Jülich 1991, Jül–2420

Danksagung

Für die Unterstützung bei dieser Arbeit und das hervorragende Arbeitsklima bedanke ich mich bei allen, die meine Diplomandenzeit im IKP der KFA Jülich begleiteten. Insbesondere gilt mein Dank

- Herrn Prof. Dr. K. Kilian, der mit viel Engagement die Arbeit betreute und immer wieder Anregungen auch über das Thema hinaus vermittelte,
- Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger für die Übernahme des Koreferats,
- Herrn Dr. habil. Walter Oelert und Herrn Dr. Eduard Roderburg, die jeder Zeit für Fragen zur Verfügung standen und deren Rat mir immer wichtig war,
- Herrn Dr. K. Röhrich für seine Vorarbeit und Diskussionen rund um die Rotationsmethode,
- Herrn Dr. Thomas Sefzick für die Informationen und Diskussionen über das EVAL–Programm und Softwaretechniken allgemein,
- Herrn Ralf Bröders für seine Mitarbeit an allen Driftkammerfragen,
- Martin Dahmen, Dr. Guido Decker, Dr. Christoph Lippert, H. Rüdiger Stratmann und Dr. Michal Ziółkowski für die Einführungen in diverse Programme und Arbeitstechniken im Labor
- sowie allen übrigen Mitgliedern der MEP–Gruppe : Kevin Dickinson, Dr. Dieter Grzonka, Volkmar Jaeckle, Michael Rook, Joachim Ruoff, Dr. Bjarne Stugu, Johannes Thimmel, Susan Walsh, Martin Waters und Magnus Wolke.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2689
November 1992
ISSN 0366-0885