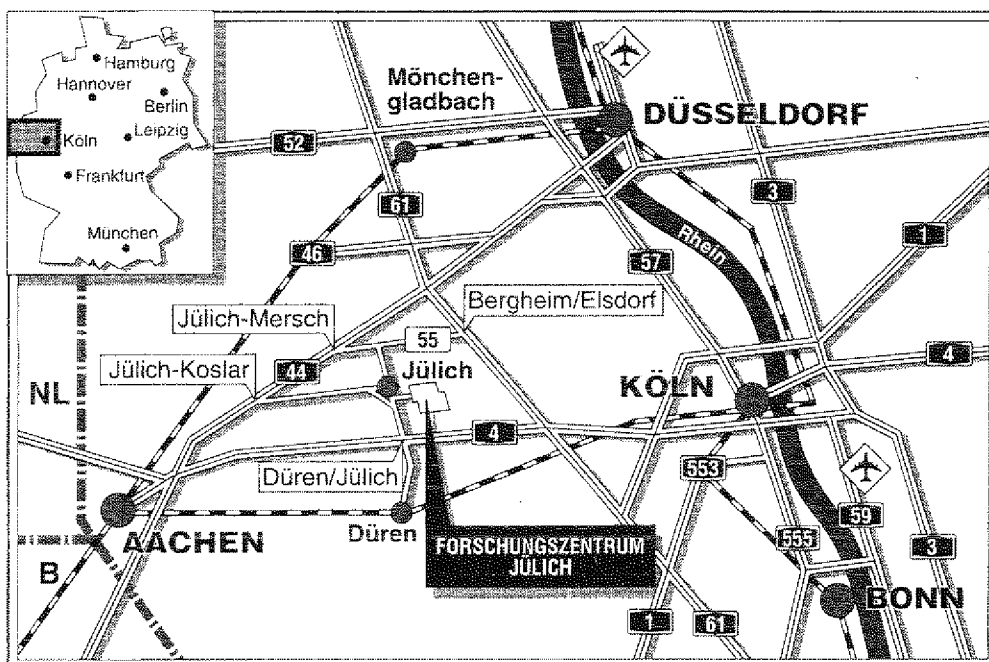


Institut für Kernphysik

Entwicklung, Test und Simulation einer Influenzdriftkammer

Christoph Lippert



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2646

ISSN 0366-0885

Institut für Kernphysik Jüli-2646

D5 (Diss. Universität Bonn)

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

Entwicklung, Test und Simulation einer Influenzdriftkammer

Christoph Lippert

Abstract

The experiment PS185 measuring the reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ with strangeness $S = 1$ hyperons is a unique tool to study the process of $\bar{s}s$ quark pair creation. The so far measured $\bar{\Lambda}\Lambda$ and $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ channels have stimulated a lot of theoretical work and will be complemented by the charged Σ -channels $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ and $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$. Therefore, the PS185 apparatus has to be extended by a micro-vertex-detector with good spatial resolution and high rate capability. Last years in Jülich such a detector, the Induction Drift Chamber, was developed. A wire plane consists of alternating potential wires ($20\mu m$) and anodes ($7\mu m$) asymmetrically positioned between two cathode foils defining one independent chamber. The good track resolution ($\leq 25\mu m$) for perpendicular tracks even for high rates ($\geq 10^6$ events / ($sec \cdot mm^2$)) is achieved by evaluate the induced signals of the potential wires, which measure the azimuthal avalanche position with respect to the anodes. An expression is derived to describe the principles of the induced signals so that the simulation of the IDC is in good agreement with the experimental data. One central point is the derivation of an algorithm for inclined tracks. To overcome limits in the spatial resolution which arise from the fluctuation of ionisation loss, a Flash-ADC read out was used, which also gives the possibility to digitalize the track inside one plane. For the 400 channels in two FADC-Crates a real time data acquisition system with interrupt processing was developed on a VME-processor so that an event rate ≥ 100 Hz by an event length ≥ 1 kByte could be reached. The mechanical construction of the IDC allows a stack of independent planes to be built with a height of 3.5 mm for each. Results of two test runs measuring the spatial resolution are reported.

Inhalt

1	Einführung	1
1.1	Grundlagen des Quarkbildes	1
1.2	Motivation der Hyperonexperimente	2
1.3	Das Experiment PS185	5
1.4	Die IDC als Mikrovertexdetektor	7
2	Theoretische Beschreibung der IDC	9
2.1	Geometrie und Prinzip	9
2.2	Greensches Reziprozitätstheorem	12
2.3	Algorithmus zur Ortsbestimmung mit der IDC	15
2.4	Ortsauflösung	18
2.5	Ladungslawine	19
2.6	Ionendrift	20
3	Simulation	23
3.1	Simulationsverfahren	23
3.2	Driftzeitspektren	24
3.3	Normierte Potentialdrahtspektren	26
3.4	Theoretische Auflösung der IDC	29
3.5	Behandlung mehrerer Zellen	32
4	Testaufbau	39
4.1	Mechanischer Aufbau	39
4.1.1	Eine Ebene	39
4.1.2	Kammergehäuse	41
4.2	Analogelektronik	42
4.3	Versorgungskomponenten	43
4.3.1	Gassystem	43
4.3.2	Hochspannung	43
5	Daten-Auslese mit einem Flash-ADC System	45
5.1	Flash Analog Digital Wandler	45
5.2	Das Online Programm	47
5.3	Einbindung in das Real-Time Datenaufnahme System SPIDER	49

5.4	Datenaufnahme	50
5.5	Abschätzung der Eventlänge	51
5.6	Messungen am Antiprotonenstrahl	52
6	Messung am 1.5 GeV Elektronen Strahl	57
6.1	ADC Auswertung	57
6.1.1	Voranalyse	57
6.1.2	Normierte Potentialdraht Spektren	58
6.1.3	Ortsauflösung	58
6.1.4	Schräge Spuren	59
6.2	FADC Auswertung	60
6.2.1	Voranalyse	60
6.2.1.1	Teilen in Potential- und Anodendraht	60
6.2.1.2	Linearisieren	62
6.2.2	FADC Signalform	63
6.2.2.1	Signalcharakterisierung	63
6.2.2.2	Korrigierte Potential- und Anodendrahtwerte	63
6.2.3	Normierte Potentialdrahtsignale	64
6.2.4	Eichfunktionen	67
6.2.4.1	$x = x(P')$	67
6.2.4.2	Bestimmung der Koeffizienten	68
6.2.5	Verschiedene Zeitintervalle	70
6.2.6	Ortsauflösung	71
6.2.7	Schräge Spuren und Behandlung mehrerer Zellen	74
7	Zusammenfassung und Ausblick	77
	Literaturverzeichnis	
A	Daten-Auslese mit einem Flash-ADC System	83
A.1	Überblick über die Hardware	83
A.1.1	Das Flash-ADC-System	83
A.1.2	Der Prozessor	84
A.1.3	Anbindung des DL350-Systems an VME	84
A.2	Ablaufprozeß von FEP SIM und SAM	85
A.2.1	Sample und Scan - Prozeß	86
A.2.2	Zero Supression	87
A.3	Das Online Programm	87
B	Programmbeschreibungen	90
B.1	Online Programm Übersicht	90
B.2	Auswerteprogramm zur FADC Analyse	97
B.2.1	Zellorientierte Auswertung	97
B.2.2	Fit	98
B.3	Ausleseroutinen für die Cartridges (EPIO)	98

B.3.1	Voranalyse	98
B.3.2	Datenanalyse	99
C	Datenformate	100
C.1	Datenstruktur des Hitbuffers (SIM)	100
C.2	SPIDER Datenformat	102
C.3	EPIO Datenformat	105

"Denn im Augenblick letzter Zerteilung
und Verwinzigung des Materiellen
tat sich plötzlich der astronomische Kosmos auf!",

aus *Der Zauberberg* von Thomas Mann

Kapitel 1

Einführung

1.1 Grundlagen des Quarkbildes

Mit der Postulierung der Quarks im Jahre 1964 von Gell-Mann [GEL64] und Zweig [ZWE65] scheint man dem Ziel der Physik, die Vielzahl unserer sinnlichen Erfahrungen durch den Rückgriff auf elementare Bausteine zu erklären, näher gekommen zu sein. Die Materie und somit jedes beobachtbare Teilchen setzt sich nach heutigem Wissen aus Elementen zweier Teilchengruppen, den Quarks und Leptonen und deren Wechselwirkungsteilchen, zusammen. Sowohl die Leptonen als auch die Quarks lassen sich in drei Generationen anordnen (siehe Tab. 1.1).

Generation 1		Generation 2		Generation 3	
d	ν_e	s	ν_μ	b	ν_τ
u	e^-	c	μ^-	t	τ^-

Tabelle 1.1: Die drei Generationen der Leptonen- und Quarkfamilien

Die d- und u- Quarks bauen die Kernmaterie und zusammen mit den Elektronen die gesamte normale Materie auf. Das Elektronenneutrino (ν_e) entsteht beim Kern- β -Zerfall als eines der Zerfallsteilchen. Die Teilchen der zweiten und dritten Generation treten nur bei hohen Energien in der Höhenstrahlung oder in Beschleunigern auf. Ihre Spektroskopie ist für das Verständnis des Aufbaus der Materie wichtig. Neben den die Kernmaterie bildenden Baryonen, Proton (= udu) und Neutron (= udd), sind auch alle schwereren Baryonen aus drei Quarks aufgebaut. Die Mesonen sind Gebilde aus Quark-Antiquark-Paaren.

Aus der mathematischen Gruppentheorie¹ gewinnt man eine Vorschrift, wie die Quarks zu Hadronen kombiniert werden können. Betrachtet man

¹Die mathematische Theorie der Gruppen wurde zu einem großen Teil von dem französi-

nur die drei leichten Quarks (u,d,s), so sagt die unitäre Gruppe SU(3) die Existenz von acht Baryonen (Spin $\frac{1}{2}$) voraus, die ein SU(3)-Oktett (Abb. 1.1 links) formen. Für die Spin $\frac{3}{2}$ Teilchen wird analog ein Dekuplett gebildet. Die $3^2 = 9$ möglichen Quark-Antiquarkkombinationen bilden nach der SU(3)-Gruppentheorie ein Mesonen-Oktett und ein Singulett (siehe Abb. 1.1 rechts).

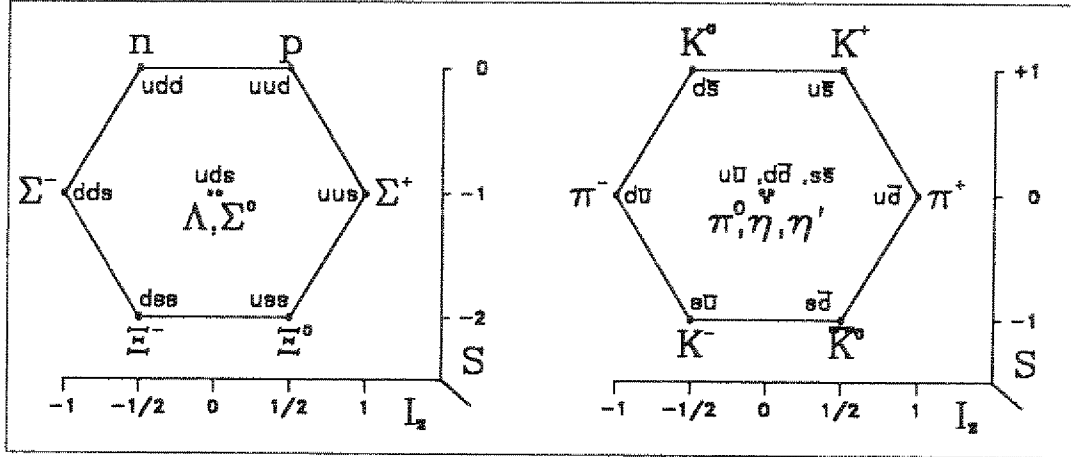


Abbildung 1.1: Links: Baryonen Oktett, rechts: Mesonen-Oktett + Singulett

Die Forderung nach einer antisymmetrischen Wellenfunktion (Pauli Prinzip) kann für einige Teilchen des Dekupletts (Δ^{++}, Ω^-) nicht erfüllt werden. Dies zwang zur Einführung einer neuen Quantenzahl, der Farbladung. In Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED) (Austausch von Photonen zwischen Ladungen) beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD) die Wechselwirkung zwischen den farbetragenden Quarks über die Farbe transportierenden Gluonen. Im Unterschied zur QED kommen in der Natur jedoch nur Farbsingulettzustände vor, was nichts anderes besagt, als daß isolierte Quarks nicht beobachtbar sind ("Confinement").

1.2 Motivation der Hyperonexperimente

Trotzdem gibt es experimentelle Möglichkeiten, die Eigenschaften einzelner Quarks sowie die Dynamik der Quark-Gluon Wechselwirkung zu untersuchen. Einen möglichen Zugang bietet die Antihyperon- und Hyperonproduktion in der Reaktion

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y. \quad (1.1)$$

Bei hohen Energien (hoher Impulsquadratübertrag Q^2) geht die Koppelungskonstante α_s der starken Wechselwirkung gegen Null (quasi freie

schen Mathematiker Élie Joseph Cartan zu Beginn des 19. Jahrhunderts entwickelt.

Reaktion	Schwelle
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	1.4353 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c$	1.6531 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	1.8175 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$	1.8531 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	1.8711 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$	1.8989 GeV/c

Tabelle 1.2: Mögliche Reaktionen mit Reaktionsschwellen

Quarks), so daß die Methoden der Störungstheorie zu sehr brauchbaren Vorhersagen führen. Um so interessanter sind Experimente an der Produktionsschwelle, wo die Störungstheorie nicht anwendbar ist und mehrere Theorien konkurrierend auf die experimentelle Bestätigung warten.

Das Experiment PS185 [KIL81a] [KIL81b] [HAM85] [MAH86] [BAR87a] [BAR87b] [FRA87] [DUT88] [KIL88] [BAR89] [KIL89] [SEH89] [SCH89] [BAR90] [OHL90] [BAR91] [SEF92] [STI92] [ZIO92] [FIS92] [KRA92] am "Low Energy Antiproton Ring (LEAR)" hat das Ziel, Reaktionen des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ von der Reaktionsschwelle bis zum maximalen LEAR Impuls von 2 GeV/c mit hoher Präzision und Statistik zu vermessen. Die Antihyperon-Hyperon-Paare enthalten mindestens ein $\bar{s}$ oder s Quark. In Tab. 1.2 sind die möglichen Reaktionen mit den jeweiligen Reaktionsschwellen aufgeführt.

Insbesondere der Materialisierungsprozeß, die Entstehung eines s -Quarks und seines Antiquarks (schematisch in Abb. 1.2 dargestellt) bleibt uns verborgen, und alle Theorien, die diesen Prozeß explizit beschreiben, können nur anhand physikalischer Observablen des Eingangs- und Ausgangszustandes geprüft werden.

Aus Symmetriegründen sind der Isospin I und der Spin S der beiden leichten Quarks des Hyperons miteinander korreliert. In einem Λ -Hyperon gilt für diese "Diquarks" (ud) $I=S=0$ und in dem Σ -Hyperon $I=S=1$. Somit können nach dem additiven Quarkmodell Meßergebnisse für das Hyperon (Polarisation, Spinkorrelation) direkt auf das s ($\bar{s}$) Quark bezogen werden.

Theorien versuchen die $\bar{s}s$ Erzeugung einerseits mit Hilfe der QCD über Zwischenzustände zu beschreiben, andererseits führt auch das Ein-Boson-Austauschbild ("One Boson Exchange", OBE) zu brauchbaren Ergebnissen.

Da bisher durchgeführte Messungen – insbesondere die bisherigen Ergebnisse von PS185 – zeigen, daß das $\bar{\Lambda}\Lambda$ Paar in einem Triplettzustand erzeugt wird und bei Prozessen der starken Wechselwirkung Paritätserhaltung gilt, erwartet man bei Vakuumpaarerzeugungsprozessen mit den Quantenzahlen des Vakuums $J^P = 0+$ bei niedrigen Energien (d.h. kleines l)

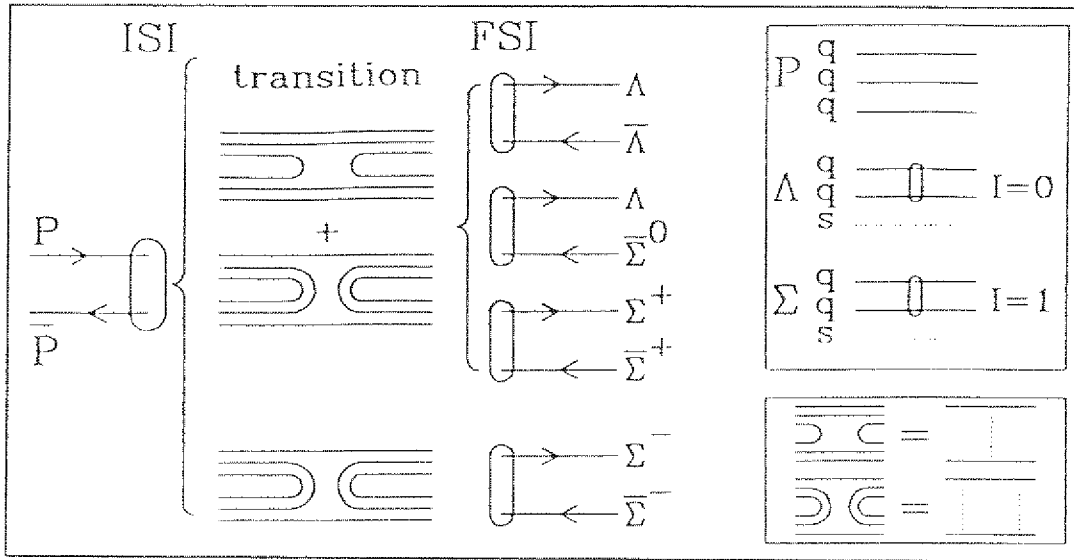


Abbildung 1.2: Modell zur Assoziierten Strangeness Erzeugung

"p-Wellen" im Ausgangskanal. Entsprechend verlangt der "Ein-Gluon-Austausch" ($J^P = 1^-$) eine "s-Wellen" Produktion. [GEN84] [BUR88] [FUR87] [RUB85]

Das OBE-Modell erklärt die $\bar{s}s$ Erzeugung durch den Austausch eines virtuellen Mesons (K, K^*, K_0^*, K_2^*). [KOH86] [KOH88a] [KOH88b] [HAI91]

Sowohl aus der Energieabhängigkeit des totalen- als auch aus der Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes kann das Spektrum der Partialwellen bestimmt werden. Bis dicht an die Reaktionsschwelle müssen die Ergebnisse durch eine starke "p-Welle" interpretiert werden (P-Wellen-Dominanz).

Aufgrund der simultanen und exklusiven Produktion des $\bar{\Lambda}\Lambda$ Paares werden systematische Fehler vermindert, so daß Spinkorrelationen meßbar und Test auf CP- und CPT- Invarianzverletzungen möglich sind.

Entsprechende Überlegungen wie im Λ -Kanal gelten für die geladenen Σ -Kanäle. Daneben ist ein Vergleich der $\bar{s}s$ Produktion unter verschiedener hadronischer Umgebung interessant. Es existieren bis heute keine Daten der geladenen $\bar{\Sigma}\Sigma$ Kanäle im Bereich der Reaktionsschwelle.

Vielversprechend für das Verständnis und einen Test der angesprochenen Modelle scheint ein Vergleich zwischen den $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ und $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ Kanälen zu sein. Während die $\bar{s}s$ -Produktion in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ entsprechend den Betrachtungen zur $\bar{\Lambda}\Lambda$ Produktion durch die "Ein-Quark-Paarvernichtung" oder den "Ein-Boson-Austausch" erklärt werden kann, müssen sich in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^-\Sigma^-$ mindestens zwei Quark-Paare vernichten, oder zwei Mesonen werden ausgetauscht. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte läßt darauf schließen, wie stark der "Zwei-Meson"-Fall vertreten ist.

1.3 Das Experiment PS185

Der PS185 Detektor ist für die Vermessung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ optimal ausgelegt, da er für den im LEAR-Impulsbereich maximalen Laborwinkel zwischen $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ und der Strahlrichtung von 32° und den auftretenden Zerfallsprotonen von 43° einen 4π Detektor darstellt (siehe Abb. 1.3).

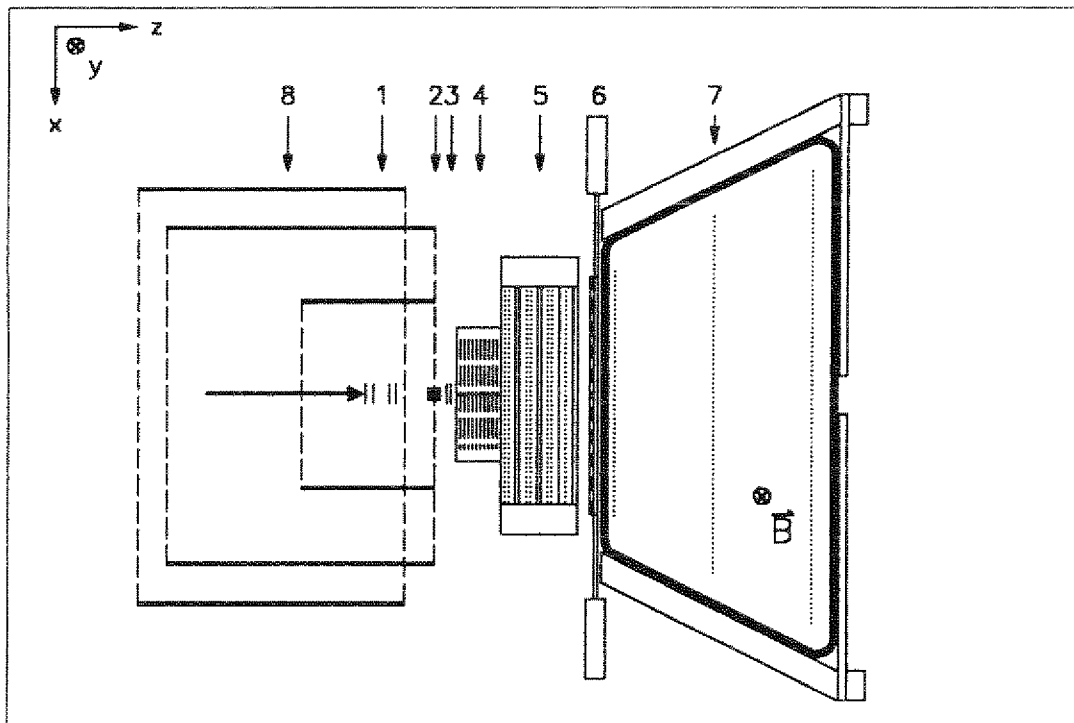


Abbildung 1.3: PS185 Detektor; (1) Strahldefinierende Mikro-Streifenzähler, (2) Target, (3) Mikro-Vertex-Detektor, (4) Violdraht-Proportionalkammer, (5) Violdraht-Driftkammer, (6) Szintillatorhodoskop, (7) Magnet mit drei Driftkammern zur Ladungsbestimmung der Zerfallsteilchen, (8) Limited Streamer Tubes

Die für die Λ -Teilchen charakteristischen Zerfallsvertices sind aufgrund der Paritäts- und Strangenessverletzung verzögerten schwachen Zerfälle "weit" vom Targetort entfernt und gut zu analysieren. Bei den geladenen Σ s, die in ein neutrales und ein geladenes Teilchen zerfallen, muß – für eine Rekonstruktion des Ereignisses – sowohl die Σ -Spur selber vom Targetort aus als auch die des Zerfallsteilchen vermessen werden. Folgende Zerfälle sind möglich:

$\bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ \rightarrow \bar{p} \pi^0 p \pi^0$	26.3 %
$\bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ \rightarrow \bar{p} \pi^0 n \pi^+$	24.8 %
$\bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ \rightarrow \bar{n} \pi^- p \pi^0$	24.8 %
$\bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ \rightarrow \bar{n} \pi^- n \pi^+$	23.2 %
$\bar{\Sigma}^- \Sigma^- \rightarrow \bar{n} \pi^+ n \pi^-$	100.0 %

Durch eine Erweiterung um einen Mikro-Vertexdetektor im Targetbereich (als (3) in Abb. 1.3 dargestellt) sowie einer Modifikation des Triggers, ist das PS185-Experiment auch in der Lage, die geladenen Hyperonen zu vermessen. Die Kinematik der Reaktion ergibt die in Tab. 1.3 angegebenen Größen.

	p_{min} [MeV/c]	p_{max} [MeV/c]	$\theta_{max} [^\circ]$	$(c \cdot \tau \cdot \beta \cdot \gamma)$ [cm]
Σ^+, Σ^+	743	1179	10.3	1.5
Σ^-, Σ^-	835	1087	5.9	3.1

Tabelle 1.3: Kinematische Größen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}\Sigma$ für einen Antiprotonenimpuls von 1.922 GeV/c

Als Haupttriggerentscheidung dienen drei dünne Szintillatoren hinter dem Target. Das $\frac{dE}{dx}$ Signal der geladenen Σ s liegt deutlich über dem der Strahlantiprotonen. Der kleine Reaktionswinkel zwischen Primärstrahl und den geladenen Hyperonen verlangt die möglichst exakte Kenntnis über Ort und Winkel des Primärbeams. Vier strahlaufwärts vor dem Target eingebaute Mikro-Streifenzähler definieren den Strahl mit einer Genauigkeit von $\Delta x \leq 0.3mm, \Delta y \leq 0.3mm, \Delta\Theta \leq 0.3mr$.

An den Mikro-Vertexdetektor werden die folgenden Forderungen gestellt. Die kurzen Zerfallslängen sowie die kleinen Laboröffnungswinkel (selbst bei maximalem LEAR-Impuls) erfordern die Vermessung der Σ Spuren im Bereich des Primärstrahls so dicht wie möglich nach dem Target, was zwangsläufig eine hohe Ratenverträglichkeit des Detektors ($\geq 10^6 \bar{p}/(sec \cdot mm^2)$) verlangt. Der Zerfall des Σ s tritt im Detektor als "Knick" zwischen der Spur des Σ s und seines geladenen Zerfallsteilchen auf. Um diesen mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen, muß neben einer Ortsauflösung besser als $50\mu m$ eine hohe Digitalisierungsrate in Strahlrichtung gefordert werden. Die Massenbelegung des Detektors sollte klein sein. Diese, bei allen spurrekonstruierenden Detektoren prinzipiell erhobene Forderung, fällt hier besonders ins Gewicht, da Reaktionen des Antiprotonenstrahls mit dem Detektor möglichst gering gehalten werden müssen und Coulomb-Vielfachstreuungen geladener Teilchenspuren genau diesen gesuchten "Knick" vortäuschen können.

Als Mikro-Vertexdetektor wurden bei der Strahlzeit im Mai/Juni 1989 erstmalig zwei orthogonal zueinander stehende Silizium Mikrostreifen De-

tektoren eingesetzt (Dicke 0.3 mm, Streifenbreite 0.2mm). Trotz der kurzen Meßzeit ($3\frac{1}{2}$ Tage) und bei einer geringen Strahlintensität ($4 \cdot 10^5 \bar{p}/s$) konnten ca. 150 Ereignisse der $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ Produktion rekonstruiert werden. [GEY92] Die offensichtlichen Erfolge bestätigen die Richtigkeit der Überlegungen. Hinsichtlich der Betriebssicherheit, der Ortsauflösung sowie der Ratenverträglichkeit genügen Halbleiterzähler den genannten Anforderungen.

1.4 Die IDC als Mikrovertexdetektor

In Jülich ist ein anderer Detektor, die Influenz Drift Kammer (Induction Drift Chamber, IDC), zur Vermessung der geladenen Hyperonkanäle entwickelt worden. Bei vergleichbarer Ortsauflösung, mindestens so guter Ratenverträglichkeit [BRO91] ist die Massenbelegung der Driftkammer um einen Faktor 10 kleiner.

Die IDC kommt auch der Forderung nach einer hohen Digitalisierung in Strahlrichtung nahe. Acht Ebenen mit einem Abstand von 3.5 mm sollen eingesetzt werden. Abbildung 1.5 zeigt einen Vergleich der Vorhaben. Beim Einsatz der IDC kann dank einer FADC-Auslese der Signale eine Digitalisierung in Strahlrichtung auch innerhalb einer Zelle vorgenommen werden.

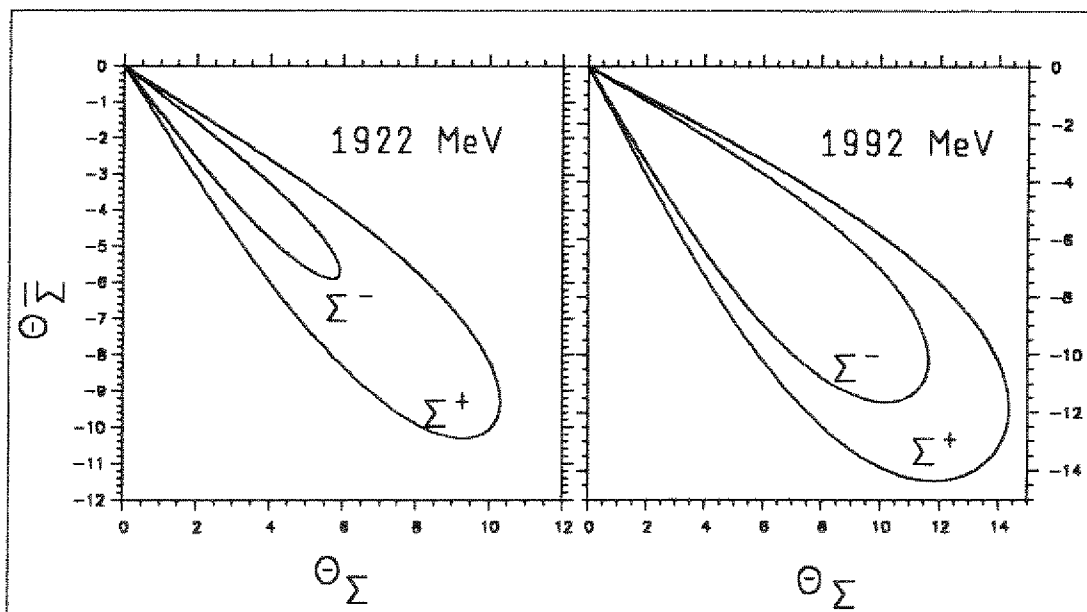


Abbildung 1.4: Kinematisch erlaubte Laborwinkel

In dem beschriebenen Detektorkonzept kann eine Trennung zwischen Σ^+ und Σ^- nur über die Kinematik erfolgen und erfordert insbesondere bei kleinen Winkeln und kurzen Zerfallszeiten der Teilchen eine gute Orts- und

Winkelbestimmung durch den Detektor (siehe Abb. 1.4). Dies war nicht zu-

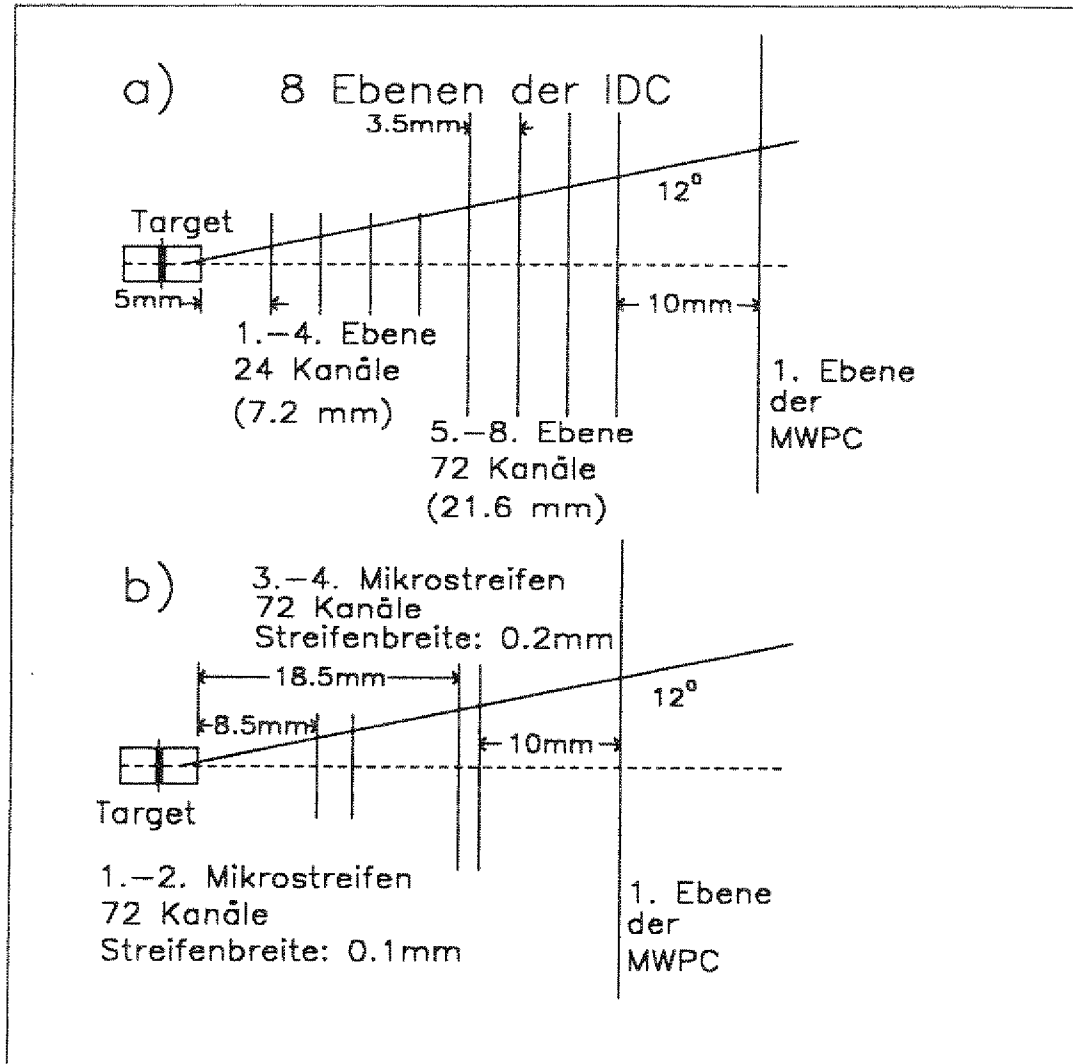


Abbildung 1.5: Vergleich zwischen IDC und Mikro-Streifenzählern

letzt das entscheidende Argument zum Bau der IDC. Die Entwicklung, der Test und die Simulation der IDC sind Gegenstand dieser Dissertation.

Kapitel 2

Theoretische Beschreibung der IDC

2.1 Geometrie und Prinzip

Eine Ebene der asymmetrischen IDC spannt mehrere Zellen der Größe 0.6×3.5 mm auf (siehe Abb. 2.1) und wird durch eine nahe Kathode im Ab-

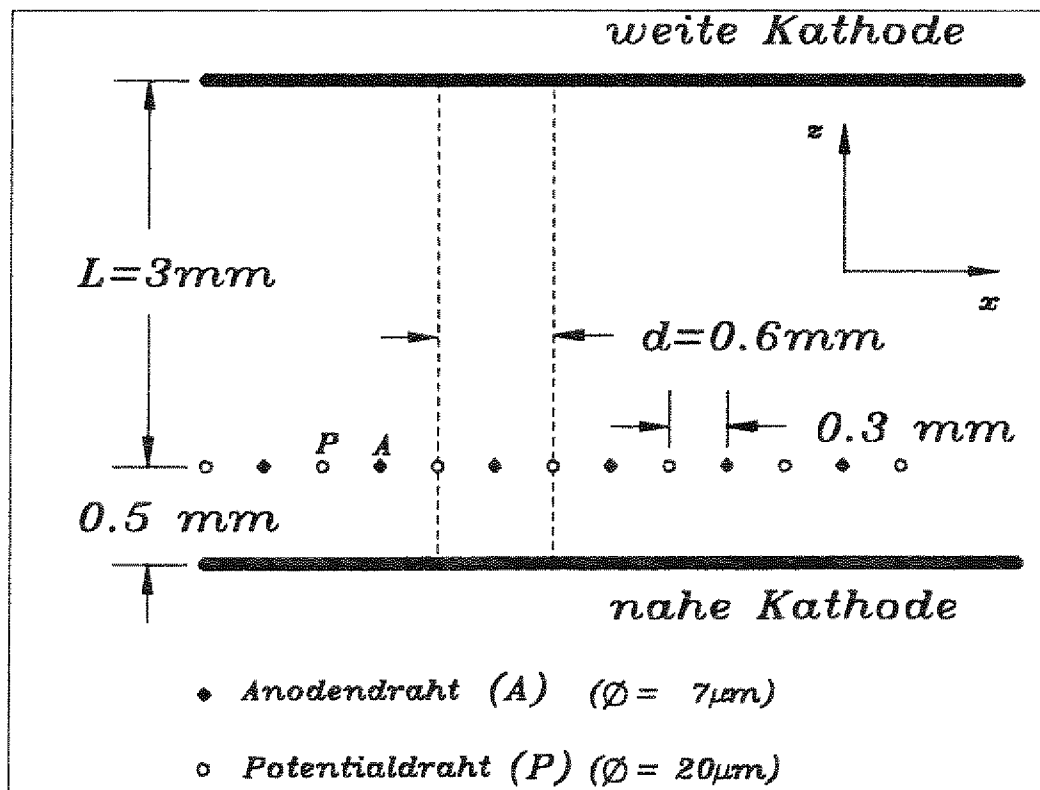


Abbildung 2.1: Geometrie einer Ebene der IDC

stand 0.5 mm und eine weite im Abstand 3.0 mm von der Drahtebene begrenzt. Durch eine zentrale Anode ($7\mu\text{m}$) und die benachbarten Potentialdrähte ($20\mu\text{m}$) wird eine Driftzelle definiert.

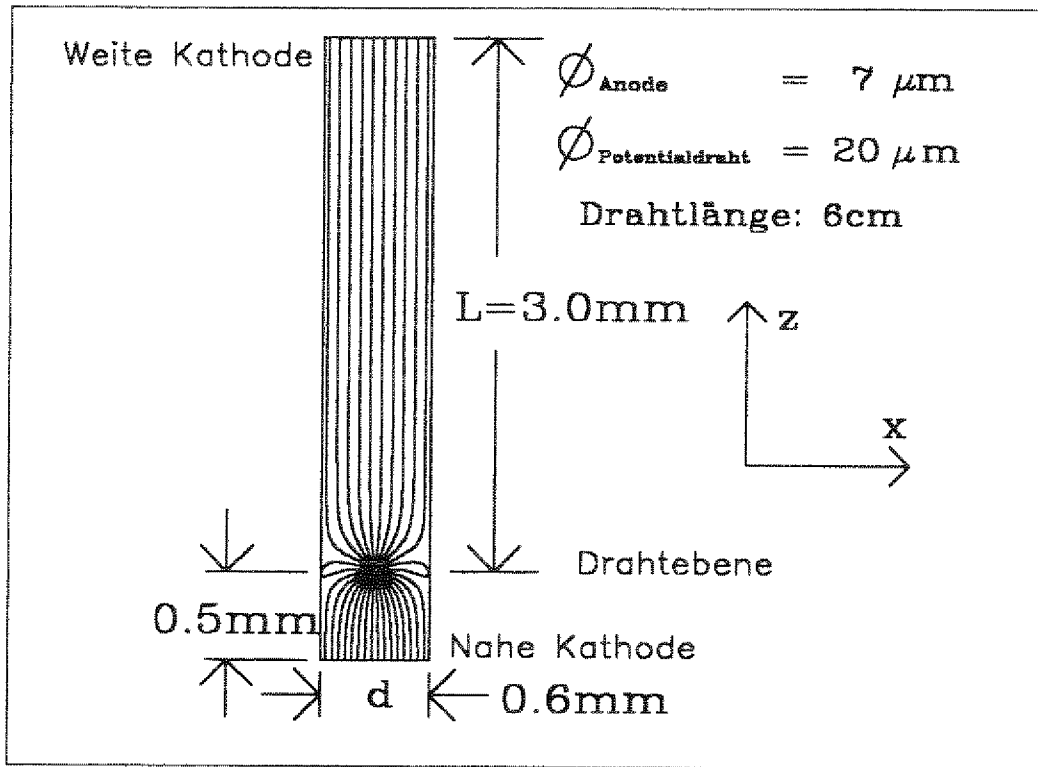


Abbildung 2.2: IDC Geometrie und Feldlinienbild

Über ein Verteilernetzwerk werden an die Kathoden und Potentialdrähte negative Spannungen gelegt, während die Anoden auf Masse liegen, so daß sich für -3400 V auf der weiten Kathode das in Abb. 2.2 gezeigte Driftfeld ergibt. Für einen "weichen" Übergang zum feldfreien Raum sorgen drei Randgruppen, die durch kleinere Feldstärken und dickere Anoden das Feld nach außen langsam abschwächen. [STE91] [DAH91] [BRO91]

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens entstehen durch Ionisation Ladungscluster von Elektron-Ion-Paaren. Die Elektronen driften entlang einer Feldlinie auf die Anode, die sie unter einem Winkel α erreichen. Wie das Feldlinienbild (Abb. 2.2) und Abb. 2.3 zeigen, besteht zwischen der x-Koordinate der Primäriionisation und diesem Winkel α ein linearer Zusammenhang¹

$$x = -k_1 \cdot \alpha + k_2, \quad (2.1)$$

sofern die Primäriionisation im homogenen Feldbereich stattgefunden hat.

¹In manchen vorhergehenden Arbeiten [ROD86] [KRA86] [WAL87] ist der Winkel von der z-Achse aus definiert.

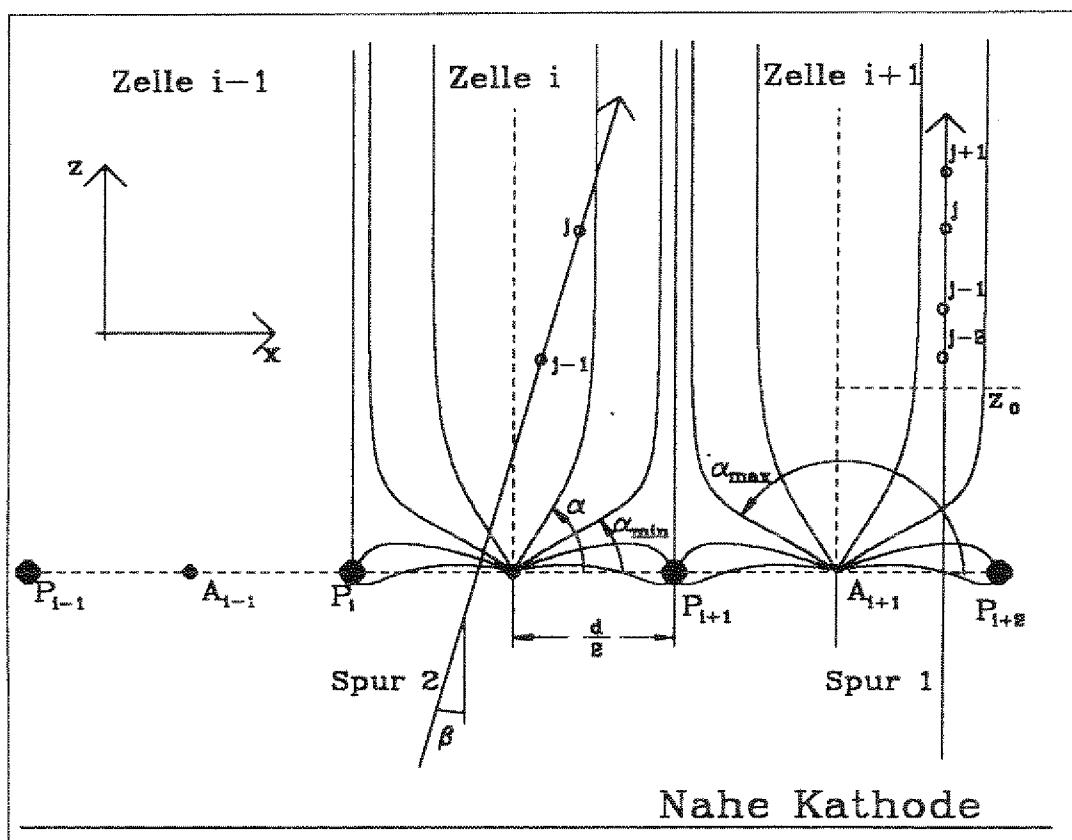


Abbildung 2.3: Beziehung zwischen x-Koordinate und Winkel

Die Werte k_1 und k_2 sind so definiert,

$$k_1 = \frac{d}{2} \cdot \frac{1}{90^\circ - \alpha_{\min}} \quad k_2 = \frac{d}{2} \cdot \frac{90^\circ}{90^\circ - \alpha_{\min}}, \quad (2.2)$$

daß $x=0$ mit der Anodenposition zusammenfällt. Der Winkel α muß aus den Potentialdraht- und Anodensignalen bestimmt werden. Aufgrund der hohen Feldstärke am Anodendraht entsteht durch Stoßionisation eine Ladungslawine sekundärer Elektron-Ion-Paare, deren Richtung bei nicht zu hoher Gasverstärkung erhalten bleibt. Während die Elektronen innerhalb von Nanosekunden auf den Anodendraht driften, bleibt eine positive Ionenwolke zurück, die im Mikrosekundenbereich zu den Kathoden bzw. Potentialdrähten abfließt. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, die sich allgemein als

$$v_{drift}^{e^-} = \frac{e}{2 \cdot m_e} \cdot E \cdot \tau = \mu^- \cdot P_0 \cdot \frac{E}{P} \quad (2.3)$$

schreiben läßt, ist in [BRO91] mit einer elektrischen Feldstärke von $E = 8 \text{ KV}$, wie sie in der IDC vorliegt, zu

$$v_{drift}^{e^-} = 50.3 \mu\text{m}/\text{nsec} \quad (2.4)$$

bestimmt worden. τ ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen, P_0 der Normaldruck und P der Druck. Mit der Ionenbeweglichkeit

$$\mu_{i-C_4H_{10}}^+ = 0.61 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad (2.5)$$

für Isobutan (siehe bspw. [SAU77], S. 20), ist die Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen $i-C_4H_{10}^+$ etwa einen Faktor 1000 kleiner:

$$v_{drift}^{Ion+} = \mu^+ \cdot P_0 \cdot \frac{E}{P} = 49 \mu\text{m}/\mu\text{sec}. \quad (2.6)$$

Diese positive Raumladung beeinflusst jetzt auf allen Leitern in ihrer Umgebung und insbesondere auf den die Zelle begrenzenden Potentialdrähten eine Ladung. Die Höhe der beeinflussten Ladung ist von der Größe und dem Ort der Raumladung abhängig. Die relative Höhe der normierten Potentialdrahtsignale ist somit ein Maß für die x-Koordinate innerhalb der Zelle.

2.2 Greensches Reziprozitätstheorem

Eine analytische Funktion für die beeinflussten Ladungen kann aus dem Greenschen Reziprozitätstheorem abgeleitet werden. Es besagt: Seien (V_i, q_i) und (V'_i, q'_i) zwei Sätze von Potentialen und Ladungen in einem gegebenen System von Leitern, so gilt:

$$\sum q'_i \cdot V_i = \sum q_i \cdot V'_i. \quad (2.7)$$

Ein Satz von Ladungen und Potentialen ist sicherlich durch die Situation in der IDC gegeben, daß sich eine Ladung q^+ am Ort PQ mit den Koordinaten (x, z) in der Nähe der Anode befindet und alle Leiter (Anoden, Potentialdrähte und nahe und weite Kathode) geerdet sind (siehe Abb. 2.4 und Tabelle 2.1). [WAL78]

Im zweiten Fall ist der Potentialdraht, auf dem die beeinflusste Ladung gesucht wird, auf Einheitspotential gelegt, während alle anderen Leiter geerdet sind. Es existiert sonst keine Ladung, d.h. die Ladung am Punkt PQ ist 0. Aus Gleichung 2.7 folgt:

$$Q_{infl} = - \frac{V'_{PQ}}{V'_{pot}} \cdot q^+ = f(x, z) \cdot q^+, \quad (2.8)$$

was besagt, daß die beeinflusste Ladung auf einem Potentialdraht durch die Größe der Ladung am Ort (x, z) und eine Wichtungsfunktion $f = f(x, z)$ gegeben ist. Die Wichtungsfunktion ist das auf "1" normierte Potential am Ort (x, z) , was sich ergibt, wenn man an den Potentialdraht ein von null verschiedenes Potential legt, während Anoden und Kathoden auf Masse liegen.

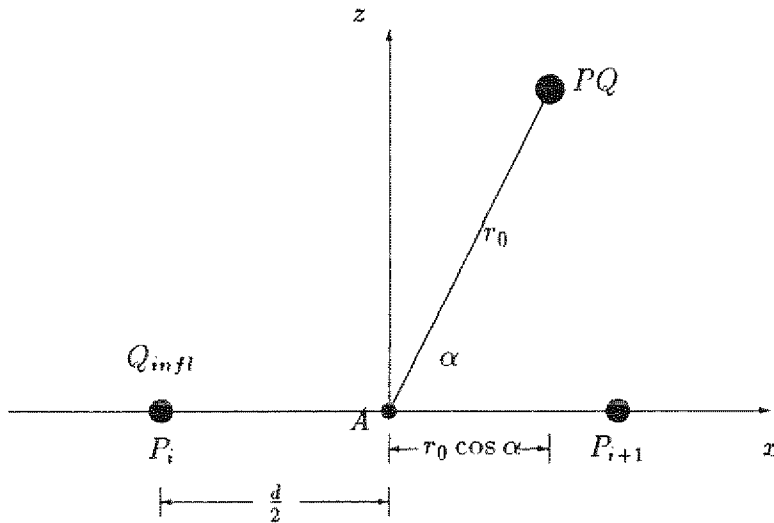


Abbildung 2.4: Berechnung der influenzierten Ladungen

Satz 1 :		
Ladung	Potential	Ort
q^+	V_{PQ}	Ort der positiven Ladung
Q_{infl}	$V_{P1} = 0$	linker Potentialdraht
Q_A	$V_A = 0$	Anode
Q_{Kath}	$V_{Kath} = 0$	Kathode
Satz 2 :		
Ladung	Potential	Ort
$(q^+)' = 0$	V'_{PQ}	Ort der positiven Ladung
Q'_{infl}	V'_{P1}	linker Potentialdraht
Q'_A	$V'_A = 0$	Anode
Q'_{Kath}	$V'_{Kath} = 0$	Kathode

Tabelle 2.1: Ladungs- und Spannungsdefinition zur Anwendung des Green-schen Reziprozitätstheorem

Da das Feld um die Anode zylindersymmetrisch ist, bietet sich eine Betrachtung in Zylinderkoordinaten (r, α) an.

Die Wichtungsfunktion wird dann entsprechend der IDC-Geometrie und den Gasparametern des verwendeten Gases (hier Isobutan) mit dem Einheits-

potential auf einem Potentialdraht mit Hilfe des Feldlinienprogramms 'DI' [WEI89] berechnet. Das Feldlinienbild² und ein Schnitt längs der x-Achse sind in Abb. 2.5 dargestellt.

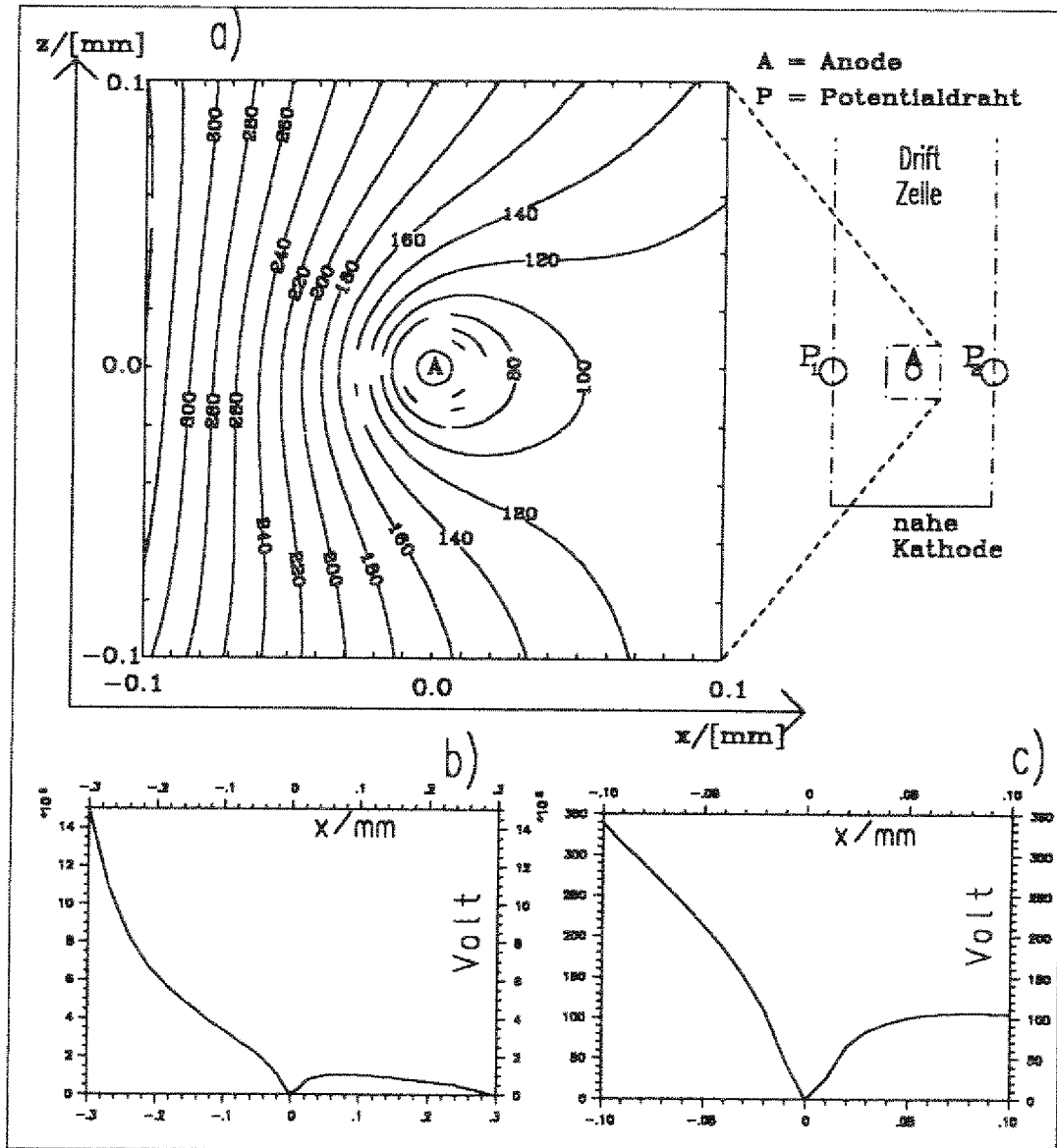


Abbildung 2.5: Oben rechts: Zelle einer IDC, a) Ausschnitt des Potentiallinienbildes der Wichtungsfunktion für $P_1 = 1000\text{V}$, $P_2 = 0\text{V}$, Anode und Kathoden geerdet, Feldlinienangaben in Volt; b), c) Schnitte längs der x -Achse für $z=0$

Wie in Abschnitt 2.1 besprochen, drifteten die Elektronen entlang einer Feldlinie auf den Anodendraht zu; erst wenige Anodenradien vor dem An-

²Dazu wurde das Feldlinienprogramm GARFIELD [GAR91] verwendet

odendraht kommt es aufgrund des hier stark ansteigenden elektrischen Feldes zur Lawinenausbreitung. Der Schwerpunkt der die Influenz bestimmenden positiven Ionenwolke befindet sich bei gegebener IDC-Geometrie und fest eingestellten Parametern für Feld und Gas³ in einem Abstand r_0 , unabhängig vom Winkel, unter dem die Feldlinie auf die Anode läuft (siehe Abschnitt 2.5). Die influenzierte Ladung des Clusters j ist nur von der Winkelposition α der Ladungslawine abhängig:

$$Q_{infl} = f(r_0, \alpha) \cdot q^+. \quad (2.9)$$

Die Abb. 2.4 legt die Vermutung nahe, daß sich die Wichtungsfunktion gut approximieren läßt, indem man den auf die x-Achse projizierten Abstand der Ladungslawine zum Potentialdraht als Maß für die Höhe der Influenz auf eben diesem Potentialdraht nimmt. Somit erhält man für die Potentialdrähte links und rechts bezüglich der z-Achse spiegelsymmetrische Funktionen:

$$\tilde{f}_1(\alpha) = c - \frac{w}{2} \cos(\alpha) \quad \tilde{f}_2(\alpha) = c + \frac{w}{2} \cos(\alpha). \quad (2.10)$$

Wegen unterschiedlicher Verstärkungsfaktoren und leichter Abweichungen von der Sollgeometrie führen die einfachen Beziehungen

$$c = \frac{d}{2} \quad \frac{w}{2} = r_0 \quad (2.11)$$

nicht weiter. Vielmehr müssen c für den konstanten Anteil und w für den Winkelbeitrag entsprechend den Experimentdaten angepaßt werden (siehe Abschnitt 6.2.4.2). Abbildung 2.6 zeigt, wie für zunehmende Radien der Unterschied zwischen Wichtungsfunktion und einfacher "Cosinus Annahme" zunimmt.

Die Asymmetrie der Wichtungsfunktion bzg. 180° erklärt sich aus der extrem asymmetrischen IDC-Geometrie, so daß die Potentiallinien der Wichtungsfunktion ober- und unterhalb der Drahtebene unterschiedlich verlaufen (siehe Abb. 2.5a).

Welcher Radius r_0 angenommen werden muß, hängt vom Ort der Lawinenbildung und von der anschließenden Driftbewegung der positiven Ionen ab (siehe Abschnitte 2.5 und 2.6).

2.3 Algorithmus zur Ortsbestimmung mit der IDC

Für die auf den Potentialdrähten der Abb. 2.3 (Spur 1) influenzierten Signale des Clusters j in der Zelle i gilt nach den oben genannten Überlegungen:

³Gasmischung, Äthanolanteil, etc...

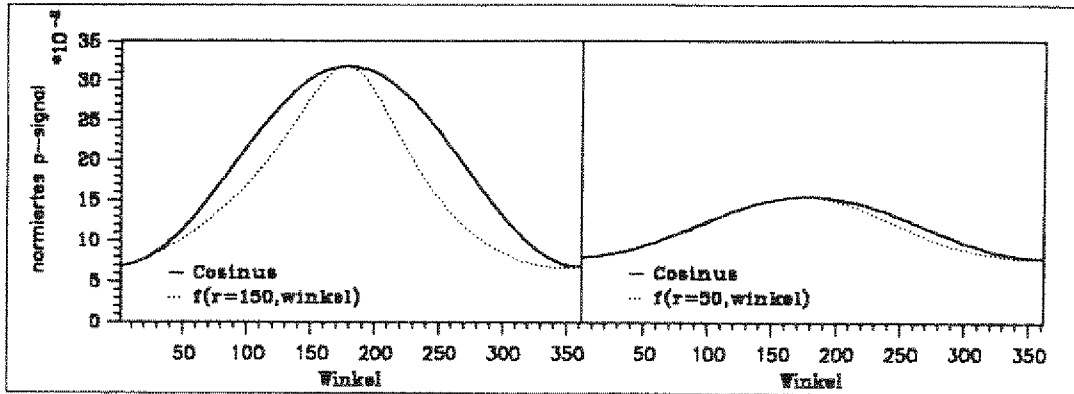


Abbildung 2.6: Vergleich : Wichtungsfunktion mit Cosinus-Annahme; dabei ist im linken Bild für die Wichtungsfunktion ein $r_0 = 150 \mu m$ und im rechten Bild ein $r_0 = 50 \mu m$ angenommen

$$\begin{aligned} P_{i,j} &= q_{i,j} \cdot f_{i,1}(r, \alpha_{i,j}) \\ P_{i+1,j} &= q_{i,j} \cdot f_{i,2}(r, \alpha_{i,j}). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Das gesamte influenzierte Signal in einer Zelle erhält man durch Summation über alle Cluster:

$$P_i = \sum_j P_{i,j}. \quad (2.13)$$

Die einzelnen Cluster können prinzipiell durch die unterschiedlichen Driftzeiten zur Anode separiert werden. Die Clusterung kann man also in eine Zeitabhängigkeit umschreiben. Nimmt man außerdem die Näherung (Gl. 2.10), dann schreibt sich Gl. 2.12⁴:

$$\begin{aligned} P_i(t) &= q_i(t) \cdot \left(c_{i,l} - \frac{w_{i,l}}{2} \cdot \cos(\alpha_i(t)) \right) \\ P_{i+1}(t) &= q_i(t) \cdot \left(c_{i,r} + \frac{w_{i,r}}{2} \cdot \cos(\alpha_i(t)) \right). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die Beziehung zwischen den Clustern und den Driftzeiten ist jedoch nicht eindeutig⁵, d.h. unterschiedliche Cluster können gleiche oder ähnliche Driftzeiten haben (siehe Abschnitt 3.2).

Der allgemeine Fall, daß eine Spur (Spur 2 in Abb. 2.3) in einer Ebene mehrere Zellen trifft, ist dadurch charakterisiert, daß alle mittleren Potenti-

⁴Im Prinzip sind die Eichfunktionen für die Potentialdrähte spiegelsymmetrisch; da man c und w aber aus den P / A Spektren des Experiments erhält, können diese Koeffizienten für die Potentialdrähte links und rechts einer Zelle unterschiedlich sein und sind es zumeist. Deshalb wird unterschieden in $c_{i,l}$, $w_{i,l}$ für links und $c_{i,r}$, $w_{i,r}$ für rechts

⁵es gibt keine Umkehrfunktion

aldrähte aus zwei Zellen influenzierte Signale sehen, so daß bei der zellorientierten Auswertung, wie oben beschrieben, nur die ganz äußeren Potentialdrähte eine sinnvolle Ortsbestimmung liefern. Um die Information aller Drähte auszuwerten, schreibt man mit den Bezeichnungen der Abb. 2.3

$$\begin{aligned}
 P_{i-1}(t) &= \dots \\
 P_i(t) &= q_i(t) \cdot \left(c_{i,l} - \frac{w_{i,l}}{2} \cdot \cos(\alpha_i(t)) \right) \\
 &\quad + q_{i-1}(t) \cdot \left(c_{i-1,r} + \frac{w_{i-1,r}}{2} \cdot \cos(\alpha_{i-1}(t)) \right) \\
 P_{i+1}(t) &= q_{i+1}(t) \cdot \left(c_{i+1,l} - \frac{w_{i+1,l}}{2} \cdot \cos(\alpha_{i+1}(t)) \right) \\
 &\quad + q_i(t) \cdot \left(c_{i,r} + \frac{w_{i,r}}{2} \cdot \cos(\alpha_i(t)) \right) \\
 P_{i+2}(t) &= q_{i+2}(t) \cdot \left(c_{i+2,l} - \frac{w_{i+2,l}}{2} \cdot \cos(\alpha_{i+2}(t)) \right) \\
 &\quad + q_{i+1}(t) \cdot \left(c_{i+1,r} + \frac{w_{i+1,r}}{2} \cdot \cos(\alpha_{i+1}(t)) \right) \\
 P_{i+3}(t) &= \dots
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

Unabhängig von der Anzahl der getroffenen Zellen gilt für die gesuchten Winkel:

$$\alpha_i(t) = \arccos \left[-\frac{2}{w_{i,l}} \cdot \left(\frac{P_i^{red}(t)}{q_i(t)} - c_{i,l} \right) \right] \tag{2.16}$$

wobei man $P_i^{red}(t)$ das reduzierte influenzierte Signal nennen kann:

$$P_i^{red} = P_i - q_{i-1} \cdot \left[c_{i-1,r} + \frac{w_{i-1,r}}{2} \cdot \cos(\alpha_{i-1}(t)) \right], \tag{2.17}$$

denn von P_i wird der Signalanteil abgezogen, der durch Influenz aus der Zelle mit dem kleineren Index hervorgerufen wird. Ist P_i der erste und P_{i+N+1} der letzte Potentialdraht mit einem Signal, so ist wegen $q_{i-1} = q_{i+N+1} = 0$ das Gleichungssystem überbestimmt, denn für diese (äußeren) Potentialdrähte gilt:

$$\begin{aligned}
 P_i(t) &= q_i(t) \cdot \left(c_{i,l} - \frac{w_{i,l}}{2} \cdot \cos(\alpha_i(t)) \right) \\
 P_{i+N+1}(t) &= q_{i+N+1}(t) \cdot \left(c_{i+N+1,l} - \frac{w_{i+N+1,l}}{2} \cdot \cos(\alpha_{i+N+1}(t)) \right)
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

Die Lösung findet man durch einen Fit:

Variiere α_i so, daß

$$\sum_{i=1}^{N+1} (P_i^g - P_i^b)^2 \tag{2.19}$$

minimal ist. N ist die Anzahl der getroffenen Zellen, P_i^g und P_i^b der gemessene und der aus dem Fit bestimmte Potentialdrahtwert.

2.4 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung der IDC wird beschrieben durch:

$$\sigma(x, \beta)^2 = \sigma_0^2 + D^2 \cdot \tan^2(\beta) + \sigma_{inh}^2(x, \beta) \quad (2.20)$$

Für senkrechte Spuren ist sie (σ_0) begrenzt durch die folgenden physikalischen Effekte [STE91]:

Transversale Diffusion der Primärelektronen :	σ_{diff}	=	$5\mu m$
δ Elektronen :	σ_δ	=	$3\mu m$
Räumliche Ausdehnung der Ladungslawine :	σ_{av}	=	$4.5\mu m$

Aufgrund endlicher Zeitkonstanten bei der Signalaufnahme macht sich bei geneigten Spuren die statistische Schwankung der Primärionisation dadurch bemerkbar, daß Ladungs- und geometrischer Schwerpunkt nicht übereinstimmen, was durch den Ausdruck [WAL87]

$$D = \frac{n_0^{-\frac{1}{2}}}{\sqrt{12}} \cdot (2L)^{\frac{2}{3}} \quad (2.21)$$

beschrieben wird, wobei n_0 die Zahl der Primärionisationen und L die Länge der Driftzelle (siehe Abb. 2.1) bedeuten.

Neben einem Gas mit hohem Wirkungsquerschnitt scheint eine dünne Kammer vorteilhaft zu sein. Die Verschlechterung der Ortsauflösung durch den inhomogenen Feldbereich

$$\sigma_{inh} \propto \frac{1}{L} \cdot g(x, \beta) \quad (2.22)$$

ist jedoch um so größer, je kleiner L ist und zusätzlich abhängig vom Abstand des Ladungclusters zur Anode (siehe auch Abschnitt 3.4). Ein Optimum liegt bei etwa $L = 3\text{mm}$. [WAL87] [WAL88]

Stattdessen ist eine elektronische Unterteilung des Driftraumes nach Driftzeiten sinnvoll, denn N unabhängige Messungen der Teilladung $\frac{\Delta Q_{intl}}{Q_{intl}}$ führen zu einer Verbesserung der Ortsauflösung um etwa diesen Faktor [STE91] [ROD92] :

$$\sigma_\beta(N) = D(N) \cdot \tan(\beta) = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \left(\frac{n_0}{N}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{2L}{N}\right)^{\frac{2}{3}} = N^{-\frac{5}{6}} \cdot \sigma_\beta \quad (2.23)$$

Die Anzahl der möglichen Messungen ist gegeben durch die Driftraumlänge L , die Driftgeschwindigkeit v_{drift} der Elektronen im Gas und die Zeitauflösung

Δt_{res} der FADCs⁶ :

$$N = \frac{L}{v_{drift} \cdot \Delta t_{res}} \quad (2.24)$$

Mit $L = 3\text{mm}$, $v_{drift}^- = 50\mu\text{m/sec}$ und $\Delta t_{res} = 10\text{nsec}$ kann das Signal maximal 6 mal abgetastet werden. Um einzelne Cluster erfassen zu können, benötigte man eine Zeitaufösung von 1 nsec.

Des weiteren besteht die Chance, Ladungscluster aus dem inhomogenen Driftbereich aufgrund ihrer kurzen Driftzeiten wegzuschneiden.

2.5 Ladungslawine

Wie in dem Abschnitt oben erläutert, ist das influenzierte Signal abhängig vom Abstand r_0 der Ladungslawine zur Anode.

Hierzu wird im folgenden eine Abschätzung hergeleitet. Im allgemeinen Fall ist die Gasverstärkung [ROS41] [SAU77] gegeben durch

$$M = \exp \left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(r) dr \right]. \quad (2.25)$$

α ist der sogenannte "Erste Townsend Koeffizient", das Inverse der mittleren freien Weglänge. Für kleine Werte von α ist der Koeffizient linear abhängig von der Energie ϵ der Elektronen:

$$\alpha = K \cdot N \cdot \epsilon. \quad (2.26)$$

N ist die Anzahl der Moleküle pro Einheitsvolumen; K ist eine gasabhängige Konstante, die für einige Gase vorliegt (siehe [ROS41]).

Für die weiteren Überlegungen wird der vereinfachende Fall eines Proportionalitätszählrohres angenommen, der in guter Näherung jedoch die Situation um die Anode wiedergibt. Der Radius des Zähl drahtes (bzw. der Anode) sei a , der Abstand zur zylindrischen Kathode⁷ b , so daß sich das elektrische Feld schreiben läßt als:

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \cdot \frac{1}{r} \quad (2.27)$$

Ist $1/\alpha$ die mittlere freie Weglänge für die Ionisation, so ist die durchschnittliche Energie ϵ , die ein Elektron zwischen zwei Stößen gewinnen kann, gleich E/α [ROS41]. Aus den Gleichungen 2.26 und 2.27 erhält man für den Townsend Koeffizienten den Ausdruck:

$$\alpha(r) = \sqrt{\frac{KNV_0}{\ln(b/a)}} \cdot \frac{1}{r}, \quad (2.28)$$

⁶FADC steht für Flash Analog to Digital Converter, diese speziellen ADCs werden näher in Kapitel 5 (Datenanslese...) und Anhang A beschrieben.

⁷hier muß für die IDC-Geometrie ein Abstand geschätzt werden, bis zu dem das Feld um die Anode annähernd zylindersymmetrisch ist

der in Gleichung 2.25 eingesetzt werden muß. Die Integrationsgrenzen sind der Anodenradius a und der Abstand r_c vom Mittelpunkt, an dem die Gasverstärkung beginnt. Führt man das Integral

$$M = \exp \left[\sqrt{\frac{K N V_0}{\ln(b/a)}} \cdot \int_a^{r_c} \sqrt{\frac{1}{r}} dr \right] \quad (2.29)$$

aus, so ergibt sich:

$$M = \exp \left[2 \cdot \sqrt{\frac{K N V_0}{\ln(b/a)}} a \cdot \left(\sqrt{\frac{r_c}{a}} - 1 \right) \right]. \quad (2.30)$$

Umstellen der Gleichung nach r_c ergibt :

$$r_c = a \cdot \left(\frac{\ln M}{2 \cdot \sqrt{\frac{K N V_0}{\ln(b/a)}} \cdot a} + 1 \right)^2. \quad (2.31)$$

Mit den in Tabelle 2.2 zugrunde gelegten Werten⁸ ergibt sich für r_c ein Wert von $12\mu\text{m}$, d.h. knapp $10\mu\text{m}$ vor der Anodendrahtoberfläche beginnt die Gasverstärkung bei Argon. Da Isobutan einen sehr viel höheren Wirkungs-

$K = 1.81 \cdot 10^{-17}$	(für Argon) (siehe [ROS41])
$N = 6.023 \cdot 10^{23} / 22.4 \cdot 10^3 \text{cm}^3$	Loschmidt-Avogadrozahl / Mol
$V_0 = 1000 \text{V}$	
$M = 1.0 \cdot 10^4$	Gasverstärkung (siehe [BRO91])
$a = 3.5\mu\text{m} = 0.00035 \text{cm}$	Anodenradius
$b = 200\mu\text{m} = 0.02 \text{cm}$	

Tabelle 2.2: Ausgangswerte zur Berechnung des Ortes der Lawinenbildung

querschnitt hat und außerdem ein dichteres Gas ist, müssen der Townsend-Koeffizient und somit der Faktor K größer sein; die Gasverstärkung beginnt folglich noch näher an der Anode.

2.6 Ionendrift

Nach Bildung der Ladungslawine driften die positiven Ionen entlang der Feldlinien von der Anode weg auf die Potentialdrähte oder die weite oder nahe Kathode, was durch folgende Gleichung beschrieben wird:

$$r(t) = \sqrt{\frac{2\mu^+ V_0}{\ln \frac{b}{a}} \cdot t + a^2}, \quad (2.32)$$

⁸da für Isobutan die Werte nicht vorliegen, wird die Rechnung mit Argon durchgeführt

wobei μ^+ die Ionenbeweglichkeit bedeutet, a und b sind in Abschnitt 2.5 erklärt. Der durch die Clusterung bedingten Zeitabhängigkeit ($\alpha = \alpha(t)$) ist die der Ionenbeweglichkeit überlagert:

$$Q_{infl} = f(r(t), \alpha(t)) \cdot q^+. \quad (2.33)$$

Mit der schon zitierten Ionenbeweglichkeit für Isobutan $\mu_{i-C_4H_{10}}^+ = 0.61 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ (siehe Abschnitt 2.1) ergibt sich der in Abb. 2.7 gezeigte Kurvenverlauf.

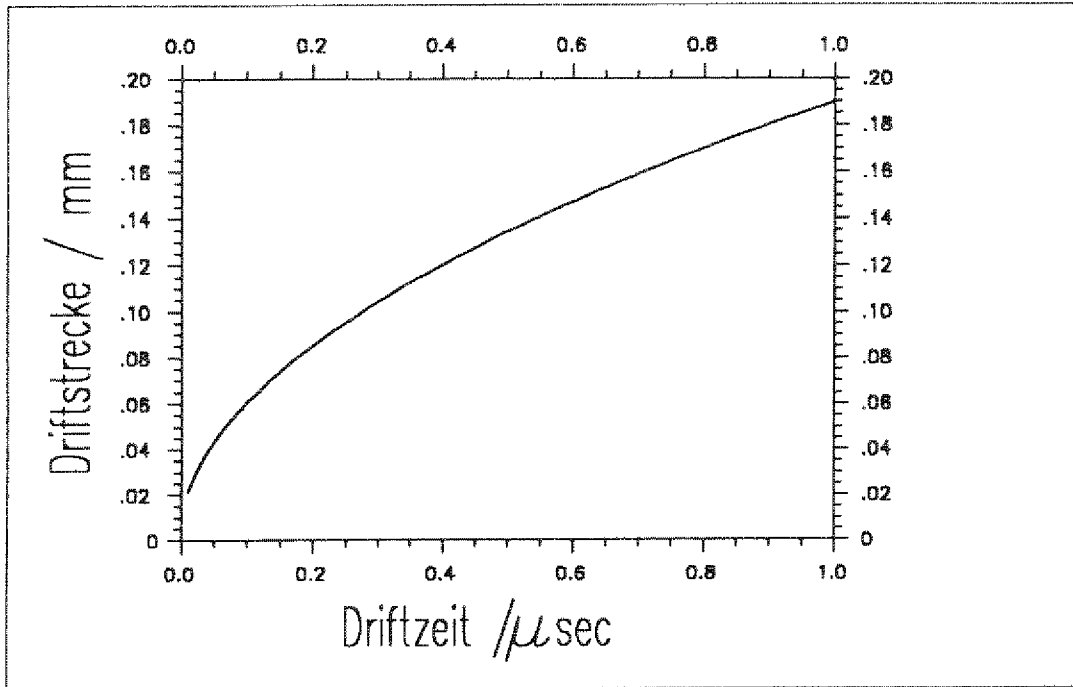


Abbildung 2.7: Ionenbeweglichkeit in Isobutan

Je länger das Signal abgetastet (FADC) oder integriert (ADC) wird, desto größer wird der gemessene und für die Ortsauflösung der Kammer entscheidende Signalunterschied der Potentialdrähte (siehe Abb. 2.8). Um jedoch zeitlich benachbarte Events trennen zu können, muß das Zeitfenster der Signalaufnahme möglichst kurz sein. Für die Zahl der Ereignisse N_{zufall} , bei der zwei Events in dasselbe Zeitfenster fallen, gilt

$$N_{zufall} = \tau \cdot N_1 \cdot N_2. \quad (2.34)$$

Toleriert man maximal 10% zufälliger "Doppelevents" bei einer Rate von 10^6 Teilchen pro Sekunde, so muß $\tau < 0.1 \mu\text{sec}$ sein, was mit einem $r_0 < 100 \mu\text{m}$ korrespondiert.

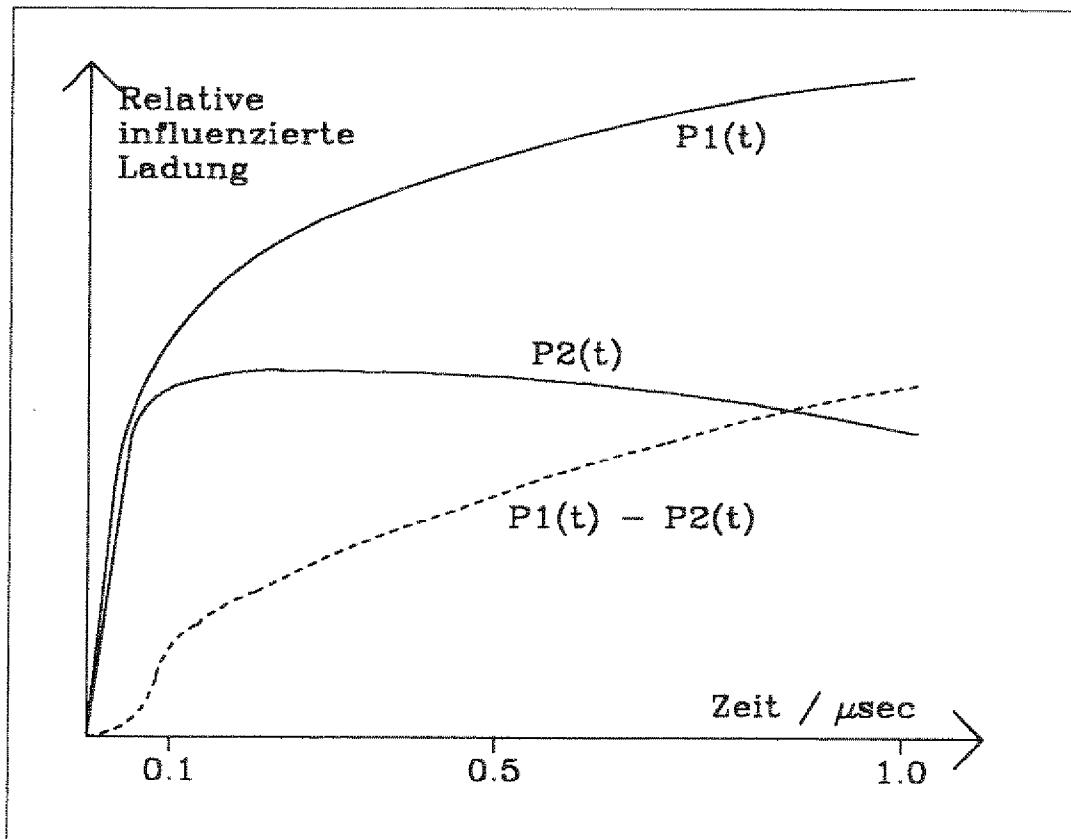


Abbildung 2.8: Zeitliche Entwicklung des beeinflussten Signals auf den Potentialdrähten P_1 und P_2 für eine Ladung, die im wesentlichen von der Anode zum Potentialdraht P_1 driftet

Kapitel 3

Simulation

3.1 Simulationsverfahren

Das Programmpaket **DI** (siehe [WEI89]) erzeugt einen Datensatz der x,z-Koordinaten von 100 Feldlinien einer Driftzelle mit den jeweiligen E_x , E_z -Komponenten des elektrischen Feldes. Die Feldlinien starten radial von der Anode und sind im mathematisch positiven Sinne in 3.6^0 Schritten durchnummeriert. Eine Zelle der IDC wird in $60 * 350$ Pixel der Größe $10\mu m * 10\mu m$ zerlegt [DAH91].

Für die Simulation wird das in Abb. 3.1 gezeigte Koordinatensystem angenommen. Eine Spur wird mit den beiden Parametern Ionisationswahrscheinlichkeit $n_p = 46/cm$ und Driftgeschwindigkeit $v_{Drift} = 50\mu m$ simuliert: Vom Startpunkt (x_i, z_i) wird die Spur in Schritten von

$$x_{i+1} = x_i + 10\mu m \cdot \sin(\beta) \quad z_{i+1} = z_i + 10\mu m \cdot \cos(\beta) \quad (3.1)$$

verfolgt. Der Winkel β ist die Einschußrichtung der Spur (siehe Abb. 2.3, 3.1) zur z-Achse¹. Für jeden Schritt wird dann mit Hilfe der Poisson Statistik

$$P(n, k) = \frac{1}{k!} \cdot n^k \cdot e^{-n} \quad (3.2)$$

entschieden, ob sich ein Ionisationscluster gebildet hat. Wenn ja, wird die aus dem Feldlinienprogramm nächstgelegene Feldlinie bestimmt, womit man für die (x,z) Position die beiden Größen Driftzeit t_d und Winkel α , unter dem diese Feldlinie auf die Anode läuft (wie in Abschnitt 2.1 und Bild 2.3 beschrieben), erhält. Das Cluster wird mit einer Landauverteilung

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad (3.3)$$

¹Für β wird eine gaussförmige konstante Unsicherheit mit einem $\sigma = 0.01^0$ angenommen

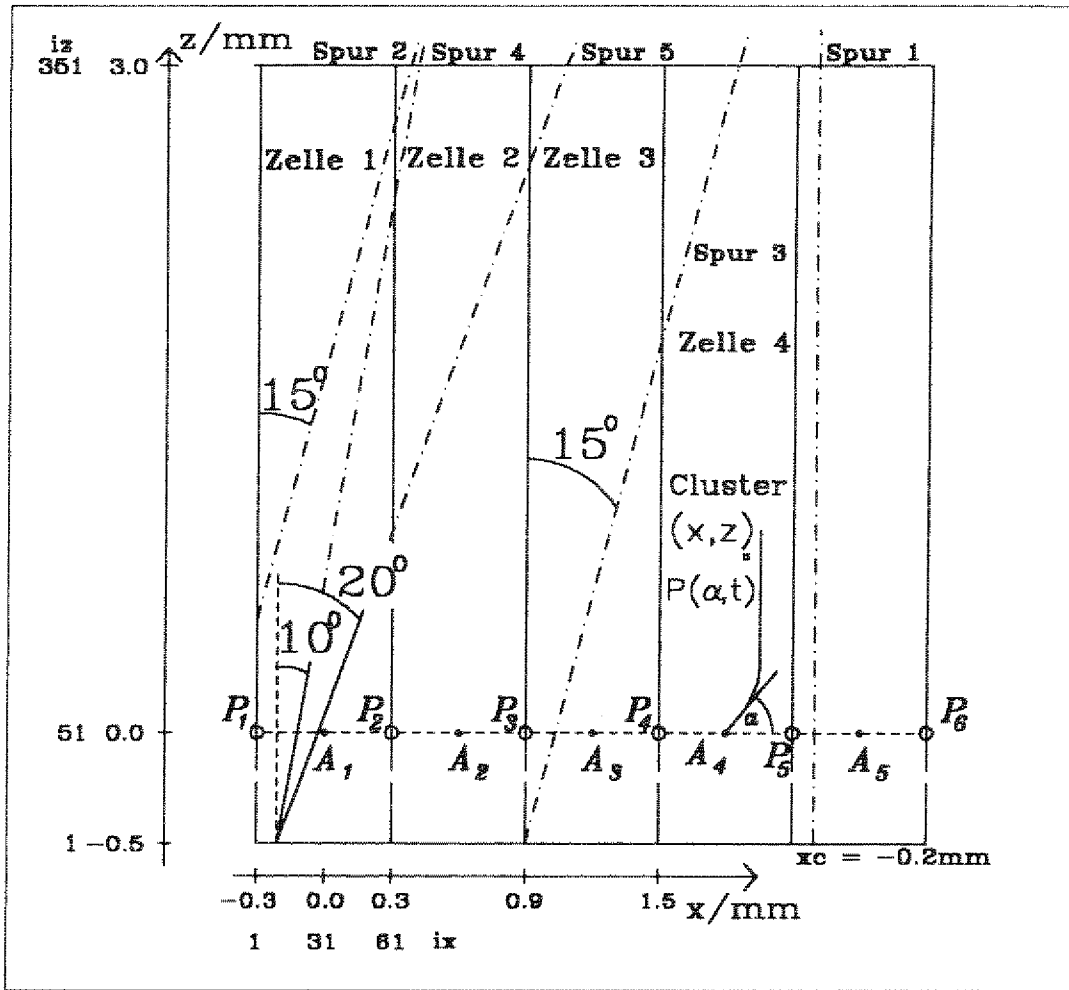


Abbildung 3.1: Koordinatensystem und Pixel Definition für die Simulation

gewichtet. Mit Hilfe der Wichtungsfunktion ($f(r_0, \alpha(t))$, siehe Gl. 2.9) wird jedem in der Simulation entstandenen Cluster ein normiertes Potentialdrahtsignal $P'(t_d)$ zugeordnet. Zu diesen Simulationsrechnungen werden sowohl realistische Driftzeitspektren mit der Auflösung der verwendeten FADCs als auch idealisierte Spektren mit beliebig guter Auflösung erzeugt. Die Aufsummierung der entstandenen Cluster über die gesamte Spur in einer Zelle ergibt normierte Potentialdrahtsignale, wie sie ein ADC sehen müßte.

3.2 Driftzeitspektren

Senkrechte Spuren (Spur 1 in Abb. 3.1) ergeben ein fast gleichförmiges Driftzeitspektrum für einen Potentialdraht (siehe Abb. 3.2). Die Überhöhung bei kleinen Driftzeiten in Abb. 3.2a ist darauf zurückzuführen, daß der Bereich bis 0.5 mm zur Drahtebene in der hier diskutierten asymmetrischen Kam-

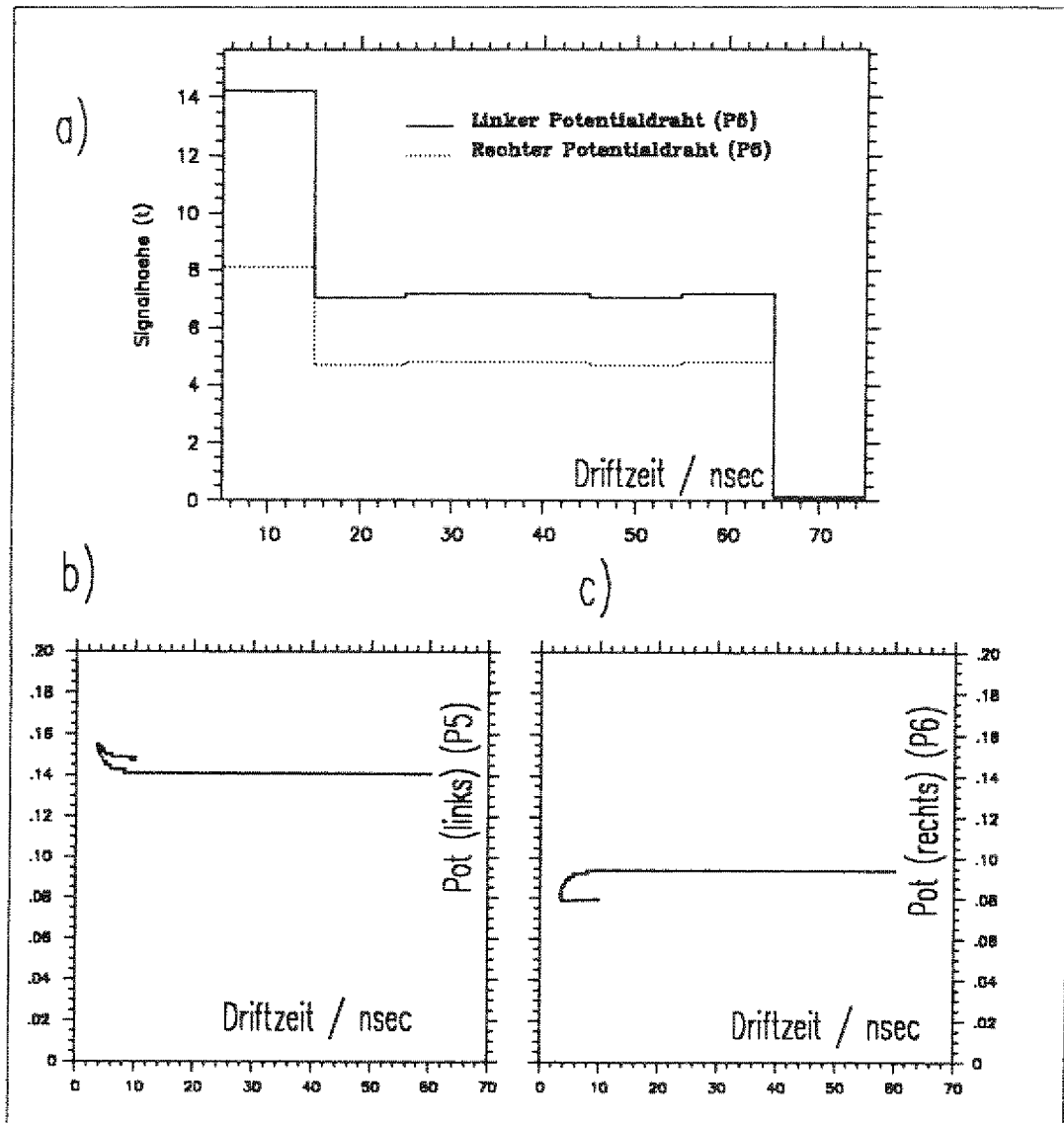


Abbildung 3.2: Driftzeitspektrum für senkrechte Spuren a) Simulierte 100 MHz FADC Signale, b,c) Potentialdrahtsignale in Abhängigkeit von der Driftzeit

mer zweimal vorkommt. Mit einer Driftgeschwindigkeit der Elektronen von $50\mu\text{m}/\text{nsec}$ und einer Auflösung der FADCs von 100 MHz müssen Signale aus diesem (inhomogenen) Bereich im ersten Zeitbin liegen. In der Datenauswertung (Kap. 6) wird näher darauf eingegangen, daß es trotz einleuchtender Argumente nicht trivial ist, durch Wegschneiden dieses ersten Zeitbins den Einfluß des inhomogenen Feldbereichs zu unterdrücken. Mit beliebig guter Zeitauflösung ist in den Abb. 3.2a und 3.2b für jedes Cluster die Signalthöhe in Abhängigkeit seiner Driftzeit aufgetragen. Der Bereich bis 10 nsec zeigt,

daß Cluster mit gleicher Driftzeit, die von ober- oder unterhalb der Drahtebene kommen, unterschiedliche Signalhöhen hervorrufen; eine Konsequenz des asymmetrischen Feldlinienverlaufs der Wichtungsfunktion (siehe Abb. 2.5a).

Schräge Spuren kann man an den ebenfalls "schrägen Driftzeitspektren" erkennen, welche mit zunehmendem Winkel der Spur zur Drahtebene immer schmaler werden. Cluster aus Spuren, die parallel zur Drahtebene verlaufen, haben näherungsweise alle die gleiche Driftzeit.

In Abb. 3.3a ist eine mit gleichförmiger Clusterverteilung simulierte Spur, die eine Zelle ganz im homogenen Bereich unter einem Winkel von 15° schneidet, dargestellt (Spur 2 in Abb. 3.1). Die Abb. 3.3b zeigt, wie die in Kap. 2.3 angesprochene Schwierigkeit, daß verschiedene Cluster gleiche Driftzeiten haben, besonders an den Zellgrenzen deutlich wird. Trotzdem kann man erwarten, daß mit einem sehr schnellen FADC² die Spur innerhalb der Zelle wiedergegeben werden kann (siehe Abb. 3.3c und 3.3d), sofern man die kürzesten und längsten Driftzeiten rausschneidet.

Dagegen liefert der FADC mit 100 MHz das in Abb. 3.4a dargestellte Spektrum³. Das Spektrum des linken Potentialdrahtes liegt in der Tendenz richtig, ist jedoch zu steil; dagegen ist das rechte Potentialdrahtspektrum im Gegensatz zur Erwartung fast gleichverteilt. Durch die endliche Binnung entstehen in den einzelnen Zeitbins unterschiedlich viele Einträge (siehe Abb. 3.4b), so daß sich beim Potentialdraht links der Effekt verstärkt, daß für kürzere Driftzeiten höhere Signaleinträge vorliegen. Entsprechend wird beim rechten Potentialdraht der gegenläufige Effekt kompensiert.

Abb. 3.5 zeigt eine Spur (15° , Spur 3 in Abb. 3.1), die mit einer Poisson Clusterverteilung simuliert wurde. Die eingekreisten Bereiche führen zu einer Überhöhung des Driftzeitspektrums bei ca. 4 nsec und bei ca. 42 nsec.

3.3 Normierte Potentialdrahtspektren

Beleuchtet man eine Zelle der IDC gleichmäßig, so stimmen die Häufigkeitsverteilungen der normierten Potentialdrahtsignale gut mit den wirklichen Daten überein (siehe Kap. 6). Sowohl die Wichtungsfunktion als auch die einfachere 'Cosinus'-Annahme zeigen beide mit den Experimentdaten (siehe Kap. 6, Abb. 6.3, 6.9, 6.10, 6.11) vergleichbare $N(\Delta P/A)$ Spektren (siehe Abb. 3.6a). Dagegen spiegelt sich die Asymmetrie der Wichtungsfunktion in den Häufigkeitsverteilungen der Potentialdrähte $N(P/A)$ wider, im Gegensatz zu den symmetrischen bei dem Cosinus Ansatz (siehe Abb. 3.6b und Abb. 3.6c).

²ein FADC mit einer Zeitaufösung, die besser als die Clusterung sein müßte

³in das Spektrum werden die Signale dann eingetragen, wenn sie näher als 0.5 nsec an einer modulo 10 nsec Marke liegen

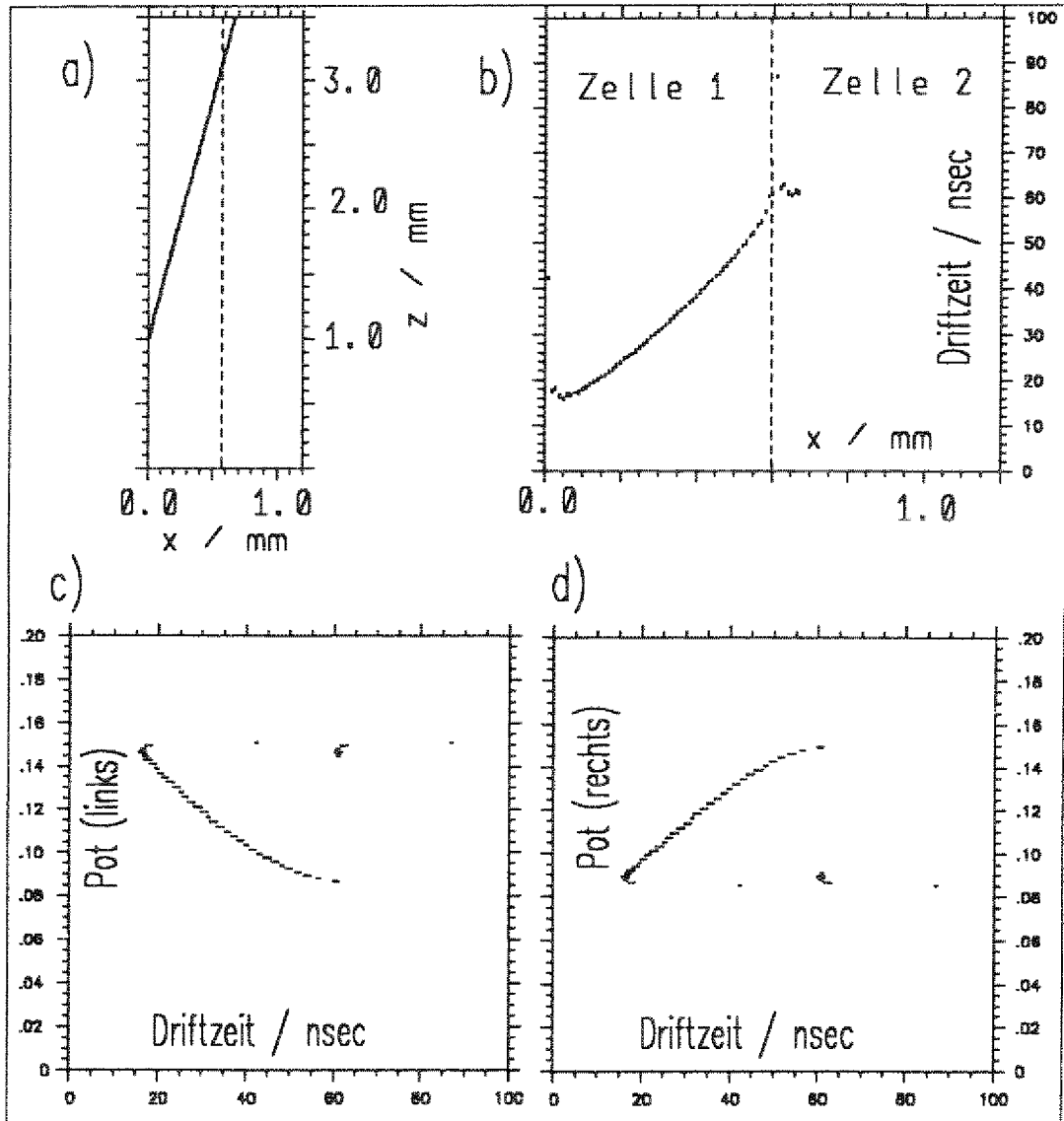


Abbildung 3.3: Simulation einer schrägen Spur mit gleichförmiger Clusterverteilung; a) Spur in den Zellen 1 und 2, b) Driftzeit in Abhängigkeit der x -Koordinate, c,d) normierte Potentialdrahtsignale des jeweils linken (P1 in Zelle 1, P2 in Zelle 2) bzw. rechten (P2 in Zelle 2, P3 in Zelle 2) Potentialdrahtes einer Zelle in Abhängigkeit der Driftzeit

Die Abweichungen zu den Experimentdaten sind auf das bei der Testmessung vorliegende schräge Strahlprofil zurückzuführen. Wenn man auch dieses bei der Simulation berücksichtigt, so wird deutlich, daß sie die Abläufe in der IDC gut beschreibt (Abb. 3.7).

Der für die Wichtungsfunktion angenommene Radius r_0 wirkt sich direkt auf die Breite der normierten Potentialdrahtspektren aus. Während in den

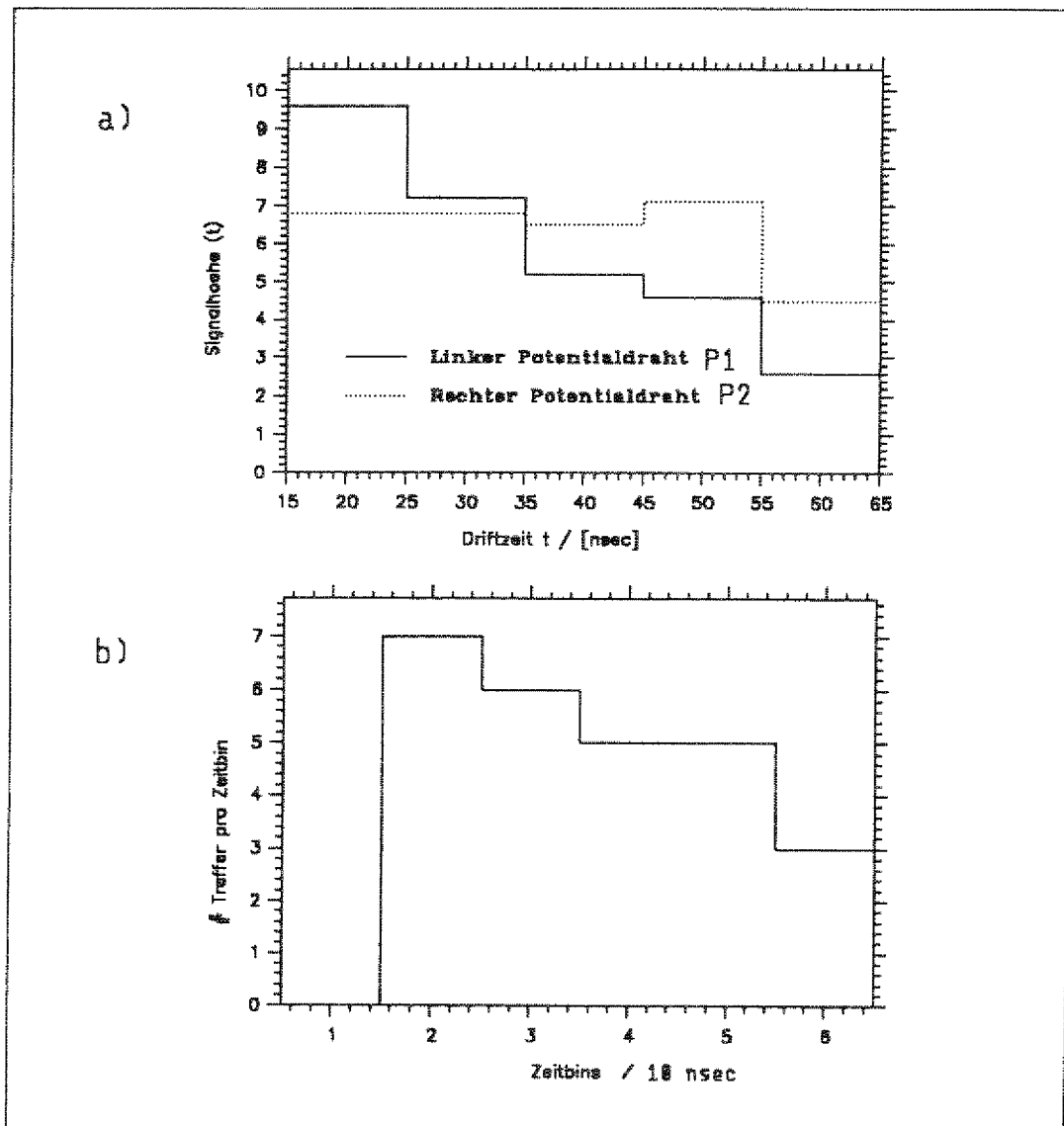


Abbildung 3.4: a) Simulierte FADC Signale einer schrägen (15°) Spur, b) Anzahl der Einträge pro Zeitbin

Abb. 3.6 und 3.7 ein r_0 von $50 \mu\text{m}$ angenommen wurde, zeigt Abb. 3.8 die Verbreiterung der Spektren mit $r_0 = 150 \mu\text{m}$. Die mit der Verbreiterung des Spektrums einhergehende Verbesserung der Ortsauflösung erwartet man nach den Überlegungen in Abschnitt 2.6 und der Abb. 2.8.

Anders als bei der Auswertung der Meßdaten, kann man jeder x-Koordinate die normierten Potentialdrahtsignale P'_1 und P'_2 zuordnen⁴, so daß sich aus der Umkehrfunktion direkt die Eichfunktionen $x = f(P'_1)$, $x = f(P'_2)$ ergeben. Unterschiede für Wichtungsfunktion und Cosinus-Annahme sind

⁴aus der Differenz gewinnt man natürlich das normierte $\Delta P'$ Signal

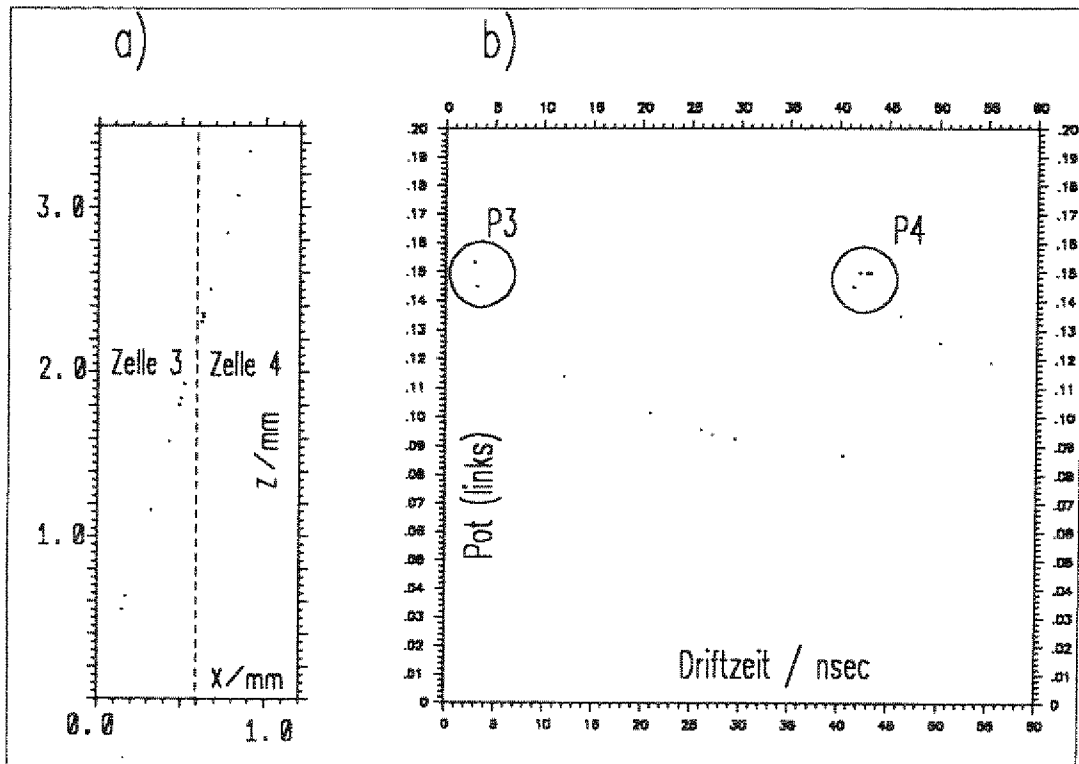


Abbildung 3.5: Simulation einer schrägen Spur, die zwei Zellen trifft

sehr gering (Abb. 3.9).

3.4 Theoretische Auflösung der IDC

Anhand der Winkelverteilung (Abb. 3.10) erkennt man, daß Cluster aus dem homogenen Feldbereich unter Winkeln zwischen 30° und 150° auf die Anode zulaufen.

Diese Abb. sowie die berechneten Eichfunktionen $x(\alpha)$ (Abb. 3.11) zeigen, daß der fast 3 mm lange, homogene Feldbereich zwischen weiter Kathode und Drahtebene die x-Position des entstandenen Clusters linear auf einen Winkel α abbildet, so daß in diesem simplifizierten Fall aus dem gemessenen, auf die Anode normierten Potentialdrahtsignal über die Wichtungsfunktion der Winkel α und somit die x-Position bestimmt werden kann.

Der inhomogene Feldbereich verschlechtert maßgeblich die Ortsauflösung. Liegt die Position der Primärisionisation in diesem Bereich, so ist der Winkel unter dem die Feldlinie auf die Anode läuft keiner eindeutigen x-Position zuzuordnen. Der Vergleich der Eichfunktionen – nur aus dem homogenen Bereich und aus der ganzen Zelle (siehe Abb. 3.12, 3.11) – zeigt, wie der inhomogene Bereich zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung selbst bei

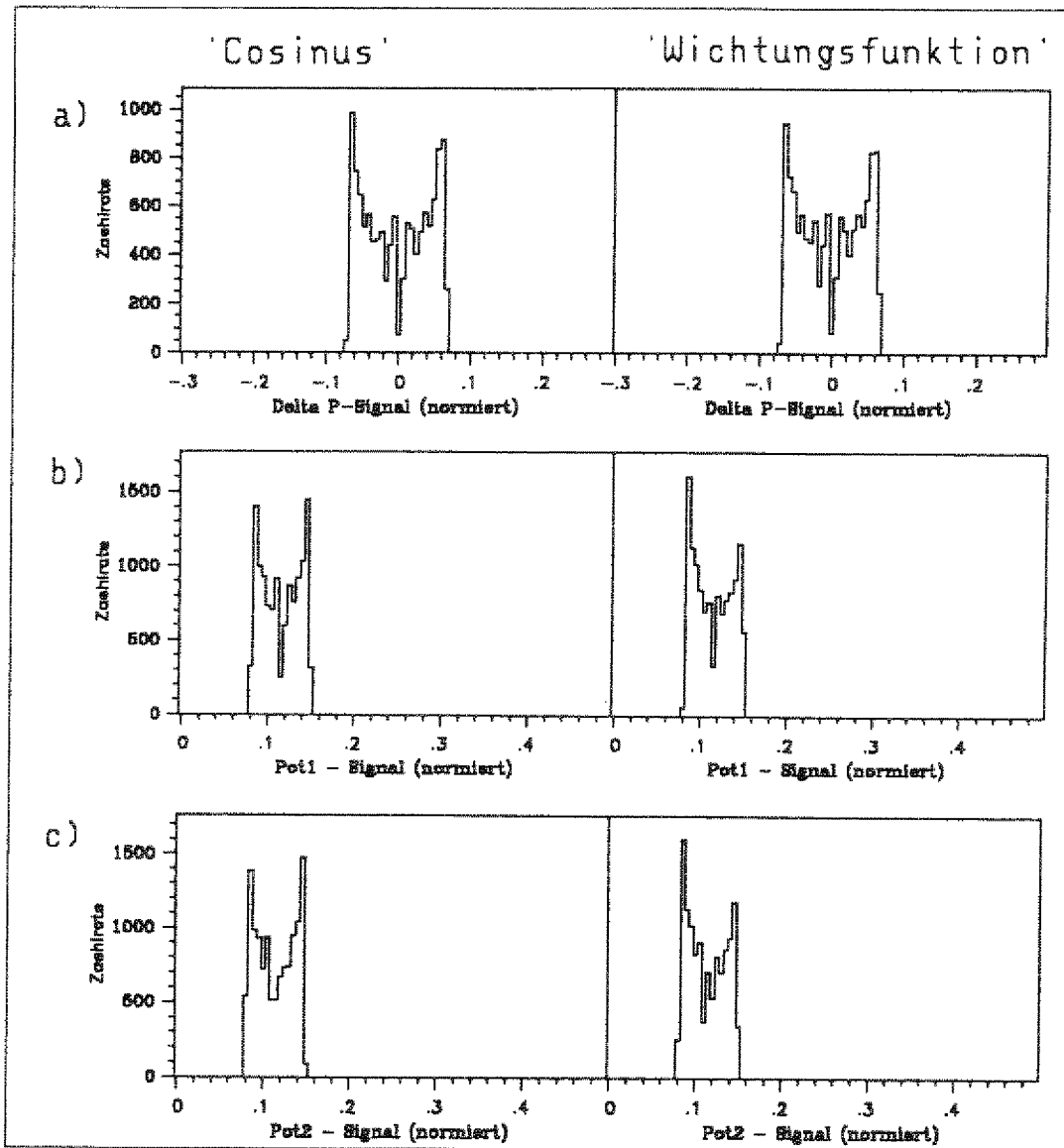


Abbildung 3.6: Vergleich : Normierte Potentialdrahtspektren mit Wichtungsfunktion (rechts) und Cosinus Annahme; a) $N(\Delta P/A)$, b) $N(P_{links}/A)$, c) $N(P_{rechts}/A)$

senkrechten Spuren beiträgt.

Spuren, die nahe der Anode verlaufen, haben Winkel, die nahe bei 90° liegen, so daß Ladungen aus dem inhomogenen Bereich mit Winkeln zwischen 0° und 30° oder 150° und 180° zu einem großen Fehler führen. In Abb. 3.13 ist die Ortsauflösung bei senkrechten Spuren in Abhängigkeit von der x-Position dargestellt.

Legt man Spuren mit immer gleicher Startposition ($x_s = -300\mu m$, $z_s = -500\mu m$) aber verschiedenen Winkeln durch die IDC, so ergeben sich für

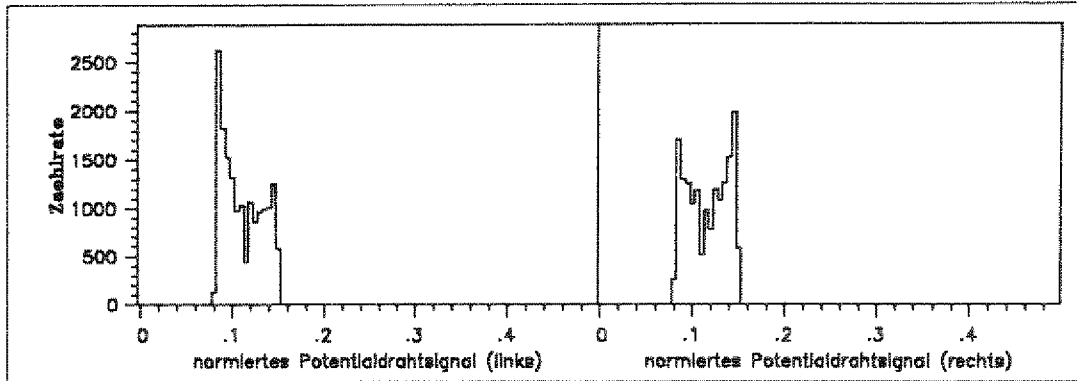


Abbildung 3.7: P / A Spektrum (mit Wichtungsfunktion) bei schrägem Strahlprofil

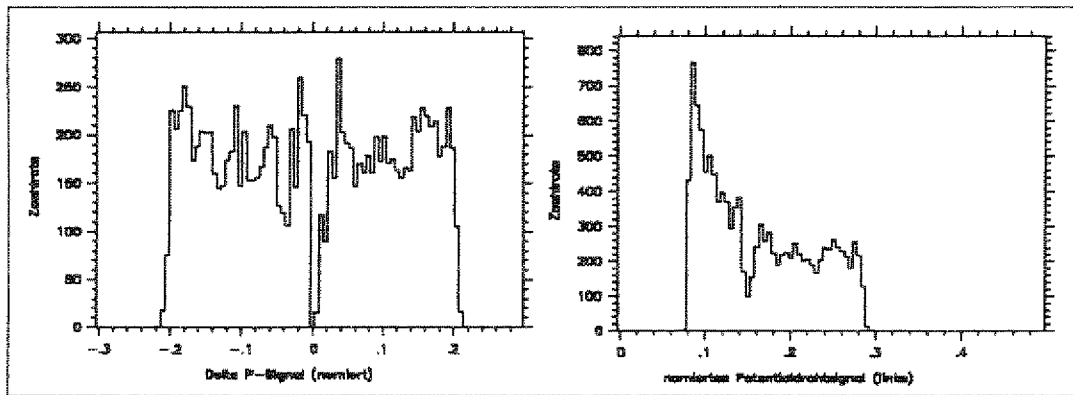


Abbildung 3.8: $\Delta P/A$ Spektrum für $r_0 = 150 \mu m$

jeden Winkel normierte Potentialdrahtsignalverteilungen ($\Delta P/A$) mit endlicher Ausdehnung (siehe Abb. 3.14), was auf die Clusterfluktuation zurückzuführen ist. Die Halbwertsbreiten der Verteilungen können mit Hilfe der Eichfunktion direkt in Ortsauflösungen umgerechnet werden.

Abb. 3.15 zeigt die Verschlechterung der Ortsauflösung mit zunehmendem Winkel der Spur, da bei geneigten Spuren Ladungsschwerpunkt und geometrischer Schwerpunkt nicht übereinstimmen. Dieser Anteil (siehe Gl. 2.21 ist von [WAL87] durch Monte Carlo Rechnungen zu $4 \mu m/1^\circ$ bestimmt worden und als gepunktete Gerade in Abb. 3.15 eingezeichnet.

Hinzu kommt, daß schon der Mittelwert bei schrägen Spuren in einer Zelle vom theoretisch berechneten abweicht, da die Spur länger im inhomogenen Feldbereich verläuft. Startet man mit der Spur bei der Position $x = -300 \mu m$ mit einem Winkel bis max. 9.73° , so daß die Spur noch ganz in dieser Zelle verläuft, so ergeben sich aus den Potentialdrahtsignalen zu kleine x -Werte. Daß der inhomogene Feldbereich die Ursache ist, erkennt man, wenn die Startposition in den homogenen Bereich des Driftraumes verlegt wird.

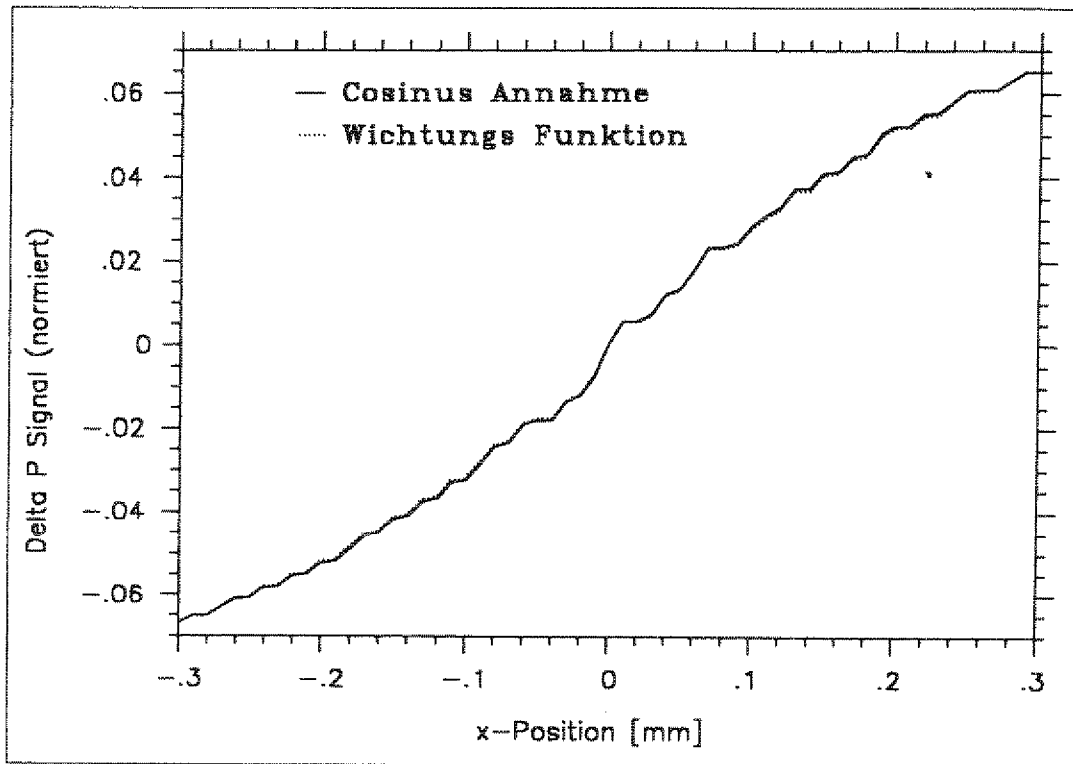


Abbildung 3.9: Eichfunktion: x-Position gegen ΔP Signal

3.5 Behandlung mehrerer Zellen

Um den in Abschnitt 2.3 beschriebenen allgemeinen Fall, daß die Spuren durch mehrere Zellen gehen, quantitativ zu verstehen, simuliert man eine Spur (Spur 4, Abb. 3.1), die in der Zelle 1 bei der Position $-210\mu\text{m}$ unter einem Winkel von 10° startet (siehe Abb. 3.16). Man erwartet in Zelle 1 eine theoretische mittlere x-Position von $45\mu\text{m}$, in Zelle 2 von $355\mu\text{m}$. Der Potentialdraht P_3 gibt die Position in Zelle 2 mit $345\mu\text{m}$ relativ gut wieder, während P_2 eine Position von $565\mu\text{m}$ vortäuscht. Entsprechend ist das ΔP Signal nicht zu verwenden. P_2 ist im wesentlichen durch die Cluster in Zelle 1 bestimmt. In Zelle 1 ergibt sich aus P_1 eine Position von $-5\mu\text{m}$; die große Abweichung ergibt sich aus den Clustern, die im inhomogenen Feldbereich entstehen⁵.

Noch deutlicher wird das bei gleicher Startposition und einem Winkel von 20° (Spur 5, Abb. 3.1). In diesem Fall durchquert die Spur die Zelle 2 vollständig im homogenen Feldbereich (siehe Winkelverteilung der entstehenden Cluster (Abb. 3.17)). In Zelle 2 müßte sich als Mittelwert die x-Position

⁵ P_2 liefert in diesem Fall zufällig eine bessere Position, da der Effekt des inhomogenen Feldes durch die Verschiebung des P_2 Signals zu höheren Werten durch die Cluster aus Zelle 2 teilweise kompensiert wird

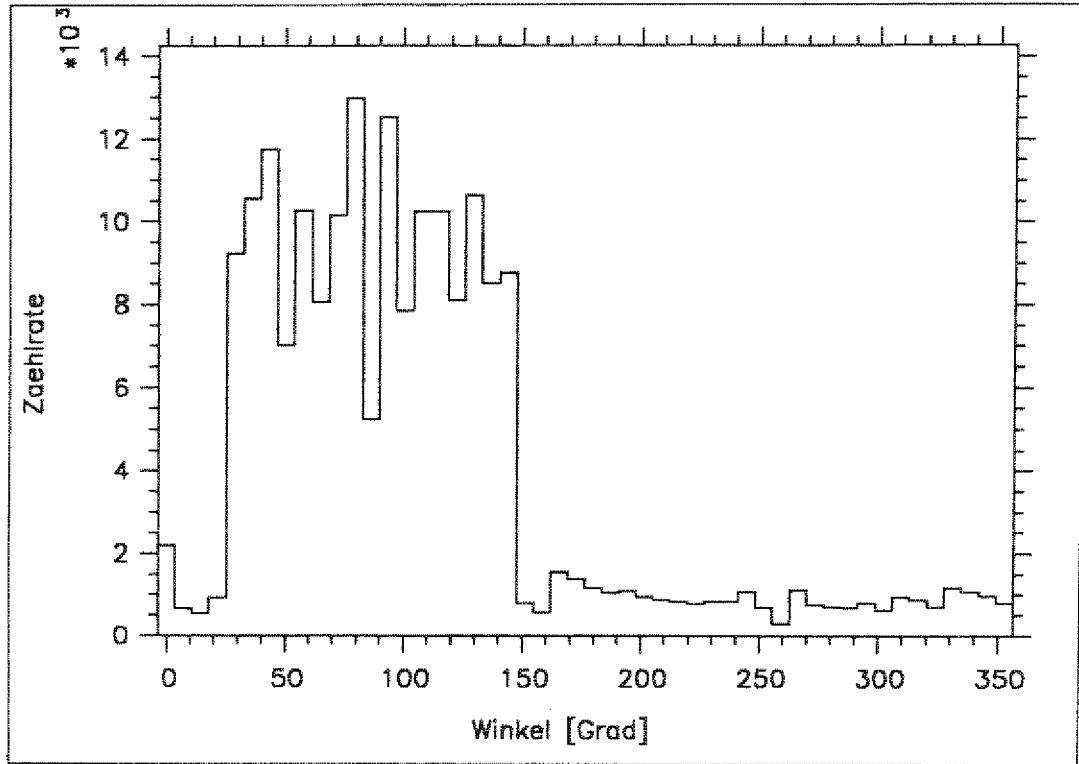


Abbildung 3.10: Winkelverteilung

der Anode ergeben, stattdessen gibt P_3 eine um $55\mu m$ zu große x-Position an.

Im ersten Fall – keine Ladung in Zelle 0 und Zelle 3 – ist mit den Bezeichnungen von Gl. 2.15 $q_0 = q_3 = 0$. Somit läßt sich α_1 und α_2 aus Zeile 1 und 2 der Gleichung bestimmen.

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}_1 &= \arccos \left[-\frac{2}{w_{1,l}} \cdot \left(\frac{P_1}{q_1} - c_{1,l} \right) \right] \\ \bar{\alpha}_2 &= \arccos \left[-\frac{2}{w_{2,l}} \cdot \left(\frac{P_2^{red}}{q_1} - c_{2,l} \right) \right]\end{aligned}\quad (3.4)$$

wobei

$$P_2^{red} = P_2 - q_1 \cdot \left[c_{1,r} + \frac{w_{1,r}}{2} \cdot \cos(\bar{\alpha}_1) \right] \quad (3.5)$$

das in Abschnitt 2.3 erläuterte reduzierte influenzierte Signal ist. Die Zeitabhängigkeit ist wegen der einfacheren Schreibweise dem Mittelwert gewichen. Setzt man diese Werte in den Fit ein, so erhält man α_1^{fit} und α_2^{fit} , woraus man die Position in Zelle 1 zu $40\mu m$ und in Zelle 2 zu $350\mu m$ bestimmt, in besserer Übereinstimmung mit der Erwartung.

Daß aus einem mittleren Potentialdraht alleine keine Ortsinformation ge-

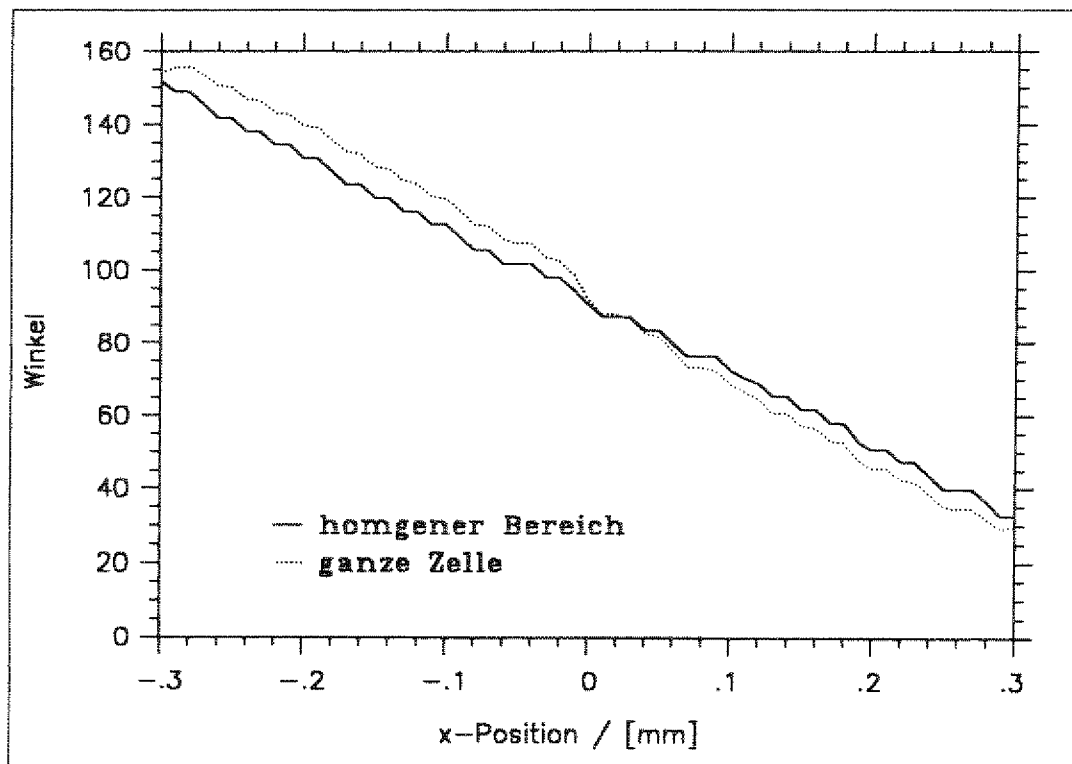


Abbildung 3.11: Eichfunktion: x-Position gegen Winkel, Vergleich zwischen ganzer Zelle und homogenem Bereich

wonnen werden kann, zeigt noch einmal deutlich Abb. 3.18. Für verschiedene Startpositionen im homogenen Bereich ist die Abhängigkeit des mittleren Potentialdrahtsignals vom Spurwinkel dargestellt. Für unterschiedliche Winkel gibt es gleiche Signale.

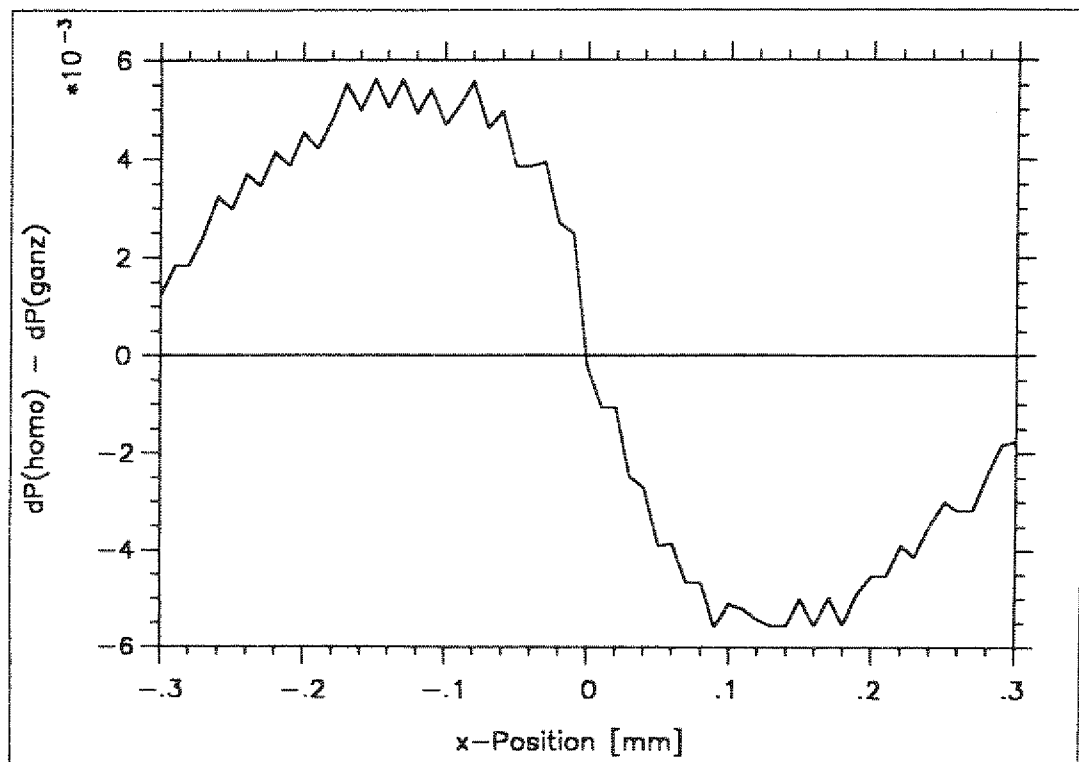


Abbildung 3.12: Differenz der Eichfunktionen für ganze IDC und homogenen Bereich

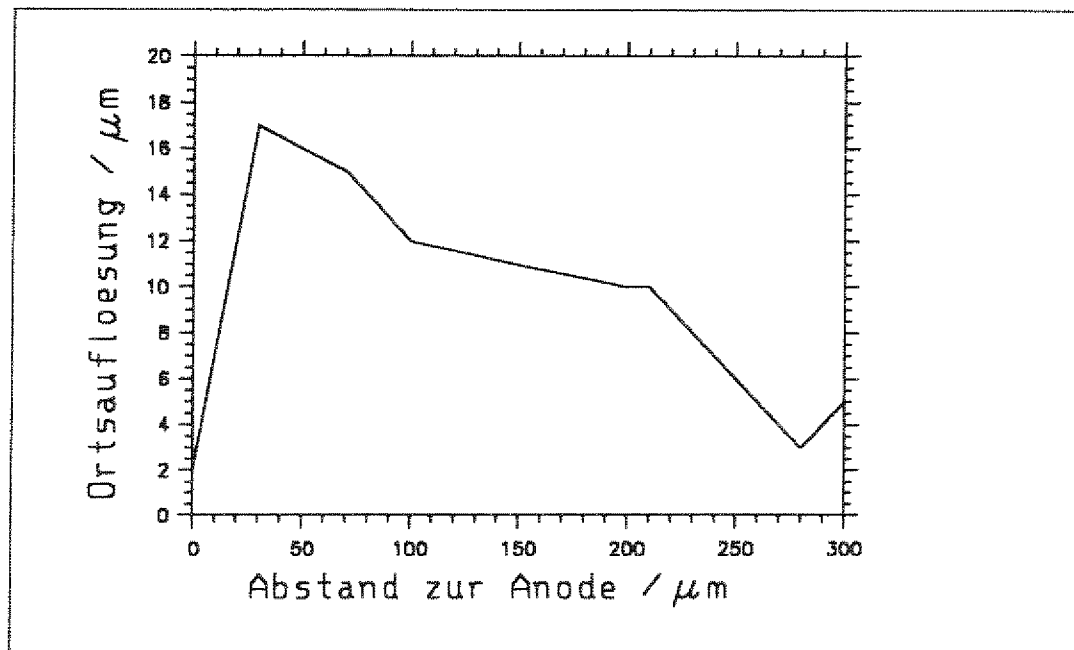


Abbildung 3.13: Ortsauflösung bei senkrechten Spuren in Abhängigkeit vom Abstand zur Anode

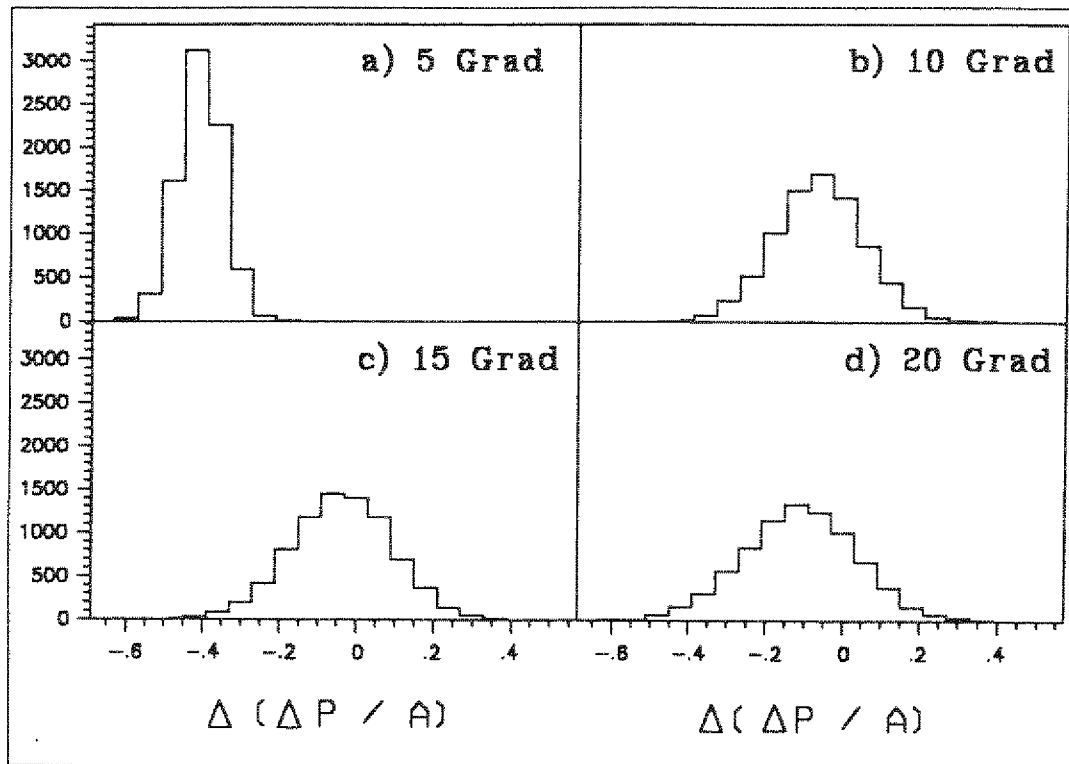
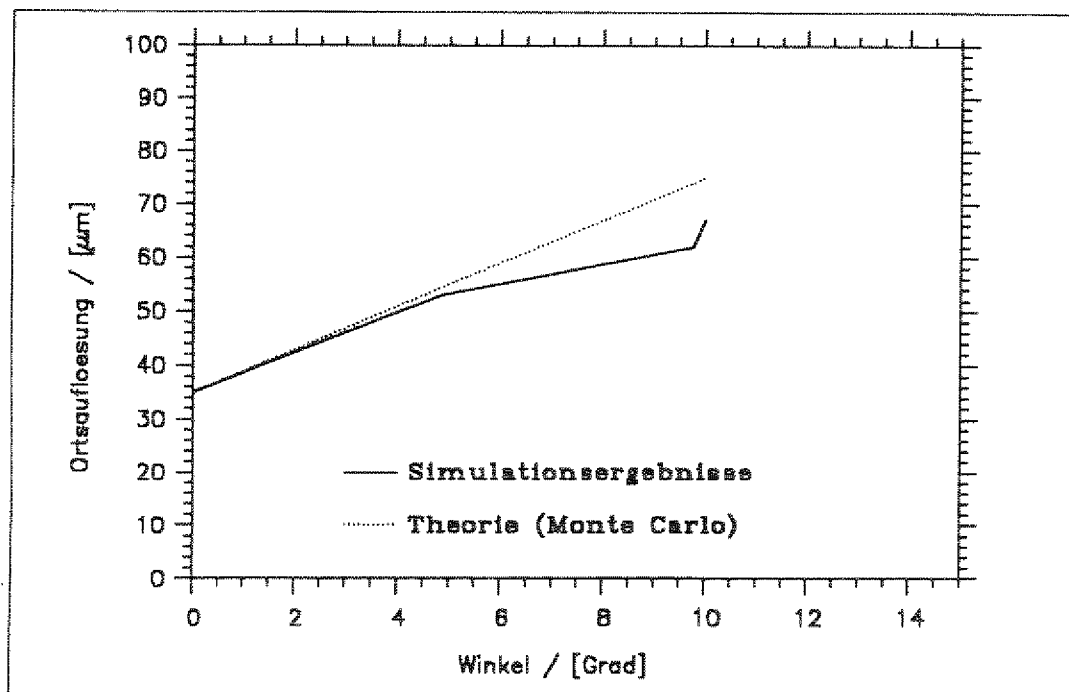
Abbildung 3.14: $\Delta P/A$ Werte für 5° , 10° , 15° und 20° 

Abbildung 3.15: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Spurneigung

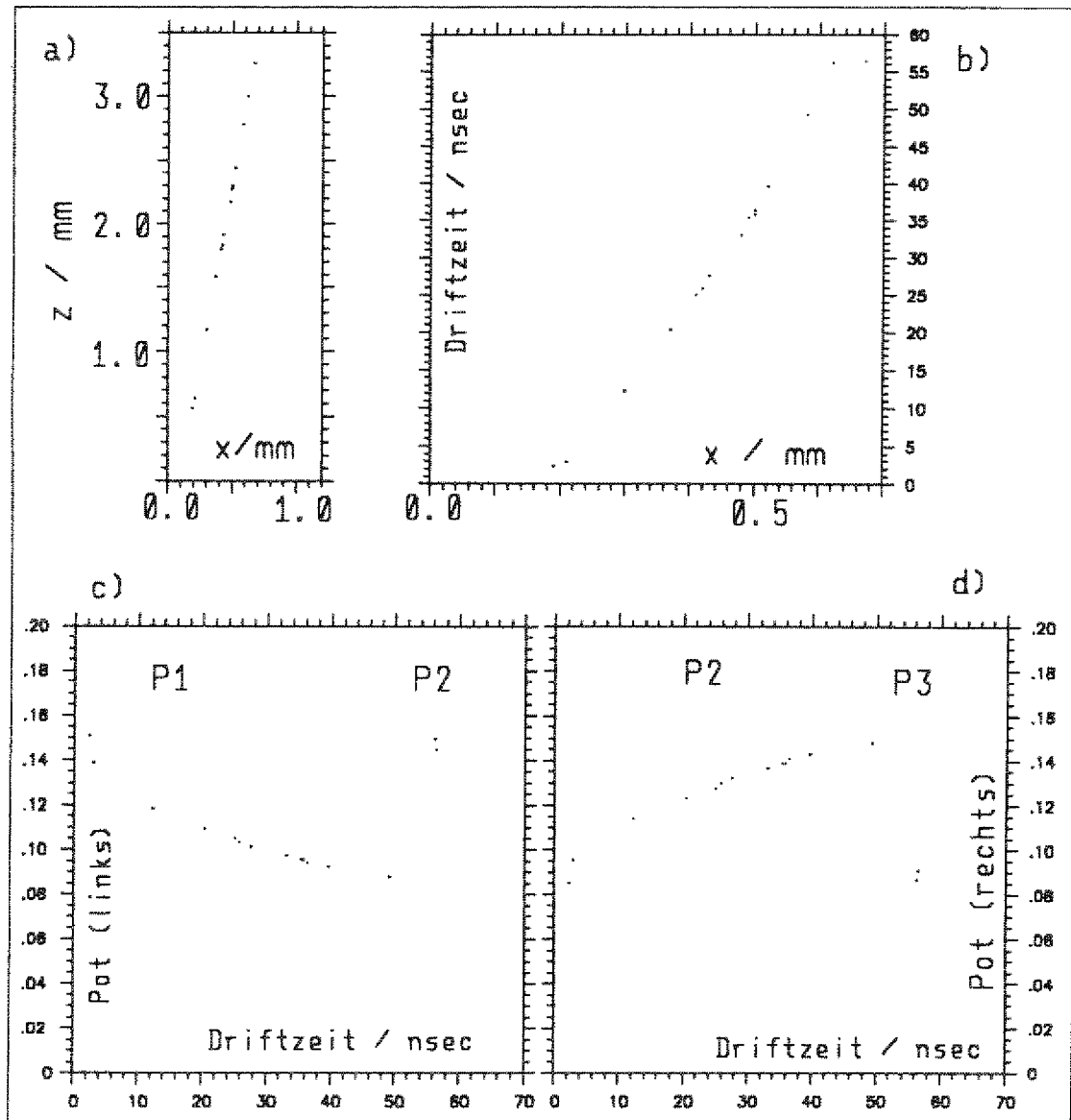


Abbildung 3.16: Simulation einer geneigten Spur (10^0) mit Clusterfluktuation a) Cluster in zwei Driftzellen, b) Driftzeit als Funktion der x-Koordinate, c,d) normierte Potentialdrahtsignale in Abhängigkeit der Driftzeit, der "Sprung" ist durch den Zellenwechsel bedingt

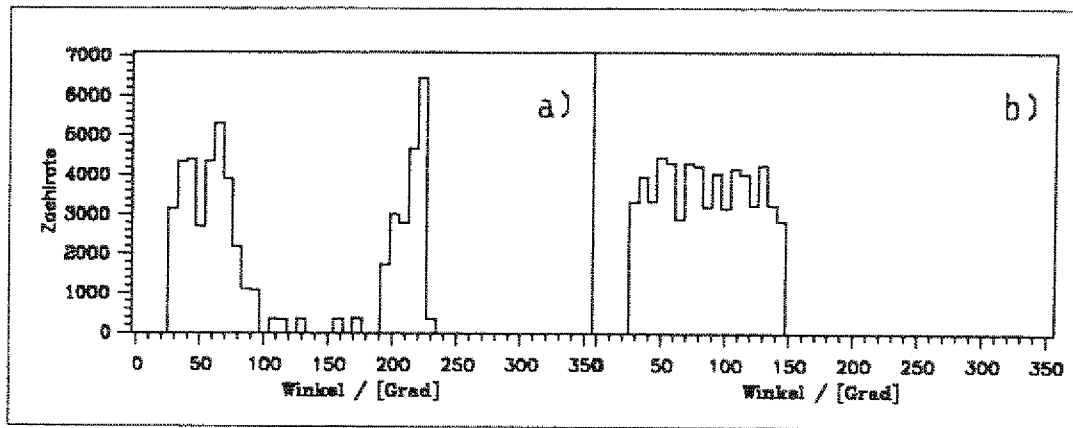


Abbildung 3.17: Winkelverteilung der entstehenden Cluster bei einer geneigten Spur (20°); a) in Zelle 1, b) in Zelle 2

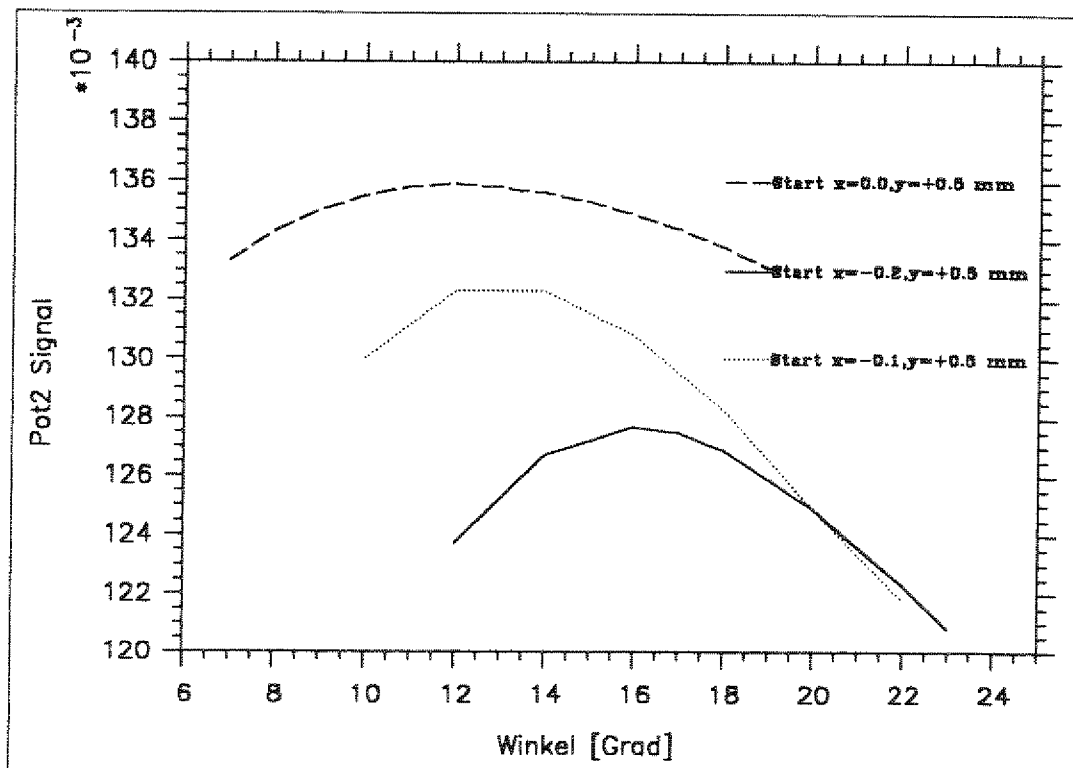


Abbildung 3.18: Signalhöhe des mittleren Potentialdrahtes unter verschiedenen Winkeln und Startpositionen

Kapitel 4

Testaufbau

4.1 Mechanischer Aufbau

4.1.1 Eine Ebene

Als Ebenenträger dient ein runder Aluminiumrahmen¹, der in der Mitte eine quadratische Aussparung mit Anlegekanten für einen einzuklebenden Keramikrahmen (Drahtkeramik) besitzt (Abb. 4.1). [DEC92]

Der Keramikrahmen läßt einen Innenraum von $6\text{cm} \cdot 6\text{cm}$ (Abb. 4.2 links), über den die $7\mu\text{m}$ dünnen Anoden- und die $20\mu\text{m}$ dünnen Potentialdrähte freitragend gespannt² sind. Mit einem Neodyme Yag Laser³ wurden in die Keramik (auf zwei gegenüberliegende Ränder) im Abstand von 0.3 mm $100\mu\text{m}$ tiefe und $50\mu\text{m}$ breite Nuten zur Aufnahme der Drähte gebrannt. Der hohe Oberflächenwiderstand der Keramik erlaubt die angelegte Spannungsdifferenz von über 1000 V (siehe Abschnitt 4.3.2) zwischen den abwechselnd positionierten Anoden und Potentialdrähten, welche am Rand der Keramik in den Nuten mit "Torr Seal" festgeklebt sind. An die Keramik anschließend werden auf den Aluminiumrahmen in eingearbeiteten Vertiefungen Leiterbahn bedruckte Kaptonfolien geklebt. Auf der einen Seite werden die Anodendrähte hinter dem "Torr Seal" abgeschnitten und die Potentialdrähte auf die Leiterbahnen gelötet, entsprechend umgekehrt wird auf der anderen Seite verfahren. Dadurch bleibt die hohe Spannungsdifferenz zwischen Anoden- und Potentialdrähten auf den Gasraum und die kurze Auflagefläche der Keramik beschränkt und wird von den empfindlichen Lötstellen ferngehalten. Die Aussparung (Vertiefung) im Aluminiumrahmen wird, nachdem die Kaptonfolien eingeklebt sind, mit Kleber (Araldite) aufgefüllt und anschließend

¹es handelt sich eigentlich um Fortal STS, welches neben Aluminium 5% Zn, 2% MG und 1% Cu enthält

²Das Spannen der Drähte wird in [STE91] beschrieben

³Dies konnte an der Gesamthochschule Siegen mit freundlicher Hilfe von Herrn D. Gebauer durchgeführt werden

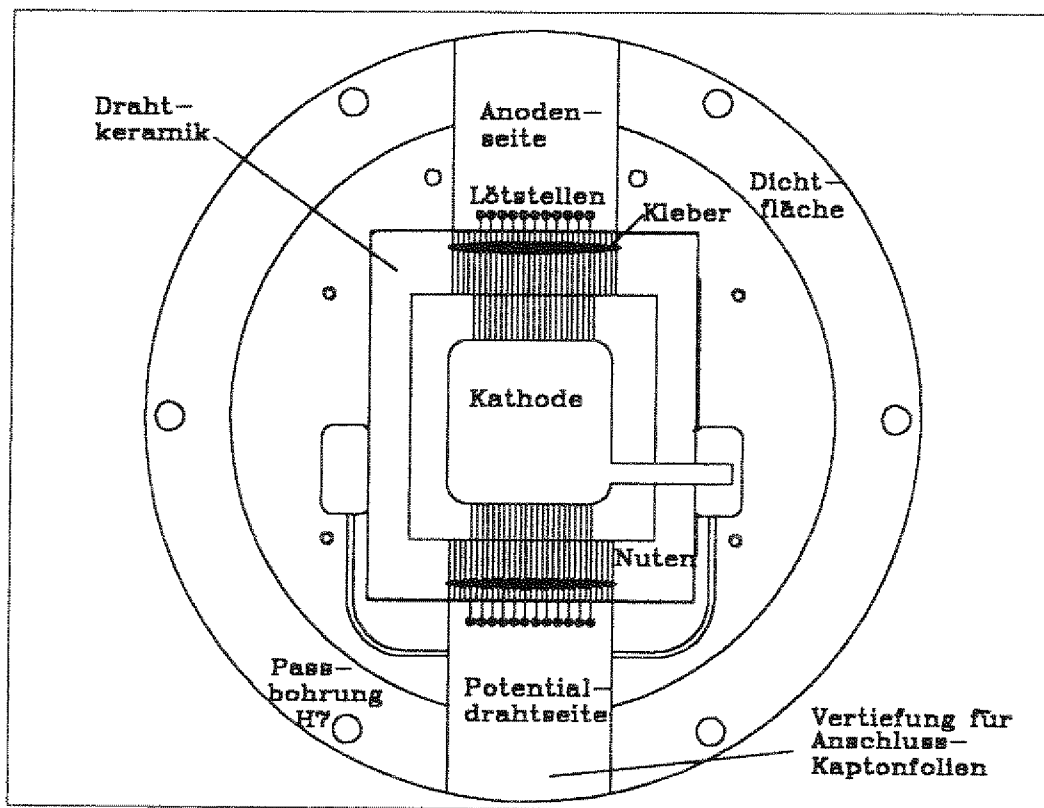


Abbildung 4.1: Ebenenträger mit eingeklebter Drahtkeramik; die Kathode ist ohne Kathodenkeramik gezeichnet

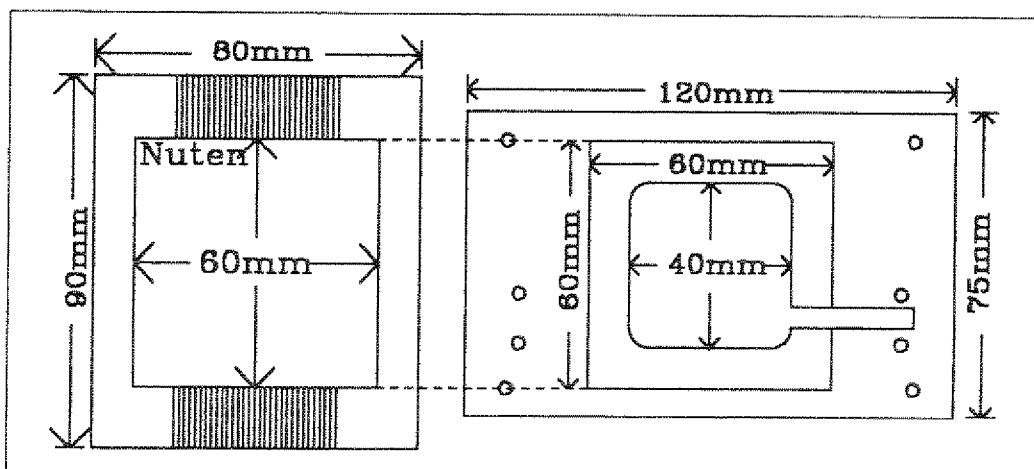


Abbildung 4.2: links: Drahtkeramik mit Nuten, rechts: Kathodenkeramik mit goldbedampfter Kathode

auf das Niveau der Dichtflächen des Ebenenträgers abgeschliffen. Auf die so entstandene glatte Fläche kann der Aluminiumrahmen der nächsten Ebene

mit einem "O-Ring" gasdicht aufgesetzt werden, wodurch die Ebenenträger auch die Funktion des Gasgehäuses übernehmen.

Auf eine $25\mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie wird durch eine Schablone eine $2000 - 4000\text{\AA}$ dünne Goldschicht aufgedampft [DAH91]. Diese die Kathode bildende leitende Schicht bedeckt mit einer Fläche von ca. $4\text{cm} \cdot 4\text{cm}$ nur einen inneren Bereich der Ebene (eingezeichnet in Abb. 4.1), so daß hohe elektrische Feldstärken am Rand, wo die Drähte auf die Keramik laufen, vermieden werden.

Zwei goldbedampfte Kaptonfolien werden auf eine Seite eines zweiten 0.8 mm dicken Keramikrahmens (Kathodenkeramik) gespannt (Abb. 4.2 rechts). Dieser wird so auf den Aluminiumrahmen geschraubt, daß ein Abstand von 0.5 mm zwischen Drahtebene und der der Kathodenkeramik abgewandten Kathode entsteht (nahe Kathode). Die zur Kathodenkeramik gewandte Seite bildet die weite Kathode der nächsten Ebene. Für die elektrische Kontaktierung der Kathoden ist ein "Steg" zum Rand der Kathodenkeramik mit aufgedampft. Das Ende dieses Steges liegt über einer Aussparung des Ebenenträgers, so daß ein teflummantelter Draht zur Hochspannungsversorgung angelötet werden kann. Dieser liegt in einer in den Ebenenträger eingelassenen Nut, um den Kontakt zu den schon erwähnten Leiterbahn bedruckten Kaptonfolien herzustellen.

Somit können alle elektrischen Anschlüsse einer Ebene gasdicht nach außen geführt werden.

4.1.2 Kammergehäuse

Die Konstruktion [DEC92] erlaubt, die einzelnen Ebenen mit einem Abstand von 3.5 mm aufeinander zu stapeln. Beim Aufeinandersetzen wird ein Abstand von 3 mm zwischen weiter Kathode und der Drahtebene des nächsten Rahmens eingehalten. Oben und unten wird der "Stack" durch Anpreßrahmen aus Stahl⁴ mit Kaptonfenstern gasdicht verschlossen. Paßbohrungen und -bolzen sorgen für eine reproduzierbare Justage der Ebenen zueinander.

Die Ebenen sind gegeneinander um 120° verdreht. (siehe Abb. 4.3). Dies hat zwei entscheidende Vorteile gegenüber der gewohnten 90° Drehung. Erstens kann so die Zahl der Ambiguitäten extrem verringert werden. Zweitens zwingen Platzprobleme beim Anbringen der Vorverstärker im Targetbereich von PS185 zu dieser Lösung.

Abb. 4.3 zeigt, daß die Leiterbahnen auf den $125\mu\text{m}$ dicken Kaptonfolien trapezförmig so aufgeweitet werden, daß ein Kranz von sechs Vorverstärkerplatinen Platz findet. Auf einer Platine können bis zu sechs Vorverstärker (drei unten, drei oben) mit jeweils sechs Kanälen untergebracht werden. Aufgalvanisierte Durchkontaktierungen ermöglichen es, Leiterbahnen auf beiden Seiten der Folie zu nutzen.

⁴Aluminium könnte die Kräfte nicht aufnehmen

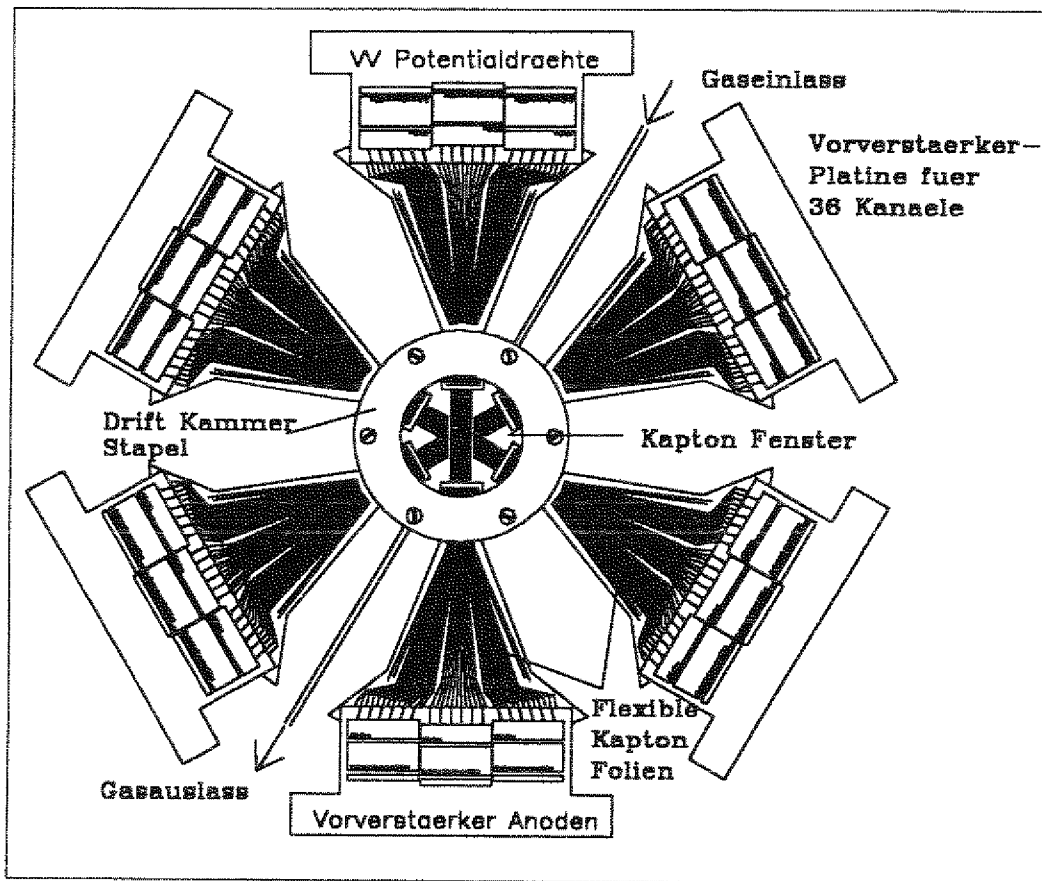


Abbildung 4.3: Anordnung der Ebenen im Kammergehäuse

4.2 Analogelektronik

Als Vorverstärker werden die an der Gesamthochschule Siegen entwickelten Vorverstärker vom Typ TRSN für die Anoden und TRSP für die Potentialdrähte verwendet. [BAD91] Die Anstiegszeit beträgt 2–3 nsec, die Abfallzeit ca. 6 nsec. Die Verstärkung ist zu $750\text{mV}/10^6e^-$, das Rauschen zu $1500e^-$ bestimmt worden. [STE91] [BAD91]

Die bipolaren Ausgänge treiben ein 15 m langes "Twisted Pair" Kabel zu den "Pole-Zero Shaper" Verstärkern (Typ ZSHB2H TRD Version), die ebenfalls in Siegen gefertigt wurden. Ein Shaper-Modul hat zwei Kanäle. Für die große Zahl der Shaper ($2 \cdot 192$) sind in Jülich spezielle Leiterplatten und Gehäuse entwickelt worden.

Die Signale werden über ein zweites Twisted Pair Kabel (2m) in die FADCs gegeben. Durch Splitten der Anodensignale auf den Shaper-Platinen hat man eine Kontroll- und Triggermöglichkeit (siehe Kap. 5).

4.3 Versorgungskomponenten

4.3.1 Gassystem

Das Gassystem wird ausführlich in [BRO91] beschrieben. Es ermöglicht neben der definierten Zufuhr von Alkohol eine Sauerstoffüberwachung mit einem Proportionalrohr und einem Sauerstoffmesser. Als Kammergas wurde Isobutan eingesetzt. Ein Alkoholzweig besteht aus mit Äthanol gefüllten Gaswaschflaschen, die sich in einem regelbaren Wärmebad befinden. Über die Dampfdruckkurve (Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Flüssigkeitstemperatur [ANS67]) kann die Alkoholkonzentration durch Änderung der Alkoholtemperatur mit einer Genauigkeit von 0.4% eingestellt werden. Die Alkoholkonzentration lag im Mittel bei 3.4%.

4.3.2 Hochspannung

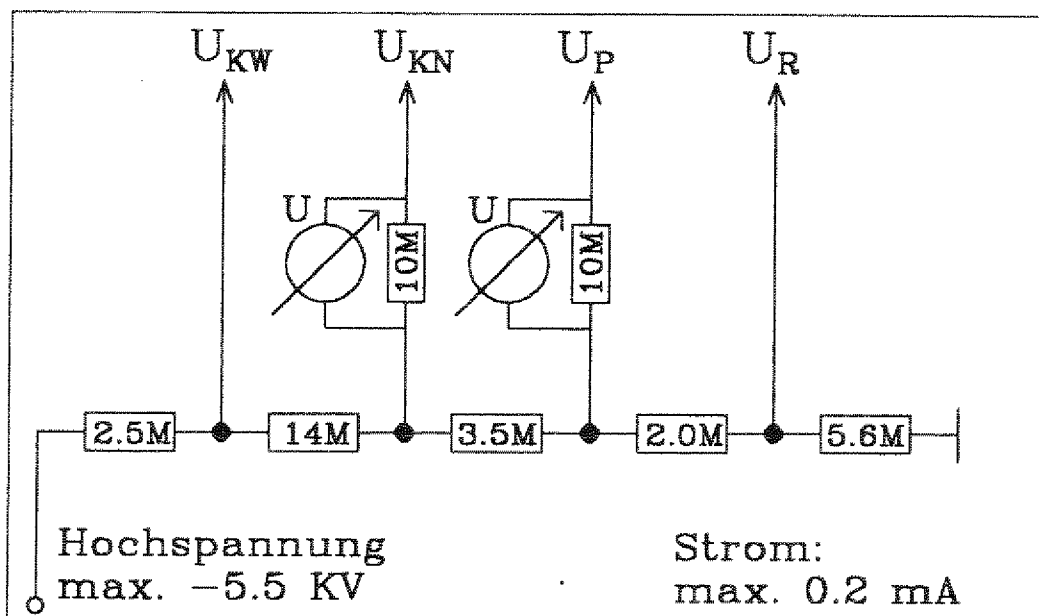


Abbildung 4.4: Hochspannungsverteilernetzwerk mit Potentiometern zur Stromüberwachung

Um mit dem Power Supply (C.A.E.N., [CAE89]) gleichzeitig alle Spannungen einer Ebene (U_{KW} , U_{KN} , U_{Pot} , U_{Rand} , siehe Tab. 4.1) zu regeln, ist ein Spannungsteiler (Abb. 4.4) entwickelt worden. Der maximale Strom wird durch die Widerstandskette auf $200\mu A$ begrenzt.

Zwei potentialfrei eingebaute Potentiometer messen den Spannungsabfall über einem Widerstand und somit den Strom, der zur nahen Kathode und

Komponente	Pot./[V]	Potentialverhältnisse	$d_A/[\mu m]$
Kathode (weit)	-3400	U_{KW}	
Kathode (nah)	-1564	$U_{KN} = 0.46 \cdot U_{KW}$	
Pot.Draht (Mitte)	-1064	$U_P = 0.68 \cdot U_{KN} = 0.3128 \cdot U_{KW}$	7
Pot.Draht (Rand1)	-1064	$U_{R1} = 1.0 \cdot U_P = 0.3128 \cdot U_{KW}$	10
Pot.Draht (Rand2)	-787	$U_{R2} = 0.74 \cdot U_P = 0.2315 \cdot U_{KW}$	10
Pot.Draht (Rand3)	-787	$U_{R3} = 0.74 \cdot U_P = 0.2315 \cdot U_{KW}$	12

Tabelle 4.1: Spannungsverhältnisse in der IDC, d_A ist der Anodendraht-durchmesser im entsprechenden Potentialdrahtbereich

zu den Potentialdrähten fließt. Der Isolationswiderstand dieser Potentiometer ist so gut, daß sie bei 5.5 KV betrieben werden können. Überschlüsse innerhalb der Kammer können an Stromschwankungen sofort erkannt werden. Außerdem kann anhand der Stromgröße die Strahlintensität abgelesen werden. [BRO91]

Kapitel 5

Daten-Auslese mit einem Flash-ADC System

Wie in Kap. 2 erläutert, können mit Flash-ADCs bessere Spurauflösungen insbesondere bei geneigten Spuren erreicht werden. Für die 384 Kanäle der IDC werden zwei DL350-Systeme¹ [STR90a] eingesetzt, die über ein VSB-Interface [STR90e] mit einem VME-Rechner (FIC 8232) ausgelesen werden. Es wird im folgenden das Prinzip der Flash-ADCs erläutert, während die eingesetzte Hardware und die Funktionsweise ausführlich im Anhang A beschrieben werden.

5.1 Flash Analog Digital Wandler

Unter Flash Analog Digital Wandlern (Flash Analog Digital Converter = FADC) versteht man monolithische ADCs, die mit einer Abtastrate von bis zu einigen 100 MHz Signale digitalisieren. Die 8 Bit Amplitudenaufösung wird durch 255 Digitalisierungsstufen erreicht, wobei nach dem Parallelverfahren für jede Stufe ein Komparator auf dem Chip vorhanden ist (Flash-Prinzip, Abb. 5.1, [MAT88]). Durch geeignete Wahl der Widerstände zwischen den angelegten Referenzspannungen ($+U_{Ref}$, $-U_{Ref}$) wird eine nicht lineare Kennlinie (der Digitalisierungsstufen) erzeugt, wodurch im unteren Signalbereich ein effektiver dynamischer Bereich von 10 Bit geschaffen wird.

Da kein Rechner die anfallenden Digitaldaten in Echtzeit verarbeiten kann, werden sie während der Digitalisierungsphase in ECL-Speicher mit Speichertiefen von $256 \cdot 8$ Bit (oder $1024 \cdot 8$ Bit) geschrieben.

Eingesetzt werden die FADC Module DL362 von Struck, die für 8 Kanäle mit 8 FADC-Chips (Typ Sony CX20116 9N05) und 8 zugeordneten ECL-Speichern ausgerüstet sind. Zur Baselinekorrektur kann für jeden Kanal über einen 6 Bit DAC (Digital to Analog Converter) eine Gegenspannung an die

¹Dr. B. Struck, Bäckerbarg 6, D-2000 Tangstedt

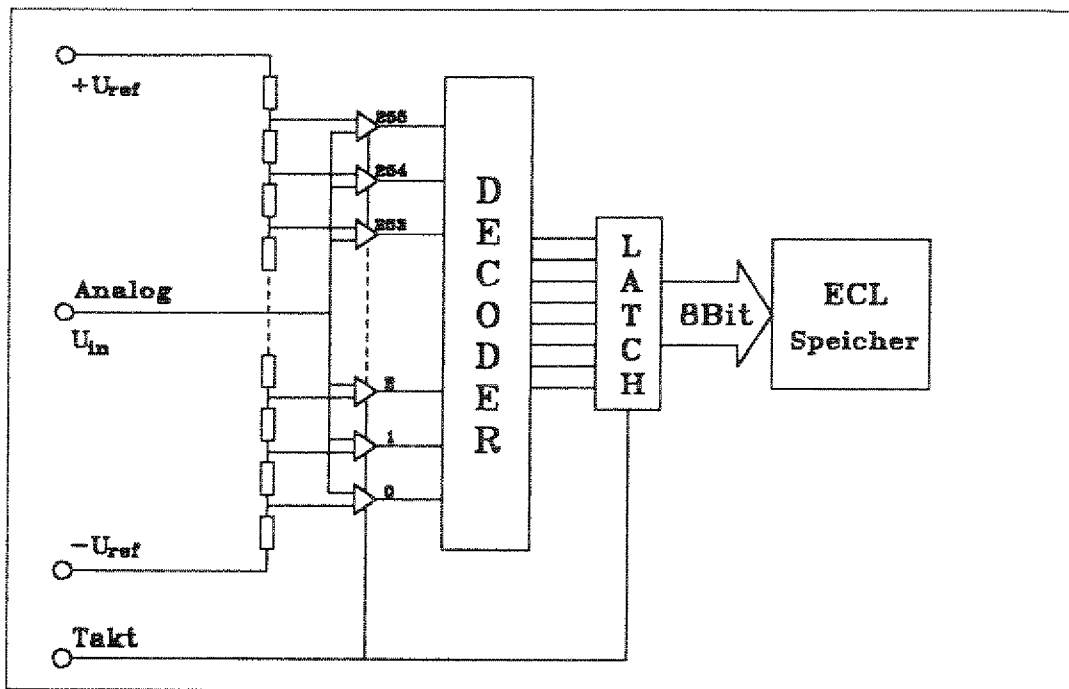


Abbildung 5.1: AD -Wandler nach dem Parallelverfahren

Eingangsamplitude angelegt werden. Für 24 Module, die in einem Crate (DL350) untergebracht werden können, existiert ein gemeinsamer Taktgeber (DL352 Sampler Modul) mit einstellbarer Taktfrequenz (25, 50 und 100 MHz). Die Vorverstärker haben eine Bandbreite von 30 MHz.

Ein externes Triggersignal kann die Signalaufzeichnung auslösen (Start des Frequenzgebers, Common Start) oder sie stoppen (Common Stop).

Im **Common Start** Modus startet das zeitlich vor dem aufzuzeichnenden Signal liegende Triggersignal den Frequenzgeber, und die FADCs schreiben alle einlaufenden Signale digitalisiert in den ECL-RAM (siehe Abb. 5.2). Ein mehrfaches Überschreiben des Speichers verhindert ein mitlaufender Zähler, der dafür sorgt, daß die maximale Anzahl an Takten die Speichertiefe (hier 256) nicht überschreitet (linearer Speicher).

Durch kontinuierliche Pulse des Frequenzgebers werden die Speicher der FADCs im **Common Stop** Modus zyklisch überschrieben (Circular Buffer), bis ein externes Triggersignal den Takt anhält (Abb. 5.3). Das Triggersignal kann um eine der Speichertiefe entsprechende Anzahl an Zeitbins gegenüber dem Signal verzögert sein.

Zur Mikroprogrammierung der erwähnten Betriebsarten sowie weiterer Parameter wird vom Rechner ein im DL350-System befindliches "Scanner und Interface" Modul (SIM DL357) angesprochen. Der Hardware-Peakfinder dieses Moduls durchsucht die FADC-Speicher nach Signalen (Scan-Funktion des SIM), die über einer eingegebenen Schwelle liegen, und schreibt nur diese

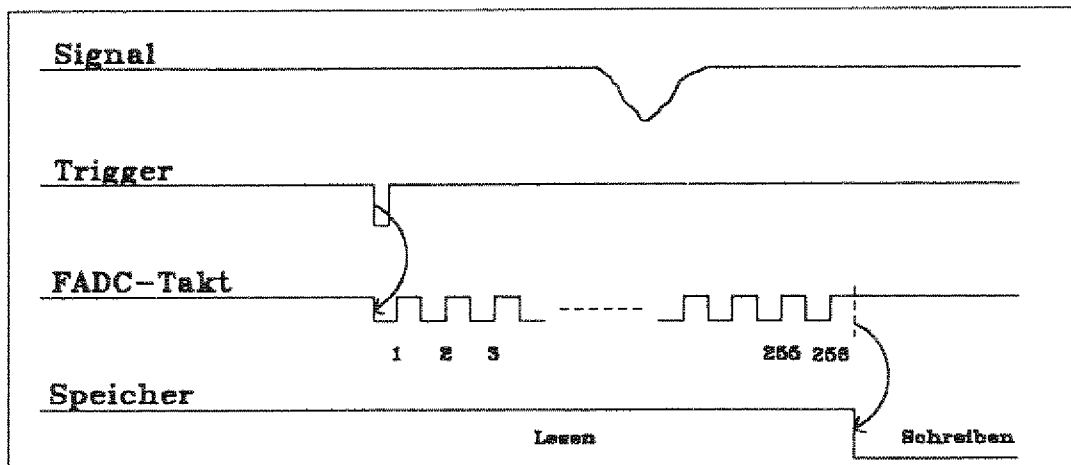


Abbildung 5.2: Common Start

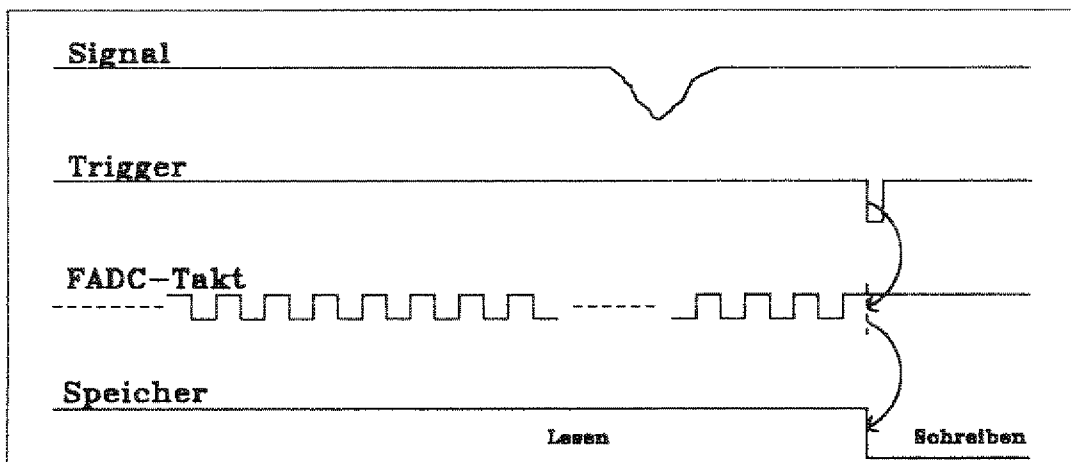


Abbildung 5.3: Common Stop

verdichteten Daten in seinen 64 KByte Speicher. Der Rechner liest dann diese reduzierten Daten (Zero Supression) aus dem 64 KByte Speicher aus. Im Common Start Mode durchsucht der Peak-Finder den FADC RAM von vorne bis zur Stop Adresse, während er im Stop Mode im Speicher bis vor das Signal zurückspringt (Scan Offset) und den RAM von hier um eine einstellbare Anzahl an Speicherstellen (Scan Range) durchsucht (siehe Abb. 5.4).

5.2 Das Online Programm

Zur Realisierung dieser Funktionen ist in der OS9 Umgebung des VME-Rechners ein umfangreiches in der Programmiersprache "C" geschriebenes Programm entwickelt worden; einige zeitkritische Applikationen sind in Assembler programmiert. Das in funktionale Unter-Routinen gegliederte Pro-

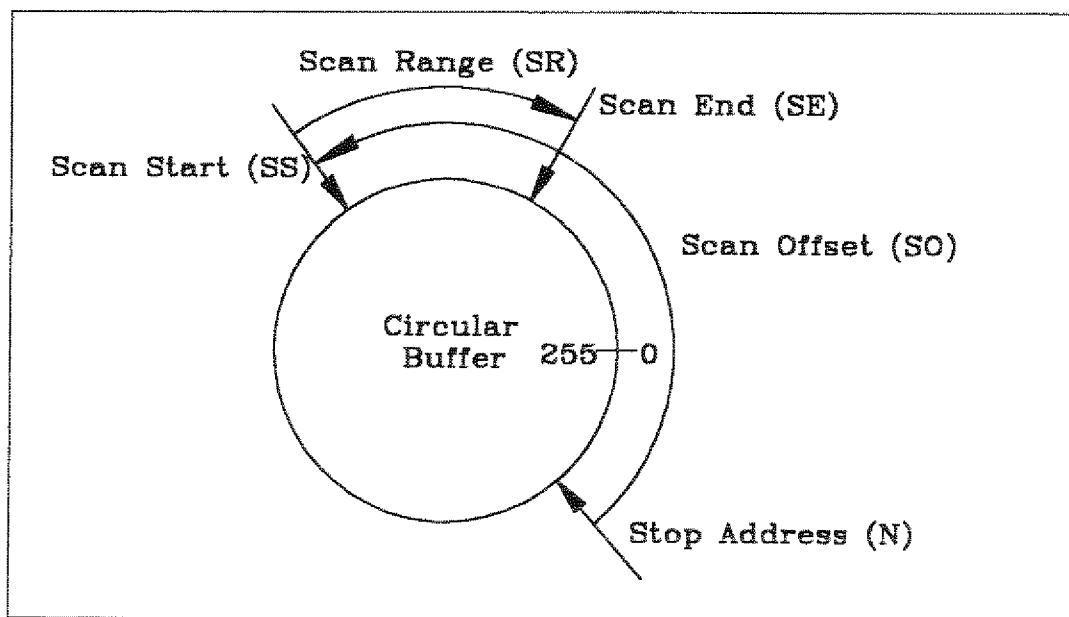


Abbildung 5.4: Scanner Schema

gramm ist so modular aufgebaut, daß eine Erweiterung oder Modifikation jederzeit möglich ist. Ausführlich wird es in Anhang A.3 beschrieben.

Programmtechnisch wird hier die Tatsache ausgenutzt, daß durch das VSB-Interface sowohl der Speicher als auch die Funktions- und Statusregister des DL350-Systems in den Speicherbereich der CPU integriert werden ("memory mapping"). Alle Funktionen ("Start Sampling", "Baseline", "Scan Range", etc.) werden durch direktes Adressieren der Funktionsregister im DL350 System ausgelöst.

Das Programm ist interaktiv angelegt, so daß vor jeder Messung alle für den Meßablauf notwendigen Steuerfunktionen eingegeben oder zumindest die "alten" bestätigt werden müssen.

Da es langwierig wäre, die Baseline für viele Kanäle richtig einzustellen, existiert ein Programmteil, welcher ein automatisches Setzen aller "Baselines" ermöglicht.

Anhand einer "Pseudo-Graphik", welche die digitalisierten und linearierten Signale mit ASCII-Zeichen darstellt, können "Scan Range" und "Scan Offset" eingestellt werden.

Für die Datenaufnahme gibt es für Common Start und Common Stop Mode zwei getrennte und unterschiedliche Unterprogramme, in denen der oben beschriebene funktionale Ablauf programmtechnisch umgesetzt ist.

Zum schnellen Datentransfer zwischen DL350-System und VME-Rechner wird der DMA-Chip programmiert. Aufgrund des erwähnten "Memory Mappings" kann der Datentransfer auch mit Hilfe eines einfachen "Memory-Copy" Befehls geschehen.

Die Festplattenzugriffszeiten begrenzen die Schnelligkeit des Datenaufnahmesystems auf 10–20 Hz. Für Labormessungen ist diese Version jedoch ausreichend.

5.3 Einbindung in das Real-Time Datenaufnahme System SPIDER

Aufgrund der hohen Abtastrate sind Eventlängen $\geq 1\text{KByte}$ keine Seltenheit (siehe Abschnitt 5.5). Um trotzdem hohe Raten bis zu 200 events / sec, wie sie beim Experiment PS185 am LEAR vorliegen, verarbeiten zu können, ist ein effizientes Datennahmesystem insbesondere mit einer schnellen Bandstation erforderlich.

SPIDER [PER91] [DEC92] bietet die Möglichkeit, die Datenaufnahme über Interrupts zu steuern. Ein Hauptprozeß (daqctl) kontrolliert drei Prozesse, die alle Zugriff auf einen "Circular Buffer" haben (Abb. 5.5).

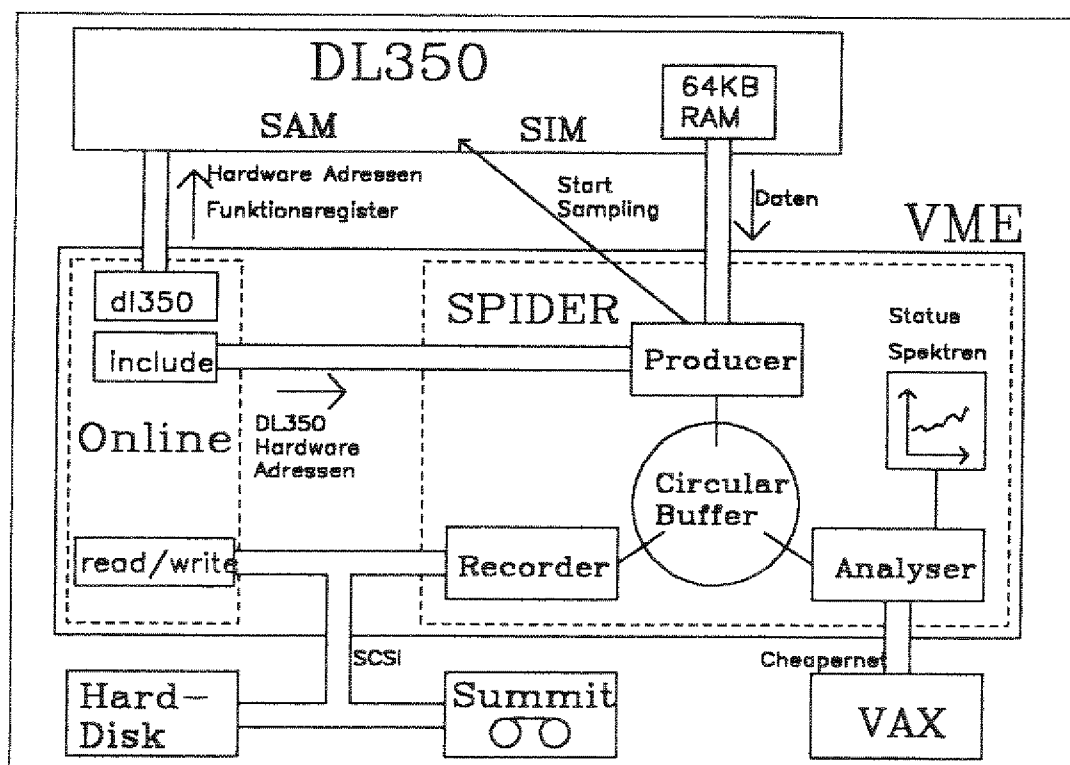


Abbildung 5.5: Einbindung des Online in SPIDER.

In den "Producer-Prozeß" wird die oben beschriebene Datenaufnahme des Online integriert. Auf ein Interrupt Signal wird der FADC-Speicher in den von SPIDER reservierten Speicherbereich (Circular Buffer) der CPU kopiert. Der "Recorder-Prozeß" liest die Daten aus diesem Speicherbereich aus und

schreibt sie auf die angeschlossene Bandstation (Summit, STK4280 [PET90]). Die verbleibende CPU-Zeit steht dem "Analyser-Prozeß" zur Verfügung. Es werden mit einer Graphik-Software (HMINI)² [HMI90] Spektren erzeugt, mit "ftp-Protokoll" Events zur genaueren Analyse auf eine VAX kopiert und eine ständige Status-Kontrolle durchgeführt.

Die Initialisierung der DL350-Crates und die damit verbundene Adressenberechnung wird weiterhin im "Online" vorgenommen; alle relevanten Hardware Adressen werden (vom "Online") auf einen File geschrieben, der als sogenannter "include file" beim Übersetzen des SPIDER-Programms berücksichtigt wird. Außerdem sind weiterhin, wie oben beschrieben, alle Funktionsregister (Baseline, Schwellen usw.) vom "Online" Programm einzustellen³.

5.4 Datenaufnahme

Die Verschaltung der Datenaufnahme ist Abb. 5.6 zu entnehmen.

Die Signale aus der IDC werden über Vorverstärker und Shaper in die FADCs gegeben, wobei die Anoden-Signale nach den Shapern gesplittet werden, um einerseits eine Signalkontrolle mit einem Oszillographen und andererseits eine Triggermöglichkeit zu haben. Dieses Triggersignal wird hinter einem Diskriminator erneut geteilt, um erstens nach einer Verzögerungszeit von ca. 300 - 600 nsec. als Common Stop Signal den SAMpler zu stoppen und gleichzeitig die Scan-Funktion (des SIM-Moduls) zu aktivieren, und zweitens ein Flip-Flop zu setzen, welches den Trigger sperrt. Die abfallende Flanke (trailing edge) des "Scan Aktiv"-Signals (SIM RUN Signals) erzeugt das Interrupt Signal für den VME-Prozessor⁴, so daß erst nach Ende des Scan-Vorganges der Producer-Prozeß aktiviert wird, um die FADC-Daten auszulesen (Abschnitt 5.3 und Abb. 5.7). Per Software wird der Sample-Prozeß erneut gestartet; das SAMpler "RUN"-Signal gibt dann den Trigger wieder frei. Die gesamte Totzeit eines Zyklus beträgt etwa 2 ms. Abb. 5.7 zeigt, daß durch die Interrupt-Programmierung die Scanzeit dem Prozessor zur Datenspeicherung und -analyse zur Verfügung steht.

²HBOOK, HPlot ähnliche Graphik-Software auf OS9 Rechnern

³bei Stromausfall oder Abschalten der FADC-Crates ist dieses zu wiederholen

⁴Der Interrupt wird über den Umweg CAMAC erzeugt, da wir kein interruptfähiges Modul mit passender Software im VME-Crate hatten; das CAMAC Crate wird mit dem CBD8210 Modul auf der VME-Seite und dem Camac Crate Controller an VME angebunden

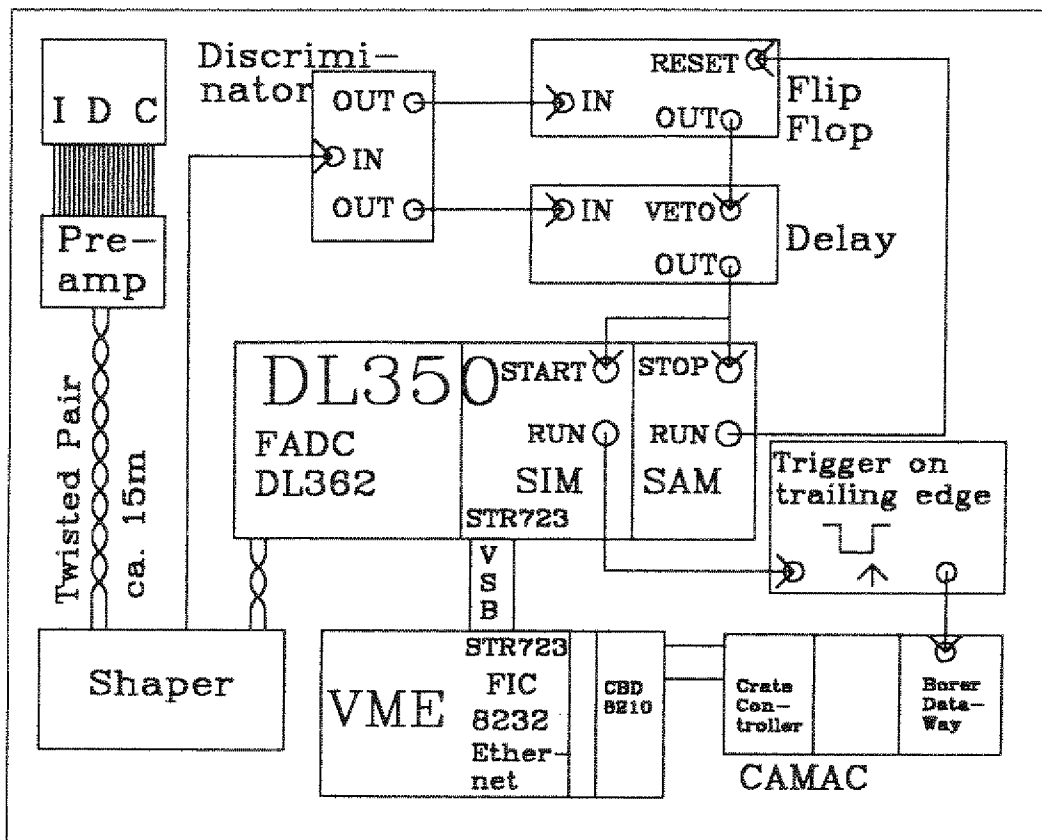


Abbildung 5.6: Trigger Verschaltung der Datenaufnahme

5.5 Abschätzung der Eventlänge

Zur Abschätzung der Datenlänge eines Ereignisses gelten folgende Überlegungen:

- pro Spur werden etwa 5 Drähte in einer Ebene getroffen
- Die Driftzeit ist bei einer Driftgeschwindigkeit von $50\mu\text{m}$ und einer Kammerlänge von $L = 3000\mu\text{m}$ nicht länger als 60 nsec; mit einer Digitalisierung alle 10 nsec und zuzüglich von maximal 5 "Presamples" bedeutet dies 11 Byte.
- aus dem "Σ Run" von 1989 wird die durchschnittliche Multiplizität zu 2.2 bestimmt.
- eingesetzt werden maximal 8 Ebenen

Für die Eventlänge ermittelt man somit:

$$\text{eventlength} = 5 \cdot 11 \cdot 2.2 \cdot 8 \approx 1 \text{ KByte} \quad (5.1)$$

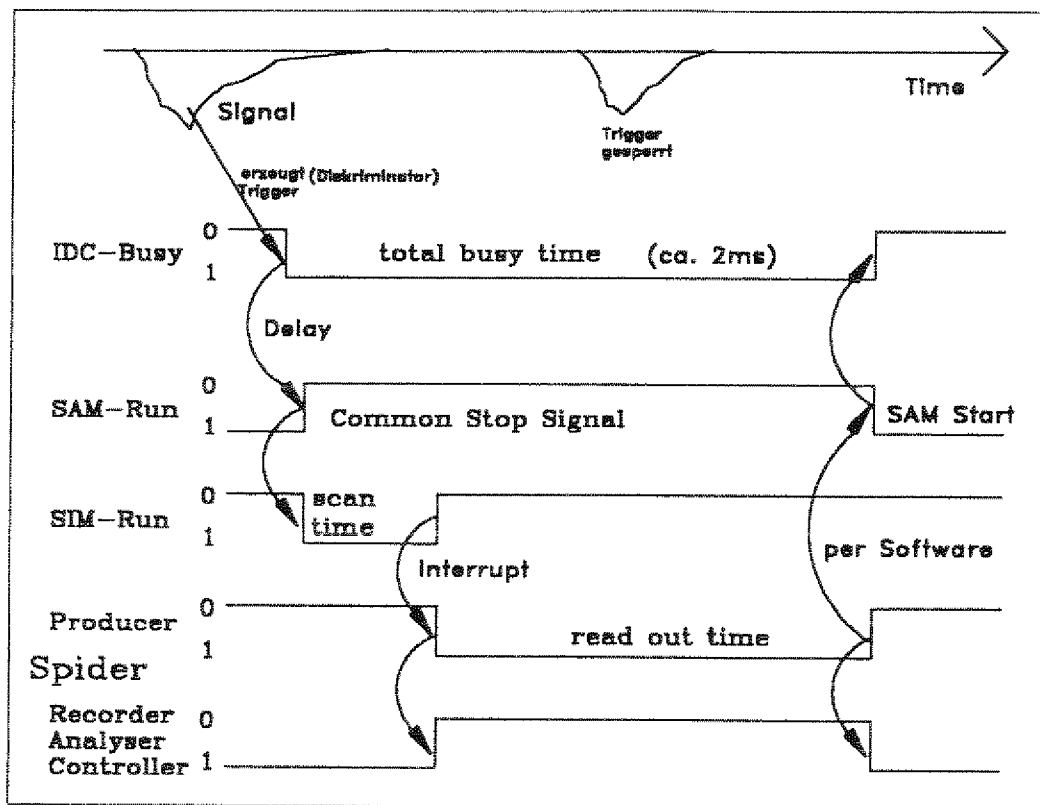


Abbildung 5.7: Timing

5.6 Messungen am Antiprotonenstrahl

Bei der PS185-Strahlzeit im Nov. / Dez. 1991 wurde mit der IDC ein Testexperiment mit dem neu konstruierten mechanischen Aufbau sowie der gesamten analogen und digitalen Ausleseelektronik durchgeführt. Sieben Ebenen der IDC wurden um jeweils 120° gegeneinander verdreht in das Gehäuse eingebaut, welches mit den Kaptonleiterbahnen und den Vorverstärkerplatten auf ein Aluminiumgestell befestigt wurde, so daß man die IDC 3 m hinter dem Magneten von PS185 aufbauen konnte. Freundlicherweise hat uns die Obelix-Kollaboration 48 FADC-Module vom Typ DL362 für dieses Experiment ausgeliehen, so daß wir mit zwei kompletten FADC-Crates auslesen konnten.

Abb. (5.8) zeigt die Trefferverteilungen der Ebenen 6 und 7.

Die Daten wurden mit SPIDER (siehe Abschnitt 5.3 und Anhang C) im EPIO Format auf die Cartridges der Summit Tape Station geschrieben. Da es sich hierbei um ein maschinenunabhängiges Ein- und Ausgabeformat handelt, können die Cartridges ohne Schwierigkeit von der IBM (oder anderen Rechnern) mit Hilfe des EPIO-Programmpaketes der CERNLIB eingelesen werden (siehe Anhang B.3 und C.3).

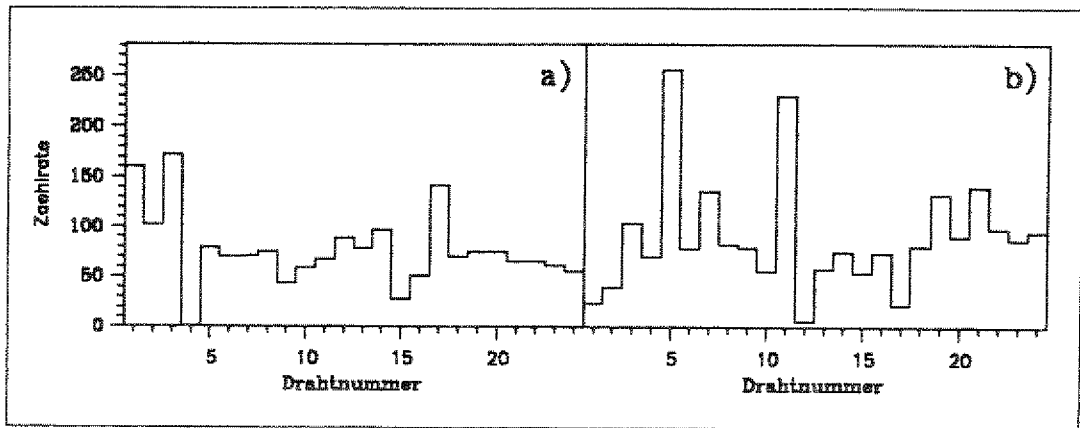


Abbildung 5.8: Trefferverteilung in den Ebenen 6 (a) und 7 (b)

Abb. 5.9 zeigt die zeitliche Entwicklung eines Anodendrahtsignals mit dem zugehörigen Potentialdraht. Die ersten 5 Kanäle sind die sogenannten

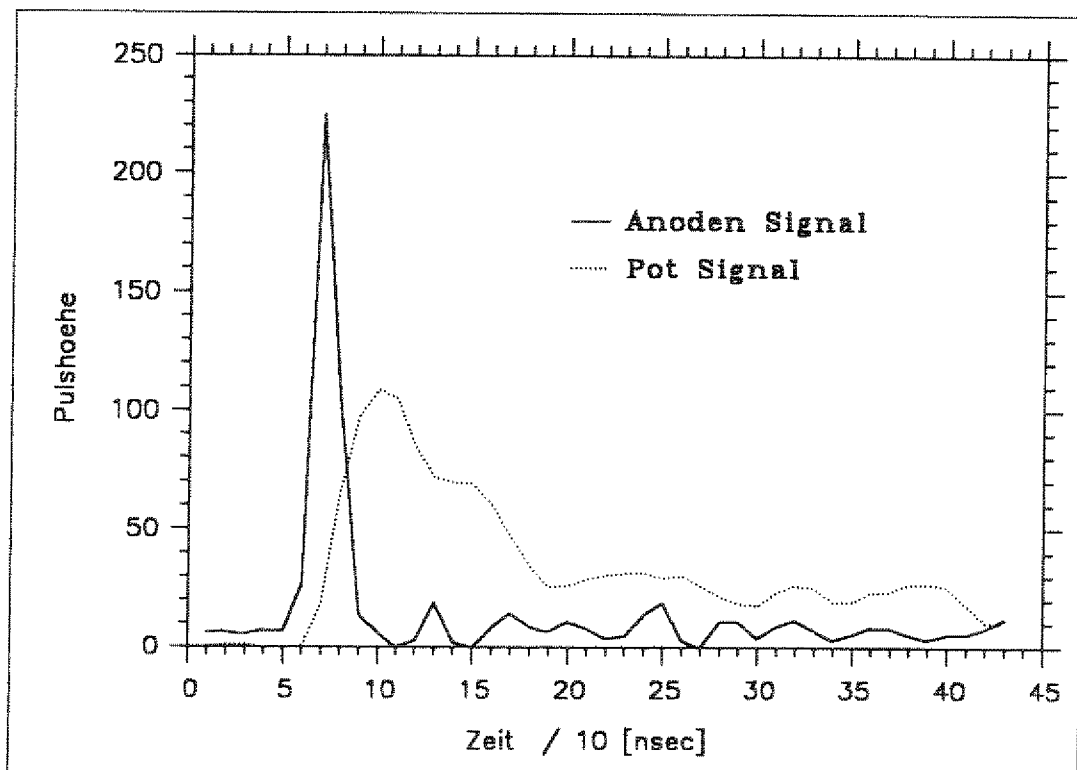


Abbildung 5.9: Signalform (zeitliche Entwicklung des FADC Signals)

"Presamples". Die Anstiegs- und Abfallszeiten der Anoden sind kürzer als die der Potentialdrähte.

Die Abb. 5.10a und Abb. 5.10b zeigen, daß Anoden- und Potentialdrähte einen scharf definierten "Hit Beginn" haben. Das "Hit Ende" liegt bei

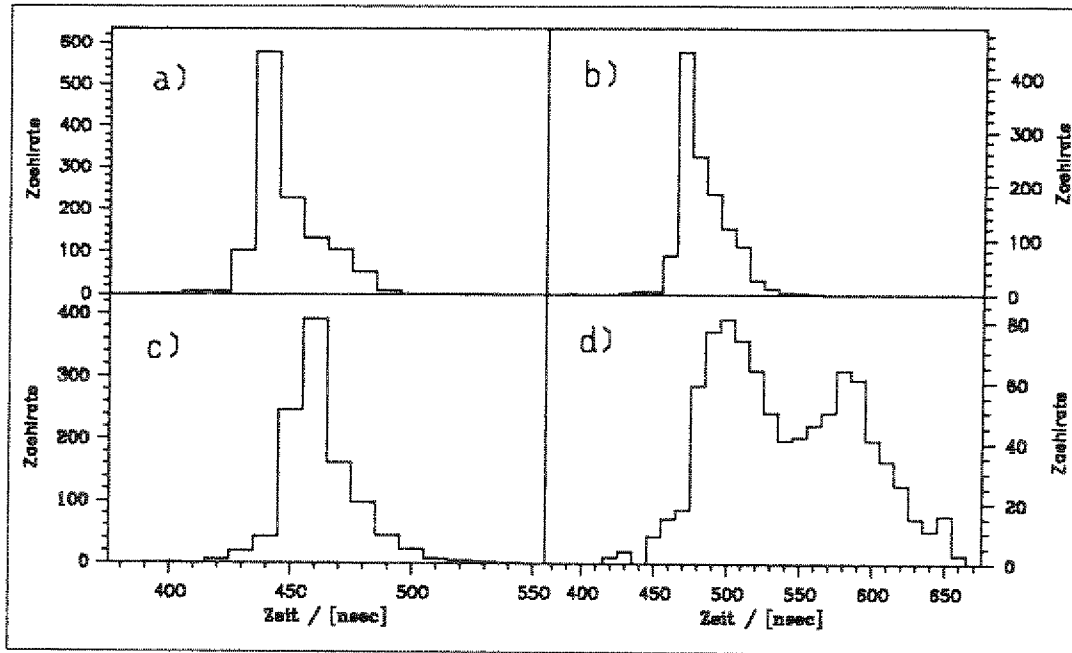


Abbildung 5.10: Hit Beginn der Anoden (a) und der Potentialdrähte (b), Hit Ende der Anoden (c) und der Potentialdrähte (d)

den Anoden (Abb. 5.10c) um ca. 35 nsec später, während bei den Potentialdrähten (Abb. 5.10d) der Stop im Mittel um 100 nsec später liegt und weit streut.

Der Detektor wurde durch annähernd gleichverteilte Spürwinkel vollständig ausgeleuchtet. Ein $\Delta P/A$ bzw. $\Delta P/\Sigma P$ Spektrum hat die in Abb. 5.11 gezeigte Form, da im wesentlichen pro Ebene und Spur immer mehr als nur eine Zelle getroffen wird, und die Potentialdrähte somit aus zwei Zellen Signale sehen. Der Vergleich mit einem Spektrum aus Abb. 6.5 bestätigt

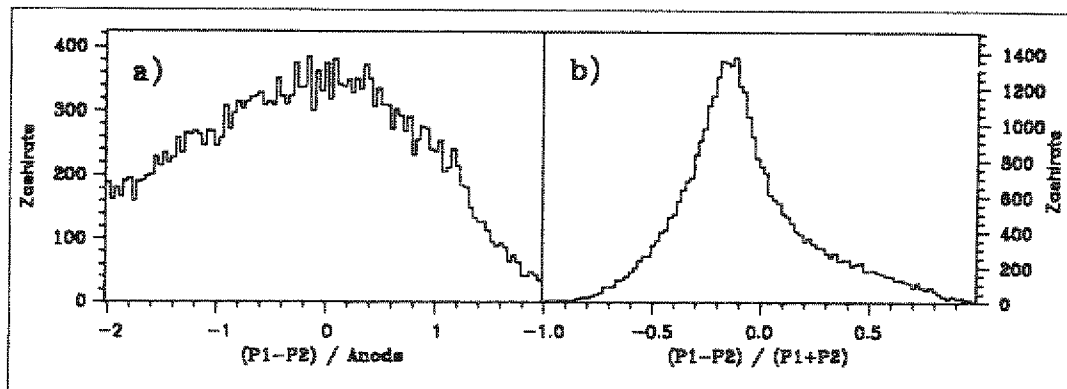


Abbildung 5.11: $\Delta P/\Sigma P$ Spektrum einer Zelle, alle Spuren zugelassen

dies. Filtert man aus den über 160.000 Events jene heraus, die genau die

Zelle 10 in Ebene 7 treffen, so kann man mit den verbleibenden Hits eine Ähnlichkeit mit den bekannten Spektren erkennen (siehe Abb. 5.12). Auch

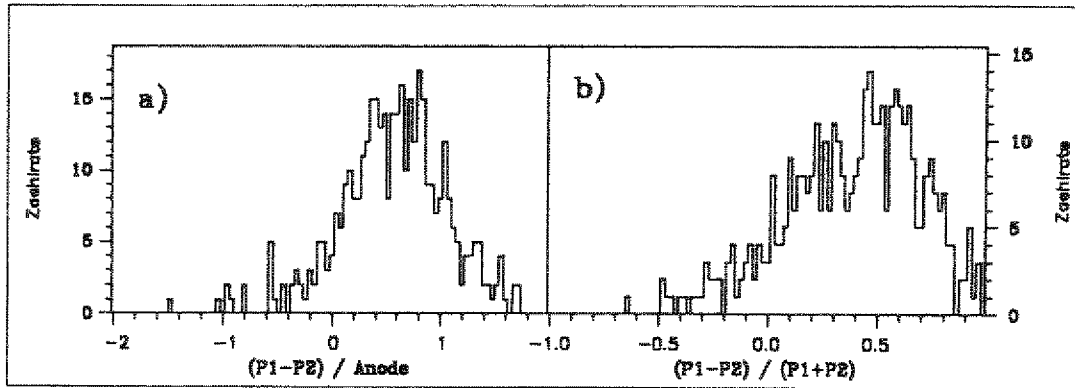


Abbildung 5.12: $\Delta P/\Sigma P$ Spektrum einer Zelle, nur Spuren, die durch genau diese Zelle gehen, zugelassen

hier hat man natürlich nicht nur 0° Spuren vorliegen, sondern alle Winkel zwischen -10° und $+10^\circ$ treten gleichverteilt auf.

Dieses Testexperiment zeigte die volle Funktionsfähigkeit auch am Antiprotonenstrahl. Bewährt hat sich die komplette Modifikation des mechanischen Aufbaus. Die anfänglichen Schwingungen der Analogelektronik konnten durch Modifikation der Shaper und Vorverstärker beseitigt werden. Durch die Umstellung der Datenauslese auf VME-Basis mit schneller Band-Station konnte mit einer Datenrate von über 100 Events pro Sekunde bei Eventlängen ≥ 1 KByte aufgenommen werden.

Kapitel 6

Messung am 1.5 GeV Elektronen Strahl

Um Aussagen über die Ortsauflösung insbesondere bei geneigten Spuren zu erhalten, wurde ein Testexperiment am Bonner 2,5 GeV Synchrotron durchgeführt. Durch Splitten der Signale nach den Shapern konnte die IDC sowohl mit ADCs als auch mit FADCs ausgelesen werden. Drei Ebenen wurden hintereinander und parallel in das Kammergehäuse gesetzt, welches drehbar zwischen strahldefinierenden Szintillatoren aufgehängt war, so daß definierte Spurwinkel zur Drahtebene eingestellt werden konnten. Man justierte die Ebenen so, daß die erste und dritte deckungsgleich waren, während die zweite gegenüber diesen beiden einen Versatz um die halbe Zellbreite hatte. Eine ausführliche Beschreibung des Testaufbaus findet sich bei [DAH91] [BRO91].

6.1 ADC Auswertung

Die ADC Auswertung soll hier nur der Vollständigkeit halber kurz angegeben werden. Sie ist der Maßstab für die ausführlicher beschriebene FADC Analyse, die insbesondere bei geneigten Spuren eine bessere Ortsinformation liefern soll.

6.1.1 Voranalyse

Gemessen wurde mit den ADCs FERA 4300B. Die Datenauslese ergibt für jedes Event und jeden Draht einen Wert, welcher der am Eingang des ADC anliegenden Ladung, integriert über die Länge des Gates, proportional ist. Ein typisches ADC-Spektrum zeigt die charakteristische Landau Verteilung und den eindeutig zu separierenden Rauschpeak (Abb. 6.1), anhand dessen sich die Softwareschwellen für die Offline Signalerkennung setzen lassen. Bei senkrechten Spuren erwartet man, daß sie im wesentlichen innerhalb einer

Ebene durch genau eine Zelle gehen, also eine Anode und die beiden zugehörigen Potentialdrähte ein Signal zeigen, was die Trefferverteilung (siehe Abb. 6.2) bestätigt. In der Ebene 1 rauschte ein Potentialdraht, so daß meistens drei statt zwei Potentialdrähte ein Signal zeigten.

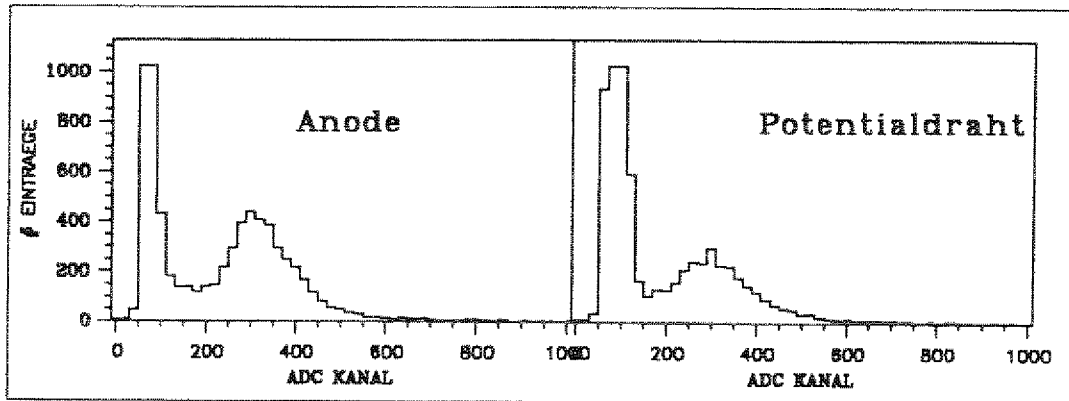


Abbildung 6.1: ADC – Spektrum eines Anodendrahts (links) und eines Potentialdrahts (rechts); typische Landauverteilung und Rauschpeak

6.1.2 Normierte Potentialdraht Spektren

Die Ortsinformation innerhalb einer Zelle gewinnt man aus den normierten Potentialdrahtsignalen. Hat die Anode ein Signal gesehen, so bildet man folgende Größen P_l/A , P_r/A , $P_l/\Sigma P$, $P_r/\Sigma P$, $\Delta P/A$, $\Delta P/\Sigma P$ (der Index l bzw. r steht für Potentialdraht links bzw. rechts) und trägt sie in ein Spektrum ein (Abb. 6.3). Die Integration eines Spektrums (siehe [KRA86] und Abschnitt 6.2.4) liefert eine Eichfunktion $x = x(P')$ für den Ort innerhalb der Zelle. Je breiter das P' Spektrum, desto besser ist die Ortsauflösung.

6.1.3 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung der IDC wird bestimmt, indem in den drei hintereinander liegenden Ebenen die x-Koordinate des Spurdurchgangs ermittelt wird. Aus zwei Ebenen wird eine Gerade definiert, so daß die Abweichung der gemessenen Koordinate aus der verbleibenden dritten Ebene zu dieser Gerade ein Maß für die Ortsauflösung ist (siehe Abb. 6.4). Die Halbwertsbreite im Spektrum ($FWHM = 80\mu m$) ergibt eine Ortsauflösung von

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{FWHM}{2.34} = 28\mu m. \quad (6.1)$$

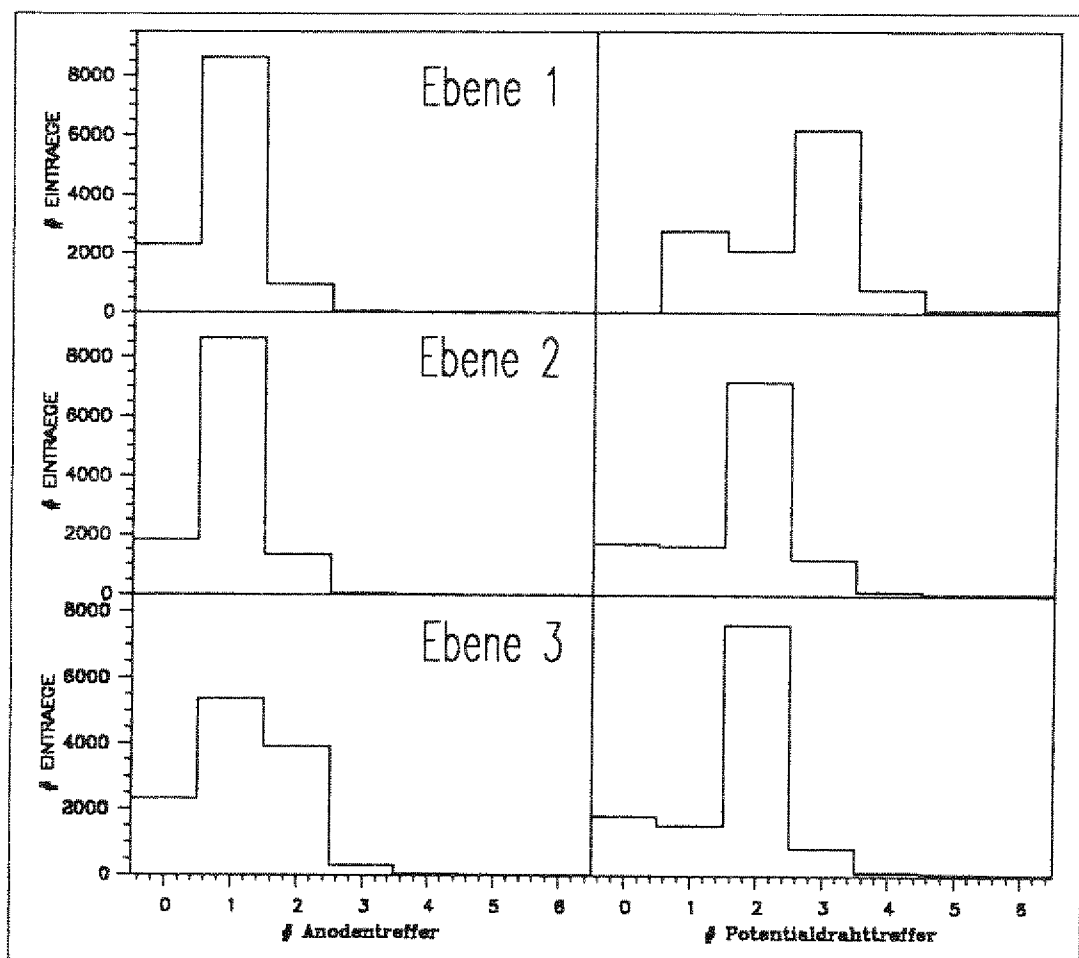


Abbildung 6.2: Anzahl der gertoffenen Anoden- (links) und Potentialdrähte (rechts) bei senkrechten Spuren; in Ebene 1 rauschte ein Potentialdraht

6.1.4 Schräge Spuren

Spuren mit einem Winkel von größer 10° müssen aufgrund der Kammergeometrie zwangsläufig mindestens zwei Zellen treffen. Welche Auswirkungen das auf die Ortsauflösung hat, zeigt schon das $\Delta P/A$ Spektrum für 16° Spuren (Abb. 6.5). Die gewohnte Form mit steilen Flanken ist nicht zu erkennen, was auf die in den Kap. 2 und 3 angesprochenen Schwierigkeiten, daß Potentialdrähte aus zwei Zellen influenzierte Signale sehen, zurückzuführen ist. Trägt man entsprechend Abb. 6.4 auch hier die Abweichung der x-Koordinate der zweiten Ebene von der gemittelten x-Position der ersten und dritten Ebene in ein Spektrum ein, so ergibt sich das in Abb. 6.6 gezeigte Bild.

Gerade diese massive Verschlechterung der Ortsauflösung bei geneigten Spuren zwang zum Einsatz der FADCs.

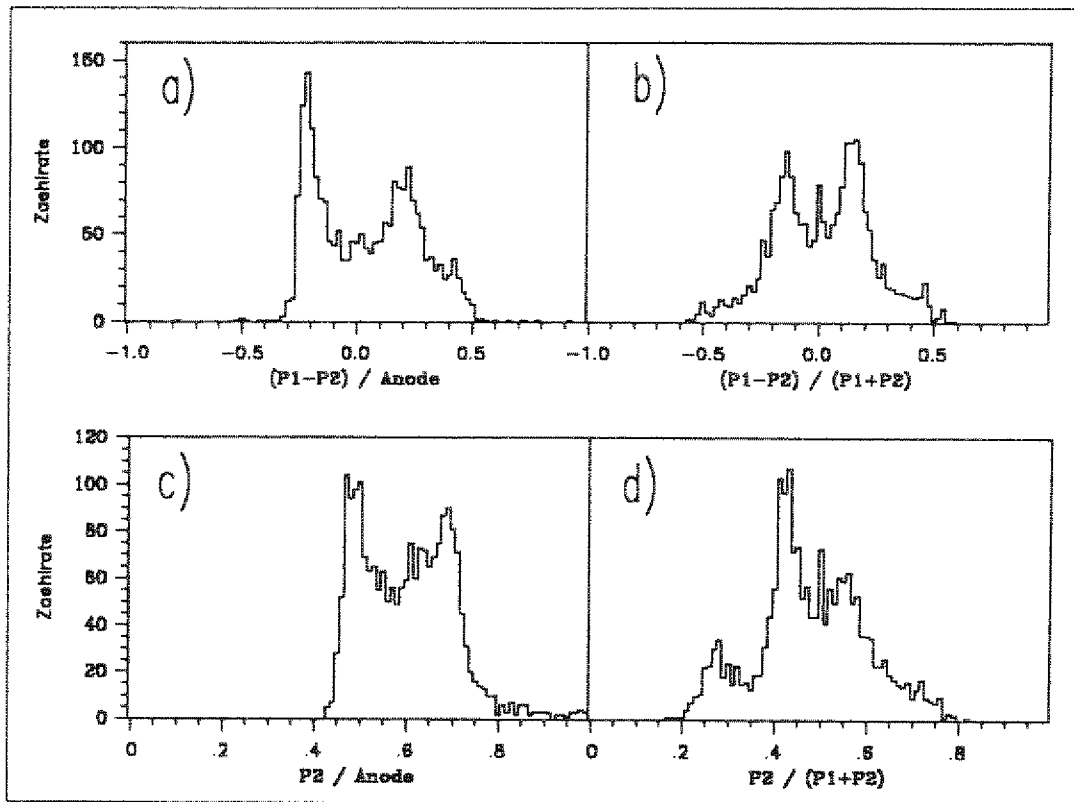


Abbildung 6.3: Normierte Potentialdrahtspektren

6.2 FADC Auswertung

Die Auswertung der FADC-Daten ist komplexer, da für einen gefeuerten Draht nicht ein integraler Wert sondern die digitalisierte Information der zeitlichen Entwicklung des Signals vorliegt.

6.2.1 Voranalyse

Die Voranalyse der Daten kann durch die im Anhang C angegebene Datenstruktur sowie durch die Programmübersicht (Anhang B.2) einfacher nachvollzogen werden.

6.2.1.1 Teilen in Potential- und Anodendraht

Da wegen der Zero-Suppression nur Daten der Kanäle aufgeschrieben werden, die ein Signal oberhalb der Scannerschwelle haben, müssen aus dem Gesamtevent die Kanalnummern und die relativen Startadressen dekodiert werden. Aus der Kanalnummer wird über eine Anschluß-tabelle die Ebene und der Draht bestimmt. Wie im Anhang A beschrieben, ist die Information für zwei Drähte in einem 16 Bit Wort zusammengefaßt. Auch wenn man

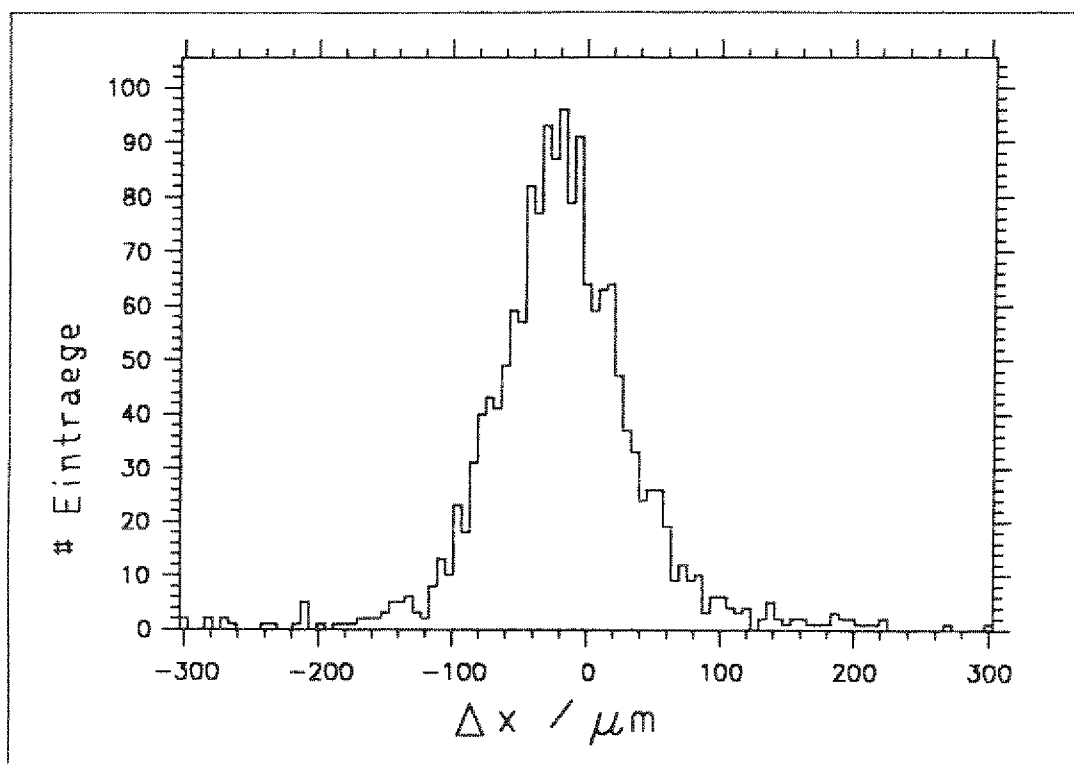
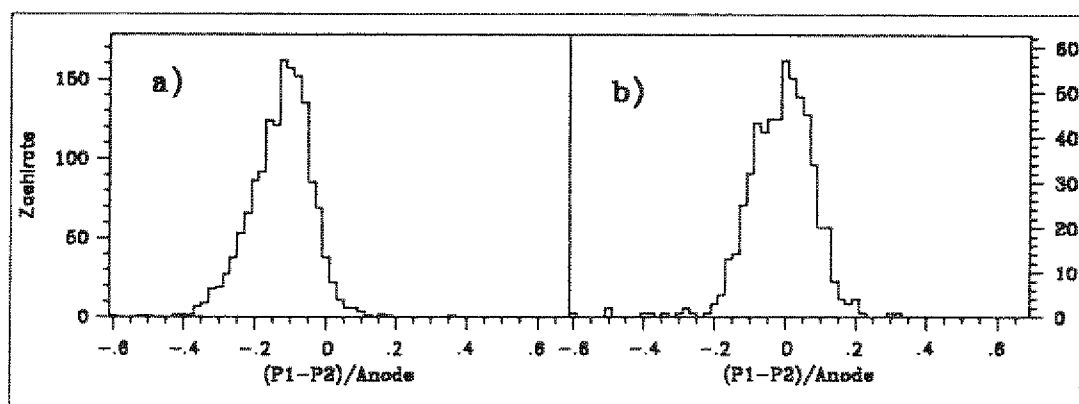


Abbildung 6.4: Ortsauflösung bei drei Ebenen

Abbildung 6.5: $\Delta P/A$ Spektren für eine schräge Spur (16°), a) Ebene 2, Zelle 4, b) Ebene 3, Zelle 2

bei der Anschlußbelegung darauf achtete, daß benachbarte Potential- und Anodendrähte auf einen Doppelkanal gelegt wurden, so kann es vorkommen, daß nur ein Draht ein Signal gesehen hatte, der andere nur (notwendigerweise) mitausgelesen wurde. Deshalb wird nach Teilen des 16 Bit-Wortes in Anoden- und Potentialdrahtinformation anhand einer Softwareschwelle in der Höhe der bei der Messung eingestellten Scannerschwelle geprüft, ob

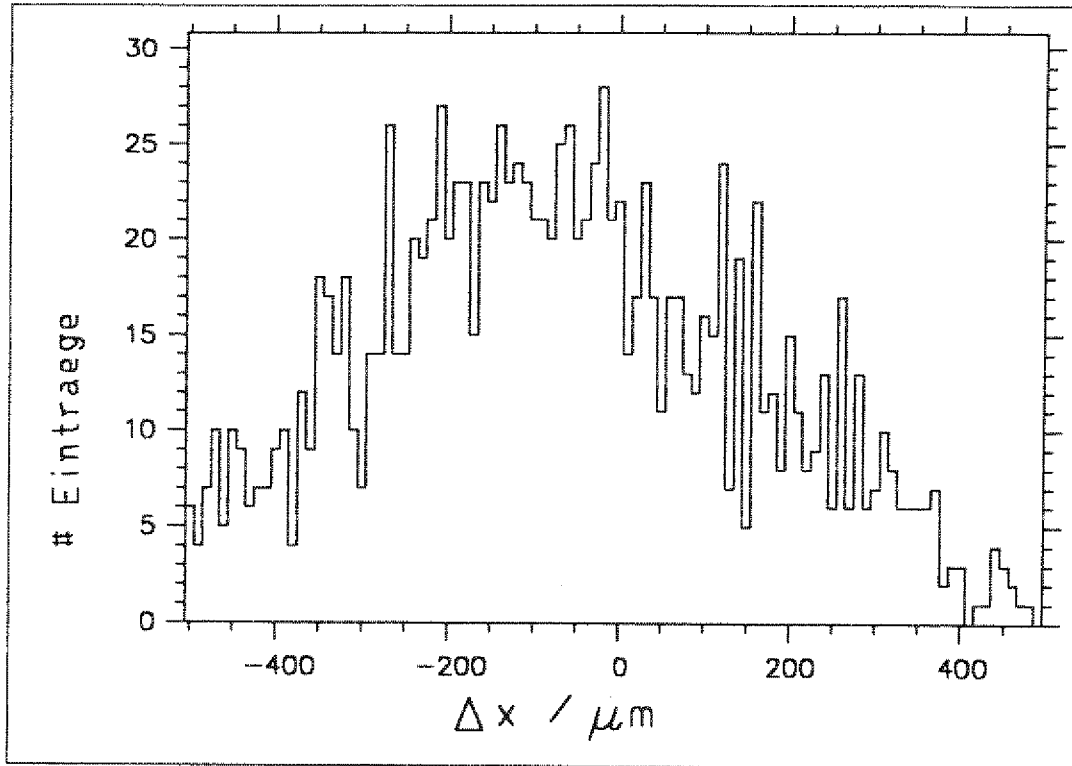


Abbildung 6.6: Ortsauflösung bei einer 16° Spur

wirklich beide, oder nur einer der Drähte ein Signal oberhalb der Schwelle hat. Nach diesem ersten Analyseschritt liegt die Eventinformation in der Matrix: $FADC(pl,wi,i)$ vor. Hierbei bedeuten: pl = plane (Ebene), wi = wire (Draht); Der fortlaufende Index i beschreibt die zeitliche Entwicklung des Signals: $i=1, \dots, \text{Hit-Länge} + 2$; $i=1$: relativer Hit-Start, $i=2$: Hit-Länge.

6.2.1.2 Linearisieren

Die nichtlineare Kennlinie der FADCs macht es notwendig, die EingangsfADC-Signale V entsprechend der Kennlinienfunktion

$$V_{lin} = 256 \cdot \frac{V}{256} \cdot \frac{1 - A}{1 - A \cdot \frac{V}{256}} \quad (6.2)$$

zu linearisieren. Der sogenannte A-Faktor beträgt 0.71.

Außerdem können in den Daten eines Drahtes mehrere Hits enthalten sein, deren falsche später anhand der relativen Startadresse aussortiert werden. Als linearisierte FADC-Matrix-Information speichert man $XFADC(pl,wi,hit,i)$ ab, wobei "hit" die Hitnummer in einem Draht bedeutet.

6.2.2 FADC Signalform

Ein typisches FADC Signal einer Anode mit einem zugehörigen Potentialdraht zeigt Abb. 6.7. Man erkennt die die Baseline definierenden "Presamples" (0-70 nsec), den steilen Anstieg und langsameren Abfall. Dagegen können einzelne Cluster nicht separiert werden.

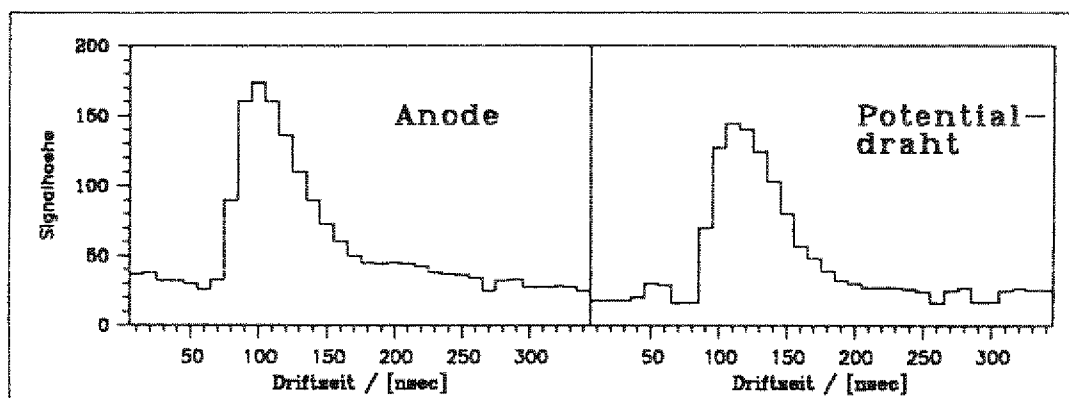


Abbildung 6.7: FADC Signal (Zeitliche Entwicklung)

6.2.2.1 Signalcharakterisierung

Aus den vorliegenden Daten werden die das Signal bestimmenden Größen ermittelt. (Baseline, Länge, Beginn, Ende, Integral,...).

Die Baseline wird aus den Presamples berechnet. Hit Beginn und Hit Ende sind so definiert, daß das Signal in zwei aufeinanderfolgenden Zeitbins über bzw. unter einer festgelegten Softwareschwelle liegt. In Abb. 6.8 sind die Werte für Hit Beginn und Hit Ende in ein gemeinsames Spektrum eingetragen. Der Hit Beginn liegt ca. 40 nsec, das Hit Ende ca. 145 nsec nach dem Common Stop, womit sich eine mittlere Hitlänge von 95 nsec ergibt. Insbesondere der sehr eng definierte Hit Beginn ist ein Entscheidungskriterium, ob es sich um einen auswertbaren Hit handelt.

Das Integral ist die Summe der Einträge zwischen Hit Beginn und Hit Ende (nicht Baseline korrigiert). Weiter werden Schwerpunkt der Verteilung, Mittelwert und Sigma der Amplitude sowie die Anzahl der Zeitbins im Overflow bestimmt.

6.2.2.2 Korrigierte Potential- und Anodendrahtwerte

Neben der Baselinekorrektur werden die Signale auch zeitlich gegeneinander abgeglichen.

Mit Bezug auf die in Abschnitt 2.4 geforderte elektronische Unterteilung des Driftraumes kann das Signal in kleinere Zeitintervalle zerlegt werden.

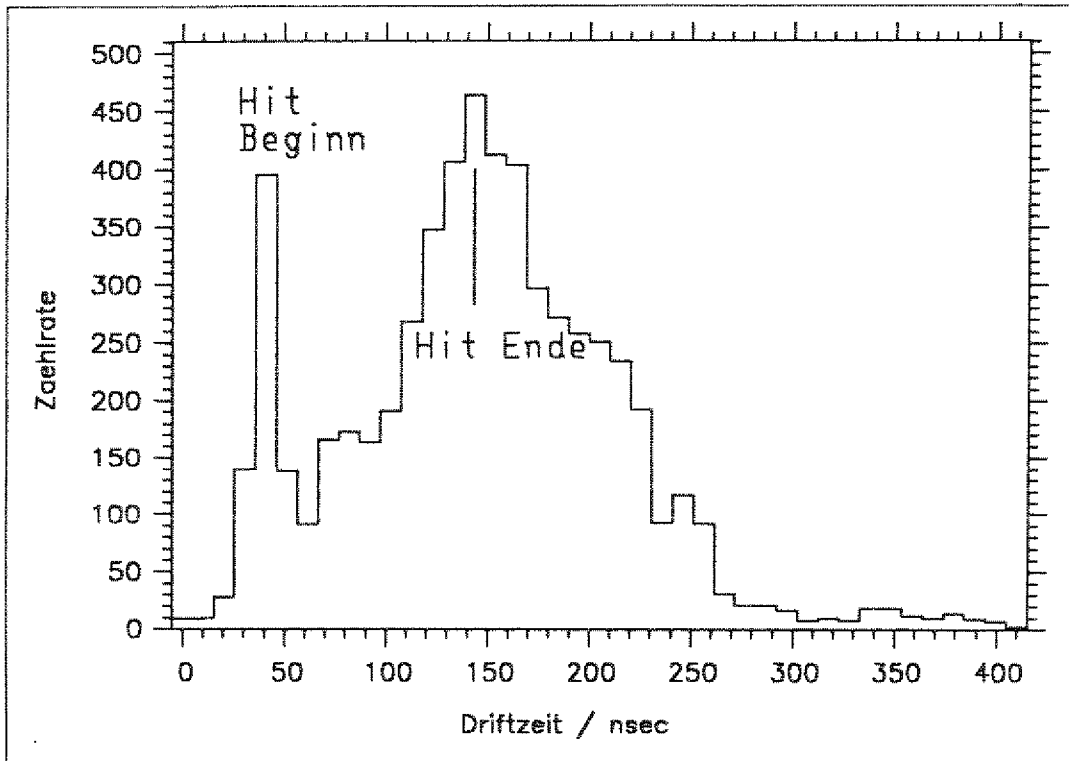


Abbildung 6.8: Hitlänge

6.2.3 Normierte Potentialdrahtsignale

Aus den baselinekorrigierten integralen Werten berechnet man wie bei der ADC Auswertung die normierten Potentialdrahtspektren. Die Abb. 6.9a und Abb. 6.9b zeigen, wie für höhere Gasverstärkung auch die normierten Potentialdrahtspektren $\Delta P / \Sigma P$ breiter werden, was auf eine bessere Ortsauflösung schließen läßt. [DAH91]

Vergleicht man dazu die auf die Anode normierten Spektren (Abb. 6.10), so sieht man, daß diese zu den Rändern flacher auslaufen. Das Problem ist hier einmal, daß Potential- und Anodendrähte unterschiedliche Vorverstärker haben, und zum anderen, daß Randspuren einen Teil ihrer Ladung in der Nachbarzelle deponieren. Während die Potentialdrähte trotzdem diese Ladung als Influenzsignal sehen, ist sie für die zelldefinierende Anode verloren. Für die Signale einer Zelle gilt somit:

$$A \leq K \cdot (P1 + P2), \quad (6.3)$$

wobei A die Höhe des Anodensignals und P1 bzw. P2 die Signalhöhen der benachbarten Potentialdrähte bedeuten. Der Faktor K berücksichtigt die unterschiedlichen elektronischen Verstärkungsfaktoren.

Erstellt man die $P / \Sigma P$ und P / A Spektren (siehe Abb. 6.11), dann zeigen

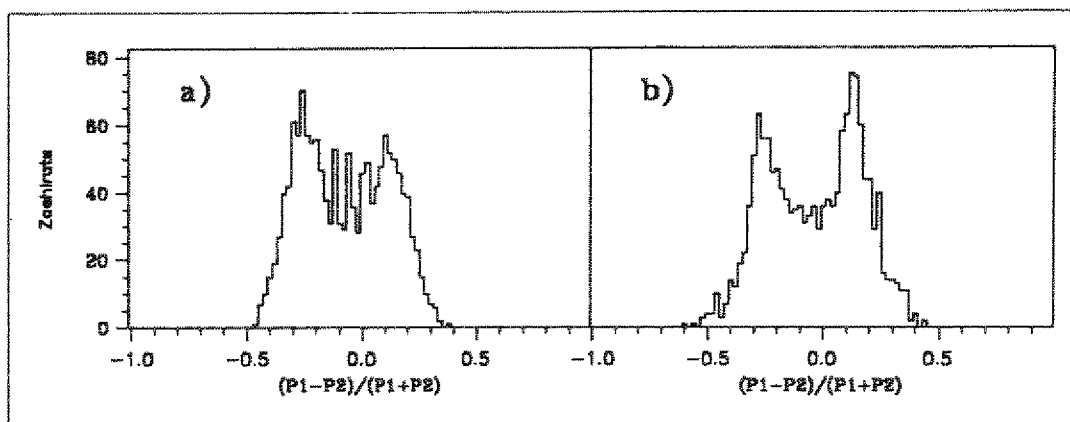


Abbildung 6.9: Auf die Summe der Potentialdrähte normiertes ΔP Spektrum, a) Gasverstärkung $0.5 \cdot 10^4$ b) Gasverstärkung $1.5 \cdot 10^4$

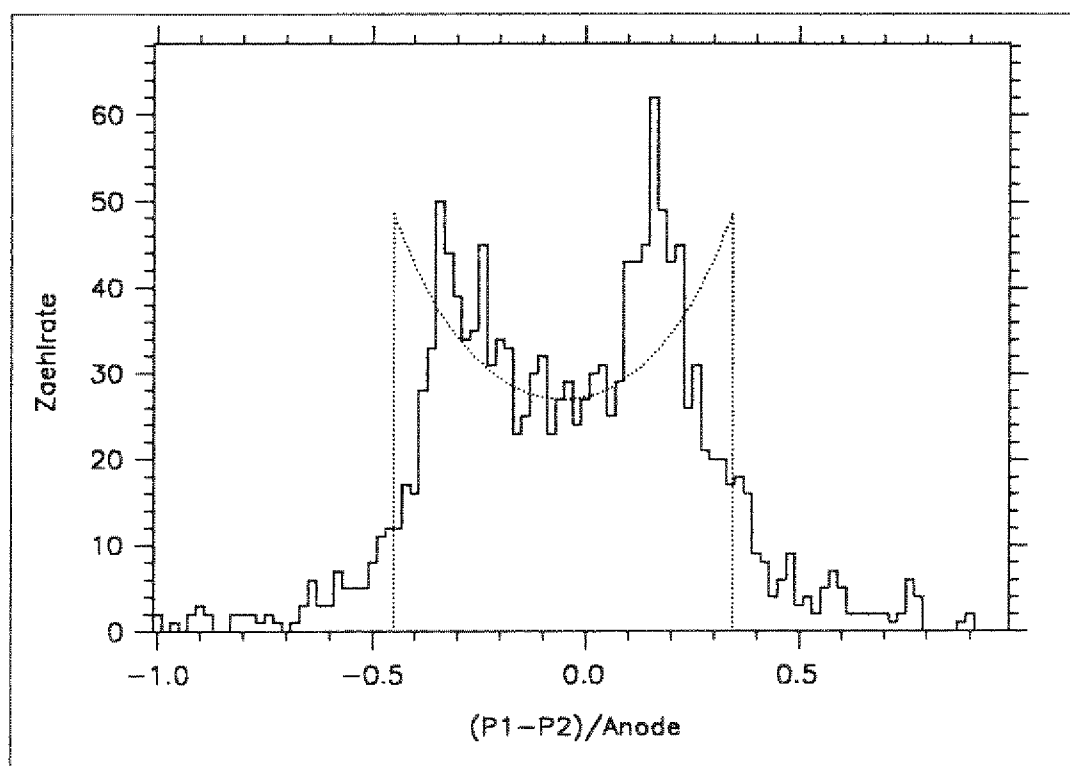
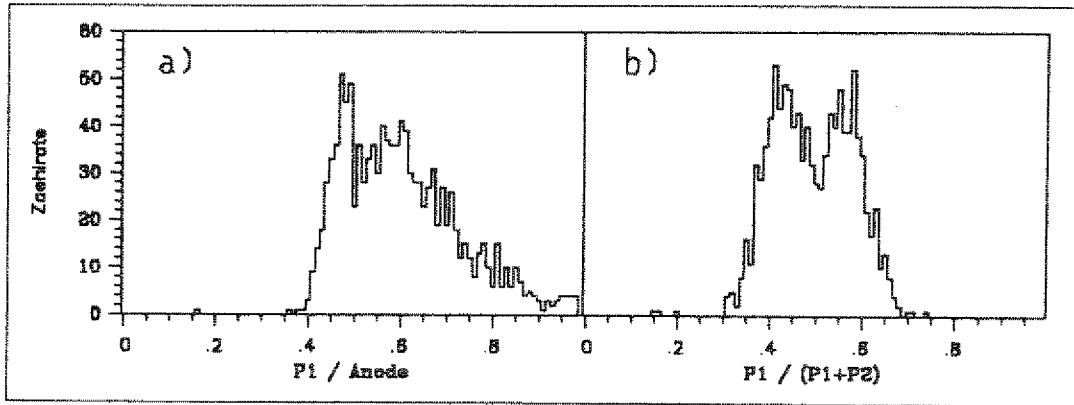


Abbildung 6.10: Auf die Anode normiertes ΔP Spektrum bei einer Gasverstärkung von $1.5 \cdot 10^4$, gestrichelt ist die theoretisch erwartete Kurve eingezeichnet (siehe Abschnitt 6.2.4.1)

sich auch hier die genannten Schwierigkeiten bei der Normierung auf die Anode. Trotzdem führt genau diese Normierung weiter.

Prinzipiell kann jeder Potentialdraht für sich eine eindeutige x-Koordinate

Abbildung 6.11: a) P / A , b) $P / \Sigma P$

innerhalb der Zelle liefern, so daß man aus den auf die Anode normierten Werten P'_1 und P'_2 zwei x-Koordinaten erhält und mit Hilfe des Mittelwertes eine genauere Ortsbestimmung möglich ist. Normiert man auf die Potentialdrähte, so hat man wegen

$$\frac{P_1}{P_1 + P_2} = 1 - \frac{P_2}{P_1 + P_2} \quad (6.4)$$

nur einen Wert.

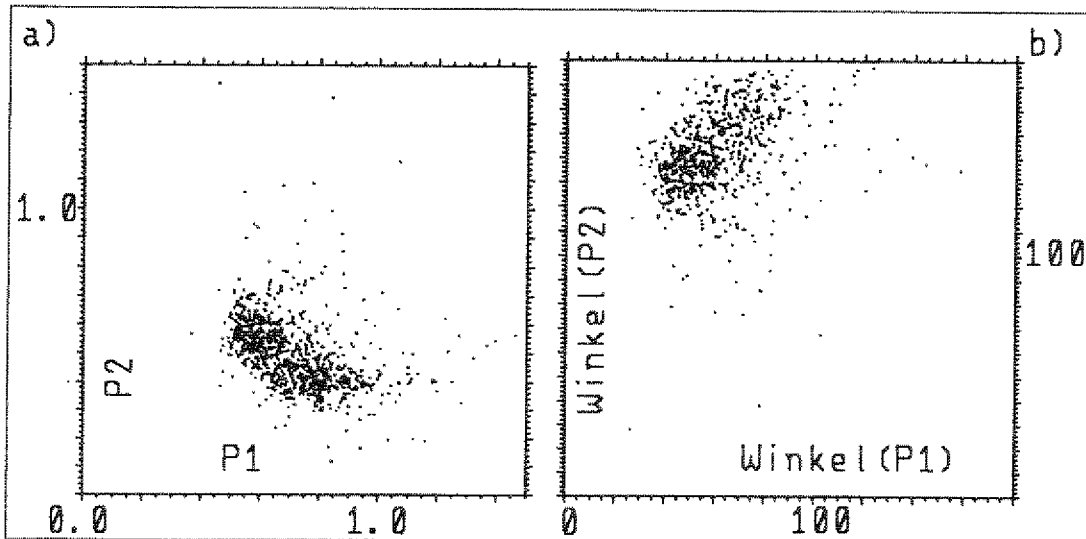
Abbildung 6.12: a) P_i/A_i gegen P_{i+1}/A_i ; b) $\alpha(P_i)$ gegen $\alpha(P_{i+1})$

Abbildung 6.12a (P_i/A_i gegen P_{i+1}/A_i) zeigt, wie gut (oder schlecht) die Erwartung $\frac{P_i}{A_i} = b - \frac{P_{i+1}}{A_i}$ erfüllt ist. In Abb. 6.12b sind die aus den normierten Potentialdrahtsignalen berechneten Winkel (nach Gl. 2.14) gegeneinander aufgetragen. Da die Koeffizienten c und w noch nicht richtig angepaßt sind,

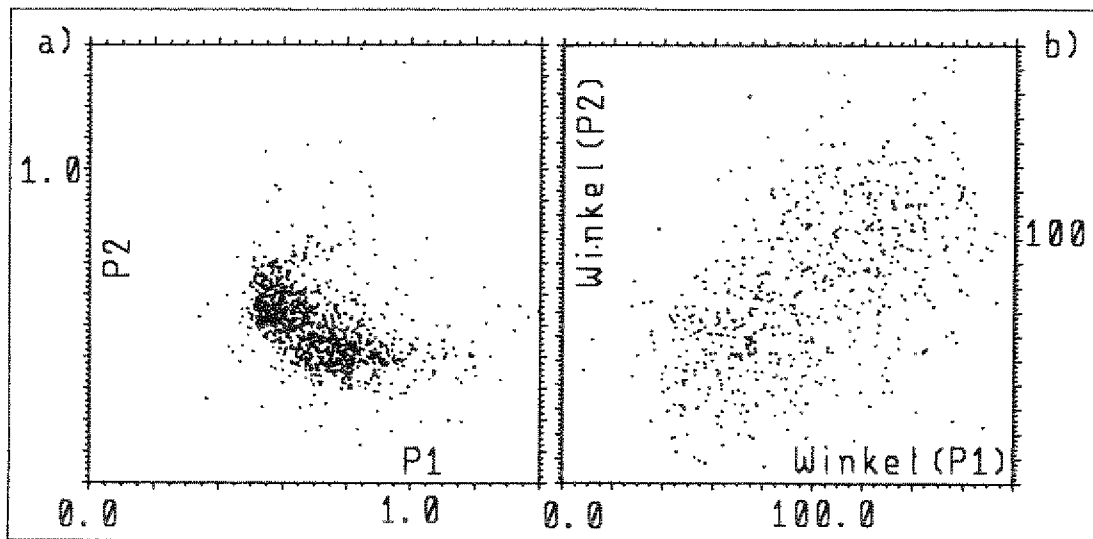


Abbildung 6.13: a) P_i/A_i gegen P_{i+1}/A_i b) $\alpha(P_i)$ gegen $\alpha(P_{i+1})$ mit angepaßten Koeffizienten c und w

liegen die Einträge nicht entlang der Winkelhalbierenden (siehe auch Abschnitt 6.2.4).

6.2.4 Eichfunktionen

Um aus den Potentialdrahtwerten die x -Koordinate zu bestimmen, kann man entweder die P' Spektren integrieren, oder man bestimmt anhand dieser Spektren die Koeffizienten c und w , womit man nach Gl. 2.14 α und folglich nach Gl. 2.1 auch x erhält.

6.2.4.1 $x = x(P')$

Um aus dem gemessenen P' Spektrum eine Abbildung auf den Ort innerhalb der Driftzelle zu erhalten, macht man mit den wie folgt definierten Größen [KRA86]

n_0	=	Räumliche Dichte der Spuren
$Y := P_i / Norm$	=	Normiertes Potentialdrahtsignal
x	=	Ort innerhalb der Zelle

den Ansatz:

Die Anzahl der Spuren im Ortsintervall zwischen x und $x + dx$ muß gleich der Anzahl der Spuren mit normiertem Potentialdrahtsignal sein:

$$n_0 \cdot dx = P(Y) dY. \quad (6.5)$$

Also erhält man für den Ort x :

$$x = \frac{1}{n_0} \cdot \int_{Y_{min}}^Y P(Y) dY. \quad (6.6)$$

Für $\Delta P'$ erhält man mit den Gleichungen 2.14

$$\Delta P' = \frac{P_{i+1} - P_i}{q_i} = w \cdot \cos(\alpha) \quad (6.7)$$

und somit:

$$\alpha = \arccos\left(\frac{\Delta P'}{w}\right). \quad (6.8)$$

Aus den Gl. 6.6 und Gl. 2.1 folgt:

$$\begin{aligned} N(\Delta P') &= -\frac{d}{d(\Delta P')} \cdot (k_1 \cdot \alpha + k_2) \\ &= -k_1 \cdot \frac{d}{d(\Delta P')} \arccos\left(\frac{\Delta P'}{w}\right) \\ &= \frac{k_1}{w} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - (\Delta P')^2}} \end{aligned} \quad (6.9)$$

Diese Funktion ist in der Abbildung 6.10 als gestrichelte Kurve eingezeichnet. Man sieht, daß das gemessene $\Delta P'$ Spektrum bezüglich der Form in guter Übereinstimmung mit der Theorie ist, andererseits jedoch die Schwierigkeiten zum Rand der Zelle deutlich zu erkennen sind.

6.2.4.2 Bestimmung der Koeffizienten

Die Koeffizienten c und w bestimmt man aus den minimalen und maximalen Werten der P' Spektren. Nach Gl. 2.14 gilt für das P' Spektrum:

$$\begin{aligned} P'_i(t) &= c_{i,l} - \frac{w_{i,l}}{2} \cdot \cos(\alpha_i(t)) \\ P'_{i+1}(t) &= c_{i,r} + \frac{w_{i,r}}{2} \cdot \cos(\alpha_i(t)) \end{aligned} \quad (6.10)$$

Läßt man im folgenden die Zeitabhängigkeit weg und betrachtet zuerst den linken Potentialdraht, so gilt:

$$\begin{aligned} P'_{i,max} &= P'_i(\alpha_i = \alpha_{max}) = c_{i,l} + \frac{s}{2} \cdot w_{i,l} \\ P'_{i,min} &= P'_i(\alpha_i = \alpha_{min}) = c_{i,l} - \frac{s}{2} \cdot w_{i,l} \end{aligned} \quad (6.11)$$

wobei der Faktor s

$$s = -\cos(\alpha_{max}) = \cos(\alpha_{min}) \quad (6.12)$$

ausdrückt, unter welchem Winkel Cluster der Randspuren auf die Anode driften. Der maximale bzw. minimale Winkel wird aus den Abb. 2.3 und 3.10 zu 155° bzw. 25° bestimmt. Addieren bzw. Subtrahieren der beiden Gleichungen aus 6.11 führt zu:

$$\begin{aligned} c_{i,l} &= \frac{1}{2} \cdot (P'_{i,max} + P'_{i,min}) \\ w_{i,l} &= \frac{1}{s} \cdot (P'_{i,max} - P'_{i,min}), \end{aligned} \quad (6.13)$$

entsprechend für den rechten Potentialdraht der Zelle i . D.h. man erhält für jeden Potentialdraht zweimal die Koeffizienten c und w , je nachdem von welcher Zelle man ihn betrachtet. Die in den Formeln einfach hinzuschreibende Vorschrift läßt in der Praxis offen, welcher Wert aus dem Spektrum als P'_{min} und P'_{max} angenommen werden muß.

Abb. 6.14 zeigt die Eichfunktionen $x(P')$ und $x(\alpha)$. Letztere ist durch Integration des $N(\alpha)$ Spektrums entstanden. Als P'_{min} und P'_{max} Werte – und somit auch als Integrationsgrenzen für $x(P')$ – sind hier der wirklich kleinste und größte Wert des Spektrums mit einem Eintrag angenommen. Der zu flache Übergang zur "1" in Abb. 6.14a und der Sprung in Abb. 6.14b zu 180° zeigen, daß die Integrationsgrenzen anders definiert werden müssen. Nach der Theorie und Gl. 6.9 scheint es sinnvoll, den starken Anstieg und Abfall des P' Spektrums als Integrationsgrenzen zu verwenden, wie in Abb. 6.15 geschehen. Deutlich ist jedoch auch hier die Abweichung zu einer linearen Beziehung zwischen x und α zu sehen.

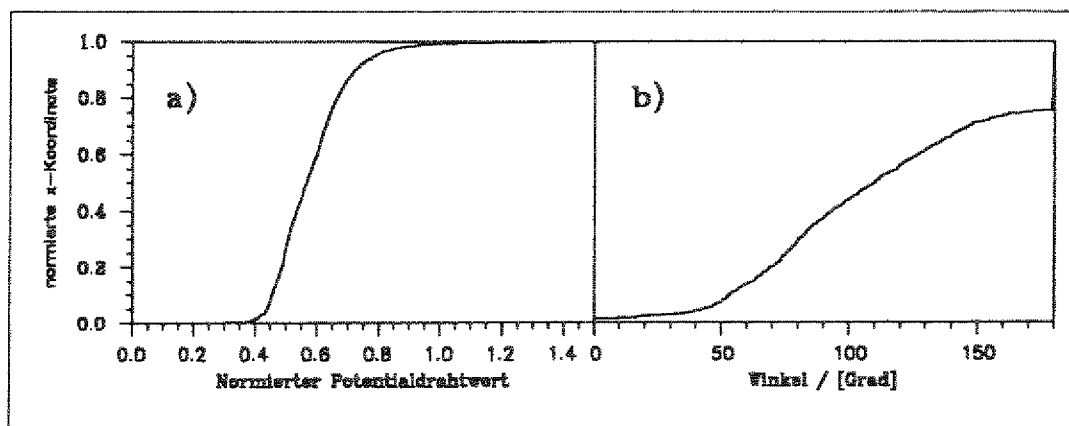


Abbildung 6.14: Eichfunktion $x = x(P')$, $x = x(\alpha)$

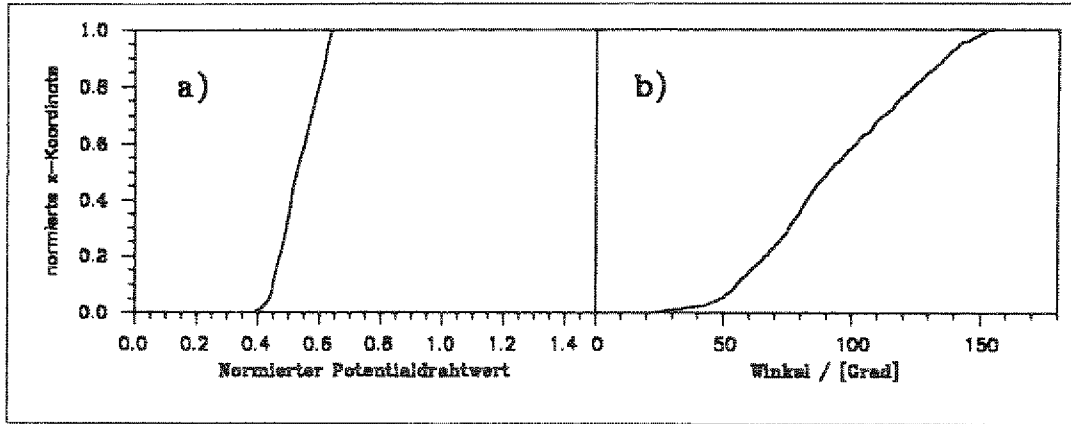


Abbildung 6.15: Eichfunktion $x = x(P')$, $x = x(\alpha)$ mit angepaßten Integrationsgrenzen

Für jede Zelle muß man die Integrationsgrenzen ermitteln. Mit den daraus berechneten Koeffizienten c und w streuen dann auch die gegeneinander aufgetragenen Winkel einer Zelle um die Winkelhalbierende (Abb. 6.13b).

6.2.5 Verschiedene Zeitintervalle

Wie in Abschnitt 6.2.2.2 angegeben, kann man die Signale in einzelne Zeitintervalle teilen. Die Abb. 6.16 zeigt die $\Delta P'$ Spektren für verschiedene

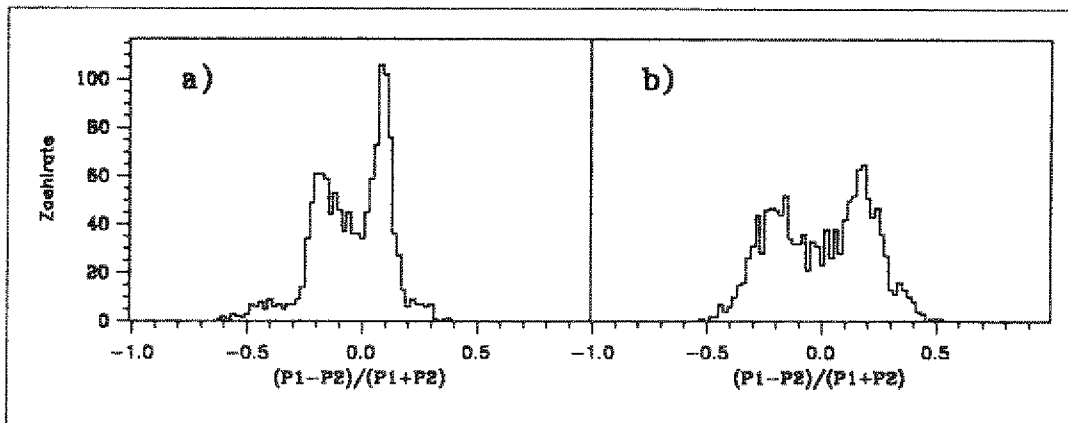


Abbildung 6.16: Normierte Potentialdrahtspektren verschiedener Zeitintervalle a) 0–20 nsec, b) 30–130 nsec

Zeitintervalle. Selbst bei nur zwei Zeitbins ist die typische Form des Spektrums erkennbar.

Erfolgversprechend ist, sich an der maximal möglichen Driftzeit in der Zelle (60 nsec) zu orientieren. Zusätzlich interpretiert man das erste Zeitbin als im wesentlichen aus dem inhomogenen Bereich kommende Cluster, so

daß man für die weitere Auswertung nur das zweite Zeitintervall mit 6 bis 8 Zeitbins verwendet (siehe Abb. 6.17).

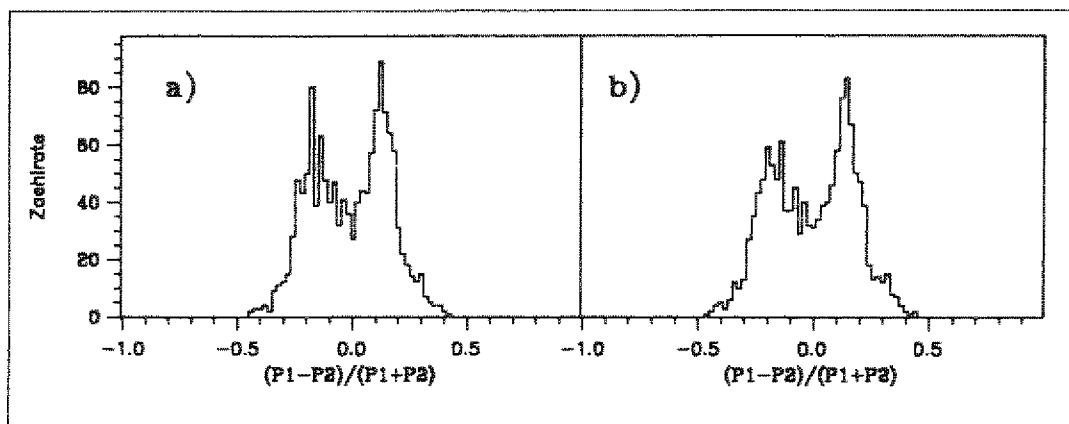


Abbildung 6.17: Normierte Potentialdratspektren verschiedener Zeitintervalle a) 10-60 nsec, b) 10-80 nsec

6.2.6 Ortsauflösung

Wertet man zunächst nur die "Events" aus, die genau eine Zelle treffen, so ergeben sich für die Zeitintervalle "6 bins" und "8 bins" Auflösungen von $42\mu\text{m}$ und $40\mu\text{m}$. In der Abb. 6.18 sind jeweils der Ort in der Ebene 1 gegen

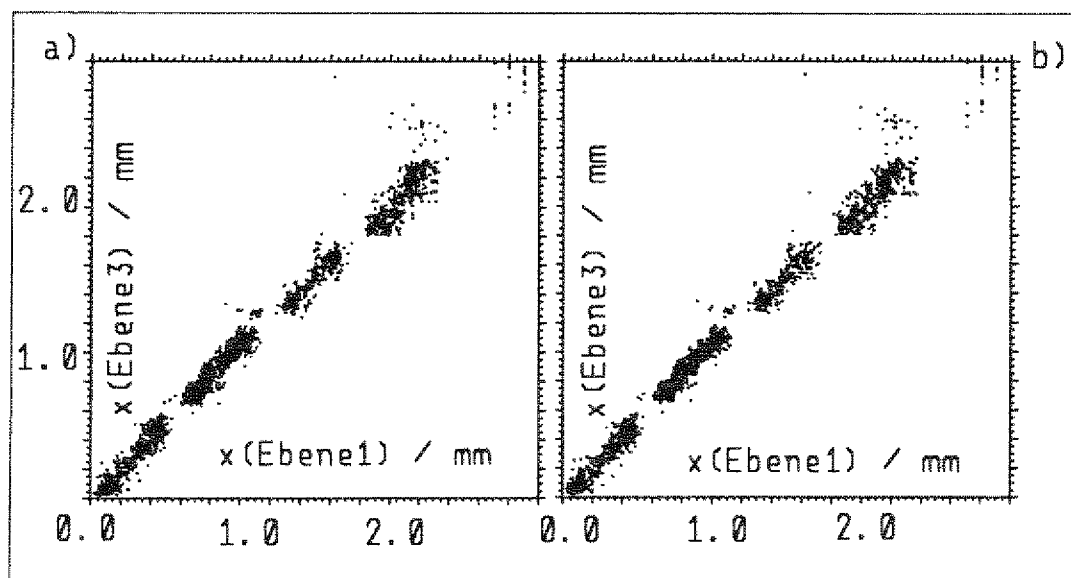


Abbildung 6.18: Ort in der Ebene 1 gegen Ort in der Ebene 3, nur 1 Zelle getroffen a) 6 Zeitbins, b) 8 Zeitbins

den der Ebene 3 dargestellt.

Schon bei 0^0 Spuren wird deutlich, wie schwierig es ist, Ereignisse, bei denen in einer Zelle zwei Zellen getroffen werden, richtig zu behandeln. Auf mindestens zwei Arten kann man auf die Anode normieren. Einerseits kann jeder Potentialdraht auf die Summe aller getroffener Anoden normiert werden:

$$\begin{aligned} P'_i &= 2 \cdot \frac{P_i}{A_i + A_{i+1}} \\ P'_{i+1} &= 2 \cdot \frac{P_{i+1}}{A_i + A_{i+1}} \\ P'_{i+2} &= 2 \cdot \frac{P_{i+2}}{A_i + A_{i+1}}, \end{aligned} \quad (6.14)$$

andererseits, und vielleicht einleuchtender ist es, wenn der mittlere Potentialdraht auf die Summe der Anoden normiert wird, während die äußeren nur auf die jeweilige zelldefinierende Anode normiert werden:

$$\begin{aligned} P'_i &= \frac{P_i}{A_i} \\ P'_{i+1} &= \frac{P_{i+1}}{A_i + A_{i+1}} \\ P'_{i+2} &= \frac{P_{i+2}}{A_{i+1}}. \end{aligned} \quad (6.15)$$

Die Ergebnisse der Normierung 6.14 kann man der Abb. 6.19a entnehmen, in der alle Spuren unter 0^0 eingetragen sind. Man sieht, daß genau die in Abb. 6.18 fehlenden Ereignisse zu einer massiven Verschlechterung der Ortsauflösung beitragen. Die Abb. 6.19b, in der die Ortsinformationen aus zwei um eine halbe Zellbreite gegeneinander verschobener Ebenen eingetragen sind, macht prinzipielle Schwierigkeiten deutlich. Spuren, die in einer Zelle der Ebene 1 am Rand verlaufen, gehen durch die Mitte einer Zelle in Ebene 2 und umgekehrt.

Zu besseren Ergebnissen (siehe Abb. 6.20a) kommt man, wenn wie folgt auf die Summe der Potentialdrähte normiert wird.

$$\begin{aligned} P'_i &= 1.5 \cdot \frac{P_i}{P_i + P_{i+1} + P_{i+2}} \\ P'_{i+1} &= 1.5 \cdot \frac{P_{i+1}}{P_i + P_{i+1} + P_{i+2}} \\ P'_{i+2} &= 1.5 \cdot \frac{P_{i+2}}{P_i + P_{i+1} + P_{i+2}} \end{aligned} \quad (6.16)$$

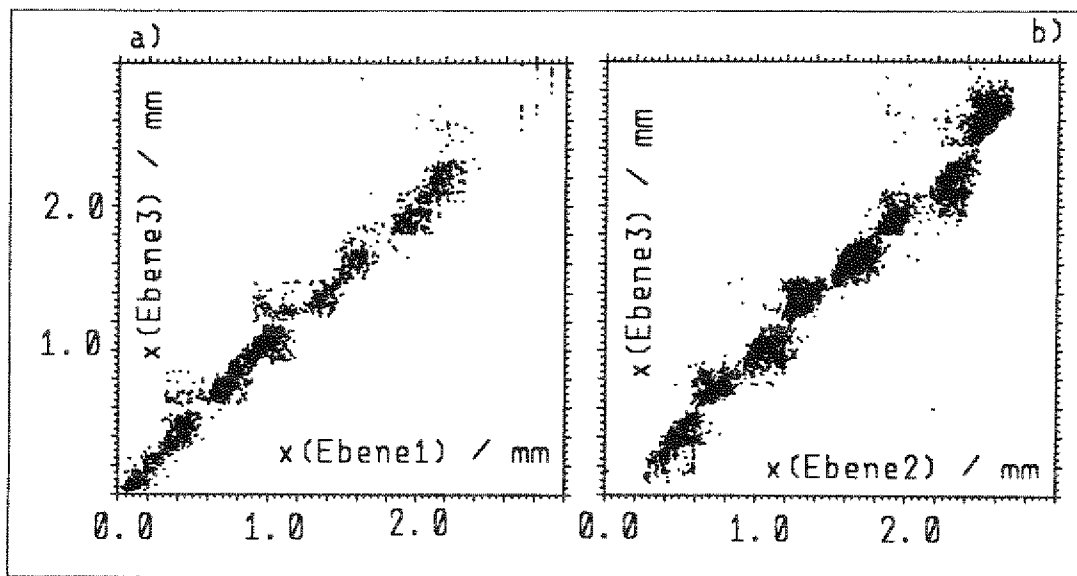


Abbildung 6.19: Ort in der Ebene 1 gegen Ort in der Ebene 3, auch mehrere Zeltreffer erlaubt, auf die Anode normiert

Die Abb. 6.20b zeigt, daß man sogar bei den versetzten Ebenen eine gute Ortsauflösung erzielt.

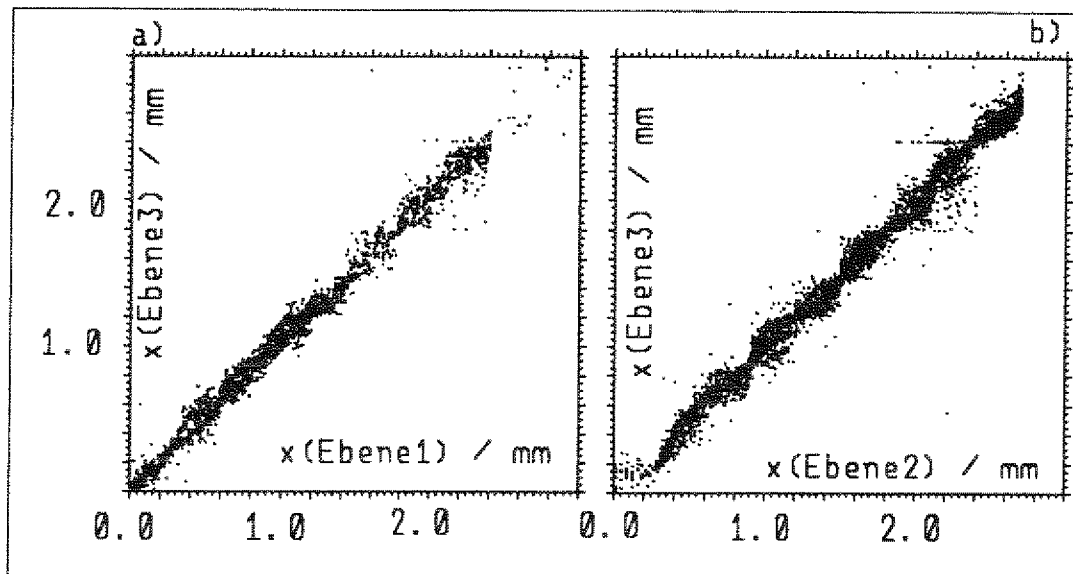


Abbildung 6.20: a) Ort in der Ebene 1 gegen Ort in der Ebene 3, b) Ort in der Ebene 2 gegen Ort in der Ebene 3, auch mehrere Zeltreffer erlaubt, auf die Summe der Potentialdrähte normiert

6.2.7 Schräge Spuren und Behandlung mehrerer Zellen

Die Verschlechterung der Ortsauflösung zeigt schon Abb. 6.21, in der für einen Spurwinkel von 5° wieder die gemessenen x-Koordinaten zweier Ebenen gegeneinander aufgetragen sind. Die gemessenen Ortsauflösungen bei einfacher Analyse (zellorientierte Auswertung) sind bis zu einem Spurwinkel von 15° in Abb. 6.22 eingetragen.

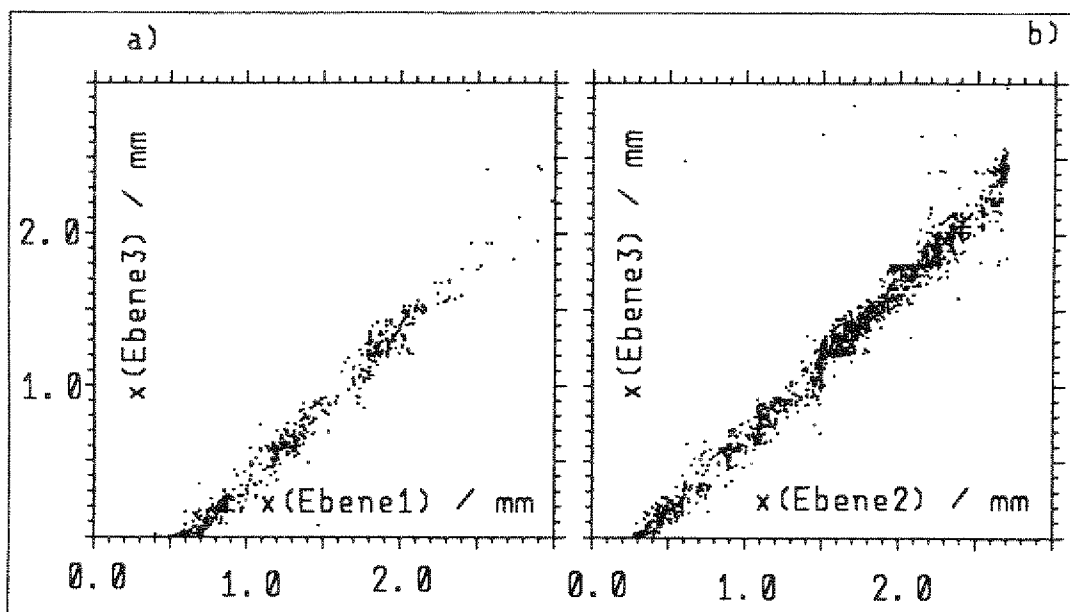


Abbildung 6.21: Spurwinkel 5° , a) Ebene 1 gegen Ebene 3, b) Ebene 2 gegen Ebene 3

Eine akzeptable Ortsauflösung im allgemeinen Fall schräger Spuren kann nur durch das in Abschnitt 2.3 besprochene Verfahren mit anschließendem Fit erreicht werden. In diesem Fall muß auf die Anode normiert werden, da man sonst keine unabhängigen Informationen aus einem Potentialdrahtsignal erhält (siehe Gl. 6.4) und das in Abschnitt 2.3 geschilderte Verfahren nicht anwendbar ist. Für den Fit wird die Routine "E04JBF" aus der NAG-LIB (Programmbibliothek der "Numerical Algorithms Group") verwendet. Eingangsgrößen für das Quasi-Newton-Verfahren sind die aus der Gl. 2.15 berechneten Winkel α_i . Für jeden Variationsschritt der α_i werden die P_i nach Gl. 2.15 neu berechnet und der Funktionswert F

$$F = \sum_{i=1}^{N+1} (P_i^a - P_i^b)^2 \quad (6.17)$$

gebildet (Benutzer-Routine "funct2"), der dann minimiert wird. Trotz der genannten Schwierigkeiten bei der Normierung auf die Anode konnte gezeigt werden, daß das Verfahren prinzipiell funktioniert.

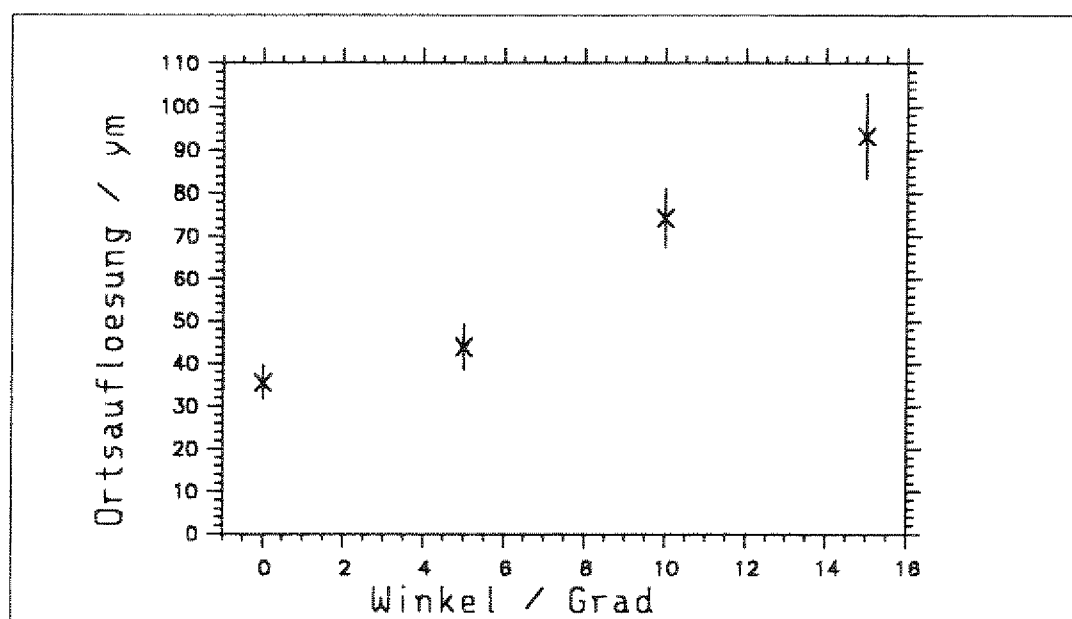


Abbildung 6.22: Auflösung in Abhängigkeit des Spurwinkels

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die von Walenta et al. [WAL78] [WAL87] [WAL88] [ROD86] in Siegen entwickelte und getestete Influenz Drift Kammer (IDC) wurde zu einer asymmetrischen Kammer mit FADC-Auslese im IKP der KFA Jülich weiterentwickelt. Ein erstes Testexperiment am 3 GeV Elektronen Teststrahl des DESY in Hamburg im Herbst 1989 zeigte die prinzipielle Funktionsfähigkeit der IDC, war aber zugleich Auslöser mehrerer Modifikationen. Die Analyse der Daten [STE91] ergab, daß mit dem verwendeten Gasgemisch Argon/Methan (90/10) aufgrund zu geringer Ionisationsdichte und zu großer transversaler Diffusion keine akzeptable Ortsauflösung erreicht werden konnte.

Nachdem mehrere technische Schwierigkeiten behoben wurden und insbesondere nach der Durchführung verbesserter Feldberechnungen die weite Kathode im Vergleich zur nahen ein sehr viel höheres Potential erhielt, waren die Vorraussetzungen für ein weiteres Testexperiment am Bonner Elektronen Synchrotron im Herbst 1990 geschaffen. Drei Ebenen der IDC konnten mit Isobutan und Dimethyläther bei sehr viel höheren Spannungen als in Hamburg betrieben werden. Die in Kap. 6 dieser Arbeit ausführlich beschriebene Datenauswertung ergab für die IDC bei senkrechten Spuren eine Ortsauflösung $\leq 30\mu m$. Erstinals konnte für diese Kammer eine erfolgreiche FADC-Analyse durchgeführt werden.

Vorraussetzung für einen Einsatz der IDC am Experiment PS185 zur Vermessung der geladenen Hyperonkanäle war unter anderem die Hochratenverträglichkeit des Detektors. Ein Testexperiment am Erlanger Tandem-Beschleuniger zeigte, daß bei sehr hohen Raten ($20 \cdot 10^6$ Teilchen / ($mm^2 \cdot sec$)) nur die Gasverstärkung aufgrund von Abschirmeffekten sank (selbststabilisierendes Verhalten), in der Kammer jedoch keine Überschlüge auftraten. Eine gute Ortsauflösung konnte bis zu Raten von $3 \cdot 10^6$ Teilchen / ($mm^2 \cdot sec$) nachgewiesen werden. [BRO91]

Die Randbedingungen des vorhandenen Detektors PS185 erforderten eine komplette Modifikation des mechanischen Aufbaus der IDC (siehe Kap. 4). Die Elektronik wurde auf 400 Kanäle erweitert und verlangte ein neues Design der Shaper Platinen. Um Raten über 100 Ereignisse pro Sekunde bei Eventlängen ≥ 1 KByte verarbeiten zu können, mußte das Datenaufnahmesystem auf einem VME-Rechner mit schneller Band-Station entwickelt werden.

Bei der Strahlzeit von PS185 im Nov. Dez. 1991 konnte gezeigt werden, daß aufgrund der weitreichenden Änderungen, die in dieser Arbeit dargelegt sind, alle Komponenten der IDC funktionierten. Ein wichtiger Punkt dabei ist die Ableitung eines Algorithmus zur Behandlung schräger Spuren.

Wie sowohl die Auswertung als auch die Simulationsrechnungen zeigen, erwartet man mit schnelleren FADCs (1 GHz = 1 nsec Auflösung) erstens eine noch bessere Auflösung bei schrägen Spuren und zweitens auch die Möglichkeit, die Spur innerhalb einer Zelle zweidimensional zu digitalisieren. Zur Zeit sind Bestrebungen im Gange, durch Nylondrahtunterstützungen die mechanische Belastbarkeit der dünnen Anoden- und Potentialdrähte zu verbessern. Die in Abschnitt 5.3 schon erwähnte Methode der "Online-Datenanalyse" auf über Cheapernet angeschlossenen Workstations soll ausgebaut werden.

Mit der IDC liegt ein neuentwickelter Mikro-Vertex-Detektor mit einer Ortsauflösung $\leq 50\mu\text{m}$, einer Ratenverträglichkeit $\geq 10^6$ Teilchen / ($\text{sec} \cdot \text{mm}^2$) und einer geringen Massenbelegung ($\sqrt{\frac{x}{x_0}} \leq 0.011$ pro Ebene) vor. Aufgrund dieser Eigenschaften ist die IDC sicherlich nicht nur für das Hyperon-Experiment PS185 am LEAR/CERN oder COSY-Experimente am neuen Jülicher Beschleuniger attraktiv, sondern ist allgemein für Mitteleniegiophysik-Experimente mit Strahlimpulsen bis 3 GeV/c geeignet.

Literaturverzeichnis

- [ANS67] D'Ans, E. Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Berlin 1967
- [BAD91] E. Badura, R. Seifert, A. H. Walenta, and H. Z. Xu, Front End Electronic for the Zeus Detector, Nucl. Phys. B 23A (1991) 239
- [BAR87a] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B189 (1987) 249
- [BAR87b] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B199 (1987) 147
- [BAR89] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B229 (1989) 432
- [BAR90] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B246 (1990) 273
- [BAR91] P.D. Barnes et al., Nucl. Phys. A526 (1991) 575
- [BRO91] R. Bröders, Diplomarbeit, Bonn Oktober 1991, Jül-Bericht 2577, Jülich Januar 1992
- [BUR88] M. Burkardt, M. Dillig, Phys. Rev. C37 (1988), 1362
- [CAE89] C.A.E.N, Mod. N-126, General Purpose High Voltage Power Supply
- [CER89] CERN Computer Center, CERN Program Library, Genf 1989
- [CES87] CES, FIC8230 Fast Intelligent Controller, User's Manual, Genf 1987
- [CES90] CES, FIC8232 Fast Intelligent Controller, User's Manual, Genf 1990
- [DAH91] M. Dahmen, Diplomarbeit, Bonn Oktober 1991, Jül-Bericht 2578, Jülich Januar 1992
- [DAH92] M. Dahmen et al., The Use of Drift Chamber Signals as a Fast Trigger, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, to be published in 1992

- [DEC92] G. Decker, Dissertation, Universität Bonn (1992)
- [DUT88] W. Dutty, Dissertation, Universität Freiburg (1988)
- [FEH88] J. Fehlmann, The Time Expansion Chamber, Dissertation, Zürich 1988
- [FIS78] J. Fischer, H. Okuno, A. H. Walenta, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25 (1978) 794
- [FIS92] H. Fischer, Dissertation, Universität Freiburg (1992)
- [FRA87] R. v. Frankenberg, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1987)
- [FUR87] S. Furui, A. Faessler, Nucl. Phys. A468 (1987) 669
- [GAR91] Rob Veenhof, GARFIELD, A Drift-Chamber Simulation Program, Version 3.0, März 1991, CERN, Genf
- [GEL64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [GEI89] J. Geisbüsch, Gasverstärkung in einer asymmetrischen Influenzdriftkammer, Diplomarbeit, Jülich, 1989
- [GEN84] H. Genz, S. Tatur, Phys. Rev. D30 (1984) 63
- [GEY92] R. Geyer, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg, in Vorbereitung
- [HAI91] J. Haidenbauer et al. The Reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ in the Meson Exchange Picture, Jülich, KFA-IKP(Theorie) 1991-31
- [HAM85] N. Hamann et al., Lecture Notes in Physics 243 (1985) 559
- [HMI90] HMINI, Graphic Software for OS9, CERN, Genf 1990
- [HUT85] J. Huth, D. Nygren, Nucl. Instr. and Meth. A241 (1985) 375.
- [KIL81a] K. Kilian, CERN/PSCC/81-29/159 (1981)
- [KIL81b] K. Kilian et al., CERN/PSCC/81-69, PSCC/P49 August 1981
- [KIL88] K. Kilian et al., Nucl. Phys. A478 (1988) 615
- [KIL89] K. Kilian et al., Nuovo Cim. A102 (1989) 541
- [KOH86] M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. 179B (1986) 15
- [KOH88a] M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. 206B (1988) 584

- [KOH88b] M. Kohno, W. Weise, Nucl. Phys. A479 (1988) 433c
- [KRA86] M. Krämer, Ortsauflösung einer Influenzdriftkammer, Diplomarbeit, Siegen 1986
- [KRA92] R. Kraft, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, in Vorbereitung
- [MAH86] C.J. Maher, Dissertation, Carnegie-Mellon University (1986)
- [MAT88] D. Mattern, Bestimmung des Einflusses von Driftparametern auf die Signalform einer TEC (Time Expansion Chamber), Dissertation an der Universität Gesamthochschule Siegen, Siegen 1988
- [OHL90] S. Ohlson, Dissertation, Universität Uppsala (1990)
- [PERK87] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley, 1987
- [PER91] Y. Perrin, SPIDER User's Guide, CERN, Genf 1991
- [PET90] J. O. Peterson, OS-9 Software for SCSI devices: A Driver for the STK4280 (SUMMIT) using the CES FIC8230 with direct SCSI Interface, CERN DD/OC, OS9SCSI2, Genf 1990
- [ROD86] E. Roderburg et al., The Induction Drift Chamber, Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 285.
- [ROD92] E. Roderburg et al., Measurement of Spatial Resolution and Rate Capability of an Induction Drift Chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, to be published in 1992
- [ROS41] M. E. Rose, S. A. Korff, An Investigation of the Properties of Proportional Counters, Physical Review, Vol. 59, 1941, 850
- [RUB85] H.R. Rubinstein, H. Snellman, Phys. Lett. B165 (1985) 187
- [SAU77] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, Genf 1977, CERN 77-09
- [SCH89] H. Schmitt et al., Nucl. Phys. B8 (1989) 162
- [SEF92] T. Sefzick, Dissertation Universität Bonn, Jül-Bericht 2584, Jülich Februar 1992

- [SEH89] G. Sehl, Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ 92 MeV über der Reaktionschwelle, Dissertation Universität Bonn, Jül-Spez Bericht 535, Dezember 1989
- [STE91] O. Steinkamp, Eine Influenzdriftkammer mit Flash ADC Auslese, Diplomarbeit, Jül-2420, Jülich 1991
- [STI92] F. Stinzing, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)
- [STR90a] Dr. B. Struck, Technical Manual DL350 Flash ADC Crate, DL350 System Guide, Tangstedt 1990
- [STR90b] Dr. B. Struck, Technical Manual DL362/DI363 Flash ADC Modules, Tangstedt 1990
- [STR90c] Dr. B. Struck, Technical Manual DL352-SAM Sampler Module, Tangstedt 1990
- [STR90d] Dr. B. Struck, Technical Manual DL357-SIM Scanner + Interface, Tangstedt 1990
- [STR90e] Dr. B. Struck, Technical Manual STR723 Differential VSB Extension, Tangstedt 1990
- [STR90f] Dr. B. Struck, Technical Manual DL309 Bus- and Scope-Monitor, Tangstedt 1989
- [WAL78] A. H. Walenta, Left-Right Assignment in Drift Chambers and MWPC's using Induced Signals, Nucl. Instr. and Meth. A151 (1978) 461.
- [WAL87] A. H. Walenta, Limits of Position Resolution in an Induction Drift Chamber due to Fluctuations of Ionisation Loss, High Energy Physics, Dubna (1987) 149
- [WAL88] A. H. Walenta et al., Study of the IDC as a high rate Vertex Detector for the ZEUS experiment, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A265 (1988) 69
- [WEI89] W. Weihs, G. Zech, Numerical Computation of Electrostatic Fields in Multiwirechambers, SI 89-05, Siegen, 1989
- [ZIO92] M. Ziolkowski, Dissertation, Universität Krakau (1992)
- [ZWE65] G. Zweig, in "Symmetries in Elementary Physics" (Academic Press, NY, 1965) 192

Anhang A

Daten-Auslese mit einem Flash-ADC System

A.1 Überblick über die Hardware

Für die 384 Kanäle der IDC werden zwei DL350-Systeme¹ [STR90a] eingesetzt, die über ein VSB-Interface [STR90c] mit einem VME-Rechner (FIC 8232) [CES90] ausgelesen werden. Von den 28 Slots des DL350-Systems sind die Slots 0-23 für die FADC-Module DL362 oder DL363 vorgesehen. In den oberen vier Slots müssen zumindest das Sampler Modul DL352 (SAM) und das Scanner und Interface Modul DL357 (SIM) Platz finden, weitere Module, wie z. B. das Monitor Modul (DL309) sind hilfreich und werden eingesetzt.

A.1.1 Das Flash-ADC-System

- DL362: Dieses Modul digitalisiert mit einer Abtastrate von 100 MHz acht Kanäle parallel, jeweils zwei Kanäle sind zusammen kodiert (im folgenden als Doppelkanal bezeichnet); die maximale Abtastlänge beträgt bei diesem Modul $2.56\mu\text{sec}$ (= 256 Worte) im Vergleich zu den 1024 Worten der DL363-Module. Die Auflösung beträgt 8 Bit nicht linear, was einem dynamischen Bereich von 10 Bit entspricht. [STR90b]
- DL352: Es ist der zentrale Zeitgeber des DL350-Systems und über seine Register können die FADC-Module kontrolliert werden. [STR90c]
- DL357: SIM steht für "Scanner and Interface Module"; Als Scanner durchsucht es rechnerunabhängig die FADC-Module nach relevanten Signalen und schreibt die Werte in einen 64 KByte-Speicher ("local hit

¹Dr. B. Struck, Bäckerbarg 6, D-2000 Tangstedt

buffer“) auf der Karte. Dieser 64 KByte Speicher wird vom Prozessor dank eines speziellen Interfaces (siehe Abschnitt A.1.3) als lokales Memory betrachtet und kann daher sehr einfach ausgelesen werden. Die gesamte Mikroprogrammierung des DL350-Crates geschieht über dieses Interface. [STR90d]

- DL309: Dieses Modul wird in der Testphase häufig sowohl als Bus- und Scopemonitor sowie als 12 Bit DAC eingesetzt. [STR90f]

A.1.2 Der Prozessor

Als "Front End Processor" **FEP** setzen wir einen VME-Rechner FIC 8232 [CES90] unter dem Betriebssystem OS9 ein. OS9 ist ein Unix ähnliches Betriebssystem, das "multitasking" und "multiuserfähig" ist. Der Rechner besitzt einen Co-Prozessor 68681 für schnelle "Floating Point"-Operationen und einen DMA (= Direct Memory Access) Chip, der für "Memory to Memory" Transferraten von bis zu 14 MByte/sec sorgt.

A.1.3 Anbindung des DL350-Systems an VME

Zwei differentielle VSB-Bus Erweiterungskarten (STR723) [STR90e] stellen die Verbindung zwischen FADC-System und FEP her. Die als "Master" geschaltete Karte wird von hinten auf das SIM-Modul, die andere als "Slave" von hinten auf den VME-Prozessor gesteckt. Um mehrere Peripherie-Geräte mit einer CPU zu steuern, bietet die STR723 Karte die Möglichkeit, per Dip-Schalter bis zu 8 VSB-Bereiche einzustellen². Die Slave-Karte an der CPU muß dann alle Zyklen durchschalten (alle Dip-Schalter auf ON), während die einzelnen STR723 Karten an den Peripheriegeräten zur Unterscheidung einzelne Bereiche auswählen. In unserem Fall schalten wir auf den STR-Karten alle Zyklen durch und unterscheiden durch intern einstellbare Adressen-Offsets auf der jeweiligen SIM-Karte die beiden DL350-Crates, die vom FEP als lokales Input/Output (I/O) System betrachtet werden. Ein Zugriff auf ein Modul bzw. dessen Register ist nichts anderes als ein Schreiben/Lesen auf/von eine(r) Hardware-Adresse. Dazu ist folgende Adressentranslation notwendig:

Hardware-Adresse³ := $0xp0000000 + 0x00s00000 + 4 \cdot (\text{DL350-Adresse})$

p = Prozessor abhängig, bei dem eingesetzten FIC 8232 liegt der VSB-I/O Bereich bei 0x60000000-0x7FFFFFFF

s = einstellbar per Schalter auf der DL357-Interface Karte, der Schalter ist im "0" Zustand aktiv.

²Dazu ist eine Weichenkarte Typ STR-723a erforderlich

³gesehen vom FEP

Per Schalter (s) auf der DL357-Karte kann also für jedes Crate eine andere DL350-Basis-Adresse gewählt werden⁴; die DL357-Basis-Adresse liegt um einen Offset von 0x00100000 höher.

A.2 Ablaufprozeß von FEP SIM und SAM

Das Ablaufdiagramm A.1 zeigt die prinzipiellen Funktionsweisen der drei Komponenten SIM, SAM und FEP im Common Stop Mode. Zunächst werden

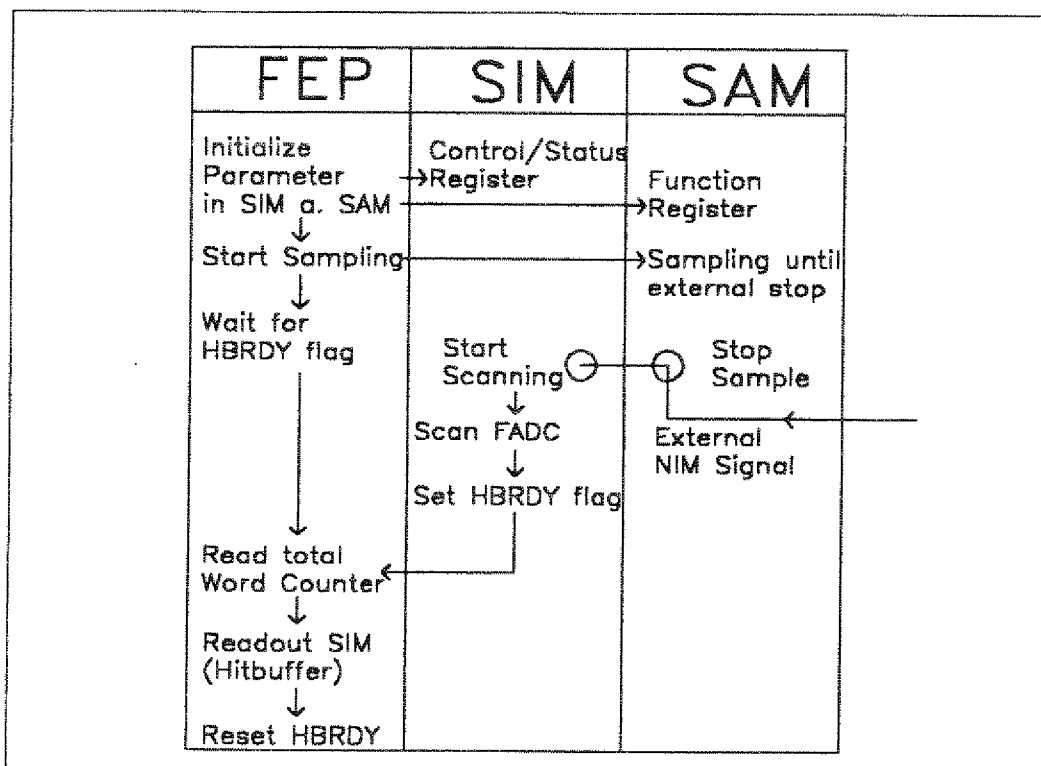


Abbildung A.1: Ablaufprozeß von FEP, SIM und SAM

per Register die gewünschten Funktionen im SAMpler Modul (Abtaste, Stop oder Start Modus) sowie im SIM (Scanner Schwelle, Scan Bereich,...) gewählt, um anschließend per Software den kontinuierlichen Sample-Prozeß zu starten. Die digitalisierten Signale aus der IDC werden in den Speichern der FADC-Module aufgenommen, bis ein externes Triggersignal aus dem Experiment den Sample-Prozeß stoppt (NIM-Eingang auf dem SAMpler Modul), um gleichzeitig die Scan-Funktion des SIM (NIM-Eingang) zu starten. Der Scanner sucht alle angegebenen FADC-Speicher nach Signalen

⁴eingestellt haben wir : s=4 ergibt 0x60400000 und s=8 ergibt 0x60800000 als DL350-Basis-Adressen

über der eingestellten Schwelle ab, um nur diese in seinen Speicher zu schreiben. Am Ende des Scan-Prozesses wird ein "Flag (HBRDY)" gesetzt, auf das der Rechner wartet, um den Speicher des SIMs über die erwähnte VSB-Schnittstelle auszulesen. Nach Zurücksetzen dieses "Flags" wird der Prozeß erneut gestartet.

A.2.1 Sample und Scan - Prozeß

Während des Sample Prozeß werden alle über der Komparatorschwelle⁵ liegenden Signale in die FADC-Module geschrieben. Der Speicher eines jeden Doppelkanals des FADC-Moduls (RAM) ist ein sogenannter "Circular Buffer" (siehe Abb. 5.4) mit einer Tiefe von 256 (16bit) Worten. Das Stoppsignal für den Sample-Prozeß gibt den einzigen Fixpunkt (N). Der SIM zieht den Scan Offset (=SO) ab und lädt die Scan Start Adresse (Scan Start, SS=N-SO) in seinen Adressen-Zähler. Von hier aus sucht der Scanner den Speicher bis zum Scan Ende (SE) nach Signalen ab, die oberhalb der vorher eingegebenen Schwelle liegen⁶. Das Scan Ende ist durch Scan Start und Scan Range gegeben ($SE = SS + SR = N - SO + SR$). Der Scan Offset so wie der Scan Range müssen beim Initialisieren entsprechend der Verzögerungszeit und der Signallänge so gewählt werden, daß die relevanten Signale im Scan Bereich liegen. Von Event zu Event ändert sich natürlich die Startposition im "Circular Buffer", aber nicht die Differenz zwischen Start Adresse und Signal-Beginn, letzteres wird als relative Start Adresse mit in den Speicher des SIM geschrieben.

Der SIM unterscheidet prinzipiell nicht zwischen zwei FADC-Modulen, für ihn sind die kleinste Einheit Doppelkanäle, die einen zusammenhängenden Speicherbereich bilden. Die Stop-, Start- und Ende-Adressen sind für jeden Doppelkanal modulo eines Doppelkanaloffsets⁷ gleich. Am Ende eines Zyklus wird die Doppelkanalnummer um eins erhöht, die Startadresse zurückgeladen und der nächste Doppelkanal wird durchsucht. Der Scan-Prozeß ist beendet, wenn der letzte Doppelkanal erreicht ist. Da ein Doppelkanal parallel durchsucht wird, werden Daten für Anoden- und Potentialdraht gespeichert, auch wenn ein Signal nur auf einem der Drähte erkannt wurde. Bei der Anschlußbelegung wurde daher darauf geachtet, daß nebeneinanderliegende Drähte auf einen Doppelkanal kontaktiert werden, um Effizienzverluste der "Zero Supression" möglichst gering zu halten.

⁵die Komparatorschwelle kann über einen 6 Bit DAC per Software gesetzt werden (siehe auch : Kap. 5).

⁶Beginn und Ende eines Hits sind dadurch gegeben, daß zwei aufeinanderfolgende Speichereinträge oberhalb bzw. unterhalb der Schwelle liegen

⁷Doppelkanaloffset = Nummer * Speichertiefe

A.2.2 Zero Supression

Wird ein Hit gefunden, so wird vor die eigentlichen Daten ein Erkennungswort (Hex 0xFFFF) gesetzt; es schließen sich, auf einem 16 Bit Wort zusammen kodiert, Drahtnummer und relativer Signal Beginn an. Dank eines speziellen digitalen Verzögerungselementes können bis zu 5 "Presamples" gespeichert werden (programmierbar sind 2-5). Die Anzahl der "Postsamples" (= 5 - Presamples) ist davon abhängig. Die einzelnen Hits sind also durch Erkennungsworte getrennt, während das Ende des Events durch zwei aufeinanderfolgende Erkennungsworte angezeigt wird (siehe Anhang C.1). Pro Event werden also nur die vermeintlichen Hits in den Hit-Buffer geschrieben, der dann vom FEP oder vom DMA-Chip im 32 Bit Zugriff ausgelesen wird⁸.

A.3 Das Online Programm

Zur Realisierung dieser Funktionen ist ein umfangreiches, in der Programmiersprache "C" geschriebenes, Programm entwickelt worden; einige zeitkritische Applikationen sind in Assembler programmiert.

Das Hauptprogramm trägt den Namen des Systems : dl350.c. Hier werden alle globalen Variablen, die der besseren Übersicht wegen auf mehrere sogenannte "include files" (dl*.h) aufgeteilt sind, definiert. Der Name des Include Files zeigt den Bezug zum jeweiligen Modul.

dl309extdef.h	DL309 Modul
dl352exdef.h	DL352, Sampler Modul
dl357exdef.h	DL357, SIM
dl36*exdef.h	DL362, DL363 Module

Alle hardware abhängigen Konstanten sind in den drei folgenden Dateien definiert:

dl352func.h	DL352 Funktions Register
dl352addr.h	DL352 Adressen Register
dl357status.h	System Konfiguration

Das Programm ist interaktiv angelegt. Im Hauptprogramm wird die Zahl der Crates eingegeben⁹, die dann initialisiert werden. Initialisieren heißt, daß aus der eingestellten Crate Basis Adresse (siehe Abschnitt A.1.3) die Adressen und Adressen-Offsets für die einzelnen Module berechnet werden. Neben der dort (A.1.3) erläuterten Adressen Transformation gehen in die Berechnung die Position im Crate sowie der FADC Typ ein. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß in einem Crate **nur ein** Typ FADCs vorkommen

⁸d.h. zwei 16 Bit Worte werden zusammen gefaßt

⁹prinzipiell können beliebig viele Crates angeschlossen werden, das Programm beschränkt die Zahl auf 5; siehe MAXNUMOFCRATES in global.h

darf. Das Programm legt diese Adressen auf den oben erwähnten globalen Variablen ab, so daß jeder weitere Zugriff auf ein Modul ein Lesen/Schreiben von/auf diese(n) als Adressen interpretierten Variablen bedeutet.

Für jedes Crate sind einzugeben die auf der SIM-Karte eingestellte Hardwareadresse bezogen auf das VSB-Fenster des FEP, der FADC-Typ, Slotnummern des ersten und letzten Moduls, des SAM und, falls vorhanden des Monitor-Moduls. Diese Informationen werden auf einer "structure"¹⁰ abgelegt. Die einzelnen structures für die verschiedenen Crates sind in einem Array zusammengefaßt.¹¹

Sind alle angeschlossenen Crates initialisiert, wird das Hauptmenü (menu) aufgerufen, von dem aus alle für die Datenaufnahme und Vorbereitung notwendigen Funktionen gestartet werden.

Vor der eigentlichen Datenaufnahme müssen "Baseline" und "Offsets" der FADCs gesetzt werden. Da es langwierig wäre, die Baseline für viele Kanäle richtig einzustellen, existiert ein Programmteil (base.c), welcher ein automatisches Setzen aller "Baselines" ermöglicht. Eingegeben wird der Wert, den das anliegende Rauschsignal – über einen möglichst langen Sample-Zeitraum integriert und gemittelt – im FADC liefern soll. Über einen 6 Bit Digital Analog Umwandler (DAC = Digital Analog Converter) wird eine Gegenspannung von 0 so weit hochgeregelt, bis der gewünschte Wert im FADC erreicht ist. Mit acht DACs pro FADC-Modul kann die Baseline jedes Kanals individuell eingestellt werden. Daneben gibt es für zwei FADC-Kanäle gemeinsam (Doppelkanal) einen ebenfalls 6 bit DAC als Komparator zur Generierung der digitalen Signale. Aus der Sicht der Programmierung sind die 12 DACs als $6 \cdot 12 = 72$ bit langes Schieberegister zu betrachten, d.h. es müssen, wenn ein DAC geändert werden soll, alle 12 neu gesetzt werden (setdac.c).

Die Schwelle des Scanners ist für alle Doppelkanäle gleich, kann aber für Kanal 0 und Kanal 1 des Doppelkanals unterschiedlich eingestellt werden.

Weiter müssen natürlich die Taktfrequenz des Samplers, die Anzahl der Presamples, sowie der Modus (Common Start, oder Common Stop) gewählt werden (prep.c).

Scan Offset und Scan Range müssen entsprechend der Zeitdifferenz zwischen Signal und Trigger und der Signallänge erst grob mit einem Oszillographen, dann genauer mit Hilfe der beiden Testprogramme "runtest" und "graph" eingestellt werden.

In dem Programmteil "graph.c" stellt die "Pseudo-Graphik" die digitalisierten und linearisierten Signale mit ASCII-Zeichen dar. Ferner wird eine Hitverteilung für Doppelkanäle angegeben. Die zusammenkodierte Information wird aufgespalten und für die Kanäle einzeln untersucht, ob die Signale über der Schwelle oder sogar im "Overflow" liegen. Die Integralwerte werden

¹⁰Spezielle Konstruktion in "C" um verschiedene Variablentypen zusammenfassen zu können

¹¹definiert in status.h

ausgegeben.

Der Programmteil "runtest" prüft die Scannerfunktion, in dem er die noch in den FADCs stehenden digitalisierten Signale mit denen, die der Scanner in den Hitbuffer geschrieben hat, vergleicht.

Für die Datenaufnahme gibt es für Common Start und Common Stop Mode zwei getrennte und verschiedene Unterprogramme, die am übersichtlichsten anhand des Ablaufdiagrammes dargestellt werden können (runstart, runstop).

Common Stop	Common Start
DL352_ClearSam	DL352_SetStartAddressRegister
DL357_GeneralClear	DL352_SetStopAddressRegister
DL357_ClearEventCounter	DL352_ClearSam
	DL357_GeneralClear
DL352_SetFunctionRegister	DL357_ClearEventCounter
DL352_SoftwareStartSampling	DL357_SetStopAddressRegisterToFFFF
start loop	DL352_SetFunctionRegister
	start loop
	DL357_ReadCOMStatus
DL357_ReadHitBufferReadyStatus	DL357_SetInternalStartScanner
	DL357_ReadHitBufferReadyStatus
DL357_ClearHitBufferReadyStatus	DL352_ReadAddressCounterAndClear
DL357_ReadHitBufferMemory16Bit	DL357_ClearHitBufferReadyStatus
wr_data	DL357_ReadHitBufferMemory16Bit
DL352_ClearSam	wr_data
	DL352_ClearSam
	DL352_SetStartAddressRegister
	DL352_SetStopAddressRegister
DL352_SetFunctionRegister	DL352_SetStopAddressRegister
DL352_SoftwareStartSampling	DL352_SetFunctionRegister
end loop	end loop

Neben (Test-)Daten werden auf der über ein SCSI-Interface angeschlossenen Festplatte die Run-Nummer, der Crate-Status und die eingestellten DAC-Werte gespeichert. Für die Festplattenzugriffe existieren Programmteile mit den Namen: wr_*.c.

Zur einfacheren Handhabung des Programms bei Modifikationen existiert ein sogenannter "makefile", der alle Abhängigkeiten beim Compilieren berücksichtigt. Eine Programmübersicht findet sich im Anhang B.1.

Anhang B

Programmbeschreibungen

B.1 Online Programm Übersicht

Da es sich um ein sehr umfangreiches Programm handelt, kann ein Überblick am besten anhand funktionaler Untergruppen gegeben werden. Die Namen sind zum Teil selbsterklärend.

BASELINE :

Mit diesen beiden Funktionen können die Baselines automatisch gesetzt werden.

File	Subroutine	Input	Output	called by
adjuba.c	AdjustBaseLine	status, arrays		menu
base.c	BaseLine	slot, basl, offset, eps error	offset, error	AdjustBaseLine

Für die Datennahmevarianten (**DATA-TAKE-MOD**) gibt es verschiedene Routinen, die in der nächsten Tabelle zusammengestellt sind.

File	Subroutine	description
stop.c	comstop	datataking in Common Stop Mode (test)
start.c	comstart	datataking in Common Start Mode (test)
rstop.c	runstop	datataking in Common Stop Mode
rstart.c	runstart	datataking in Common Start Mode
dmastop.c	start	datataking in Common Stop Mode, read out of hit buffer with dma chip
grstop.c	grstop	datataking in Common Stop Mode, Graphic, Status
pstop.c	PrepComStopMode	Prepare Common Stop Mode
pstart.c	PrepComStartMode	Prepare Common Start Mode

In dem File **dlspace.c** sind die Funktionen zusammengefaßt, die auf Speicherbereiche des DL350-Systems zugreifen.

Subroutine	description
DLSPACE_Init	initialize all global variables (STR723/DL357)
DLSPACE_ReadMemory8Bit	read one byte from any DL350 address
DLSPACE_ReadMemory16Bit	read one 16 bit word from any DL350 address
DLSPACE_SetMemory8Bit	write one byte to any DL350 address
DLSPACE_SetMemory16Bit	write one 16 bit word to any DL350 address

Die **INCLUDE** Files sind gekennzeichnet durch die Endung **"*.h"**.

Group	include File	description
Global variables	dl357extdef.h	Hardware addresses of SIM
	dl352extdef.h	Hardware addresses of SAM
	dl36xextdef.h	Hardware addresses of DL362 and DL363
	dl31xextdef.h	Hardware addresses of DL311 and DL312
	dl309extdef.h	Hardware addresses of DL309 (Monitor Modul)
DL352, DL357	dl352func.h	constants for handling the function register of DL352 (SAM)
	dl352addr.h	hardware dependend offset addresses of DL352 (SAM)
	dl357status.h	constants for handling the status/control register of DL357 (SIM)
DL3xx	dl363.h	definition of DL362 and DL363
	dl31x.h	definition of DL310, DL311, DL312
	dl305.h	definition of DL305

Für jedes Modul im DL350-Crate gibt es eine **LIBRARY**, die ein Software-Interface zwischen Rechner und den Funktionen des Moduls darstellt. Die einzelnen Funktionen einer Library beschreiben die Zugriffsmöglichkeiten auf das entsprechende Modul.

Library	Functions
dl357lib.c	DL357_Init DL357_ReadHitBufferMemory DL357_SetHitBufferMemory DL357_ReadHitBufferMemory16Bit DL357_SetHitBufferMemory16Bit DL357_ReadStatusRegister DL357_SetControlRegister DL357_ReadHitThresholdRegister DL357_SetHitThresholdRegister DL357_ReadScanRangeRegister DL357_SetScanRangeRegister DL357_ReadScanOffsetRegister DL357_SetScanOffsetRegister DL357_ReadStartWireRegister DL357_SetStartWireRegister DL357_ReadEndWireRegister DL357_SetEndWireRegister DL357_SetFrontPanelTriggerPulse DL357_SetInternalStartScanner DL357_ReadEventCounterLow DL357_ReadEventCounterHigh DL357_ReadPipelineOutput DL357_ReadRelativeScannerAddress DL357_ReadWireCounter DL357_ReadWordCounter DL357_ReadMarkerWord DL357_ReadPRQStatus DL357_ReadCOMStatus DL357_ReadHitBufferReadyStatus DL357_ReadScanInProgressStatus DL357_ReadHitFlagStatus DL357_ReadWireCounterNoEqualEndWireRegisterStatus DL357_ReadAddressCounterNotEqualScanEndAddressStatus DL357_ReadEnableExtendedCycleStatus DL357_DisableExtendedCycle DL357_EnableExtendedCycle DL357_ReadStopAddressRegisterToFFFF DL357_SetStopAddressRegisterToFFFF DL357_ClearEventCounter DL357_ClearHitBufferReadyStatus DL357_GeneralClear

Library	Functions
dl352lib.c	DL352_Init DL352_ReadAddressCounterAndClear DL352_SetFunctionRegister DL352_SetClockSpeed DL352_SetCommonStopMode DL352_SetCommonStartMode DL352_SetASynchronousStart DL352_SetSynchronousStart DL352_SetStartAddressRegister DL352_SetStopAddressRegister DL352_SoftwareStartSampling DL352_SoftwareStopSampling DL352_ClearSam
dl36xlib.c	DL363_Init DL36x_ReadFADCMemoryChannel DL36x_ReadFADCMemoryWire DL36x_ReadTemperatureBit DL36x_ReadFADCID DL36x_SetAllDACs DL36x_SetOffsetDAC DL36x_SetAllOffsetDACs DL36x_SetTriggerLevelDAC DL36x_SetAllTriggerLevelDACs DL36x_ReadFADCMemoryWireToArray DL36x_ReadFADCMemoryChannelToArray

Die numerisch orientierten Funktionen faßt man unter dem Begriff **MATH** zusammen.

File	Functions	description
math.c	MW_GetMinMaxMeanSig	calculates Minimum, Maximum, Mean and Sigma of the passed array of unsigned short integer's
	MW_DLSteps	This function searches in array from start to end, returning in maxstep the biggest step from a higher to a smaller value
	MW_MatrixInversion	inversion of matrix
	MW_FitFunction linear	Functions for nonlinear fit Linearisation of FADC values
graph.c	histo	ASCII - Graphic
	lin_histo	ASCII - Graphic for linearized values
devide.c	devide	devide 16 bit word in to low and high byte

Für die Cheapernet-Verbindung zur Vax (Client) sind in der Routine **tcp_server.c** die notwendigen Funktionen zusammengestellt.

Functions	Input	Output	description
ConToClient	Port	0 = connection established -1 = system error	create sockket for client communication
RecFromClient	Buf, BufLen, Tag	number of received bytes	receive data from Client of type Tag (Tag = 0 → char array (ASCII), Tag = 1 → short array, Tag = 2 → long array)
SendToClient	Buf, BufLen, Tag	0 → send o.k., -1 → the connection was closed	send data to client
cclose			close socket, close connection to client

Unter dem Oberbegriff **SET** sind zusammengefaßt:

File	Functions	description
menu.c	MainMenu	Main Menu
presam.c	DL357_ReadNumOfPres DL357_SetNumOfPres	Read out of DL357 Status Register to get number of presamples Set DL357 control register bits to define number of presamples
insys.c	initssystem	initialize the system (define addresses, number of crates, number of FADC modules per crate,...)
crate.c	TestForFFtoFEError DefineControlRegister GetRelativeAddressAndWire	FF in FADC = FE in Hitbuffer define Control Register (SIM) get relative address of start, systemdependend
setdac.c	setdac	set dac values and write them to a file
trigger.c	trigger trig	define number of triggers and call function trig set front pannel trigger puls
spin.c	spin	write out all needed addresses of the DL350 system to a special file, which is an include file for SPIDER
sh_status.c	ShowStatus	show status of DL350-System

Alle Terminal I/O Funktionen sind in dem File **input.c** zusammengefaßt.

Functions	description
InitInput	initializes the global variable "terminaltype"
WaitForEnter	waits for entering ENTER at the terminal
ClrScr	clears terminal screen
GetYesNo	display Text and get answer yes or no
GetLong	display Text and get long decimal number
GetLongHex	display Text and get long hex number
GetShort	display Text and get short decimal number
GetShortHex	display Text and get short hex number

Zum Abspeichern von Daten oder dem Crate Status sind für die Festplattenzugriffe die folgenden Funktionen programmiert (WR = Write/Read):

File	Functions	description
wr_dac.c	write_dac_values read_dac_values	write DAC values to a file read DAC values from a file
wr_data.c	wr_data	write hitbuffer data to file
wr_run_num.c	write_run_number read_run_number	write run_number to a file read run_number from a file
wr_status.c	write_status read_status	write run_number to a file read run_number from a file

B.2 Auswerteprogramm zur FADC Analyse

Die unformatierten Daten auf der optischen Platte müssen zunächst mit dem Programm "transfer.fortran" eingelesen und im ASCII-Format abgespeichert werden, um sie auf die IBM zu transferieren. Auf der IBM werden sie mit dem Programm "offline" in ADC und FADC-Daten getrennt und wieder unformatiert abgespeichert. Alle "Runs" haben die Endung ".DAT" und sind auf Cartridges gespeichert.

B.2.1 Zellorientierte Auswertung

Function	Description	Input	Output
FADLESE	Read event from file "RUN_XXXX.DAT"	ifile,ievent	fadc(pl,wi,i) ihit(pl,wi)
FADREDU	reduce FADC data, Hit marker, linearisation of FADC-values, first Threshold	fadc(pl,wi,i), ihit(pl,wi), A, firstt	xfadc(pl,wi,ip,i)
FADCALC	Calculate Peak values with steering param.	xfadc(pl,wi,ip,i) xstart,xstop,...	yfadc(pl,wi,ip,j)
FADSTAT	calc. number of hit anode- and potwires	xfadc(pl,wi,ip,1)	itreffa(pl)
FADCAP	calc. normalized signals of pot wires	xfadc(pl,wi,1,i) yfadc(pl,wi,1,i)	dpwerte(pl,ce,int,k)
FADALPH	calc. angle	dpwerte	flwin(pl,ce,int,k)
FADORTA	calc. x-position	flwin	xplane(pl,ce,m)

B.2.2 Fit

Function	Description	Input	Output
FADLESE	Read event	ifile,ievent	fadc(pl,wi,i) ihit(pl,wi)
FADREDU	reduce FADC data, Hit marker, linearisa- tion of FADC-values, first Threshold	fadc(pl,wi,i), ihit(pl,wi), A, firstt	xfadc(pl,wi,ip,i)
FADCALC	Calculate Peak values with steering param.	xfadc(pl,wi,ip,i) xstart,xstop,...	yfadc(pl,wi,ip,j)
FADSTAT	calc. number of hit anode- and potwires	xfadc(pl,wi,ip,1)	itreffa(pl)
FADCAP3	calc. signals of pot wi- res and anode	xfadc(pl,wi,1,i) yfadc(pl,wi,1,j)	potwe(pl,wi,int,k) anowe(pl,wi,int,k)
FADALP1	calc. angle, fit	potwe, anowe	win(pl,ce,int,k)
FADORT2	calc. x-position	win(pl,ce,int,k)	xplane(pl,ce,m)

B.3 Ausleseroutinen für die Cartridges (EPIO)

Werden die Daten vom Cartridge auf eine Platte kopiert, so ist auf die richtige Formatangabe zu achten. Die notwendigen Copy Befehle sind:

```
' FILEDEF INMOVE TAP1 NL 'fseq' ( den 38k recfm U blksize 32000 '
' FILEDEF OUTMOVE DISK 'fname' 'ftype' 'fd' ( recfm U blksize 32000 '
' MOVEFILE '
```

Die "producer routine" nutzte die maximal mögliche Recordlänge der IBM aus und wählte als "Circular Buffer" einen 32 KByte Speicher. Dies spiegelt sich in der Blocklänge (blksize) wider.

Zum Test gibt es eine einfache Routine, die nur einen sogenannten Event-"DUMP" macht. Die Routine "CEDUMP FORTRAN" wird mit "CEDUMP EXEC" aufgerufen.

B.3.1 Voranalyse

Mit dem "Exec" CEOFF wird die Voranalyse gestartet. Diese liest die Rohdaten aus dem EPIO-Buffer, ordnet die Daten den einzelnen Drähten zu, linearisiert die Werte, usw...

Funktion	Beschreibung	Input	Output
CEOFF	Hauptprogramm: liest Daten im EPIO-Format ein		
CELESE	aufsplitten der 16 Bit Worte, Kanal-Draht Zuordnung	IAH (event-buffer)	fadc(pl,wi,i) ihit(pl,wi)
CEREDU	linearisieren der Daten, erste Reduktion	fadc(pl,wi,i)	xfadc(pl,wi,hit,i)
CESTAT	Status, Anzahl der getroffenen Anoden und Pot.drähte	xfadc(pl,wi,1,i)	itreffa(pl), itreffp(pl)
CEWRITE	schreibt Daten bestimmter Ebenen und Drähte auf den file "FADC.* VALUES"	xfadc(pl,wi,1,i), fadc(pl,wi,i)	zaehl1, zaehl2 (Anzahl der analysierten Events)

Als "Batch Job" wird das Programm mit dem Befehl

'VMBATCH SUBMIT CEOFFB EXEC'

gestartet.

B.3.2 Datenanalyse

Die in der Voranalyse aufbereiteten und auf einen File geschriebenen Daten werden im nächsten Schritt genauer analysiert. Aufgerufen wird das Programm mit "ceoff1 exec".

Funktion	Beschreibung	Input	Output
CEOFF1	Hauptprogramm		
CELESE1	liest Daten aus File	fp=filepointer	xfadc(pl,wi,hit,i)
CECALC1	berechnet Hitparameter (Baseline, Start, Stop, Integral, etc.)	xfadc(pl,wi,hit,i)	yfadc(pl,wi,hit,j)
CECAP1	Zerlegung in Zeitintervalle (int)	xfadc(pl,wi,hit,i), yfadc(pl,wi,hit,j)	zfadc(pl,wi,int)
CEFILL1	Füllen der Spektren	xfadc, yfadc, zfadc	

Anhang C

Datenformate

In den folgenden Abschnitten sollen die verwendeten Datenstrukturen kurz skizziert werden.

Sie stellen in gewisser Weise eine Hierarchie dar, denn die Datenstruktur des Hitbuffers (C.1) ist in der von SPIDER (C.2) integriert, letztere wiederum in das EPIO-Format (C.3) eingebunden.

C.1 Datenstruktur des Hitbuffers (SIM)

Die Gesamtzahl an 16 Bit Worten (Word Counter) – ohne sich selber zu zählen –, die nach dem Scannen im Hitbuffer steht, kann als erste Zahl des Hitbuffers von dem Prozessor gelesen werden. Werden DL362-Module eingesetzt, ergibt sich die folgende Datenstruktur:

Address	Data
0000	Total Word Counter (16 bit words)
0001	Event Counter lower 16 bit
0002	Event Counter upper 16 bit
0003	Marker Word 0xFFFF (hit start)
0004	1.Hit: D(15:8) → wire number, D(7:0) → relative start of Hit; Example : 0x0417 → wire 4, start of Hit = $17 \cdot 10 \text{ nsec} = 170 \text{ nsec}$ after start scanning
0005	1.Hit: presample 1; number of presample is programmable from 2 to 5, number of postsamples = 5 - number of presamples

Address	Data
0006	1.Hit presample 2
0007	1.Hit presample 3
0008	1.Hit sample 1
0009	1.Hit sample 2
...	
M-2	1.Hit postsample 1
M-1	1.Hit postsample 2
M	Marker Word 0xFFFF (next hit start → end of first hit)
M+1	2.Hit : D(15:8) → wire number, D(7:0) → relative start of Hit; Example : 0x0618 → wire 6, start of Hit = $18 \cdot 10 \text{ nsec} = 180$ nsec after start scanning
M+2	2.Hit presample 1
M+3	2.Hit presample 2
M+4	2.Hit presample 3
M+5	2.Hit sample 1
M+6	2.Hit sample 2
...	
N-2	Last Hit postsample 1
N-1	Last Hit postsample 2
N	Marker Word 0xFFFF
N+1	Marker Word 0xFFFF; Event end condition are two successive 0xFFFF marker

Da bei den DL363-Modulen die relativen Startadressen ≥ 255 sein können, ist die Information der Adresse 0004 in zwei 16 Bit Worte aufgespalten:

address	data
0004	D(15:8) wire number
0005	D(9:0) relative start of hit
0006	1.Hit presample

Wenn der Scanner keinen Hit im Crate gefunden hat, so ist dies durch eine Eventlänge von "5" gekennzeichnet. Der Word Counter zeigt entsprechend "4."

address	contents	description
0000	0x0004	Total Word Counter (16 bit words)
0001	0x0000	Event Counter lower 16 bit
0002	0x0001	Event Counter upper 16 bit (first event)
0003	0xFFFF	Marker Word 0xFFFF, Event end condition
0004	0xFFFF	Marker Word 0xFFFF

C.2 SPIDER Datenformat

Beschreibung des Datenformates eines Events von Spider: Alle Datenwörter sind 32bit lang und als hexadezimale Zahlen abgespeichert.

Nummer	Beispiel	Bedeutung
1	00 00 00 26	gesamte Eventlänge in 32bit-Worten gezählt
2	00 ff 00 ff	Eventkennung (diese Sequenz kann nicht als FADC Wert vorkommen)
3	00 00 00 0e	Anzahl der Worte im Eventheader (=14)
4	00 00 03 c1	Eventnummer im Run (=961, wird fortlaufend von Spider durchgezählt)
5	00 10 00 00	Die oberen 16 Bit sind der Inhalt des Bitpatterns für die Triggerart
6	17 0b 3a 31	Systemzeit des Rechners ersten 8 Bit = Datum in einem Monat zweiten 8 Bit = Stunde dritten 8 Bit = Minuten vierten 8 Bit = Sekunden 0x17 = 23 → 23. des Monats 0x0b = 11 → 11 Uhr 0x3a = 58 → 58 Minuten 0x31 = 49 → 11 Sekunden ⇒ 23. des Monats um 11.58.49 h

Nummer	Beispiel	Bedeutung
7	0f a9 00 14	oberen 16 Bit = unteren 16 Bit des FADC-Eventcounters unteren 16 Bit = gesamte Wortanzahl von Crate 0 in 16 Bit Worten gerechnet
8	ff ff 00 00	oberen 16 Bit = Kennung unteren 16 Bit = oberen 16 Bit des FADC-Eventcounters
9	0f a9 00 18	wie Nummer 7 nur für Crate 1
10	ff ff 00 00	wie Nummer 8 nur für Crate 1
11	04 6c 00 05	Die oberen 16 Bit sind der Inhalt eines ADC für den Vergleich mit einem anderen ADC in PS185 unteren 16 Bit : Anzahl der "Presamples"
12	00 00 00 00	bisher nicht benutzt
13	00 00 00 00	bisher nicht benutzt
14	00 00 00 00	bisher nicht benutzt
15	0f a9 00 14	1. aus Crate 0 ausgelesener Wert Bedeutung siehe Nummer 7
16	ff ff 00 00	2. aus Crate 0 ausgelesener Wert Bedeutung siehe Nummer 8
17	0f 10 04 16	3. FADC-Wert aus Crate 0 oberen 16 Bit = 1. FADC-Inhalt nächste 8 Bit Zahl = Drahtnummer für 1. Hit unterste 8 Bit Zahl = relativer Hitstart
18	12 34 56 78	oberen 16 Bit = 3. FADC-Inhalt unteren 16 Bit = 2. FADC-Inhalt

Nummer	Beispiel	Bedeutung
m	. . . 0a 17 ff ff	oberen 8 Bit = Drahtnummer für 2. Hit nächste 8 Bit Zahl = relativer Hitstart unteren 16 Bit = Markerwort für Ende des 1.Hits
n	. . . ff ff ff ff	Markerwort nach letztem Hit in Crate 0 das Markerwort muß nicht in einem 32 Bit Wort enthalten sein
n-1 n	ff ff 12 34 00 00 ff ff	es kann auch auf zwei 32 Bit Worte aufgeteilt sein als End-Marke gelten zwei aufeinander folgende 16 Bit Marker Worte: 2 * (0xFFFF)
n+1	0f a9 00 18	wie Nummer 9
n+2	ff ff 00 00	wie Nummer 10 weiter mit Crate 1 wie für Crate 0
last	ff ff ff ff	letztes Wort

C.3 EPIO Datenformat

Physical Header :

number	data	description
1	00003E80	Physical Record Length (= 16000)
2	00000018	Physical Record Header Length (=24)
3	00000003	Physical Header Number (=3)
4	00000018	Displacement to first word of logical record
5	0000008B	Run number (=139)
6	00000000	Physical Record type
7	1F1F4ABC	Physical Header Identifier Field 1, 522144444 (32Bit)
8	1F1F4ABC	Physical Header Identifier Field 2, 522144444 (32Bit)
9	00000000	Number of Physical Records followings this one, with 0 length headers. 0 if next record has a header.
10	00001F4C	Tape Format Version (=8012)
11	00000020	Logical Record wordlength (in bits) (=32)
12	00000018	Length of Standard Physical Record Header
13	00000000	
.	00000000	User Header Words
.	00000000	Data from previous logical record (if any)
.	00000000	
24	00000000	

Logical Header :

number	data	description
1	00000082	Logical Record Length (=130)
2	00FF00FF	Event Marker Word (see section C.2)
3	0000000E	Logical Record Header Length (=14)
4	00000018	Eventnumber (=24, Spider)
.	.	(description see section C.2)
.	.	
.	.	
14	00000000	not used

Event 24:

number	data	description
1	001800CA	lower 16 bit: total word counter of crate 0 in 16 bit words (=202)
2	FFFF0000	upper 16 bit: FADC-Event counter lower 16 bit lower 16 bit: FADC-Event counter upper 16 bit, upper 16 bit: Marker Word 0xFFFF (hit start, see section C.1)
.	.	
.	.	
.	.	
101	FFFF3618	lower 16 bit: last channel of last wire in crate 0, upper 16 bit: first marker word to indicate event end of crate 0
102	3208FFFF	lower 16 bit: second marker word to indicate event end of crate 0, upper 16 bit: nonsens
103	00180004 FFFF0000	(see 1, same for crate 1) lower 16 bit: FADC-Event counter upper 16 bit, upper 16 bit: first marker word to indicate event end of crate 1
104	0024FFFF	lower 16 bit: second marker word to indicate event end of crate 1, upper 16 bit: nonsens

Wie man an dem Beispiel sieht, müssen die beiden Marker Worte (0xFFFF) nicht in einem 32 Bit Wort zusammenkodiert sein. Dies muß bei der Datenauswertung berücksichtigt werden, wenn man auf das Event-Ende prüft. Zur Analyse müssen die 32 Bit Daten zunächst in 16 Bit Worte getrennt werden.

Danksagung

an dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die glauben meinen Dank verdient zu haben. Der Gefahr bewußt, jemanden zu vergessen, gilt mein spezieller Dank

- meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. K. Kilian, der durch seine ständige Diskussionsbereitschaft zum Fortgang und Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat,
- Herrn Dr. habil. W. Oelert, der mit seiner unkonventionellen Art manches aussichtslos Erscheinende zu einem gelungenen Abschluß brachte,
- Herrn Dr. E. Roderburg, der durch seine ruhige Art ein fruchtbares Arbeitsklima geschaffen hat,
- meinem Studiengefährten Herrn Guido Decker, mit dem mich eine fast 10-jährige Freundschaft und gute Zusammenarbeit verbindet,
- stellvertretend für die ganze mechanische Werkstatt Herrn H. Hadamek für die Umsetzung vieler komplizierter Wünsche,
- Herrn Dr. G. Riepe und seinem Labor für die "goldenen" Zeiten,
- Herrn W. Erven aus dem ZEL für die gute "Kommunikation",
- Herrn Y. Perrin und Herrn J. Peterson aus der Data-Devision des CERN für die Software- und Hardwareunterstützung,
- der OBELIX-Kollaboration für die unbürokratische Überlassung von 48 FADC-Modulen,
- and last but not least allen Mitgliedern der Gruppe Mittlereenergiephysik: R. Bröders, M. Dahmen, A. Kurtenbach, T. Seifick, G. Sehl, O. Steinkamp, R. Stratmann, S. Walsh, M. Wolke, M. Ziolkowski.

JÜL-2646

Juli 1992

ISSN 0366-0885