**Fakultät für Physik und Astronomie**

**Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**


Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von


**Oliver Nix**

Max-Planck-Institut für Kernphysik


1996

# Einsatz und Lasertest von 4" Siliziumdriftdetektoren

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
unter der Betreuung von

**Herrn Prof. Dr. J.P.Wurm**

# Inhaltsverzeichnis

# Zusammenfassung

Der Gegenstand dieser Arbeit ist eine eingehende Untersuchung der Eigenschaften eines neuen Typs von Siliziumdriftdetektoren, die im CERES Experiment am CERN SPS eingesetzt werden. Mit einem verbesserten Laserteststand wurden die Auflösungen sowie die Linearitäten bezüglich der r- und $\varphi$-Koordinaten an zwei 4-Zoll Siliziumdriftdetektoren aus einer 1994 und einer 1995 durchgeführten Produktion untersucht. Die lokale Auflösung in radialer Richtung ergab einen Wert von $\sigma_{r,lok} \leq 15\mu$m, unter Berücksichtigung der Nichtlinearitäten und gemittelt über den gesamten Detektor ergibt sich $\sigma_{r,glob} \simeq 21\mu$m.

Die neuartige 'Split-Anode' Struktur der 4-Zoll Detektoren verbessert die lokale Winkelauflösung gegenüber den bisherigen Detektoren fast um einen Faktor zwei auf $\sigma_{\varphi,loc} = 1.1$mrad. Unter Einschluß der Nichtlinearitäten wurde die globale $\varphi$-Auflösung des Detektors zu $\sigma_{\varphi,glob} = 1.3$mrad vermessen.

Erstmals konnte die Ladungsinjektion auf den neuen Detektoren in Betrieb genommen werden, mit der die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Detektor sehr präzise ($\delta$v/v $\leq 1{\cdot}10^{-3}$) vermessen werden kann. Dies wird eine wesentlich bessere Kompensation der starken Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit erlauben, als es bisher im Experiment möglich war.

# Einleitung

Das CERES Experiment (Cherenkov-Ring-Electron-Spectrometer) mißt $e^+e^-$ Paare aus ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollisionen. Sie werden mit zwei ringabbildenden Cherenkov Detektoren (RICH) nachgewießen. Um Elektronpaare auch bei hohen Multiplizitäten sicher detektieren zu können, wie sie etwa bei Pb-Au-Kollisionen ($\mathrm{dn}_{ch}/\mathrm{d}\eta \simeq 500$) auftreten, wurde ein Dublett von Siliziumdriftdetektoren (SDD) in das Experiment integriert. Den Driftdetektoren kommt die Aufgabe zu, durch Vermessung der Spuren aller geladenen Teilchen Cherenkovringe in den RICH Detektoren auf ihre Echtheit zu überprüfen, sowie Konversionen und $\pi^0$-Dalitzzerfälle zu erkennen und zu rejezieren. Um den gestiegenen Ansprüchen, die aus den hohen Multiplizitäten entstehen, gerecht zu werden, sind neuartige Detektoren basierend auf 4-Zoll Siliziumwafern entworfen worden (AZTEC-Design). Die größere sensitive Detektorfläche der 4-Zoll SDD im Vergleich zu den alten 3-Zoll SDD erlaubt es, die Detektoren weiter entfernt vom Target zu installieren. Eine Verringerung der Trefferdichte auf dem Detektor wird erreicht und damit auch eine erhöhte Effizienz beim Erkennen von Konversionen. Eine neuartige segmentierte Anodenstruktur erzwingt stärkere Ladungsteilung, die zu einer wesentlich verbesserten $\varphi$-Auflösung des Detektors führt. Die Implementierung einer Referenzpulsung auf der Kammer als $n$-Implantationen auf der Detektoroberfläche soll es ermöglichen, temperaturbedingte Veränderungen in der Driftgeschwindigkeit der Elektronen zu erkennen. Durch ihren Einsatz soll der Driftdetektor sehr genau kalibriert werden.

Ziel dieser Arbeit ist der Test der neuen Detektoreigenschaften und der Einsatz der 4-Zoll SDD in der Pb-Ionen Strahlzeit 1995 am CERN SPS. Kapitel 1 gibt einen Überblick über das CERES Experiment mit Schwerpunkt auf den Driftdetektoren. Kapitel 2 beschäftigt sich mit der Funktionsweise dieses Detektortyps und mit den im AZTEC-Design eingeführten Neuerungen. Der Einsatz einer neuen und verbesserten 'front-end' Elektronik, die so in der Strahlzeit 1995 Verwendung fand, ist in Kapitel 3 beschrieben. Kapitel 4 beschreibt die Durchführung eines Lasertests und den Aufbau eines verbesserten Teststandes. Kapitel 5 führt in die Analyse von Driftdetektordaten ein. In Kapitel 6 werden die Resultate zweier Lasertests von 4" SDD und die Messungen mit der Injektion diskutiert.

# Kapitel 1

# Das Ceres-Experiment

## 1.1 Die physikalische Zielsetzung

Das Ceres Experiment (Cerenkov-Ring-Electron-Spectrometer) wurde 1988 als ein Experiment der zweiten Generation ultrarelativistischer Schwerionenphysik konzipiert, das es sich zum Ziel setzte, direkte $e^+e^-$ Paare aus der Frühphase von Kern-Kern-Kollisionen zu messen. Gitterrechnungen der QCD sagen seit langem vorher, daß bei sehr hohen Temperaturen ($T \approx 200 MeV$) oder Dichten ($\rho \sim 15 - 20\rho_n$), wie sie in der frühen Phase von ultrarelativistischen Teilchenkollisionen vermutlich auftreten, es zu einem Phasenübergang der hadronischen Materie kommen könnte. Dabei würde das Quark Confinement aufgehoben, und die Quarks könnten als quasi freie Teilchen in einer Quark-Gluon-Plasma Phase (QGP) vorkommen. Für das Vorliegen oder den Übergang in eine solche neue Zustandsform sind verschiedene Phänomene vorausgesagt. Eines davon ist die Produktion von direkten Dileptonpaaren aus $q\bar{q} \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow l^+l^-$ Reaktionen. Die Erzeugung aus einem QCD Compton Prozeß (Quark-Gluon-Streuung) $qg \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow l^+l^-$ ist ebenfalls möglich. Die Dileptonpaarproduktion wird für eine geeignete Quelle zur Untersuchung der frühen Phase von Kern-Kern-Kollisionen gehalten. Leptonen sind nicht stark wechselwirkende Teilchen, so daß ihre mittlere freie Weglänge groß gegenüber dem Reaktionsvolumen ($\approx fm$) ist, in dem sie erzeugt werden. Sie können ohne Beeinflussung durch die späteren Phasen des Stoßes das raumzeitliche Wechselwirkungsvolumen verlassen. Unter vereinfachenden Annahmen ist die Produktionsrate direkter Dileptonpaare $\propto \alpha^2 T^4$. Daher darf davon ausgegangen werden, daß sie hauptsächlich in der frühesten und heißesten Phase des Stoßes produziert werden [22]. Das $l^+l^-$ System trägt Informationen über den Zustand der Materie, aus der es gebildet wurde.

Dileptonpaare werden aber auch in großer Zahl aus anderen Reaktionskanälen erzeugt, die hadronischer Natur sind. Das Signal aus direkten Elektronenpaaren im Bereich von invarianten Massen über $200\frac{MeV}{c^2}$ hat gegenüber dem Signal aus hadronischen Quellen nur eine Größe von $7 \cdot 10^{-4}$ pro Ereignis (Pb-Au Reaktionen) [1].
CERES ist konzipiert, $e^+$ $e^-$ Paarproduktion im invarianten Massenbereich von $m_{e^+e^-} \leq 1.5\frac{GeV}{c^2}$ zu untersuchen. Die Daten, die in der S-Au Strahlzeit (1993) gewonnen wurden, zeigen einen erheblichen Überschuß an $e^+e^-$ Paaren im invarianten Massenbereich von $0.2\frac{GeV}{c^2} \leq m_{e^+e^-} \leq 1.5\frac{GeV}{c^2}$ . Integriert über diesen Bereich findet sich ein Faktor 5.0$\pm$ 2.7 mehr an Elektronpaaren, als aus den hadronischen Quellen zu erwarten wäre (*Enhancement*) [1]. Um ein besseres Verständnis des Überschusses zu erlangen, hat es sich CERES für die Strahlzeit 1995 zum Ziel gesetzt, die Dielektronpaarproduktion in 160 GeV/n Pb-Au Reaktionen zu messen [3].

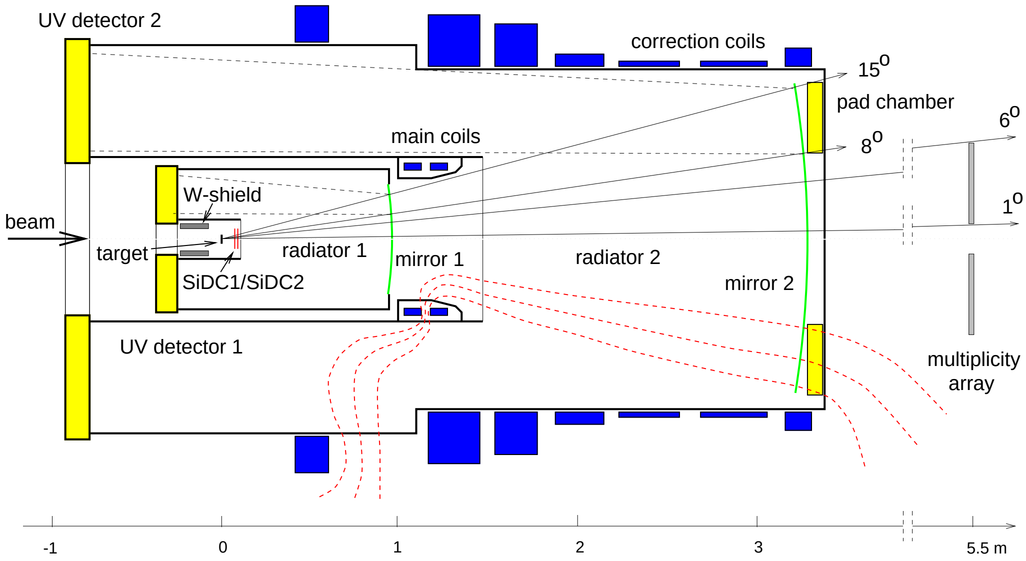


Abbildung 1.1: Das CERES Detektorsystem von 1995

## 1.2 Das CERES Detektorsystem

Das CERES Spektrometer wurde streng unter der Forderung entwickelt, das Ansprechen auf hadronische Spezies so gering wie möglich zu halten. Kernstück sind zwei rotationssymmetrische, ringabbildende RICH (Ring-Imaging-Cerenkov-Counter) Detektoren. Mit ihnen werden die erzeugten Elektronenpaare nachgewiesen. Um möglichst nur Elektronen, nicht aber die große Zahl an entstehenden Pionen und Hadronen zu detektieren, sind die RICH Detektoren so eingestellt, daß sie de facto blind gegenüber Hadronen sind (*hadron blind tracking*).
Diese Eigenschaft wird durch die geeignete Wahl des Radiatorgases erreicht. Als Radiatorgas findet $CH_4$ Verwendung, das so eingestellt ist, daß die Cerenkov Schwelle bei $\gamma \simeq 31$ liegt. Sie ist damit so gewählt, daß Pionen nur in sehr seltenen Fällen ein Signal erzeugen. Elektronen überschreiten die Schwelle bereits bei E $\geq$ 20 MeV und werden somit fast immer Cerenkov Photonen erzeugen.

Tritt ein Elektron mit $\gamma \geq \gamma_{thr}$ in das Cerenkov Medium ein, so werden Photonen emittiert, die auf einem Kegel mit Öffnungswinkel $\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}$ liegen [17]. Sie werden von einem sphärischen Spiegel mit hoher UV-Reflektivität reflektiert und auf den in der Fokalebene liegenden, hochauflösenden UV Detektor abgebildet. Die von den Elektronen erzeugten Cerenkov Photonen werden als Ringe abgebildet.
Die UV Detektoren liegen bezüglich der Strahlachse in Rückwärtsrichtung vom Target. Dadurch wird der Teilchenfluß durch sie reduziert und die Zahl der zufälligen Signale verringert. Die RICH Detektoren sind in einem Winkelbereich von 8° - 15° in Vorwärtsrichtung sensitiv. Ein wichtiger Aspekt bei der Konzeption des CERES Experimentes war die Materialarmheit im Akzeptanzbereich des Spektrometers. Das von den entstehenden Photonen durchquerte Volumen darf nur wenig Materie enthalten, um die Zahl der $\gamma \rightarrow e^+e^-$ Konversionen im Detektor klein zu halten und Vielfachstreuung zu minimieren.
Zwischen den beiden RICH Detektoren befindet sich ein Magnetfeld, das von einer supraleitenden Doppelspule erzeugt wird. Durch das Feld der supraleitenden Spule werden geladene Teilchen in azimutaler Richtung abgelenkt. Größe und Richtung der Ablenkung erlauben die Bestimmung des Teilchenimpulses und des Ladungsvorzeichens. Um den Bereich, in dem die geladenen Teilchen abgelenkt werden, räumlich

zu begrenzen, sind mehrere normalleitende Magnete installiert. Sie führen zu einer feldfreien Situation in dem RICH-1 Detektor und einem Feld parallel der Flugbahn der Teilchen im RICH-2 Detektor. In der ursprünglichen Konzeption war vorgesehen, die Elektronentrajektorien und den Wechselwirkungsvertex alleine durch die in den RICH Detektoren erzeugten Elektronringe zu bestimmen. Die Methode ist dann praktikabel, wenn die Zahl der signalgebenden Teilchen klein ist. Für sehr hohe Multiplizitäten, wie sie in Pb-Au Stößen auftreten ($\frac{dn}{d\eta} \approx$500), ist das Verfahren nicht mehr geeignet.

Bereits 1992 wurde zur Untersuchung von Schwefel-Gold Ereignissen ein 3 " Siliziumdriftdetektor (SDD) in das Experiment eingefügt. Er sollte ein verbessertes Teilchen Tracking ermöglichen und mittels Matching zu den Zentren der RICH-1 Ringe die Erkennung von Konversionsereignissen erleichtern, sowie die durch zufällige Anordnung von Photontreffern gebildeten Ringe (fake rings) zu verwerfen. Der Driftdetektor liefert eine Radius und Winkelinformation, die es erlaubt, den Durchstoßpunkt eines Teilchens durch den Detektor eindeutig und mit hoher Genauigkeit zu rekonstruieren. Das Erkennen von Durchgängen nahe beieinander liegender Teilchen mittels Doppelpulsanalyse oder dE/dx Messung erlaubt die Rejektion von Konversionen. Ein Nachteil der Verwendung von nur *einem* Driftdetektor ist, daß zur Bestimmung einer Einzelspur die mit dem Driftdetektor gemessenen Koordinaten durch den von RICH-1 gemessenen Winkel ergänzt werden müssen. Durch Einsatz eines Dubletts von Siliziumdriftdetektoren, erstmals 1994 installiert, wurde ein autarkes Teilchentracking vor RICH-1 eingeführt, das zur Bewältigung der Anforderungen von Pb-Au Kollisionen unabdingbar ist: durch die hohe Zahl an signalgebenden Teilchen in den RICH Detektoren wächst die Zahl der zufällig in den RICH Detektoren gebildeten Ringen ungeheuer an, so daß eine von den RICH Detektoren unabhängige Bestätigung des Vorhandenseins echter Ringe notwendig ist. Außerdem erlaubt das Driftdetektor Dublett eine effiziente Rejektion von Konversionselektronpaare.

Eine schnellere Datennahme erlaubte 1995 ein um den Faktor 10 größeres Datenvolumen zu verarbeiten.

## 1.3 Die Siliziumdriftdetektoren und der Target Bereich

Die Driftdetektoren müssen so eingebaut sein, daß sie die gesamte Akzeptanz des Spektrometers abdecken. Der RICH-1 Detektor ist sensitiv in einem Winkelbereich von $7^\circ - 15^\circ$ Grad bezüglich der Strahlachse. Zur besseren Rejektion von Konversionspaaren und um eine Verringerung der Trefferdichte zu erreichen, ist es von Vorteil, die Driftkammern so weit wie möglich vom Target entfernt und näher an dem RICH-1 Detektor zu installieren. In der Pb-Ionen Strahlzeit 1995 entschied man sich für die in Abb 1.2 dargestellte Anordnung.
Die Anforderungen, die das Gesamtexperiment an die Driftdetektoren stellt, sind:

- Vertexrekonstruktion
  Ereignisse, die nicht in einem der 8 Targetsegmente stattgefunden haben, werden verworfen. Wegen der Segmentiertierung des Targets ist die genaue Kenntnis des Wechselwirkungspunktes zur präzisen Bestimmung der Rapiditätsdichte nötig.

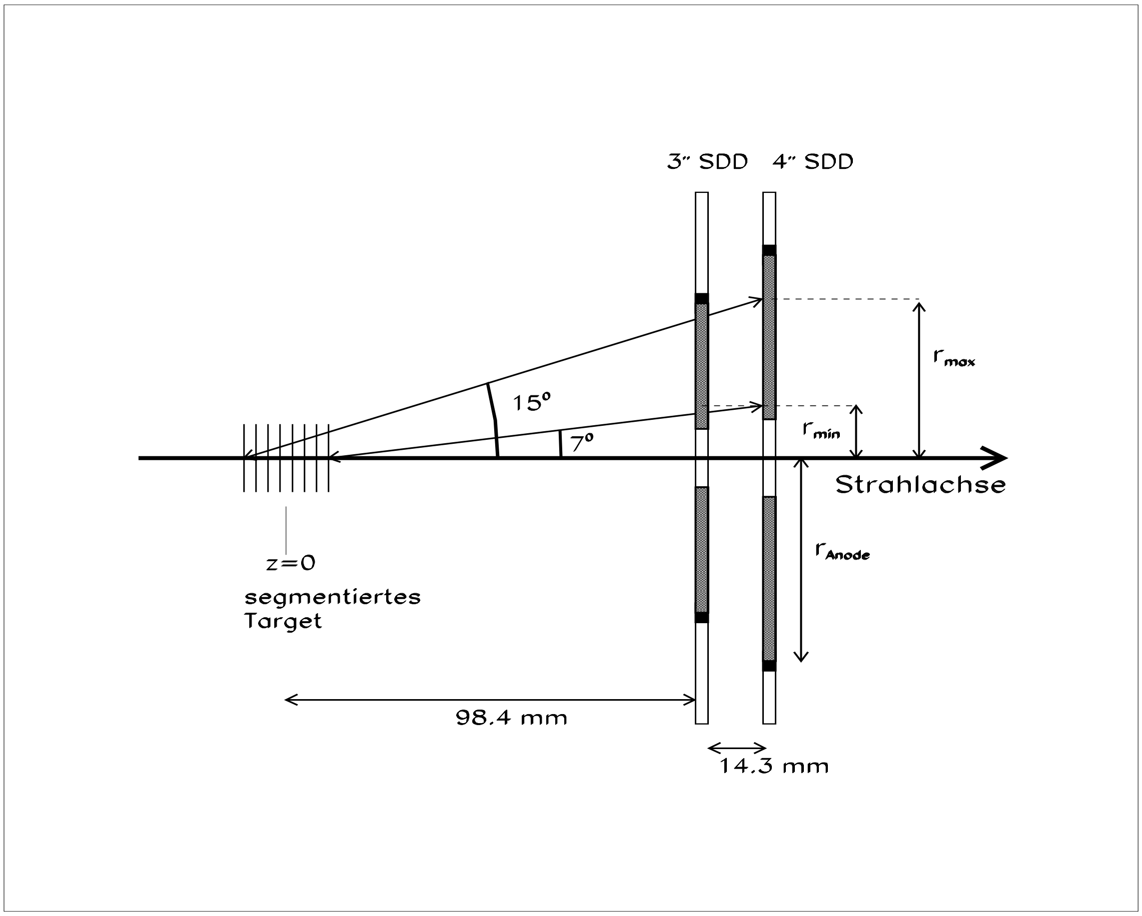


Abbildung 1.2: Darstellung der 1995 verwendeten Target-Geometrie. Das Dublett aus einem 3" und einem 4" Siliziumdriftdetektor deckt die Akzeptanz des Spektrometers großzügig ab ($2.0 \leq \eta \leq 2.8$). Die schraffierten Flächen bezeichnen den sensitiven Bereich des Detektors.

- Messung der Spur geladener Teilchen
  Durch die präzise Messung der $(r, \varphi)$ Koordinaten in beiden SDD ist es möglich, die Spur aller geladener Teilchen vom Vertex aus zu rekonstruieren und zu den RICH Detektoren zu verfolgen. Nur wenn eine Spur aus den Driftdetektoren zu dem Mittelpunkt eines Ringkandidaten in dem RICH-1 Detektor zeigt, wird der Ring als echt anerkannt. Existiert eine solche Spur nicht, wird der Ringkandidat als zufälliger Ring verworfen. Durch die Kenntnis der Teilchenspuren ist es nicht mehr notwendig, den gesamten RICH Detektor nach Ringen zu durchsuchen.

- Rejektion von Konversionsereignissen
  Die gute Ortsauflösung und die Amplitudeninformation (*Doppel* $\frac{dE}{dx}$ *Messung*) aus beiden Driftdetektoren ermöglichen eine hohe Effizienz bei der Erkennung von Konversionspaaren. Ist in beiden Detektoren die Signalamplitude über einem aus Wahrscheinlichkeitsargumenten festgelegten Wert für den Durchgang eines einzelnen Teilchens, darf von dem Durchgang zweier sehr nahe beieinander liegender Teilchen ausgegangen werden. Fehler in der Doppeltreffererkennung, die sich aus der Landau Verteilung der Trefferamplituden ergeben, werden bei der Verwendung von zwei Driftdetektoren minimiert. Die Analyse von Pulsformen läßt ebenfalls Rückschlüsse auf Doppeltreffer zu (Doppelpulsanalyse).

- Charakterisierung eines Ereignisses
  In der off-line Analyse können Multiplizitäts- und Rapiditätsverteilungen präzise untersucht werden.

Der Vorteil der Verwendung von Siliziumdriftdetektoren liegt in der hohen Auflösung des Detektors, sowie in der geringen Zahl an Auslesekanälen (im Vergleich zu herkömmlichen Halbleiterdetektoren). Durch die im Verhältnis zur Detektorfläche geringe Anodengröße hat ein Driftdetektor ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis. Die Effizienz der Driftdetektoren ist mit über 94% (4" Detektor in Pb95) sehr hoch. Wegen des geringen Materialvolumens können sie in der Nähe des Targets eingesetzt werden und die Zahl der in ihnen erzeugten Konversionselektronenpaare bleibt dennoch klein. Ein wichtiges Argument für den Einsatz von Driftdetektoren ist die Möglichkeit, auch hohe Multiplizitäten eindeutig zu messen.

# Kapitel 2

# Die Siliziumdriftdetektoren

## 2.1 Grundlegende Funktionsweise

Ein Halbleiterdetektor beruht auf dem Prinzip einer in Sperrichtung gepolten Diode. An der Grenzschicht zwischen einem $p$- und einem $n$-dotierten Gebiet diffundieren Elektronen aus der $n$-dotierten Schicht in die $p$-dotierte Zone. Die Löcher in der $p$-dotierten Zone zeigen entgegengesetztes Verhalten. Durch Rekombination von Elektron-Loch-Paaren bildet sich eine ladungsträgerfreie Zone zwischen den zwei Schichten aus (*Depletionszone*). In der Depletionszone entsteht ein elektrisches Feld. Durch Anlegen einer äußeren Spannung U kann die Größe der Depletionszone reguliert werden. Eine positive Spannung an einer $n$ leitenden Schicht vergrößert die Verarmungszone $\propto \sqrt{U}$. Durchdringt ein ionisierendes Teilchen die Depletionszone, erzeugt es Elektron-Loch-Paare, die durch das vorhandene Feld in die $n$ bzw in die $p$ Schicht driften. Wegen des geringen Ionisationspotentials von Halbleitermaterialien (2-5 eV) werden bei einem Teilchendurchgang durch einen 250 $\mu$m dicken Siliziumwafer im Mittel 25000 Elektron-Loch-Paare erzeugt. Im Jahr 1984 wurde von P.Rehak und E.Gatti ein auf dem Prinzip der *Seitwärtsdepletion* basierender Siliziumdriftdetektor vorgeschlagen. Ein großflächiger schwach $n$ dotierter Siliziumwafer, auf dessen Ober und Unterseite sich $p^+$ Elektroden befinden, kann mittels einer kleinen Anode ($n^+$ Implantation) vollständig von den $p^+$ Elektroden ausgehend depletiert werden. Die ladungsträgerfreie Zone wächst als Funktion der angelegten Spannung von beiden Seiten gleichmäßig an. Bei beidseitiger Depletion wird eine viermal kleinere Spannung benötigt als bei einseitiger Depletion.

Wie aus Abb 2.1 ersichtlich, ist das sich ausbildende Potential zwischen den beiden Seiten des Wafers parabelförmig. Um Elektronendrift zu einer Anode am Außenrand des radialen Wafers zu ermöglichen, ist dem parabelförmigen Potential ein lineares Driftfeld überlagert. Werden im Detektor Elektron-Loch-Paare erzeugt, so bewegen sich die Elektronen entlang des Driftfeldes nach außen. Die Löcher werden zu den $p^+$ Elektroden an der Detektoroberfläche gezogen. Das radiale Driftfeld wird durch streifenförmige Feldringe erzeugt, die durch $p^+$ Implantationen realisiert sind. Die Feldringe sind durch $SiO_2$ Schichten voneinander isoliert. An den Feldringen liegt eine linear abgestufte Spannung an. Sie wird über einen internen und einen externen Spannungsteiler zugeführt. Der interne Spannungsteiler ist durch implantierte Widerstände aufgebaut. Verwirklicht ist ein Widerstand auf einem Siliziumdriftdetektor durch eine $p^+$ Implantation definierten Widerstandes, die zwei Feldringe miteinander verbindet. Durch Variation der Länge und der Breite der Implantation ist der Widerstandswert regulierbar und damit der Spannungsabfall zwischen je zwei Ringen im Design einstellbar. Die Verwendung implantierter Widerstände ist nicht unproblematisch, da es in den Widerständen zu Energiedis-

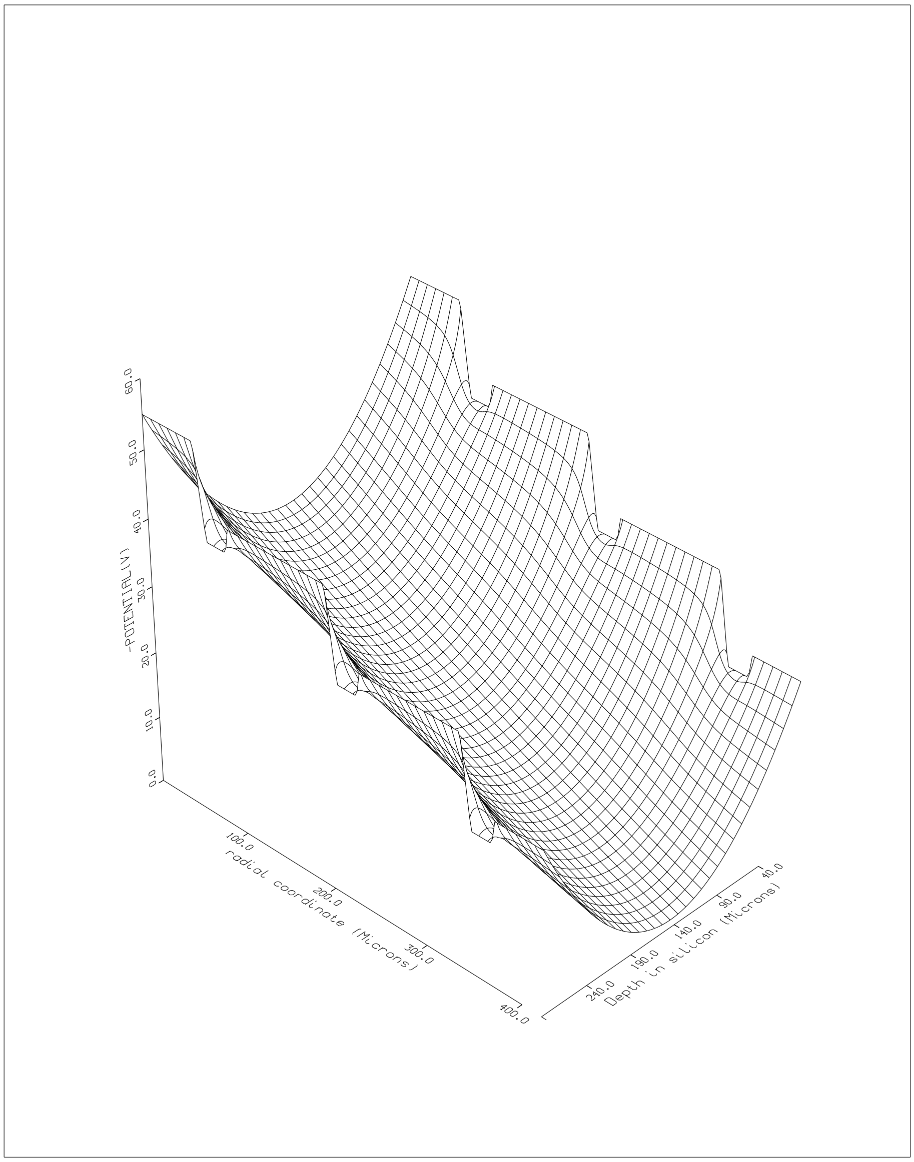


Abbildung 2.1: Parabelförmiges Potential in einem volldepletierten Siliziumdriftdetektor, dem ein lineares Driftpotential überlagert ist. Am Boden der Potentialmulde, die sich in der Mittelebene des Detektors befindet, driften die Signalelektronen zu den Anoden (nicht gezeigt). [27]

sipation kommt. Ein lokaler Temperaturgradient auf dem Wafer wird erzeugt. Um zumindest eine homogene Erwärmung des Siliziums zu erreichen, müßte neben einer symmetrischen Anordnung der Widerstandsbrücken (die auch realisiert ist) eine in ihnen $\propto r$ steigende Wärmemenge freigesetzt werden. Mit der Notwendigkeit eines konstanten Spannungsabfalls an den Feldringen ist diese Forderung nicht in Einklang zu bringen. Deshalb entschied man sich für eine Kompromißlösung, bei der über jeweils 12 Ringe der Spannungsabfall durch interne Widerstände erzeugt wird. An jedem 12. Ring wird die Driftspannung über den externen Spannungsteiler zugeführt. Der Vorteil der Verwendung implantierter Widerstände liegt darin, nicht jeden Ring kontakten (bonden) zu müssen. Das Bonden ist ein aufwendiger Prozeß und die äußerst feinen Zuleitungen sind empfindlich gegen mechanische und elektrische Einflüsse. Zwischen zwei Feldringen nahe der Detektoroberfläche ist das Potential nicht mehr ideal parabelförmig. Die Abweichungen an der Oberfläche sind in dem Potentialbild 2.1 erkennbar. Deutliche Potentialmulden befinden sich nahe der Detektoroberfläche, die jeweils zwischen zwei Ringen lokalisiert sind. Sie bilden sich so aus, daß sie senkrecht zu dem Hauptdriftpotential stehen. Die Potentialmulden werden durch positive Raumladungen erzeugt, die sich zwischen zwei $p^+$ Implantationen und der die Feldringe isolierenden $\mathrm{SiO_2}$ Schicht nahe der Detektoroberfläche anhäufen. In ihnen sammeln sich Ladungen aus dem unerwünschten, jedoch unvermeidlichen Oberflächensperrstrom. Die Feldringe sind an einigen Stellen in radialer Richtung durch schmale $SiO_2$ Schichten auf der Detektoroberfläche unterbrochen. Sie leiten den Oberflächensperrstrom zu einer Schutzanode, von der er abgeführt wird. Wegen ihrer Funktionalität bezeichnet man die Unterbrechungen als *River*. Die über die River abgeführten Ladungen können nicht in das Detektorinnere gelangen und werden somit auch nicht von den Signalanoden registriert.

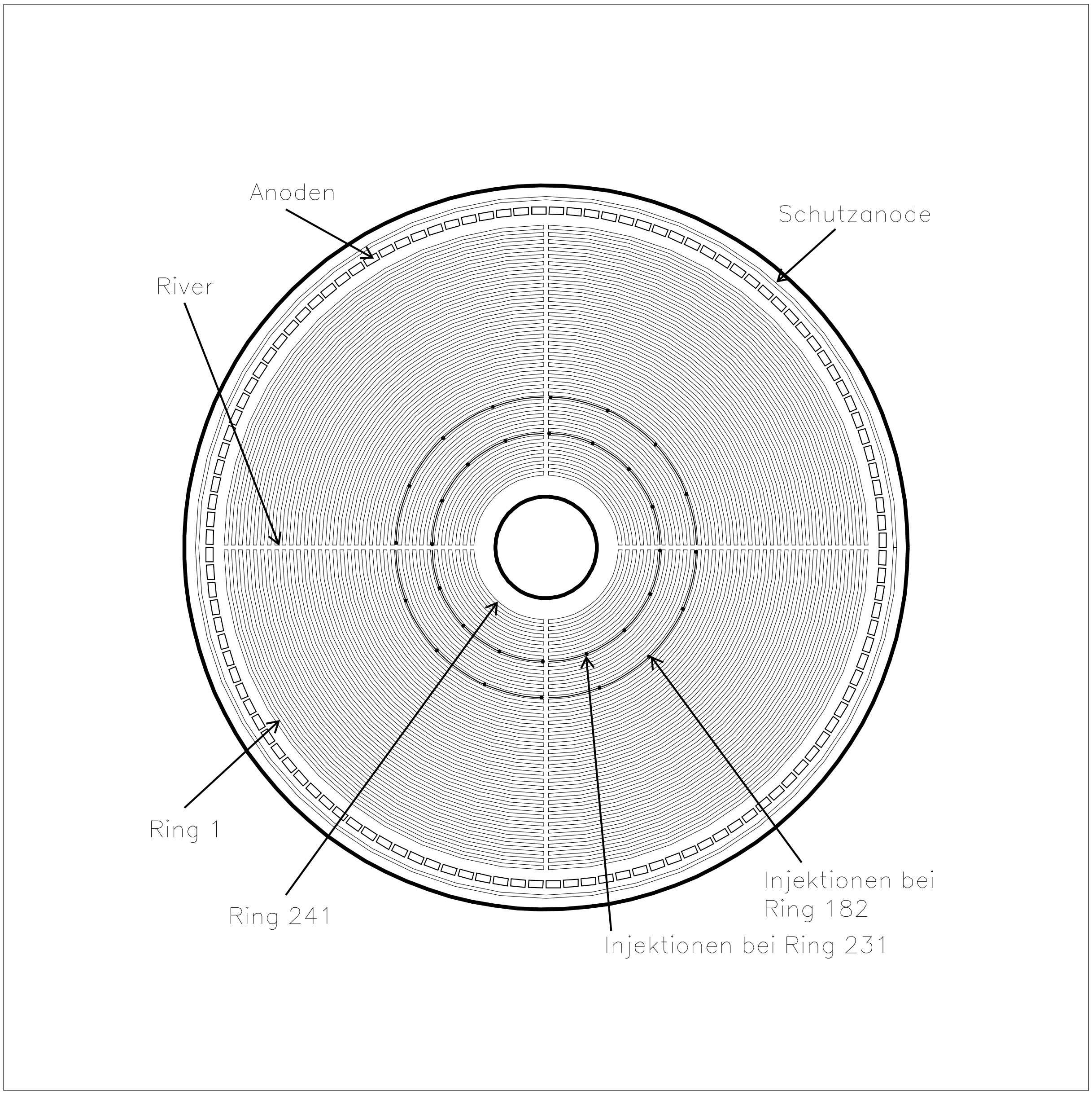


Abbildung 2.2: Aufbau eines radialen 4" Siliziumdriftdetektors mit 360 Anoden. Es ist die schematische Draufsicht zu sehen. Durch die 241 Feldringe wird das Driftfeld in dem Detektor erzeugt, die River führen den Oberflächensperrstrom zu der Schutzanode ab. Der Feldring, der sich am nächsten zur Anode befindet, wird als Ring #1 bezeichnet. Ihm folgen 241 Ringe im Abstand von 140$\mu$m. Die Elektronen driften radial nach außen zu den bei $r_A = 42$mm befindlichen Anoden. Die maximale Driftzeit im Detektor beträgt $\simeq 3.5\mu$s bei dem verwendeten Driftfeld von etwa 700 V/cm. In der Mitte des Detektors befindet sich ein kreisförmiges Loch von 8 mm Radius, um den Schwerionenstrahl ungehindert passieren zu lassen. An Ring #182 und Ring #230 befinden sich an 16 verschiedenen Winkeln Injektionsimplantationen.

## 2.2 Die 3" Siliziumdriftdetektoren

Diese Siliziumdriftdetektoren sind auf 3 Zoll Wafern produzierte radiale Detektoren mit einem Anodenradius von 32 mm. Auf dem Detektor befinden sich 241 Feldringe im Abstand von jeweils $120\mu m$. Nominell ist eine Driftspannung von 500 V/cm anzulegen, die eine effektive Driftgeschwindigkeit von 6.6 $\frac{\mu m}{ns}$ erzeugt. Die maximale Driftzeit der Elektronen zu den 360 Signalanoden ist 4.4 $\mu s$. Die gesamte aktive Fläche des Detektors beträgt 32 $cm^2$.
Aus technischen Gründen konnten die felderzeugenden $p^+$ Ringe nicht in idealen Kreisen auf dem Wafer implantiert werden. Man war gezwungen, 3° Sektoren zu bilden, innerhalb derer die Feldringe Polygone bilden. Sowohl auf der $n$ wie auch auf der Detektor $p$ Seite sind die Sektoren deckungsgleich angeordnet. Da das erzeugte elektrische Feld senkrecht zu den Feldstreifen steht, wird eine Abweichung des realen Feldes von dem gewünschten ideal radialen Driftfeld erzeugt. Dem radialen Feld ist eine transversale Komponente überlagert, deren Größe abhängig ist von der Position innerhalb eines 3° Sektors. Im gesamten Detektor wird eine $\varphi$-periodische Störung des radialen Feldes eingeführt, die eine Feldstärke von maximal 1% des Gesamtfeldes hat. Die Folge ist eine Fokussierung von Ladung auf die im Zentrum eines Sektors liegende Anode. Der fokussierende Effekt des transversalen Feldes wird als *Zentralanodeneffekt* bezeichnet.

Abb 2.2 verdeutlicht das Entstehen der Fokussierung. Lasertests [10] zeigen, daß

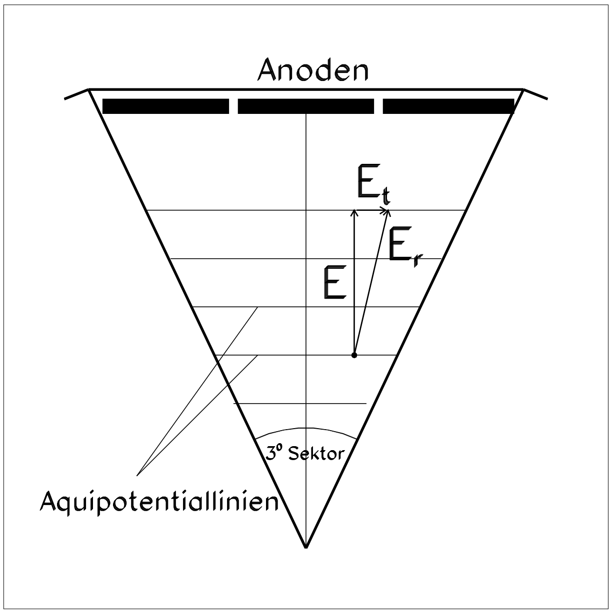


Abbildung 2.3: Zerlegung des realen Driftfeldes innerhalb eines der 120 Polygone in eine radiale und eine transversale Komponente.

die Zentralanode einen Faktor 2.4 mehr an Elektronen sammelt als die Nebenanode, wenn Ladungen zwischen Zentral- und Nebenanode freigesetzt werden. Der Zentralanodeneffekt hat eine bedeutende Verschlechterung der azimutalen Auflösung zur Folge. Die Fokussierung unterdrückt Ladungsteilung zwischen den Anoden, und bei kleinen Driftzeiten kommt es häufig vor, daß nur eine Anode genug Ladungen sammelt, um ein Signal zu erzeugen. Die Winkelkoordinate $\varphi$ wird aus der Bildung des Schwerpunktes der Ladungen auf den Anoden ermittelt. Existiert ein Signal von nur einer einzelnen Anode, kann lediglich die Aussage getroffen werden, daß der Teilchendurchgang in einem 1° Intervall gelegen hat. Die Auflösung in so einem

Fall ist $\sigma_\varphi$= $(\frac{1}{\sqrt{12}})^\circ$ = 5 mrad. Für ein Matching zu den RICH Detektoren ist der Wert nicht akzeptabel, da er von derselben Größenordnung ist wie deren Auflösung. Die Auflösung der RICH Detektoren beträgt $\sigma_\varphi^{mittel} \simeq$ 4mrad für $\theta \approx 10^\circ$ [6]

Um den Zentralanodeneffekt zu mindern, wurde von E.Gatti vorgeschlagen, die Feldringe auf der $p$- und $n$-Seite um 1.5 Grad gegeneinander zu rotieren. Durch die Drehung der Sektoren wird die Symmetrie des Detektors erhöht und in der Driftebene der Elektronen eine Geometrie vorgetäuscht, die effektiv einer Struktur aus 240 Polygonen entspricht [7]. Dadurch wird die Größe der transversalen Feldkomponente verringert und die Fokussierung auf die Zentralanode schwächer. Lasertests [11], durchgeführt an diesen Detektoren, zeigen ein de facto völliges Verschwinden des Zentralanodeneffektes. Feldrechnungen [7] ergeben, daß die transversale Feldkomponente um einen Faktor 6 kleiner ist als bei nicht rotierter $p$- und $n$-Seite. Die Abweichung von der radialen Geometrie beträgt nur noch 0.17 % des gesamten Feldes. Ein Lasertest dieser 3" Detektoren ergab eine Auflösung von $< \sigma_\varphi > = 2$ mrad gemittelt über den gesamten Driftbereich. Bei auftretender Ladungsteilung ist die Rekonstruktionsgenauigkeit $< \sigma_\varphi > = 1.32$ mrad (auch über ganz r gemittelt) [11].

Für die 1994 produzierten Detektoren kam erstmals eine integrierte front-end Elektronik in Form eines 30 Kanal Vorverstärkers und Signalformers zum Einsatz. Die neue Elektronik führt durch eine optimierte Pulsformung zu einer wesentlichen Verbesserung der ausgelesenen Pulsformen. Sie erwies sich jedoch in der Teststrahlzeit 1994 als oszillationsanfällig.

## 2.3 Die 4" Siliziumdriftdetektoren

Um dem gängigen Industriestandard nachzukommen, wurde die Produktion neuer Driftdetektoren für CERES seit 1994 auf die Verwendung von 4-Zoll Wafern umgestellt. Das ermöglichte den maximalen sensitiven Radius von bisher 32mm auf 42mm zu vergrößern, einhergehend mit einem Anwachsen der aktiven Detektorfläche auf $55cm^2$. Durch den größeren Radius ist es möglich, die Driftdetektoren im CERES Experiment weiter entfernt vom Target zu installieren und damit die Trefferdichte im Detektor zu senken.
Darüber hinaus gibt es wichtige Neuerungen im Design der Lithographiemasken (Aztec Design von P. Rehak, P. Holl).

- Entwicklung einer segmentierten Anodenstruktur zur Verbesserung der Ladungsteilung.
- Realisierung einer elektronischen Injektion zur Referenzpulsung des Detektors.
- Verwendung von 1° Sektoren zur Approximation des radialen Feldes. Fortschritte in der Herstellung der Lithographiemasken erlauben es, die Sektorgröße von 3° auf 1° zu verringern. Die *p*- und *n*-Seite ist um 0.5° gegeneinander rotiert. Die Fokussierung auf das Zentrum eines Sektors durch eine transversale Feldkomponente wird nochmals stark vermindert.

### 2.3.1 Die neue Anodenstruktur

Die driftende Ladungsverteilung in einem Siliziumdriftdetektor unterliegt der Diffusion. Durch Lösung der Diffusionsgleichung in radialer und azimutaler Richtung lassen sich analytische Ausdrücke für die Breite der Ladungsverteilung als Funktion der Driftzeit gewinnen [12]. Die Lösung der Differentialgleichung zeigt, daß die Ladungsverteilung sowohl in r als auch in $\varphi$ die Form einer Gaußverteilung annimmt. Die Breite ist von der Driftzeit im Detektor abhängig. Ein Beispiel für den SI15-Detektor unter U = 2450 V Hochspannung ($9.4\mu$m/nsec Driftgeschwindigkeit): $\sigma_\varphi = 79, 125, 177, 250\ \mu$m für Ionisierung bei Ring Nummer #50, #100, #150, #200. Zu diesen Werten ist noch die Breite der Anfangsladungsverteilung zu addieren. Je nach Driftzeit befinden sich somit 68 % der Ladungen in einer Breite zwischen 100 - $300\mu m$.
Der azimutale Breite einer 1° Anode beträgt 732 $\mu m$ und ist damit immer noch groß gegenüber der Breite der Ladungsverteilung. Zur Verbesserung der $\varphi$-Auflösung des Detektors muß ein Weg gefunden werden, verstärkt Ladungsteilung zwischen den Anoden herbeizuführen. Eine größere Anzahl von Anoden mit kleinerem Durchmesser könnte diese Aufgabe erfüllen, hätte aber einen erheblichen Mehraufwand in der Ausleseelektronik zur Folge. Eine andere Möglichkeit ist die Unterteilung einer Anode in mehrere Segmente, von denen einige mit benachbarten Anoden verbunden sind. Eine früher einsetzende und stärkere Ladungsteilung zwischen den Anoden ist die Folge. Rechnungen [7] ergeben, daß ein Maximum an Auflösung mit einer in 5 Segmente unterteilten Anode zu erreichen ist. Ein Bild der neuen Anodenstruktur ist in Abb 2.4 zu sehen. Die optimale Dimensionierung der einzelnen Segmente ist eine Breite von 366 $\mu m$ für das zentrale Segment und eine Breite von 121 $\mu m$ für die an der Sektorgrenze liegenden Teile der Anode. Sie sind mit dem zentralen Segment verbunden. Zwischen dem zentralen und den beiden an den Rändern des Sektors liegenden Segmenten befindet sich jeweils ein kleines Anodenpad von 61 $\mu m$ Breite. Es ist mit der jeweils benachbarten Anode verbunden.

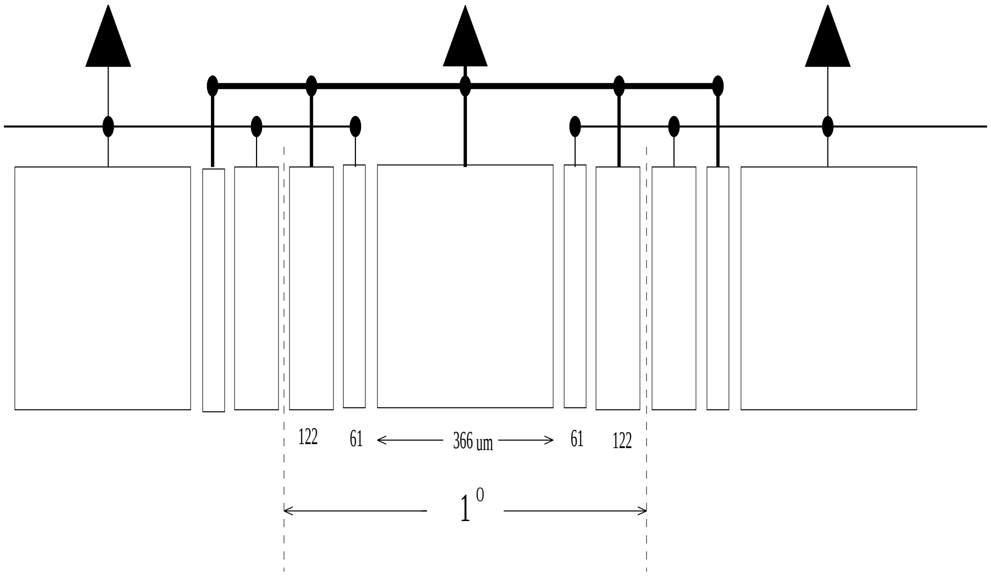


Abbildung 2.4: Prinzip der segmentierten Anoden. Das größte Segment hat eine Ausdehnung von 366 $\mu m$ , die mittelgroßen von 121 $\mu m$ und die beiden kleinsten von 61 $\mu m$. Die kleinsten sind jeweils mit der Nachbaranode verbunden. Auf diese Weise wird eine Aufteilung der Signalladung auf mehr als einen Auslesekanal (Pfeile) erzwungen.

Diese aus Rechnungen ermittelte optimale Konfiguration der Anoden wurde für die 4" Detektoren realisiert (Aztec Design).
Ein Querschnitt durch die Anodenregion ist in Abbildung 2.5 zu sehen, die dort vorhandenen Potentiale in Abbildung 2.6. Die Elektronen driften in der Mitte des Detektors zu den Anoden. In Anodennähe werden die Ladungen durch die an den Ringen #1, #2 und E1 anliegenden Spannungen auf die Segmente fokussiert. Ring #2 auf der Detektor p-Seite befindet sich auf einem negativeren Potential als Ring #1 und E1 auf der gegenüberliegenden n-Seite. E1 erzeugt eine Fokussierung auf die einzelnen Segmente der neuen Anodenstruktur. Die Spannung an E1 baut zwischen den Segmenten eine Potentialbarriere auf, die sie elektrisch voneinander trennt. Bei Verwendung der Anodenregionspannungen von #2 = -60V, #1= -30V und E1 = -16 V ist das Gesamtpotential so eingestellt, daß eine Ladungsteilung der Geometrie der Segmente folgend zu erwarten ist. Die Eigenschaften der Potentialbarriere ist durch die an E1 und #2 anliegenden Spannungen bestimmt. Eine Variation der Anodenregionspannungen führt zu einer veränderten Fokussierung der Elektronen auf die Anodensegmente. Eines der Ziele der durchgeführten Lasertests ist es, die Ladungsteilung zwischen den Segmenten als Funktion der angelegten Spannung zu messen und damit die vorhandenen Potentiale abzutasten. Auf diesem Weg wird nach einer optimalen Einstellung der Potentiale gesucht.

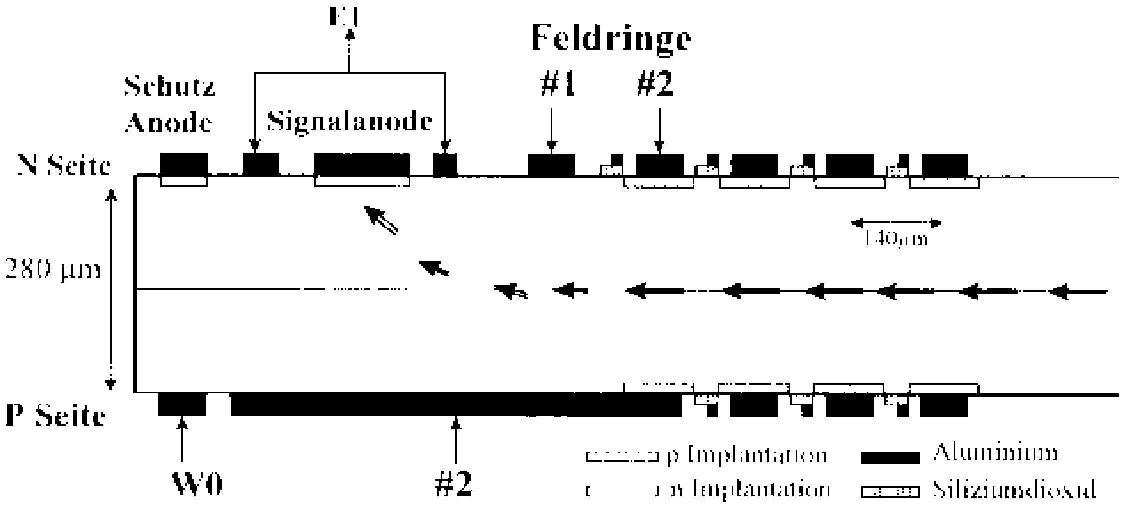


Abbildung 2.5: Querschnitt durch die Anodenregion. Durch Absenken der Potentiale auf der P-Seite werden die Elektronen zu der Signalanode abgelenkt.

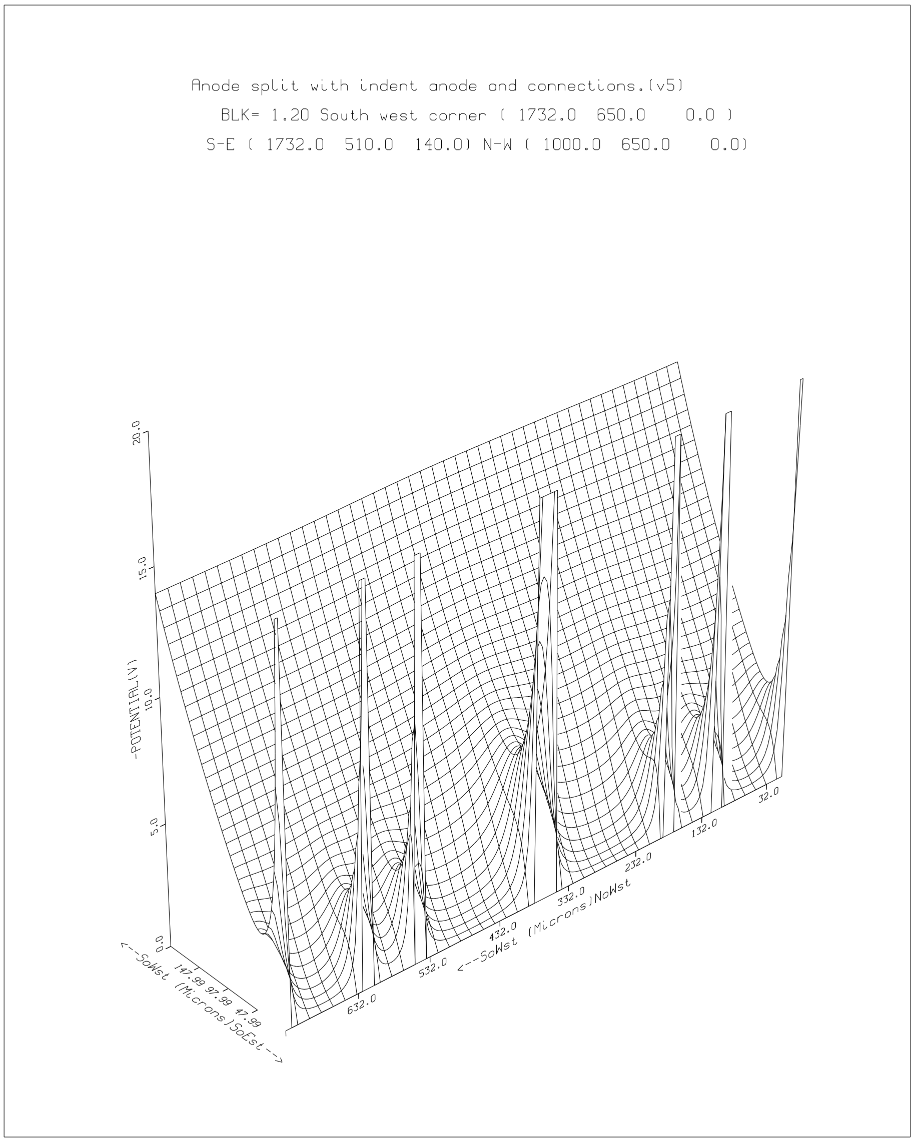


Abbildung 2.6: Potentiale im Bereich einer segmentierten Anode. Die Potentialspitzen werden durch die an E1 (p-Implantation) angelegte Spannung erzeugt und dienen der elektrischen Trennung der einzelnen Segmente. Die Feldstärke wird maßgeblich durch die an Ring #2 angelegte Spannung bestimmt. Das Bild zeigt die Potentiale in einem 1° Sektor; die zugehörige Anodenstruktur ist eingezeichnet. [27]

### 2.3.2 Die Lasereinschußpositionen

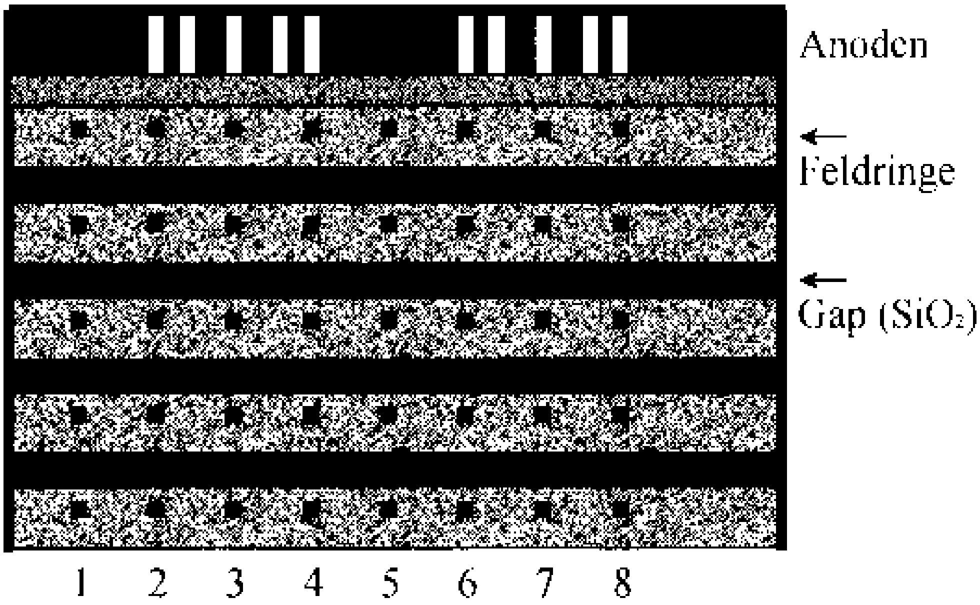


Abbildung 2.7: Lage der Lasereinschußreihen zueinander. Die Einschußreihen Nummer 1,3,5 und 7 verlaufen bis zu dem innersten Radius des Detektors bei Ring #241. Die restlichen 4 Einschußreihen verlaufen lediglich bis zu Ring #120.

Die Aluminisierung der Feldringe verhindert durch Reflexion das Eindringen des Laserlichtes in den Siliziumwafer. Die einzigen Gebiete auf den 3" Detektoren, an denen sich durch einen Laser Ladungen freisetzten lassen, sind die $SiO_2$ Schichten auf der Oberfläche. In den bisher durchgeführten Lasermessungen erfolgte der Lasereinschuß in die River oder die Gaps zwischen zwei Feldringen. Nach dem *Lambert-Beerschen-Gesetz*

$$n(z, t_0) = const \cdot e^{-\alpha * d}$$

nimmt die Intensität des eindringenden Laserlichtes exponentiell mit der Eindringtiefe ab. Bei der verwendeten Infrarotlaserdiode ($\lambda$ = 905 nm) beträgt die mittlere Eindringtiefe 20 $\mu m$, nur 8% der Waferdicke. Ladungsträgererzeugung durch einen Laser ist somit ein Oberflächenphänomen. An den $SiO_2$ Schichten der Oberfläche ist das Driftfeld besonders schwach und deformiert. Die von einem Laser erzeugten Elektronen müssen, bildlich gesprochen, erst die Potentialtaschen füllen, bevor sie in das Hauptdriftfeld gelangen können (siehe Abb 2.1). Eine scheinbar viel zu große Anfangsbreite der Ladungsverteilung ist die Folge. Eine Breite der Anfangsladungsverteilung von $\sigma_0 = 76\ \mu m$ wurde gemessen [11]. Durch Drift- und Diffusionsprozesse wird die anfänglich exponentielle Ladungsverteilung schon nach einer Driftzeit von $\approx$20 ns gaußförmig verteilt. Rechnungen [12] beweisen, daß die durch einen Lasereinschuß erzeugte Ladungsverteilung auf der Zeitskala von einigen 10 nsec einer infolge eines Teilchendurchganges erzeugten Ladungsverteilung aequivalent wird. Im 4" Detektordesign sind rechteckige Öffnungen in der Aluminisierung der Feldstreifen vorgesehen, die einen Lasereinschuß an den Stellen in das Detektorsilizium zulassen, wo die höchste Feldstärke vorhanden ist. Eines der Defizite bisheriger Lasertests ist somit beseitigt. Auf den 4" Detektoren gibt es jeweils im

Abstand von 90° radial verlaufende Reihen von Lasereinschußlöchern. Insgesamt sind acht radiale Reihen von Einschußlöchern vorgesehen. Abb 2.7 zeigt die Lage der 8 Reihen bezüglich der Anodenstruktur. Zusätzlich sind an diesen Winkeln vor einer Anode 20 Einschußpunkte auf Ring #1 und Ring #2 vorgesehen. Der Abstand der Öffnungen beträgt 0.05°.

### 2.3.3 Die elektronische Injektion

Eines der großen Probleme beim praktischen Einsatz von Siliziumdriftdetektoren ist die starke Abhängigkeit der Elektronenmobilität von der Temperatur. Dadurch wird die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Silizium temperaturabhängig. Zwischen der Driftgeschwindigkeit $v$ und dem angelegtem Feld $E$ besteht der Zusammenhang

$$v = \mu \cdot E$$

wobei $\mu$ die Elektronenmobilität bezeichnet. Sie besitzt eine Temperaturabhängigkeit, die mit

$$\mu \propto T^{-2.4}$$

skaliert. Ein zeitlich konstantes Driftzeitspektrum ist nur dann erreichbar, wenn die Temperaturänderung über die gesamte Meßzeit klein bleibt. Bereits eine Änderung um 1°K von 300°K auf 301°K ändert die Driftgeschwindigkeit merklich:

$$v_{drift,T=301} = v_{drift,T=300} \cdot (1 - 7.9 \cdot 10^{-3})$$

Bei einer Driftgeschwindigkeit von 10 $\mu$m/ns und einer Driftstrecke von 3 cm ergibt sich eine Driftzeitänderung von $\Delta$t = 23,8 nsec. Ein Treffer wird 238 $\mu m$ zu weit innen auf dem Detektor rekonstruiert. Bei einer intrinsischen Auflösung von $< \sigma_{loc} > = 13.73\mu$m (Kapitel 6.1) ist eine nicht korrigierte Temperaturänderung von $\Delta$T = 0.07° bereits kritisch. Zur Gewährleistung eines effizienten Trackings und einer guten globalen Auflösung müssen Temperaturänderungen unterbunden oder erkannt werden. Für den Driftdetektoreinsatz in CERES ist 1995 eigens aus diesem Grund eine verbesserte Kühlung der Driftdetektoren eingebaut worden. Neben dem Kühlen des Siliziums auf T $\simeq$ 20° Celsius (von den etwa 40° Celsius der Detektorumgebung) sollen Temperaturschwankungen unterdrückt werden. Sie ergeben sich unvermeidlich aus Änderungen in der Umgebungstemperatur (z.B Tag-Nacht Zyklus). In manchen Einsatzbereichen, zum Beispiel im Vakuum, ist der Einsatz einer Kühlung nicht mehr ohne weiteres möglich. Es muß ein Weg gefunden werden, Temperatureffekte zu korrigieren. Mit Hilfe der Ladungsinjektion ist man in die Lage versetzt, an genau definierten Radien Ladungen in den Detektor einzubringen und ihre Driftzeit präzise zu messen. Temperaturbedingte Schwankungen der Driftgeschwindigkeit werden erkennbar und 'offline' korrigierbar. Beim Einsatz der Siliziumdriftdetektoren im Strahlbetrieb sind Referenzmessungen mit der Injektion in den Strahlpausen möglich.

Die Injektion ist durch eine $n$-Implantation auf der Waferoberfläche realisiert. Sie ist auf eine Fläche von $10\mu m \cdot 10\mu m$ zwischen zwei Feldringen implantiert. Dabei stellt sich die Injektion auf das Potential der sie umgebenden Feldringe ein. Ein über einen Pulser zugeführter negativer Puls erhöht das Potential an der Implantation für die Dauer des Pulses. Elektronen aus dem Oberflächensperrstrom, die sich in der Potentialtasche zwischen den $p^+$-Elektroden und der isolierenden $SiO_2$-Schicht gesammelt haben, werden aus der Potentialtasche in das Hauptdriftfeld fließen. Die Elektronen driften zu den Signalanoden und erzeugen ein Signal. Aus der Driftzeit und der genau bekannten Driftstrecke läßt sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen errechnen. Die Injektionspunkte befinden sich an zwei verschiedenen Radien auf dem Driftdetektor und an 16 verschiedenen Winkeln (alle 24°). Die näher an den Anoden befindlichen Injektionen sind zwischen Ring #182 und Ring #183 lokalisiert. Das entspricht einer Driftstrecke zu den Anoden von 25550 $\mu m$. Die im Radius weiter innen liegenden Injektionen sind zwischen Ring #230 und Ring #231 implantiert. Die Entfernung von den Anoden beträgt in ihrem Fall 32420 $\mu m$. Die Photographie einer Injektionsimplantation ist in Abb 2.8 zu sehen.

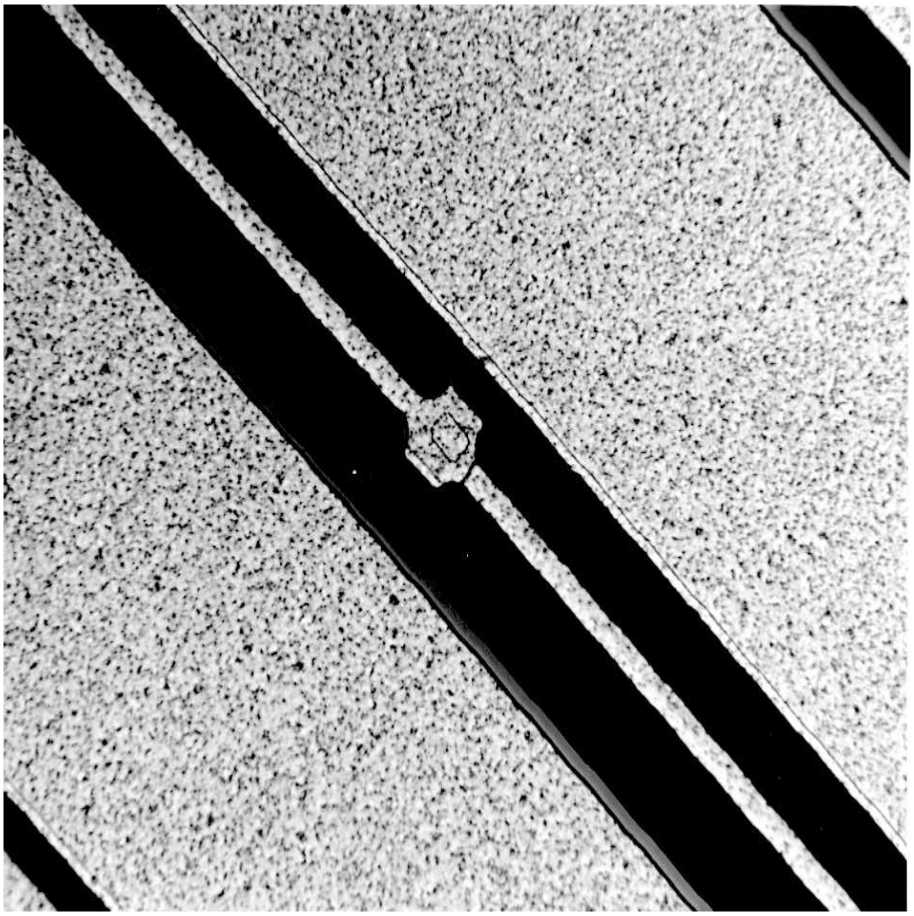

Abbildung 2.8: Photographie eines Injektionpads. Man sieht die n-Implantation zwischen den beiden Feldringen, die über eine Zuleitung mit einer externen Pulserquelle verbunden ist.

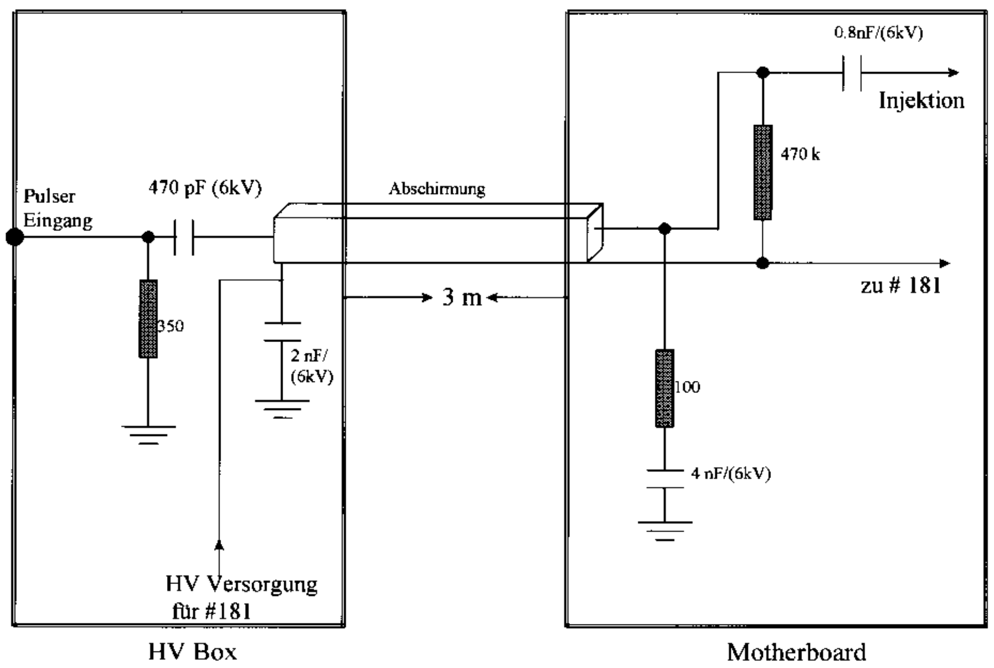


Abbildung 2.9: Schaltplan zum Anschluß der Injektion

Zur Inbetriebnahme der Injektion war es nötig, einige Veränderungen auf dem Motherboard, das den Detektor trägt, vorzunehmen. Wird die Injektion ohne weitere Schutzmaßnahmen angeschlossen, können von ihr Elektronen aus dem Detektoroberflächenstrom abfließen. Die sehr geringe Kapazität der Implantation macht einen Zusammenbruch der an dem Pad anliegenden Spannung wahrscheinlich. Ein Spannungsüberschlag zwischen der Injektion und den benachbarten Feldringen wäre zu erwarten. Das Abfließen von Ladungen aus der Implantation ist durch die Schaltung Abb 2.9 unterbunden.

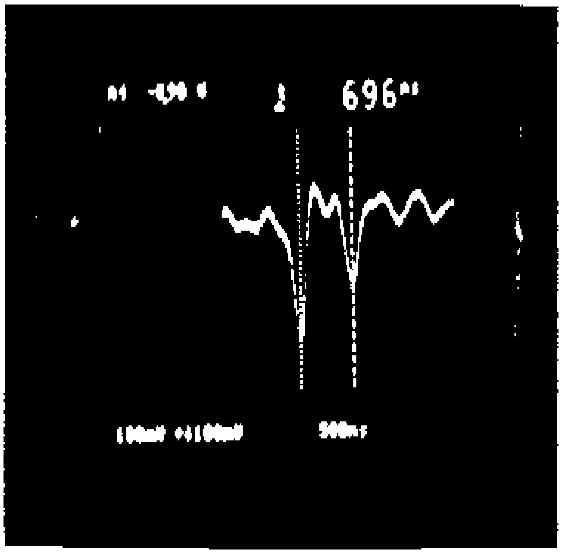


Abbildung 2.10: Oszillographenbild. Signalausgang von Anode #182 bei Ladungsinjektion an Ring #182/#183 und #231/#232. Aus dem zeitlichen Abstand der Pulse von 696 ns errechnet sich die Driftgeschwindigkeit zu 10.4 $\frac{\mu m}{ns}$

Die Pulsersignale werden über eine eigene Signalleitung in den Kabeln der Hochspannungsversorgung zugeführt. Die Pulserleitung ist über einen 470 $k\Omega$ Widerstand mit der Spannungsversorgung des benachbarten Rings gekoppelt. Er zieht die Signalleitung auf das Potential des Nachbarringes, ohne jedoch zu einem Stromfluß zu führen. Die hochfrequenten Pulsersignale von einigen 100 mV Amplitude werden über einen Kondensator in die Signalleitung eingekoppelt. In die Pulserleitung ist nahe der Injektionsimplantation ein Kondensator (0.8nF/6kV) eingelötet. Er verhindert ein Abfließen von Ladungen aus dem Pad. Durch die Kopplung der Pulserleitung an die Spannungsversorgung des Nachbarrings wird verhindert, daß an diesem Kondensator eine hohe Spannung anliegt. Der Leckstrom könnte ausreichen, an der Injektion einen Spannungszusammenbruch zu provozieren.

Die Analyse des durchgeführten Lasertests zeigt, daß durch die Injektion permanent Elektronen in das Driftfeld gelangen. An dem Winkel der Injektion bildet sich eine Raumladung aus. Die permanente Freisetzung von Elektronen ist durch einen produktionstechnischen Mangel dieses getesteten Detektors bedingt. Er wird in Kapitel 4.4.2 erläutert. Der DC-Strom im Detektorvolumen führt zu einer azimutalen Ablenkung driftender Ladungen durch eine Störung des Potentials in der Umgebung der $n$-Implantationen. Der Lasertest belegt diesen Sachverhalt (Abb 6.12, 6.13). Ein weiterer schlüssiger Beweis für das Vorhandensein eines Stromes im Detektor ist die Tatsache, daß es möglich ist, einen positiven Puls mittels Injektion in dem Detektor zu erzeugen. Eine Pulsung der Injektionsimplantation mit einem positiven Puls führt zu einer erschwerten Elektroneninjektion und damit zu einer Verringerung des DC-Stromflusses im Detektor. Der konstante Strom im Detektor ist über die Pulsdauer reduziert und ein positiver Puls an den Signalanoden wird vorgetäuscht. Das Anlegen einer um 40 Volt positiveren Spannung an die Injektion (im Vergleich zum Nachbarring) reduziert den Strom erheblich.

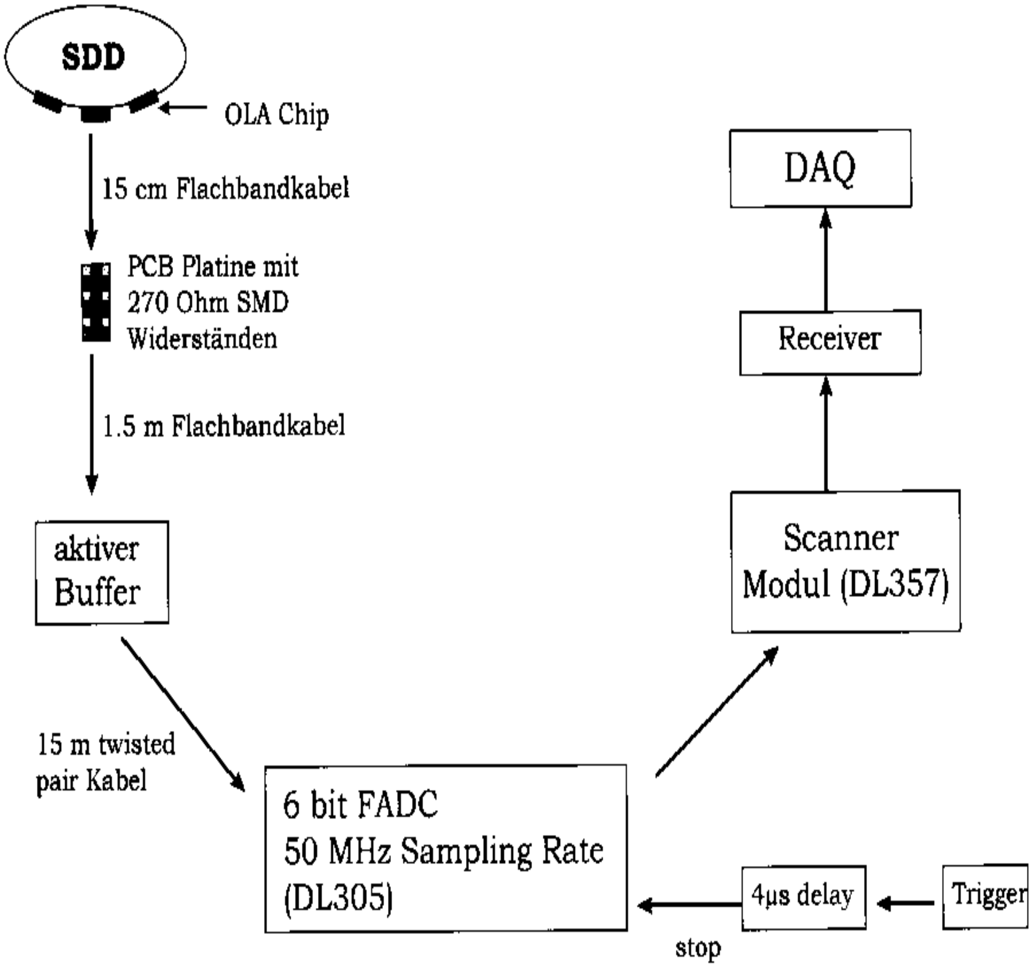


Abbildung 2.11: Auslesekette von Driftdetektoren

## 2.4 Auslese von Driftdetektordaten

Das wesentliche Ausleseschema der SDD ist aus Abb. 2.4 zu ersehen. Die von den Anoden registrierten Pulse (ca. 25000 $e^-$/mip) werden von einem hochintegrierten Schaltkreis (Operational Linear Amplifier Chip, OLA Chip [18]), verstärkt und geformt. Das Ausgangssignal des Verstärkers ist bipolar, um den Einfluß von elektronischen Störsignalen zu verringern. Die Ausgangssignale werden von Flachbandkabeln mit jeweils 20 Signalleitungen (10 Anoden/Kabel) zu einer Treiberstufe (aktiver Buffer) geleitet. Eine genauere Beschreibung dieser Komponenten folgt in Kapitel 3.
Die analogen Signale werden in einem Flash Analog to Digital Converter (FADC) digitalisiert. Ein FADC ist ein Paralleldigitalisierer, das besonders für hohe Frequenzen ausgelegt ist. Am Eingang des FADC wird das bipolare Signal durch einen Videochip (Differenzverstärker) verstärkt und zusammengesetzt. Das analoge Signal wird mit 50 MHz (20 ns) abgetastet und mit einer Auflösung von 6 bit nichtlinear digitalisiert. Die Abtastfrequenz (sampling) wird von einer externen Clock vorgegeben. Das digitalisierte Signal ist in einem ebenfalls auf dem FADC Modul befindlichen 256 byte tiefen Speicher gespeichert. Die Pulsamplituden sind demnach in 256 diskreten Zeitintervallen aufbewahrt. Ein solches Intervall wird *Zeitbin*

genannt. Ein verwendetes FADC Modul verfügt über 4 Kanäle, insgesamt kommen 96 Module pro Driftdetektor zum Einsatz, die sich in 4 Crates befinden. Das FADC wird im *'common stop mode'* betrieben. Das bedeutet, es überschreibt den Speicherinhalt solange, bis es ein Stopsignal empfängt. Das Stopsignal wird von dem Experimenttrigger (der den Start eines Events signalisiert) zur Verfügung gestellt und durch ein elektronisches Delay um die Driftzeit im Detektor verzögert. Das FADC ist nur bei fallender Clockflanke (alle 20 ns) für ein eintreffendes Stopsignal empfindlich. Der Stoppuls kann jedoch zu jedem beliebigen Zeitpunkt eintreffen, so daß er im allgemeinen zeitlich asynchron zu der Clock liegt, die die 50 MHz Abtastfrequenz des FADC vorgibt. Für eine Zeitauflösung ist die Information, daß das Stopsignal irgendwann in einem 20 ns Intervall eingetroffen ist, nicht ausreichend. Es muß die zeitliche Differenz zwischen eintreffendem Stopsignal und der nächsten negativen FADC Clockflanke gemessen werden. Die Differenz wird durch ein CAMAC TDC (Time to Digital Converter) festgestellt. Der TDC Wert wird für jedes Ereignis bestimmt und zusammen mit dem Stoppuls auf DAT gespeichert. Über ein DL300 eigenes Bussystem wird der Speicherinhalt des FADC von einem Scanner und Interface Modul (SIM) ausgelesen. Das Auslesen des Speicherinhaltes geschieht mit einer Frequenz von 16MHz. Im SIM findet eine erste Datenreduktion statt, indem nur solche Daten ausgelesen werden, die über einer festgelegten Schwelle liegen (*readout threshold*). Sie werden nur dann ausgelesen, wenn mindestens 2 aufeinanderfolgende Zeitbins über der Ausleseschwelle liegen. Ist das der Fall, werden die über der Schwelle liegenden Zellen inklusive 5 davor liegender Zeitbins (pre-samples) ausgelesen. Zwei benachbarte Kanäle werden immer simultan ausgelesen, auch wenn nur ein Kanal die Auslesebedingungen erfüllt. Die zwei simultan ausgelesenen Kanäle bilden ein *'wire'*. Der Auslesevorgang findet solange Fortsetzung, bis kein Kanal mehr die Schwelle überschreitet. Die Daten aus dem SIM werden über Flachbandkabel zu Receivern transferiert, die als FIFO (first-in-first-out) Zwischenspeicher für die Daten dienen. Zusätzlich werden in den Receivern die Presamples aufsummiert. Die Summe der Presamples wird an die Adresse des letzten der 5 Presamples geschrieben. Die Presamples sind zur Pedestalmessung nötig. Gesteuert von zwei OS9 CPU's werden die Driftdetektorreceiver über einen FDCS Bus ausgelesen. Die CPU's sind im sogenannten 'Master Crate' lokalisiert und werden von einem 'Event Builder' gesteuert. Er ordnet die von den verschiedenen Detektoren einlaufenden Daten. In den Strahlpausen (out of burst) werden die aus allen Spektrometerkomponenten einlaufenden Daten auf 8 DAT Bänder gespeichert. Die Siliziumdriftdetektordaten werden in der durch das FADC gelieferten Form als Wires gespeichert.

# Kapitel 3

# Einsatz einer neuen Ausleseelektronik

## 3.1 Chipspezifikationen

Bei dem OLA-Chip (Operational Linear Amplifier) handelt es sich um einen von W.Dabrowski [18] zum Einsatz für Siliziumdriftdetektoren in ALICE (A Large Heavy Ion Collider Experiment) entworfenen ladungsempfindlichen Vorverstärker und Signalformer. Er ist direkt auf dem Motherboard aufgeklebt, um die Distanz zwischen Anoden und Verstärker so klein wie möglich zu halten. Abb 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau.

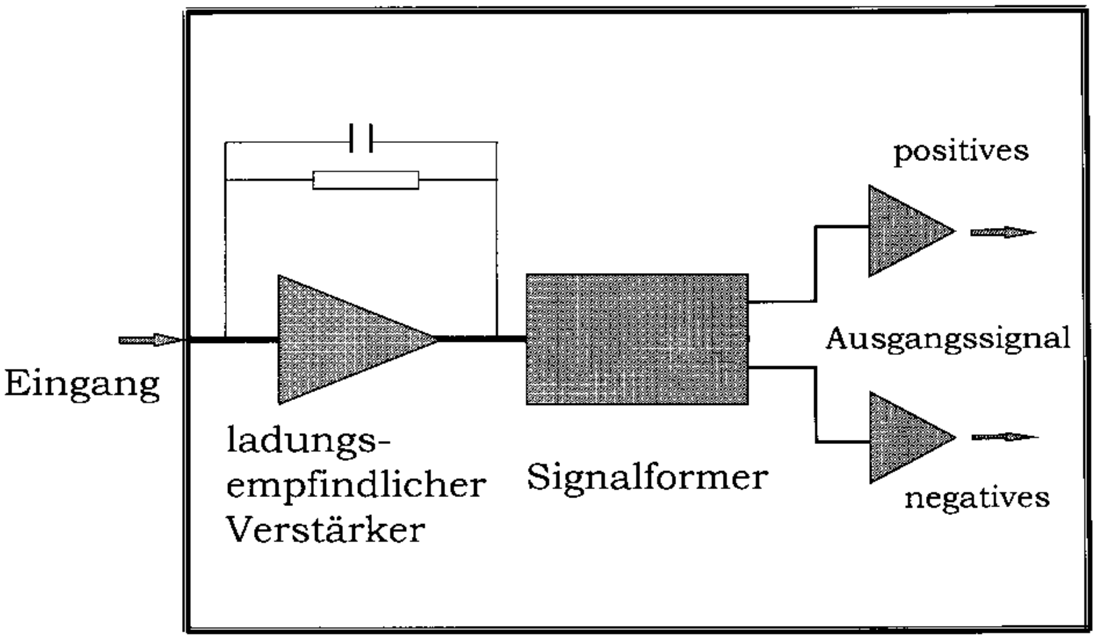


Abbildung 3.1: Prinzipieller Aufbau des OLA-Chip

In einem Vorverstärker sind 32 unabhängige Kanäle integriert. Die erste Stufe des IC (integrated circuit) verstärkt das von der Anode kommende Signal mittels eines Transimpedanzverstärkers. Sein Verstärkungsfaktor (Gain) ist so eingestellt, daß ein m.i.p. (minimum-ionizing-particle) ein Ausgangssignal von 100mV erzeugt. Der dynamische Bereich ist mit 300mV angegeben (bei 50 $\Omega$ Abschluß). Vom Verhalten ähnelt er einem Breitbandoperationsverstärker.

Der Signalformer (Shaper) hat die Aufgabe, die Pulse quasi gaußförmig zu formen. Die Ausgangsamplitude ist durch den Pulsformungsprozeß leicht von der Breite des Eingangssignals abhängig: breite Eingangspulse haben eine etwas geringere Ausgangsamplitude als schmale Signale mit gleicher Eingangsamplitude. Diese frequenzabhängige Signalverstärkung führt zu dem Effekt des *ballistischen Defizit*. Das durch den OLA Chip erzeugte ballistische Defizit ist für eine Amplitudenabnahme von 42% über den gesamten Driftbereich verantwortlich. Es ist wesentlich geringer als das, welches durch die früher benutzte hybride Ausleseelektronik verursacht wurde.

Ein $\delta$-förmiges Eingangssignal erzeugt ein Ausgangssignal von $\sigma \simeq 45$ ns Breite. Die Ausgangspulsform ist den Anforderungen eines FADC mit 50 MHz Abtastrate angepaßt. Der gesamte integrierte Schaltkreis wird über 4 Versorgungsspannungen betrieben, deren nominelle Einstellungen sind [18]:

| Versorgungsspannung | Spannungswert[V] |
|---|---|
| $V_{sub}$ | -2.0 |
| $V_{cc}$ | +2.0 |
| $V_{cr}$ | +0.35 |
| $V_{R2}$ | +0.9 |

Die Spannung $V_{R2}$ bestimmt die Stärke des durch die Verstärkerstufe fließenden Stromes, die Spannung $V_{cr}$ den Strom in der bipolaren Ausgangsstufe.

## 3.2 Stabilität

### 3.2.1 Problemstellung

Ein besonders schwer zu bewältigendes Problem war die ausgeprägte Neigung des OLA-Chips zu schwingen. Diese machte sich im Labortest einzelner Chips mit wenigen getesteten Kanälen kaum bemerkbar. Im Experimenteinsatz aber, bei dem zwölf Chips je 30 symmetrische Ausgangskanäle treiben, stellte diese Instabilität die Zuverläßigkeit der Driftdetektorauslese in ernsten Zweifel. Es war klar, daß eine positive Rückkopplung auf den Eingang stattfindet. Zunächst wurden (1994) die Versorgungsspannungen auf dem Motherboard mit schnellen keramischen Kondensatoren (10nF) und Tantalkondensatoren (33$\mu$F) gegen die Signalmasse abgeblockt. Die Maßnahme führte zwar zu einer deutlichen Verbesserung, aber keinesfalls zu einem stabilen Betriebszustand. 1995 wurde ein aktiver Buffer zwischen dem OLA Chip und dem FADC in die Auslesekette integriert. Er entlastet den Preamplifier Chip von der Aufgabe, die Ausgangspulse über das 15 m lange twisted-pair Kabel direkt zu dem FADC zu treiben. Der Buffer ist durch einen für Videoanwendungen entwickelten Breitband Operationsverstärker der Firma MAXIM (MAX435) realisiert. Er ist speziell für den Einsatz bei der Übertragung hochfrequenter Signale entworfen (Bandbreite von 275 MHz bei einer Anstiegszeit von $800\frac{V}{\mu s}$). Insgesamt finden 12 Buffer-Module Verwendung, auf denen sich jeweils 30 Kanäle befinden. Ein weiterer Vorteil der Benutzung eines aktiven Buffers ist die Möglichkeit, die Signalamplituden durch einen an dem Operationsverstärker einstellbaren Verstärkungsfaktor zu regulieren. Er erlaubt eine Anpassung der Signalamplituden an den optimalen Arbeitsbereich des FADC.

Zwar blieb der aktive Buffer ein unverzichtbares Element der Driftdetektorauslese, die Chiposzillation konnte mit ihm alleine jedoch nicht beseitigt werden. Neben der Reduktion der ohmschen Last mußte auch die kapazitive Last der Flachbandkabel verringert werden. Es war nicht möglich, die Buffer Module näher als 2 m an die in einer Targetröhre eingebauten Detektoren heranzuführen, so daß ein einfacher Trick verwendet wurde.

### 3.2.2 Tests zum Oszillationsverhalten

Ein äußeres Anzeichen für das Einsetzen der Chiposzillation ist das Zusammenbrechen der symmetrischen Versorgungsspannungen $V_{sub}$ und $V_{cc}$ , begleitet von einem gleichzeitigen Anstieg der über sie fließenden Stöme um ein Vielfaches. Um eine stabile Spannungsversorgung zu gewährleisten, die auch kurzfristig große Ströme liefern kann, wurden Tantalkondensatoren in die Spannungszuleitungen eingelötet. Sie puffern die Stromversorgung. Vermutet wurde auch, daß der Vorverstärker sehr sensitiv auf kurze Spannungsspitzen reagiert, die ihm über die Versorgungnetzteile zugeführt werden. Um dies als Quelle des Problems auszuschließen, wurde die Spannungsversorgung auf Blei-Akkumulatoren umgestellt. Tests mit der Konfiguration zeigten lediglich eine geringe Verbesserung der Situation.

Verschiedene Tests verdeutlichten, daß die Oszilliation bei Verwendung eines elektronischen Testpulsers früher einsetzte, als bei der Verwendung einer radioaktiven Quelle. Bei den verwendeten Einstellungen erzeugen beide Signalquellen in etwa Signale derselben Ausgangsamplitude. Daraus läßt sich schließen, daß das Schwingverhalten entweder durch die vom Pulser erzeugte Signalform (Rechteckpulse) verschlechtert wird, oder durch die Tatsache, daß der Pulser jeden 4. Verstärkerkanal simultan anspricht. Bei der Nutzung der radioaktiven Quelle ist die Zahl der zu verstärkenden Signale daher viel geringer als bei der elektronischen Chippulsung. Eine deutliche Verbesserung des Schwingverhaltens ließ sich durch eine Senkung der Pulseramplitude erreichen. Bei Amplituden von $I_{Puls} \leq 60$ mV nahm die Stabilität deutlich zu und bei einer Pulseramplitude $I_{Puls} \leq 40$ mV verhielt sich der Vorverstärker stabil. Das Entfernen aller Signalkabel bis auf ein einzelnes reduziert die Oszillationsanfälligkeit ebenfalls erheblich. Alle diese Beobachtungen bestätigen, daß es sich bei der Schwingneigung um ein kollektives Phänomen handelt (mode locking).

Das ist ein Indiz dafür, daß die Ausgangsstufe nicht in der Lage ist, große Pulse in einer hohen Rate über die 2.5 m lange Distanz zu den Buffer-Modulen zu übertragen. Ziel war es, eine Möglichkeit zu finden, die Belastung der Ausgangsstufe zu senken. Ein Weg, die Leistung, die zur Übertragung eines Pulses benötigt wird, zu vermindern, besteht in der Reduktion der kapazitiven Last der Signalleitung. Die Kapazität der verwendeten Flachbandkabel von 2.5 Meter Länge wurde zu 220 pF gemessen.

### 3.2.3 Problemlösung

Die kapazitive Last des Flachbandkabels wird durch Einfügen eines Serienwiderstandes in die Signalleitung abgekoppelt. Das Einbringen eines Widerstandes kurz nach dem Ausgang des OLA-Chip kommt dem Einbau eines Spannungsteilers gleich. Die Signalamplitude hinter dem Spannungsteiler ist reduziert und damit der von der Ausgangsstufe des Operationsverstärkers zu liefernde Strom. Durch Einbau eines Serienwiderstandes von 270 $\Omega$ wird die Pulsamplitude um einen Faktor 6.4

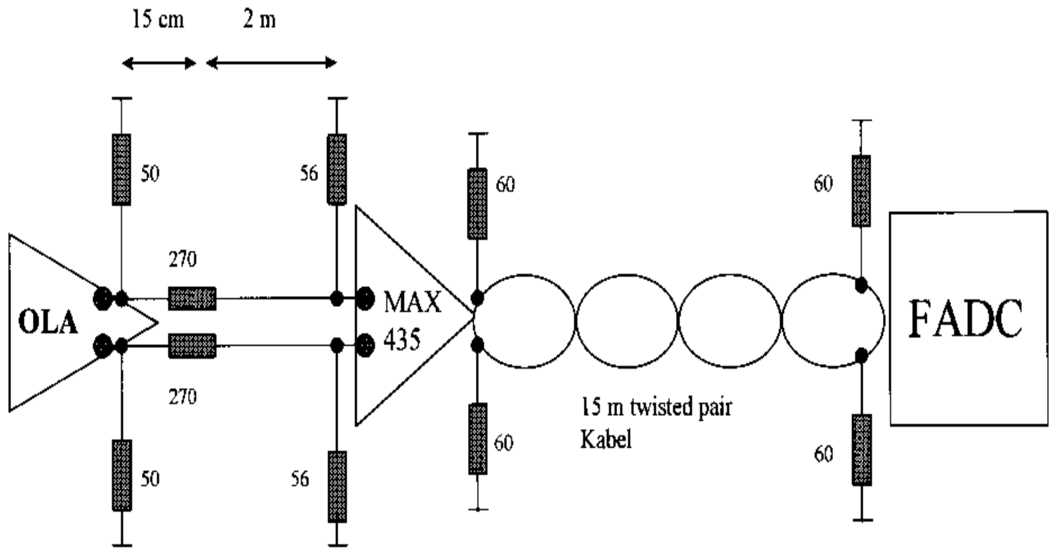


Abbildung 3.2: Modifizierte Signalübertragung zur Stabilisierung des OLA-Chip: Signalabschwächung durch 270Ω Serienwiderstände nach dem OLA-Chip Ausgang.

reduziert. Die Leistung, die zur Übertragung eines typischen Pulses zur Verfügung gestellt werden muß, verringert sich um den Faktor 40.

Problematisch ist das Einfügen eines Serienwiderstandes deshalb, weil er zusammen mit der Kapazität des Kabels einen Tiefpaßfilter erzeugt. Je größer der Serienwiderstand gewählt ist, desto stärker sind die hohen Frequenzen abgeschwächt. Die zu übertragenden Pulse sind durch das Herausfiltern hoher Frequenzen aus ihrem Spektrum deformiert. Bis zu einem Widerstandswert von 300 Ω konnte keine Verschlechterung der Signalform festgestellt werden. Bei R $\simeq$1 $k\Omega$ ist bereits eine deutliche Verbreiterung der Pulse zu erkennen. Der durch den Spannungsabfall herbeigeführte Amplitudenverlust wird durch die Erhöhung des Verstärkungsfaktors der in den aktiven Buffern befindlichen Operationsverstärker ausgeglichen.

### 3.2.4 Realisierung

Ein Problem bei dem Einfügen der Serienwiderstände sind die sehr beengten Platzverhältnisse in der Targetröhre, in die die SDD's eingebaut werden. Es existiert ein Spielraum von nur wenigen Millimetern zwischen den Signalkabeln und der Innen- und Außenwand der Targetröhre, durch die sie zu den Buffer-Modulen geführt werden. Das Einbauen gewöhnlicher Widerstände ist aus Platzgründen unmöglich. Die Lösung wurde in der Anfertigung dünner PCB-Platinen (1 mm) gefunden, die mit 270 Ω SMD Widerständen bestückt sind. Die SMD (Surface Mounted Device) Technologie erlaubt das Anlöten der Widerstände auf der Oberfläche der mit Leiterbahnen versehenen Platinen. Sie wurde eigens für den platzsparenden Einsatz entwickelt und ist daher optimal für unsere Zwecke geeignet.

Die Widerstandsplatinen sind direkt in die Signalkabel eingelötet. Das direkte

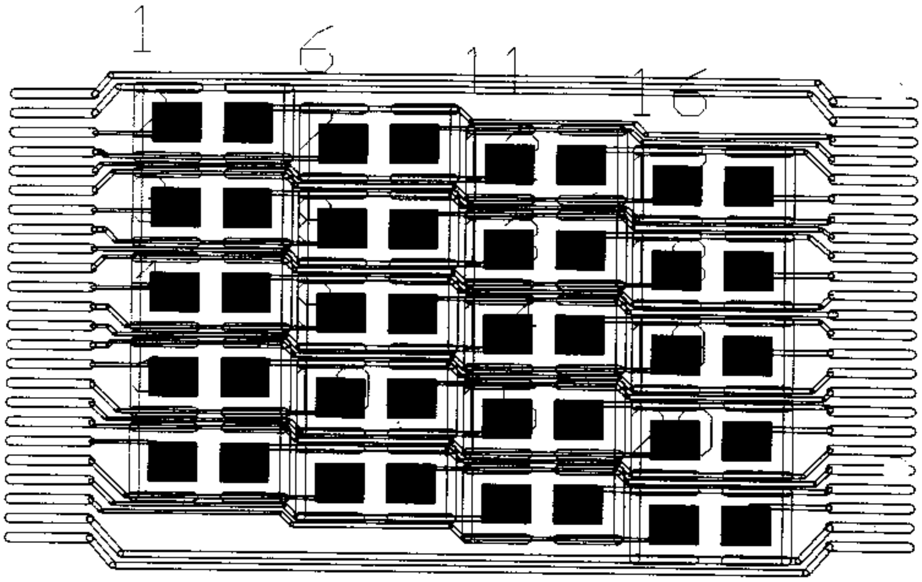


Abbildung 3.3: Aufbau der PCB Platinen, die mit 270Ω SMD Serienwiderständen bestückt werden

Einlöten ist keine optimale Lösung. Die Lötkontakte sind sehr klein und daher auch sehr sensibel für mechanische Einflüsse. Beim Einbau der Driftdetektoren ist mechanischer Druck und Zug nicht ganz vermeidbar, so daß besondere Sorgfalt beim Anlöten der Kabel an die Kontakte auf dem Widerstandsplatinen nötig wurde. Des Platzmangel verbietet das Anbringen von Steckverbindungen oder ähnlichen Vorrichtungen.
Die Platinen befinden sich höchstens 15 cm vom Vorverstärker entfernt. Zur optimalen Platzausnutzung sind sie einige Zentimeter versetzt angebracht.

## 3.3 Einsatz

Um optimale Ergebnisse zu erzielen, sind bei verschiedenen Einstellungen der Versorgungsspannungen die Pulsformen und das Signalübersprechen (Crosstalk) untersucht worden.

### 3.3.1 Stabilität

Es zeigte sich, daß die Pulsformen von den symmetrischen Versorgungsspannungen $V_{sub}$ und $V_{cc}$ kaum beeinflußt werden. Auch auf das Oszillationsverhalten hatten diese Spannungen wenig Einfluß. Dagegen beeinflussten die Spannungseinstellungen von $V_{R2}$ und $V_{cr}$ sowohl die Pulsform als auch das Oszillationsverhalten stark. Nach Angaben von W. Dabrowski [23] führt ein niedriger Wert der Versorgungsspannung $V_{R2}$ zu einer Erhöhung des Stroms in der Eingangsstufe des Vorverstärkers. Eine Verbesserung der Stabilität und eine Verringerung des Signalüberschießens sollte eintreten.

Zusammenfassend zeigt sich, daß ein stabiler Betrieb mit eingebauten Serienwiderständen für Werte von $V_{R2} \geq 400$ mV und $V_{cr} \leq 200$ mV möglich ist (bei Verwendung der in 3.1 angegebenen Spannungen für $V_{sub}$ und $V_{cc}$).

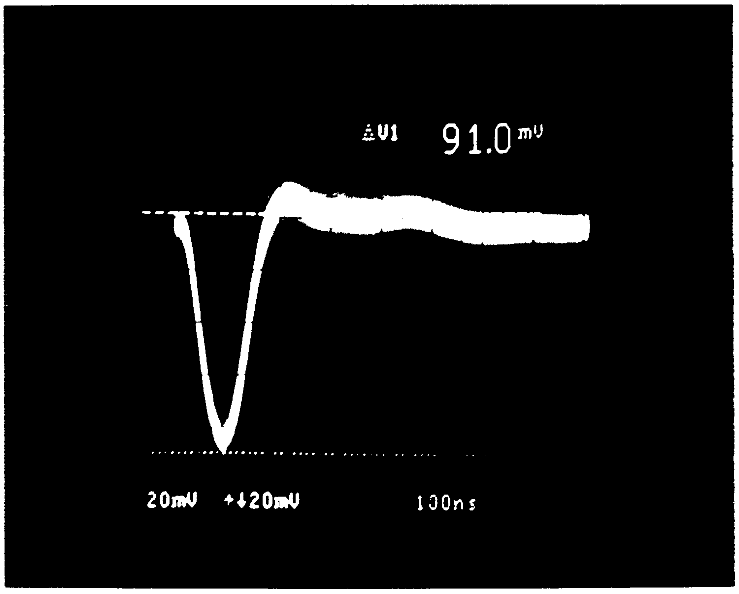


Abbildung 3.4: Ausgangspuls am Ausgang des aktiven Buffers, Eingangsamplitude 300mV (Oszilloskop Eingang 50 Ω, Add-Invert Modus). Die Verwendeten OLA-Chip Spannungen betragen $V_{sub} = -2.00V$ , $V_{cc} = 2.17V$ , $V_{cr} = 0.21V$ und $V_{R2} = 0.50V$.

### 3.3.2 Übersprechen

Die Größe des Übersprechens zwischen zwei Kanälen ist ebenfalls von den verwendeten Spannungen abhängig. Neben den Messungen zur Chip-Stabilität wurde getestet, mit welchen Versorgungsspannungen das Übersprechen minimiert ist. Ein Verstärkerkanal wird mit Pulsen verschiedener Amplitude gepulst. Ziel der Untersuchung war, zu ermitteln, ob in einem der benachbarten Kanäle ein Signal induziert wird. Das geringste Übersprechen und die besten Pulsformen (FWHM $\leq$ 100 ns und ein Signalüberschießen $\leq$ 15 mV) wurden bei Verwendung von $V_{cr}$ und $V_{R2}$ Werten gefunden, die nahe den oben ermittelten Grenzen für einen stabilen Betrieb liegen. Überraschenderweise zeigt sich, daß das Übersprechen am geringsten ist, wenn asymmetrische Versorgungsspannungen $V_{sub}$ und $V_{cc}$ Verwendung finden. Bei einer Ausgangspulsamplitude von 225 mV auf dem Signalkanal ist das Übersprechen in den ersten benachbarten Kanal bei den unten angegebenen Spannungen geringer als 30 mV.

In der Strahlzeit fanden folgende Einstellungen Verwendung.

| Versorgungsspannung | Spannungswert[V] |
|---|---|
| $V_{sub}$ | -1.889 |
| $V_{cc}$ | +2.085 |
| $V_{cr}$ | +0.02 |
| $V_{R2}$ | +0.5 |

In der gesamten Strahlzeit 1995 konnte der Vorverstärker so in stabilem Zustand betrieben werden.

# Kapitel 4

# Lasertest

Mit einem Lasertest werden die globalen und lokalen Eigenschaften eines Siliziumdriftdetektors untersucht. Ein wesentliches Ziel ist es, die Linearität zwischen Driftzeit und Driftstrecke durch Variation des Lasereinschußortes zu überprüfen. Aus ihr läßt sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Detektor ermitteln. Zum Zwecke einer späteren Kalibration können Abweichungen von der Linearität bestimmt werden. Durch Verwendung verschiedener Driftspannungen kann der Zusammenhang zwischen Driftfeld und Driftgeschwindigkeit gemessen werden. Aus den bekannten und den rekonstruierten Orten auf dem Detektor wird sowohl die lokale als auch globale Auflösung bestimmt. Es ist möglich, die Auswirkungen verschiedener Laseramplituden und Ausleseschwellen auf die rekonstruierten Pulse und Treffereigenschaften zu untersuchen. Bei diesem Lasertest werden speziell die neuen Eigenschaften der 4" Detektoren getestet. Die an die Exaktheit der Positionierung des Lasers gestellten Anforderungen sind höher als bei den vorherigen Tests. Dies aus den folgenden Gründen:

1. Die zurückzulegende Meßstrecke ist um ein Viertel größer.
2. Die Messungen an den Lasereinschußlöchern erfordern eine genaue Ansteuerung der Meßpositionen. Die Öffnungen in der Aluminisierung sind um 1/3 kleiner als der Durchmesser eines Gaps.

Erfahrungen aus vorangegangen Lasertests zeigen, daß bei dem verwendeten Meßstand drei Arten von Problemen auftreten.

- Defokussierung des Lichtflecks durch nichtplanare Ausrichtung des Wafers.
- Systematische Abweichungen des Lasers von der gewünschten Position.
  Sie werden durch Ungenauigkeiten in den Motoren des xy-Tisches und in der Ausrichtung des Detektors erzeugt.
- Probleme mit der Ansteuerung des xy-Tisches.

## 4.1 Aufbau des Meßstandes

Von den oben genannten Problemen ist ersteres ein rein mechanisches. Um eine Defokussierung des Lichtflecks durch eine Schieflage des Detektors auf dem Meßaufbau zu verhindern, wurde der Aufbau modifiziert. Er ist dahingehend geändert, eine Schieflage des Detektors ausgleichen zu können, ohne den Detektor selber bewegen zu müssen. Eine schematische Übersicht des neuen Meßaufbaus ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Die Halterung und die horizontale Adjustage wurde nach neuen Plänen

Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der neuen Meßvorrichtung

von der feinmechanischen Werkstätte des Max-Planck-Instituts angefertigt.

Um eine Fokussierung des Lichtflecks über den gesamten Waferradius zu ermöglichen, ist ein System aus drei horizontal beweglichen Aluminiumplatten gebaut worden. Jede der Platten ist in einer Ebene horizontal verstellbar. Die beiden oberen Platten liegen auf je zwei Stahlkugeln, deren Unterseiten in einer Bohrung liegen. Die Oberseiten der Kugeln sind in einem Schlitz beweglich. Durch eine Schraube mit Präzissionsgewinde lassen sich die Platten heben und senken. Jede Schieflage des Detektors auf dem xy-Tisch kann durch Heben und Senken der Platten ausgeglichen werden. Zur stabileren Befestigung der Driftdetektoren wurde eine verbesserte Halterung angefertigt. Eine kreisförmige Aluminiumplatte ist dem xy-Tisch aufgeschraubt. Auf ihr befinden sich drei Schienen in radialer Richtung. In ihnen sitzen bewegliche 10 cm hohe Aluminiumstücke, auf die der Detektor aufgelegt wird. Sie sind so verschiebbar, daß sie sich der Größe des Detektors optimal anpassen lassen. Zur zug- und druckfreien Befestigung ist eine Versenkung auf jedem der Halterungsstücke vorgesehen, in die das Motherboard aufgelegt und festgeschraubt wird. Besonderer Wert ist darauf gelegt, die Signalkabel problemlos und ohne Druckausübung zur p-Seite (nach unten liegend) führen zu können. Druck durch die Signalkabel wird durch ausreichend Platz zwischen den Auflagepunkten des Detektors und dem xy-Tisch vermieden. Um eine höhere Anfahrgenauigkeit des xy-Tisches zu erreichen, ist eine Rotationsvorrichtung in den Meßstand einbezogen worden. Eine Drehung des xy-Tisches erlaubt die Ausrichtung des Detektors entlang einer definierten Achse ohne die Schrittmotoren verwenden zu müssen. Die Rotationsvorrichtung ermöglicht es zudem, eine Meßreihe in r auf die x oder y-Achse des Tisches zu kalibrieren. Nur einer der Schrittmotoren ist für die Durchführung der Messung nötig und die Ansteuerung der Meßpositionen vereinfacht sich. Die systematischen Fehler sind bei der Verwendung von nur einem Motor geringer und die Anfahrgenauigkeit insgesamt höher.

## 4.2 Auslese der Daten in einem Lasertest

Die Lasertests wurde am CERN unter Verwendung derselben Auslesekette durchgeführt, die auch in der Pb95 Strahlzeit Verwendung fand und in Kapitel 2.4 beschrieben ist. Um der speziellen Situation eines Lasertests gerecht zu werden, mußten zwei Änderungen in der Datenauslese vorgenommen werden:

1. Das Triggersignal, das die Laserdiode pulst, wird als Trigger für die Auslesekette verwendet. Über ein präzises $4\mu s$ Delay geleitet, liefert es den Stoppuls für das FADC.

2. Das Datennahmesysstem erwartet ein 'Start of Burst' (SOB) Signal. Es teilt der Datenerfassung mit, daß ab jetzt Triggerpulse und damit Daten zu erwarten sind. Nach Abschluß der Messungen wird ein 'End of Burst' (EOB) Signal benötigt. Es signalisiert, daß keine Triggerpulse mehr anzunehmen sind und daß damit begonnen werden soll, die Daten auf DAT zu schreiben.

Erster Punkt ist dadurch realisiert, daß die Triggersignale für die Laserdiode auf den Eingang des Experimenttriggers gegeben werden. Sie sind direkt verwendbar.
In einem Lasertest gibt es keine SOB und EOB Signale, die im normalen Betrieb durch den Strahlzyklus gegeben sind. Bei den Start- und End of Burst Signalen handelt es sich um einfache NIM (logische) Signale, die durch das Ansprechen einer Hardwareadresse im FADC vorgetäuscht werden können. Hat der xy-Tisch eine gewünschte Position angefahren, wird durch das Steuerprogramm eine Softwareroutine gerufen, die eine Hardwareadresse im FADC Scanner Modul(SIM) anspricht. Ein zu einem SOB aequivalentes Signal wird an die Datenerfassung gesendet. Nach Ablauf einer Zeitspanne von 10 Sekunden, die in etwa 500 Laserpulsen entspricht, wird nach gleichem Prinzip ein EOB Signal übermittelt und die Datennahme beendet.

## 4.3 Durchführung einer Lasermessung

Zur Durchführung eines Lasertests wird der Detektor auf den xy-Tisch gelegt und eine Anzahl von Anoden an die Auslesekette angeschlossen. Der xy-Tisch befindet sich in einem Metallschrank, um störenden Lichteinfall auf den SDD zu verhindern. Der Zähler wird unter einem gepulsten Laserstrahl bewegt. In diesem Lasertest findet eine Infrarot-Laserdiode Verwendung ($\lambda$ = 905 nm), die Laserpulse mit einer Frequenz von 50 Hz erzeugt. Die Pulsdauer ist $t_{puls} \leq 1ns$. Dadurch ist sichergestellt, daß es nicht zu einer großen Anfangsbreite der Ladungsverteilung in Driftrichtung kommt. Das Laserlicht wird über einen Lichtleiter von 100 $\mu m$ Durchmesser zu einem Mikroskop geführt. Ein Objektiv mit 20-facher Vergrößerung reduziert den Durchmesser des Lichtfleckes auf 5 $\mu m$. Die Lage des Lichtflecks auf dem Detektor kann durch Umschalten auf eine sichtbare Lichtquelle unter dem Mikroskop verfolgt werden. Mit der zur Verfügung stehenden Joystick Steuerung wird die gewünschte Startposition eingestellt. Die Anfahrgenauigkeit der Schrittmotoren ist vom Hersteller mit 0.5 $\mu m$ angegeben.

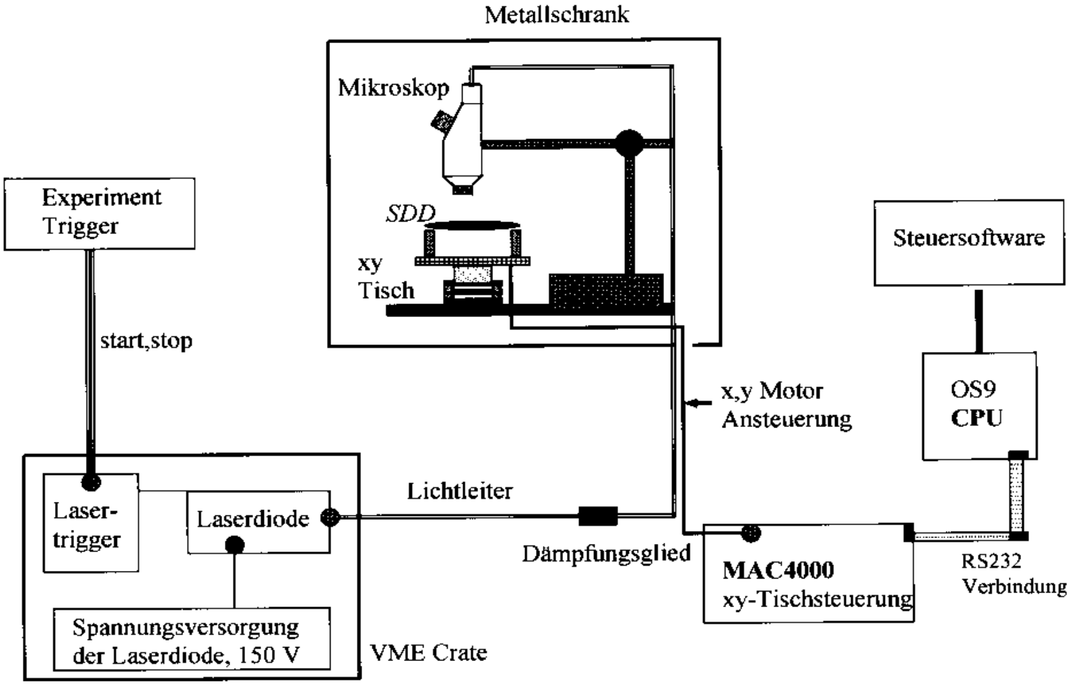


Abbildung 4.2: Aufbau der Lasertests

Ist der Laser justiert, wird die Datennahme durch das Starten eines 'Runs' initialisiert. Wenn der 'Event Builder' bereit ist, Daten zu empfangen, wird das Steuerprogramm für den xy-Tisch gestartet. Die Schrittmotoren werden durch eine programmierbare Steuereinheit (MAC4000) angesprochen. Sie ist über eine standardisierte RS232 Schnittstelle mit einer OS9 CPU (Modell FIC8253) verbunden. In der Steuereinheit befinden sich verschiedene Register, die alle 9 byte tief sind. Sie beinhalten die Informationen über die auszuführenden Operationen und die momentane sowie die anzufahrende Position. In ein Register wird geschrieben, indem ein Zeichen (ASCII Character) übertragen wird, welches das entsprechende Register anspricht. Nachfolgend sendet man den Registerinhalt. Bei den Lasermessungen gehen wir dabei so vor, daß zuerst ein File mit den anzusteuerenden Positionen auf dem Driftdetektor erstellt wird. Die Koordinaten sind in Motorschritten relativ zum Startpunkt angegeben und in der Reihenfolge, in der sie angefahren werden, eingetragen. Nach Start des Steuerprogrammes werden die Koordinaten des ersten Meßpunktes eingelesen. Ist die Meßposition erreicht, liest die Steuersoftware die momentane Lage aus den x,y-Positionsregistern zurück. Unterscheidet sich der zurückgelesene Wert um mehr als 10 Motorschritte ($5\mu m$) von dem anzufahrenden, wird das Meßprogramm abgebrochen. Die aus den Positionsregistern zurückgelesenen Daten werden in ein weiteres File geschrieben und in der Analyse verwendet, um mit den rekonstruierten Trefferpositionen verglichen zu werden. Ist die Differenz zwischen 'Ist'- und 'Soll'-Position des Tisches kleiner als 10 Motorschritte, ruft die Steuersoftware eine Routine, die das FADC Scanner Modul dazu veranlaßt, ein SOB Signal an die DAQ zu senden. Der 'Event Builder', der das CERES Gesamtexperiment steuert, beginnt die Laserdaten auszulesen. Nach Ablauf von 500

Laserpulsen veranlaßt das Steuerprogram das Scanner Modul, ein EOB Signal an den 'Event Builder' zu senden. Die Datennahme wird beendet und die Laserdaten auf DAT geschrieben. Die Koordinaten der nächsten Meßposition werden eingelesen und angesteuert. Der Vorgang wiederholt sich solange, bis alle Koordinaten angefahren wurden und der Laser in seine Ausgangsposition zurückgekehrt ist.

## 4.4 Die getesteten Siliziumdriftdetektoren

Insgesamt wurden Tests an zwei verschiedenen 4 " Detektoren durchgeführt.

### 4.4.1 Der W12 Detektor

Der W12 Detektor wurde 1994 von der Firma EURISYS produziert und stammt aus der ersten Generation von 4" Detektoren. W12 ist der in der Strahlzeit 1995 verwendete Detektor. Ziel des Tests ist es, die Linearitäten und Auflösungen des Driftdetektors zu bestimmen. Ein Vergleich mit den aus den Strahldaten ermittelten Ergebnissen kann durchgeführt werden. Der Detektor konnte im Strahlbetrieb nicht mit der für ihn vorgesehenen Spannung von 2500 V betrieben werden. Bei einer Spannung von über 1800 V stieg der von der Schutzanode registrierte Sperrstrom stark an. Die Anoden 121 bis 131 fallen bei Spannungen U$\geq$1800 V bedingt durch einen hohen Leckstrom im Detektor aus. Aufgrund eines Fehlers in der Produktion wurde die $SiO_2$ Schicht im Bereich der $n$-Implantation nicht vollständig weggeätzt, so daß die Kontakte zu den Anoden isoliert blieben. Nachträglich ist durch Anlegen einer hohen Spannung die isolierende Schicht durchbrochen worden. Es ist nicht von vorneherein klar, ob wirklich an jedem Anodensegment die isolierende Schicht durchtrennt werden konnte. Die $\varphi$-Mesungen in dem Lasertest deuten auf solche nach wie vor isolierte Segmente hin.

Am Ende der Pb Strahlzeit wurde der W12 Detektor durch einen plötzlichen Hochspannungsaufbau nach einem Stromausfall beschädigt. Im Innenbereich des Detektors sind die Zuleitungen zerstört. Die Folge ist ein toter Bereich bei Ringnummer $\geq$#190.

### 4.4.2 Der SI15 Detektor

Die SI15 wurde 1995 von Sintef produziert und war als zweiter 4" Detektor für den Einsatz in der Strahlzeit 1995 vorgesehen. Zur Verwendung kam er jedoch nicht, denn ein Defekt in einem der Vorverstärker erzeugte einen Kurzschluß seiner Versorgungsspannungen $V_{cc}$ und $V_{sub}$. Die Spannungsversorgung aller 12 Verstärker ist in Serie geschaltet, so daß die gesamte Elektronik auf dem Detektor kurzgeschlossen wurde. Ein Ersetzen des defekten Verstärkers war nicht möglich. Am BNL (Brookhaven National Laboratory) konnte von P.Rehak der fehlerhafte Schaltkreis entfernt werden. Die verbleibenden 330 Anoden sind für einen Lasertest nutzbar. Aus dem niedrigen Sperrstrom (36 $\mu$A) und seiner Konstanz beim Anlegen der Driftspannung zeigt sich, daß das Detektorsilizium wenig Störstellen enthält und von guter Qualität ist. Im Gegensatz zu dem W12 Detektor kann bei SI15 das Driftfeld auf den vorgesehenen Wert von 2450 V eingestellt werden. Von Bedeutung sind die Messungen an den Lasereinschußpunkten in radialer Richtung und vor den Anoden. Wichtig ist die elektronische Injektion, die in einsatzfähigen Zustand ist. Mit der Injektion ist es gelungen, das Driftzeitspektrum als Funktion der Erwärmung des Detektorsiliziums zu messen. Die Temperaturmessung erfolgt durch ein Pt100

Element am Wafer.

Bei diesem Detektor wird durch die Injektionsimplantation ein permanenter DC-Strom im Detektor erzeugt. Der Grund hierfür liegt in einer zu dünnen isolierenden $SiO_2$-Schicht zwischen den die Injektion umgebenden Feldringen und der Injektions $n$-Implantation. Eine leitende Verbindung ist die Folge und aufgrund des unterschiedlichen Potentials, auf dem sich die Komponenten befinden, kommt es zu einem Stromfluß. Dieser Strom wird über die Injektionsimplantation in das Detektorvolumen eingebracht. Die Folge ist eine Störung des Driftpotentials an den Winkeln der Injektionen. Ein erster Test an einem für die Strahlzeit 1996 produzierten Detektor (PA2) zeigt, daß dieses Problem bei der neuen Produktion nicht mehr auftritt.

### 4.4.3 Die durchgeführten Meßreihen

Folgende Messungen wurden durchgeführt:

- Messungen der r-Linearität

  Die Meßreihe verläuft entlang eines Rivers, bei dem SI15 Detektor auch entlang der Lasereinschußpunkte. Gemessen wird in einem Abstand von einem oder zwei Feldringen. Die Versuchsreihen werden für verschiedene Driftspannungen durchgeführt.

- Messungen der $\varphi$-Linearität

  Gemessen wird an 15 bzw. 21 Positionen in $\varphi$, jeweils in Abständen von je 10 Ringen.

- Messung von kombinierter r- und $\varphi$-Linearität

  Gemessen wird an 5 Positionen in $\varphi$, an jedem 5. Ring.

- Messungen in der Anodenregion

  Es wurden Meßreihen mit 20 Einschußpunkten vor einer Anode durchgeführt. Bei SI15 werden die vorgesehenen Einschußöffnungen vor Anode 359 verwendet. Es wird bei verschiedenen Anodenregionsspannungen gemessen.

- Die Injektionspulsung wurde erstmals an SI15 untersucht.

# Kapitel 5

# Analyse von Driftdetektordaten

Im Rahmen des COOL (Ceres Object Oriented Library) Projektes wurde die gesamte Analysesoftware des CERES Experimentes von Dezember 95 bis März 96 auf die Programmiersprache C++ umgestellt.
Die Analyse der Lasertestdaten erfolgte mit diesem neuen Programmpaket. Im folgenden werden die verschiedenen Schritte der Analyse von Driftdetektordaten erläutert, um ein Verständnis dafür zu entwickeln, welche Information wann am besten zugänglich ist.

## 5.1 Auspacken der Daten

In dem ersten Analyseschritt werden die Rohdaten in das Zeitbin- und Anodenformat (Zellenkoordinaten) transformiert. Das geschieht mittels einer 'unpacking' Routine, die die in Wire- und Zeitbin-Format gespeicherten Daten auf ihre Validität hin überprüft. Nur wenn das Wire aus einem gültigen FADC Modul ausgelesen wurde (wire $\geq$ 0 und wire $\leq$ 47) und die Zeitbininformation innerhalb der zugelassenen Zahl von Zeitbins liegt (0-255), wird die Transformation durchgeführt. Zusätzlich darf die ausgelesene Amplitude eines Zeitbins nicht über 63 liegen, was der maximalen digitalen Zellenamplitude entspricht, die das FADC liefern darf . Sind diese Bedingungen erfüllt, werden die Anoden (Kanal) und Zeitbin Informationen in Zellenobjekten zusammen mit der Zellenamplitude gespeichert.

## 5.2 Cluster Bildung

Aus den Zellen werden sogenannte Cluster gebildet und in einem Objekt vom Typ Cluster gespeichert. Die Zellenliste wird nach allen Zellen durchsucht, die in einem zusammenhängenden Anoden und Zeitbin Bereich liegen.
An dieser Stelle beginnt der erste Eingriff in die Analyse, indem die minimale Zellenamplitude (*Software Schwelle*) angegeben werden muß, die eine Zelle benötigt, um in einem Cluster aufgenommen zu werden. Alle Zellen, die unter dieser Schwelle liegen, werden verworfen und nicht in die weiteren Analyseschritte einbezogen. Eine Zelle, die über der Software Schwelle liegt und noch nicht zu einem anderen Cluster gehört, erzeugt einen neuen Cluster. Jeder Cluster wird dabei mit einer Kennung (ClusterId) versehen und in eine Clusterliste eingefügt.

## 5.3 Pulse

Ist ein Ereignis vollständig in Cluster zerlegt, werden aus den Clustern Pulse erzeugt. Ein Puls ist der zeitliche Verlauf der Signalamplitude auf einer einzelnen Anode. Pulse sind somit im Gegensatz zu Clustern eindimensionale Gebilde. Für die Pulskonstruktion wird ein Cluster von der Anode mit der kleinsten Nummer (MinAno) bis zu der größten zum Cluster gehörenden Anodenummer (MaxAno) entlang der Zeitachse durchsucht. Ist eine Zelle gefunden, die noch keinem Puls angehört und die oberhalb der Ausleseschwelle liegt, wird ein Pulsobjekt erstellt. Der Algorithmus durchsucht die nächsten Zeitbins solange, bis er eines findet, das wieder unter der Ausleseschwelle liegt. Die über der Schwelle liegenden Zellen werden zu einem Puls zusammengefaßt. Ist die Bildung von Pulsen abgeschlossen, wird aus der Zeit und Amplitudeninformation eines Pulses der Schwerpunkt (*center of gravity*) in der Zeit errechnet. Hierfür werden die Zeitbins gewichtet, mit ihrer Amplitude aufsummiert und durch die Summe der Zeitbins dividiert. Aufsummierung aller Zellenamplituden ergibt die integrale Pulsamplitude. Im einem letzten Schritt wird der Schwerpunkt der Pulse um den TDC-Wert korrigiert.

In diesem Stadium der Analyse stehen nur noch skalare Informationen über die Pulse zur Verfügung (Schwerpunkt, Amplitude, Anode etc). Der zeitliche Verlauf eines Pulses ist nicht mehr zugänglich.

## 5.4 Treffer

In dem Trefferalgorithmus werden die zu einem Treffer (Hit) gehörenden Pulse in eine Trefferkoordinate umgewandelt. Damit aus einer Anzahl von Pulsen eine Trefferkoordinate errechnet werden kann, muß eine Reihe von Eigenschaften erfüllt werden. Sie sind in einem 'setup-file' anzugeben. Die erzeugten Hitkoordinaten sind sensibel auf die Festlegung dieser Parameter. Selbstverständlich finden nur solche Pulse für einen Treffer Verwendung, die dieselbe ClusterId tragen und die noch nicht für einen anderen Treffer verwendet wurden. Um zu erkennen, welche Pulse zu einem Hit gehören, werden jeweils zwei in der Pulsliste benachbarte Pulse betrachtet. Sie qualifizieren sich nur dann zu einem Treffer, wenn sie auf benachbarten Anoden liegen, und die Schwerpunkte der beiden Pulse nicht weiter als einen festzulegenden Wert in der Zeit auseinander liegen (time-window-for-hit). Zwei zu einem Hit zusammenzufassende Pulse dürfen nicht mehr als eine bestimmte Anzahl von Anoden (Anode-Window-for-Hit) voneinander getrennt sein und die Länge eines Pulszuges muß mindestens eine festzulegende Anzahl von Zellen umfassen (min-Tbin-for-Hit). Aus Pulsen, die diese Bedingungen erfüllen, wird die Zeitkoordinate und die Anodenkoordinate ermittelt (durch Schwerpunktsbildung aus den Pulsen).

Eine Koordinatentransformation, in die die Driftgeschwindigkeit und der Anodenradius eingehen, rechnet die Trefferkoordinate in eine Radius- und eine Winkelkoordinate auf dem Detektor um.

In einem letzten Schritt wird die Trefferamplitude um das *ballistische Defizit* korrigiert. Das geschieht durch eine Gewichtung der gemessenen Amplitude mit einem vom Radius abhängigen Faktor. Die Korrektur des ballistischen Defizits ist bei der Analyse der Laserdaten unterdrückt. Sie ist eine aus den Laserdaten zu ermittelnde Größe.

# Kapitel 6

# Ergebnisse

## 6.1 Radiale Auflösung

### 6.1.1 Messung der Driftgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit werden die Trefferkoordinaten, ausgedrückt in Zeitbin, gegen die Meßposition aufgetragen. Die Steigung der in Abb. 6.1 dargestellten Geraden ist die Driftgeschwindigkeit in Einheiten von Zeitbin pro Ring. Für eine Driftspannung von U = -2450 V errechnet sich die Driftgeschwindigkeit zu $v_{drift}$ = 9.381 $\mu$m/ns $\pm$ 0.0322 $\mu$m/ns.
Am externen Spannungsteiler liegt eine Spannung von 119.46 V pro Sektion (12 Ringe) an. Daraus resultiert ein Driftfeld von $E$ = 711.1 V/cm. Aus der Beziehung $v_{Drift} = \mu \cdot E$ errechnet sich die Elektronenmobilität zu $\mu = 1319.3 \frac{cm^2}{V*s}$. Der Literaturwert für eine Temperatur von 300 K ist $\mu = 1500 \frac{cm^2}{V*s}$ [26]. Zur Zeit der Messung betrug die Temperatur 35.2° Celsius (T = 308.35° K). Korrigiert um die Temperaturabhängigkeit der Mobilität ergibt sich ein Wert von $\mu$=1409.2 $\frac{cm^2}{V*s}$. Eine Lasermessung, durchgeführt an einem 3" Detektor [11], ergab ebenfalls einen zu kleinen Wert der Elektronenmobilität von $\mu$ = 1298 $\frac{cm^2}{V*s}$.

Insgesamt ist die Driftgeschwindigkeit für 4 verschiedene Driftspannungen bestimmt worden. Wie aus Abb 6.2 ersichtlich, ist der Zusammenhang zwischen Driftfeld und Driftgeschwindigkeit sehr gut linear.

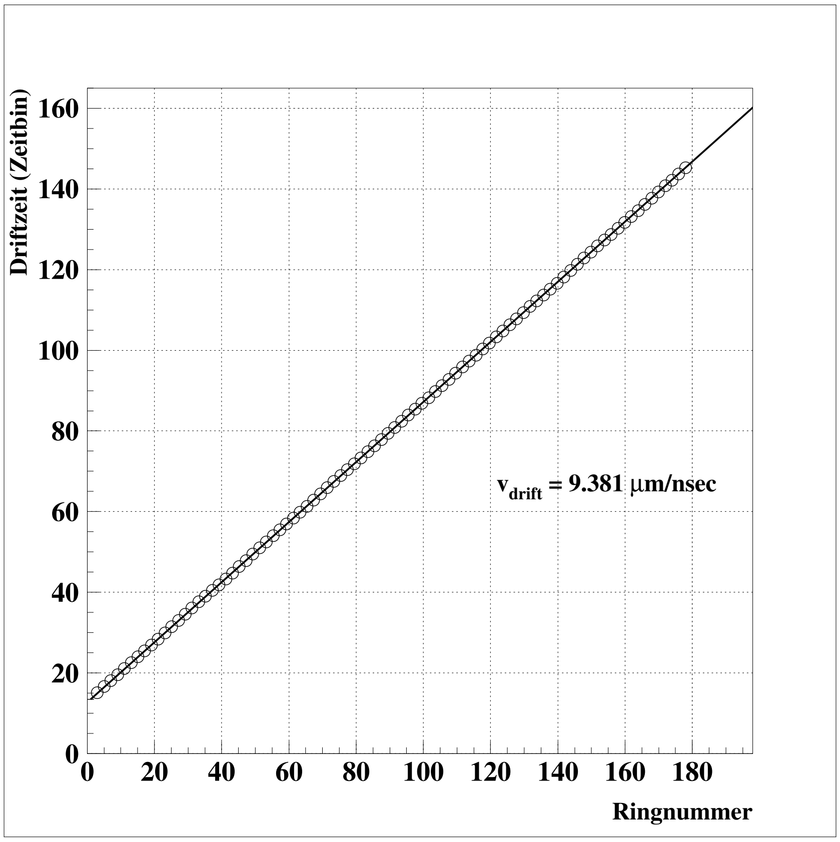


Abbildung 6.1: Driftzeit gemessen als Funktion der Meßposition in Schritten von zwei Ringen. Der Abstand zwischen den Ringen ist 140 $\mu$m, die Driftzeit ist in Zeitbin angegeben (20ns). Aus der Steigung der Regressionsgeraden von dt/dr = 0.746 Zeitbin/Ring ergibt sich eine Driftgeschwindigkeit von $v_{drift} = 9.381\mu$m/nsec $\pm$ 0.0322 $\mu$m/ns.

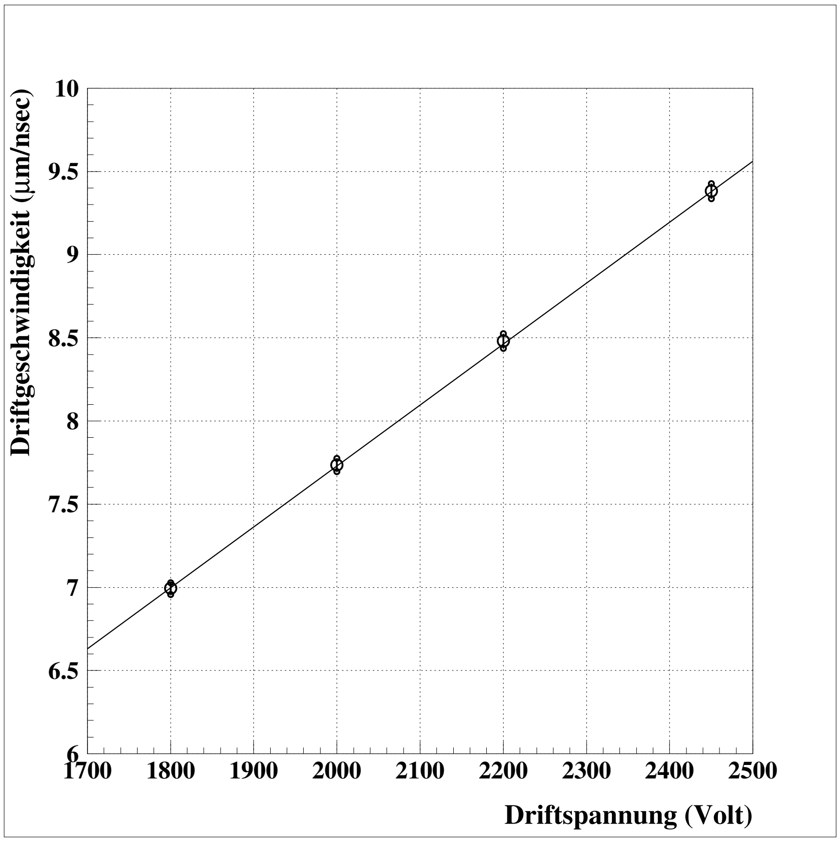


Abbildung 6.2: Driftgeschwindigkeit als Funktion des angelegten Driftfeldes. Die Fehler ergeben sich aus den Fehlern der Regressionsgeraden (Abb. 6.1).

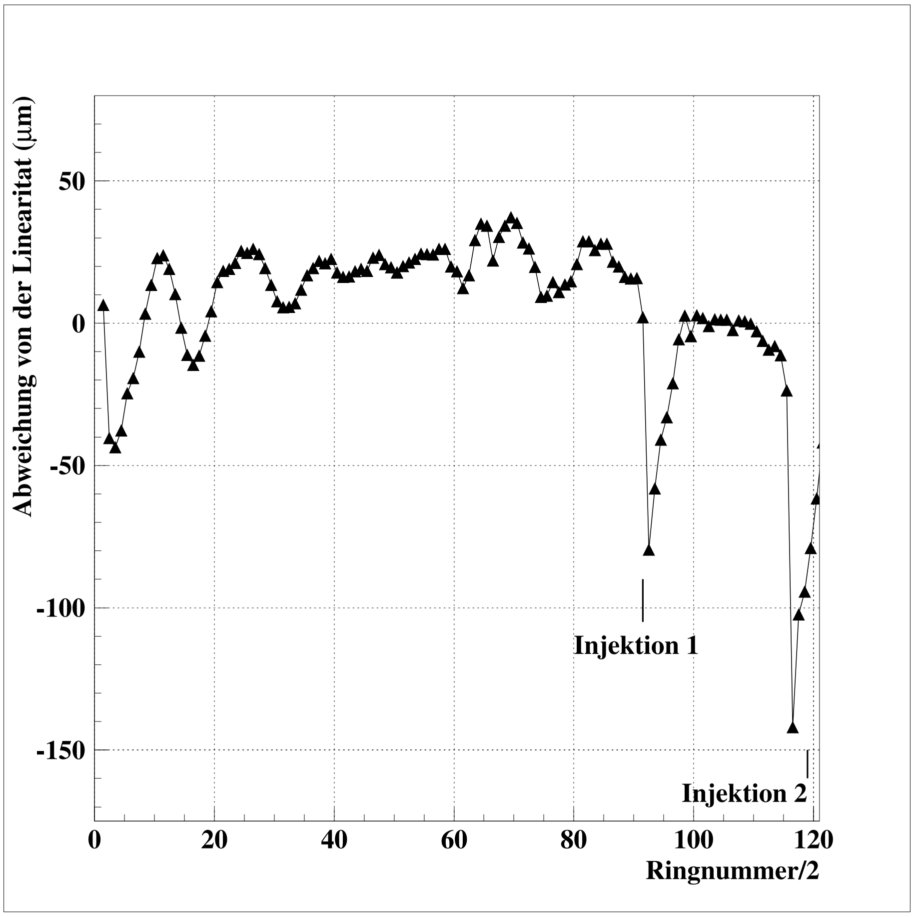


Abbildung 6.3: Abweichungen der mittleren rekonstruierten Positionen von den aus der linearen Regression (Abb 6.1) ermittelten Koordinaten (SI15). Gemessen wurde im Abstand von 2 Ringen bis Ring #240.

Die Linearität der Driftzeit-Radius-Relation ist gut erfüllt. Aus der Driftzeit t und dem Anodenradius $r_{Ano}$ wird über die Gleichung r = $r_{Ano}$ - $v \cdot$ t die Trefferposition r auf dem Detektor errechnet. Es kommt zu Abweichungen der rekonstruierten Positionen von den Meßpositionen $\Delta r = r_{rek}$-$r_{gem}$ in der Größenordnung von einigen 10 $\mu$m. Die Abweichungen des Mittelwertes der rekonstruierten Positionen von der aus der linearen Regression der Driftzeit-Radius-Relation gewonnenen Meßpositionen, gemessen am SI15 Detektor, sind in Abb 6.3 gezeigt.

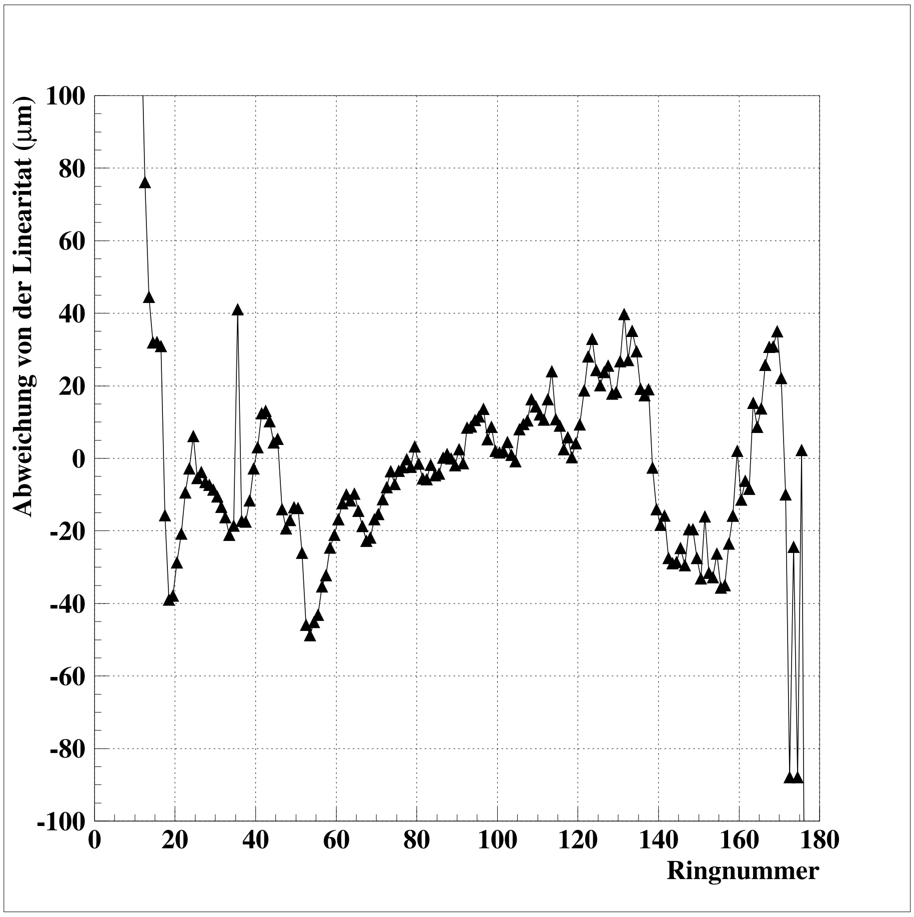


Abbildung 6.4: Abweichungen von der Linearität (W12 Detektor), wie Abb 6.3. Gemessen ist an jedem Ring.

Sie zeigen einen quasi-periodischen Verlauf. Die Periodizität der Abweichung von der idealen Linearität spiegelt eine 10-14 Ring Struktur auf dem Detektor wieder. Eine 12 Ring Periode ließe sich durch die Spannungszuführung über den externen Spannungsteiler an jedem zwölften Ring begründen. Die beobachtete Periode legt einen Zusammenhang zwischen der externen Spannungszuführung und den beobachteten Schwankungen im Driftfeld nahe. Die besonders starken Abweichungen um Ring #180 und #240 erklären sich aus der Wechselwirkung der von dem Laser freigesetzten Elektronen mit dem DC-Strom, der durch die Injektionen an diesen Radien in das Driftfeld eingeführt wird.

Äquivalente Meßreihen, durchgeführt an dem W12 Detektor, zeigen ebenfalls eine quasi-periodische Struktur der Abweichungen von der Linearität mit ähnlichen Amplituden. Bei Ringnummern kleiner 12 kommt es zu einer deutlichen Abweichung von der Linearität der Driftzeit-Radius-Relation. Sie wird durch einen falsch eingestellten Widerstandswert in dem externen Spannungsteiler erzeugt, der zu einem zu starken Driftfeld in Anodennähe führt. Die Abweichungen bei Ringnummern größer #180 erklären sich aus einem schwächer werdenden Driftfeld. Es ist durch die Zerstörung der Spannungszuleitungen bei Ringnummern $\geq$#190 hervorgerufen. Bei Messung an Ringnummern größer #200 sind überhaupt keine Pulse mehr an den Anoden zu registrieren, der Detektor ist ab diesem Radius nicht mehr funktionsfähig.

Abweichungen von der Linearität führen zu einer Verschlechterung der Detektorau-

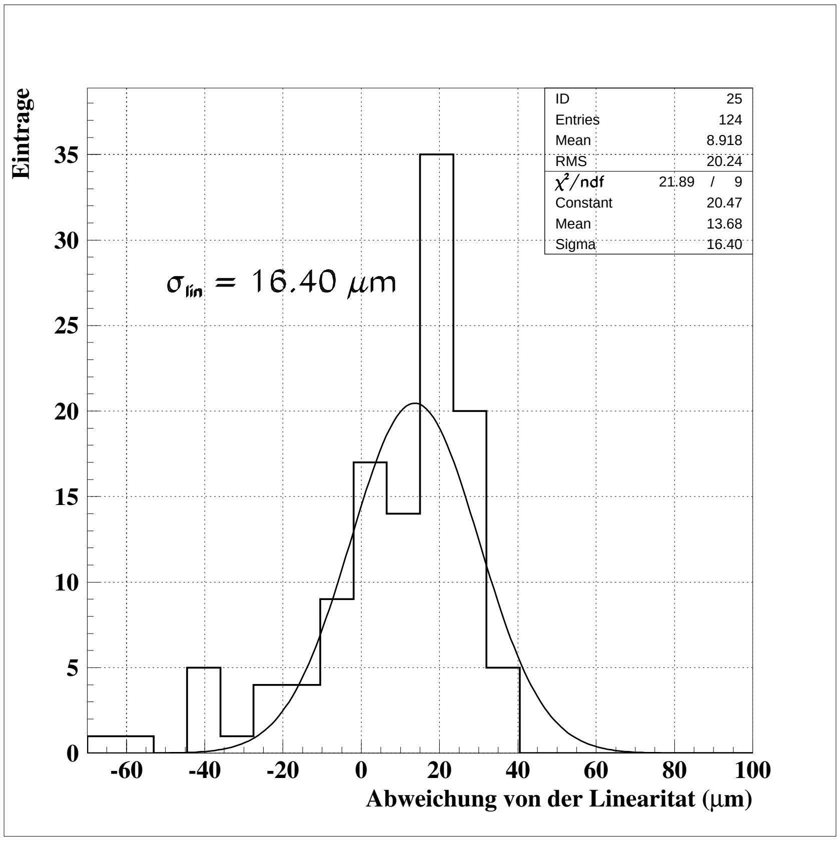


Abbildung 6.5: Häufigkeitsverteilung der mittleren Ortsabweichung (Projektion von Abb 6.3). Die Verteilung besitzt eine Breite von $\sigma_{lin}$=16.4 $\mu$m.

flösung. Als Maß für die durch Nicht-Linearitäten begrenzte Ortsauflösung des Detektors dient die $\sigma$-Breite der Häufigkeitsverteilung der in Abb. 6.3 augetragenen Abweichungen. Sie wird mit $\sigma_{lin}$ bezeichnet (Abb. 6.5). Für den SI15 Driftdetektors beträgt $\sigma_{lin}$=16.4 $\mu$m.

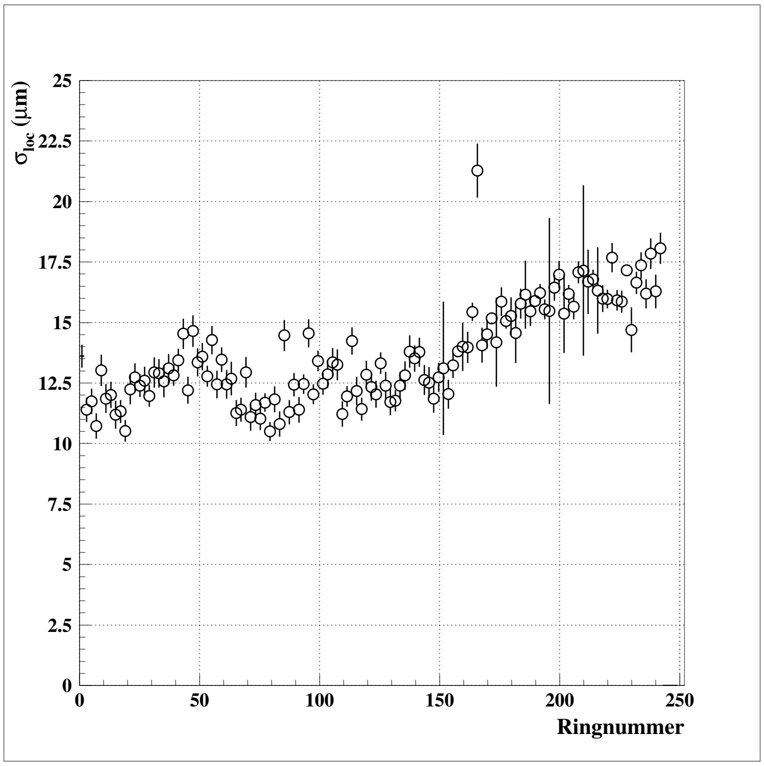


Abbildung 6.6: Lokale Trefferauflösung als Funktion des Einschußortes. Aufgetragen ist die $\sigma$-Breite der sich ergebenden gaußförmigen Verteilung. (HV = -2450 V, SI15)

### 6.1.2 Lokale r-Auflösung

Die lokale Einzeltrefferauflösung ($\sigma_{loc}$) ist definiert als die $1\sigma$-Breite der Verteilung der rekonstruierten Treffer, gemessen an einem festen Lasereinschußort. Die lokale Auflösung als Funktion des Einschußortes ist in Abb. 6.6 gezeigt. Es wird eine leichte Verschlechterung hin zu größeren Driftzeiten von $\simeq$12 $\mu$m auf $\simeq$17 $\mu$m beobachtet. Die Abnahme der lokalen Auflösung für große Driftzeiten ist wegen zunehmender Verbreiterung der Ladungsverteilung und Amplitudenverlusten zu erwarten. In die lokale Detektorauflösung geht lediglich die Breite der rekonstruierten Trefferverteilung ein. Sie ist daher ein Maß für die intrinsische Auflösung. Darunter ist diejenige Auflösung zu verstehen, die bestenfalls mit dem verwendeten Driftdetektor, der verwendeten Ausleseelektronik und den angewendeten Rekonstruktionsalgorithmen erreicht werden kann. Schwankungen im Driftfeld gehen nicht ein. Der Mittelwert der lokalen Auflösungen ist die erreichbare Auflösung, gemittelt über den gesamten Driftbereich. Sie beträgt $< \sigma_{loc} >$ =13.42 $\mu$m $\pm$ 0.09 $\mu$m.

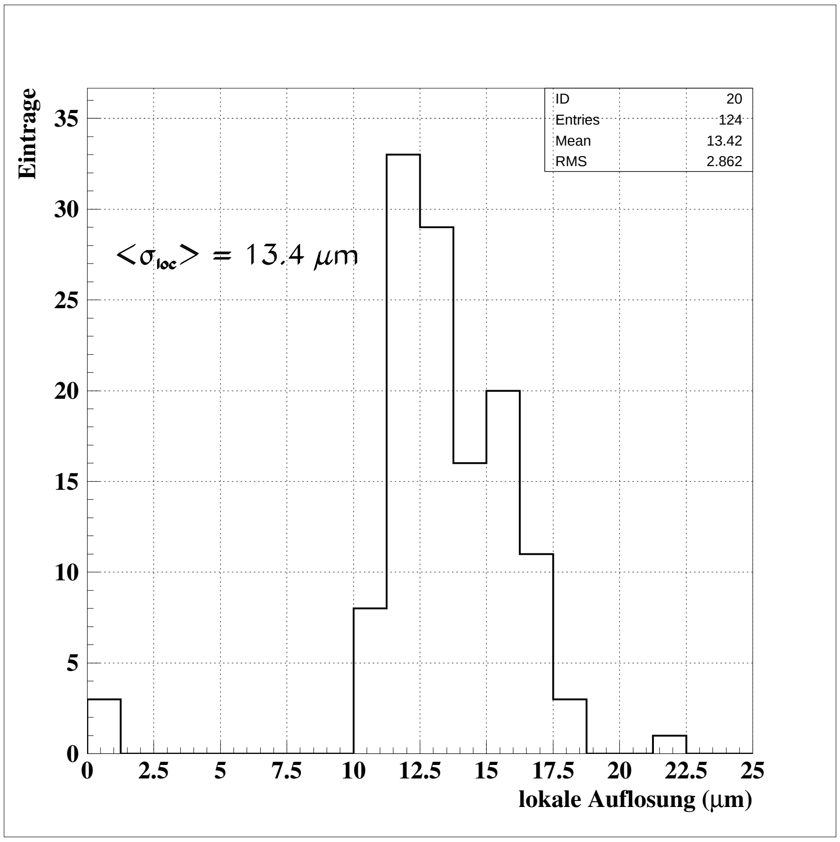


Abbildung 6.7: Häufigkeitsverteilungen der lokalen Auflösungen in r (Projektion der Abb 6.6). Die mittlere lokale Auflösung des Detektors beträgt $< \sigma_{loc} >$=13.42 $\mu$m $\pm$ 0.09$\mu$m.

### 6.1.3 Globale r-Auflösung

Die Verteilung, die sich ergibt, wird für alle Meßpositionen die rekonstruierte r-Koordinate von der durch den xy-Tisch zurückgelesenen r-Koordinate abgezogen, ist die über den gesamten Driftbereich gemittelte Auflösung des Detektors. Die Breite dieser Verteilung ist die *globale r-Auflösung* $\sigma_{glob}$. Die durch den xy-Tisch zurückgelesene Position ist vollkommen unabhängig von den Detektoreigenschaften. In der Differenzgröße $\Delta$r = $r_{rekonstruiert}$ - $r_{xy-Tisch}$ sind sowohl die Abweichung von der Linearität als auch die durch die Trefferrekonstruktion und Datenauslese eingeführten Ungenauigkeiten beinhaltet. Die globale r-Auflösung setzt sich aus quadratischer Addition der lokalen Auflösung und der aus der Nichtlinearität stammenden Auflösung zusammen:

$$\sigma_{r,global} = \sqrt{< \sigma_{loc} >^2 + \sigma_{lin}^2}$$

Die globale Auflösung ist ein Maß für die tatsächlich erreichte Auflösung des Detektors. Abbildung 6.8 zeigt die globale Auflösung des SI15 Detektors. Sie beträgt $\sigma_{r,global} = 21.05\ \mu\text{m} \pm 0.07\ \mu\text{m}$.

Die globale, lokale und die aus der Nichtlinearität ermittelte Auflösung sind aus den Daten errechnete Werte. Unter Benutzung der oben angegebenen Gleichung ist es möglich, die Konsistenz der gemessenen Größen zu überprüfen. Aus der lokalen Trefferauflösung und der Nichtlinearität errechnet sich die globale Auflösung zu $\sigma_{r,global}^{errechnet} = 21.19\ \mu\text{m} \pm 0.17\ \mu\text{m}$. Sie ist damit in sehr guter Übereinstimmung mit der gemessenen globalen Auflösung von $\sigma_{r,global} = 21.05\ \mu\text{m} \pm 0.07\ \mu\text{m}$.

Die globale Auflösung des W12 Detektors ist $\sigma_{r,global} = 25.00\ \mu\text{m} \pm 0.12\ \mu\text{m}$. Die leichte Verschlechterung gegenüber der SI15 resultiert aus den stärkeren Abweichungen von der Linearität bei großen Driftzeiten und aus der schlechteren lokalen Trefferauflösung. Die mittlere lokale Trefferauflösung des W12 Detektors ist $< \sigma_{r,loc} > = 16\ \mu\text{m} \pm 0.15\ \mu\text{m}$ und die durch Nichtlinearitäten bedingte Auflösung ist $\sigma_{lin} = 20.53\ \mu\text{m} \pm 1.1\ \mu\text{m}$. Die schlechtere lokale Trefferauflösung läßt sich aus der geringeren angelegten Driftspannung von 1700 Volt erklären. Es resultiert eine größere Driftzeit und damit verbunden eine stärkere Verbreiterung der Ladungsverteilung durch Diffusion.

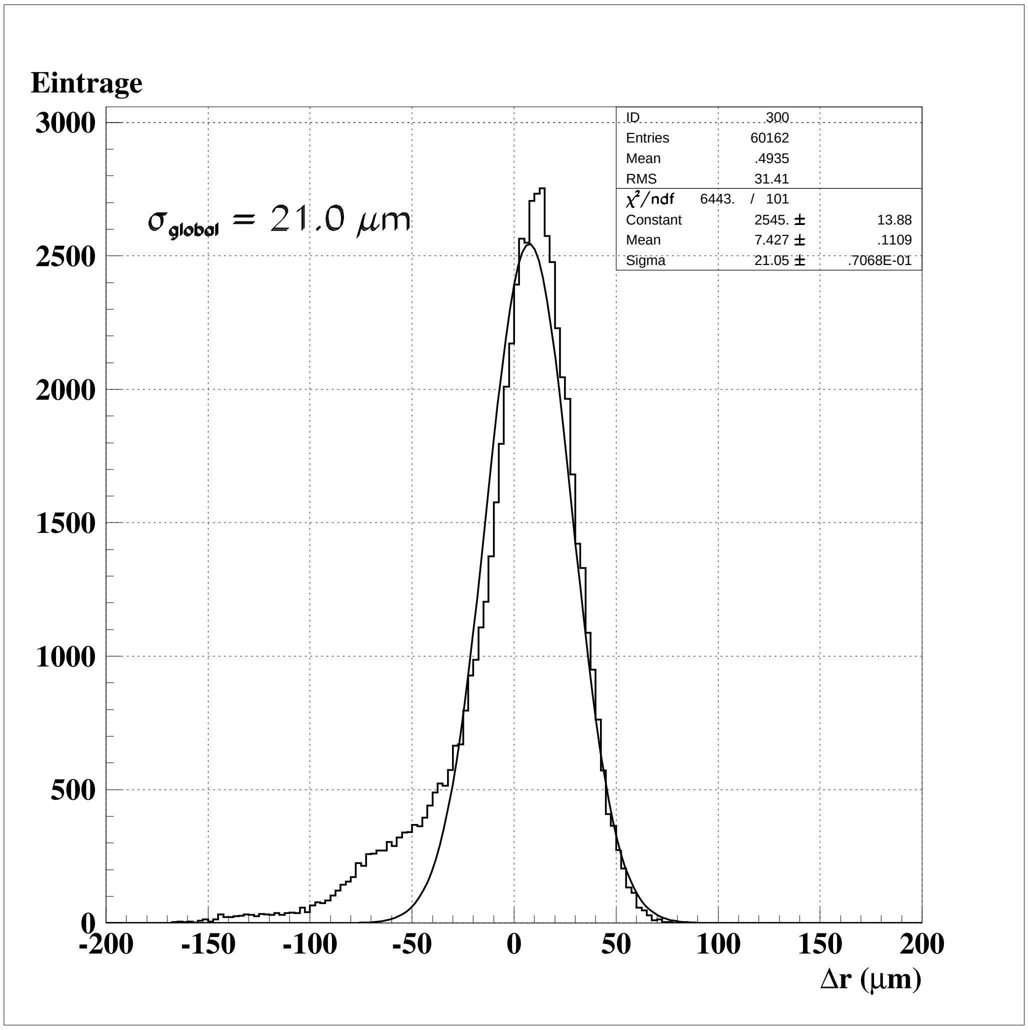


Abbildung 6.8: Globale Verteilung der Abweichungen $\Delta$r = $\mathrm{r}_{rek}$ - $\mathrm{r}_{Tisch}$. Gemessen wurde an jedem zweiten Ring. An jeder der 120 Meßposition wurden 500 Lasereinschüsse vorgenommen, so daß die Abweichungen für ca 60000 Ereignisse errechnet sind. Der nicht-gaußische Ausläufer bei negativen $\Delta$r Werten erklärt sich aus den starken Abweichungen von der Linearität in den Regionen um Ring #180 und #230 (siehe Abb 6.3). Die globale r-Auflösung der SI15 beträgt $\sigma_{r,global}$ = 21.05$\mu$m $\pm$ 0.07 $\mu$m.

## 6.2 $\varphi$-Auflösungen

### 6.2.1 Winkelrekonstruktion

Die Winkelkoordinate wird aus dem Schwerpunkt der auf den Anoden auftreffenden Ladungsverteilung gebildet. Das Optimum der Auflösung wird erreicht, wenn die $\sigma$-Breite der lateralen Ladungsverteilung aufgrund von Diffusion etwa das 0.4-fache des Anodenabstandes beträgt. Dies ist natürlich in Anodennähe, wegen geringer

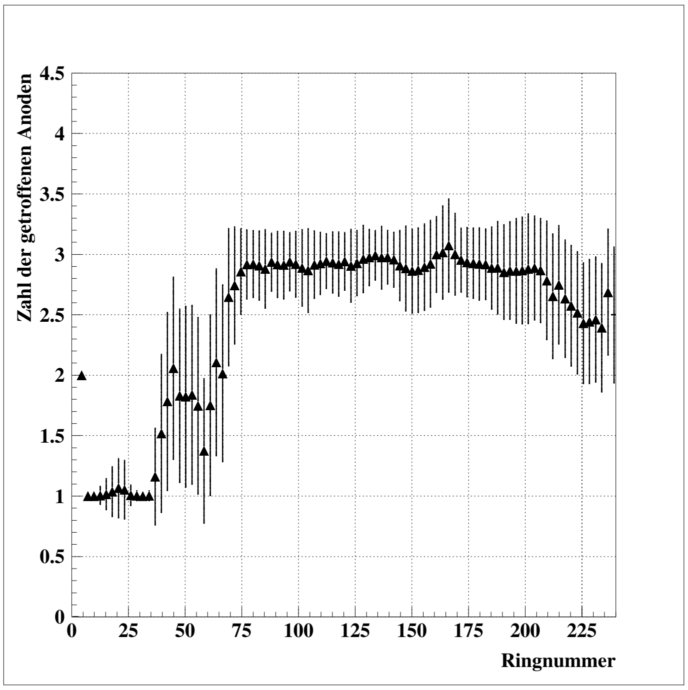


Abbildung 6.9: Mittlere Anzahl der getroffenen Anoden als Funktion der radialen Meßposition. Gemessen wurde vor dem Zentralsegment der Anode # 181. Bei Ringnummern größer #35 setzt Ladungsteilung ein und wegen der symmetrischen Lage der Einschußpositionen bezüglich der Nachbaranoden beträgt die mittlere Zahl der getroffenen Anoden bereits ab Ring #70 ungefähr $\simeq$3. Die Zahl der getroffenen Anoden, gemittelt über den gesamten Driftbereich ist $< N_{Anode} >$=2.51.

Diffusion aufgrund kurzer Driftzeit, nicht zu erreichen. So ergab ein Lasertest an einem 3" Detektor, daß bei Einschuß vor der Mitte einer Anode erst ab Ring #70 Ladungsteilung eintrat [1] und im Mittel über den gesamten Driftbereich 1.9 Anoden getroffen wurden.

Zur Verbesserung der Winkelauflösung wurde die segmentierte Anodenstruktur eingeführt, die eine verstärkte Ladungsteilung zwischen den Anoden erzwingt. Aus Abb 6.9 geht hervor, daß bei einer äquivalenten Messung an einem 4" Driftdetektor mit segmentierten Anoden, die Ladungsteilung schon bei Ring #35 einsetzt. Bei Einschuß an Ringnummern größer #70 sprechen im Mittel bereits 3 Anode an. Bei sehr hohen Ringnummern ($\geq$ #200) nimmt die Zahl der getroffenen Anoden auf Grund von Diffusion und Amplitudenverlusten wieder ab. Über den gesamten Radius gemittelt wird $< N_{Anode} > = 2.51$ gemessen. Die segmentierte Anodenstruktur sollte damit besonders bei kleinen Driftzeiten zu einer erheblich verbesserten Winkelrekonstruktion führen.

[1] Ringabstand 120$\mu$m, Anode pitch a=550$\mu$m, Driftgeschwindigkeit 6 mm/$\mu$s

Zur Bestimmung der $\varphi$-Auflösung wurde an verschiedenen Radien jeweils über 2 Anoden gemessen. Der Abstand der Meßpositionen beträgt 0.05°.

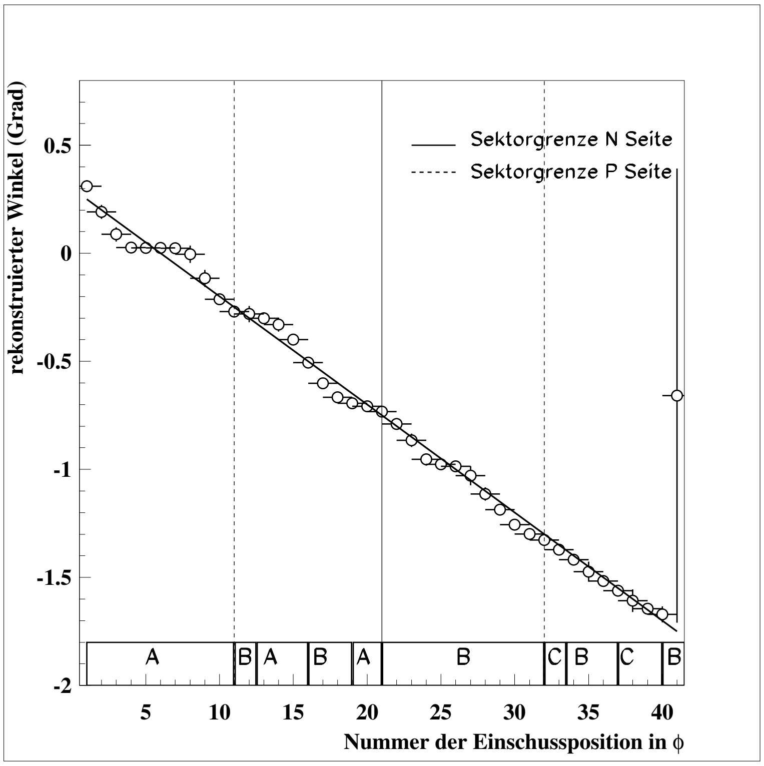


Abbildung 6.10: Verlauf der rekonstruierten Winkelkoordinate als Funktion der Meßposition, gemessen zwischen Ring #10 und #11 an Anode #181 (A), #182 (B) und #183 (C). Die durchgezogene Linie gibt die wahre Einschußposition wieder. Im unteren Bildteil ist die zugehörige Anodenstruktur abgebildet. Anode A liegt bei 0°, Anode B bei -1° und Anode C bei -2°. Die segmentierte Anodenstruktur wird durch den Verlauf der rekonstruierten Winkelkoordinaten noch deutlich wiedergegeben (siehe Text).

Abb 6.10 zeigt den Mittelwert der rekonstruierten Winkelverteilung als Funktion der Meßposition bei Einschuß zwischen Ring #10 und #11, also bei einer Driftstrecke von nur etwa 1.5mm. Im Verlauf der Kurve spiegelt sich die Anodenstruktur wieder. Aufgrund der kleinen Driftzeit ist die Ladungsverteilung noch nicht räumlich ausgedehnt. Bei Einschuß vor dem Zentralsegment einer Anode tritt noch wenig Ladungsteilung auf und der Mittenwinkel der betreffenden Anode (0 bei A und -1 bei B), wird rekonstruiert. Trotz Änderung der Meßposition um $0.05°$ ändert sich der rekonstruierte Winkel nur schwach und der Kurvenverlauf ist abgeflacht. Bei den Meßpunkten zwischen zwei Segmenten oder vor einem kleinen Segment tritt starke Ladungsteilung auf und die rekonstruierten Winkel ändern sich bei einem $0.05°$ Schritt des Lasers deutlich stärker als die Schrittweite. Der Grund ist die im Vergleich zur Breite der Ladungsverteilung immer noch große Breite der zu den Nachbaranoden führenden Segmente. Bei Messung zwischen Ring #30 und #31 ist die Anodenstruktur nicht mehr im Kurvenverlauf erkennbar. Der Zusammenhang zwischen Einschußposition und rekonstruierter $\varphi$-Koordinate wird zunehmend linear, wie es wünschenswert ist. Messungen an diesen Radien zeigen

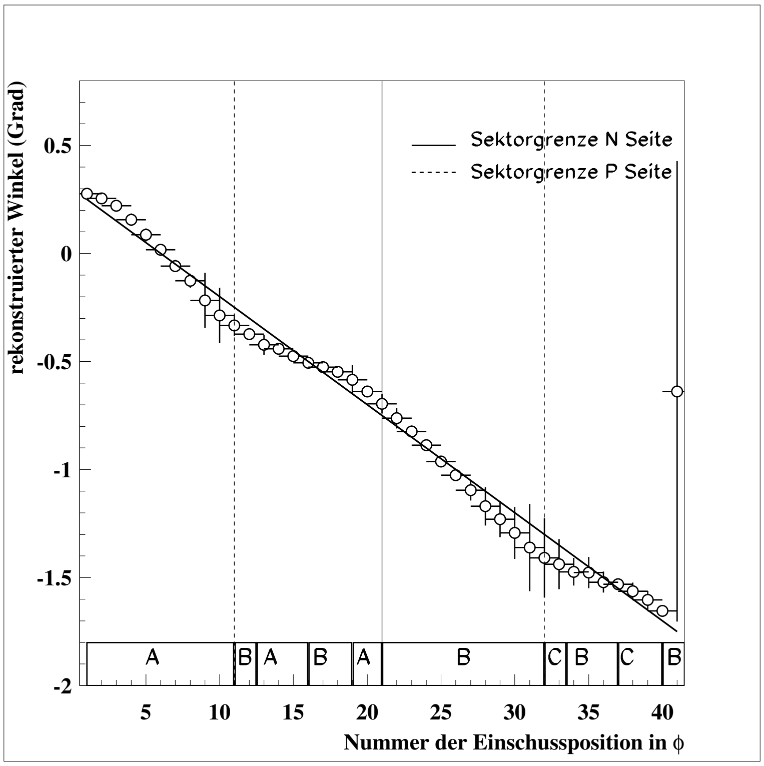


Abbildung 6.11: Verlauf der rekonstruierten Winkelkoordinate als Funktion der Meßposition, gemessen zwischen Ring #61 und #62. Deutlich ist eine periodische Schwankung im Kurvenverlauf erkennbar. Die Abweichungen erreichen jeweils ein Maximum auf der Grenze zweier Sektoren. Dies ist durch ein an diesen Positionen maximales transversales Feld zu erklären.

eine beginnende Überlagerung des linearen Kurvenverlaufes durch eine periodische Funktion. Pro $1°$ Sektor finden sich 3 Maxima. Der Effekt tritt noch deutlicher bei der Messung zwischen Ring #61 und #62 zu Tage (Abb 6.11.). Es ist deutlich zu erkennen, daß die Maxima der Abweichungen auf den Sektorgrenzen liegen. Das ist ein Indiz dafür, daß die Abweichungen durch das Vorhandensein eines transversalen Feldes erzeugt werden. Es entsteht durch die Approximation des radialen Driftfeldes durch $1°$-Polygone. Zu berücksichtigen ist, daß p- und n-Seite des Detektors um 0.5° gegeneinander rotiert sind.

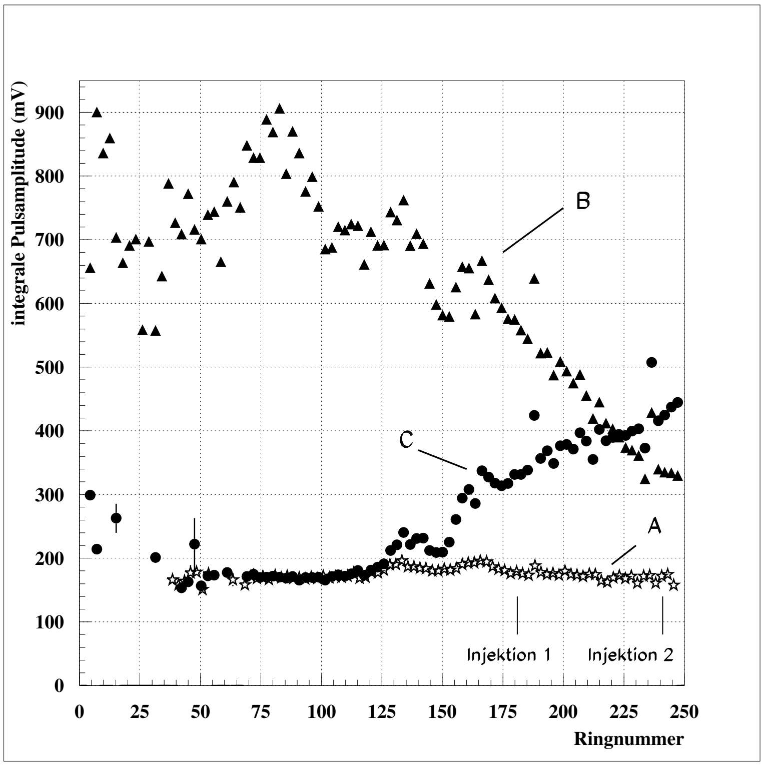


Abbildung 6.12: Integrale Pulsamplituden bei Einschuß an dem Winkel, auf dem das Zentralelement von Anode B liegt. Die integralen Amplituden sind für die Anoden A,B,C bestimmt worden. Etwa ab Ring $\geq$#125 zeigt sich eine Asymmetrie der Ladungsverteilung zwischen A, C (s. Text).

Diese periodische Überlagerung wird bei steigender Ringnummer immer schwwächer. Bei kleinen Radien auf dem Detektor wird das radiale Feld immer besser durch die 1° Polygonstruktur approximiert. In den Messungen bei Ringnummern größer #100 wird eine immer stärker werdenden allgemeinen Abweichung der rekonstruierten Winkel von den Meßwinkeln beobachtet. Driftende Ladungsverteilungen werden durch die von der Injektion erzeugten Raumladungen im Detektor beeinflußt (Kapitel 4.2.2). Eine Azimutalverschiebung des Schwerpunktes der Ladungsverteilung weg von der Injektionsimplantation ist die Folge. Das Verhalten ist aus Abb 6.12 ersichtlich. Gemessen wird vor dem Zentralsegment der Anode B, das 1.25° von der Injektion entfernt liegt. Bei Messung an dieser Position ist zu erwarten, daß sich die Ladungen symmetrisch auf die benachbarten Anoden (A,C) verteilen. Beobachtet wird jedoch eine Asymmetrie bei Ringnummern größer #125, was eine Bevorzugung der von der Injektionsimplantation weiter entfernt liegenden Anode (C) bedeutet. Der Ladungsschwerpunkt ist zu Anode C hin verschoben.

Ein Beweis dafür, daß die Injektion ursächlich für die Abweichungen verantwortlich ist, wird in Abb 6.13 gezeigt. Für drei Meßreihen, jede an einem festen Winkel durchgeführt, wurde die Größe $\Delta\varphi = \varphi_{rekonstruiert}$-$\varphi_{gemessen}$ aufgetragen. Die Ablenkung der Ladungsverteilung (Verschiebung zu positiveren $\Delta\varphi$ Werten) ist umso stärker, je näher im Radius und im Winkel an den Injektionspads gemessen wird.

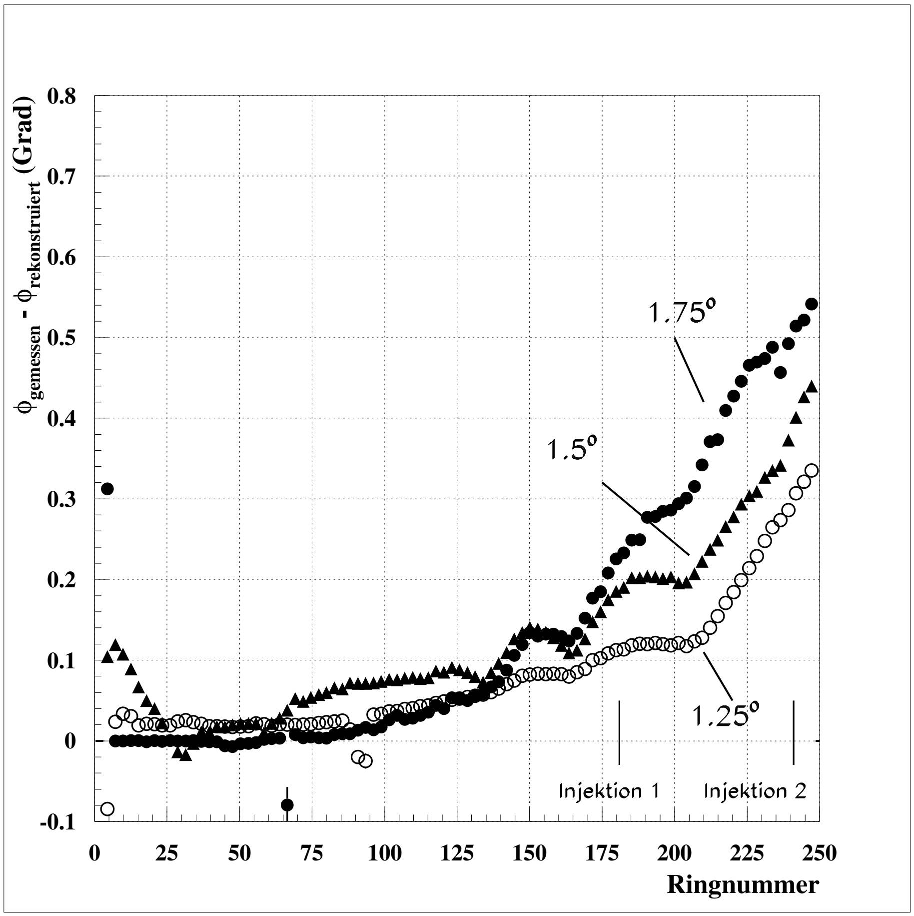


Abbildung 6.13: Abweichung der rekonstruierten $\varphi$-Position als Funktion der radialen Einschußposition. Eine Verschiebung der rekonstruierten Winkel zu positiven $\Delta\phi$-Werten ($\phi_{gem}$-$\phi_{rek}$) ist zu sehen. Die Zahlenangaben geben die Entfernung der Meßpositionen von der Injektionsimplantation in Grad an. Die Ablenkung der Ladungsverteilung ist umso stärker je näher in r und in $\varphi$ an der Injektion gemessen wird.

Abb 6.14 veranschaulicht den Verlauf der rekonstruierten Winkel gemessen über zwei Anoden zwischen Ring #200 und #201. Abgesehen von der globalen Verschiebung ist der Verlauf der rekonstruierten Winkel im wesentlichen linear.

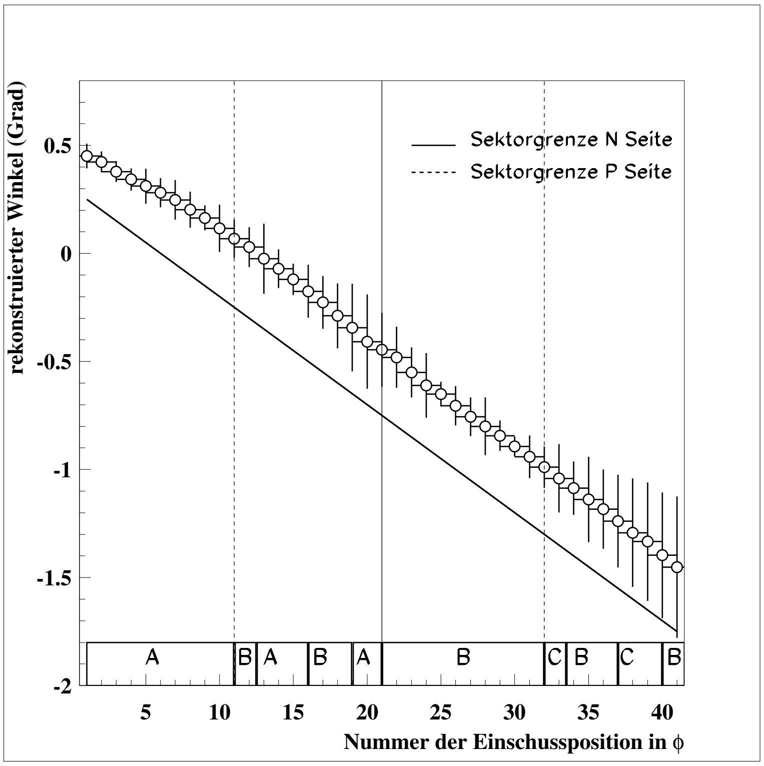


Abbildung 6.14: Verlauf der rekonstruierten Winkel $\varphi$ bei einer Messung über 2 Anoden in Schritten vom 0.05° zwischen Ring #200 und #201. Die durchgezogene Linie gibt die wahre Position wieder. Die durchgehende Verschiebung zu positiveren Winkeln ist vermutlich eine Folge der durch den Injektionsstrom eingeführten Störung der Drift.

### 6.2.2 Lokale $\varphi$-Auflösung

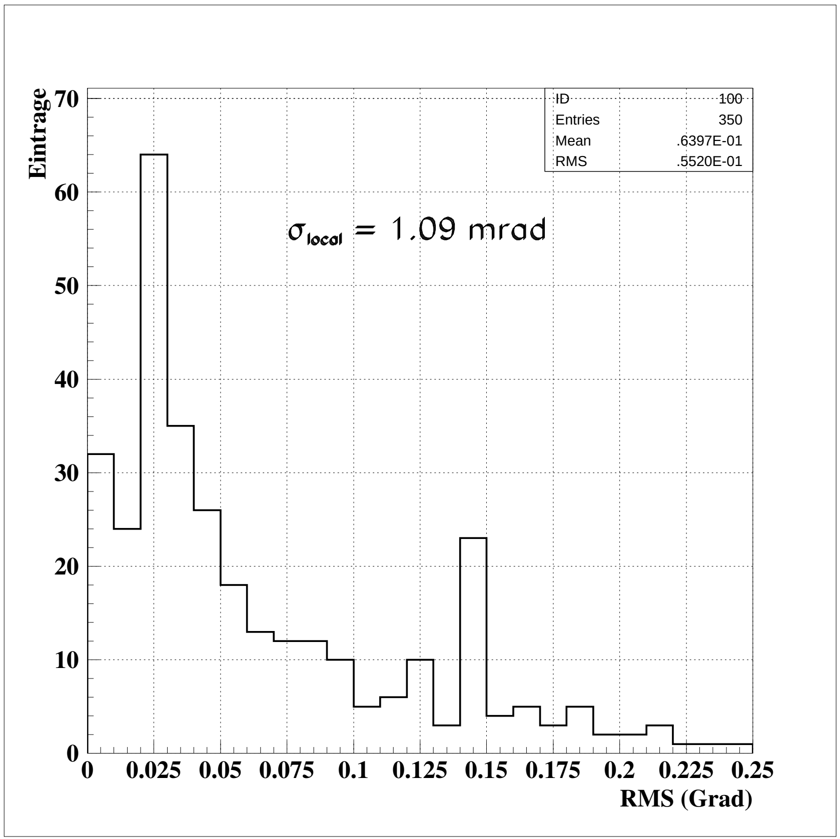


Abbildung 6.15: Lokale $\varphi$-Auflösung. Häufigkeitsverteilung der lokalen Auflösung gemessen für je 40 Positionen in $\varphi$ an den Ringen #1,#11,#31,#61,#101,#151, #201 und #241. Im Mittel beträgt die lokale $\varphi$-Auflösung $\sigma_\varphi$=1.09 mrad.

Die lokale $\varphi$-Auflösung wird bei einer festen Einschußposition der Laserdiode als Standardabweichung der Verteilung der rekonstruierten Positionen definiert. Üblicherweise werden 500 Einschüsse an einer Position vorgenommen. Für den Fall, daß eine einzelne Anode die gesamte Ladung aufnimmt, also keine Ladungsteilung auftritt, verschwindet die so bestimmte Streuung trivialerweise. In diesen Fällen wird die korrekte Standardabweichung $\sigma_\varphi = (\frac{a}{\sqrt{12}})^\circ = 2.5$ mrad eingetragen; hier ist a=8.7 mrad die azimutale Ausdehnung des Zentralsegmentes.

Die in Abb 6.15 gezeigte Häufigkeitsverteilung enthält die lokalen Auflösungen ermittelt für 350 Positionen auf dem Detektor. Der Mittelwert dieser Verteilung ist die mittlere lokale Auflösung. Sie beträgt $< \sigma_\varphi > = 1.09$ mrad. Analog zur lokalen r-Auflösung gehen in die Breite der Winkelverteilung nicht die Abweichungen von der Linearität ein.

In einem Lasertest von 3" Detektoren wurde eine $\varphi$-Auflösung von $< \sigma_\varphi > =$ 2.0 mrad gemessen [11]. Die neuen 4" Detektoren besitzen somit eine fast doppelte so gute azimutale Auflösung als die alten 3" Detektoren. Die Verbesserung ist im wesentlichen auf die segmentierte Anodenstruktur zurückzuführen, welche die Ladungsteilung zwischen den Anoden begünstigt. Die mittlere $\varphi$-Auflösung der 3" Detektoren bei vorhandener Ladungsteilung ist $< \sigma_\varphi^{Ladungsteilung} > = 1.32$ mrad. Für Meßpositionen mit Ladungsteilung ist die lokale Auflösung somit um 1/3 besser, als die über den gesamten Detektor gemittelte. Die Bedingung einer vorhandenen Ladungsteilung verbessert die mittlere $\varphi$-Auflösung der 4" Detektoren kaum. An fast allen Meßpositionen tritt Ladungsteilung auf. Unter der Bedingung das Ladungsteilung vorhanden ist, beträgt die lokale $\varphi$-Auflösung des 4" Detektors $\sigma_{\varphi}^{Ladungsteilung}$=0.97 mrad.

### 6.2.3 Globale $\varphi$-Auflösung

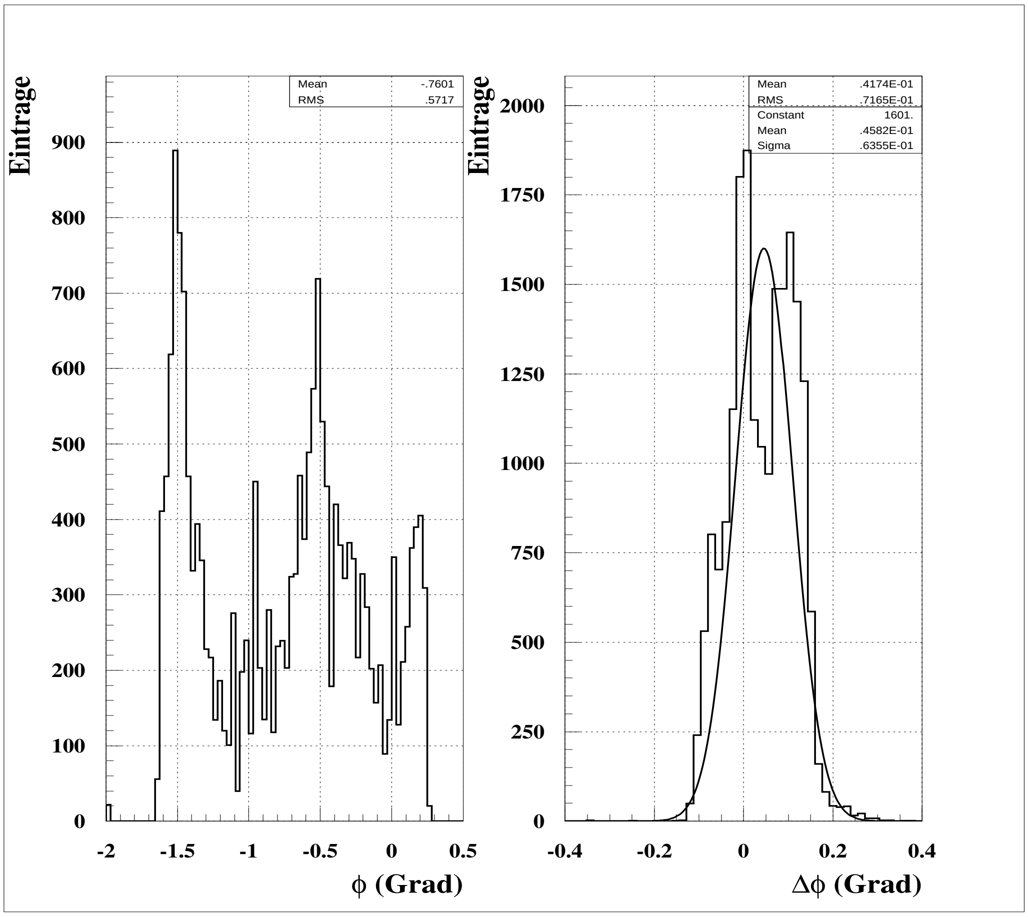


Abbildung 6.16: Verteilung der rekonstruierten Winkel bei einer Messung an Ring #31 über zwei Anoden mit 41 Einschußpositionen (wie Abb 6.10, 6.11). Die beiden Peaks bei halbzahligen Winkeln stammen aus der langsameren Änderung der rekonstruierten Winkel bei Messung vor den mittelgroßen Segmenten. Im rechten Bildteil ist die Abweichung $\Delta\varphi = \varphi_{rek}$-$\varphi_{Tisch}$ aufgetragen. Die globale Auflösung bei Ring beträgt $0.063^0$ oder 1.11 mrad.

In Analogie zur bereits eingeführten globalen r-Auflösung (Kap 6.2.3) definieren wir eine globale $\varphi$-Auflösung, die neben der intrinsischen Auflösung auch Abweichungen von der Linearität enthält. Die globale $\varphi$-Auflösung ist die Breite der gaußförmigen Verteilung, die sich aus $\Delta\varphi = \varphi_{rekonstruiert}$ - $\varphi_{Tisch}$ ergibt. $\varphi_{Tisch}$ ist der aus den Koordinaten des xy-Tisches errechnete Winkel auf dem Detektor. Abbildung 6.15 zeigt ein Beispiel für die an Ring #30 gemessenen Verteilungen der rekonstruierten Winkel (41 Einschußpositionen in $\varphi$, wie Abb 6.10) sowie der Abweichungen $\Delta\varphi = \varphi_{rek}$ - $\varphi_{Tisch}$. Die Peaks in der $\varphi_{rek}$-Verteilung bei halbzahligen Winkeln entstehen auf Grund der langsameren Änderung der rekonstruierten Winkel bei Messung zwischen den mittelgroßen Anodensegmenten (vgl Abb 6.11). Die Abweichungen von der Linearität stammen einerseits aus dem Vorhandensein eines transversalen Feldes und andererseits (speziell in diesem Test) aus dem Injektionsstrom im Detektor. Die Abweichung von der Linearität ist daher für große Driftzeiten unrealistisch stark (Abb 6.13). Für einen 4" Detektor ohne Injektionsproblematik ist eine viel geringere Abweichung von der Linearität zu erwarten.

Abb 6.17 zeigt die globale Auflösung ermittelt aus $\simeq$120000 Lasertreffern gemessen über 2 Anoden bis Ring #110. Bis zu diesem Radius ist die injektionsbedingte Nichtlinearität klein. Die gemessene globale Auflösung beträgt
$\sigma_{glob} = 1.28$ mrad$\pm$0.034 mrad.

Aus der mittleren lokalen und der globalen Auflösung läßt sich die zu erwartende

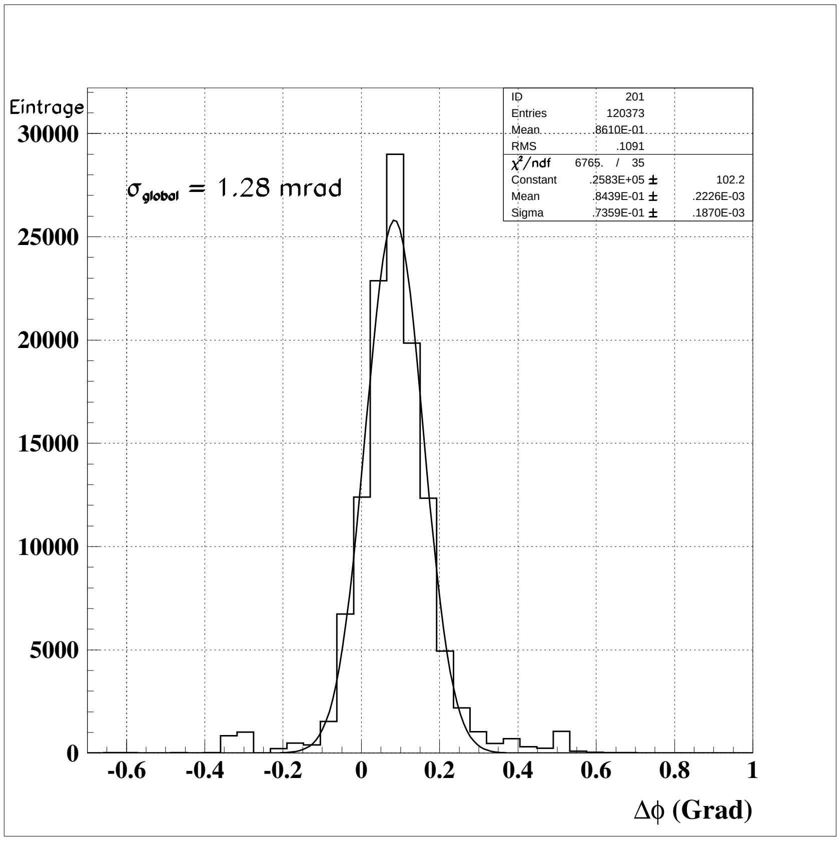


Abbildung 6.17: Globale Verteilung der Abweichungen $\Delta\varphi = \varphi_{rek}$-$\varphi_{Tisch}$ für $\simeq$120000 Lasertreffer bis Ring #110. Die Breite der gaußförmigen Verteilung ist $\sigma_{glob}$=1.28 mrad$\pm$0.034 mrad

Nichtlinearität (ohne Injektionsstrom) abschätzen. Mit

$$\sigma_{\varphi,lin} = \sqrt{\sigma^2_{\varphi,glob} - <\sigma_{\varphi,lok}>^2}$$

ergibt sich eine aus Nichtlinearitäten hervorgerufene Auflösung von $\sigma_{\varphi,lin} = 0.75$ mrad. Da die eingehende globale Auflösung nur bis Ring #110 bestimmt wurde, ist der errechnete Wert für $\sigma_{\varphi,lin}$ als eine Abschätzung zu verstehen.

## 6.3 Messungen in der Anodenregion

Ziel dieser Messungen ist es, die Ladungversteilung auf die Segmente der Anoden als Funktion der angelegten Anodenregionsspannungen zu untersuchen. Es wird gemessen, wie sensibel die Ladungsverteilung auf Veränderungen in den Potentialen reagiert und bei welchen Einstellungen die Geometrie der Anoden am besten reproduziert ist.

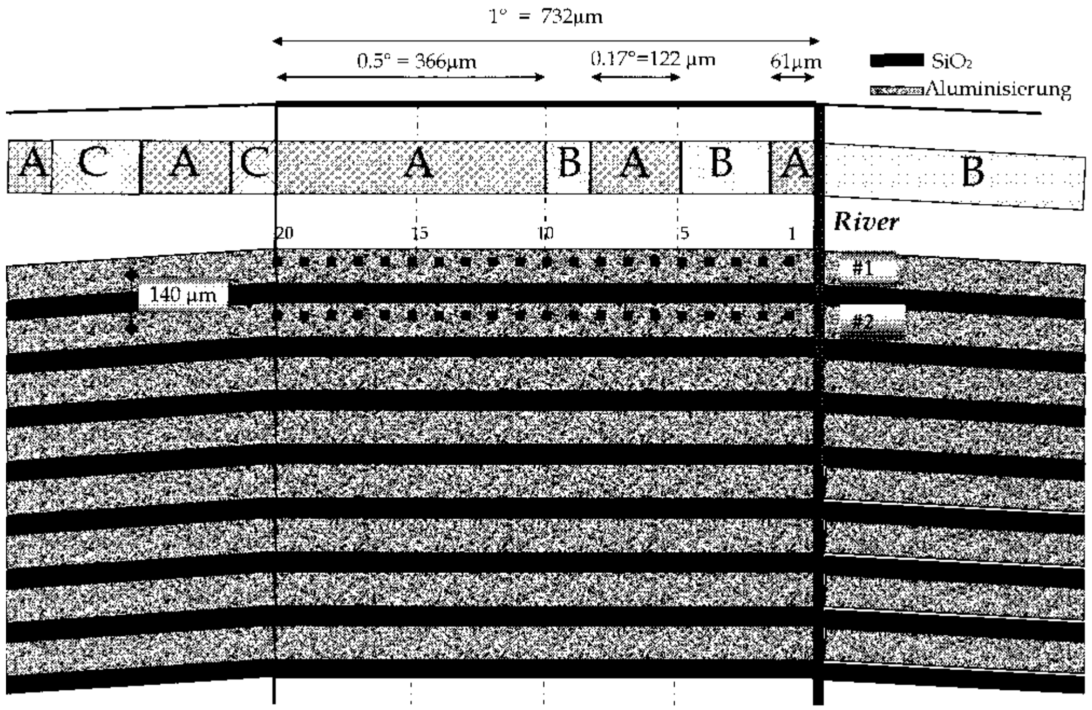


Abbildung 6.18: Skizze der Anodenregion (maßstabsgetreu). Die schwarzen Quadrate auf den ersten beiden Ringen sind die Lasereinschußlöcher vor der Anode. Die Segmente einer Anode sind durch Buchstaben gekennzeichnet.

Für die Messungen fanden die 20 Einschußpositionen auf dem ersten und zweiten Ring des SI15 Detektors Verwendung. Abb 6.18 zeigt eine Skizze der Meßpositionen. Ausgehend davon, daß die Elektronen sich der Anodengeometrie entsprechend auf die einzelnen Segmente verteilen, ist bei Loch Nummer 1, 6, 7 und 11-19 die gesamte Ladung auf Anode A, bei 3, 4 ,9 die Ladung vollständig auf Anode B und bei 2, 5, 10 Ladungsteilung zwischen A und B zu erwarten.
Bei Messungen in der Anodenregion ist zu bedenken, daß der Laser nur Ladungen an der Detektoroberfläche freisetzt. Auf Grund der kurzen Driftstrecke und des Einschusses in eine Region, in der bereits auf die Anoden fokussierende Felder vorhanden sind, werden die Elektronen nicht in die eigentliche Driftebene gelangen, bevor sie zu den Anodensegmenten hin abgelenkt werden. Die Meßsituation weicht in diesem Punkt von der Realität ab.
Aus dem Potentialbild Abb 2.6 geht hervor, daß bei den nominell angelegten Anodenspannungen die Aufteilung der Ladungen im wesentlichen der Anodengeometrie entsprechen sollte. Abweichungen sind bei den kleinsten der Segmente zu erwarten. Bei ihnen ist die relative Breite des durch E1 erzeugten Potentialsattels nicht vernachlässigbar gegenüber der Breite des Anodensegmentes. Das Verhältnis der Spannungen E1 zu #1 und #2 bestimmt die Breite des Potentialsattels. Es

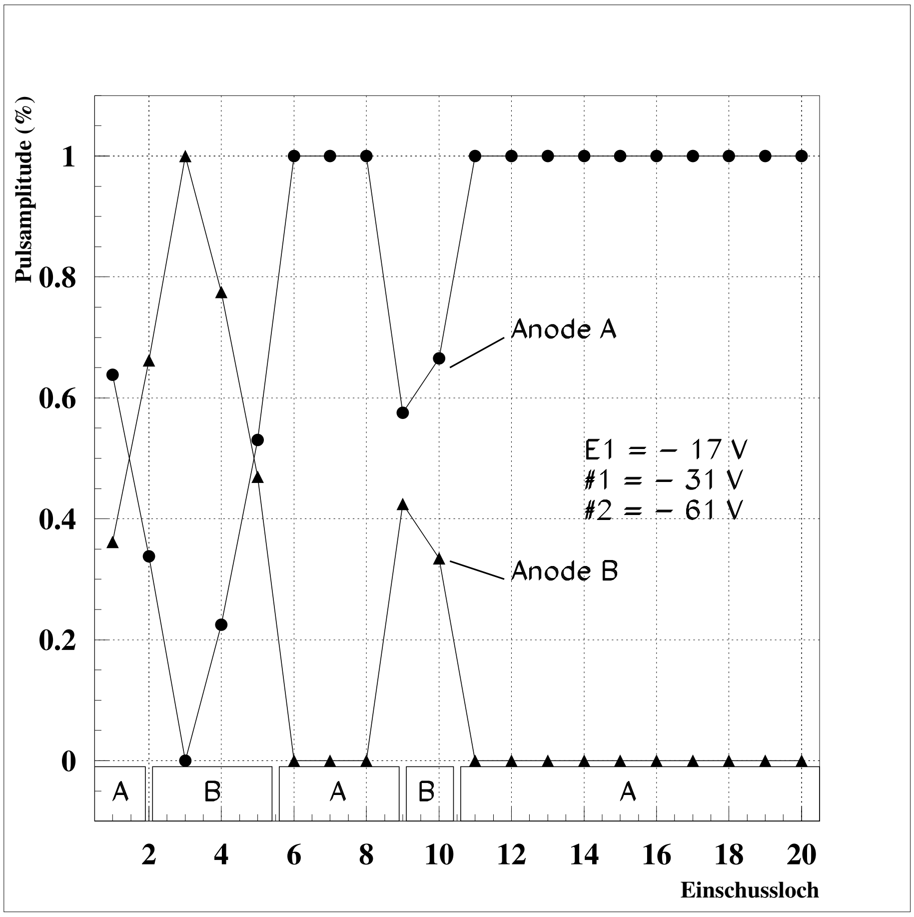


Abbildung 6.19: Ladungsaufteilung auf die Segmente der Anoden A und B, für die in der Pb95 Strahlzeit verwendeten Anodenregionsspannungen, als Funktion der Einschußposition in Prozent der Gesamtladung. Die segmentierte Anodenstruktur ist deutlich im Amplitudenverlauf sichtbar. Abweichungen werden im Text diskutiert.

wurden 6 Meßreihen durchgeführt.

| Meßreihe | #2 [V] | #1[V] | E1[V] | Kommentar |
|---|---|---|---|---|
| 1 | -61 | -30 | -17 | Pb95 Einstellung |
| 2 | -61 | -23.5 | -17 | |
| 3 | -55 | -30 | -17 | |
| 4 | -66 | -30 | -25 | 2 Spannungen geändert |
| 5 | -66 | -30 | -13 | 2 Spannungen geändert |
| 6 | -66 | -30 | -17 | |

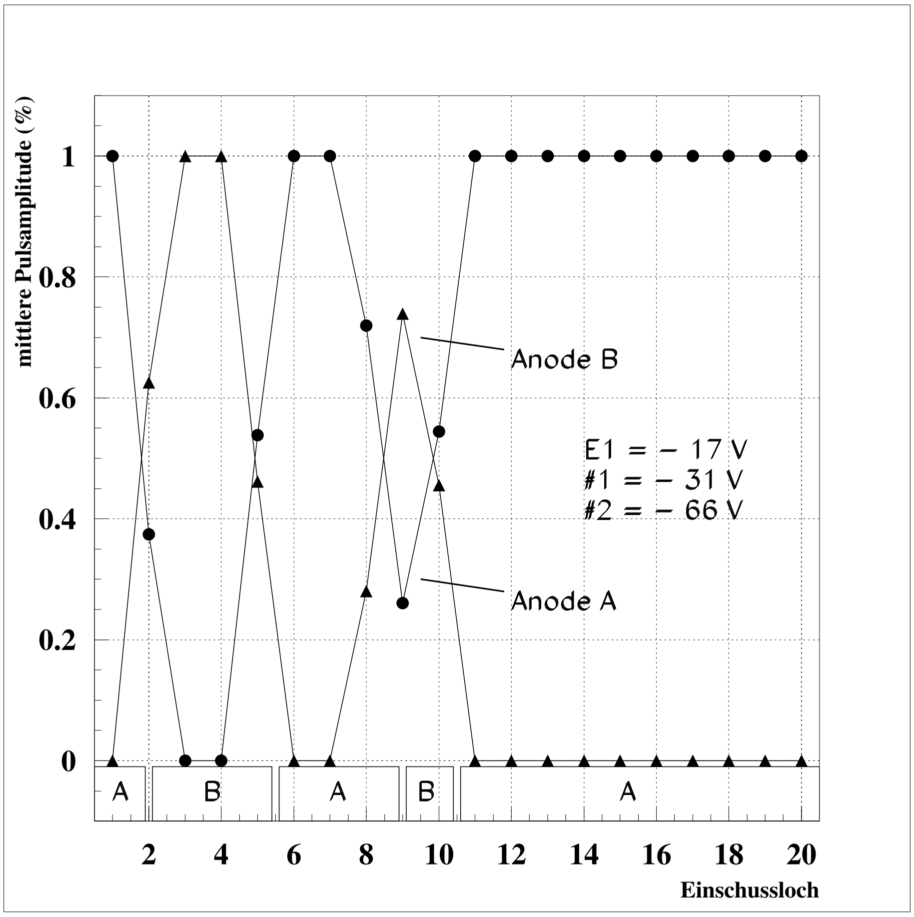


Abbildung 6.20: Ladungsaufteilung bei um 6 Volt negativerer Spannung an Ring #2 als bei der in Abb 6.19 gezeigten Einstellung. Insgesamt ist bei dieser Messung das beste Ergebnis erzielt worden. Bei Einschuß in Loch 9 und 10 werden deutlich mehr Ladungen von dem kleinsten Segment gesammelt als bei der Einstellung aus Abb 6.19. Die Fokussierung auf das mittelgroße Segment ist ebenfalls sehr viel besser und entspricht im wesentlichen der Geometrie.

Der Anteil der Gesamtladung, der auf dem kleinsten Segment gesammelt wird, ist ein Indikator für die Güte der Fokussierung. Selbst bei direktem Einschuß vor so einem Segment wird bei keiner der getesteten Einstellungen die gesamte Ladung von ihm gesammelt. Je nach verwendeter Einstellung sind es zwischen 40 und 75 % der Gesamtladung. Die Fokussierung auf das kleinste Segment ist bei der von uns verwendeten Standardeinstellung (Meßreihe 1) mit 41% der Gesamtladung besonders schwach. Auch das mittelgroße Segment vor den Einschußpositionen 2 bis 5 sammelt nicht so viele Ladungen, wie zu erwarten wäre. Bei Einschuß an den Punkten 3 und 4 sollten alle Ladungen von ihm gesammelt werden. Nur bei zwei der getesteten Einstellungen ist das auch der Fall (Meßreihen 4,6). Bei allen anderen Anodenregionsspannungen sind es lediglich zwischen 70-80 %. Das insgesamt beste Verhalten findet sich bei den Meßreihen mit negativerer Spannung an Ring #2, das schlechteste bei einer positiveren Spannung an #2. Aus dem Potentialbild ist anschaulich zu verstehen, daß die Breite des Potentialsattels, der die Fokussierung erzeugt, bei einer großen Potentialdifferenz zwischen p- und n-Seite des Detektors (Ring #2 auf einem besonders negativen Potential im Vergleich zu E1 und Ring #1) besonders klein ist. Die klare Abtrennung der Segmente ist dann besonders gut. Die Veränderung der Spannung an Ring #1 hat kaum Auswirkung auf die Ladungsteilung.

Das insgesamt beste Ergebnis ist in Meßreihe 6 erzielt worden, die in Abbildung 6.20 gezeigt ist. Ein ähnlich gutes Resultat findet sich in Meßreihe 4, bei der die Spannungen an Ring #2 und an E1 erhöht wurden. Bei Einschuß in die 2 Reihe ist das beobachtete Verhalten analog.

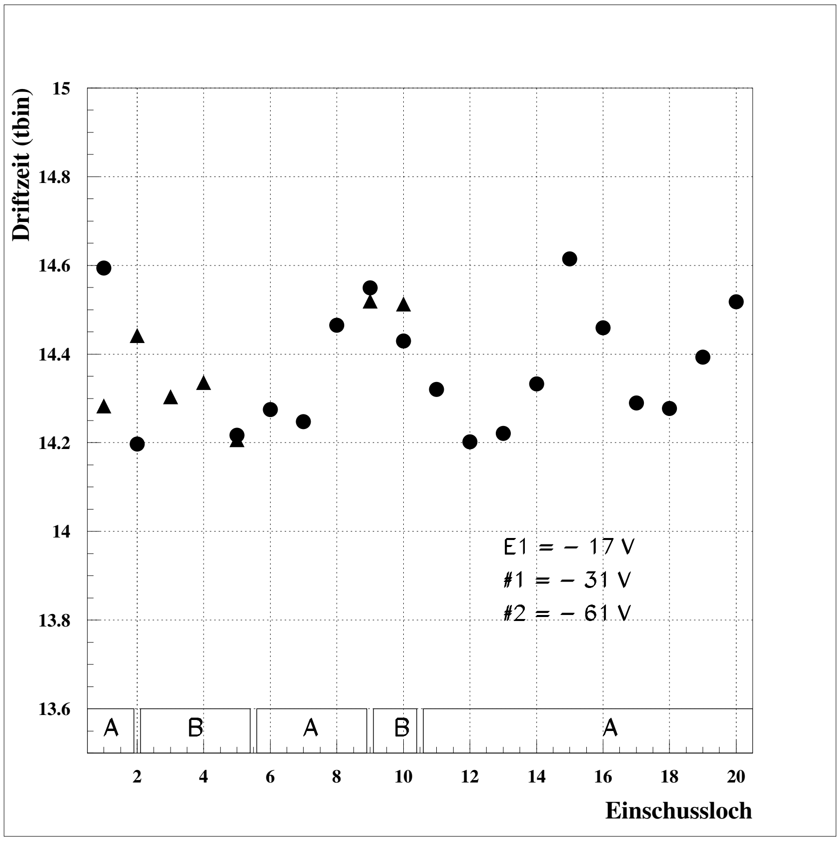


Abbildung 6.21: Driftzeiten als Funktion der Einschußposition. Kreise repräsentieren die Driftzeit auf Anode A, Dreiecke die auf Anode B. Driftzeitunterschiede in der Größenordnung von 0.4 Zeitbin (8 ns) sind zu erkennen. Werden die Maxima mit der Lage der Potentialsättel verglichen (Abb 2.6), so zeigt sich deutlich, daß an deren Positionen die Driftzeiten größer sind.

Eine weitere Möglichkeit, die Potentiale in der Anodenregion abzutasten, ist, die Driftzeit auf die Anoden als Funktion des Einschußwinkels zu messen. Findet die Messung nahe eines durch E1 erzeugten trennenden Potentialsattels statt, wird die driftende Ladungsverteilung auf ein lokal schwächeres Feld stoßen. Zudem muß sie einen geometrisch längeren Weg zurücklegen. An solchen Stellen ist eine größere Driftzeit zu erwarten.
In der Tat finden sich in allen Meßreihen bei den Einschußpositionen Nummer 9 und 15 Laufzeitmaxima. Nach Abb 6.18 ist das die Position in der Mitte des großen Anodensegments und die Position zwischen dem kleinsten und dem zentralen Segment. Potentialbild Abb 2.6 zeigt, daß an diesen Positionen durch E1 erzeugte Potentialbarrieren vorhanden sind.
Am ausgeprägtesten ist dieser Sachverhalt an den Einschußöffnungen 12 bis 18 zu erkennen. Die Potentialbarrieren zwischen den mittelgrößen Segmenten treten nicht deutlich hervor. Ein negativeres Potential an Ring #2 unterdrückt das Laufzeitmaxima vor dem Mittelpunkt des zentralen Segmentes stark. Durch das Absenken der Spannung an Ring #2 wird das Potential schwächer und die Driftzeit zu der Anode steigt um ca. 0.4 Zeitbin.

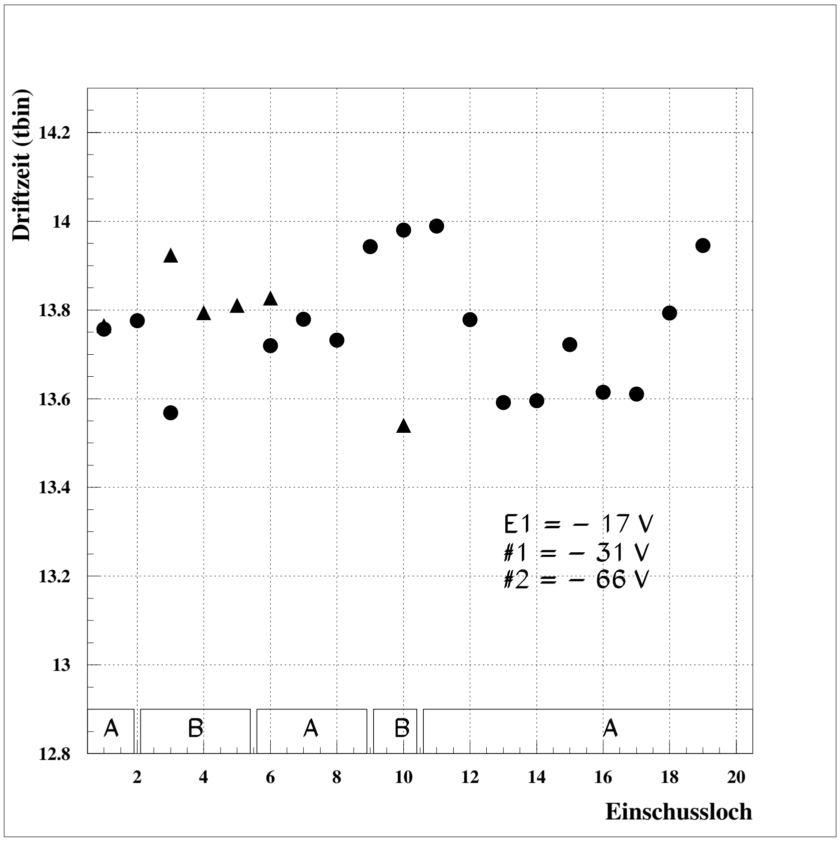


Abbildung 6.22: Wie Abb 6.21, jedoch bei einer um 6 Volt negativeren Spannung an Ring #2 auf der P-Seite des Detektors. Die Unterschiede in den Laufzeiten an Positionen, an denen keine Ladungsteilung auftritt, sind insgesamt etwas geringer.

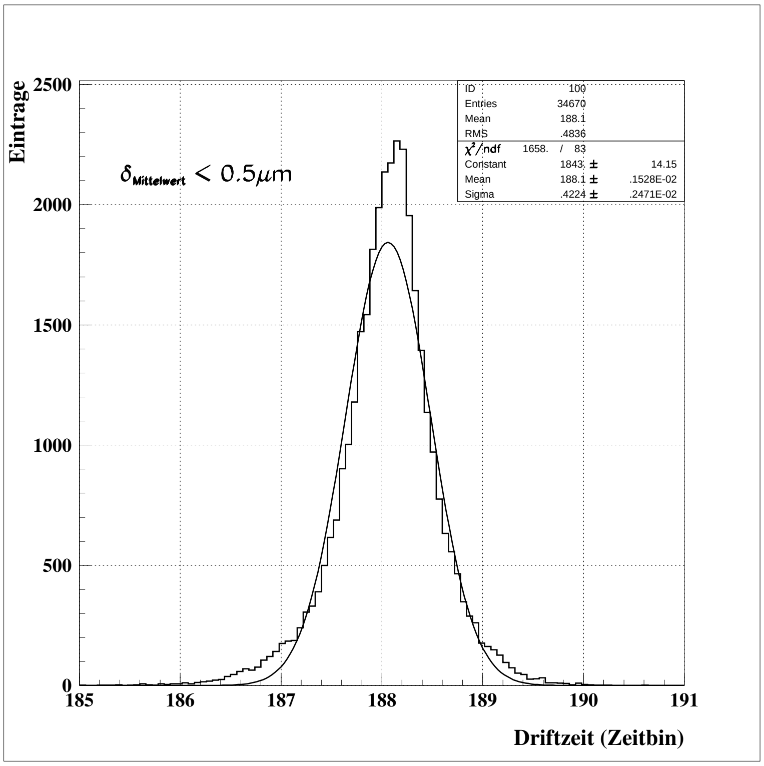


Abbildung 6.23: Driftzeitverteilung für Injektionspulse (Injektion zwischen Ring #181 und #182, $10^4$ Ereignisse). Der Fehler des Mittelwertes der Verteilung ist kleiner als 0.0015 Zeitbin oder $\delta t \leq 0.03$ nsec.

## 6.4 Messungen mit der Injektion

Mit Hilfe der Injektion sollen Änderungen im Driftzeitspektrum registriert werden, die durch Temperaturschwankungen im Detektorsilizium verursacht sind. Dazu ist es nötig, die Driftzeit der Elektronen mit hoher Genauigkeit zu messen. Da die Lage der Injektion auf dem Detektor auf einige Mikrometer genau bekannt ist, ist der Fehler bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit maßgeblich durch die Ungenauigkeiten der Driftzeitbestimmung gegeben. Abb 6.23 zeigt die Pulsverteilung, die sich aus einer Messung mit ca 10000 Injektionsereignissen ergibt. Der relevante Fehler, der in die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit eingeht, ist der Fehler des Mittelwertes der Pulsverteilung. Er ist bei der verwendeten Statistik kleiner als 0.03 nsec. Mit Hilfe der Injektion ist es somit möglich, selbst sehr kleine Schwankungen in der Driftgeschwindigkeit zu erkennen. Die Breite der R-Verteilung der Injektionspulse ist mit 0.42 Zeitbin ( $\simeq 78\ \mu$m) sehr groß. Verantwortlich dafür sind die großen Pulslängen von im Mittel 13.5 Zeitbin über der Ausleseschwelle. Im Winkel ist die von der Injektion freigesetzte Ladungsverteilung ebenfalls sehr breit. Die mittlere Zahl der getroffenen Anoden beträgt $< NAnode >$=7.05. Durch optimierte Pulsung der Injektion wird sich die Dauer der Elektroneninjektion verringern und damit die Pulslängen verkleinern lassen.

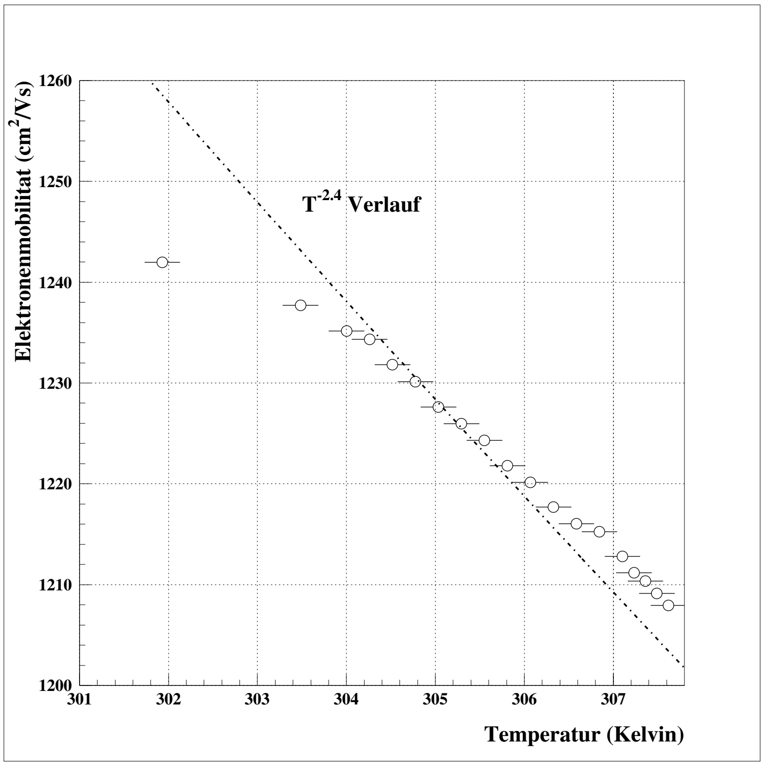


Abbildung 6.24: Gemessene Elektronenmobilität als Funktion der Temperatur. Die durchgezogene Linie zeigt den $T^{-2.4}$ Verlauf der Mobilität, normiert auf 305 Kelvin

Mit Hilfe der Injektion ist es gelungen, die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Silizium als Funktion der Temperatur zu messen. Über einen Temperaturbereich von 6° Celcius (28° - 34° Celcius) konnte die Änderung der Driftzeit von der Injektion 1 bei Ring #181 zu den Anoden gemessen werden. Sie änderte sich zwischen der ersten und der letzten Meßtemperatur um $\simeq$ 4 Zeitbin oder $\simeq$ 80 nsec. Eine Verringerung der Driftgeschwindigkeit um $\Delta v \simeq 0.14 \frac{\mu m}{nsec}$ ist die Folge. Aus dem bekannten Driftfeld und der errechneten Driftgeschwindigkeit läßt sich die Elektronenmobilität bestimmen. Sie sollte dem $\mu \propto T^{-2.4}$ Gesetz folgen. Abbildung 6.24 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Mobilität in dem gemessen Temperaturintervall. Die Abweichung von dem zu erwartenden Temperaturverlauf ist wahrscheinlich auf Unzulänglichkeiten in der Temperaturmessung durch das Pt100 Element zurückzuführen.

# Kapitel 7

# Ausblick

Die Erfahrungen, die aus dem Einsatz der Siliziumdriftdetektoren in der Pb-Strahlzeit 1995 am CERN gewonnen wurden, und die Ergebnisse der Lasermessungen zeigen, daß Siliziumdriftdetektoren die an sie gestellten Anforderungen in Bezug auf Unterdrückung von Konversionen, Vertexrekonstruktion und Multiplizitätsmessungen erfüllen. In den Jahren 1992 bis 1996 wurden kontinuierlich Änderungen im Driftdetektordesign und in der Ausleseelektronik durchgeführt. Eine beständige Verbesserungen der mit den Driftkammern erzielte Resultate wurde erreicht. Die Neuerungen im 4" Design dienten dem Ziel, drei Unzulänglichkeiten der 3" Detektoren zu entfernen, die beim Einsatz in CERES auftraten.
Die Vergrößerung des sensitiven Detektorradius erlaubt es, den Detektor weiter entfernt von dem Interaktionspunkt zu installieren und damit die Trefferdichte in ihm zu senken.
Ein Problem der 3" Detektoren ist die für CERES zu geringe $\varphi$-Auflösung. Die an den neuen 4" Detektoren durchgeführten Lasertests beweisen, daß die $\varphi$-Auflösung durch die segmentierte Anodenstruktur wesentlich verbessert ist. Ein sicheres Teilchen Tracking und eine präzise Vertexrekonstruktion ist durch ein Dublett von 4" Driftdetektoren gewährleistet.
Die durchgeführten Tests mit den Injektionen beweisen, daß eine hochpräzise Driftzeitkalibration möglich ist. Auf Grund der positiven Resultate wird in der Strahlzeit 1996 eine 'online' Messung der Driftgeschwindigkeit mit der Injektion durchgeführt werden.
Zur Vertiefung des Verständnisses der neuen Eigenschaften des 4" Driftkammerdesigns sind weitere Lasertests geplant. Ihr Ziel wird es sein, die Abweichungen von der Linearität in r und $\varphi$ besser zu verstehen und noch genauer zu vermessen. Es wird versucht werden, Korrekturfunktionen für die Abweichungen zu finden und dadurch die globalen Detektorauflösungen weiter zu verbessern.
Im Laufe der Lasermessungen zeigte sich, daß der vorhandene Meßstand den gestiegenen Ansprüchen nicht in allen Bereichen gerecht wird, so z.B. bei den Messungen an den Lasereinschußlöchern. Für nachfolgende Tests ist ein stark verbesserter Meßstand in Planung, der die Möglichkeit einer 'online' Datenanalyse bietet.

# Literaturverzeichnis


[1] J. P. Wurm, New Results from NA45/CERES, Nuclear Physics A590, 103-116, 1995

[2] CERES Collaboration, Low Mass Dilepton Production at the SPS

[3] Addendum to proposal SPSLC/P280, Study of Electron Pair and Photon Production in Pb-Au Collisions at the CERN SPS CERN, 1996

[4] R. Baur et. al., Measurment of electomagnetically produced $e^+e^-$ pairs in distant S-Pt collsisions ,Physical Letters B, 1994

[5] Addendum to the CERES/NA45 Proposal, Upgrade of the CERES Apparatus, CERN/SPSLC, 1996

[6] R. Baur et. al., The CERES RICH detector system, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1994

[7] P. Rehak et. al., A 55 $cm^2$ Cylindrical Silicon Drift Detector, Nucl. Inst. Meth. A377, 1996(367)

[8] U. Faschingbauer, A doublet of 3" cylindrical silicon detectors in the CERES experiment, 7th European Symp. in Semiconductor detectors, Schloß Elmau 1995, PPE/95-132, 1995

[9] CERES Collaboration, CERES/NA45 Report to COGNE 1995, CERN/SPSLC/M542, 1995

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

[11] M. Hemberger, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1994

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

[13] B. Schmidt, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1992

[14] U. Faschingbauer, Dissertation, Universität Heidelberg, 1993

[15] T. Ullrich, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1989

[16] B. Schäfer, Festkörperphysik, de Gruyter, 1992

[17] C. Grupen, Teilchendetektoren, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

[18] W. Dabrowski, Integrated front-end electronics for silicon drift detectors, University of Cracow, 1993

[19] U. Tietze, Schenk, Halbleiter-Schaltungstechnik, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993

[20] P. Horowitz, W. Hill , The Art of Electronics, Cambridge University Press, 1994

[21] B. Stroustroup, The C++ Programming Language, Addison Wesley, 1991

[22] C. Wong, Introduction to High-Energy-Heavy-Ion Collisions, World Scientific, 1994

[23] W. Dabrowski, private e-mail an F.Ceretto, 1994

[24] W. Chen et. al., Large Area Cylindrical Silicon Drift Detector, IEEE transactions on nuclear science; Vol 39, 1992

[25] C. Fuchs, Dissertation, Universität Heidelberg, 1996

[26] S. M. Sze, Physics of semiconductor devices, John Wiley & sons, 1982

[27] P. Rehak, private communication

# Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle all jenen Dank sagen, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben und mir viele interessante Perspektiven eröffnet haben.

- Meiner Mutter, die mich in allen Dingen stets unterstützt und immer für mich da ist..
- Meiner Oma, die ebenfalls alle meine Bestrebungen unterstützt.
- Herrn Prof. J. P. Wurm, der mir die Möglichkeit geboten hat, ein Jahr lang an einem interessanten Projekt zu arbeiten. Danken möchte ich ihm auch dafür, daß seine Tür immer offen war.
- Frau Prof. J. Stachel für die Zweitkorrektur meiner Arbeit.
- Herrn Uwe Faschingbauer, der mein Interesse an den praktischeren Aspekten der Physik geweckt hat.
- Mr. Jan Rak with whom it was a pleasure to work. I like to thank him for his reliability and his help during the 3. Lasertest.
- Herrn Christian Fuchs, für die Durchsicht meiner Arbeit.
- Der CERES Gruppe am physikalischen Institut. Es war mir eine große Freude, die Strahlzeit 1995 mit euch verbracht zu haben. Ich möchte mich für die sehr interessanten fachlichen und besonders auch nicht fachbezogenen Gespräche und Erlebnisse bedanken.
- Herrn Jörn Rossa, mit dem ich sechs Jahre gemeinsam in Heidelberg studiert habe. Danke für die vielen interessanten Diskussionen und die entspannenden Billard Partien die wir gespielt haben. Besonderen Dank auch für die vielen astronomischen Beobachtungen.
- Herrn Stefan Klose, mit dem ich vier Jahre gemeinsam hier studiert habe. Die vielen gemeinsamen Wanderungen, Gespräche und koffeinhaltigen Getränke sind mir stets in angenehmer Erinnerung.

## Erklärung

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

Heidelberg, den 01.10.1996