Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Marc Hemberger
aus Düsseldorf

1994

# Lasertest und Monte-Carlo-Simulation der neuen Generation von Silizium-Driftkammern im CERES-Experiment

Die Diplomarbeit wurde von Marc Hemberger ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. J. P. Wurm

## Zusammenfassung

Das CERES-Experiment (Čerenkov-Ring-Electron-Spectrometer) untersucht die Produktion von Elektron-Paaren und Photonen in Proton-Proton-, Proton-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen im Massenbereich von 100 MeV/c$^2$ bis 1-2 GeV/c$^2$. Das bisherige Programm am CERN SPS umfaßte p-Be-, p-Au- und S-Au-Kollisionen und soll ab November '94 auf die Untersuchung von Pb-Pb-Kollisionen (160 GeV/u) ausgedehnt werden.

Die extreme Teilchendichte stellt für die auf der Mustererkennung von Čerenkov-Ringen beruhende Signaleffizienz eine Herausforderung dar, der das bisherige Spektrometer nicht gewachsen ist. Die notwendige Ergänzung besteht in einer hochpräzisen Spurbestimmung der in das Spektrometer eintretenden Teilchen, wozu ein Dublett von Silizium-Driftkammern neu entwickelt, aber auch eine verbesserte Version der bisherigen Kammer zur Verfügung steht.

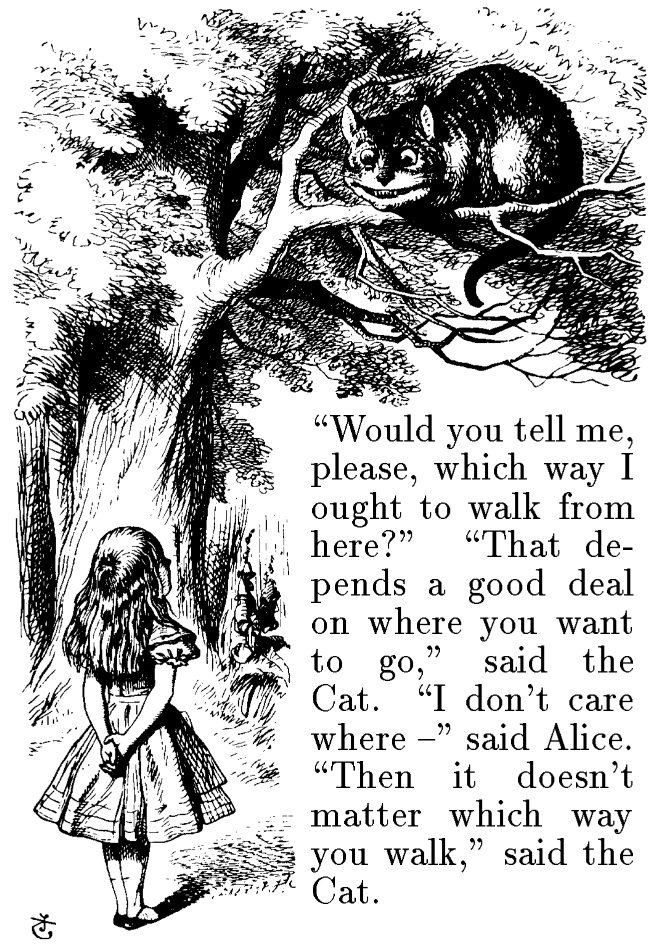
Mit einer Laserdiode wurde eine 3-Zoll-Silizium-Driftkammer aus einer neuen Produktion getestet, bei der die Lithographiemasken der Vorder- und Rückseite gegeneinander um 1.5° verdreht waren. Der Lasertest bestätigte, daß die bei den bisherigen Detektoren beobachtete Fokussierung auf die Zentralanode eines 3°-Polygons in Folge dieser Drehung gänzlich verschwindet. Die mittlere $\phi$-Auflösung liegt bei $\sigma_\phi \approx 2$ mrad, in der Kammermitte wurden 0.64 mrad gemessen. In Richtung des Driftfeldes wurde eine große Nichtlinearität $\sigma_{lin} = 64\ \mu$m beobachtet; sie ist jedoch auf die Ionisierungsbedingungen des Lasertests zurückzuführen und stellt keine Detektoreigenschaft dar.

Die neue Generation von 4"-Silizium-Driftkammern für CERES besitzen eine neuartige Split-Anodenstruktur, die im Vergleich zu den bisher verwendeten Kammern selbst bei kleinen transversalen Ladungsbreiten eine genauere Rekonstruktion des Azimutwinkels $\phi$ erlaubt. Die Auslese erfolgt durch neue hochintegrierte Vorverstärker/Signalformer, die direkt auf die Halterung der Silizium-Wafer montiert werden und ein niedriges Eigenrauschen ($\sim 350$ Elektronen) besitzen.

Zur Überprüfung der Eigenschaften dieses neuen Detektortyps wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, in denen die Detektoreigenschaften und die Ausleseelektronik implementiert wurden.

Die Effizienz dieses Detektors liegt nahe bei 100 %, was durch eine niedrige Ausleseschwelle, hohe Driftgeschwindigkeit und FADC-Frequenz erreicht wird. Bei einer Ausleseschwelle von $9 \cdot \sigma_{Noise} \equiv 10$ mV sinkt die Effizienz auf 97 %, während niedrigere Schwellen die Effizienz auf Werte identisch 100 % steigen lassen.

Die Verwendung einer hohen Driftgeschwindigkeit und damit verbunden einer hohen Auslesefrequenz durch das FADC-System ermöglicht eine sehr gute Ortsauflösung von $\sigma_r \approx 10\ \mu$m und $\sigma_\phi \approx 0.6$ mrad.



"Would you tell me, please, which way I ought to walk from here?" "That depends a good deal on where you want to go," said the Cat. "I don't care where –" said Alice. "Then it doesn't matter which way you walk," said the Cat.

*Lewis Carroll "Alice in Wonderland"*

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

CERES widmet sich der Messung von Elektronenpaaren aus Proton-Proton, Proton-Kern und Kern-Kern-Kollisionen im Massenbereich von 100 MeV/$c^2$ bis 1-2 GeV/$c^2$.

In Fortsetzung des CERES NA45-Experimentes ist es geplant, den Ende 1994 am CERN SPS zur Verfügung stehenden Pb-Strahl (160 GeV/u) zur systematischen Untersuchung von $e^+e^-$-Paaren und Photonen aus Blei-Blei-Kollisionen zu nutzen.

Der bei Pb-Pb-Kollisionen höhere Untergrund, bedingt durch die höhere Rapiditätsdichte von $dn_{ch}/d\eta \approx 500$, macht die Mustererkennung unter alleiniger Nutzung der RICH-Detektoren nahezu unmöglich. Zur Spurrekonstruktion werden daher zusätzliche Detektoren vor und hinter dem Spektrometer angebracht.

Vor RICH-1 ist ein Dublett aus 4"-Silizium-Driftkammern neuartiger Auslegung geplant. Die Driftkammern gestatten eine präzise Vertexbestimmung zur Weiterverfolgung der Elektronenspuren in das Spektrometer. Zusätzlich wird durch die hohe Ortsauflösung des Dubletts (besonders in der azimutalen Koordinate), zusammen mit einer hinter dem Detektor befindlichen Pad-Kammer und einer Erhöhung des Magnetfeldes um 20 %, die Massenauflösung des Spektrometers um einen Faktor 2 verbessert.

Von der Fähigkeit des Driftkammersystems, Konversionen und $\pi^0$-Dalitzzerfälle anhand des Energieverlustes und durch eine hohe Doppeltrefferauflösung zu identifizieren, erwartet man sich eine erhebliche Verbesserung der Untergrundrejektion.

Die Ereignischarakterisierung wird durch die hochgenaue Messung der Multiplizität geladener Teilchen, der Rapiditätsdichte und von Rapiditätsdichtschwankungen durch die Driftkammer getragen.

Die neue Generation der CERES-Silizium-Driftkammern werden auf Basis von 4"-Wafern produziert. Fast die gesamte Waferoberfläche ist dabei sensitiv. Sie besitzen eine neuartige Anodenstruktur, wodurch die Messung des Azimutwinkels $\phi$ wesentlich verbessert wird. Zur Auslese der Driftkammer werden neue hochintegrierte (32 Kanäle) Vorverstärker/Signalformer verwendet, die ein niedriges Eigenrauschen ($\sim$ 350 Elektronen) besitzen.

Um die Orts- und Doppeltrefferauflösung, sowie die Doppeltrefferanalyse und Rekonstruktionseffizienz zu optimieren, wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Diese berücksichtigen die durch Diffusion und Projektion entstandenen Ladungsbreiten, die Rauschanteile der einzelnen Komponenten und die Verarbeitung durch die Ausleseelektronik und Rekonstruktionsalgorithmen.

Anhand dieser Simulationen ist schließlich die endgültige Festlegung der Detektor- und Ausleseparameter getroffen worden. Da es nicht ganz sicher war, ob die erfolgreiche Produktion der 4"-Kammer bis zum Beginn des Experimentes abgeschlossen sein wird, wurde ein zweiter Driftkammertyp vorgesehen, der eine Weiterentwicklung der bisher benutzten 3"-Kammer ist.

Im Sommer '93 wurden diese 3"-Driftkammern produziert, bei denen auf Vorschlag von E. Gatti alle Masken der P-Seite des Detektors gegenüber den Implantationsmustern der N-Seite um $1.5^\circ$ gedreht wurden, um einer ideal radialen Symmetrie näherzukommen und die Auflösung in azimutaler Richtung zu verbessern. Dieser Detektortyp wurde als "fall-back-solution" zur Bestimmung seiner wesentlichen Eigenschaften einem Lasertest unterzogen.

In Kapitel 2 wird das CERES-Experiment beschrieben, wie es in den bisherigen Strahlzeiten '92 und '93 am CERN/SPS in Betrieb war. Kapitel 3 beschreibt die für den ab '94 am CERN zur Verfügung gestellten Pb-Strahl nötige Erweiterung des Experimentes für den viel höheren Untergrund in Pb-Pb-Kollisionen. Kapitel 4 beschreibt kurz den Aufbau und die Wirkungsweise der im Experiment bereits verwendeten Silizium-Driftkammer. Die Kapitel 5 und 6 beschreiben den am MPI für Kernphysik aufgebauten Infrarot-Lasertest-Stand zur Ermittlung der Eigenschaften der Silizium-Driftkammer. Getestet wurde damit die Notfall-Lösung einer 3"-Kammer. Kapitel 7 und 8 beschreiben die Monte-Carlo-Simulation einer neuen 4"-Silizium-Driftkammer mit einer neuartigen Split-Anodenstruktur mit voller Berücksichtigung der im Experiment verwendeten Ausleseelektronik.

# Kapitel 2

# Das CERES-Experiment

Das CERES-NA45 Experiment mißt $e^+e^-$-Paare aus Proton-Proton-, Proton-Kern- und Kern-Kern-Stössen am CERN SPS mit Strahlenergien von 200 GeV/u. Ziel ist die systematische Untersuchung der Paarproduktion im Massenbereich von 100 MeV/c$^2$ bis 3 GeV/c$^2$. Lepton-Paare gelten als ausgezeichnete Sonde für die heiße und dichte Frühphase der Kollision, da sie aufgrund rein elektroschwacher Wechselwirkung das expandierende Hadrongas wechselwirkungsfrei durchdringen. Sie tragen daher direkte Informationen über die Impulsverteilung der Quarks und damit über das Temperaturprofil und zeigen mögliche Phasenübergänge (Deconfinement und Wiederherstellung der chiralen Symmetrie; Quark-Gluon-Plasma) an.

## 2.1 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt wird das CERES-Spektrometer der S-Au-Strahlzeit '92 kurz beschrieben.

### 2.1.1 Die RICH-Detektoren

Das CERES-Spektrometer (ČErenkov-Ring-Electron-Spectrometer) besteht aus zwei rotationssymmetrischen ringabbildenden Čerenkovdetektoren (RICH[1]-1 und -2), die in einen Vorwärtskegel $8^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ emittierte Elektronen identifizieren und ihren Produktionswinkel, ihren Impuls p und ihr Ladungsvorzeichen messen. Abbildung 2.1 zeigt einen schematischen Querschnitt durch das Spektrometer parallel zur Strahlachse. Zur Unterdrückung des hadronischen Untergrundes wird in CERES das Prinzip des *hadron blind tracking* verwendet. Die Radiatoren der beiden Čerenkovdetektoren bestehen aus einem optisch dünnen Medium ($CH_4$) mit hoher Čerenkov-Schwelle ($\gamma_{thr} = 31$). Geladene Pionen überschreiten diese Schwelle erst bei einer Energie $E \geq 32$ GeV, die weit über ihrer wahrscheinlichsten Energie liegt. Elektronen strahlen bereits ab einer Energie $E = 20$ MeV, so daß die emittierten

[1] Ring-Imaging-CHerenkov

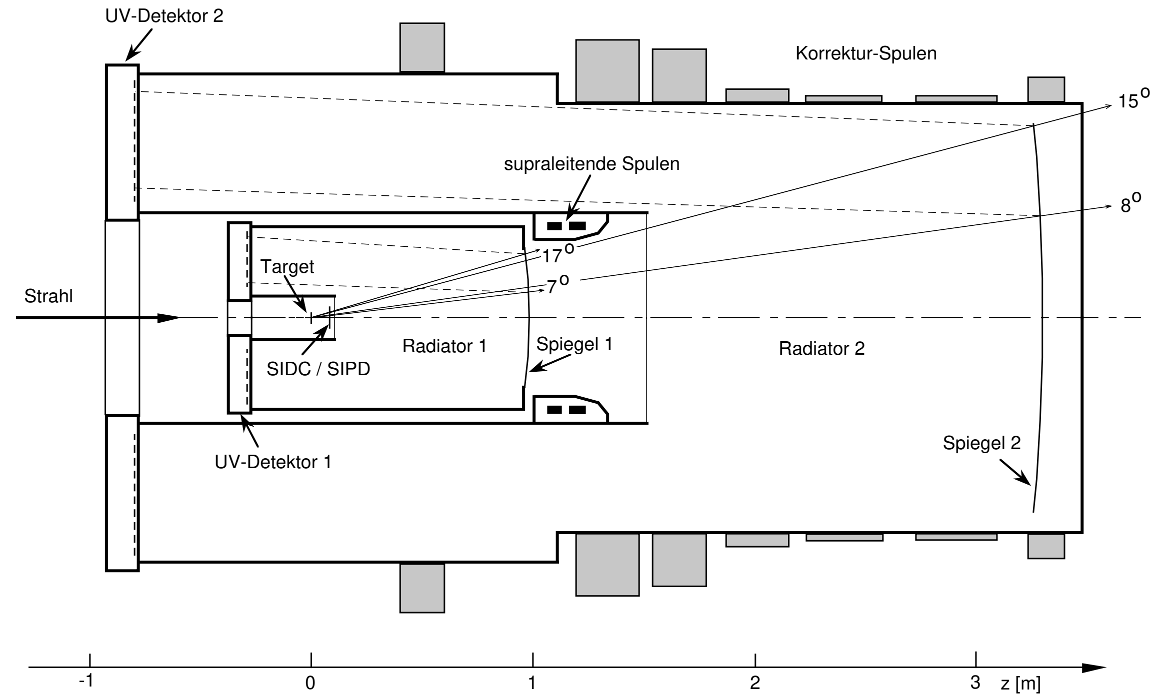



Abbildung 2.1: Das CERES Spektrometer.

Photonen praktisch aller in der Kollision gebildeten Elektronen auf dem asymptotischen Kegel $\theta_C = 1/n$ liegen. Die abgestrahlten UV-Photonen werden durch die sphärischen Spiegel auf hochortsauflösende UV-Detektoren abgebildet.

Das Spektrometer deckt die volle $\phi$-Akzeptanz und den Bereich zentraler Rapidität ($2 < y < 2.6$) ab.

Ein zwischen den beiden Radiatoren befindliches Magnetfeld, erzeugt durch ein supraleitendes Spulenpaar, bewirkt eine azimutale Ablenkung geladener Teilchen zwischen den RICHen, deren Größe und Richtung zur Bestimmung des Impulses und des Ladungsvorzeichens verwendet wird.

Die UV-Detektoren sind entgegen der Strahlrichtung angebracht, wodurch sie einem geringen Teilchenfluß ausgesetzt sind.

Das gesamte Spektrometer ist innerhalb seiner Akzeptanz materialarm ausgelegt ($X/X_0 < 1$ %).

Eine detailierte Beschreibung des CERES-RICH-Detektorsystems findet sich in [1] sowie in zahlreichen Doktorarbeiten (z. B. [2], [3]).

### 2.1.2 Die Silizium-Driftkammer

CERES ist das erste Experiment, das eine Silizium-Driftkammer einsetzte. Dieser neue Detektor eröffnet die Möglichkeit, mit hoher räumlicher Auflösung die Positionen von vielen Teilchen anhand ihres Energieverlustes im Detektor zu ermitteln.

Aufgrund der Symmetrie des Experimentes wurde die Driftkammer ringförmig radialsymmetrisch gebaut. Die Driftkammer besteht aus einer 280 $\mu$m dicken Silizium-Scheibe von 3" Durchmesser. Die aktive Fläche des Detektors erstreckt sich von einem Driftkammer-Radius $r = 4.5$ mm bis zur Position der 360 Anoden bei $r = 32$ mm. Der Detektor deckt die volle $\phi$-Akzeptanz ab.

Die Driftkammer ist strahlabwärts im Abstand von 78 mm zur Targetmitte montiert und deckt die Spektrometerakzeptanz für alle Positionen innerhalb des segmentierten Targets großzügig ab.

Die Driftkammer wurde für folgende Aufgaben im Experiment eingesetzt:

- Bestimmung des Wechselwirkungsvertex

  Eine Elektronenspur ist durch den über das Ringzentrum in RICH-1 bestimmten Winkel $\theta$ und die Trefferkoordinate auf der Driftkammer festgelegt. Wegen des ausgedehnten Targets bedarf es zumindest zweier Spuren, um den Vertexpunkt zu bestimmen. Über diese Vertexbestimmung lassen sich 'falsche' Spuren und damit falsche Paarkandidaten zurückweisen.

- Unterdrückung von Untergrundereignissen

  Bei bekanntem Vertex können nicht aus dem Target stammende Ereignisse verworfen werden. Zur Rejektion von Konversionsereignissen wird der Energieverlust im Silizium ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) verwendet.

- Messung der Rapiditätsdichte

  Die Multiplizität geladener Teilchen ist eine weitere wichtige Meßgröße der Driftkammer. Mit ihr kann das Ereignis physikalisch charakterisiert werden.

Der im Experiment verwendete Detektor[2] hatte 5 % defekte Anoden. Die Effizienz, gemittelt über den gesamten Detektor betrug $\approx 85$ % [4].

Eine ausführliche Beschreibung des Herstellungsprozesses der Driftkammer findet sich in [5], ihrer Spezifikation und ihrer Inbetriebnahme im Experiment in [6] sowie [7].

Das Gesamtexperiment wird ausführlich beschrieben in [8] und [4]. Der Experimentiervorschlag für die Bleistrahlzeit findet in [9] seine Darlegung.

Aufgrund der Erfahrungen im Lasertest [5] sowie im bisherigen Strahlbetrieb am CERN ergeben sich die folgenden Auflösungen und Effizienzen:

- radiale Auflösung

  Die Auflösung in Driftrichtung für Einzelhits beträgt $\sigma_r < 10$ $\mu$m, die Abweichung von der Linearität liegt unter 30 $\mu$m. Die Doppeltrefferauflösung, bedingt durch die durch Diffusion verursachte Signalbreite liegt bei ca. 400 $\mu$m.

[2] Der Detektor B-24 wurde von H. Kraner und P. Rehak im Brookhaven National Laboratory (BNL) hergestellt.

- azimutale Auflösung

  Das Driftfeld wird durch 241 Feldringe erzeugt, die in 3°-Polygonen angeordnet sind. Bedingt dadurch weicht das Driftfeld von einer ideal radialen Symmetrie ab. Die Zentralanode im Zentrum eines 3°-Sektors nimmt im Vergleich zu den Nachbaranoden eine durch die Symmetrie bedingte Sonderstellung ein. Die Driftkammer wird für große Radien linear. Aus geometrischen Überlegungen (vergleiche Abbildung 5.6) erkennt man, daß die Zentralanode eine 2.6 mal größere Ladungsmenge bei linearer Drift im Vergleich zur ideal radialen Drift sammelt. Dadurch ergibt sich ein Verlust an Ladungsteilung im inneren Teil der Driftkammer. Mehr als 60 % aller Hits bei $r < 15$ mm werden nur von einer Anode aufgesammelt. Dadurch ergeben sich für Hits ohne Ladungsteilung $\phi$-Auflösungen zwischen 5 und 15 mrad, während Hits mit Ladungsteilung eine Auflösung von 2.5 mrad zeigen [6]. Die Doppelhitauflösung liegt unter 40 mrad.

- Effizienz

  Die intrinsische Effizienz der Driftkammer liegt bei 100 %. Bedingt durch 5 % tote Anoden, einem starken ballistischen Defizit und einer hohen Ausleseschwelle von 15 mV ergibt sich eine mittlere Effizienz von 85 %. Bei $r < 15$ mm sinkt die Effizienz sogar bis auf 50 % ab [4].

## 2.2 Mustererkennung

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren basiert auf der Fähigkeit der RICH-Detektoren, Ringe zu identifizieren, ohne Kenntnis von den Ringzentren zu haben. Durch Elektronen verursachte Ringe sind über den asymptotischen Čerenkov-Ringradius identifizierbar. Der Vertex wird danach zusammen mit der Silizium-Driftkammer rekonstruiert. Der Silizium-Detektor allein kann die Aufgabe der Vertexfindung nicht erfüllen, da im Experiment ein ausgedehntes Target Verwendung fand. Die Rejektion von engen Paaren basiert im wesentlichen auf RICH-1. Die Silizium-Driftkammer hält zusätzlich Information zur Doppelhitrejektion über die Information des Energieverlustes im Silizium ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) bereit. Der Status-Report des CERES-Experimentes [4] gibt über das Konzept des Spektrometers und die Mustererkennung weitere Aufschlüsse.

# Kapitel 3

# Das neue CERES-Experiment

Ab 1994 stellt das CERN/SPS einen Pb-Strahl von 160 GeV/u zur Verfügung. Dieser Strahl soll zur weiteren Untersuchung der Leptonpaare in Schwerionenstössen verwendet werden.

## 3.1 Probleme für Pb-Pb-Kollisionen

Das Schema der Mustererkennung, wie es bisher in der Datenanalyse angewendet wird, wird mit dem höheren Untergrund und der größeren Zahl an engen Paaren in zentralen Pb-Pb-Kollisionen nicht mehr anwendbar sein. Dabei werden zwei Dinge bei Anwendung der 'alten' Mustererkennung klar. Die Effizienz der Ringerkennung wird abnehmen und gleichzeitig wird die Zahl der zufällig kombinierten Hits in den RICH-Detektoren zunehmen. Dieser Effekt hängt von der Multiplizität ab. Diese Probleme resultieren daher, daß die Ringzentren nicht bekannt sind und daher der gesamte Detektor nach Ringen abgesucht werden muß. Für Proton-Kern-Kollisionen ist dieses Vorgehen völlig zulässig, da der Untergrund klein ist. Selbst für S-Au-Kollisionen ($dn/dy \approx 160$) konnten mit vernünftiger Effizienz Elektronpaare gemessen werden.

Diese Prozedur wird für Pb-Pb-Kollisionen völlig fehlschlagen. Dabei wird die Rejektion von engen Paaren durch RICH-1 deutlich durch die starke Zunahme von Ringen pro Ereignis herabgesetzt werden.

Das ursprüngliche Konzept, die Ereignisrekonstruktion vollständig auf den beiden RICH-Detektoren zu gründen und keine wirkliche Spurrekonstruktion vor und hinter dem Magnetfeld zu haben, ist für die hohen Multiplizitäten in Pb-Pb-Kollisionen nicht mehr tragfähig.

## 3.2 Die Erweiterung des Spektrometers

In mehreren Punkten muß das Experiment für die erhöhten Anforderungen während der Bleistrahlzeit '94 verändert werden:

- Zusätzliche Detektoren zur Spurrekonstruktion

  Um die RICH-Detektoren bei der Spurrekonstruktion zu unterstützen und eine zusätzliche Redundanz zu erreichen, wird die eine Driftkammer durch ein Dublett von 4 Zoll radialen Silizium-Driftkammern mit verbessertem Design ersetzt. Dieses dient der Spurrekonstruktion vor RICH-1 sowie der Rejektion trivialer Paare. Desweiteren wird eine Pad-Kammer hinter RICH-2 in Betrieb genommen, die ebenfalls der Spurrekonstruktion, aber jetzt hinter den RICHen, dient.

- Target

  Das Target wird zur Reduktion von Konversionen neu gestaltet. Gedacht wird dabei an ein segmentiertes Target aus $8 \times 25$ $\mu$m Bleischeiben in der Gesamtausdehnung von 2 cm.

- Schnellere Datenaquisition

  Da wegen der hohen Ereignisdichte ein mustererkennender Trigger nicht mehr eingesetzt werden kann, muß die Datenaquisition erheblich beschleunigt werden, um ein ausreichendes Datensample zu sichern.

- Das RICH-Detektorsystem bleibt im wesentlichen unverändert.

## 3.3 Aufgaben der SiDC in Pb-Pb-Kollisionen

Die Aufgaben der beiden Driftkammern in Pb-Pb-Kollisionen umfassen:

- Eine autarke (ohne RICH-1) und präzise Vertex-Bestimmung.

- Spurrekonstruktion in das Spektrometer

  Durch das verbesserte Tracking muß in den RICH-Detektoren ein wesentlich geringerer Bereich zur Spurrekonstruktion abgesucht werden, da das Dublett bereits wesentliche Spurinformationen liefert.

- Identifikation und Rejektion von engen Paaren und Konversionen

  Das Dublett liefert durch seine gute Ortsauflösung und durch die Energieauflösung ein gutes Werkzeug zur Doppelhiterkennung und Rejektion von Konversionen.

- Multiplizität, Rapidität und Rapiditätsdichte

Diese wichtigen Aufgaben werden durch das Dublett von radialen Silizium-Driftkammern angegangen. Eine Spurrekonstruktion (besser als die RICH-Auflösung) ist möglich. Die Rejektion enger Paare erlangt in Pb eine größere Wichtigkeit, da die Doppel-Ring-Erkennung von RICH-1 stark durch die erhöhte Rapiditätsdichte gestört wird. Um alle diese Punkte zu bewältigen ist eine Verbesserung der Einzeltrefferauflösung, die Erhöhung der Effizienz der Kammer sowie eine verbesserte Doppelhitauflösung notwendig.

Die Monte-Carlo-Simulationen, die die Auflösung des Dubletts der Driftkammern für Blei bestimmten, sind wesentlicher Bestandteil (Kapitel 7 und 8) dieser Diplomarbeit, ebenso wie der Lasertest der verbesserten 3”-Driftkammer (Kapitel 5 und 6).

## 3.4 Aufbau der Targetregion für Pb

Der Aufbau der Targetregion kann Abbildung 3.1 entnommen werden. Der neue Detektor hat einen Durchmesser von 4 Zoll. Dadurch wird die Spektrometerakzeptanz weit abgedeckt. Verwendet wird ein Dublett von Silizium-Driftkammern mit 360 Anoden. Die beiden Kammern sind gegeneinander um 0.5° verdreht angeordnet. Zu weiterer Verbesserung der Auflösung wird eine Split-Anodenstruktur verwendet, die in Kapitel 7 schematisch erläutert und im Layout dargestellt wird.

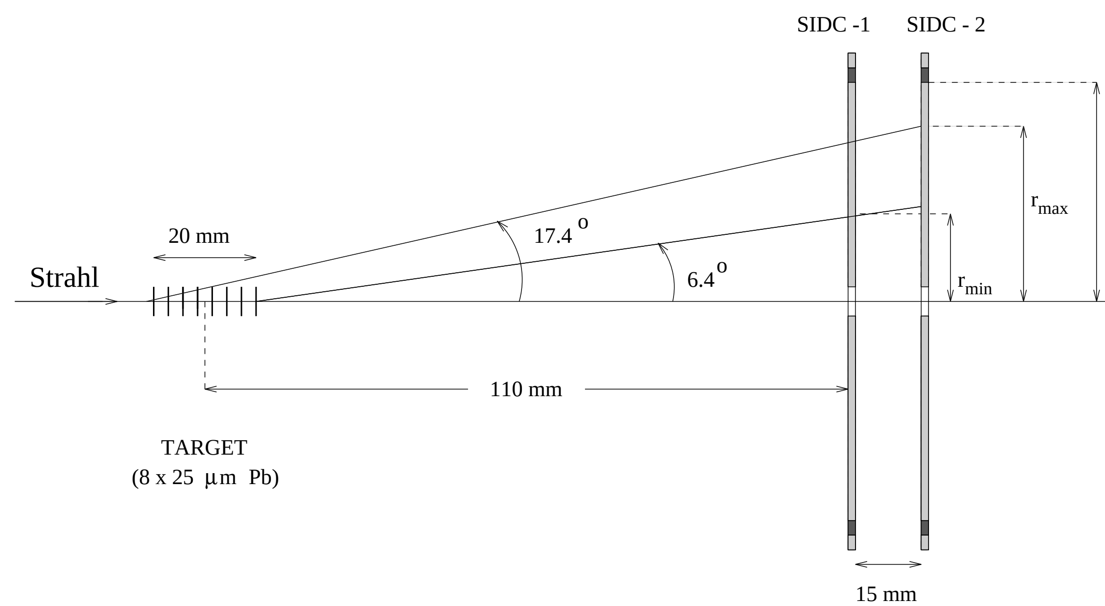



Abbildung 3.1: Targetregion des CERES-Experimentes für Pb.

## 3.5 Die neue 4”-CERES-Silizium-Driftkammer

Aus der Erfahrung mit der alten Silizium-Driftkammer zeigt sich die Notwendigkeit, durch Verbesserung des Designs der Driftkammer sowohl die $\phi$-Auflösung als auch die Effizienz des Detektors wesentlich zu steigern.

Durch eine 1°-Polygonstruktur aus 360 Sektoren ergibt sich keine geometrische Bevorzugung einer Anode gegenüber einer anderen. Es sollte sich jetzt keine fokussierende Wirkung einer Anode mehr zeigen.

Die wesentlichen Schritte zu einer Verbesserung der Driftkammer sind:

- verlängerte Drift

  Die Anoden sitzen bei $r_{Anode} = 42$ mm, einige Millimeter außerhalb des Akzeptanzbereiches.

- zwei Kammern

  Die Kammern werden um eine halbe Anodenbreite gegeneinander verdreht montiert. Dadurch wird die effektive Anodenbreite halbiert.

- die Split-Anodenstruktur

  Diese neuartige Anodenstruktur wird in Kapitel 7 dargestellt.

- Effizienz

  Der Effizienverlust bei kleinen Radien wie er im bisherigen Betrieb beobachtet wurde, verursacht durch ballistisches Defizit und hoher Ausleseschwelle von ca. $7 \cdot \sigma_{Noise}$, wird durch eine hohe Driftgeschwindigkeit und eine niedrige Schwelle vermieden.

# Kapitel 4

# Aufbau der Silizium-Driftkammer

In diesem Kapitel wird kurz auf den Aufbau und auf die Funktionsweise der Silizium-Driftkammer eingegangen.

## 4.1 Die Seitwärtsdepletion

Das wesentliche Prinzip hinter Halbleiterdetektoren sind in Sperrichtung gepolte Dioden. An der n-p-Grenzfläche bildet sich durch Diffusion der Elektronen und Löcher eine ladungsträgerfreie, depletierte Zone. Legt man in Sperrichtung eine äußere Spannung U an, so vergrößert sich die Tiefe der Depletionszone [10].

$$l \sim \sqrt{U}$$

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch diesen Detektor werden durch Ionisation der Gitteratome frei bewegliche Ladungsträger gebildet. Dabei entstehen Elektron-Loch-Paare. Durch das anliegende elektrische Feld wandern die Elektronen zur Anode, die Löcher zur Kathode.

Die Seitwärtsdepletion wurde 1984 von E. Gatti und P. Rehak [11] vorgeschlagen. Die Abbildung 4.1 veranschaulicht das Prinzip. Durch Anbringung einer $n^+$-Implantation auf einer schwach n-dotierten Siliziumscheibe wird ein niederohmiger Kontakt hergestellt. Die Seite des Silizium-Wafers, die die $p^+$-Implantationen als Kathode und die $n^+$-Implantation als Anode trägt wird N-Seite genannt, die andere Seite P-Seite. Zur vollständigen Depletion der Scheibe wird nur ein Viertel der Spannung benötigt, da sich die Depletionszone von beiden Oberflächen des Wafers ausbreitet.

Werden nun durch ein geladenes Teilchen in diesem Detektor Elektronen ausgelöst, so sammeln sich die Elektronen in der Scheibenmitte, während die Löcher zu den Oberflächen wandern und dort auf eine $p^+$-Implantation treffen.

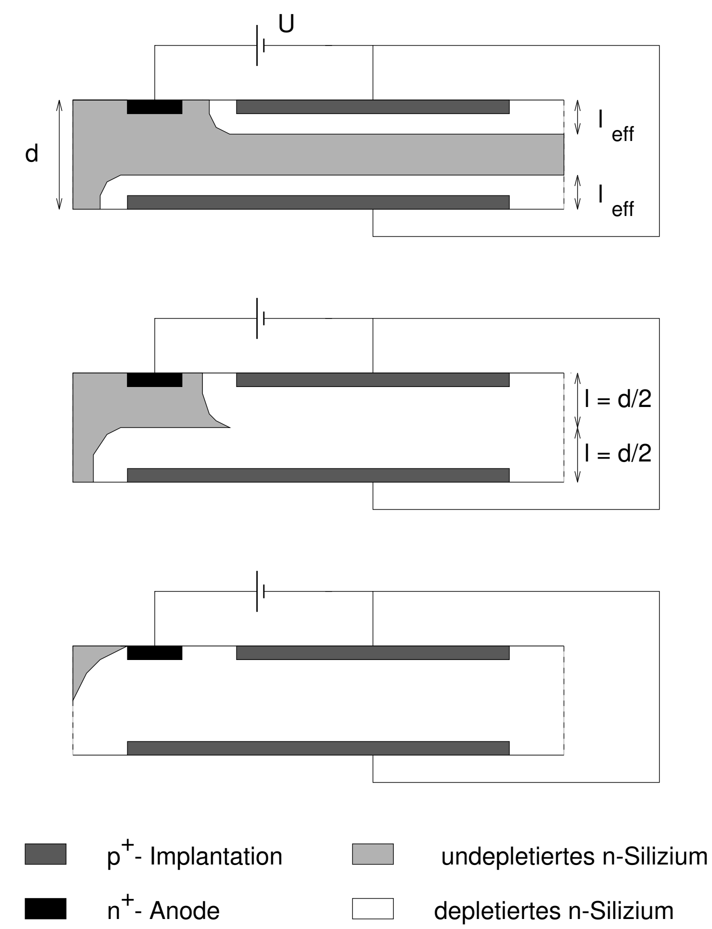



Abbildung 4.1: Das Prinzip der Seitwärtsdepletion.
Die ladungsträgerfreie Zone breitet sich von den $p^+$-Dotierungen her bei Erhöhung der Sperrspannung $U$ aus. Dadurch wird der gesamte Wafer von zwei Seiten her gleichzeitig depletiert.

## 4.2 Das Prinzip eines Driftdetektors

Durch Verwendung von $p^+$-Streifen anstelle einer großflächigen Implantation läßt sich ein Driftdetektor aufbauen. An diese Streifen wird über einen Spannungsteiler eine linear abgestufte Spannung angelegt, die der Erzeugung des Driftfeldes dient. Abbildung 4.2 zeigt eine schematische Draufsicht der bereits im Experiment verwendeten Silizium-Driftkammer (aus [12]). Abbildung 4.3 zeigt schematisch den Vorgang der Ladungssammlung bei Einfall eines ionisierenden Teilchens in den Detektor. Das Teilchen setzt Elektronen frei. Die Elektronen sammeln sich in der Detektormitte und driften in Richtung auf die Anoden. Das Driftpotential ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

Aus der Messung der Driftzeit läßt sich der Abstand des Teilchendurchganges von der Anode bestimmen. Senkrecht zur Driftrichtung ist eine Ortsauflösung

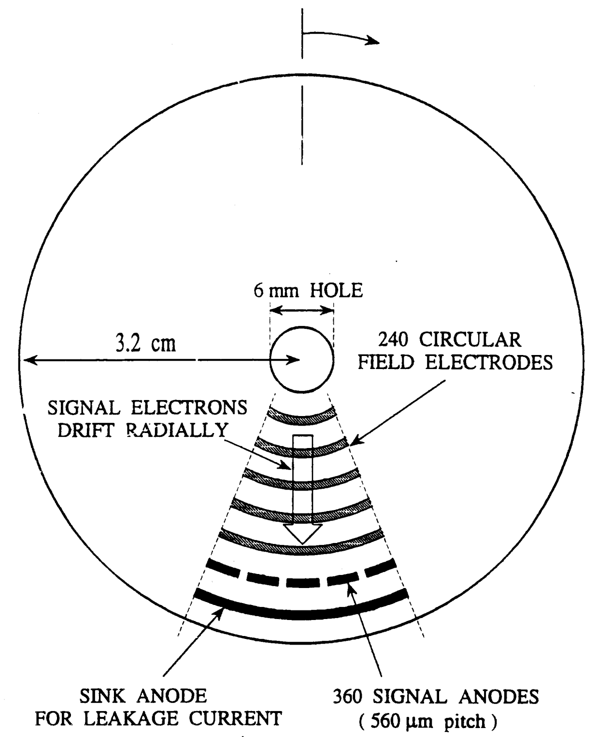



Abbildung 4.2: Schema der Driftkammer (Draufsicht).

durch Unterteilung der Anode in mehrere kleine Einzelanoden möglich. Während der Drift verbreitert sich die Ladungswolke durch Diffusion und Repulsion[13]. Das Auftreffen der driftenden Ladung auf eine oder mehrere Einzelanoden liefert die Koordinate senkrecht zur Driftrichtung.

Die Vorteile dieses Typs von Driftdetektoren gegenüber anderen Halbleiterzählern sind:

- Die hohe Ortsauflösung von einigen 10 $\mu$m in zwei Dimensionen.
- Die geringe Anzahl von Auslesekanälen.
- Die zusätzlich für jedes einfallende Teilchen vorhandene Amplitudeninformation.
- Während der gesamten Drift ist die Information über den Teilchendurchgang im Detektor gespeichert (*erinnerungsvermögender Detektor*).
- Aufgrund der geringen Anodengröße von 560 $\mu$m ist ebenfalls die Anodenkapazität gering und damit ergibt sich ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

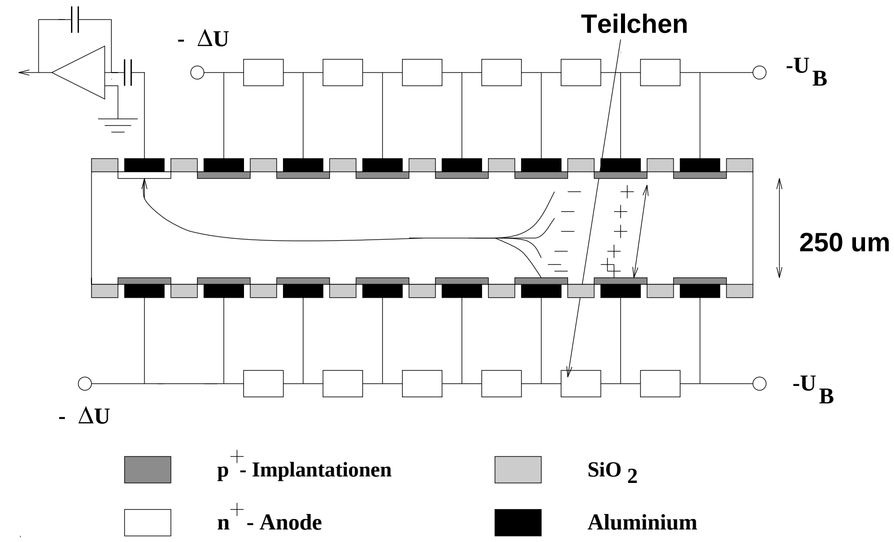



Abbildung 4.3: Schematischer Querschnitt durch eine Siliziumdriftkammer.

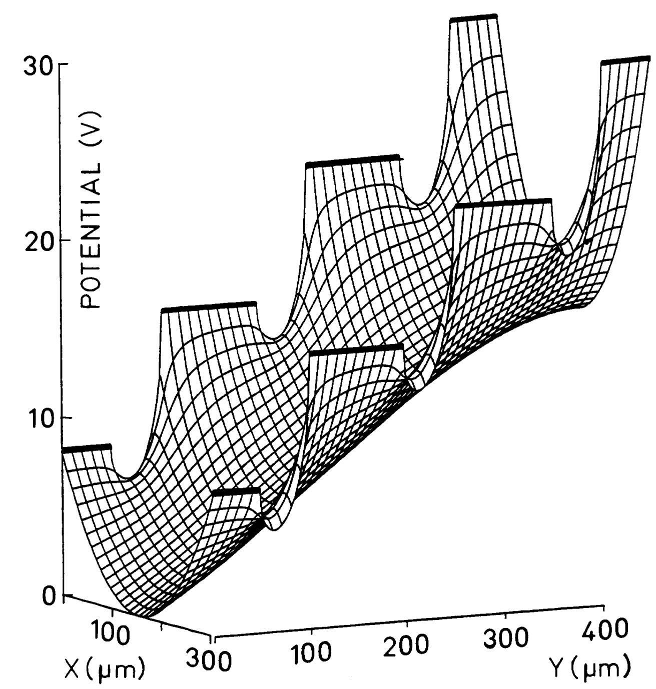



Abbildung 4.4: Das resultierende Driftpotential.

Man erkennt das linear abgestufte Driftpotential der Feldringe, sowie über die Breite einer $p^+$-Implantation das konstante Potential. Zwischen den $p^+$-Implantationen befinden sich im $SiO_2$ positive Ladungen, die den Potentialverlauf nahe der Oberfläche zu Potentialtaschen modifizieren.

# Kapitel 5

# Aufbau der Lasermessung

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Inbetriebnahme eines Teststandes zur Messung der Ortsauflösung und Linearität der radialen Silizium-Driftkammer des CERES-Experimentes beschrieben.

## 5.1 Der Laser

Mit Hilfe eines Lasers wird der Einschuß eines minimal ionisierenden Teilchens (engl. 'minimum ionizing particle' = mip) im Silizium simuliert.

Das einfallende Teilchen stößt inelastisch mit den Atomelektronen und setzt dadurch Elektronen frei. Die Anzahl der freigesetzten Elektronen ist proportional zum mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ im Material. Die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares beträgt für Silizium bei 300 K 3.62 eV [15]. Es werden im Mittel ca. 25000 Elektronen ausgelöst.

Minimal ionisierende Teilchen der Energie E deponieren in einer Halbleiterscheibe der Dicke d die mittlere Energie $\langle \Delta E \rangle$. In Silizium deponiert ein mip im Mittel 390 eV/$\mu$m. Für eine Siliziumscheibe der Dicke d = 250 $\mu$m errechnet sich damit $\langle \Delta E \rangle$ = 98 keV [14]. Der Energieverlust dE für minimal ionisierende Teilchen wird durch eine Landau-Verteilung beschrieben.

Mit Hilfe des Lasers kann ein ionisierendes Teilchen simuliert werden. Der Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband im Silizium beträgt bei 300 K 1.12 eV. Das bedeutet, daß Photonen mit einer Energie größer als dieses Energiegap durch Photoeffekt Elektron-Loch-Paare erzeugen können. Die Frequenz des Laserlichtes sollte dabei im IR-Bereich liegen, um eine möglichst große Eindringtiefe in das Silizium zu erreichen. Aus Kostengründen wurde für den Teststand eine Laserdiode[1] der Wellenlänge $\lambda$ = 904 nm gewählt. Bei dieser Wellenlänge beträgt der Absorptionskoeffizient $\alpha$ = 0.05/$\mu$m. Die Photonen dieser Wellenlänge haben eine Energie von 1.37 eV und eine Eindringtiefe von ca. 20 $\mu$m[16]. Die Pulsdauer des Lasers liegt unter 1 ns. Eine kurze Pulsdauer ist nötig, damit eine in Driftrichtung

[1] Laser Diodes, Typ LHS60F

möglichst gut lokalisierte Ladungswolke vorliegt. Bei einer Driftgeschwindigkeit von 6 $\frac{mm}{\mu s}$ beträgt damit die Ausdehnung der Ladungswolke trotzdem bereits 6 $\mu m$ in Driftrichtung.

Die durch ein minimal ionisierendes Teilchen erzeugte Ladungsmenge ist entlang des Weges des Teilchens durch den Detektor konstant,

$$n(z, t_0) = const.$$

Wird hingegen der Detektor mit Laserlicht beschossen, folgt die im Detektor erzeugte Ladungsmenge einem exponentiellen Absorptionsgesetz

$$n(z, t_0) = const. \cdot \exp(-\alpha \cdot z).$$

Der Absorptionskoeffizient $\alpha$ hängt stark von der Wellenlänge ab. In der Arbeit von Andreas Wörner [13] wurde gezeigt, daß schon nach einer Zeit von $t_{equi} = 20$ ns die Unterschiede zwischen diesen Ladungsverteilungen praktisch verschwinden. Da diese Zeit im Vergleich zur gesamten Driftzeit von $\approx 4$ $\mu$s klein ist, läßt sich die Ladungserzeugung durch Laserlicht direkt mit der durch ein minimal ionisierendes Teilchen vergleichen.

## 5.2 Die getestete Driftkammer

Im Sommer '93 wurde die Produktion einer neuen Gruppe von 15 Driftdetektoren bei der Firma SI Oslo[2] in Auftrag gegeben. Da vor Beginn dieser Produktion die Auswirkung der Polygonstruktur des alten Driftdetektors auf die Elektronendrift bekannt war [5], hat E. Gatti vorgeschlagen, für einen Teil der Gruppe alle Masken der P-Seite gegenüber der N-Seite um 1.5° zu drehen, um einer radialen Symmetrie näherzukommen und die Auflösung in azimutaler Richtung zu verbessern.

Getestet wurde der Detektor mit der Nummer 7. Abbildung 5.1 zeigt einen Blick auf die Driftkammer. Die Dicke des Wafers beträgt 280 $\mu$m. Es gibt 241 konzentrische $p^+$-Implantationen als Feldstreifen im Abstand von 120 $\mu$m zum Aufbau des elektrischen Driftfeldes. Bei $r_{Anode} = 32$ mm befinden sich 360 Anoden in 3°-Sektoren angeordnet. An jeden der Feldstreifen wurde zum Aufbau des Driftfeldes eine Spannung von 6 V/Ring oder 72 V/Sektion[3] angelegt. Die Driftspannung über die gesamte Kammer beträgt 1385 V. Bei voll angelegter Driftspannung betrug der Guard Anode Current 1.4 $\mu$A.

## 5.3 Der Meßaufbau

### 5.3.1 Der Laseraufbau

Die Abbildung 5.2 zeigt den Meßaufbau vom Laser zur Driftkammer. Die Detektoroberfläche legt dabei die xy-Ebene (oder auch r$\phi$-Ebene) fest. Die xy-Ebene ist

[2] SI, SENTER FOR INDUSTRIEFORSKNING, Oslo, Norwegen

[3] 1 Sektion entspricht 12 Ringen, vorgegeben durch den externen Spannungsteiler.

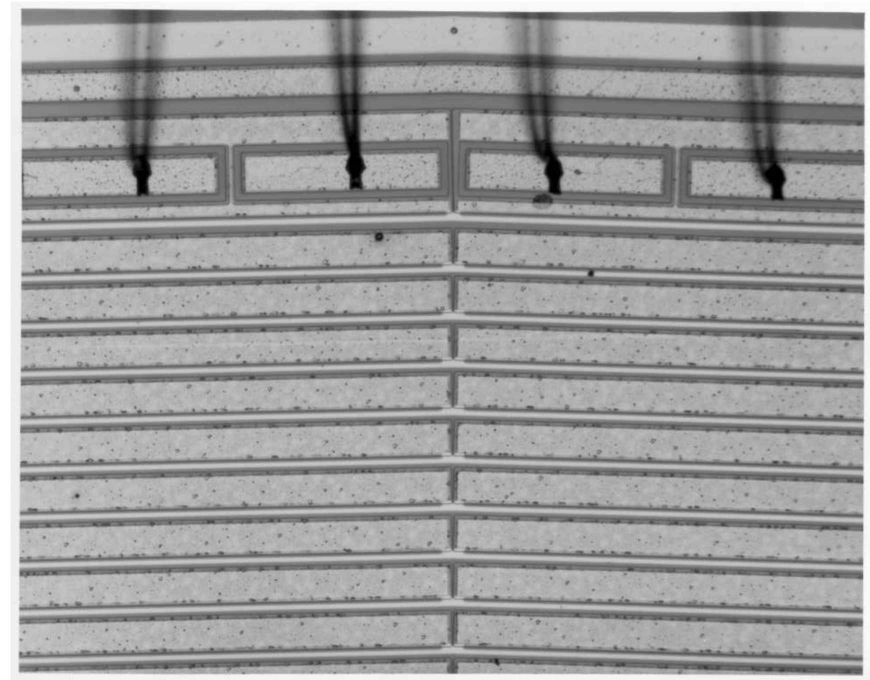


Abbildung 5.1: Außenrand der CERES-Silizium-Driftkammer.
Blick auf 4 der 360 Anodenpads mit Bonddrähten zur Auslese und einen Teil der 241 polygonalen Feldstreifen im Abstand von 120 $\mu$m, die zur Erzeugung des radialen Driftfeldes (500 V/cm) dienen. In der Mitte des Bildes werden die Feldstreifen durch radiale Siliziumoxidspalte (River) unterbrochen, die der Ableitung des Oberflächensperrstromes an den Anoden vorbei auf eine Hilfselektrode (Guard Anode) dienen.

die Ebene senkrecht zum Laserstrahl.

Zur Messung wurde der 15° Sektor von 12 Uhr[4] an mit Vorverstärkern[5] bestückt. Jeweils links und rechts von diesem Sektor wurden zusätzlich noch mehrere Anoden geerdet. Die Kammer selbst befindet sich in der xy-Ebene liegend auf einem Scanningtisch, dessen Schrittmotoren über eine Kontrolleinheit gesteuert werden können[6]. Die Kammer läßt sich bis auf 0.5 $\mu$m genau in der xy-Ebene positionieren. Durch ein Mikroskop wird der Laserpuls auf die Driftkammer fokussiert. Bei einem Faserdurchmesser von 100 $\mu$m und einer Vergrößerung durch das Mikroskop von 20 ergibt sich ein Lichtfleckdurchmesser von ca. 5 $\mu$m. Damit der Lichtfleck nicht aus dem Fokus läuft, ist die Kammer über 30 mm optisch planar ausgerichtet.

[4] Bei Betrachtung der radialsymmetrische Driftkammer bietet sich der Vergleich mit einer Uhr an.

[5] Modifizierte Version des RL789/3 der Firma REL-LABS INC., Hybrid Microelectronics Manufacturing, USA.

[6] Der Scanningtisch (EK8b-S/1) und die Kontrolleinheit (Mac 4000/2) stammen von der Firma GEBR. Märzhäuser, Feinmechanische Präzisionsgeräte, Wetzlar.

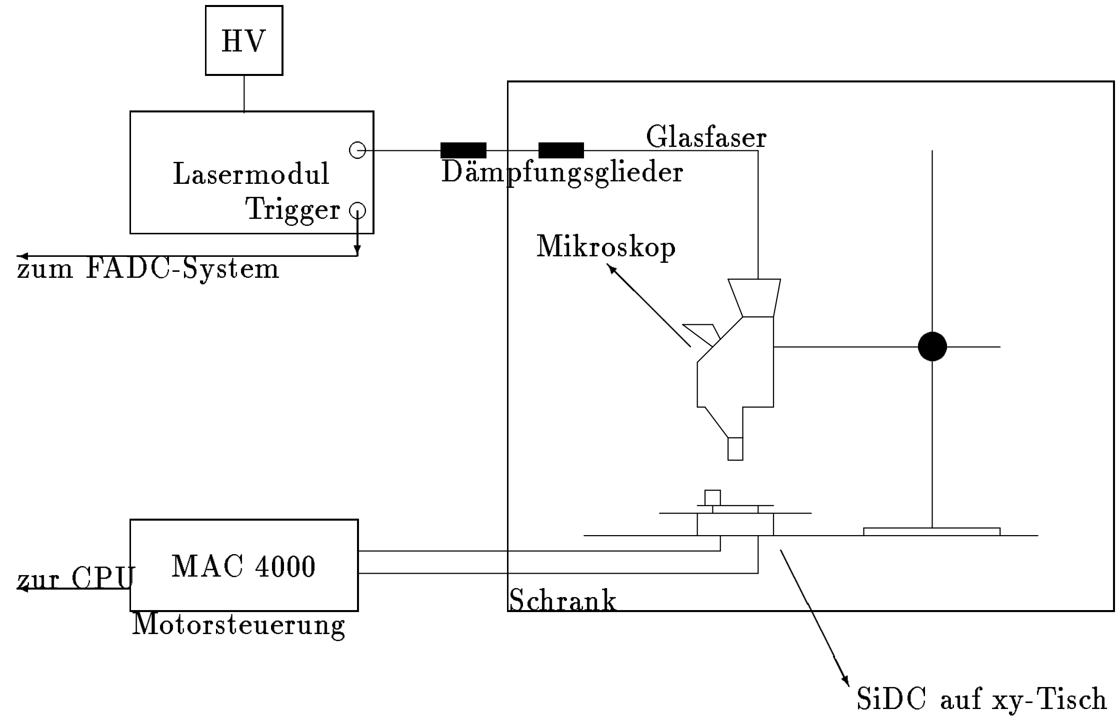



Abbildung 5.2: Aufbau der Lasermessung.

Vom Lasermodul wird der Laserpuls durch eine Lichtfaser dem Mikroskop zugeführt. In diese Lichtfaser wurden zwei Dämpfungsglieder eingebaut, damit die Laserintensität und damit die im Detektor erzeugte Ladungsmenge möglichst genau auf ein minimal ionisierendes Teilchen eingestellt werden kann. Da Aluminium den Laserpuls reflektiert, muß der Laser so positioniert werden, daß er genau in die Lücke von ca. 10 $\mu$m Breite zwischen den Aluminisierungen trifft. In Abbildung 4.4 entspricht das genau den Potentialtaschen. Diese experimentelle Schwierigkeit wird die Messung der Linearität der Driftkammer wesentlich beeinträchtigen.

Zusammen mit dem Laserpuls liefert das Lasermodul einen Triggerpuls, der als Triggersignal für die Datenauslese aus dem FADC-System verwendet wird.

### 5.3.2 Der Aufbau der Elektronik

Zur Auslese der Driftkammer wurde im wesentlichen die gleiche elektronische Auslesekette verwendet, wie sie auch im experimentellen Strahlbetrieb am CERN/SPS Verwendung findet. Die auf dem Motherboard befindlichen 5 Vorverstärkerkärtchen (jedes Kärtchen trägt 3 Vorverstärker) sind über ein 50-$\Omega$-Koaxialkabel mit den Eingängen der Pulsformer (Shaper) verbunden (siehe Abbildung 5.3). Die ladungsempfindlichen Vorverstärker liefern eine der ankommenden Ladung $Q(t)$ proportionale Spannung $U(t)$. Die Anstiegszeit des Signals von einigen Nanosekunden hängt von der ankommenden Ladungsmenge ab. Die Abklingzeit beträgt dagegen einige Mikrosekunden.

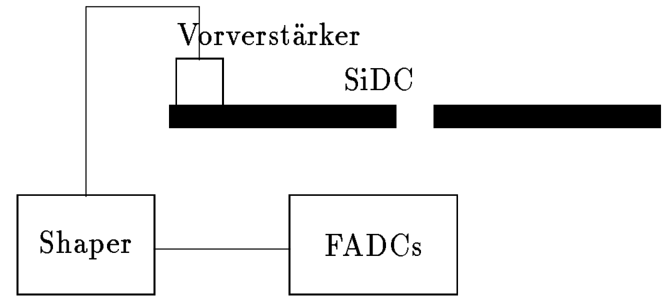



Abbildung 5.3: Diagramm des Auslesesystems.

Die Shaper[7] formen die von den Vorverstärkern kommenden Signale durch mehrfache Integrationen zu einem gaußförmigen Signal. Deltaförmige Pulse erhalten dadurch eine Breite von $\sim 45$ ns. Die Shaperausgänge sind symmetrisch. Die geformten Pulse laufen über ca. 20 m ungeschirmtes *twisted-pair* Kabel zu den Eingängen von 4 FADC-Modulen[8]. Am Eingang jedes FADC-Kanals wird das Signal durch einen Differenzverstärker wieder zusammengesetzt, wodurch eventuell eingefangene Streusignale (pick up) herausfallen.

Die Abbildung 5.4 zeigt den Aufbau der Ausleseelektronik als Blockdiagramm. Der FADC tastet das Signal mit einer Frequenz von 50 MHz ab. Die Abtastfrequenz wird durch eine sich ebenfalls im FADC-Crate befindliche externe Clock vorgegeben. Alle 20 ns wird die Signalhöhe gemessen, mit einer nichtlinearen Kennlinie digitalisiert und gespeichert (sampling). Der Speicher jedes FADC-Kanals hat eine Speichertiefe von 256 bytes. Jeder Eingangsspannung wird ein Amplitudenwert zwischen 0 und 63 zugeordnet. Die Auflösung beträgt damit 6 Bit. Der Dynamikbereich geht bis 200 mV, das entspricht dem 3.5fachen des minimal ionisierenden Teilchens. Die nichtlineare Kennlinie, die jeder Spannung $U_{Eingang}$ eine Kanalzahl C zuordnet ist durch

$$C = \left(\frac{U_{Eingang} \cdot 10}{U_0 + \alpha \cdot U_{Eingang} \cdot 10} \cdot 64\right)$$
$$C = \{0, 1, \ldots, 63\}$$

gegeben. Dabei sind $U_0 = 0.5$ Volt und $\alpha = 0.75$ durch das System vorgebene Konstanten.

Bei Erreichen des Speicherendes wird der FADC-Kanal wieder von vorne beginnend überschrieben (*common stop mode*). Erst auf ein externes Triggersignal wird das Daten-Sampling unterbrochen. Im Speicher eines Kanals befinden sich dann die Informationen über einen Zeitbereich von 5.12 $\mu$s in der Vergangenheit. Die Auslese des FADC-Crates wird über eine in einem VME-Crate befindliche CPU 68020 gesteuert (siehe Abbildung 5.5).

[7] speziell für die Auslese des Driftdetektors von E. Gatti und M. Sampietro entwickelt
[8] Flash Analog to Digital Converter, Serie DL 300 der Firma Struck, Tangstedt/Hamburg

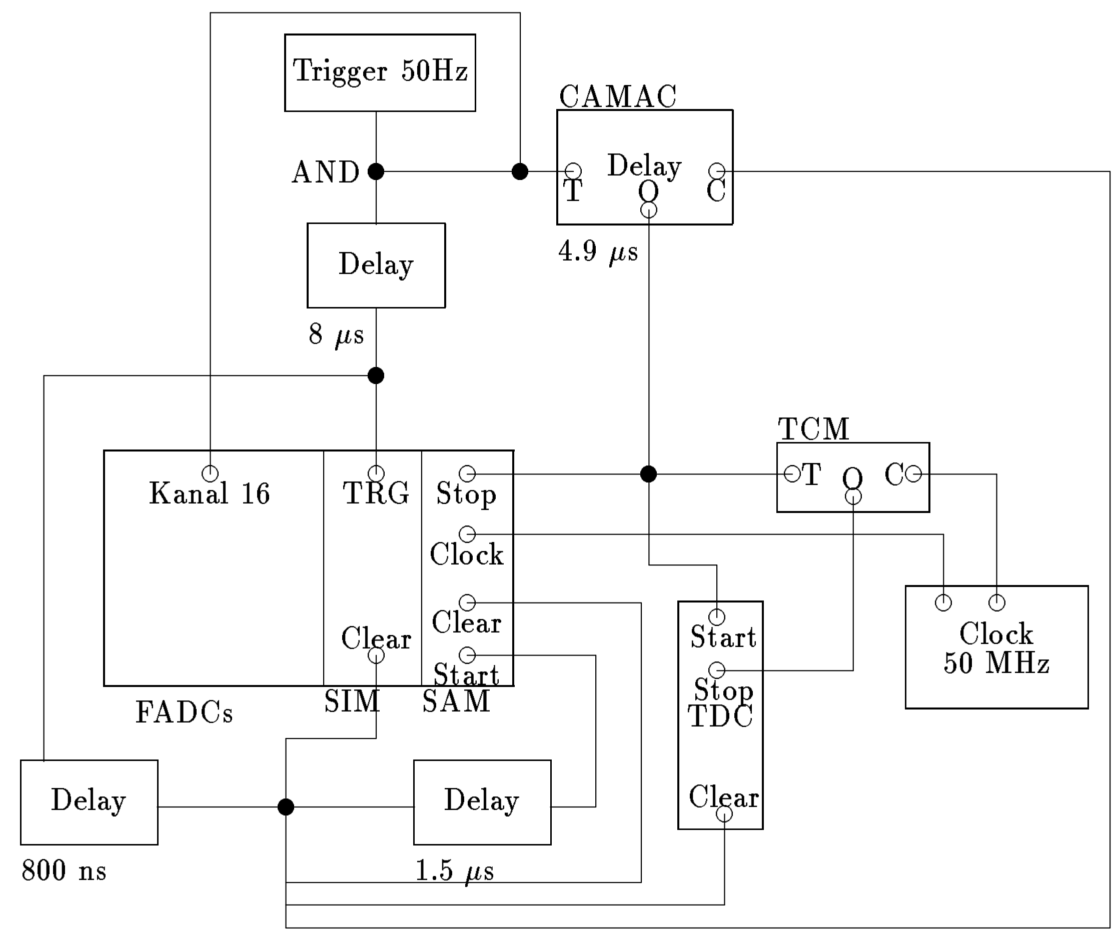



Abbildung 5.4: Diagramm der Ausleseelektronik (siehe Text).

Das Lasermodul liefert mit dem Laserpuls einen Triggerpuls. Dieser wird durch ein CAMAC-Delay um die maximale Driftzeit der Elektronen in der Driftkammer von einigen $\mu$s verzögert. Dieses Signal wird dann zum Stoppen der Datennahme im FADC-Crate verwendet, wenn dieser Puls in ein durch den TRG-Puls (Trigger-Puls) des Scanners geöffneten Fenster von 8 $\mu$s liegt. Dadurch ist sicher gestellt, daß der nächste vom Laser kommende Triggerpuls nicht das Auslesen der Daten aus dem FADC-System stört.

Zusammen mit dem Stop des Samplers wird der Start für das SIM (Scanner Interface Module) gegeben, der zur Datenreduktion die FADC-Kanäle nach Pulszügen über einer Software-gesetzten Schwelle durchsucht (scanning). Nötig sind dabei zwei Kanäle über der Schwelle. Daraufhin wird der Pulszug zusammen mit 5 vorangehenden Worten (pre-samples) in den lokalen Speicher des SIM gelesen, bis wieder 2 Kanäle unter der Schwelle liegen. Die Scan-Frequenz liegt bei 16 MHz. Der Datentransfer aus dem SIM-Speicher in den lokalen VME-Speicher findet nach jedem Ereignis statt. Danach wird das Startsignal für den Sampler zur erneuten Datenaufnahme gegeben.

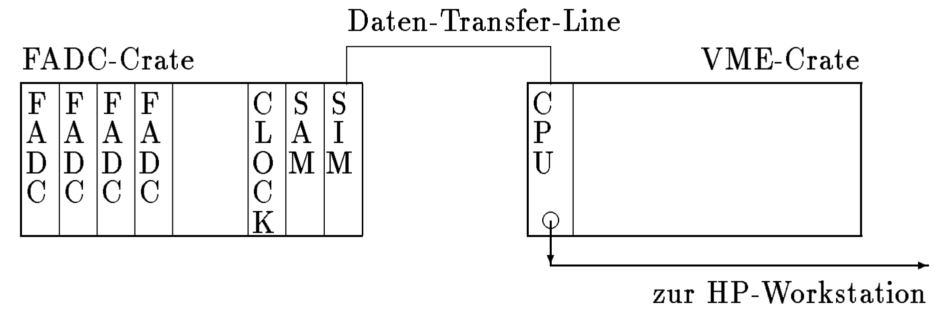



Abbildung 5.5: Diagramm des Daten-Transfer-Systems.

Da das externe Clocksignal und der Stoppuls asynchron liegen, muß die Zeitdifferenz zwischen negativer Stoppsignalflanke und der nächsten negativen Clocksignalflanke gemessen werden. Dies geschieht über ein Time Control Modul (TCM) und ein CAMAC-TDC (Time-to-Digital-Converter). Der TDC-Wert wird ebenfalls von der CPU ausgelesen und für jedes Ereignis gespeichert. Der unverzögerte Stoppuls selbst wird mit einem TFA (Timing Filter Amplifier) geformt und auf jeden 16. Kanal im FADC-Crate gegeben. Damit kann die intrinsische Auflösung der Ausleseelektronik bestimmt werden. Das Trigger-Signal des Scanners wird dann zum Zurücksetzen (Clear) der Speicher des SIM und des TDC, zum Neustart des Samplings und zum Öffnen des Triggerfensters verwendet.

## 5.4 Der Meßablauf

Der Ablauf der Messung wird von drei Programmen gesteuert. Ein Programm steuert die Bewegung des Tisches. Das zweite Programm steuert die Auslese der Elektronik und sendet die anfallenden Daten zu einer HP-Workstation, auf der ein Empfänger-Programm die ankommenden Daten auf Platte schreibt.

Der auf dem Scanningtisch befestigte und justierte Detektor wird im ersten Schritt zur gewünschten Startposition bewegt. Daraufhin gibt das Programm zur Steuerung des Tisches dem Datenerfassungsprogramm das Startsignal und wartet. Dieses beginnt jetzt das Datensampling, gesteuert durch die Triggersignale des Lasermoduls. Wurden eine bestimmte Anzahl von Triggerpulsen gezählt, gibt das Ausleseprogramm dem Tischfahrprogramm das Signal, eine neue Position anzufahren. In dieser Zeit hält das Datenerfassungsprogramm an und wartet auf die Rückmeldung des Tischfahrprogramms. Das Schreiben der Daten auf Festplatte wird unabhängig und parallel zur Datennahme durchgeführt.

## 5.5 Die Messungen

Da die Driftkammer aus 120 identischen 3°-Sektoren besteht, wurde ein beliebiger Sektor für den Test ausgewählt. Untersucht wurde der Sektor zwischen 6° und

9°. In Abbildung 5.6 ist der betrachtete Sektor schematisch dargestellt. In diesem

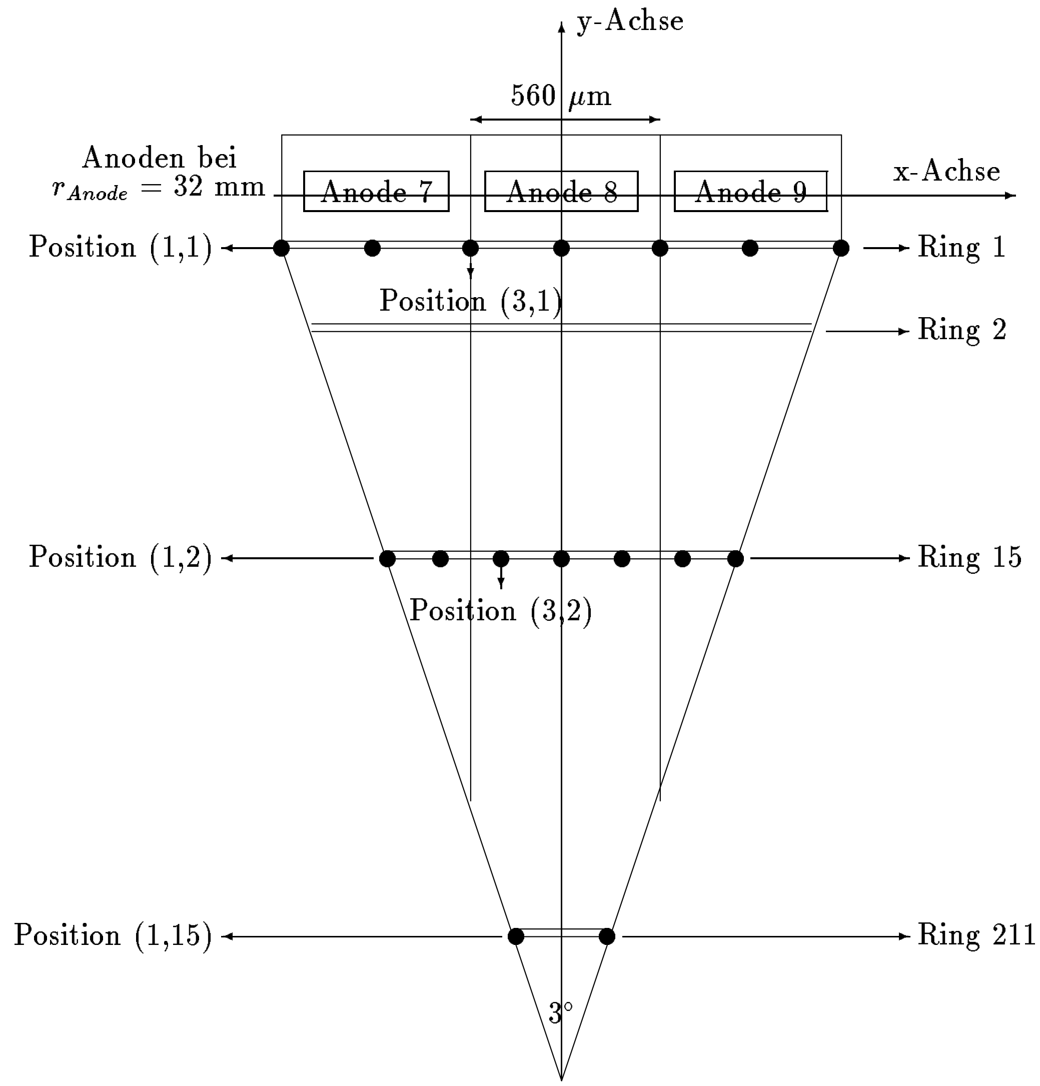



Abbildung 5.6: Skizze des untersuchten Sektors (Messung M2).

Sektor wurde ein Koordinatensystem derart gewählt, daß die x-Achse parallel zu den Anoden und die y-Achse senkrecht auf der Zentralanode steht. In diesem ungestrichenen Koordinatensystem $(x, y)$ wurden die Punkte ausgewählt, die der Tisch anfahren soll. Jeder Meßposition wurde dazu ein Zahlenpaar $(n_\phi, n_r)$ zugeordnet. Mit $n_\phi$ wird die $\phi$-Position des Einschusses und mit $n_r$ die Ringposition gezählt. Begonnen mit einer Messung wird immer zwischen Ring 1 und Ring 2 ($n_r = 1$) zwischen Anode 6 und Anode 7 ($n_\phi = 1$).

Die Kammer wurde am River bei 12 Uhr justiert. Der 12 Uhr-River hat den Vorteil, daß er die ganze Kammer durchzieht und dadurch eine planare Ausrichtung und gute Fokussierung des Lichtflecks über ca. 30 mm hinweg ermöglicht. Die Startposition des Lasers liegt an diesem 12 Uhr-River, zwischen Ring 1 und Ring

2. Die Position des Detektors in Bezug auf den xy-Tisch wird in einem zweiten, gestrichenen Koordinatensystem $(x', y')$ angegeben. Durch eine Koordinatentransformation lassen sich die Meßpositionen aus dem ungestrichenen Koordinatensystem in das gestrichene Koordinatensystem umrechnen. Die gestrichenen Koordinaten werden dann vom Tisch angefahren. Die Transformation besteht aus einer Rotation um 7.5° und einer Translation in Richtung der y-Achse. Diese Positionen liest das Tischfahrprogramm aus einer Datei ein.

Durch Vergleich mit der Riverbreite von 10 $\mu$m ergibt sich eine Lichtfleckbreite von ca. 6 $\mu$m.

Während der Messung wurden bei einer festen Ringnummer zuerst alle $\phi$-Positionen angefahren. Dann wurde der nächste Ring und wieder die erste $\phi$-Position angefahren.

Ist der Laser an der letzten Meßposition angekommen, fährt er in mehreren Schritten zur Ausgangsposition am 12 Uhr-River zurück.

Für den Scanner (SIM) wurde die Schwelle zur Untergrundunterdrückung in der Messung auf 10 mV gesetzt.

Es wurden im ganzen 7 Messungen durchgeführt:

M1 Hier wurden 25 Positionen in $\phi$ und jeder 20.te Ring von Ring 1 bis Ring 221 angefahren. Pro Position wurden 500 Laserpulse abgegeben. Der Abstand der $\phi$-Positionen beträgt 0.125°, der radiale Abstand 2.4 mm.

M2 Hier wurden 7 $\phi$-Positionen und 15 r-Positionen (von Ring 1 bis Ring 211) bei jeweils 1000 Pulsen pro Position angefahren. Der azimutale Abstand ist jetzt 0.5°.

M3 wie M2

M4 Hier wurden 3 Positionen in $\phi$ (alle 1.5°) und 56 Positionen in r (bis Ring 221) angefahren, d. h. jeder 4. Ring. Pro Position wurden 500 Pulse abgegeben.

M5 Für eine $\phi$-Position (genau vor der Zentralanode des Sektors) wurden mit 500 Pulsen jeder Ring bis Ring 221 angefahren.

M6 Für 3 $\phi$-Positionen und 15 r-Positionen wurden 10000 Pulse abgegeben.

M7 wie M5, nur mit 1000 Pulsen pro Position.

## 5.6 Die Aufbereitung der Daten

Um die Auswertung der Daten zu erleichtern, wurde dieselbe Datenstruktur wie für das CERES-Experiment üblich verwendet. Dadurch konnte auf bereits vorhandene Analysesoftware zurückgegriffen werden.

Ausgelesen wurden 15 Anoden. Zu jeder Meßposition finden sich die Rohdaten sowie die gestrichenen und ungestrichenen Positionsangaben auf Platte. Jeder

Meßposition wird zunächst ein Paar $(n_\phi, n_r)$ zugeordnet, wodurch die Identifizierung der Laserposition möglich ist. Für jedes Ereignis steht noch der TDC-Wert im Datensatz. Mit diesem Wert muß jeder errechnete Zeitwert für jede Anode einzeln korrigiert werden.

Nach Entpacken der Rohdaten wird die Amplitudeninformation entsprechend der durch das FADC-System gegebenen Kennlinie linearisiert. Hierauf folgt eine Bereinigung der Daten. Dabei werden Pulszüge, die weniger als drei zusammenhängende Zeitbins mit Amplituden über einer festeingestellten Schwelle (in der Analyse-Software auf 15 mV gesetzt) besitzen, verworfen. Die Hitrekonstruktion erfolgt zunächst anodenindividuell, anschließend werden benachbarte Anoden zusammengefaßt und solche Ereignisse verworfen, deren Ankunftszeitdifferenzen nicht in ein vorgebenes Zeitfenster fallen. Desweiteren werden die Ereignisse verworfen, bei denen der Stoppuls nicht in einem vorgegebenen Fenster liegt.

# Kapitel 6

# Ergebnisse der Lasermessung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Lasermessung der 3 Zoll-Driftkammer aus der SINTEF-Produktionsreihe geschildert.

## 6.1 Elektronische Auflösung

Die elektronische Auslesekette durch Vorverstärker, Shaper und FADC-System legt eine untere Grenze für das Auflösungsvermögen des Driftkammersystems fest. Diese elektronische Auflösung wurde gemessen.

Auf jeden 16. Kanal wird der unverzögerte Stoppuls gegeben. Der Stoppuls ist das Triggersignal (NIM) des Lasermoduls, nur durch einen TFA (Timing Filter Amplifier) verbreitert und in der Amplitude erhöht. Dadurch kann von diesem Puls im FADC-Kanal gut der Schwerpunkt ermittelt werden.

Für jede Messung wird so der Schwerpunkt des Stoppulses bestimmt und in ein Spektrum eingetragen. Nach der Korrektur dieses Wertes mit dem TDC-Wert ergeben sich in diesem Spektrum drei Peaks unterschiedlicher Höhe im gegenseitigen Abstand eines Zeitbins. Die Peaks stammen von den unterschiedlichen Clocksignalflanken, die das TCM-Modul angesprochen hat. Die Breite des größten Peaks wird als Maß für die elektronische Auflösung angenommen. Dazu wird über den Zeitbereich dieses Peaks eine Gauß-Funktion angefittet. Ein Zeitbin entspricht 20 ns. Aus Abbildung 6.1 kann eine Peakbreite von etwa 0.05 Zeitbins abgelesen werden, was einer zeitlichen Auflösung von $\sim 1$ ns entspricht.

Die Stoppulsverteilung zeigt, daß jeder rekonstruierte Pulszug bei einer festgehaltenen r-Position eine Aufspaltung in drei gleichwertige Peaks bei der Pulsrekonstruktion besitzt. Deshalb wird in der Analyse so vorgegangen, daß zuerst der Schwerpunkt des Stoppulses berechnet wird. Liegt der Stoppuls in einem Fenster, das dem linken Peak in Abbildung 6.1 entspricht, so erhalten alle Zeitwerte eine Korrektur um $+1$ Zeitbin. Liegt der Stoppuls im rechten Peak, erhalten alle Zeitwerte eine Korrektur um $-1$ Zeitbin. Der mittlere Peak wird nicht korrigiert. Die Zeitwerte werden also alle in den mittleren Peak zurückgefaltet.

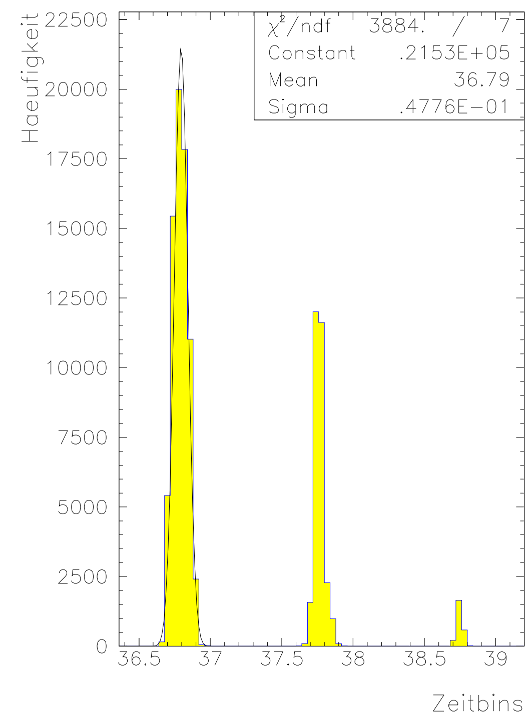



Abbildung 6.1: Verteilung der Stoppulse nach Korrektur mit dem TDC-Wert. Man erkennt die drei zu den verschiedenen Clocksignalflanken gehörenden Peaks.

Weitere interessante Größen des Detektor-Gesamtsystems sind die Anzahl der Zeitbins über einer gesetzten Schwelle und die Anzahl der von einem Hit getroffenen Anoden über die gesamte Driftstrecke. Die vom Scanner zur Datenreduktion verwendete Schwelle betrug 10 mV, in der Analyse wurde eine Software-Schwelle von 15 mV zur Hitrekonstruktion angesetzt. Das minimal ionisierende Teilchen hat zum Vergleich etwa 60 mV mittlere Amplitude. Damit liegen im Mittel 6.4 Zeitbins über der Software-Schwelle und 1.9 Anoden werden über den gesamten Driftbereich von einem Hit getroffen.

## 6.2 Die 3°-Polygonstruktur

Im folgenden wird von der Ringnummer der $p^+$-Implantationen gesprochen. Diese Ringnummer läßt sich bei bekannter Driftgeschwindigkeit direkt in den Radius $r$ auf der Driftkammer umrechnen. Große Ringnummern entsprechen dabei kleinen Radien auf der Kammer[1]. Um aber in einem eindeutigen Bild zu bleiben beziehen sich alle Angaben, sofern nichts anderes angegeben ist, auf Ringnummern.

[1] Die dazu verwendete Formel lautet $r = 32. - (n_r - 1) \cdot 0.120\ mm$.

Eines der großen Probleme mit der alten Silizium-Driftkammer, wie sie in den Strahlzeiten '92 und '93 verwendet wurde, war die deutlich ausgeprägte Polygonstruktur [5]. Es zeigte sich, daß die Zentralanode jedes Sektors wesentlich mehr Ladung sammelt, als es aufgrund der Geometrie zu erwarten war. Bei weiter innen in der Driftkammer liegenden Einschüssen zieht die Zentralanode die Ladungswolke mehr in die Mitte des Sektors. Man sagt, die Zentralanode eines Sektors hat einen fokussierenden Effekt.

Daraus ergaben sich für das Experiment durch Unterdrückung der Ladungsteilung eine Verschlechterung der $\phi$-Auflösung und eine große Nichtlinearität in $\phi$. Wie schon beschrieben, wurden deshalb – ohne neue Lithographiemasken zu erstellen – die Masken für Vorder- und Rückseite des Wafers bei der neuen Detektor-Produktion um 1.5° gegeneinander verdreht, um ein radiales Driftfeld in der Wafermitte zu approximieren. Dadurch erhoffte man sich eine Verminderung des Fokussiereffektes.

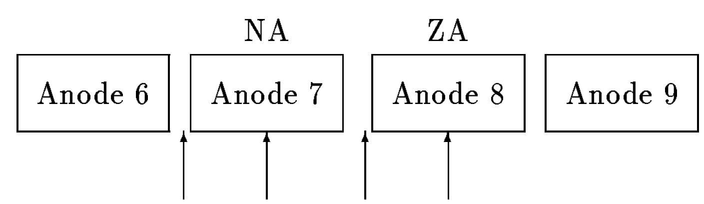



Abbildung 6.2: Meßpositionen zur Untersuchung der 3°-Struktur.
Die Pfeile bezeichnen die Einschußpositionen der Laserdiode bei den in den Abbildungen 6.3 und 6.4 gezeigten Messungen. Anode 8 liegt in der Mitte des untersuchten Sektors und wird als Zentralanode (ZA) bezeichnet. Alle anderen Anoden sind "Nebenanoden" (NA).

Abbildung 6.2 zeigt die Meßpositionen. Dargestellt ist in den Abbildungen 6.3 und 6.4 auf der x-Achse die Anodennummer, auf der y-Achse die Ringnummer. Die Größe einer Box entspricht der von den Anoden aufgesammelten Ladungen. Der Abbildung 6.3 (links) entnimmt man, daß die Anoden 6 und 7 in der Ladungsteilung gleichberechtigt sind. Es besteht kein Unterschied in der Ladungssammlung zwischen den Nebenanoden. Man erkennt weiterhin eine leichte Fehlpositionierung des Lasers in Richtung auf die Anode 7. Die Meßposition 1 lag nicht genau zwischen den NAnoden 6 und 7.

Besonderes Interesse verdient Abbildung 6.4 (links). Der Einschußort liegt hierbei genau zwischen Nebenanode 7 und Zentralanode 8. Zu größer werdenden Ringnummern hin, d. h. weiter innen in der Kammer, zeigt sich keineVerschiebung des Ladungsschwerpunktes zur Zentralanode hin. Die beiden Streifen laufen parallel über den gesamten r-Bereich der Kammer. Im rechten Bild der Abbildung 6.3 liegt der Einschußort direkt auf der Nachbaranode 7. Man kann hier eine kleine Verschiebung zur Zentralanode hin beobachten, die aber durch Vergleich mit dem rechten Bild aus Abbildung 6.4 als Fehlpositionierung des Lasers in Richtung auf Anode 8 zu erklären ist.

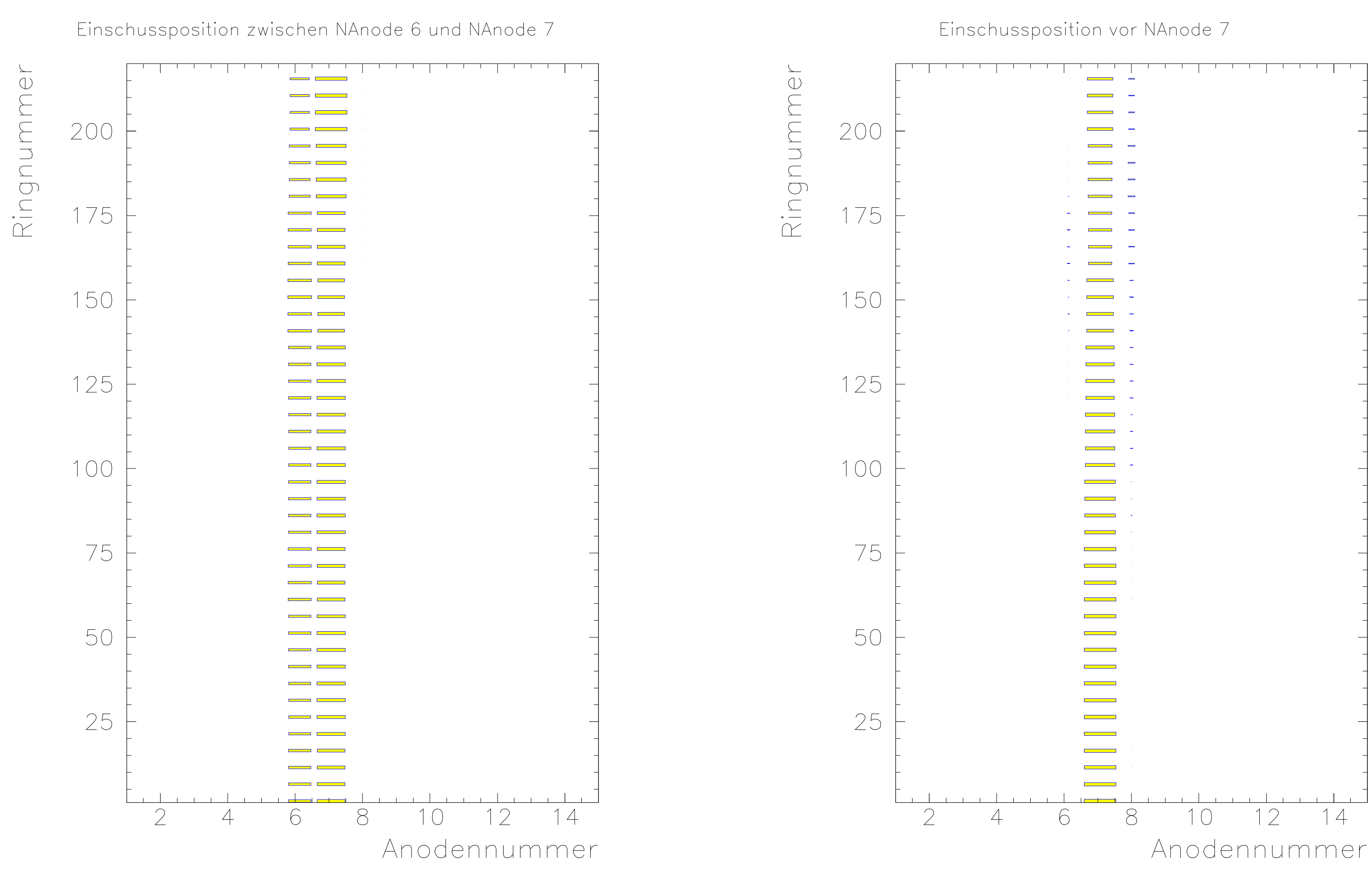



Abbildung 6.3: Ladungsverteilung auf den Anoden in Abhängigkeit der Ringnummer.
NAnode bedeutet Nebenanode und ZAnode bedeutet Zentralanode. Die Anode 8 (ZAnode) liegt im untersuchten Sektor in der Mitte zwischen den Anoden 7 und 9 (NAnoden). Große Ringnummern bedeuten lange Drift. Links ist der Einschuß zwischen den Anoden 6 und 7 dargestellt. Rechts ist der Einschuß in der Mitte von Anode 7 erfolgt.

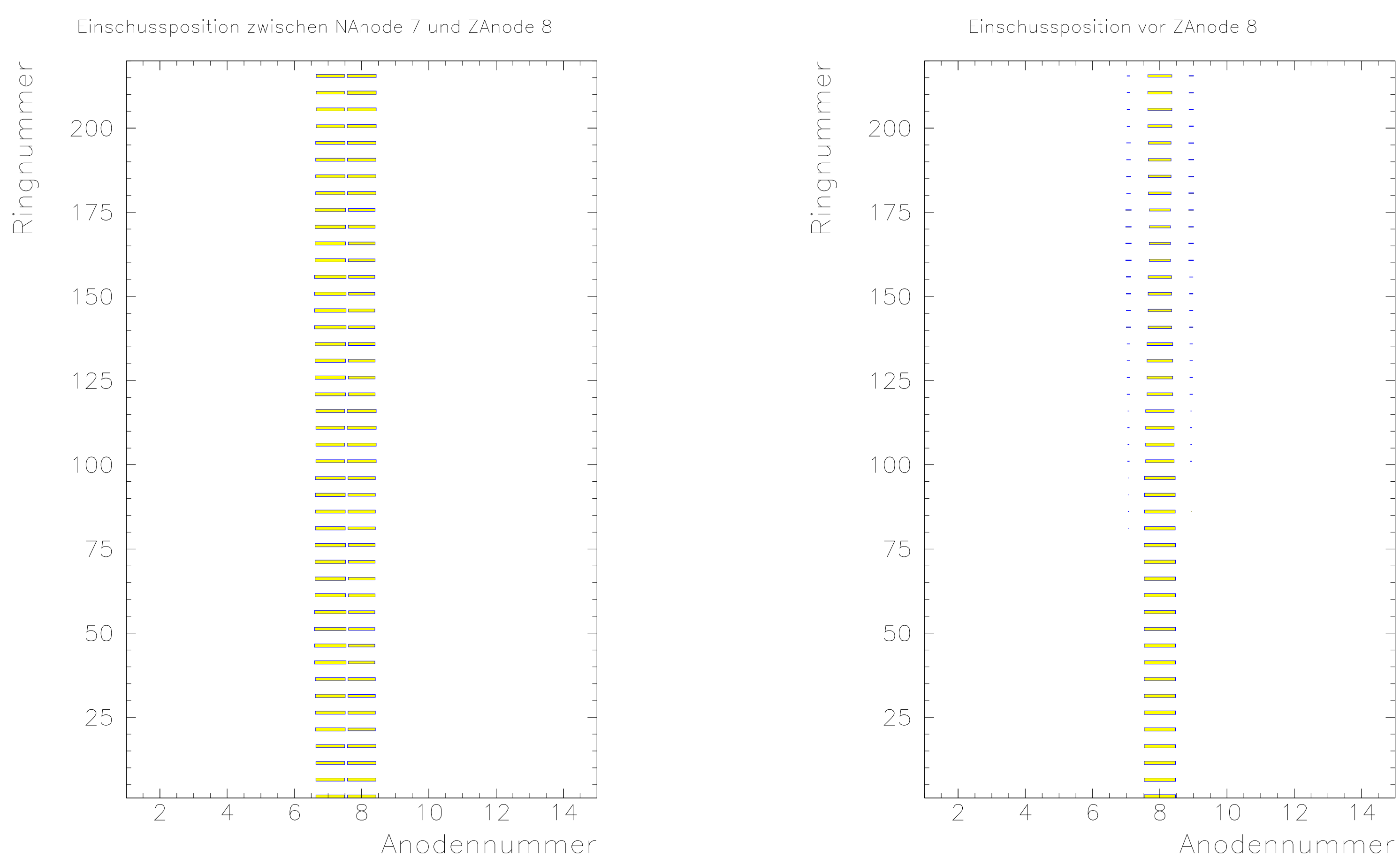



Abbildung 6.4: Ladungsverteilung in wie Abbildung 6.3.
Die Einschußposition lag hier zwischen der NAnode 7 und der ZAnode 8. Man erkennt eine symmetrische Ladungsaufteilung auf beide Anoden. Ein Zentralanodeneffekt wie von [5] beobachtet zeigt sich bei diesem Detektor nicht.

## 6.3 Die $\phi$-Auflösung

Zur Bestimmung der $\phi$-Auflösung der Driftkammer wird die Differenz zwischen Soll- und rekonstruierter Ist-Position berechnet.

$$\Delta\phi = \phi(Soll) - \phi(Ist)$$

Die Breite dieses Spektrums liefert ein Maß für die Auflösung in azimutaler Richtung. Abbildung 6.5 zeigt dieses Spektrum. Man erkennt deutlich 7 Peaks. Diese

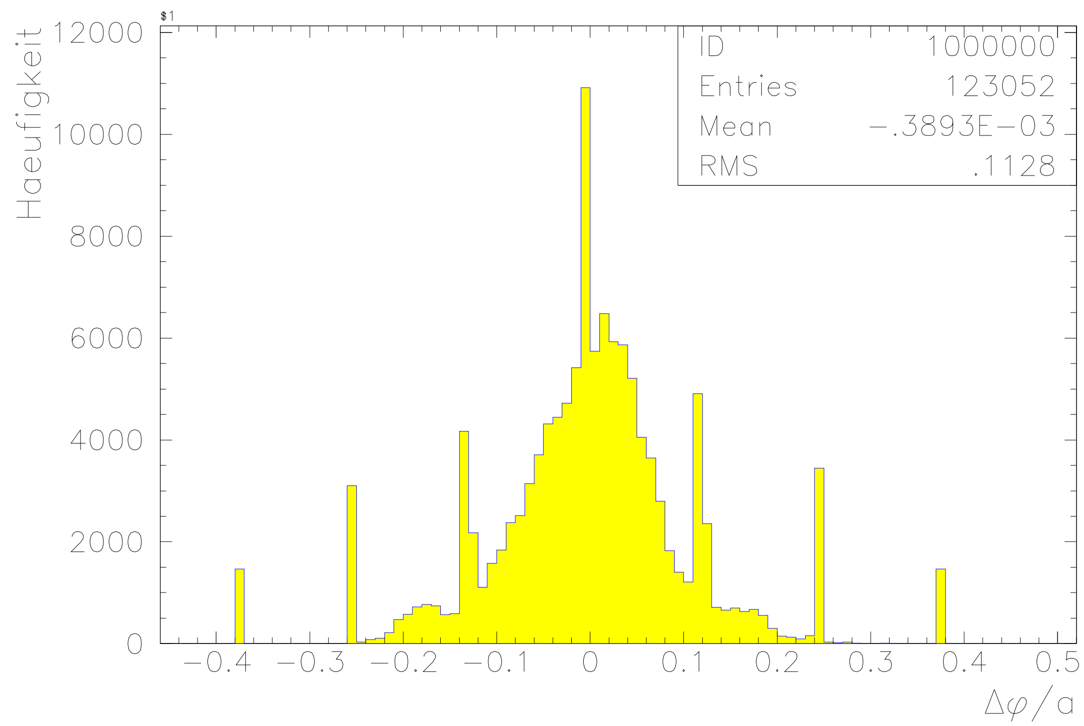



Abbildung 6.5: Spektrum der relativen Abweichung $\Delta\phi/a$ gemittelt über ganz r.

befinden sich genau im Abstand von $1/8°$ und entsprechen den diskreten Einschußpositionen der Laserdiode. Die Peaks resultieren aus dem anodennahen Bereich, wo noch keine Ladungsteilung auftritt und deshalb exakt die Mitte der Anode rekonstruiert wird, obwohl die Laserposition um ein Vielfaches von $a/8$ davon abwich. Bei einsetzender Ladungsteilung wird die Positionsrekonstruktion besser, d. h. die scharfen Peaks verschwinden.

Aus der Abbildung 6.5 läßt sich eine $\phi$-Auflösung von $\sigma_\phi = 0.113 \cdot 17.45$ mrad $=$ 2.0 mrad über den gesamten r-Bereich der Driftkammer ablesen.

Eine weitere interessante Darstellung ist die $\phi$-Auflösung über r in Abbildung 6.6. Man entnimmt dem Diagramm für kleine Ringnummern, d. h. direkt vor

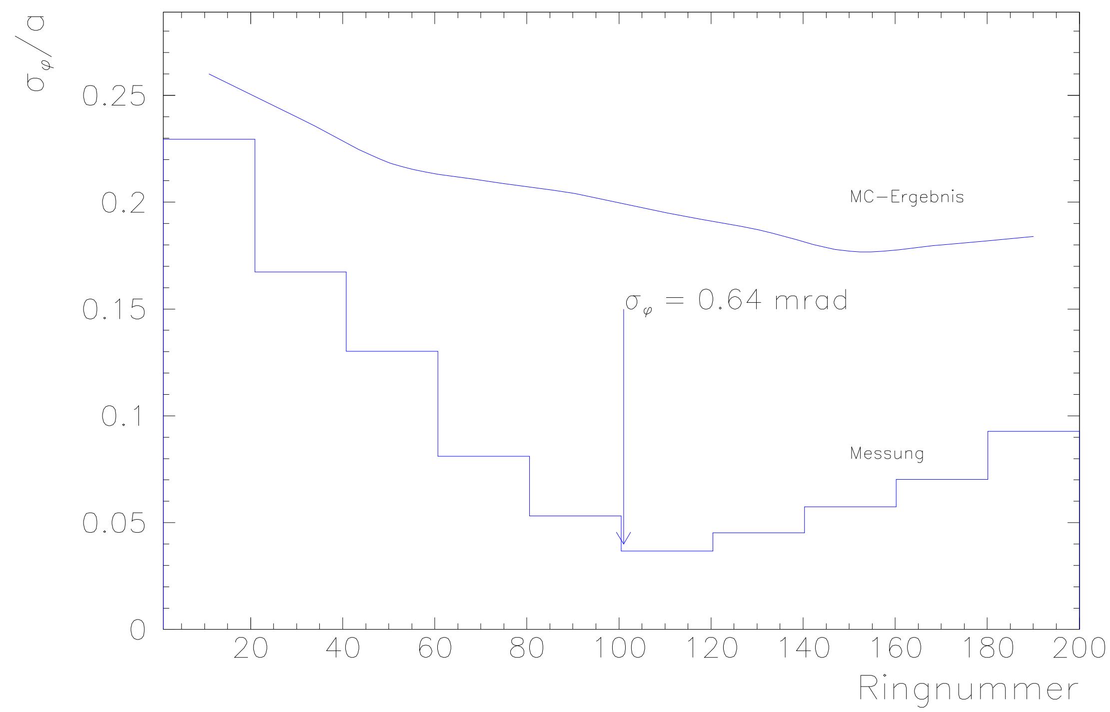



Abbildung 6.6: $\phi$-Auflösung über der Ringnummer (in Anodenbreiten). Dargestellt ist die $\phi$-Auflösung über der Ringnummer, verglichen mit dem Ergebnis einer MC-Simulation mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von S/R = 50.

der Anode den theoretisch erwarteten Wert von $a/\sqrt{12}$. Eine Anodenbreite a ist hierbei 1°. Für größer werdende Ringnummern verbessert sich die $\phi$-Auflösung bis auf einen Wert von 0.64 mrad bei Ring 101, was einem Radius von 18 mm entspricht. Danach beginnt die $\phi$-Auflösung wieder schlechter zu werden.

Der Vergleich mit der MC-Simulation zeigt dieselbe Tendenz einer Verbesserung der Auflösung bis zu mittleren Radien und einer dann erfolgenden Verschlechterung. Die doch recht große Abweichung von den gemessenen zu den simulierten Werten zeigt, daß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis während der Messung besser war als das simulierte Rauschen.

Eine weitere, für das Experiment wichtige Größe ist die Abweichung von der Linearität in $\phi$. Trägt man in einem Diagramm die gefundene $\phi$-Position gegen die Soll-$\phi$-Position auf, so wünscht man einen linearen Zusammenhang. In Abbildung 6.7 ist die Abweichung von diesem linearen Zusammenhang in Abhängigkeit von der Einschußposition dargestellt. Man erkennt die oszillatorische Struktur, die dieser Linearität aufgeprägt ist. Die Abweichung von der Linearität ist dann klein, wenn die Einschußposition in der Mitte oder zwischen zwei Anoden liegt. Die

Abweichung ist dann groß, wenn die Einschußposition etwa bei einer Viertel Anode liegt.

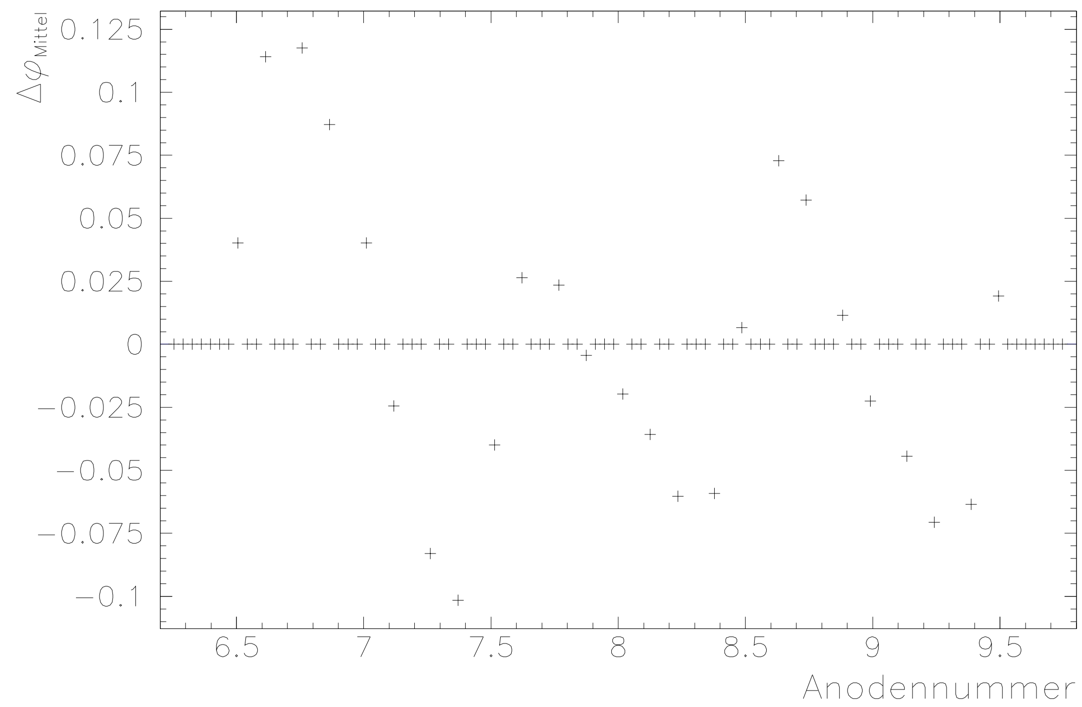



Abbildung 6.7: Abweichung $\Delta\varphi_{Mittel}$ von der Linearität ausgedrückt in Anodenbreiten, gemittelt über den gesamten r-Bereich, gegen den Einschußort.
Die größte Abweichung von der Linearität liegt bei $\sim 0.1$ Anodenbreiten, was ca. 1.7 mrad entspricht.

## 6.4 Die r-Auflösung

### 6.4.1 Linearität und Driftgeschwindigkeit

Unter Linearität versteht man hier den linearen Zusammenhang zwischen Driftzeit und Driftstrecke. Die Driftzeit in Zeit-Bins (gemittelt über die Anoden) wird hierzu gegen die Ringnummer aufgetragen (Abbildung 6.8). Der lineare Zusammenhang zwischen beiden Größen läßt sich durch Anpassung einer Geraden überprüfen. Aus der Steigung dieser Geraden ergibt sich über die Beziehung

$$v_{Drift} = 1/A1 \cdot 6\ mm/\mu s$$

eine Driftgeschwindigkeit von 6.41 mm/$\mu$s. Abbildung 6.9 zeigt die Abweichung

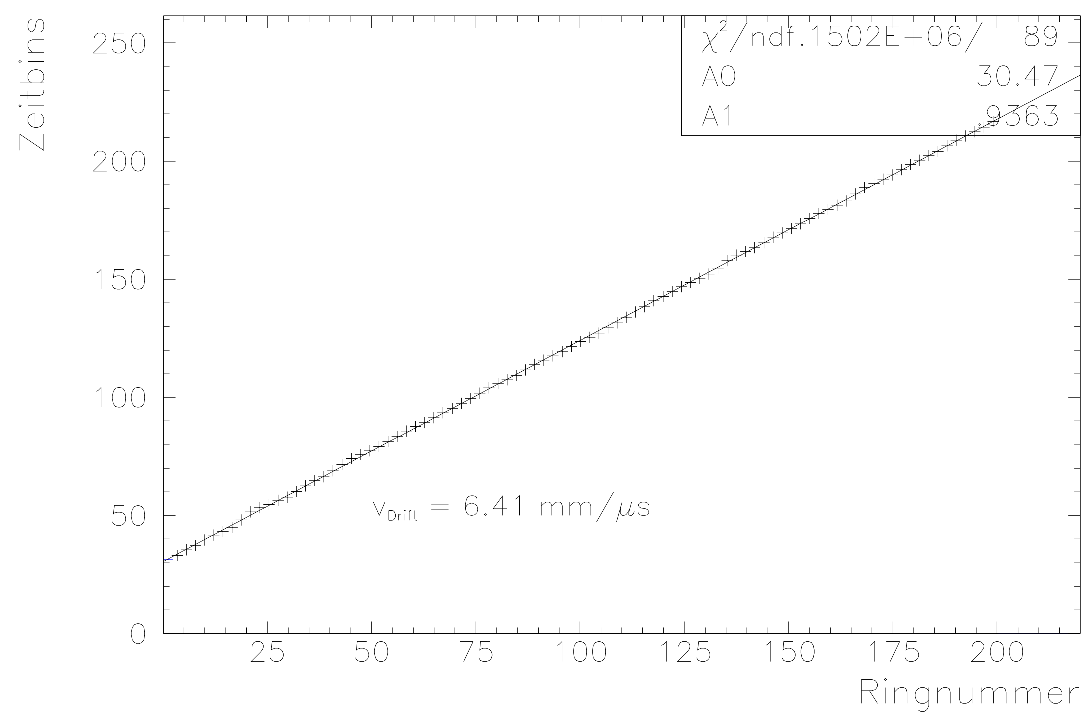



Abbildung 6.8: Zusammhang zwischen Driftzeit und Driftstrecke.

der Meßpunkte von der Linearität in Abhängigkeit von der Ringnummer. Der Abweichung von der Linearität ist ebenfalls eine oszillierende Struktur überlagert.

Man erkennt eine mittlere Abweichung von der Linearität um 1 Zeit-Bin oder etwa 10 ns, was einer durch Nicht-Linearitäten hervorgerufenen Ortsunschärfe $\sigma_{lin}$ von 65 $\mu$m entspricht.

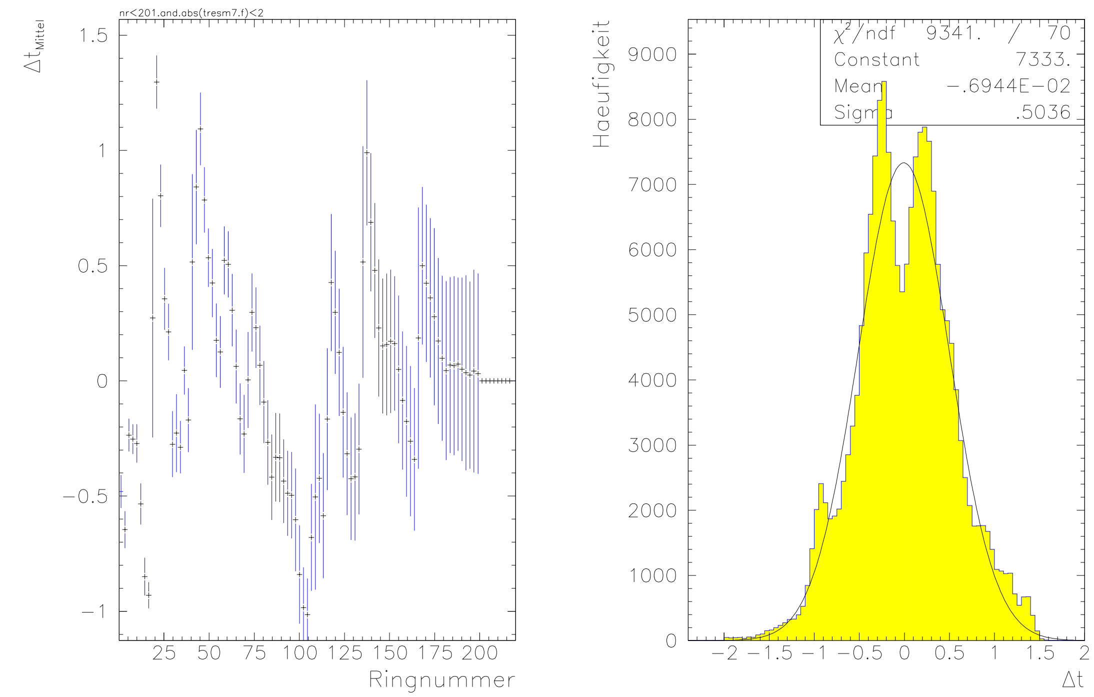



Abbildung 6.9: Abweichung von der Linearität über Ringnummer (links) und Verteilung (rechts), jeweils ausgedrückt in Zeitbins $\equiv$ 20 ns.

Hier zeigt sich vermutlich die Unzulänglichkeit einer Lasermessung zur Bestimmung der Linearität der untersuchten Driftkammer. Zunächst schießt der Laser in die Lücke zwischen zwei Aluminisierungen ein, wo sich eine Schicht $SiO_2$ befindet (siehe Kapitel 4 und Abbildung 4.4) und damit eine Potentialtasche. Der Laser dringt nur ca. 20 $\mu$m in das Silizium ein, so daß die Ionisierung in einem Bereich sehr kleiner Feldstärke erfolgt. Daher liegt diese große Abweichung von der Linearität am Meßverfahren und vermutlich nicht am Detektor. Abhilfe würde hier eine größere Wellenlänge und damit eine größere Eindringtiefe des Laserlichtes schaffen.

Für weitere Lasertests mit neuen Silizium-Driftkammern wurden aufgrund dieser Probleme in den Aluminisierungen der Feldringe Löcher vorgesehen, damit der Detektor in Bereichen hoher Feldstärke einem Lasertest unterzogen werden kann.

Ebenso ist auf eine genaue Abgleichung des externen Spannungsteilers zu achten. Um eine Nichtlinearität von 0.1 % zu erreichen, muß der Spannungsteiler auf einige 10 mV genau eingestellt werden können und stabil sein.

### 6.4.2 Auflösung in Driftrichtung

Aus der Driftzeitauflösung für eine feste Position läßt sich die lokale Ortsauflösung in radialer Richtung bestimmen. Abbildung 6.10 zeigt die Ortsauflösung in $\mu$m in Abhängigkeit von der Ringnummer wieder im Vergleich mit einer MC-Rechnung. Für jede Meßposition wurden 10000 Pulse abgegeben. Am äußersten Ring 1

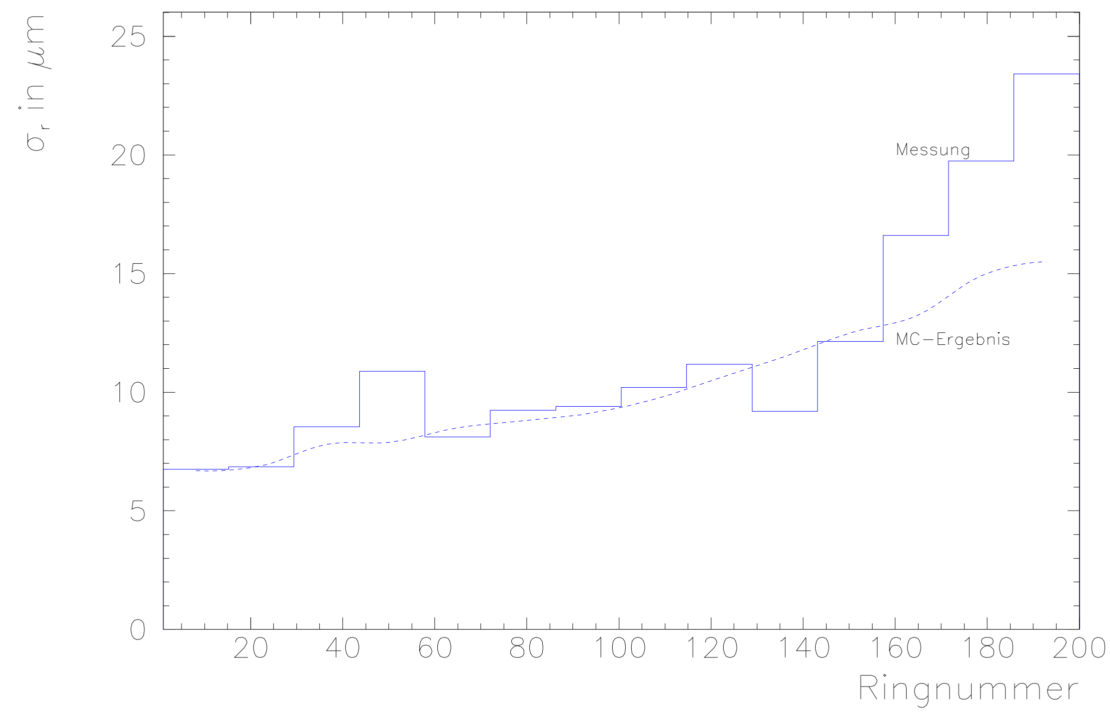



Abbildung 6.10: r-Auflösung in Abhängigkeit der Ringnummer in $\mu$m. Dargestellt ist die Auflösung in Driftrichtung $\sigma_r$ über der Ringnummer sowohl für die Messung als auch für die MC-Simulation dieses Detektors.

beträgt die Auflösung 6.75 $\mu$m, am innersten Ring 221 wächst die Ortsunschärfe auf 23.41 $\mu$m an. Die MC-Rechnung (S/R = 50) stimmt gut mit den gemessenen Werten überein.

Im Mittel über die gesamte Kammer zeigt Abbildung 6.11 eine mittlere Auflösung von 12.2 $\mu$m. Die Herkunft eines zweiten Peaks genau im Abstand eines Zeit-Bins links vom Haupt-Peak konnte nicht erklärt werden.

Die quadratische Addition der Werte aus der Nichtlinearität und der mittleren lokalen Auflösung ergibt als Maß die mittlere, totale Ungenauigkeit der Ortsbestimmung in Driftrichtung: $\sigma_r^{tot} = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_{lin}^2}$. Sie wird durch die Nichtlinearität dominiert. Da die Abweichung von der Linearität aber prinzipiell kalibrierbar ist, limitiert lediglich die lokale Auflösung in radialer Richtung die Teilchenlokalisierung.

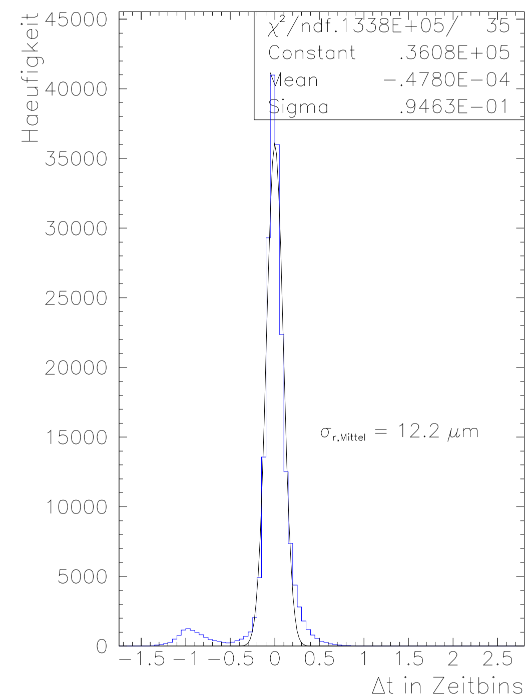



Abbildung 6.11: Lokale Auflösung in Driftrichtung (nach Kalibration) gemittelt über r.
Daraus ergibt sich eine mittlere Auflösung vom $\sigma_r \approx 12\ \mu$m.

## 6.5 Ballistisches Defizit

Zur Beurteilung des Effektes des ballistischen Defizits und der Diffusion senkrecht zur Driftrichtung wurden das Amplitudenintegral, die Pulszuglänge auf der Zentralanode 8 und die Zahl der von einem Hit getroffenen Anoden in Abhängigkeit von der Ringnummer dargestellt. Abbildung 6.12 zeigt das Amplitudenintegral und die Fußbreite des Signals in Abhängigkeit von der Ringnummer. Wenn die freigesetzte Ladungsmenge konstant ist, muß die Amplitude für längere Driftzeiten aufgrund von Diffusion und ballistischem Defizit abnehmen. Dieser Effekt bestätigt sich. Es ist dabei ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Länge des Pulszuges in Zeitbins und dem Amplitudenintegral zu erkennen.

Der Abfall im Amplitudenintegral entspricht einem Faktor 8. Das heißt, die Amplitude der von dem Laser erzeugten Ladungswolke nimmt über den gesamten Driftbereich der Driftkammer um 1/8 ab. Dieser enorme Effekt ist nicht allein auf das ballistische Defizit zurückzuführen. Man erwartet durch die elektronische Auslesekette einen Faktor 2 an Amplitudenverlust.

Zur Überprüfung dieser Diskrepanz wurde die schon in [13] beschriebene $^{241}$Am-Quelle (Americium) verwendet. Die Quelle sendet Röntgenstrahlung der Energie 59.5 keV aus. Die Quelle wurde nah über der Oberfläche des Detektors einmal an den inneren und dann an den äußeren Rand positioniert und mit einem Oszilloskop die Amplituden der ankommenden Signale beobachtet. Dabei zeigte sich keine erkennbare Amplitudenverminderung. Dies weist wieder auf eine Unzulänglichkeit (wie im Abschnitt vorher schon angesprochen) der Ionisation durch den Laserpuls hin. Zur Kontrolle wurde dann noch der Laser von Hand in den Ringen 1 und 221 positioniert und es zeigte sich wieder dieser starke Amplitudenverlust um einen Faktor 8. Eine Fehlpositionierung des Lasers als Ursache des enormen Amplitudenverlustes der Signale läßt sich damit ausschließen.

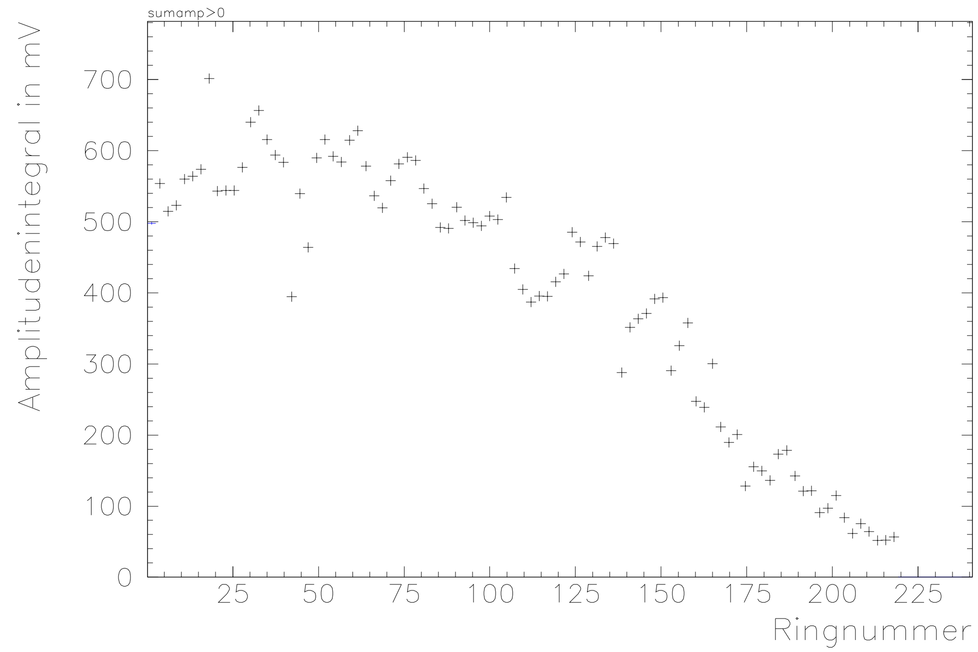
Die Kurven aus Abbildung 6.12 zeigen eine oszillierende Charakteristik, die mit der Annahme einer oszillierenden effektiven Laserintensität zu erklären ist. Vermutlich hat der Laserpuls im Verlauf der Messung die Lücke zwischen den Aluminisierungen unterschiedlich gut getroffen und demzufolge mehr oder weniger Ladung freigesetzt.

Eine weitere interessante Größe der Messung ist die Anzahl der getroffenen Anoden über die gesamte Kammer (Abbildung 6.13). Bei größer werdender Ringnummer ergibt sich durch längere Driftzeiten eine größere Diffusion. Dadurch müßte die Zahl der von einem Hit getroffenen Anoden mit wachsender Ringnummer ebenfalls anwachsen. Man erkennt die einsetzende Ladungsteilung ab Ringnummer 70 und das dann stetige Anwachsen der Breite der Ladungsverteilung in $\phi$. Etwa ab Ringnummer 150 macht sich dann aber das ballistische Defizit und die Diffusion bemerkbar. Es werden zwar mehr Anoden von einem Hit getroffen, aber durch Amplitudenverlust auf einer Anode fällt diese Anode unter die Hard- oder Software-Schwelle und kann somit nicht mehr zur Hitrekonstruktion verwendet werden. Dadurch sinkt die mittlere Anodenzahl wieder ab mit wachsender Ringnummer.

Ab einer bestimmten r-Position nimmt zunächst die Pulsbreite zu, bis schließlich der Effekt des Amplitudenverlustes die Signale unter die Schwelle fallen läßt, wodurch wieder weniger Anoden getroffen werden. Im Mittel werden 1.9 Anoden und 6.4 Zeitbins von einem Hit überstrichen.

Es sei noch einmal besonders hervorgehoben, daß der im Lasertest beobachtete Amplitudenverlust nicht durch das ballistische Defizit verursacht wird, sondern aufgrund der Ionisation mit einem Laser ein stärkerer Effekt verursacht wird. Abhilfe würde eine größere Wellenlänge (etwa 1060 nm) mit einer damit verbundenen größeren Eindringtiefe des Lasers in das Silizium schaffen.

Bei der neuen 4"-Kammer besteht dieses Problem nicht, da in den Feldringen Öffnungsfenster in der Aluminisierung vorgesehen sind, und auch mit einer 904 nm Laserdiode die Ionisierung in einem Bereich großer Feldstärke erfolgt.



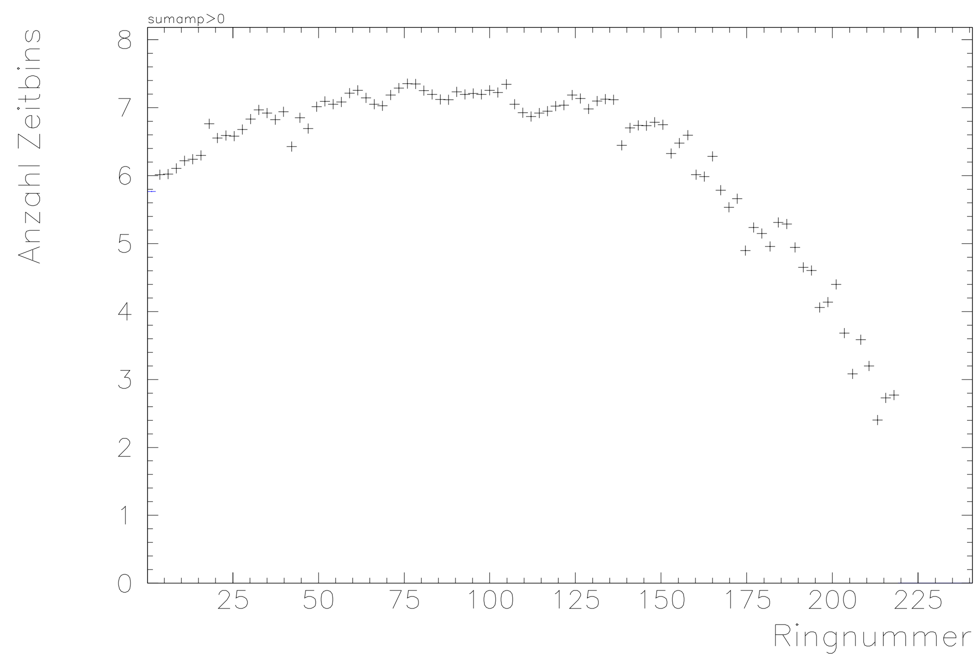




Abbildung 6.12: Signalamplitude gegen Einschußort (oben) und Anzahl der Kanäle das FADC-Pulses oberhalb einer Schwelle von 10 mV dargestellt über der Ringnummer (unten).

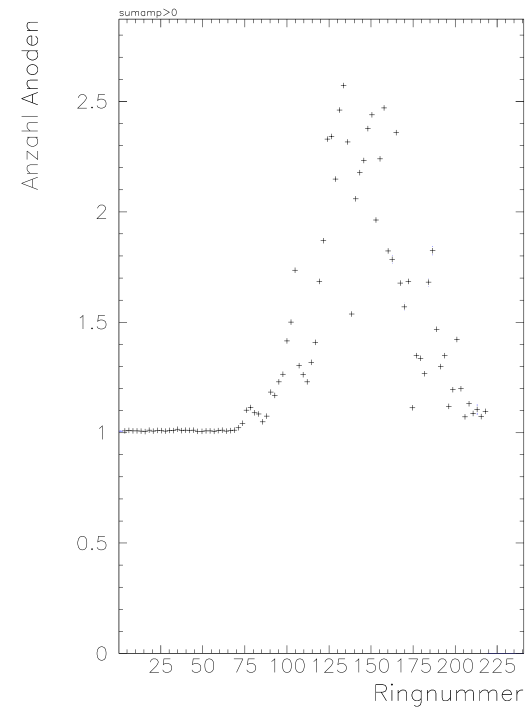



Abbildung 6.13: Anodentreffer über Ringnummer.

## 6.6 Zeitdifferenzen

Eine wichtige Größe für die Analyse sind die Zeitdifferenzen zwischen zwei Pulszügen auf benachbarten Anoden desselben Hits. Zur Hit-Rekonstruktion wird zunächst die zeitliche Lage der Pulszüge auf unterschiedlichen Anoden durch Schwerpunktbildung rekonstruiert. Dabei ist zu beachten, daß die zeitliche Signalform nicht nicht streng symmetrisch ist und deshalb bei der Schwerpunktbildung Zeitdifferenzen auftreten können, die durch unterschiedliche Amplituden und einer Verschiebung des Schwerpunktes durch eine Schwelle erklärt werden können [5]. Dann werden Pulszüge benachbarter Anoden, die in einem bestimmten Zeitfenster liegen zu einem Hit zusammengefasst. Die Größe dieses Zeitfensters ist hierbei von großer Bedeutung. Dazu werden die im Lasertest beobachteten Zeitdifferenzen in ein Histogramm aufgetragen (Abbildung 6.14). Daraus erkennt man, daß Zeitdiffe-

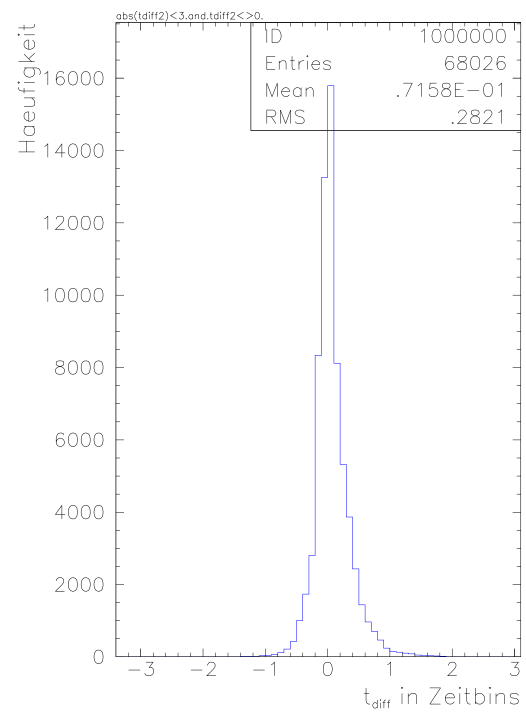



Abbildung 6.14: Zeitdifferenzen zwischen zusammengehörenden Pulszügen auf benachbarten Anoden.

renzen im Bereich um 1 Zeit-Bin, d. h. 20 ns bei zusammengehörenden Pulszügen im Bereich des Möglichen liegen. Das Zeitfenster zur Hit-Rekonstruktion muß, um 95 % der Hits zu erfassen, bis zu 1.1 Zeit-Bin groß gewählt werden. Die Breite dieser Verteilung beträgt etwa 6 ns.

## 6.7 Materialeigenschaften des Detektor-Siliziums

Hier wird versucht, aus den im Lasertest gemessenen Daten die Diffusionskonstante sowie die Elektronen-Beweglichkeit im Silizium zu ermitteln.

### 6.7.1 Die Mobilität $\mu$ der Elektronen

Der Literaturwert ([10]) für die Mobilität der Elektronen bei 300 K ist $\mu = 1500\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$.

Durch Messung der Driftgeschwindigkeit $v_{Drift}$ und des Driftfelds $E$ lässt sich dieser Wert bestimmen. Es gilt

$$v_{Drift} = \mu \cdot E.$$

Gemessen wurde eine Driftgeschwindigkeit $v_{Drift} = 6.41\ \mathrm{mm}/\mu\mathrm{s}$. Am externen Spannungsteiler liegt im Mittel eine Driftspannung von $U = 71.12 \pm 1.04$ V/Section an. Daraus ergibt sich ein mittleres Driftfeld von $E = 494$ V/cm. Mit obiger Beziehung ergibt sich daraus für $\mu = 1298\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$.

Um diese um einen Faktor 1.15 zu kleine Mobilität zu erklären, würde bei der starken Temperaturabhängigkeit von $\sim T^{-2.4}$ eine Temperatur von ca. 318 K genügen. Da der Detektor sich durch die angelegte Spannung zur Driftfelderzeugung stark erwärmt, ist dies aber durchaus möglich. Eine Temperaturmessung am Detektor selbst wurde leider nicht durchgeführt.

### 6.7.2 Die Diffusionskonstante $D$

Der Literaturwert für $D$ ist 3500 mm$^2$/s bei 300 K ([10]).

Die Diffusionskonstante $D$ sollte sich aus Messung der Signalbreite $\sigma_t$ in Driftrichtung und der Driftzeit $t_{Drift}$ ermitteln lassen.

Es gilt die Formel

$$\sigma_t^2 = 2 \cdot D \cdot t_{Drift} + \sigma_{t,0}^2 + \sigma_{elec}^2$$

Trägt man $\sigma_t^2$ über $t_{Drift}$ auf, so ergibt sich eine Gerade mit der Steigung $2 \cdot D$ und dem y-Achsenabschnitt $\sigma_{t,0}^2 + \sigma_{elec}^2$. $\sigma_{t,0}$ ist die Anfangspulsbreite bei Beginn der Drift, $\sigma_{elec}$ ist die durch den Shaper verursachte Verbreiterung des Signals.

Aus den Abbildungen 6.15 (a) und (b) liest man die Werte eines linearen Fits an die Daten ab.

Auf der y-Achse ist $\sigma_t^2$ in Quadraten der Zeitbins dargestellt, damit ergibt sich für $D$ die Formel

$$D = \frac{A1}{2} \cdot (20\ ns\ \cdot 6.41\ mm/\mu s)^2$$

D hat hier die Einheit $\mu\mathrm{m}^2/\mu\mathrm{s}$.

Das Monte-Carlo liefert genau den verwendeten Literaturwert zurück. Mit der Steigung der Ausgleichsgeraden $A1 = 0.4363$ ergibt sich $D$ zu 3503 mm$^2$/s.

Die Messung ergibt dagegen einen um einen Faktor 1.83 kleineren Wert. Mit der Steigung $A1 = 0.2323$ ergibt sich $D$ zu 1909 mm$^2$/s.

Diese Diskrepanz wird am deutlichsten, wenn man Monte Carlo und Messung in dasselbe Bild einzeichnet (Bild 6.15 (c)).

[13] hatte einen Wert für $D = 4900$ mm$^2$/s gefunden, der ebenso stark, aber nach oben vom Literaturwert abweicht.

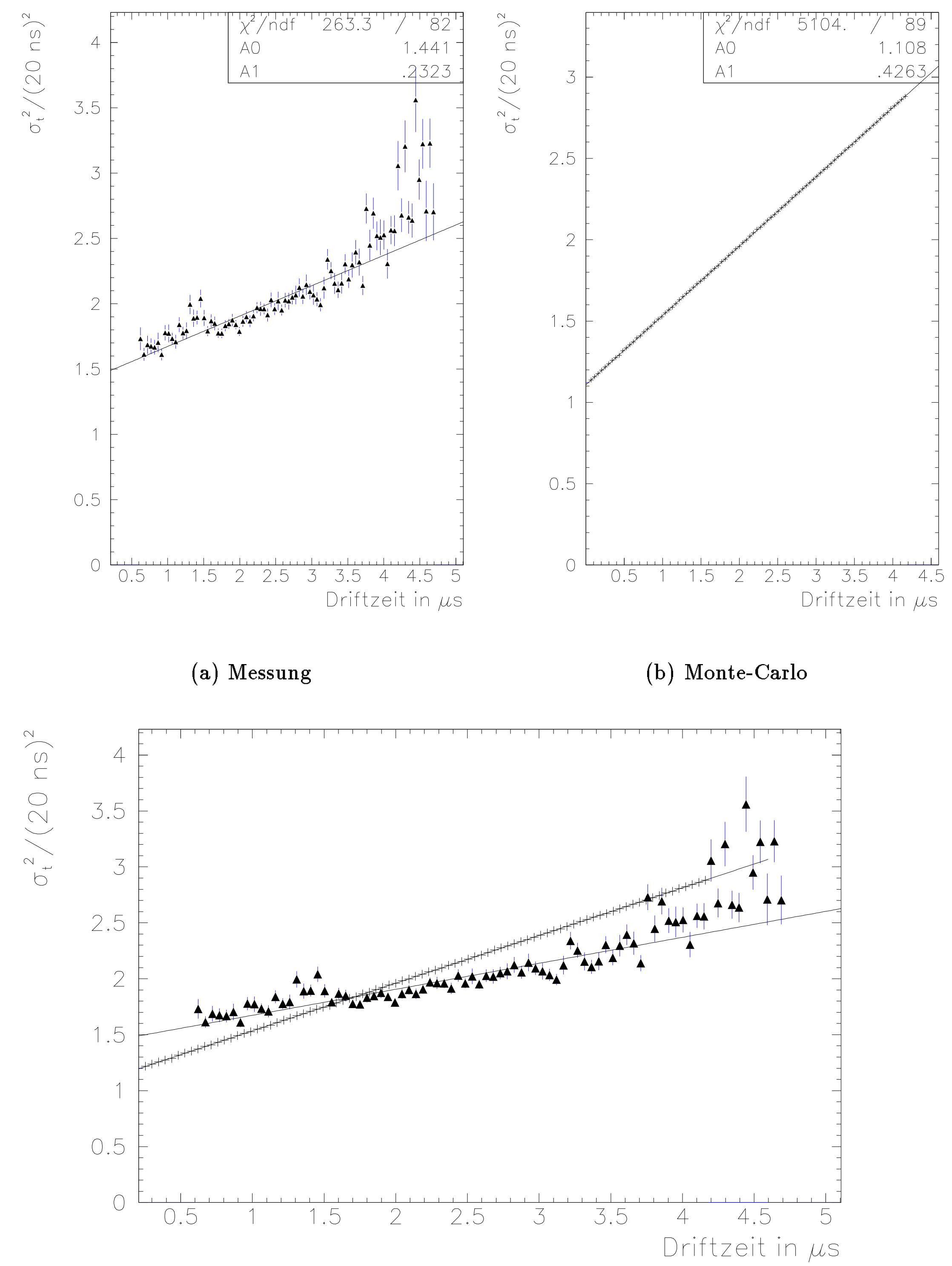
Ein grundsätzliches Problem der Bestimmung der Diffusionskonstante aus dieser Messung ist, daß Vorverstärker und Pulsformer einen verformten Puls wiedergeben, aus dem dann die Pulsbreite rekonstruiert wird. Schmale Pulse werden durch den Pulsformer, der wie ein Bandpass wirkt, verbreitert, während breite Pulse faßt unverändert diesen Filter passieren. Das birgt eine wesentliche Schwierigkeit, da die $D$-Bestimmung auf einer durch die Elektronik unbeeinflußten Pulsbreitenbestimmung beruht. Daher ist die große Abweichung zwischen Literatur- und Messwert aus der Meßmethode begründet.

### 6.7.3 Die Anfangspulsbreite

Zur Bestimmung der Breite $\sigma_t$ der Ladungs-Verteilung werden mindestens zwei Zeitbins benötigt. Sonst wird nur die Breite eines Zeitbins rekonstruiert.

Die Breite eines Zeitbins beträgt $\sigma_t = 20$ ns, woraus eine Breite von 128 $\mu$m folgt.

Für $t_{Drift} = 0$ ergibt sich $\sigma_t^2 = \sigma_{elec}^2 = 1.108$ Zeitbins$^2$. Damit folgt eine Anfangspulsbreite von 134 $\mu$m. Aus der Messung (6.15 (a)) ergibt sich jedoch $\sigma_r = 154$ $\mu$m. Nach quadratischer Subtraktion der Monte-Carlo-Anfangspulsbreite ergibt sich eine durch den Laser erfolgte Verschmierung der Ladungswolke von 76 $\mu$m, die nicht aus der Anstiegszeit des Laserpulses erklärbar ist, sondern wieder auf die Verweilzeit in der Potentialtasche hinweist.




(a) Messung

(b) Monte-Carlo

(c) Vergleich Monte-Carlo und Messung

Abbildung 6.15: Das Quadrat der Signalbreite $\sigma_t$ in Driftrichtung über der Driftzeit aus Experiment und MC-Simulation.

## 6.8 Zusammenfassung

Die nachstehende Tabelle 6.1 faßt die wichtigsten Größen dieser Driftkammer im Vergleich zur Arbeit von Hess [5] (Quelle u. a. [4]) zusammen.

| | | Hess [5] | diese Arbeit |
|---|---|---|---|
| Driftgeschwindigkeit | | 6.66 mm/$\mu$s | 6.41 mm/$\mu$s |
| r-Auflösung | lokal | $\sigma_r < 10\ \mu$m | 6.75 $\mu$m $< \sigma_r <$ 23.41 $\mu$m |
| | gemittelt | $\sigma_r = 6\ \mu$m | $\sigma_r = 12.2\ \mu$m |
| | | mit Pulsanalyse | Schwerpunktsbestimmung |
| Linearität | | $\sigma_r^{lin} < 34\ \mu$m | $\sigma_r^{lin} < 64\ \mu$m |
| $\phi$-Auflösung | lokal | $\sigma_\phi = 3 \ldots 10$ mrad | 0.64 mrad $< \sigma_\phi <$ 5 mrad |
| | gemittelt | $\sigma_\phi = 2.5$ mrad | $\sigma_\phi = 2$ mrad |
| | | mit Ladungsteilung | über ganz $r$ |
| | | $\sigma_\phi = 5$ mrad | $\sigma_\phi = 1.32$ mrad |
| | | ohne Ladungsteilung | mit Ladungsteilung |
| Zentralanodeneffekt | | vorhanden | nicht erkennbar |

Tabelle 6.1: Vergleich der von Heß und mir getesteten Driftkammern.

Aus der Verdrehung der Feldringe ergibt sich also tatsächlich eine wesentliche Verbesserung der gleichmäßigen Ladungssammlung und damit einhergehend eine Verbesserung der $\phi$-Auflösung.

Die Unzulänglichkeit des Lasertestes an sich zeigt sich bei Messung des ballistischen Defizits und der Linearität der Kammer in Driftrichtung, wie schon an den entsprechenden Stellen angesprochen.

# Kapitel 7

# Monte-Carlo-Simulationen der neuen SiDC

In diesem Kapitel werden zunächst die theoretischen Grenzen der Ortsauflösung von Anodenstrukturen dargestellt. Dann werden die Monte-Carlo-Simulationen zur neuen radialen Silizium-Drift-Kammer mit verbessertem Design beschrieben.

## 7.1 Die Auflösung einer Anodenstruktur

### 7.1.1 Die Grenzen einer Anodenstruktur

In die Ortsauflösung der Driftkammer gehen als wesentliche Faktoren die Größe der Anoden und die Breite der angenommenen Ladungsverteilung ein [17]. Als Rekonstruktionsfehler wird dabei die Abweichung zwischen generierter Position der gaußförmigen Ladungsverteilung und rekonstruierter Position angenommen:

$$x_{Fehler} = x_{gen} - x_{rek}.$$

In einem Monte-Carlo-Programm wurde eine Ladungsverteilung der Breite $\sigma_{Signal}$ am Ort $x_{gen}$ erzeugt (vgl. Abbildung 7.1). Dieses Signal wurde dann von einer Anodenstruktur mit Anoden der Breite $a$ aufgesammelt. Somit steht für jede Anode ein Amplitude zur Verfügung, die zur Rekonstruktion des Ladungsschwerpunktes verwendet wird. Damit wird durch Schwerpunktsbildung über die Anoden die Position $x_{rek}$ der Ladungsverteilung rekonstruiert. Die mittlere quadratische Abweichung von $x_{Fehler}$ ist ein Maß für die Ortsauflösung. Für Signale geringer Breite ($\sigma_{Signal} \approx 0$) ergibt sich als theoretischer Wert für die Auflösung $a/\sqrt{12}$. a bedeutet hierbei die Größe einer Anode. Bei endlicher Breite der Ladungsverteilung zeigt sich eine Verbesserung der Auflösung, da sich dann die Ladung auf mehrere Anoden aufteilt, die mit der Amplitudeninformation zusammen zur besseren Rekonstruktion des Ladungsschwerpunktes verwendet werden können. Bei einem Verhältnis $\sigma_{Signal}/a \approx 0.4$ zeigt sich der Bestwert der Auflösung. In jeder realen Meßanordnung ist der Signalladung eine Rauschladung überlagert. Die Abbildung 7.2

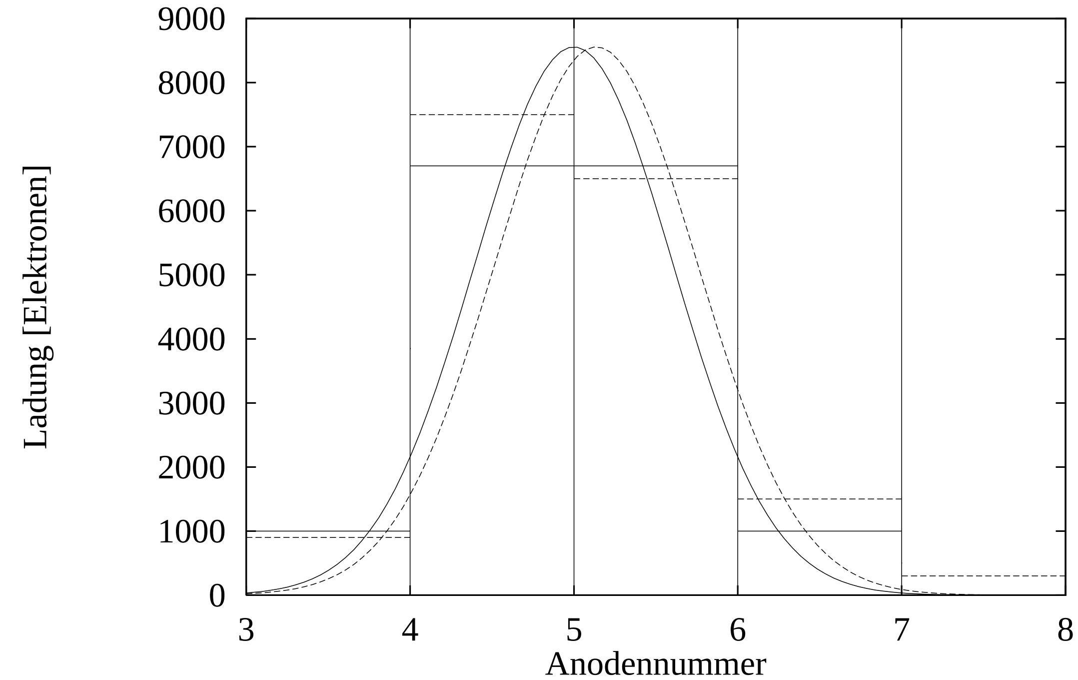



Abbildung 7.1: Zur Veranschaulichung der Vorgehensweise der Simulation. Dargestellt ist die generierte gaussförmige Ladungsverteilung (durchgezogene Linie) und ihr durch die Anoden abgetastetes Histogramm sowie das nach dem Rauschen ($\pm$ 500 ENC) rekonstruierte Signal (gestrichelt).

zeigt das Monte-Carlo-Ergebnis für den Rekonstruktionsfehler ohne Rauschen und mit Rauschen (S/R=50). Eine wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis S/R. Damit ist das Verhältnis zwischen mittlerer Amplitude des Signals und mittlerer Breite des Rauschens gemeint. Das Rauschen wird dabei als gaußverteilte Zufallsvariable mit Mittelwert Null und Breite $\sigma_{Noise}$ aufgefaßt. Die Rekonstruktionsgenauigkeit verschlechtert sich nach dem Optimum wieder für den Fall mit Rauschen. Je mehr Anoden von der Ladungsverteilung getroffen werden, d. h. je größer die Ladungsteilung auf mehrere Anoden wird, trägt jede Anode mit ihrem Rauschen zu einer Verfälschung des Rekonstruktionsergebnisses bei. Das heißt zunächst, für schmale Signale verbessert sich die Auflösung durch Ladungsteilung bis zu einem Maximum. Danach verschlechtert sich die Auflösung wieder in Anwesenheit von Rauschen, ebenfalls verursacht durch die stärker werdende Ladungsteilung.

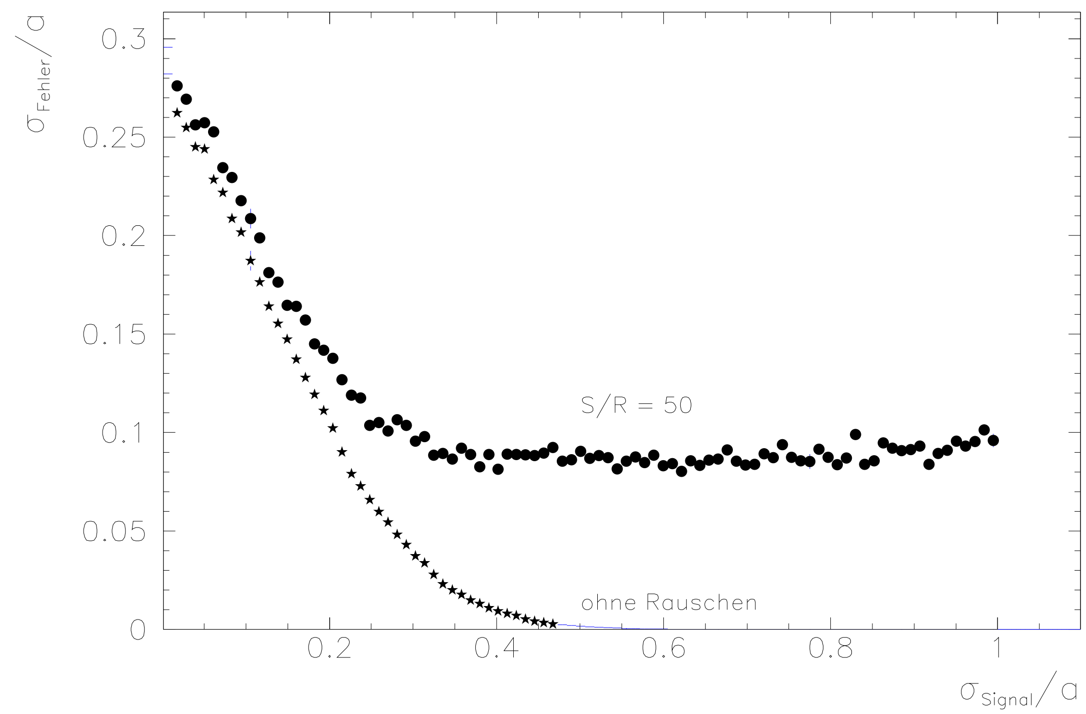



Abbildung 7.2: Rekonstruktionsfehler in Abhängigkeit von der Signalbreite. Dargestellt ist die relative Auflösung ohne Rauschen und mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von S/R = 50 in Abhängigkeit von der relativen Signalbreite.

### 7.1.2 Vergleich von Schwerpunktbildung und Fit

Zur Rekonstruktion der Position der Ladungsverteilung gibt es neben der einfachen und schnellen Schwerpunktsbildung noch die Möglichkeit, bei Kenntnis der Form der anzupassenden Ladungsverteilung einen Fit-Algorithmus zur Rekonstruktion zu verwenden.

Zur Rekonstruktion der Ladungsverteilung in Driftrichtung wird eine Gaußfunktion an die Daten angefittet.

Der Fit selbst erlaubt eine genauere Rekonstruktion des Ladungsschwerpunktes durch Anpassung der verschiedenen Parameter der anzufittenden Ladungsverteilung. Die Verbesserung der Auflösung durch einen Fit beträgt etwa einen Faktor 1.5 im Vergleich zur Schwerpunktsbildung.

Da es sich bei der Ladungsverteilung senkrecht zur Driftrichtung um eine aufintegrierte Gaußfunktion handelt, ist ein Gauß-Fit nicht die beste Lösung. Man stellt zwar bei der Rekonstruktion des Ladungsschwerpunktes keine große Abweichung fest. Die Breite $\sigma_{rek}$ der Ladungsverteilung wird aber nur mit großer Abweichung wiedergegeben. Zur Rekonstruktion der Ladungsverteilung senkrecht zur Driftrichtung wird daher die Gauß'sche Fehlerfunktion an die Daten angepaßt. Die von einer Anode aufgesammelten Ladung entspricht dabei dem Integral unter einer Gaußverteilung, integriert über die Anodenbreite. Dabei zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen generierter und rekonstruierter Breite der Ladungsverteilung.

Nachteile des Fits sind zum einen der erhöhte Zeitaufwand gegenüber der Schwerpunktsbildung. Zum anderen ist die genaue Kenntnis der anzupassenden Ladungsverteilung für das Gelingen des Fits notwendig.

## 7.2 Simulationen zur neuen SiDC

Der wesentliche Gedanke zur Auflösungsverbesserung der Silizium-Driftkammer war die Verwendung eines Dubletts von ideal radialen Detektoren, die um eine halbe Anodenbreite gegeneinander verdreht montiert werden sollten. Dadurch ergibt sich eine effektive Halbierung der tatsächlichen Anodenbreite. Wie oben gezeigt wurde, hängt das Optimum der Auflösung vom Verhältnis der Pulsbreite zur Anodenbreite ab. Bei Halbierung der Anodenbreite ist somit auch eine Halbierung der Pulsbreite (z. B. durch Erhöhung der Driftgeschwindigkeit) möglich, ohne die Auflösung des Detektorsystems zu beeinflußen.

### 7.2.1 Die Geometrie der Simulation

Das Target für den Pb-Strahl besteht aus mehrern Scheiben und erstreckt sich entlang der Strahl-Achse um $\pm 1$ cm um z = 0. Die erste Driftkammer befindet sich strahlabwärts bei $z_I = 110$ mm (SiDC I), die zweite (SiDC II) bei $z_{II} = 125$ mm (siehe Abbildung 7.3). Die Akzeptanz des Spektrometers überdeckt den Bereich $8° \leq \theta \leq 15°$. Der Akzeptanzbereich läßt sich auf die SiDC abbilden, dadurch ergeben sich ein minimaler Radius $r_{min} = 15$ mm und ein maximaler Radius $r_{max} = 36$ mm auf der Kammer, für den die Auflösung untersucht und optimiert werden soll. Die Anoden sitzen bei einem Radius $r_A = 42$ mm außerhalb der Akzeptanz, um durch zusätzliche Drift für Hits am äußeren Rande des Akzeptanzbereiches noch eine Signalverbreiterung durch Diffusion zu erreichen

### 7.2.2 Die Hiterzeugung durch Primärionisation

Im folgenden ist mit Signal die durch Ionisation generierte Ladungsverteilung im Detektor gemeint. Mit Pulszug ist die Information des Signals nur auf einer Anode, d. h. in einem FADC-Kanal gemeint. Mit Hit ist die nach den Analysealgorithmen in $r$ und $\phi$ rekonstruierte Ladungsverteilung gemeint.

Zur Simulation wurde eine radialsymmetrische Kammer angenommen. Die Positionen der erzeugten Hits erstrecken sich über den gesamten r-Bereich der Kammer. In $\phi$ wurde hingegen nur ein Ausschnitt von 20 Anoden zur Simulation

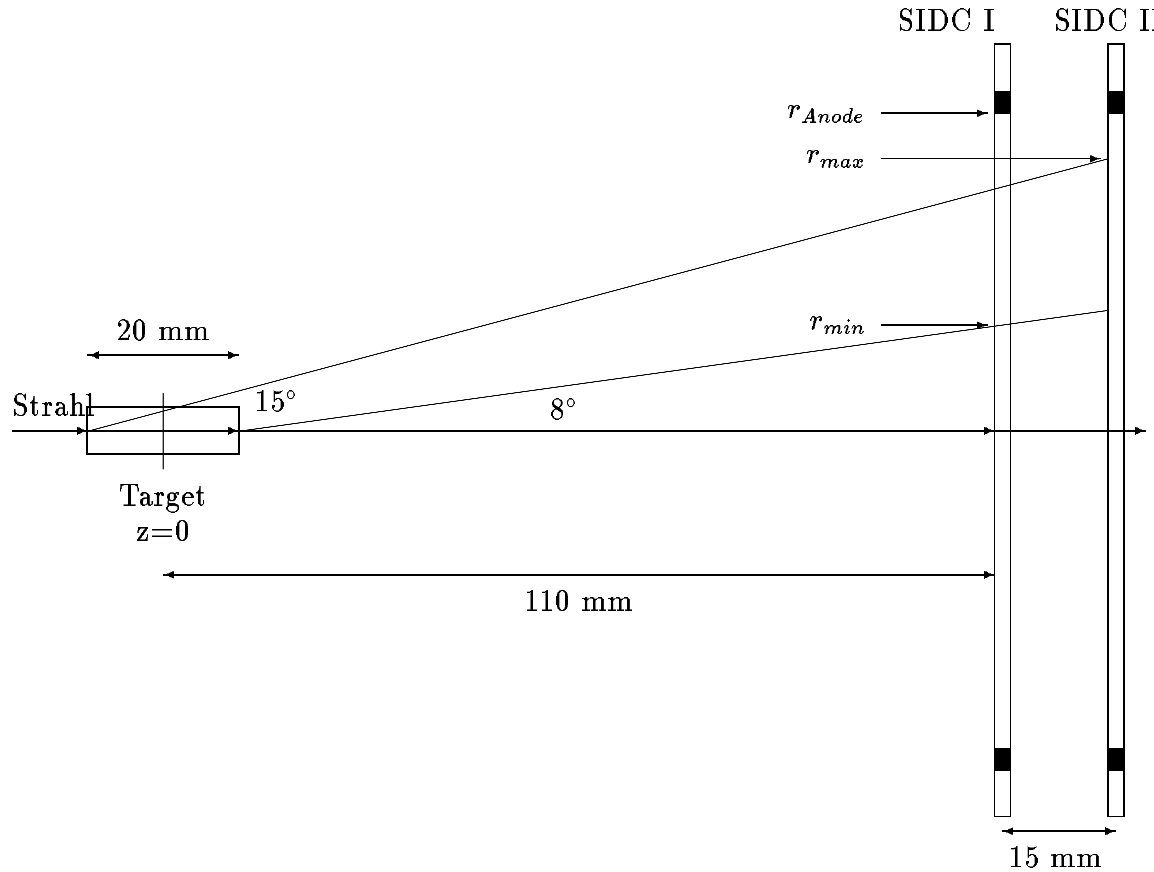



Abbildung 7.3: Geometrie des Dubletts der Kammern.

verwendet. Die Position des Hits in $\phi$ wurde um die 10. Anode herum um eine Anodenbreite ($= \pm 0.5°$) variiert.

Zunächst wird auf der ersten Silizium-Driftkammer die Position des Hits $(r_1, \phi)$ gleichverteilt in $r_1$ und $\phi$ gewürfelt. Dann wird die Amplitude, ausgedrückt in Elektronen, ebenfalls gewürfelt. Dazu wird eine gemäß der experimentell (S-Au-Daten) ermittelten Amplitudenverteilung (Landau) für ein minimal ionisierendes Teilchen gewürfelte Zufallszahl verwendet (Abbildung 7.4). Ein minimal ionisierendes Teilchen erzeugt im 280 $\mu$m dicken Silizium-Detektor im Mittel eine Ladungsmenge $\bar{Q}_{in} = 25000$ Elektronen. Dies wird als stochastische Variable verwendet. Mit der Landauverteilung als Wahrscheinlichkeitsdichte läßt sich eine Zufallszahl ziehen, die die Amplitude mit Mittelwert $\bar{Q}_{in}$ ergibt.

### 7.2.3 Drift und Diffusion der Elektronen

Nach der Erzeugung der Ladungswolke driften die Elektronen in Richtung der Anoden. Die Ladungsverteilung der Elektronen unter Einfluß eines äußeren elek-

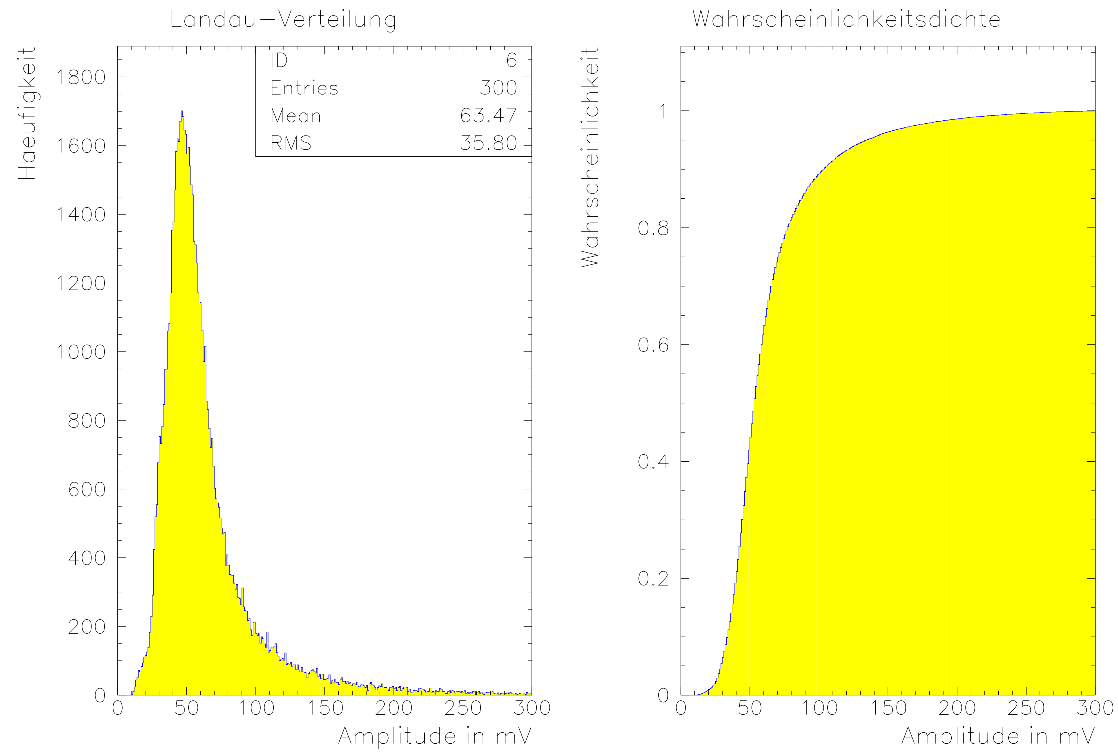



Abbildung 7.4: Landau-Verteilung und Wahrscheinlichkeitsdichte. Experimentelle Landau-Verteilung aus S-Au-Daten (links) und die kumulierte Wahrscheinlichkeitverteilung (rechts) für die Signalhöhen (mV) am FADC-Eingang.

trischen Feldes $\vec{E}(\vec{x},t)$ wird durch eine Kontinuitätsgleichung beschrieben:

$$\frac{\partial n(\vec{x},t)}{\partial t} = D \cdot \Delta n(\vec{x},t) + \nabla \vec{j}(\vec{x},t)$$
$$\vec{j}(\vec{x},t) = \mu \cdot n(\vec{x},t) \cdot \vec{E}(\vec{x},t).$$

Dabei ist $\vec{j}$ die Stromdichte, D die Diffusionskonstante (für Elektronen in Silizium bei 300 K 35 cm$^2$/s) und $\mu$ die Beweglichkeit der Elektronen (ebenfalls bei 300 K 1500 cm$^2$/Vs) [10]. Die Beweglichkeit zeigt eine starke Temperaturabhängikeit $\sim T^{-2.4}$.

Zwei Prozesse führen zu einer Verbreiterung der Ladungswolke in radialer Richtung während der Drift: die Diffusion und die elektrostatische Repulsion. Für den Grenzfall geringer Elektronendichte ist die Vernachlässigung der Verbreiterung der Elektronenwolke durch Repulsion hier zulässig [13].

Zur Lösung der Kontinuitätsgleichung macht man einen Separationsansatz

$$n(\vec{x},t) = n(\vec{x}_\perp,t) \cdot n(z,t),$$

z ist senkrecht zur Detektorebene, $\vec{x}_\perp$ ist die durch Radius $r$ und Azimuthwinkel $\phi$ aufgespannte Ebene senkrecht zum Strahl. In z-Richtung ergibt sich als Lösung der Differentialgleichung eine Gaußsche Glockenkurve mit der Breite $\sigma_z \approx 4\ \mu m$ [13] verursacht durch die Ladungssammlung in der Potentialrinne.

Die Ladungsverteilung in der $\vec{x}_\perp$-Ebene wird durch eine zeitabhängige, zweidimensionale Gaußverteilung beschrieben. $r_s(t)$ beschreibt die Bewegung des Schwerpunktes der Ladungswolke in Driftrichtung.

$$r_s(t) = r_{s,0} + \int_{t'=0}^{t'=t} v_{Drift}(r_s(t'))dt'$$
$$v_{Drift} = \mu \cdot \vec{E}.$$

$v_{Drift}(r_s)$ ist die Driftgeschwindigkeit am Ort $r_s$. $(r_{s,0}, \phi_0)$ ist der Punkt, an dem die Ladungswolke erzeugt wurde.

In radialer Richtung verbreitert sich die Ladungsverteilung aufgrund der Diffusion

$$\sigma_r^2(t) = \sigma_{r,0}^2 + 2Dt = \sigma_{r,0}^2 + 2D\frac{r_{Anode} - r_s}{v_{Drift}}.$$

$t$ ist hierbei die Driftzeit. In axialer Richtung erhält man zusätzlich zum Beitrag der Diffusion noch einen Beitrag, der von der Projektion des elektrischen Feldes herrührt,

$$\sigma_\phi^2(t) = \sigma_{\phi,0}^2 + 2D \cdot (\frac{r_{Anode}}{v_{Drift}} \cdot (\frac{r_{Anode}}{r_s} - 1)).$$

$r_{Anode}$ ist der Radius, bei dem die Anoden sitzen [13]. Die Anfangspulsbreiten $\sigma_{\phi,0}$ und $\sigma_{r,0}$ werden vernachlässigt.

### 7.2.4 Einflüsse der Ausleseelektronik

Die Einflüsse der Elektronik auf die Signal-Rekonstruktion gliedern sich in die durch die Vorverstärker-Shaper-Kette vor dem FADC-System und dem FADC-System selbst.

- Signalbreite

  Die durch Drift und Diffusion verursachte Verbreiterung des Signals wird durch die Shaper beeinflußt. Deltaförmige Pulse, d. h. Pulse der Breite $\sigma_r \approx 0$ ns erhalten durch das Shaping eine Breite von $\sigma_{elec} \approx 21$ ns. Diese Shaping-Breite muß zu der durch Diffusion verursachten Breite quadratisch addiert werden,

  $$\sigma_r^{out} = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_{elec}^2}.$$

- Ballistisches Defizit

  Die Ladungswolke erreicht die Anoden. Die Vorverstärker liefern ein der Ladung proportionales Spannungssignal. Die Shaper formen das Signal durch mehrfache Integrationen und Differentiationen zu einem gaussförmigen Puls. Die Zeitkonstante $\sigma_{elec}$ der Shaper, d. h. die Zeit, über die der Shaper das Signal integriert, bewirkt einen Verlust an Amplitude. Breite Signale ($\sigma_{in} >$

$\sigma_{elec}$) werden durch die Shaper in der Amplitude verkleinert, während schmale Signale ($\sigma_{in} < \sigma_{elec}$) nahezu unverändert wiedergegeben werden. Damit läßt sich eine r-Abhängigkeit der Amplitude durch die Pulsformung erwarten. Das ballistische Defizit wird durch $\delta = Q(\sigma_{in})/Q(\sigma_{in} = 0)$ berechnet. Als Funktion für das ballitische Defizit $\delta$ wurde eine quadratische Interpolation der Chip-Spezifikation von Dabrowski[1] verwendet,

$$\delta = 1.\ f\ddot{u}r\ \sigma_{in} = 0\ ns$$
$$\delta = 0.763\ f\ddot{u}r\ \sigma_{in} = 18\ ns$$
$$\delta = 0.527\ f\ddot{u}r\ \sigma_{in} = 32\ ns.$$

Daraus ergibt sich für die Amplitude des Hits vor der Anode in Abhängigkeit von der Signalbreite $\sigma_{in}$ in ns,

$$Q_{out}(\sigma_{in}) = -275.5 \cdot \sigma_{in} - 2.934 \cdot \sigma_{in}^2 + Q_{in}\ Elektronen.$$

- Rauschen

  Das durch die Shaper verursachte Rauschen wird mit 350 Elektronen angegeben. Um weitere Effekte, die das Rauschen beeinflußen, zu berücksichtigen, wurde in der Simulation ein konservativ geschätzter Wert von 500 Elektronen angenommen.

  Das Rauschen wird als gaußverteilte Zufallszahl mit einer Standardabweichung gleich der ENC (= equivalent noise charge) unabhängig für jeden Zeit-Bin dem Signal aufaddiert. Diese vereinfachende Annahme berücksichtigt nicht die Autokorrelation zwischen den einzelnen Zeit-Bins. Andererseits beeinflußt diese Art, das Rauschen zu berücksichtigen, die Hit-Rekonstruktion am ungünstigsten.

- FADC-Frequenz

  Die Scanfrequenz der FADCs wurde in einem weiten Bereich von 50 bis 100 MHz variiert.

- FADC-Digitalisierung

  Die nicht-lineare Digitalisierung der Pulshöhe durch das FADC-System ist äquivalent zu einer Auflösung von 6 bit. Dabei wurde die FADC-Digitalisierung wie bereits in Kapitel 5 angegeben verwendet. Damit wird der Digitalisierungsfehler berücksichtigt.

[1] W. Dabrowski, Integrated front-end electronics for silicon drift detectors, Cracow, Nov. 93.

### 7.2.5 Die Hit-Rekonstruktion

Zunächst wird die Signalladung von der Anodenstruktur abgetastet. Die dann auf jeder Anode vorliegende Ladung ist durch die maximale Amplitude des jeweiligen Pulszuges im FADC-Kanal bestimmt. Ein Hit wird durch die Pulszüge nebeneinanderliegender Anoden zusammengefaßt, die Signalladung ist die Summe der Maximalwerte der einzelnen Pulszüge.

Zur Pulszug-Rekonstruktion wird der Abtastvorgang durch den Scanner nachgeahmt. Wenn die Amplitude zweier aufeinanderfolgender Zeit-Bins über einer vorgegebenen Schwelle (typischerweise wird die Schwelle in Vielfachen der ENC angegeben) liegen, wird der Pulszug zusammen mit 5 Pre-Samples ausgelesen, bis mindestens zwei aufeinanderfolgende Zeit-Bins unter der Schwelle liegen.

Die r-Koordinate eines Pulszuges (in Zeit-Bins) wird durch Fit mit einer Gaußverteilung ermittelt. Die r-Koordinate eines Hits wird durch Schwerpunktbildung aus den r-Koordinaten der Pulszüge benachbarter Anoden gewonnen. Die $\phi$-Koordinate des Hits ergibt sich aus der Ladungsverteilung auf die einzelnen Anoden durch Schwerpunktbildung oder durch Fit mit der Gauß'schen Fehlerfunktion.

## 7.3 Die Struktur der Anodenregion

Für die Anodenregion wurden zwei Strukturen simuliert. Zunächst wurde die 'normale', d. h. durchgängige Anodenstruktur simuliert. Außerdem wurde die Split-Anodenstruktur aus Abbildung 7.6 in das Monte-Carlo nach dem in Abbildung 7.5 dargestellten Schema integriert. Jede Anode hat immer noch eine Größe von 1°.

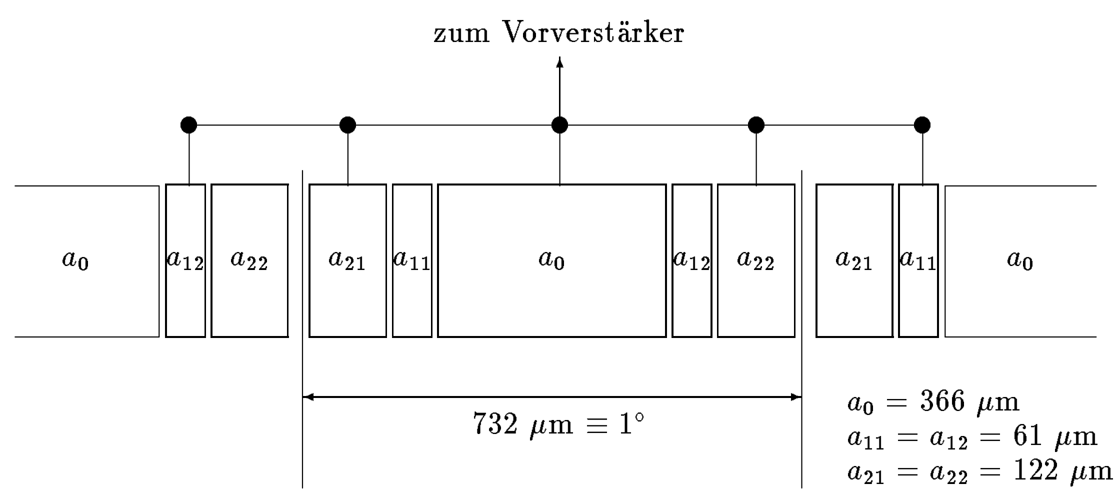



Abbildung 7.5: Schema der Split-Anodenstruktur.

Die Anodenbreite a beträgt bei einem Anodenradius $r_{Anode} = 42$ mm 732 $\mu$m.

Jede dieser Anoden ist in fünf 'Unteranoden' eingeteilt. Um die Ladungsteilung auf mehrere Anoden zu verstärken, wird das an der Anodenstruktur ankommende

Signal nach dem in Abbildung 7.5 gezeigten Schema wieder zusammengesetzt. Zu einer Anode zusammengefasst werden die Unterstrukturen $a_0$, $a_{21}$ und $a_{22}$ der ursprünglichen Anode sowie die Unterstrukturen $a_{12}$ und $a_{11}$ der Nachbaranoden. Dieses Signal wird dann einem Vorverstärkerkanal zugeführt.

Die Größenverhältnisse der einzelnen Unterstrukturen können ebenfalls dem Schema entnommen werden. Durch dieses aufspalten eines Signals auf mehrere Anoden durch die Unterstrukturen $a_{11}$ und $a_{12}$ wird eine Verbreiterung des Signals herbeigeführt, wodurch eine Verbesserung der azimutalen Auflösung erreicht wird.

In Abbildung 7.6 erkennt man im Layout vier Anoden, die wieder in fünf Unteranoden unterschiedlicher Größe unterteilt wurden.

Der Detektor selbst trägt jetzt eine $1°$-Polygonstruktur, da eine ideal runde Kammer durch Soft- und Hardware-Einschränkungen im Layout nicht machbar ist.

Um die Ergebnisse des Monte-Carlo einschätzen zu können, werden die Ergebnisse für die Split-Anodenstruktur den Ergebnissen für eine 'normale' Anodenstruktur gegenübergestellt. Ein besonderes Augenmerk lag dabei auf der Suche nach eventuell durch das erzwungene Aufteilen des Signals auf mehrere Anoden auftretende Nicht-Linearitäten in der $\phi$-Rekonstruktion.

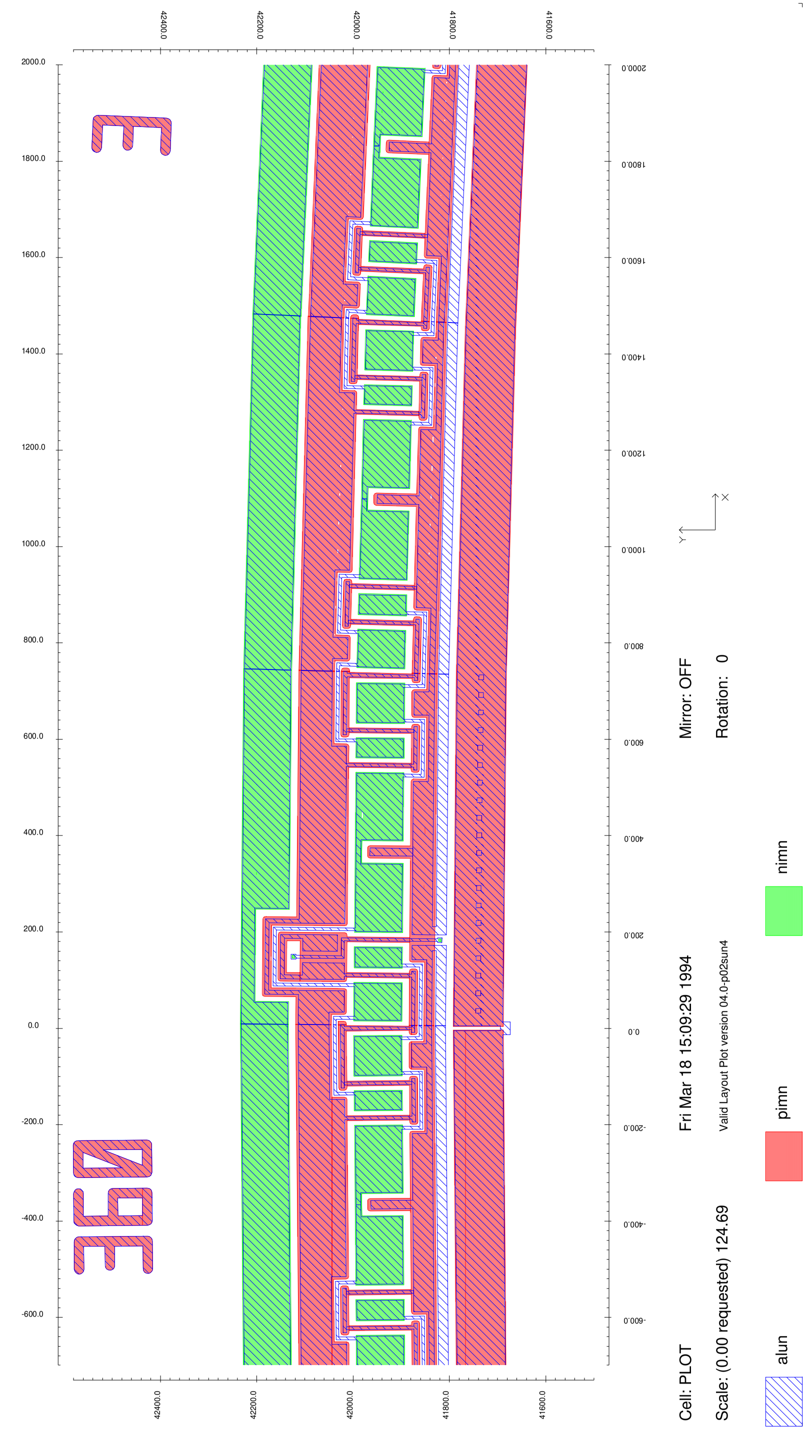



Abbildung 7.6: Die neue Split-Anodenstruktur im Layout.

## 7.4 Zusammenfassung

Die nachstehende Tabelle 7.1 fasst die Parameter der Monte-Carlo-Simulation zusammen.

| | | |
|---|---|---|
| Material | | 4 Zoll Durchmesser, Silizium, $280 \pm 10$ $\mu$m stark |
| Geometrie | | SIDC-I, II 110, 125 mm hinter dem Target |
| | Sensitiver Bereich | $12.0 < r < 42$ mm in r, $2\pi$ in $\phi$ |
| | Anoden | 360, azimutal bei $r_{Anode}$ angeordnet, Breite 732 $\mu$m |
| | Struktur | Split-Anodenstruktur oder durchgehende Struktur |
| | Anodenradius | $r_{Anode} = 42$ mm |
| | $\theta$-Akzeptanz | 6.4 - 17.4° (Targetmitte) |
| | | Rotation der 2. gegen die 1. Kammer um 0.5° |
| Elektronendrift | Feldgeometrie | ideal radial |
| | Driftgeschwindigkeit | 10.0 (8.0) mm/$\mu$s |
| | max. Driftzeit | 2.8 (3.5) $\mu$s |
| | max. Diffusion | $\sigma_t = 14$ (19.6) ns |
| | | $\sigma_\phi = 6.5$ (7.2) mrad |
| Elektronik | Shaper | $\sigma_{elec} = 21$ ns |
| | FADC-Frequenz | 75 - 100 MHz |
| | Rauschen (ENC) | $\sigma_{Noise} = 500$ Elektronen |
| | Ballistisches Defizit | siehe Abschnitt 7.2.4 |
| | Schwelle | $3 \cdot \sigma_{Noise}$ oder $6 \cdot \sigma_{Noise}$ |

Tabelle 7.1: Eingabeparameter für das Monte-Carlo.

# Kapitel 8

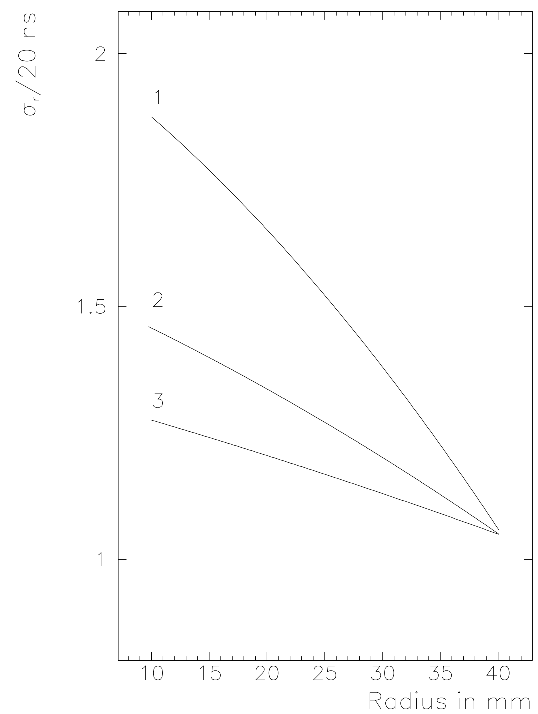
# Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation der neuen Driftkammer des CERES-Experimentes geschildert. Die Simulation liefert die Betriebsdaten der Driftkammer für Blei '94.

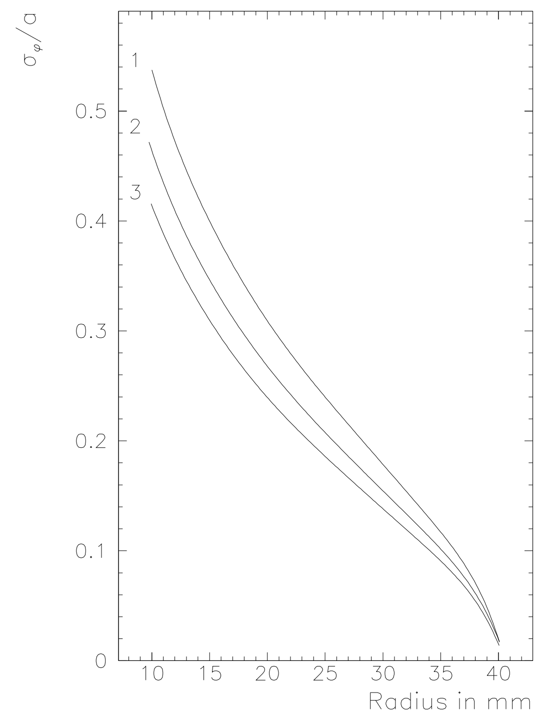
## 8.1 Ballistisches Defizit

Der Amplitudenverlust eines Pulszuges durch die Pulsformung der Shaper läßt sich stark reduzieren. Dazu muß die Variation der durch Diffusion verursachte Breite $\sigma_r^{in}$ des Signals in Driftrichtung minimiert werden und gleichzeitig die Shaper-Zeit-Konstante $\sigma_{elec}$ so angepaßt werden, so daß Pulszüge mit der mittleren Pulsbreite die Pulsformung ohne Abschwächung passieren. Dies geschieht durch Erhöhung der Driftgeschwindigkeit. Daraus resultiert die Verringerung des ballistischen Defizits und, was noch wichtiger ist, die Reduktion der Variation des ballistischen Defizites über r. Dieser Effekt ist in Abbildung 1(c) dargestellt. Die Kurve 1 entspricht einer Driftgeschwindigkeit von 6 mm/$\mu$s, Kurve 2 von 8 mm/$\mu$s und Kurve 3 von 10 mm/$\mu$s.

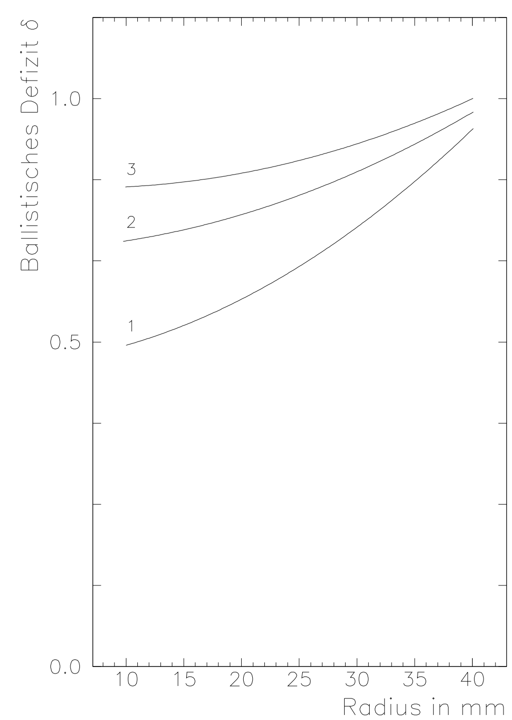
Die Amplitude des Signals wird nicht nur durch das ballistische Defizit reduziert, sondern auch durch Ladungsteilung auf mehrere Anoden. Um die Ladungsteilung zu reduzieren, ist ebenso eine erhöhte Driftgeschwindigkeit anzulegen.




(a) $\sigma_r$/20 ns vs $r$




(b) $\sigma_\phi/a$ vs $r$




(c) $\delta$ vs $r$

Abbildung 8.1: Relative Pulsbreiten $\sigma_r$ (a), $\sigma_\phi$ (b) und ballistisches Defizit $\delta$ (c) über $r$. Die Kurve 1 entspricht einer Driftgeschwindigkeit von 6 mm/$\mu$s, Kurve 2 von 8 mm/$\mu$s und Kurve 3 von 10 mm/$\mu$s. Je kleiner die Pulsbreite $\sigma_r$ in Driftrichtung wird, desto geringer wird das ballistische Defizit und dessen Variation über den Radius. Die Verringerung der azimutalen Pulsbreite $\sigma_\phi$ hat einen geringen Effekt. Ebenso verbessert sich $\delta$ von 0.5 auf 0.85 bei kleinen Radien. Das ballistischen Defizit ist proportional $\sim 1/v_{Drift}$.

## 8.2 Effizienz und Rejektion

### 8.2.1 Effizienz

Einen wesentlichen Einfluß auf die Effizienz des Detektors hat zum einen das eben schon angesprochene ballistische Defizit, zum anderen eine Ausleseschwelle, die zu einer guten Hit-Definition nötig ist, um den tatsächlichen Hit von elektronischem Rauschen unterscheiden zu können. Dies geschieht durch Einführung einer Schwelle in der Analyse, wobei Hits mit einer Amplitude über dieser Schwelle als Hit anerkannt werden und alles, was unter dieser Schwelle liegt als Rauschen verworfen wird. Diese Schwelle wird in Einheiten des Rauschens gesetzt. Wenn äußere Einflüße (pick up) eine höhere Schwelle erfordern, wird allerdings die Angabe der Schwelle in Einheiten des Rauschens irreführend.

In Abbildung 8.2 ist eine Zusammenstellung der Signaleffizienz in der Driftkammer dargestellt in Abhängigkeit vom Radius. Dazu wurden mehrere Rechnungen mit 6, 8 und 10 mm/$\mu$s Driftgeschwindigkeit und $3{\cdot}\sigma_{Noise}$ und $6{\cdot}\sigma_{Noise}$ durchgeführt. Man erkennt den Einfluß der Driftgeschwindigkeit und der Schwelle auf die Zählereffizienz. Eine hohe Driftgeschwindigkeit sowie eine niedrige Schwelle ergeben eine hohe Effizienz.

### 8.2.2 Rejektion von Doppeltreffern

Die Untergrund-Rejektion ist ein wichtiger Bestandteil des Drift-Detektor-Systems. Zur Doppeltrefferrejektion läßt sich hervorragend die Amplitudeninformation in beiden Driftkammern nutzen. Ein Doppeltreffer (enge Paare, Konversionen etc.) wird in beiden Driftkammern einen Hit mit doppelter Amplitude (double $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) hervorrufen. Ein Hit wird als Doppelhit rejeziert, wenn seine Amplitude in beiden Detektoren zweimal der Amplitude eines minimal ionisierenden Teilchens entspricht. In Abbildung 8.3 ist das Vorgehen dargestellt. Indem man in einer zweidimensionalen Ebene einen Schnitt anlegt, angegeben durch die durchgezogenen Linien, kann eine hohe Rejektion ohne Effizienzverlust erreicht werden.

Durch Variation der Schwellen in beiden Detektoren gleichzeitig ergibt sich die Effizienzkurve. Dargestellt ist die Rejektion von zweimal minimal-ionisierenden-Teilchen über der zum Schnitt angelegten Schwelle.

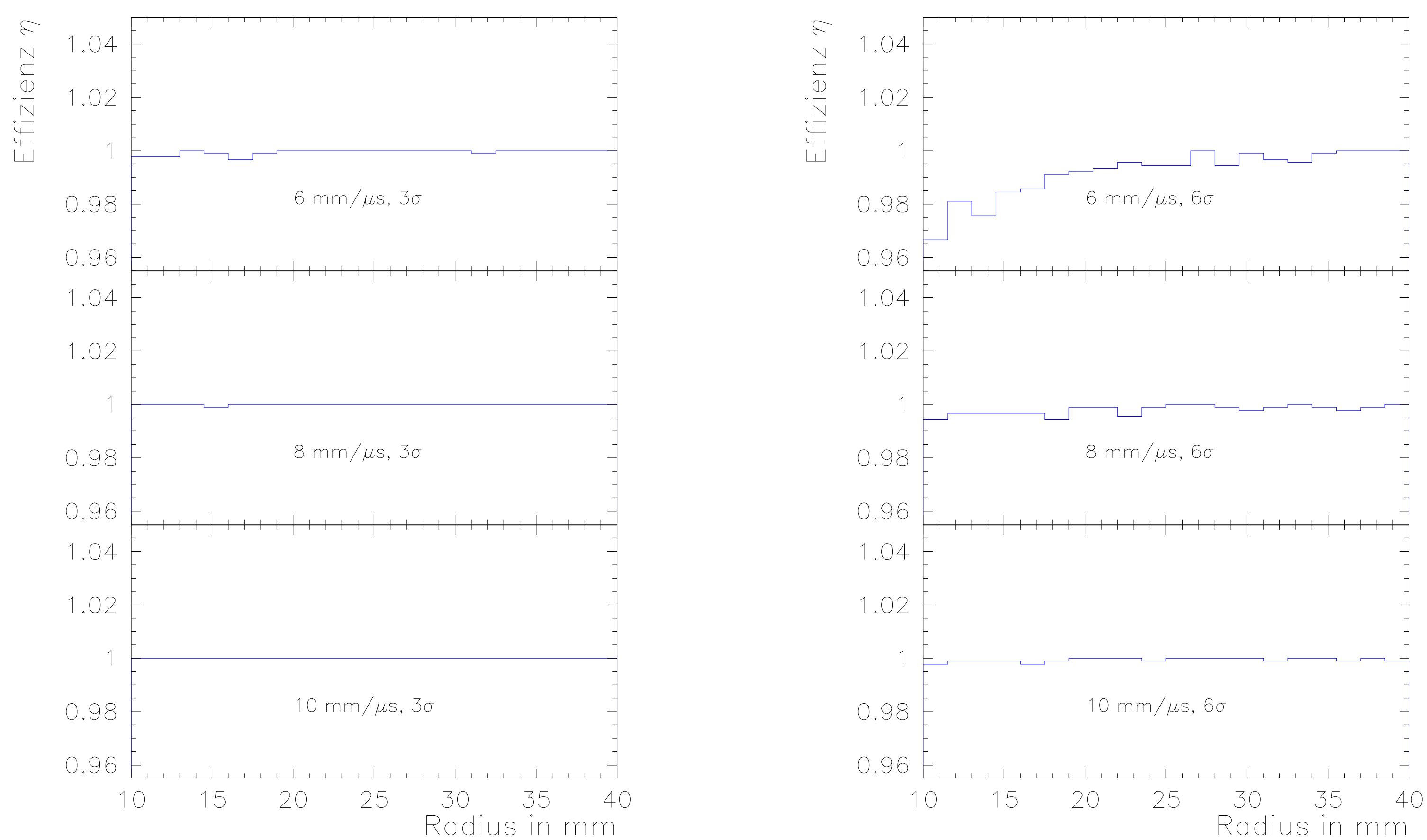



Abbildung 8.2: Effizienz des Detektors dargestellt über dem Radius.
Für verschiedene Driftgeschwindigkeiten und verschiedene Ausleseschwellen sind die Monte-Carlo-Effizienzen dargestellt. Für 10 mm/$\mu$s und $3{\cdot}\sigma_{Noise}$-Schwelle ergibt sich eine Effizienz von 100 %.

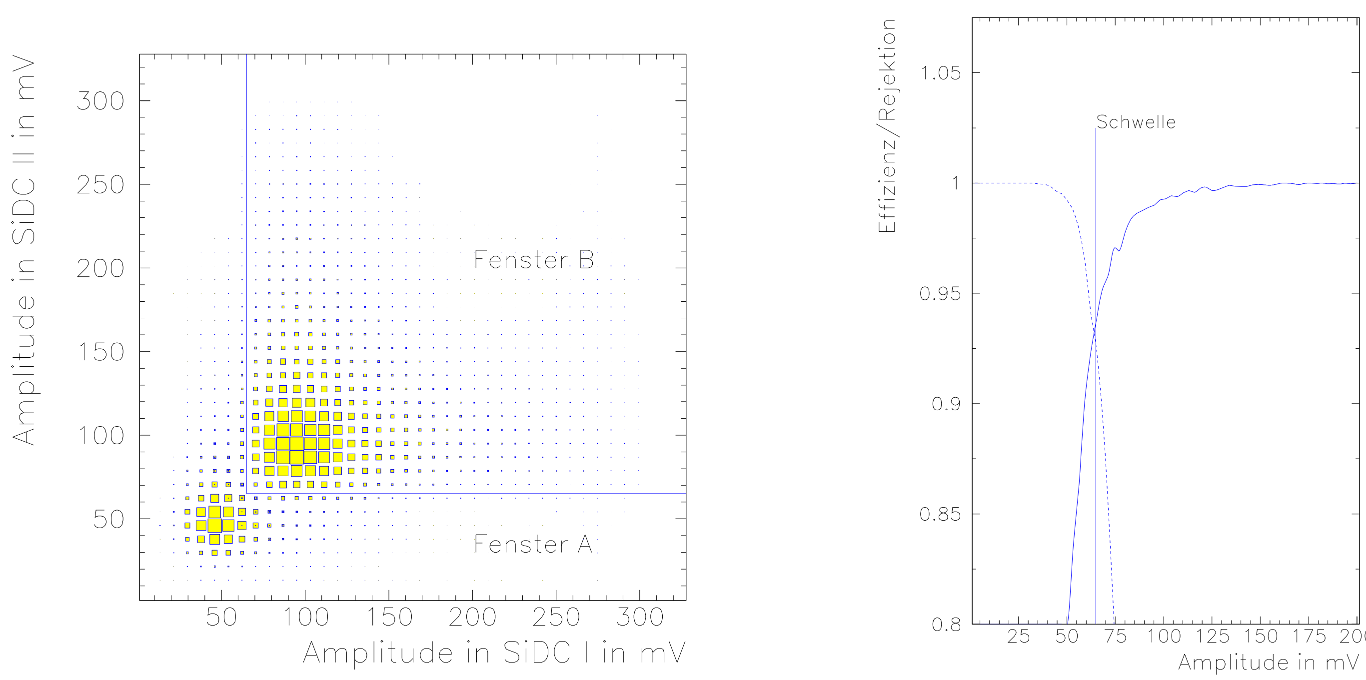



Abbildung 8.3: Rejektion von Doppeltreffern.
Links: Korrelation der Energieverluste in den beiden Driftkammern für Einzeltreffer und Doppeltreffer. Die Trennung geschieht durch 2-dimensionale Fenster A bzw. B.
Rechts: Die erreichbare Rejektion der Doppeltreffer sowie die Effizienz für Einzeltreffer in Abhängigkeit der Schwelle. Mit der eingezeichneten Schwelle von 65 mV ergibt sich bei 93 % Effizienz eine gleichgroße Rejektion.

## 8.3 Einzeltrefferauflösung

### 8.3.1 Auflösung in r

Die r-Auflösung wurde nur für eine Kammer alleine untersucht. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Auflösung unter 15 $\mu$m bleibt, was den Anforderungen voll genügt. Dies läßt sich zum einen durch eine Erhöhung der FADC-Taktfrequenz oder durch eine Verringerung der Driftgeschwindigkeit erreichen. Die Abweichung zwischen tatsächlicher Position des Hits $r(Ist)$, ermittelt durch Wichtung der rekonstruierten Position auf einer Anode mit der Amplitude auf dieser Anode und der vom Laser angefahrenen Position $r(Soll)$ ist

$$\Delta r = r(Ist) - r(Soll)$$

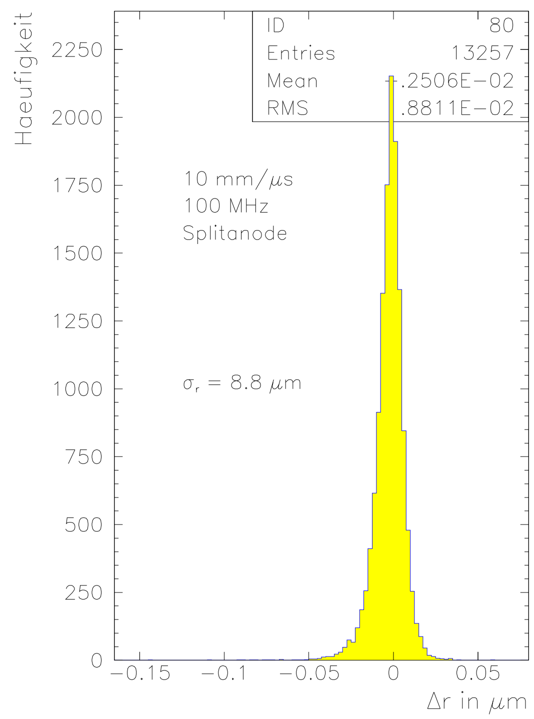
mit

$$r(Ist) = \frac{\sum_{Anoden} A_i \cdot r_i}{\sum_{Anoden} A_i}.$$

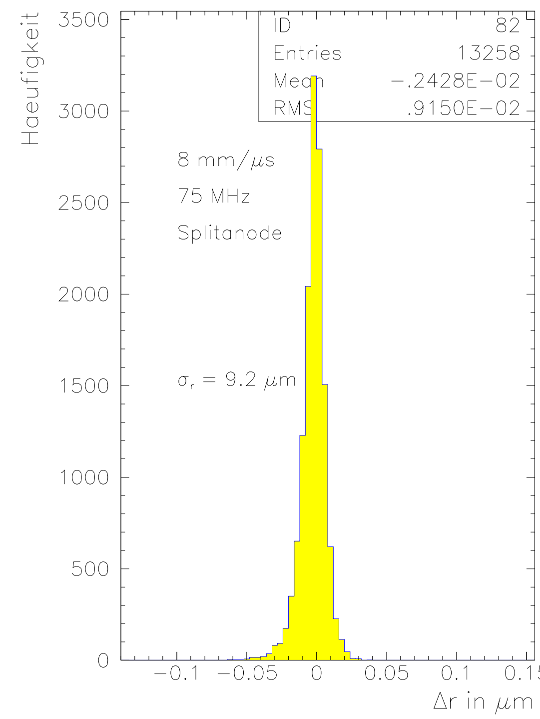
Abbildung 8.4 zeigt das Ergebnis des Monte-Carlo für verschiedene Driftgeschwindigkeiten und FADC-Taktfrequenzen.

Die r-Auflösung liegt immer unter 10 $\mu$m und man erkennt den Effekt unterschiedlicher Driftgeschwindigkeiten und unterschiedlicher FADC-Frequenzen.

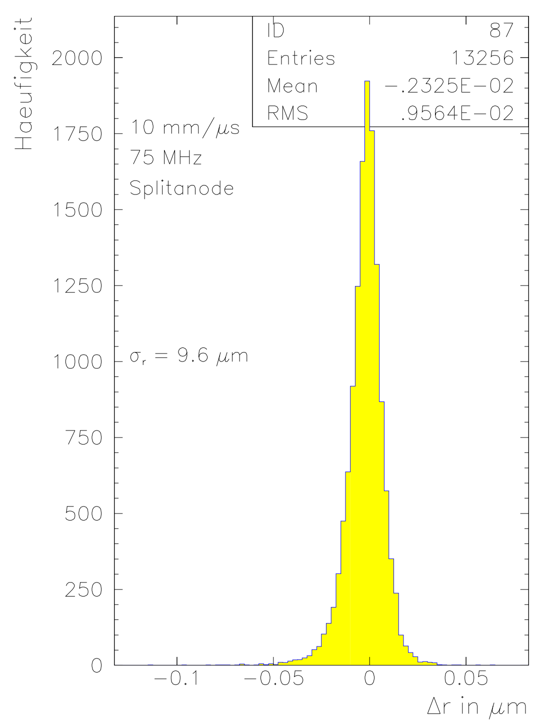
Ein Wert von 8.8 $\mu$m bei 10 mm/$\mu$s und einer FADC-Frequenz von 100 MHz als untere Grenze der $r$-Auflösung ist durch die Monte-Carlo-Simulation erreicht worden. Werte unter 10 $\mu$m über den Akzeptanzbereich gemittelt sind in jedem Falle erreichbar.




(a)




(b)




(c)

Abbildung 8.4: r-Auflösung $\sigma_r$ für verschiedene Parameter.
Es zeigt sich eine Schwankung um 1 $\mu$m bei verschiedenen Parametern des MC. Für die höchste Driftgeschwindigkeit von 10 mm/$\mu$s und höchster Taktfrequenz 100 MHz erhält man die beste r-Auflösung $\sigma_r = 8.8$ $\mu$m (a). Eine Verminderung der Driftgeschwindigkeit oder der FADC-Frequenz führt zu einer Verschlechterung der Auflösung ((b) und (c)). Der Nachteil einer hohen $v_{Drift}$ und FADC-Frequenz ist die verstärkt auftretende Nichtlinearität in der $\phi$-Rekonstruktion. Alle $\sigma_r$-Werte liegen unter 10 $\mu$m.

### 8.3.2 Auflösung in $\phi$

Von Hauptinteresse war die Untersuchung der azimutalen Auflösung. Die $\phi$-Auflösung wurde bisher wesentlich durch die Abweichung von einer ideal radialen Detektorform beeinflußt, verursacht durch die $3^\circ$-Polygonstruktur der Feldstreifen. Das neue Design benutzt eine $1^\circ$-Polygonstruktur, die aufgrund der höheren Symmetrie keine Anode mehr bei der Ladungssammlung bevorzugt.

Kritisch für die $\phi$-Auflösung ist der Bereich großer Radien, in dem noch keine Ladungsteilung auf mehrere Anoden aufgrund mangelnder Diffusion stattfinden kann.

Den Vorteil der Split-Anodenstruktur erkennt man bei Betrachtung der Singlett-$\phi$-Auflösung in Abbildung 8.5. Über einen weiten Bereich ist die $\phi$-Auflösung der Split-Anodenstruktur flach, während die normale Anodenstruktur ein starkes Ansteigen auf den Wert $1/\sqrt{12}$ zeigt. Das allein schon macht die Split-Struktur der normalen Anodenstruktur überlegen. Im Zusammenspiel beider Detektoren zur $\phi$-Rekonstruktion (Abbildung 8.6) zeigt sich ebenfalls der Vorteil dieser Struktur, da der Bereich guter Auflösung ($\sigma_\phi/a < 0.35$) flach über einen weiten Bereich erreicht wird. Die Verbesserung der Auflösung durch Verwendung von zwei Kammern beträgt hier etwa 1.5.

Bei der normalen Anodenstruktur erkennt man noch deutlicher die enorme Verbesserung der Auflösung durch Verwendung zweier Driftkammern hintereinander. Zum Beispiel errechnet sich bei einem Radius von 30 mm die Verbesserung der Auflösung durch das Dublett zu einem Faktor 5!

Abbildung 8.7 zeigt noch die erwartete Auflösung in $\phi$ im Akzeptanzbereich des Spektrometers, ermittelt aus den Dublett-Informationen für zwei verschiedene MC-Parametrisierungen. Werte der $\phi$-Auflösung unter 1 mrad sind auf jeden Fall zu erreichen.

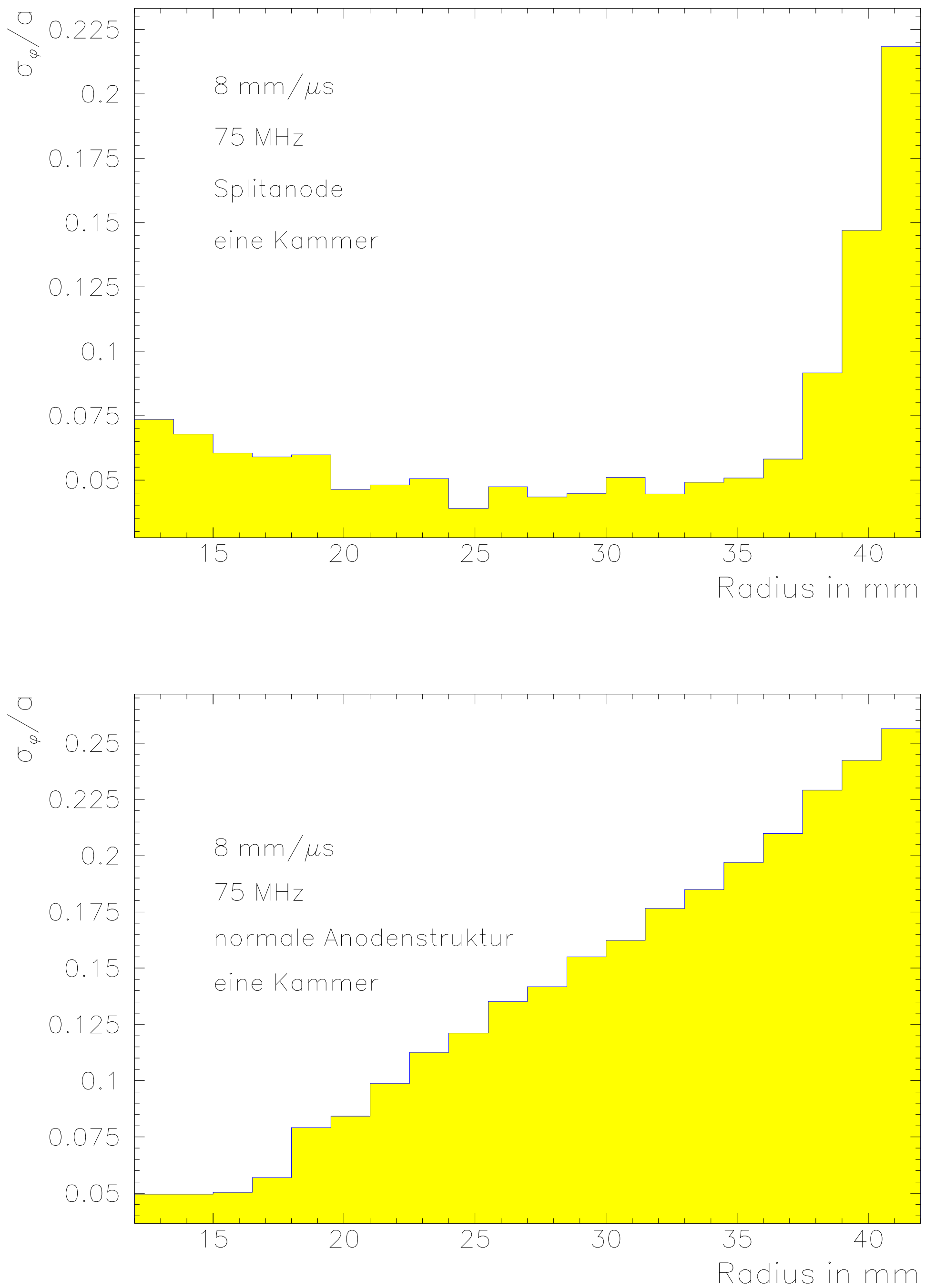
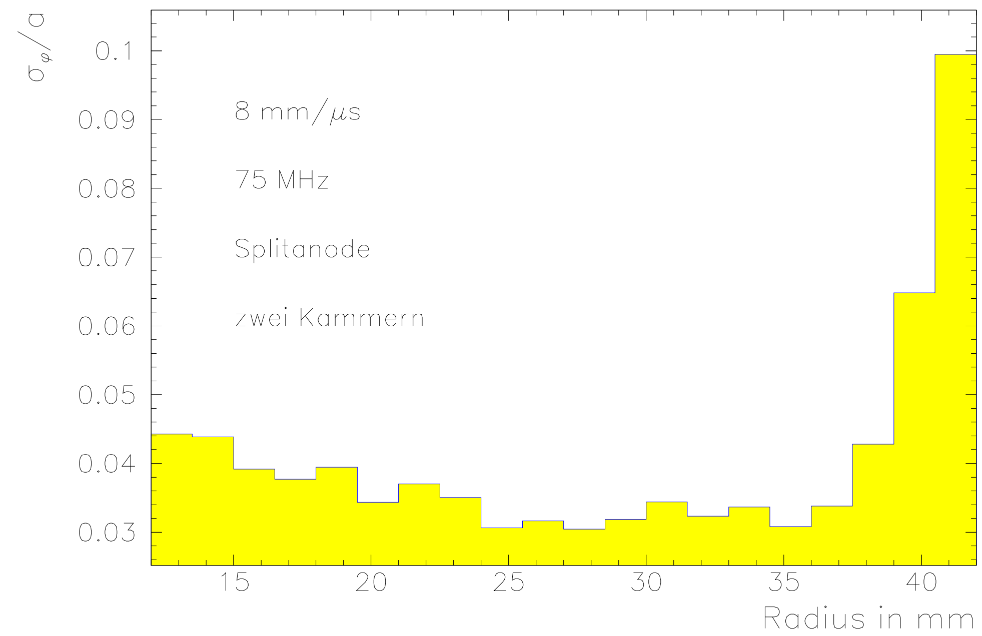



Abbildung 8.5: Relative $\phi$-Auflösung $\sigma_\phi/a$, aufgetragen über dem Radius des Treffers für das Singlett.
Oben Split-Anode, unten normale Anodenstruktur. Man erkennt den Vorteil der Split-Anode an der über einen weiten Bereich konstanten Auflösung: $\sigma_\phi/a \approx 0.06$.



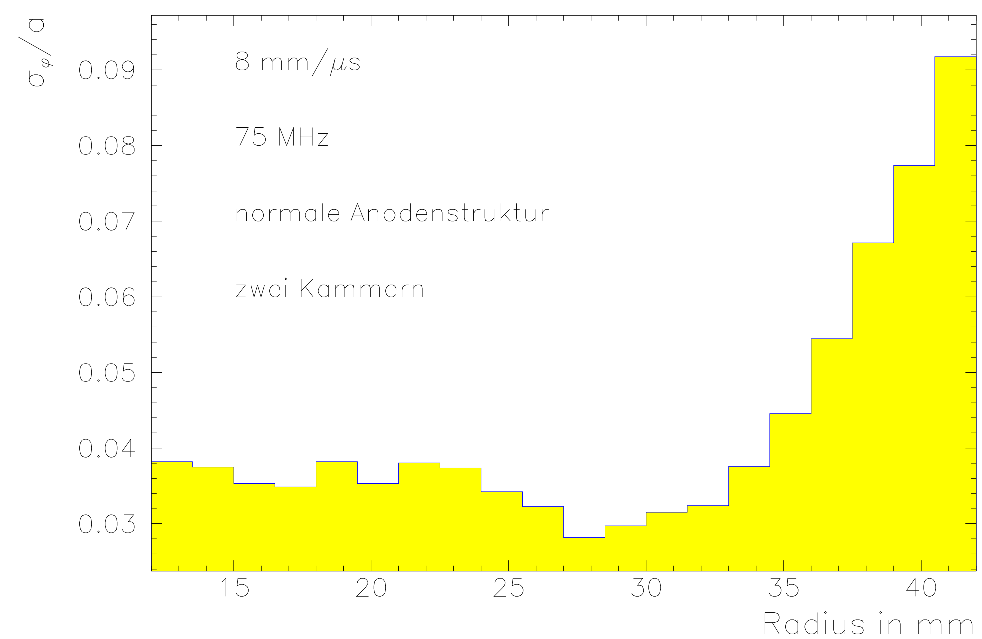




Abbildung 8.6: Relative $\phi$-Auflösungen wie Abb. 8.5; Dublett.
Das Dublett mit normaler Anodenstruktur ist einer Split-Anoden-Ausführung nahezu ebenbürtig.

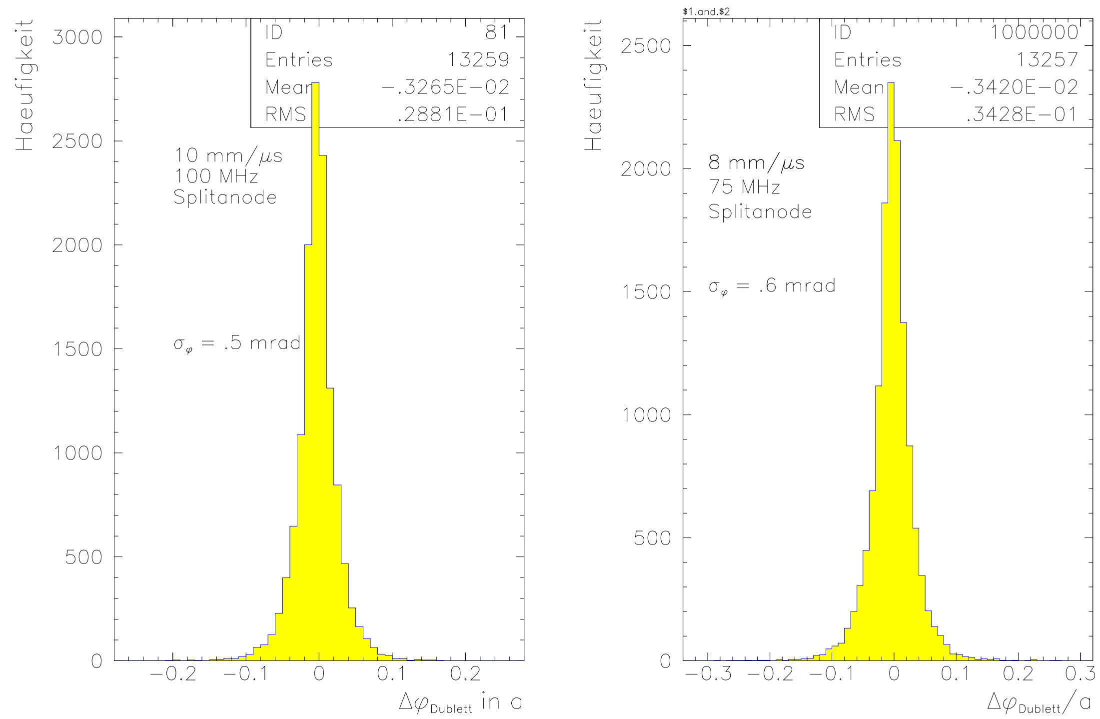



Abbildung 8.7: Häufigkeitsverteilungen der relativen Abweichungen $\Delta\phi/a$ über den gesamten Akzeptanzbereich (14 mm$< r <$ 36 mm) für das Dublett von Split-Anoden-Kammern für unterschiedliche Driftgeschwindigkeiten und Abtastfrequenzen.

Gemittelt über den Akzeptanzbereich des Spektrometers zeigt sich in der $\phi$-Auflösung keine großen Unterschiede bei zwei unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten und FADC-Frequenzen.

## 8.4 Linearität in $\phi$

Das größte Problem in der $\phi$-Rekonstruktion sind die durch die erzwungene Aufspaltung des Signals auftretenden Abweichungen von der Linearität in $\phi$. In Abbil-

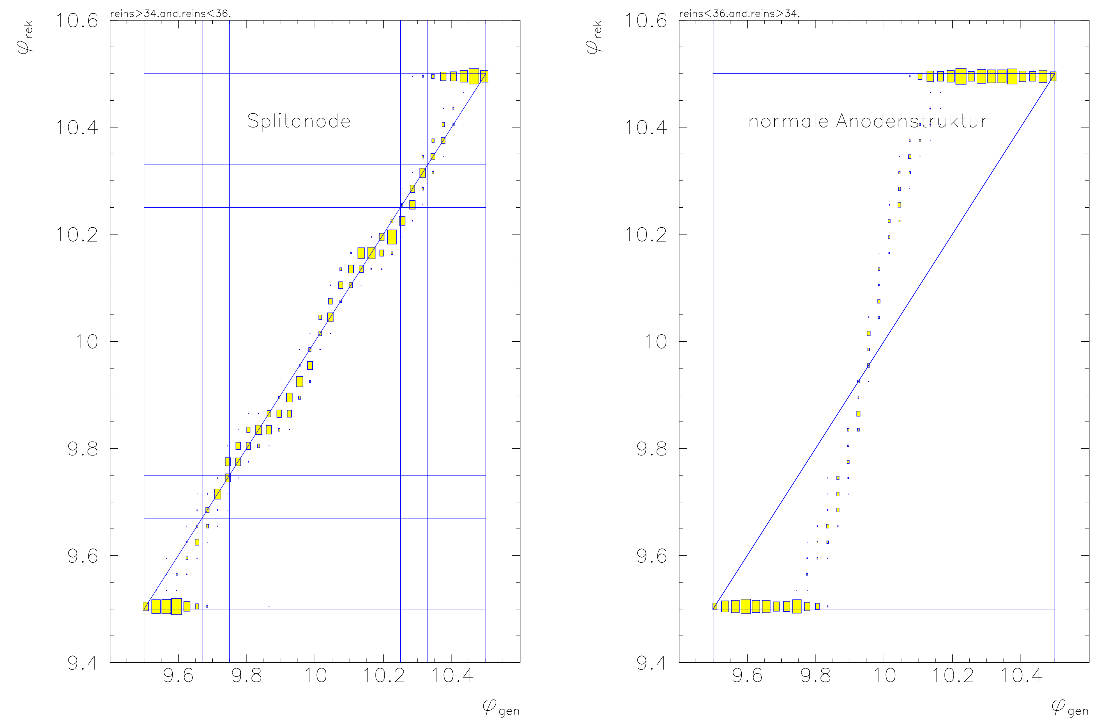



Abbildung 8.8: Häufigkeitsverteilung des rekonstruierten $\phi$-Wertes $\phi_{rek}$ gegenüber dem wahren Wert $\phi_{gen}$, links für die Split-Anode, rechts für die normale Anodenstruktur (Singlett).

dung 8.8 ist die rekonstruierte $\phi$-Position gegen die generierte $\phi$-Position dargestellt (rechts für die durchgängige Anodenstruktur, links für die Split-Anode bei einer Driftgeschwindigkeit von 8 mm/$\mu$s). Das Raster repräsentiert die Anodenstruktur. Der r-Bereich ist dabei der *äußere* Rand der Akzeptanz, da dort durch schmale Pulsbreiten die *größten* Abweichungen zu erwarten sind. Die Split-Anodenstruktur ist sehr schön linear über einen weiten $\phi$-Bereich. Man erkennt das Einsetzen von oszillierenden Abweichungen von der Linearität, aber noch in vetretbarem Maße, d. h. es treten noch keine Mehrdeutigkeiten bei der Hit-Rekonstruktion auf. Der Effekt dieser Oszillationen wird für wachsende Driftgeschwindigkeit und daraus resultierenden schmaleren Pulsbreiten stärker. Die Verbesserung der Linearität gegenüber einer normalen Anodenstruktur ist beeindruckend. Ähnlich gut ist die Linearität jedoch mit zwei gegeneinander verdrehten Kammern mit normaler Anodenstruktur.

## 8.5 Parameter für Pb

Daraus ergibt sich im Hinblick auf Pb '94 folgende Detektor-Strategie:

- Driftgeschwindigkeit und Sampling-Frequenz

  Die Sampling-Frequenz und die Driftgeschwindigkeit müssen beide simultan hochgesetzt werden, da der verwendete Hit-Rekonstruktions-Algorithmus, der mindestens drei Zeit-Bins über der Schwelle fordert sonst unterlaufen werden kann.

  Bei dem Dublett wird die Nichtlinearität über den gesamten Bereich kleiner als 0.4 mrad betragen.

- Effizienz

  Bei einer Driftgeschwindigkeit von 10 mm/$\mu$s ergibt sich eine Effizienz identisch 1. Diese Effizienz bleibt selbst bei einer vergleichsweise hohen Schwelle von $6 \cdot \sigma_{Noise}$ noch unter 3 % Abweichung vom Idealwert. Bei einer Schwelle von $9 \cdot \sigma_{Noise}$ beträgt die Einzeltreffereffizienz immer noch 98 %. Eine Driftgeschwindigkeit von 8 mm/$\mu$s liefert immer noch eine Effizienz von über 97 % bei $3 \cdot \sigma_{Noise}$ Schwelle.

- Einzeltrefferauflösung

  Eine Einzeltrefferauflösung in Driftrichtung unter 15 $\mu$m und senkrecht dazu unter 1 mrad ist erreichbar.

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

# Literaturverzeichnis


[1] R. Baur et. al. The CERES RICH detector system. *Nucl. Instr. and Meth. A343*, pages 87–98, 1994.

[2] Th. Ullrich. *Doktorarbeit.* Universität Heidelberg, 1994.

[3] R. Baur. *Doktorarbeit.* Universität Heidelberg, 1994.

[4] CERES-Collaboration. CERES/NA45 Status Report, 1994.

[5] M. F. Hess. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1993.

[6] C. Jakob. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1993.

[7] U. Faschingbauer. *Doktorarbeit.* Universität Heidelberg, 1993.

[8] Proposal SPSLC/P237 CERN, 1992.

[9] Proposal SPSLC/P280 CERN, 1994.

[10] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices.* John Wiley & Sons, 1981.

[11] P. Rehak, E. Gatti. Semiconductor drift chamber - an application of a novel charge transport scheme. *Nucl. Instr. and Meth. A225*, pages 608–614, 1984.

[12] W. Chen et. al. Performance of the multianode cylindrical silicon drift detector in the CERES NA45 experiment: first results. *Nucl. Instr. and Meth. A326*, pages 273–278, 1993.

[13] A. Wörner. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1990.

[14] *Review of Particle Properties.* Phys. Rev. D, Part II, Vol. 44, 1992.

[15] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung.* Teubner Studienbücher, 1987.

[16] B. Schmitt. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1991.

[17] P. Fischer. *Doktorarbeit.* Universität Heidelberg, 1992.

[18] S. Tapprogge. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1992.

# Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Meinen Eltern, die mir das Studium der Physik in Karlsruhe und Heidelberg ermöglichten.
- Dem MPI-Direktorium für die Möglichkeit, am MPI für Kernphysik in Heidelberg eine Diplomarbeit zu beginnen.
- Prof. J. P. Wurm für die interessante Fragestellung und die völlige Freiheit während der Entstehung der Arbeit.
- Den Mitgliedern der CERES-Kollaboration für die vielen interessanten Gespräche und die angenehme Arbeitsatmosphäre am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg.
- Uwe Faschingbauer und Christian Fuchs für die gute Zusammenarbeit.
- Und nicht zuletzt bei Dir – Steffi – für die Hilfe, die Du mir in dieser Zeit warst.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 29. September 1994