

Untersuchung von Silizium–Pixeldetektoren mit einem Silizium–Mikrostreifen–Strahlteleskop

Diplomarbeit

von

Michel P. Glättli

Physik–Institut der Universität Zürich

Ausgeführt am CERN bei Genf

Bei Prof. Dr. Claude Amsler

Betreut von Dr. Christian Regenfus und Dr. Stefan Spanier

Genève, im September 1998

Zusammenfassung

Ein an der Universität Zürich gebautes Strahlteleskop, bestehend aus acht einseitigen Silizium-Streifendetektoren wurde getestet. Ein mittleres Verhältnis Signal zu Untergrund von 130 für minimal ionisierende Teilchen konnte erreicht werden. Das Raumauflösungsvermögen beträgt weniger als $2 \mu\text{m}$ pro Detektor, was bedeutet, dass innerhalb des Teleskops eine Teilchenspur auf etwa einen Mikrometer genau bestimmt werden kann. Die gute Auflösung des Strahlteleskopes wurde in verschiedenen Tests von Pixeldetektoren benutzt. Es handelt sich um Detektor-Prototypen, die auch für das CMS-Tracking-System benutzt werden sollen. Speziell der Lorentzwinkel eines bestrahlten und eines unbestrahlten Pixeldetektors, sowie die Verringerung der Depletionstiefe als Folge der Bestrahlung wurde gemessen.

Inhaltsverzeichnis

1 Halbleiterdetektoren	2
1.1 Silizium–Eigenschaften	3
1.2 Der p–n–Übergang	4
1.3 Streifen und Pixel	6
1.4 Vorverstärker	7
1.5 Raumauflösung	9
1.5.1 Statistische Fluktuationen des Energieverlusts	9
1.5.2 Drift und Diffusion	10
1.5.3 Streifenbreite und Streifenabstand	10
1.5.4 Verhalten im Magnetfeld	11
1.6 Strahlenschäden	12
1.6.1 Nach der Bestrahlung	14
1.7 Rauschen	14
2 Das Strahlteleskop	15
2.1 Das Auslesesystem	17
2.2 Versuchsaufbau	20
2.3 Auswertung	21
2.3.1 Selektion der Ereignisse	21
2.3.2 Mehrfachstreuung	23
2.3.3 η -Funktion	25
2.3.4 Ausrichtung	27
2.3.5 Resultate	27
3 Messung an Pixeldetektoren	31
3.1 Die Pixeldetektoren	31
3.2 Versuchsaufbau	33
3.3 Auswertung	36
3.3.1 Signale im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor	38
3.3.2 Signalaufbereitung der Pixeldetektoren	39
3.3.3 Ausrichtung der Pixeldetektoren zum Strahlteleskop	41
3.3.4 Bestimmung der Depletionstiefe	43
3.3.5 Bestimmung des Lorentzwinkels	45
3.4 Resultate	49
3.4.1 Zusammenfassung und Ausblick	51

Kapitel 1

Halbleiterdetektoren

Am CERN in Genf arbeitet man zur Zeit am Bau eines 14 TeV Proton-Proton-Colliders namens LHC (Large Hadron Collider) (voraussichtliche Inbetriebnahme im Jahre 2005). Bei diesen Energien werden Zustände erzeugt, wie sie 12^{-12} s nach dem Urknall geherrscht haben. Man hofft Antwort auf so fundamentale Fragen zu finden, wie den Ursprung der Masse, der Existenz supersymmetrischer Teilchen oder die Materie–Antimaterie–Asymmetrie im Universum.

CMS (Compact Muon Solenoid) wird ein Detektor am LHC sein. Sein Spurrekonstruktions-System muss angepasst an die hohe Luminosität ($10^{34} \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}$ [1]) viele verschiedene Vertices auflösen können. Der innerste Teil des Detektors wird aus Silizium Mikrostreifen- und Pixel-detektoren bestehen [2], die unter den elektronisch auslesbaren Detektoren die höchsten Ortsauflösungen erzielen. Dies wird zur Rekonstruktion sekundärer Vertices benötigt, die durch den schwachen Zerfall schwerer Quarks (Lebenszeiten von 10^{-13} bis 10^{-12} s) entstehen. Da die Zerfallslängen im Bereich von wenigen hundert Mikrometern liegen, werden als Ortsauflösungen der Halbleiterdetektoren Werte im Bereich von etwa zehn Mikrometern benötigt.

Halbleiterdetektoren wurden in der Kern-Physik für Energiemessungen seit den 50er Jahren verwendet. Damals wurden sie noch als Kristalldetektoren bezeichnet, da sie aus einem Halbleitereinkristall bestehen. In der Hochenergiephysik tauchten sie in den siebziger Jahren auf. Sie dienen als Aktivtarget und als Vertexdetektoren. Im Jahre 1980 wurde der Planar-Prozess eingeführt, ein präzises photolithographisches Produktionsverfahren zur Herstellung von ortsauf lösenden Silizium-Detektoren [3]. Es erlaubt die Unterteilung des Detektors in Segmente (*microstrips*), aus welchen Signale ausgelesen werden können, um daraus eine Teilchenposition zu bestimmen. Mikrostreifen-Detektoren sind in der Lage, die Position von Teilchen auf weniger als $10 \mu\text{m}$ genau zu bestimmen, also etwa zehn mal genauer als es früher mit elektronischen Detektionsmethoden möglich war. Dank ihrem guten Auflösungsvermögen sind sie bestens geeignet für das Aufspüren von charm-Teilchen und waren massgeblich beteiligt bei der Entdeckung des t-Quarks.

Das Funktionsprinzip der Halbleiterdetektoren ist analog zu dem einer Gasionisationskammer, wo durch Energieabgabe eines Teilchens an das Detektormaterial Ladungsträger freigesetzt werden. Um jedoch in einem Gasdetektor ein Gasmolekül zu ionisieren, werden etwa 30 eV benötigt. Fliegt ein Teilchen hingegen durch Silizium, so erhält man ein Elektron–Loch–Paar pro 3.6 eV Energieabgabe. Diese Elektron–Loch–Paare werden in einem Silizium–Detektor direkt von Ladungsverstärkern gemessen.

Die hohe Dichte des Materials sorgt für mechanische Stabilität und reduziert die Reichweite von Sekundärelektronen, was eine gute Raumauflösung erlaubt. Ein anderer positiver Effekt der

hohen Dichte ist der grosse spezifische Energieverlust ($-dE/dx$) eines durchgehenden Teilchens (etwa $390 \text{ eV}/\mu\text{m}$ in einem $\langle 111 \rangle$ Silizium-Gitter) [4].

Anders als in Gas-Detektoren gibt es in der Regel keine Vermehrung der Primärladung (keine Elektronenlawine). Das Signal ist für minimal ionisierende Teilchen (Mips) also nur eine Funktion der Detektor-Dicke, die aber zur Vermeidung von Mehrfachstreuungen möglichst klein gehalten wird (üblicherweise $300 \mu\text{m}$).

1.1 Silizium-Eigenschaften

Siliziumatome haben vier Valenzelektronen. In einem Silizium-Kristall hat jedes Atom vier nächste, äquidistante Nachbarn mit denen es jeweils ein Valenzelektron teilt. Ersetzt man einige Siliziumatome durch Atome mit fünf Valenzelektronen (z.B. Phosphor oder Arsen), so ist nur wenig Energie vornötig, um das überzählige, anfangs lokalisierte Elektron ins Leitungsband zu heben und damit frei beweglich im ganzen Kristall zu machen. Ein so dotiertes Material nennt man n -Leiter, da die Hauptladungsträger die negativen Elektronen sind.

Ebenso kann man Atome mit nur drei Valenzelektronen hinzufügen (z.B. Bor). Diese Atome holen sich dann ein vierter Elektron aus dem Gitter, wodurch ein Loch entsteht. Man erhält so einen p -Leiter, denn die Haupladungsträger sind hier die positiven Löcher. Bei einer typischen Dotierung für einen Streifendetektor kommt auf etwa 50 Milliarden Siliziumatome ein Fremdatom.

Atomzahl	14
Atomgewicht	28.08
Atomdichte	$4.99 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Dichte	2.33 g/cm^3
Differentieller Energieverlust (Mip)	1.664 MeV/g cm^2
Strahlungslänge	21.82 g/cm^2
	9.36 cm
Dielektrische Konstante	11.9
Bandlücke	1.11 eV
Elektronen Mobilität	$1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Loch Mobilität	$480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Elektronen Diffusionskonstante	$34.6 \text{ cm}^2/\text{s}$
Löcher Diffusionskonstante	$12.3 \text{ cm}^2/\text{s}$
Ladungsdichte	$1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Elektrischer Widerstand (intrinsisch)	$235 \text{ k}\Omega \text{ cm}$
Schmelzpunkt	1415 °C
Wärmeausdehnungskoeffizient	$2.5 \cdot 10^{-6}/\text{K}$
Zustandsdichte im Valenzband N_v	$1.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Zustandsdichte im Leitungsband N_c	$2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Tabelle 1.1: Silizium-Eigenschaften bei 300 K [5]

Legt man ein elektrisches Feld E an, so beginnen freie Elektronen und Löcher zu driften. Die Mobilität μ

$$\mu = \frac{v}{E}, \quad \text{mit } v = \text{Driftgeschwindigkeit} \quad (1.1)$$

ist das Mass, wie schnell die Ladungen in einem E-Feld driften und ist für Elektronen und Löcher verschieden. In Tabelle 1.1 sind die Werte für Mobilität und weitere Silizium-Konstanten aufgelistet.

1.2 Der p–n–Übergang

Bringt man ein p - und ein n -leitendes Material in Kontakt, erhält man über der Grenze einen Gradienten von Elektron- und Loch-Dichten. Dies bewirkt ein Eindringen der jeweiligen freien Ladungsträger ins andere Material, während die Ionen an ihrer Stelle im Gitter bleiben. Es entsteht eine ladungsträgerfreie Zone, die Verarmungszone. Daraus resultiert auf der p -Seite eine negative, auf der n -Seite eine positive Netto-Ladung und somit ein elektrisches Feld in n - p -Richtung. Gleichzeitig entsteht eine Barriere für weitere Migration. Die Höhe des Potentials V_d der Barriere hängt von der Reinheit des Materials ab und ist in der Größenordnung einiger hundert Millivolt. Mit $N_a, N_d \gg n_i$ findet man:

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad \text{wobei } n_i^2 = np = N_c N_v \exp \frac{-E_g}{kT}. \quad (1.2)$$

n_i = intrinsische Ladungsträgerkonzentration,

k = Boltzman-Konstante, T = absolute Temperatur, q = Elementarladung,

N_a = Akzeptor-Konzentration, N_d = Donator-Konzentration

N_c = Zustandsdichte im Leitungsband, N_v = Zustandsdichte im Valenzband (siehe Tabelle 1.1),

n = Elektronendichte, p = Löcherdichte, E_g = Bandlücke.

Die Dicke der Verarmungszone auf jeder Seite ist abhängig von der Anzahl Fremdatome:

$$N_a W_1 = N_d W_2, \quad (1.3)$$

wobei W_1 die Dicke der p -Seite und W_2 die Dicke der n -Seite ist (Abb. 1.1).

Durchquert nun ein ionisierendes Teilchen (z.B. ein Myon) die Verarmungszone, so bildet es eine Spur von Elektron-Loch-Paaren, die dem E-Feld folgend auseinander driften. Am Rand kann die Ladung gesammelt und ausgelesen werden. Durchquert das Teilchen den Detektor in der neutralen Zone, rekombinieren die Elektron-Loch-Paare sofort wieder — da ja kein Feld vorhanden ist — und das Ereignis geht verloren.

Die Eigendicke der Verarmungszone $W = W_1 + W_2$ kann bis zu $100 \mu\text{m}$ betragen. Durch Anlegen einer externen Spannung (Vorspannung oder Biasspannung) kann man sie jedoch beeinflussen. Wird sie in gegensätzlicher Polarität zur Eigenspannung angelegt, das heisst + auf der p -Seite und – auf der n -Seite (*forward biasing*), wird die Potentialdifferenz über der Grenzschicht aufgehoben und die Verarmungszone wird kleiner und verschwindet, sobald gilt $V_{bias} - V_0 > 0$. Sind beide Spannungen in gleicher Richtung gepolt (*reverse biasing*), kann die Verarmungszone über den ganzen Detektor ausgedehnt werden, er wird depletiert. Bis zum Erreichen der vollen Detektortiefe und unter der Annahme $N_a \gg N_d$ gilt die Beziehung [5]:

$$W = W_1 + W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon N_a (V_{bias} + V_0)}{q N_d (N_a + N_d)}} + \sqrt{\frac{2\epsilon N_d (V_{bias} + V_0)}{q N_a (N_a + N_d)}} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon (V_{bias} + V_0)}{q N_d}}, \quad (1.4)$$

mit $\epsilon = 11.9\epsilon_0 \approx 1.05 \cdot 10^{-12} \text{ C V}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, V_0 = Eigenspannung des Detektors (ca. 0.7 V [6])
 Mit einer hohen Dotierung z.B. des p-Leiters (p^+) kann die Dicke der Verarmungszone auf der p-Seite sehr klein gemacht werden, was guten ohmschen Kontakt mit der Elektronik ermöglicht. Mit z.B. $N_a \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $N_d \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ erhält man mit Gleichung 1.4 (bei $V_{bias} = 100 \text{ V}$) eine breite aktive n-Seite ($W_2 \approx 260 \mu\text{m}$) und eine schmale p-Seite ($W_1 \approx 0.5 \mu\text{m}$). Zusätzlich befindet sich auf der Oberfläche der n-Seite noch eine n^+ -Schicht, um hier ohmschen Kontakt zu gewährleisten¹.

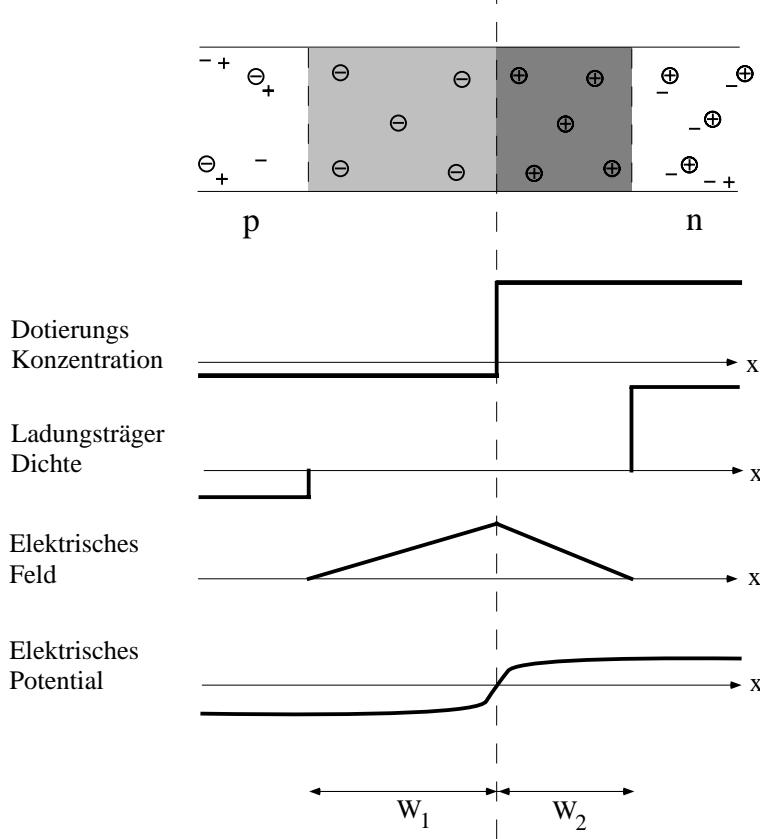


Abbildung 1.1: Der p-n-Übergang

Je höher der Widerstand des Materials ist, umso kleiner ist die benötigte Bias-Spannung, um die gleiche Dicke der Verarmungszone zu erreichen. Bei kleinerem E -Feld ist die Driftgeschwindigkeit kleiner, so dass Elektronen und Löcher mehr Zeit zum Diffundieren haben. Die Ladungsverteilung wird breiter und die Raumauflösung bei entsprechend rauscharmer Elektronik besser, da eine Aufteilung der Ladung an mehreren Auslesekontakten auftrifft.

Die Sammelzeit der freigesetzten Ladungen ist von der Mobilität der Ladungsträger abhängig. Sie bestimmt die Anstiegszeit des gemessenen Signales. Dieses entsteht durch einen Strom $I(t)$ in Richtung des elektrischen Feldes. Die gemessene Gesamtladung ist das Integral dieses Stromes $Q = \int I(t)dt$, der direkt proportional zu der im Detektor deponierten Energie ist.

¹Die Dotierung nimmt nach aussen hin zu, so dass die Elektronen problemlos vom Silizium ins Aluminium überwechseln können.

1.3 Streifen und Pixel

Um eine Ortsauflösung zu erhalten, unterteilt man die auszulesende Seite in kleinere Elemente. Eine Möglichkeit ist die Unterteilung in schmale Streifen. Die Breite der Streifen beträgt üblicherweise $3\mu m$ bis $10\mu m$, ihr Abstand $20\mu m$ bis $100\mu m$. Die Koordinate eines senkrecht zu den Streifen durchfliegenden Teilchens kann berechnet werden, indem man die Pulshöhe jedes Kanals (Streifens) ausliest. Zur Verbindung von Elektronik und Detektor werden die Chips am Detektorrand an die Streifen gebondet.

Bild 1.2 zeigt schematisch den Querschnitt eines einseitigen positionsempfindlichen Detektors. Das n -Silizium hat Streifen aus p^+ -Silizium auf einer Seite und eine Schicht n^+ -Silizium auf der anderen. Die p^+ -Streifen sind zwecks Verbindung mit der Elektronik metallbeschichtet. Eine Oxidschicht schützt die Silizium-Oberfläche.

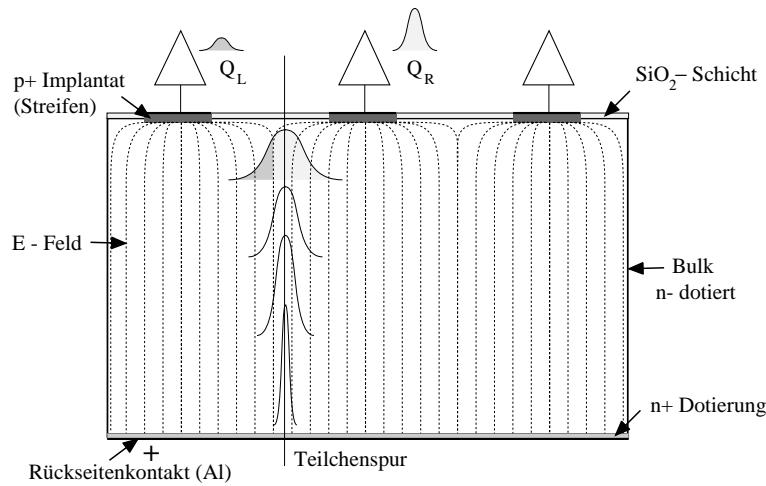


Abbildung 1.2: Diffuse Verbreiterung der Ladungswolke. Q_L ist die gesammelte Ladung im linken Streifen, Q_R im rechten Streifen.

Eine Erweiterung des Streifendetektors stellt die zusätzliche Unterteilung der n^+ -Seite in Streifen dar, die senkrecht zu den p^+ -Streifen stehen. Somit ist es möglich, mit nur einem Detektor eine zweidimensionale Ortsauflösung zu erhalten. Ein Problem hierbei ist, dass sich beim Übergang Si– SiO_2 Elektronen ansammeln. Die omnipräsenten positiven Ladungen in der Grenzschicht ziehen negative Ladungsträger aus dem Silizium an und es bildet sich eine leitende Verbindung von Streifen zu Streifen. Dies kann verhindert werden, indem man zwischen jeweils zwei n^+ -Streifen einen p^+ -Streifen (p -Stop-Streifen) anbringt, der die Verbindung unterbricht. In Abbildung 1.3 ist dies schematisch dargestellt. Der Zwischenstreifen erhöht den Widerstand zwischen den n^+ -Streifen vom Kilohm- in den Megaohm-Bereich.

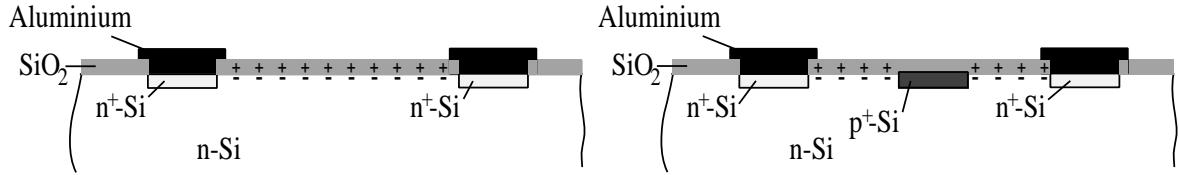


Abbildung 1.3: Elektronen-Akkumulation am Si– SiO_2 –Übergang links ohne, rechts mit separierendem p^+ –Streifen

Unterteilt man die Auslesestreifen, so erhält man Pixel. Jeder Pixel liefert also eine zweidimensionale Koordinate. Die Mehrdeutigkeiten in der Zuordnung von x– und y–Koordinate, die bei mehreren gleichzeitigen Ereignissen in Streifendetektoren auftreten, gibt es hier nicht². Dies erfordert jedoch viel aufwendigere Elektronik und Software. Ein wichtiger Punkt ist die Reduktion unnötiger Information (leere Kanäle). Ein weiteres Problem ist die Verbindung der Pixel mit der Elektronik, da für jeden Pixel ein Anschluss benötigt wird. Die Auslesechips können, wie zum Beispiel im CMS–Design, direkt auf die Pixel befestigt werden. Das Aufeinanderbringen des Pixeldetektors und der Auslesechips erfordert eine neue Technologie, da eine Verbindung mit Drähten nicht möglich ist. Beim sogenannten *bump bonding* wird jeder Pixel mit seinem Ausleseblock durch eine kleine Leiterkugel (z.B. Indium) verbunden, deren Durchmesser bei 20 μm bis 30 μm liegt [7] (Siehe Abbildung 1.4).

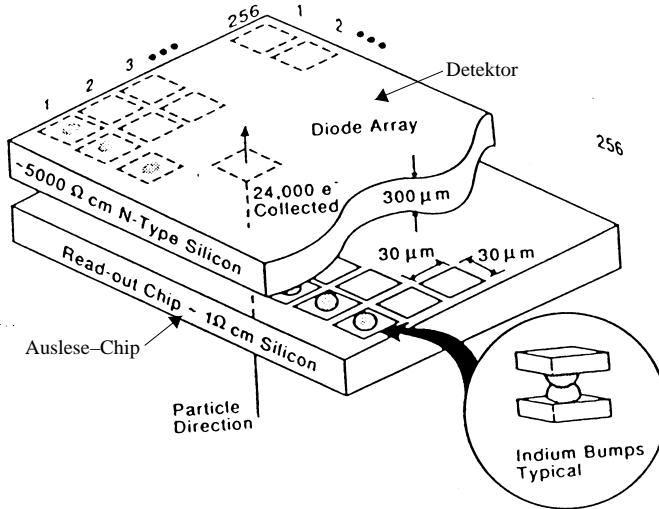


Abbildung 1.4: Bump Bonding für Pixeldetektoren

1.4 Vorverstärker

Um Verzögerungen des Signals und Kapazitäten von Anschlüssen so niedrig wie möglich zu halten, befindet sich der Vorverstärker so nah am Detektor wie möglich. Die Verbindung mit dem Detektor kann entweder direkt erfolgen (*direct coupling, DC*) oder über einen Kondensator (*alternative coupling, AC*) [8]. Direkte Kopplung erzwingt ein Abführen des Leckstroms über den

²Dies ist der Grund, weshalb die innerste Detektorschicht bei CMS nicht aus Streifen–, sondern aus Pixeldetektoren bestehen wird.

Vorverstärker, wodurch sein Arbeitspunkt verschoben werden kann. Da die Leckströme von Kanal zu Kanal stark variieren können und überdies sehr empfindlich auf Temperaturschwankungen reagieren (Kapitel 1.7), ist man in der Datenanalyse gezwungen, die Pedestals ständig anzupassen. All diese Probleme können mit AC-Kopplung vermieden werden. Sie erzeugt jedoch einen kleinen Signaldefekt.

Eine Möglichkeit zur Realisierung einer AC-Kopplung ist, den Auslesestreifen als eine Kondensatorplatte zu nehmen und den darüberliegenden Aluminiumstreifen als die zweite. Zwischen den Platten ist eine SiO_2 -Schicht von etwa 200 nm Dicke eingebracht, die für die elektrische Isolation sorgt. Der Leckstrom wird durch die Kapazität blockiert und wird über einen Widerstand (*bias resistor*) von ein paar $\text{M}\Omega$ abgeführt (Abbildung 1.5).

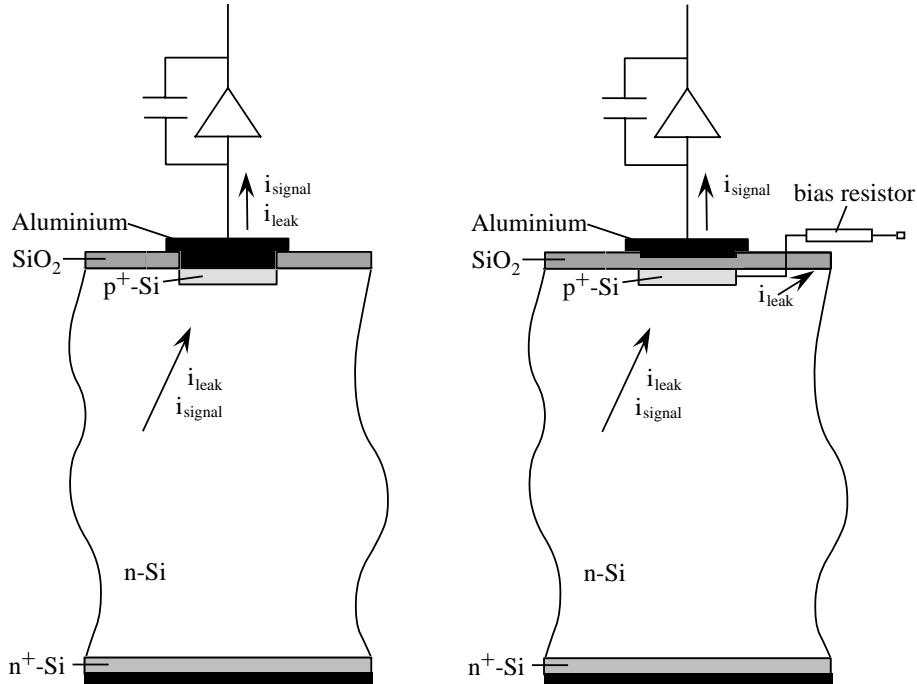


Abbildung 1.5: Direkt gekoppelter Detektor (links) und Detektor mit integriertem Kopplungskondensator (rechts)

Da man bestrebt ist, die gesamte freie Ladung nachzuweisen, die durch ein ionisierendes Teilchen im Detektor induziert wird, muss ein am Detektor angeschlossenes Messsystem möglichst vollständig die äussere Rekombination von Elektronen und Löchern ermöglichen. Hierbei sind zwei Zeitkonstanten von Bedeutung, die Signalanstiegszeit τ_a , während der die äussere Rekombination stattfindet, und die Signalabfallzeit τ_f , während der die Ladungen im Vorverstärker gesammelt bleiben. Man nennt einen solchen Verstärker Ladungsverstärker, da er die aufsummierte Ladung in einen proportionalen Spannungswert wandelt.

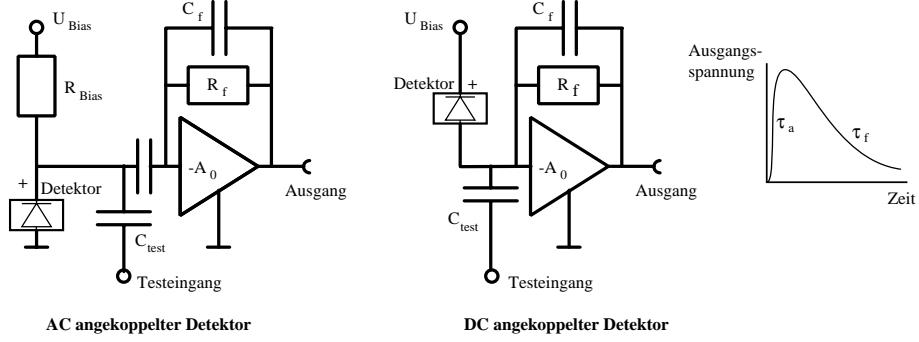


Abbildung 1.6: Vorverstärker–System für AC– und DC–Kopplung. C_{test} ist ein kleiner Kondensator, über den für Kalibrierungszwecke ein Testpuls an den Vorverstärkereingang gelegt werden kann. Auf der rechten Seite ist ein typisches Signal einer Ladung am Verstärkerausgang skizziert.

In Abb. 1.6 sind zwei Schaltungen für einen indirekt (links) und einen direkt (rechts) gekoppelten Anschluss eines Vorverstärkers an einen Detektor skizziert. Die Zeitkonstante τ_f entsteht aus dem Produkt $R_f \cdot C_f$. Ladungssensitive Systeme werden praktisch überall zur Auslese von Halbleiterdetektoren verwendet.

Das Strahlteleskop, von dem im nächsten Kapitel die Rede sein wird, dient zur exakten Bestimmung von Teilchenspuren. Es ist deshalb mit Ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgestattet (Shapingzeit: $2.3\ \mu\text{s}$), die wegen der grossen benötigten Kanalzahlen in hochintegrierten Auslesechips zusammengefasst werden (Kapitel 2.1). Die Auslese der Pixeldetektoren ist ähnlich. Hier werden jedoch kürzere Shaping–Zeiten verwendet um die hohen Teilchenraten verarbeiten zu können (Shapingzeit: 80 ns).

1.5 Raumauflösung

Das Auflösungsvermögen eines Silizium–Detektors hängt zum einen ab von physikalischen Prozessen wie statistischen Schwankungen des Energieverlusts oder Diffusion der Ladungen während des Driftens und zum andern von externen Parametern wie Streifenabstand oder elektronischem Rauschen.

1.5.1 Statistische Fluktuationen des Energieverlusts

Die Verteilung des Energieverlusts von minimal ionisierenden Teilchen in einer dünnen Probe, wie z.B. in unseren Detektoren, folgt einer Landauverteilung. Ein hochenergetisches ionisierendes Teilchen gibt beim Durchgang nur einen Bruchteil seiner Energie ab. Der Energieverlust ($-dE/dx$) ist ein statistischer Prozess. Der mittlere Wert ist höher als der wahrscheinlichste. Die Asymmetrie der Verteilung entsteht durch die Möglichkeit eines grösseren Impulsübertrags an ein einzelnes Elektron (δ –Elektron). Die Wahrscheinlichkeit für solche Elektronen ist zwar klein, doch haben sie eine grosse Reichweite, so dass sie zusätzlich ionisieren können. Driften sie senkrecht zur Spur des primären Teilchens weg, können sie die rekonstruierte Spur um einige μm verschieben. Hohe Signale sind deshalb eher mit grösseren Ungenauigkeiten in der Spurrekonstruktion verbunden (Abbildung 2.6). Man setzt deshalb oft eine obere Energieschwelle und schneidet den ‘Landauschwanz’ ab.

1.5.2 Drift und Diffusion

Während des Driftens diffundieren die Ladungswolken aus Elektronen und Löchern auseinander. Ihre Verteilung folgt dem Gauss'schen Gesetz [5]:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (1.5)$$

wobei $\frac{dN}{N}$ der Ladungsanteil im Element dx ist, bei der Distanz x vom Ursprung nach der Zeit t . D ist der Diffusionskoeffizient und hängt mit der Mobilität via

$$D = \frac{kT}{q}\mu \quad (1.6)$$

zusammen. Für Elektronen bei $T = 300\text{ K}$ ist somit $D = 34.93\text{ cm}^2/\text{s}$. Die Breite der Verteilung ist gegeben durch:

$$\sigma = \sqrt{2Dt}. \quad (1.7)$$

Die Diffusionskoeffizienten für Elektronen und Löcher sind aufgrund ihrer unterschiedlichen Mobilitäten verschieden. Trotzdem ist die Breite der Verteilung bei beiden die selbe, da die Driftzeit t umgekehrt proportional zur Mobilität ist.

Die Detektoren in unserem Strahlteleskop weisen eine Dicke von $300\text{ }\mu\text{m}$ auf. Die Vorspannung beträgt zum Beispiel 45 V . Nimmt man an, dass bei dieser Spannung der Detektor voll depliert ist, herrscht in ihm ein elektrisches Feld von 1500 V/cm . Mit Gleichung 1.1 erhält man damit eine Driftgeschwindigkeit von $20.25\text{ }\mu\text{m/ns}$ für Elektronen. Um die volle Detektordicke von $300\text{ }\mu\text{m}$ zu durchqueren, brauchen Elektronen demnach 14.8 ns . Mit Gleichung 1.7 erhalten wir die Breite der Ladungsverteilung: $\sigma = 10.2\text{ }\mu\text{m}$.

1.5.3 Streifenbreite und Streifenabstand

Streifenbreite und Streifenabstand sind zwei wichtige Größen im Design eines Mikrostreifen-Detektors. Je feiner die Unterteilung der Oberfläche ausgeführt ist, desto besser ist in der Regel die Ortsauflösung. Ein gegensätzlicher Effekt entsteht jedoch durch die gleichzeitig grösser werdenden Kapazitäten zwischen den Auslesestreifen, da dadurch das Rauschen steigt.

Das beste Auflösungsvermögen wird bei Teilchen erreicht, die den Detektor zwischen zwei Streifen kreuzen. Wird das ganze Signal in lediglich einem Streifen gesammelt ist die Positionsbestimmung meist viel ungenauer. Oft werden zwischen den Auslesestreifen weitere Streifen angebracht, die nicht direkt ausgelesen werden aber kapazitiv mit ihren Nachbarn gekoppelt sind. In Abbildung 1.7 wird dieses Prinzip dargestellt. Sie zeigt zwei Streifendetektoren mit der gleichen Zahl an Auslesestreifen. Ein Signal im linken Detektor, das nahe bei einem Streifen entsteht, wird von diesem vollständig aufgenommen. Beim rechten Detektor ist zwischen zwei Auslesestreifen noch ein Zwischenstreifen angebracht. Dieser nimmt nun einen Teil der Ladung auf und gibt sie an seine beiden Nachbarn weiter. Bei gleichbleibender Anzahl Kanäle ist so eine bessere Auflösung möglich.

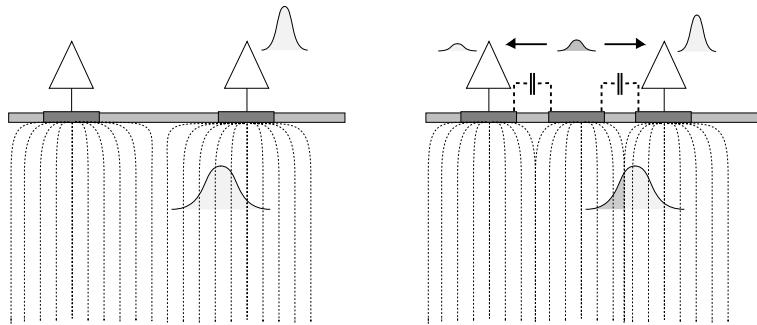


Abbildung 1.7: Zwei Detektoren mit der selben Dichte an Auslesestreifen. Links ohne, rechts mit Zwischenstreifen.

1.5.4 Verhalten im Magnetfeld

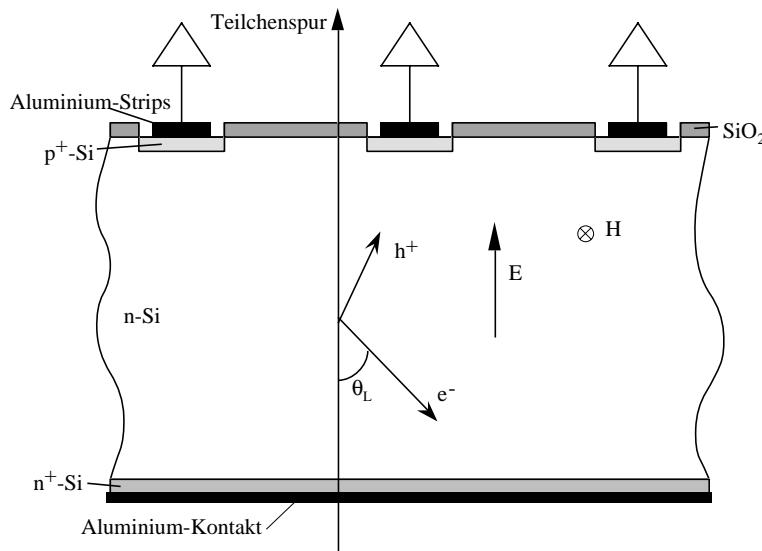


Abbildung 1.8: Silizium Detektor im Magnetfeld

Nehmen wir an, der Detektor arbeite in einem Magnetfeld, das in Richtung der Streifen verläuft, also senkrecht zum elektrischen Feld (Abbildung 1.8). Da Elektronen und Löcher mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = \mu \vec{E}$ driften, wirkt auf sie die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right), \quad \text{mit } \vec{B} = \text{magnetische Induktion} \quad (1.8)$$

Das Resultat dieser Kraft (Halleffekt) ist eine Ablenkung der mittleren Driftrichtung zum E -Feld um den Lorentzwinkel Θ_L :

$$\tan \Theta_L = \mu_H B. \quad (1.9)$$

Die Konstante μ_H heisst Hall-Mobilität und beträgt für Löcher 0.035 T^{-1} und für Elektronen 0.15 T^{-1} [9]. Im CMS-Experiment wird es voraussichtlich ein Magnetfeld von 4 T geben, woraus Lorentzwinkel von 8.0° für Löcher, bzw. 30.9° für Elektronen resultieren. Durch das Magnetfeld

wird die Ladungsverteilung verschoben und zusätzlich asymmetrisch, da die Ladungen je nach Entfernung von der Sammelelektrode mehr oder weniger Zeit zum Diffundieren haben.

1.6 Strahlenschäden

Erwünschte Reaktionen zwischen Teilchen und dem Detektor sind diejenigen, bei denen durch Ionisation Elektron–Loch–Paare produziert werden. Teilchenstrahlung kann jedoch auch in anderer Weise auf den Detektor einwirken. Folgende Effekte zeigen sich [10]:

1. Gitteratome werden aus ihrer ursprünglichen Position verschoben, was zu einer relativ langlebigen Unordnung in der Gitterstruktur führt. Dies spielt sich folgendermassen ab: Ein Teilchen mit genügend kinetischer Energie kollidiert mit einem Gitteratom und schlägt es aus seiner Gitterposition. Handelt es sich um ein hochenergetisches nukleares Teilchen kann der Zusammenstoss zu Kernreaktionen führen mit Kernfragmenten und möglicherweise weiteren Sekundärteilchen. Die Kernfragmente wiederum können weitere Atome aus dem Gitter schlagen. Durch thermische Bewegung wird langsam ein Teil der Defekte rückgängig gemacht. Eine Rolle spielen hierbei schon zu Beginn vorhandene Unreinheiten des Materials. Ein Teil der Defekte ist jedoch thermisch stabil.
2. In Isolatoren kehrt das Material nicht in seinen Ursprungszustand zurück, wenn durch Ionisation Elektron–Loch–Paare gebildet wurden. Wegen der hohen Dichte an Donatoren oder Akzeptoren (Trapping–Zentren) bleibt ein grosser Teil freier Ladungsträger zurück als gefangene Ladungen, die so die elektrischen Eigenschaften des Halbleiter–Region und Elektronik befindet.

Im CMS Experiment wird die innerste Detektorschicht einem grossen Hadronenfluss ausgesetzt sein (vor allem Pionen). Die ursprüngliche Dotierung und die Materialeigenschaften können sich dabei drastisch ändern. Die wichtigsten Veränderungen sind [10] [11]:

1. Erhöhung des Leckstromes, was zu höherem Untergrund führt.
Der Detektorstrom pro Volumeneinheit steigt zunächst proportional zum integralen Teilchenfluss Φ :

$$\Delta I_{\text{leak}} = \alpha \Phi , \quad (1.10)$$

wobei die Konstante α gleich nach der Bestrahlung einen Wert von $5 - 10 \cdot 10^{-17} \text{ A cm}^{-1}$ besitzt. Über längere Zeit konvergiert α zu einem stabilen Wert um $3 \cdot 10^{-17} \text{ A cm}^{-1}$ ³ [13].

2. Materialänderung von n nach p .
Ein ionisierendes Teilchen kann eine Reaktion mit einem Kern eines Gitteratoms eingehen. Weggeschlagene Protonen hinterlassen einen Gitterdefekt, meist zusätzliche Akzeptoren. n –Material wird zu p . Die Umwandlung von n –Silizium zu p –Silizium geschieht nach der Formel:

$$N_d = N_{d_0} \exp(-\delta \Phi) - \beta \Phi , \quad (1.11)$$

wobei N_{d_0} die ursprüngliche Donatoren–Konzentration ist, $\delta \approx 10^{14} \text{ cm}^2$ bestimmt den Donatoren–Verlust und $\beta \approx 0.03 \text{ cm}^{-1}$ beschreibt die Akzeptoren–Produktion.

³Gilt für minimal ionisierende Protonen und Pionen

Bei grossem Fluss ist der Anstieg der p -Dotierung proportional zu Φ [11]:

$$N_a \approx 0.03 \text{ cm}^{-1} \cdot \Phi, \quad (1.12)$$

Die positiven Ladungen sammeln sich bei der Kathode, bilden einen positiven p -Film unter den Streifen und blockieren den $p-n$ -Übergang als Teilchendetektor. Ist der Schaden nicht zu gross, kann dies mit einer Erhöhung der Vorspannung kompensiert werden. Es muss jedoch ein gewisser Verlust an Auflösung im Kauf genommen werden, da die Zeit zur Ladungssammlung verkürzt wird. Für einen $200 \mu\text{m}$ dicken Detektor, bestrahlt mit $6 \cdot 10^{14}$ Teilchen cm^{-2} erhalten wir aus den Gleichungen (1.4) und (1.12) $V_{bias} \approx 550 \text{ V}$.

Ab einem gewissen Punkt wird es unmöglich, den ganzen Detektor zu depletieren da sonst die Spannung für den Detektor zu hoch wird. Man wird also mit Teildepletion leben müssen und somit auch mit einem gewissen Signalverlust⁴. Sammelt man hingegen Elektronen anstelle der Löcher (also Auslese bei n^+ -Streifen), braucht der Detektor gar nicht ganz depletiert zu sein. In Abbildung 1.9 sieht man oben einen auf der p -Seite, unten einen auf der n -Seite ausgelesenen Detektor. Durch Bestrahlung wird das n - zu p -Silizium. Da nicht mehr voll depletiert werden kann, gelangen beim oberen Detektor die Signale nicht mehr zu den p^+ -Auslesestreifen (oder Pixeln), während der untere weiterarbeiten kann. Aus diesem Grunde bestehen die Pixelimplantate in den hier untersuchten Detektoren aus n^+ -Silizium.

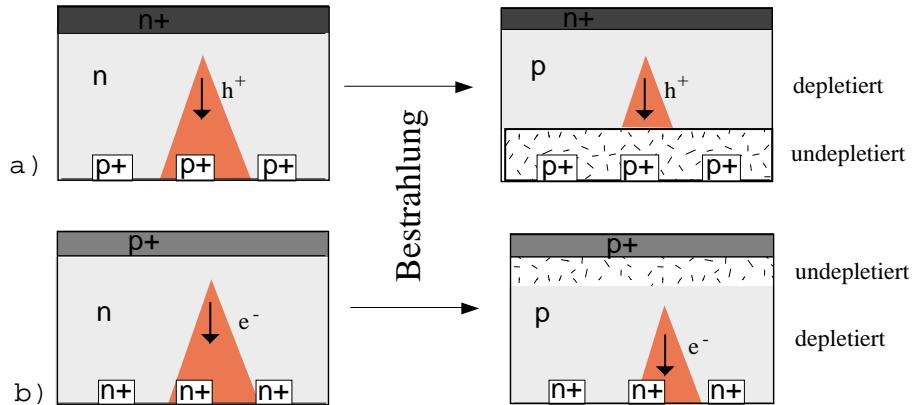


Abbildung 1.9: n^+ - und p^+ -Pixel- oder Streifendetektor vor und nach der strahlungsinduzierten Typeninversion

3. Elektronen oder Löcher werden von Gitterdefekten, sogenannten Trapping-Zentren, eingefangen. Somit wird die Energieauflösung verschlechtert.

⁴Man geht davon aus, dass das Signal eines durchgehenden Teilchens proportional ist zur Dicke der Verarmungszone. Hierbei wird jedoch angenommen, dass die nicht depletierte Region ein guter Leiter sei. Dies ist jedoch nicht der Fall bei stark bestrahltem Silizium, dass einen elektrischen Widerstand von etwa $400 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ bei Raumtemperatur besitzt [12].

1.6.1 Nach der Bestrahlung

Die Detektoreigenschaften nach der Bestrahlung sind stark temperatur- und zeitabhängig. Durch thermische Bewegung im Gitter heilt sich der Kristall gewissermassen selbst. Die Leckströme werden mit der Zeit kleiner. Dies nennt man *annealing*. Ein anderer Effekt ist das *reverse annealing*: Die Akzeptorenkonzentration steigt mehr und mehr. Diese Effekte sind zur Zeit jedoch noch nicht vollständig verstanden und sind Gegenstand weiterer Untersuchungen. Wichtig für uns ist, dass diese beiden Effekte mit höherer Temperatur zunehmen. Das *reverse annealing* kann durch Kühlung unterhalb von 0°C gestoppt werden, während das *annealing* immer noch — wenn auch reduziert — stattfindet.

1.7 Rauschen

Rauschen stellt eine Begrenzung der Zeit- und Energieauflösung dar. Zusätzlich zum intrinsischen Rauschen des Detektors durch den thermisch generierten Leckstrom in der Verarmungszone stellen prinzipiell alle signalführenden elektronischen Bauteile ausser Kondensatoren Rauschquellen dar.

Durch thermische Anregung entstehen freie Elektron–Loch–Paare. Vor allem in der Nähe von Fehlstellen im Kristall wird die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung freier Ladungsträger wesentlich erhöht. Die Ladungsträger driften aufgrund des elektrischen Feldes. Die daraus resultierenden Ströme sind wesentlich verantwortlich für das Rauschen des Detektors. Es wird unterschieden zwischen Strömen aus Ladungen, die in der Verarmungszone produziert wurden oder von Ladungen, die in die Verarmungszone hineindiffundiert sind. Bei voller Depletion sind nur die erstgenannten wesentlich. Für stabile Arbeitsbedingungen, muss man die Temperatur des Detektors möglichst konstant halten. Silizium–Detektoren arbeiten bei Zimmertemperatur. Germanium–Detektoren, die wegen der grösseren Kernladungszahl des Germaniums besonders für γ –Strahlung geeignet sind, müssen wegen der schmaleren Bandücke (0.67 eV) gekühlt werden (typischerweise 77 K), da sonst die Leckströme zu gross werden.

Für Silizium Detektoren erwartet man für jede 10 °C Temperaturerhöhung einen Anstieg des Leckstromes um einen Faktor drei [14]. Die maximale Arbeitstemperatur sollte 45 °C bis 50 °C nicht überschreiten.

Kühlung reduziert also das Rauschen. Es sollten hierbei jedoch die thermischen Expansionskoefizienten der verwendeten Materialien nicht ausser acht gelassen werden.

Kapitel 2

Das Strahlteleskop

Das an der Universität Zürich gebaute Strahlteleskop ist ein Instrument zur präzisen Spurbestimmung von hochenergetischen Teilchen. Es besteht aus acht einseitigen Silizium–Mikrostreifen–Detektoren einer aktiven Fläche von je $3.2\text{ cm} \times 3.2\text{ cm}$ und einer Dicke von $300\text{ }\mu\text{m}$. In jedem Detektor werden von einem minimal ionisierenden Teilchenn etwa 24000 freie Elektron–Loch–Paare produziert, was einem Energieverlust von 86 keV entspricht [6]. Die Ladung verteilt sich im Mittel auf etwa zwei Streifen, die jeweils von einer separaten Vorverstärker–Shaper–Kombination (VA2–Chips) ausgelesen werden. Aufgrund der Auslesestreifen–Kapazität und dem entsprechenden Leckstrom besteht pro Streifen ein Rauschäquivalent von etwa 200 Elektronen. Der Streifenabstand beträgt $25\text{ }\mu\text{m}$, wobei nur jeder zweite Streifen (insgesamt 640 pro Detektor) ausgelesen wird, total also 5120 Kanäle. Ein *Guardring* umgibt den Bereich der Auslesestreifen. Er sorgt für eine Homogenisierung der Feldverläufe in den Randzonen und leitet Oberflächenströme ab.

8 Silizium Streifendetektoren (AC–Kopplung) LEPSI–Sintef–CERN–Design	
Auslese	p^+
Streifenzahl	1279
Auslesestreifen	640
Grösse	$32 \times 32\text{ mm}^2$
Dicke	$300\text{ }\mu\text{m}$
Streifenlänge	32 mm
Auslesebreite	$50\text{ }\mu\text{m}$
Streifenbreite	$10\text{ }\mu\text{m}$
I_{leck} / Detektor	$\approx 400\text{ nA}$
Signal / Untergrund	130
Shapingzeit	$2.3\text{ }\mu\text{s}$

Tabelle 2.1: Die Streifendetektoren

In Abbildung 2.1 ist das Teleskop skizziert. Es besteht aus vier unabhängigen Modulen, die in bestimmten Abständen voneinander an einem Aluminiumrahmen befestigt sind. Jeweils zwei Detektoren befinden sich — einer für die horizontale und einer für die vertikale Koordinate — in 3 mm Abstand voneinander in einem Modul. Der Teilchenstrahl dringt durch Fenster aus $100\text{ }\mu\text{m}$ dicker Alufolie ein, die die Detektoren und Auslese–Chips vor Licht schützt. Für Kühlung sorgen ein Tisch–Ventillator und Kühlrippen an den Modulen. Detektor–Vorspannungen von 36 V, 45 V, 54 V und 63 V wurden getestet, gespiesen durch 9 V–Batterien; sie garantieren eine konstante Spannung. Zwischen Modul 2 und Modul 3 besteht die Möglichkeit, einen drehbaren Alumini-

umrahmen zu befestigen, der als Halterung für eine Probe (z.B. ein Pixeldetektor) dienen kann.

Die Abmessungen des Teleskops betragen $590 \text{ mm} \times 600 \text{ mm} \times 305 \text{ mm}$, sein Gewicht 17 kg.

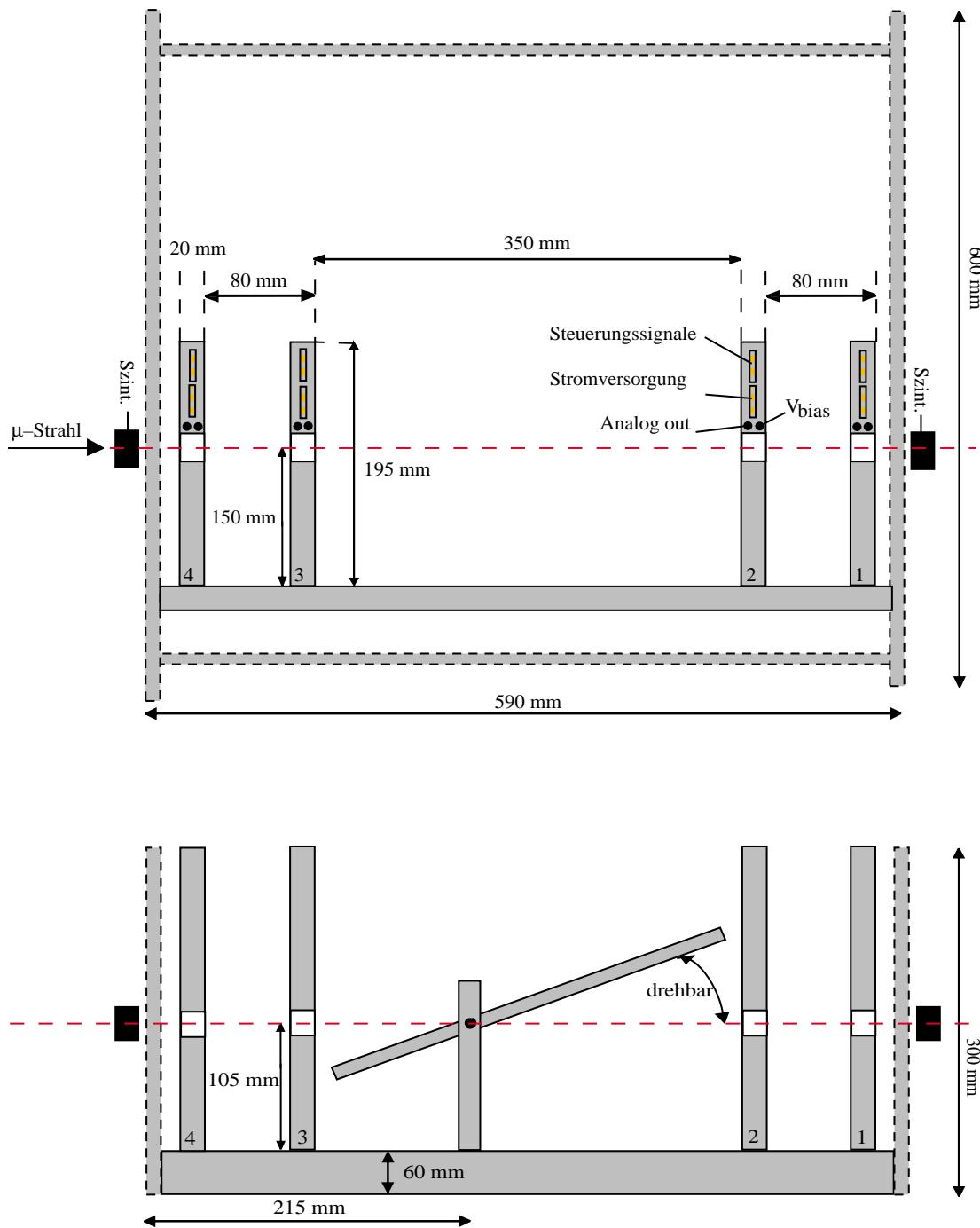


Abbildung 2.1: Das Strahlteleskop von oben gesehen (oben) und von der Seite (unten).

2.1 Das Auslesesystem

Die Streifendetektoren werden durch ein VLSI–System (*very large scale integration*) ausgelesen, in unserem Fall fünf VA2–Chips (IDE-AS, Oslo) pro Detektor. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Elektronik–Chips sind:

- Hohe Anzahl von Auslesekanälen
- Parallele Verarbeitung der Analogsignale
- Speicherung der Signalwerte und Reduzierung der Datenkanäle durch *Multiplexing*.

Ein Vorverstärkerchip beinhaltet die Elektronik für 128 Kanäle. Pro Detektor werden also fünf Chips benötigt. Diese Art von integrierter Elektronik wurde am CERN für die Auslese von Silizium Streifendetektoren bei den LEP–Experimenten entworfen. Das Blockschaltbild eines solchen Chips ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

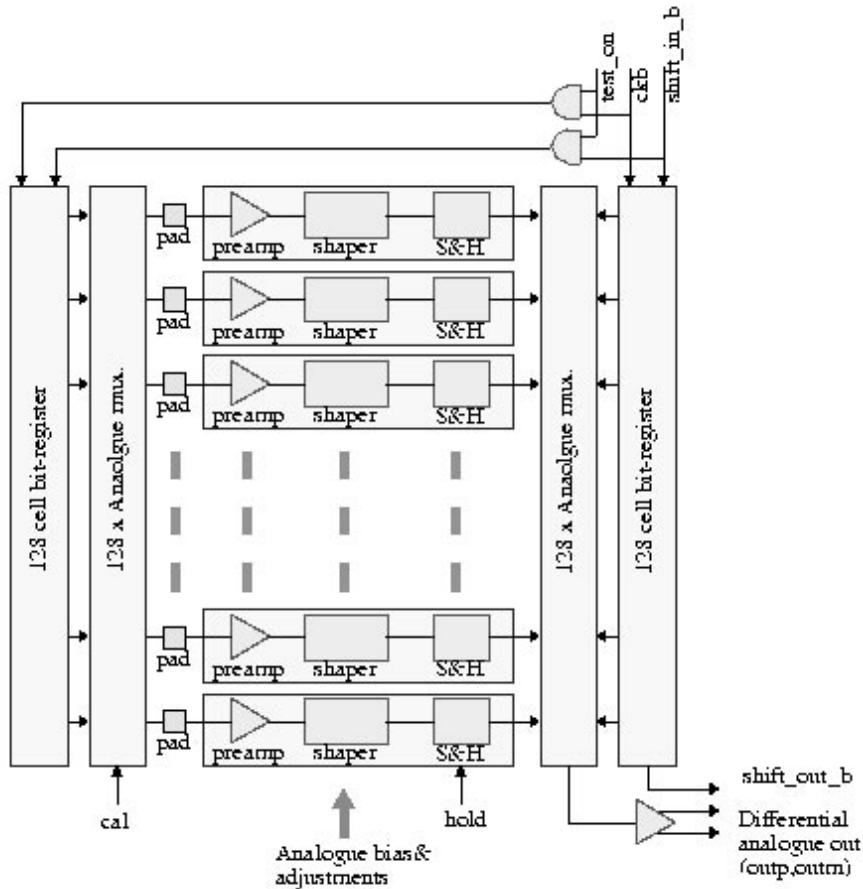


Abbildung 2.2: Der VA2 Chip (aus [15])

Vorverstärker

Die Verbindung des Auslesestreifen zum Vorverstärker im Chip erfolgt durch ein kleines Bond-drähtchen¹. Um das Verhältnis Signal zu Rauschen (S/N) zu optimieren, werden die Signale

¹Beim Ultraschall–Bonding werden die elektrischen Verbindungen zu den Halbleiterbauteilen hergestellt, indem mit einem winzigen Hämmerchen ein Drähtchen (ca. $20\ \mu\text{m}$) mit den Kontaktstellen kaltverschweisst wird.

nach dem Vorverstärker in einem Frequenzfilter (*Shaper*) aufgearbeitet, wo auch gleichzeitig eine Verstärkung der Signale vorgenommen wird. Die Signale erhalten durch die Filterung eine identische Form und unterscheiden sich nur in Höhe ihres Maximums, die proportional zur gemessenen Ladung und damit der an den Detektor abgegebenen Energie ist. Die lineare Verstärkung nimmt auf den Quotienten S/N keinen Einfluss.

Anologspeicher

Die Höhe der Analogsignale aller Kanäle werden in jedem Chip in einem Kondensator gespeichert, der durch einen äusseren Trigger (*hold*-Signal) vom Vorverstärkersystem abgekoppelt werden kann. Er erhält damit das Spannungssignal eines entsprechenden Kanals, das im Augenblick der Abkopplung am *Shaper*-Ausgang anliegt. Der Trigger muss genau zum Zeitpunkt des Maximums des Signalverlaufs eintreten, damit die vollen Werte aller Kanäle simultan in den Kondensatoren gespeichert werden. Sie sind dann der jeweils vom Kanal gemessenen Ladung proportional.

Multiplexer

Der Multiplexer, gesteuert durch Digitalsignale eines externen *timing moduls*, schaltet bei jedem Takt einer *clock* die Analogwerte der Kondensatoren sequentiell auf eine Signalleitung, die über eine *twisted pair*-Leitung zum FADC (*flash analog digital converter*) führt, der synchron mit der *clock* Signale jeweils Kanal für Kanal digitalisiert. Nach der Auslese stellt ein Abfallen des *hold*-Signales die Verbindung der Vorverstärker mit den Anologspeichern wieder her. Der Chip ist bereit für das nächste Ereignis.

Abbildung 2.3 zeigt ein typisches Signal beim Shaper-Ausgang. Das Signal stammt von einem minimal ionisierenden Elektron aus einer ^{106}Ru -Quelle.

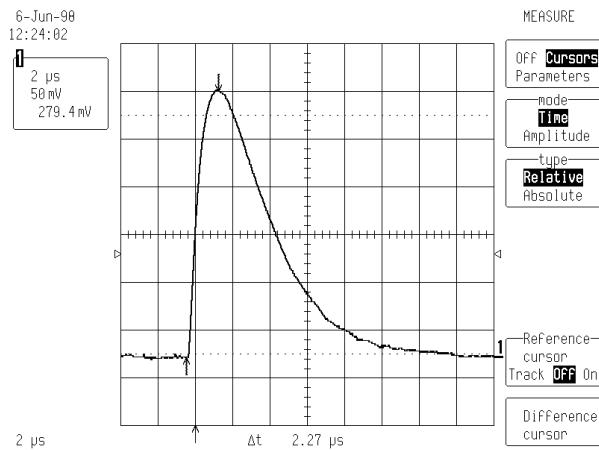


Abbildung 2.3: Oszilloskopbild eines typischen Signals am Shaper-Ausgang

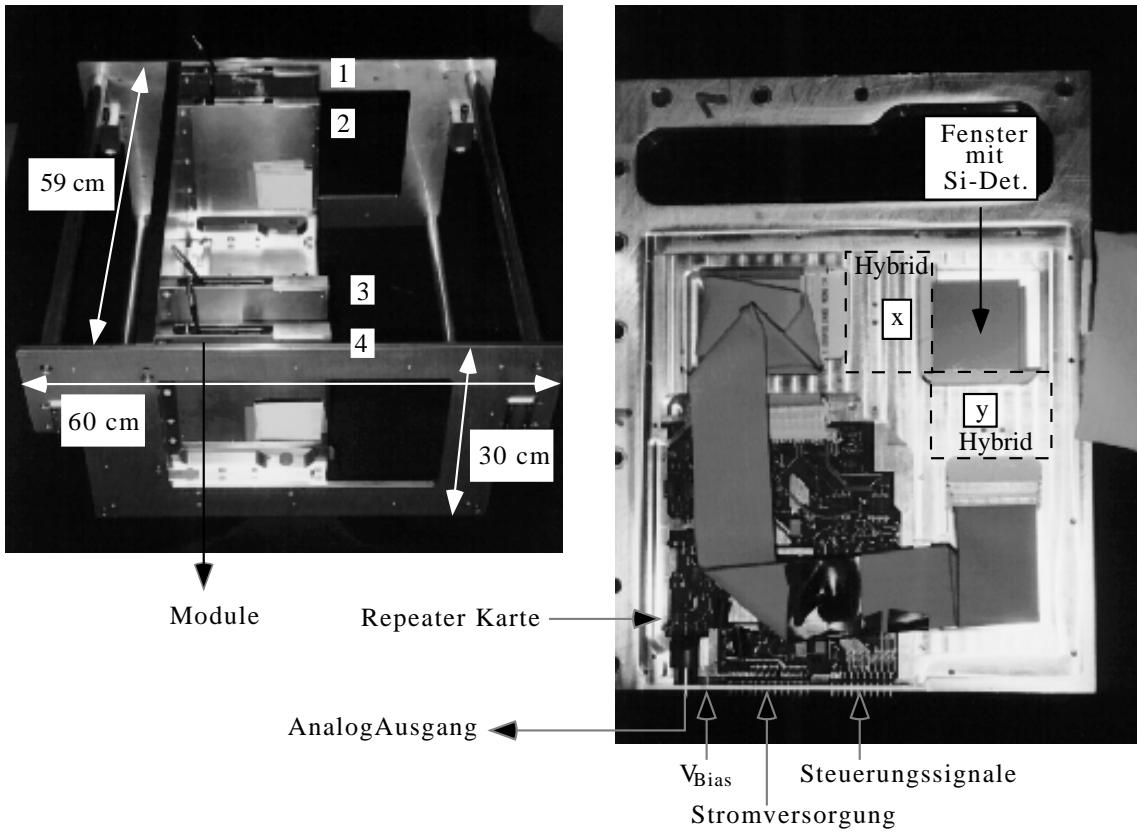


Abbildung 2.4: Links das Strahlteleskop in Frontansicht, rechts eines der Module.

Rechts in Abbildung 2.4 ist die Fotografie eines offenen Moduls. In der rechten oberen Ecke ist das Fenster, in dem sich zwei Detektoren befinden. Links unten ist die sogenannte Repeater-Karte. Sie besteht aus einer Präzisions-Spannungsversorgung, einem Niveauadapter für logische Signale zum Chip und einiger Elektronik, die die Einstellungen der Betriebsparameter von Detektor und Vorverstärkern ermöglicht, sowie die analogen Ausgangssignale des Chips für die 110Ω *twisted pair*-Leitung zum FADC verstärkt.

Als Träger der Chips und Verbindungsglied zu den Steckern werden sogenannte Hybride verwendet. Sie sind auf der Fotografie nicht direkt sichtbar, da sie auf der anderen Seite der Aluminiumplatte angeschraubt sind. Sie sind für eine gute Ableitung der von den Chips produzierten Wärme aus Keramik hergestellt.

Abbildung 2.5 zeigt das Blockschaltbild des Teleskop-Aufbaus: Die Auslese wird durch ein Signal des Triggers gestartet, das aus einer Koinzidenz der beiden Szintillatoren besteht. Der Sequenzer sendet nach $2.3\mu\text{s}$ (der Shapingzeit) ein Hold-Signal, was die Sample & Hold-Schaltungen der Auslesechips veranlasst, die momentanen Werte der Vorverstärkerausgänge abzutasten und diese Werte als Ausgangsspannungen beizubehalten. Das Hold-Signal bleibt während des gesamten Auslesevorgangs aktiv.

Die vier Module mit ihren jeweils 1280 Kanälen (die ersten 640 stammen vom x-Detektor, die zweiten 640 vom y-Detektor) werden parallel ausgelesen. Es gelangen also jeweils vier Analogsi-

gnale in die vier Eingänge der beiden FADCs (CAEN V550 RAMS²). Die Wandelzeit der FADCs beträgt 200 ns pro Kanal. Die nötigen Timing-Signale für die Multiplexer der VA2-Chips (Clock) und die Umwandlung in den FADCs (Strobe) liefert ein selbstgebauter Sequenzer.

Ein Reset-Signal kann gesendet werden um die Auslese abzubrechen, wenn das Ereignis verworfen werden soll. Zur Sicherheit wird jede Auslese eines Ereignisses mit einem Reset beendet. Der Scaler dient hier lediglich zum Zählen der Ereignisse.

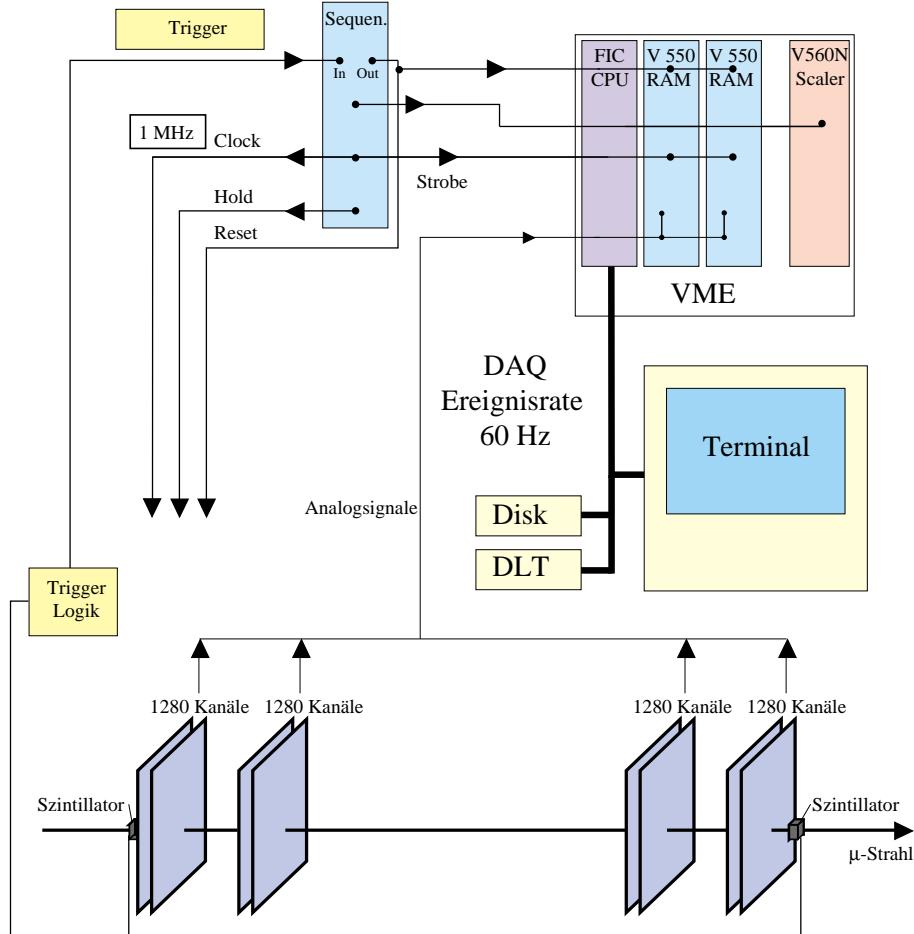


Abbildung 2.5: Vollständiges Blockschaltbild für den Betrieb des Strahlteleskops

2.2 Versuchsaufbau

Ein Test unseres Strahlteleskops fand im Oktober 1997 im am CERN im X5-Strahl des SPS (*Super Proton Synchrotron*) statt. Es stand senkrecht zum Teilchenstrahl. Dieser bestand aus 100 GeV/c Myonen, die alle 14.4 Sekunden für zwei Sekunden in Paketen zu etwa 10000 das Teleskop durchquerten.

Vorne und hinten am Detektor wurden zwei Szintillationsdetektoren angebracht. Meldeten diese eine Koinzidenz, wurde mit dem Auslesevorgang begonnen. Die Daten wurden mit einer Rate

²Readout Module for Analogue Multiplexed Signals

von etwa 60 Hz genommen. Der begrenzende Faktor war die Datenaquisition.

Es wurden etwa 100'000 Ereignisse gespeichert, wovon etwa 40'000 bei einer Detektorspannung von 45 V genommen wurde und je 20'000 Ereignisse bei 36 V, 54 V und 63 V.

2.3 Auswertung

Dank der hervorragenden Qualität der Detektoren (sehr kleiner Leckstrom) und rauscharmer Elektronik wird ein gutes Signal zu Rauschen–Verhältnis S/N für Mips erreicht. Als Signal ist der wahrscheinlichste Energiedeposit im Detektor ($E_{mostprob}$ = Maximum der Landauverteilung) und als Rauschen die mittlere Pedestal–Schwankung eines Kanals definiert (σ_{noise}). Zur Bestimmung von σ_{noise} wird die Verteilung der Einträge aller Kanäle, die unter der Signalschwelle liegen, mit einer Gaussfunktion gefittet. Die Untergrundschwankung beträgt über alle acht Detektoren gemittelt $\sigma_{noise} = 2.04 \text{ adc-Counts}$. Die Landauverteilung der Signale hat bei den depletierten Detektoren im Schnitt ihr Maximum bei 300.3 adc-Counts (Abb. 2.6). Die Detektoren besitzen somit ein Verhältnis S/N von etwa 130:1.

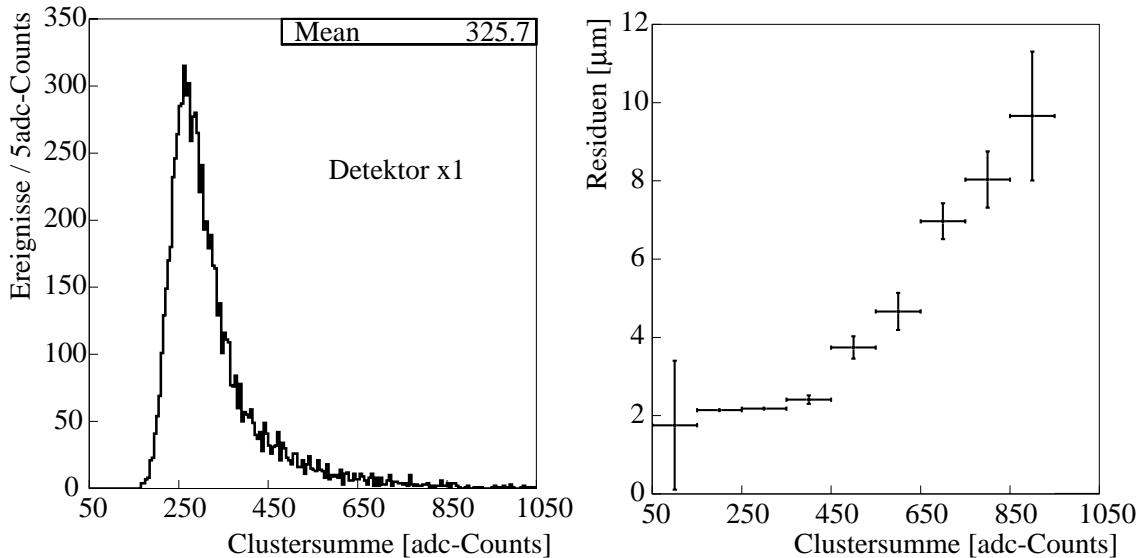


Abbildung 2.6: Links die Verteilung der Signalhöhe bei 100 GeV/c Myonen in einem der 300 μm dicken Detektoren mit $V_{bias} = 45 \text{ V}$ und rechts das Residuum eines Detektors gegen die Teilchenpositionen in Abhängigkeit vom ausgewählten Energiedeposit.

Der Detektor y2 konnte nicht voll depletiert werden. Entsprechend kleiner sind die von ihm gesammelten Signale, was die ganze Auflösung in y–Richtung verschlechtert.

2.3.1 Selektion der Ereignisse

Ein Cluster ist eine Gruppe von benachbarten Streifen, die sich das Gesamtsignal eines Ereignisses teilen. Die Clustergrösse ist die Anzahl der Streifen eines Clusters über einer gewissen Schwelle. Das Signal ist dann die Summe der Streifeneinträge eines Clusters. Für die Auswertung werden nur Ereignisse verwendet, die genau einen Cluster in jedem der acht Detektoren

aufweisen (Wegen der grossen Anzahl an gespeicherten Ereignissen ist dies möglich). Ein Cluster gilt als gefunden, wenn er einen Streifen besitzt, dessen Signalhöhe $45 \sigma_{noise}$ überschreitet (bei y2 lediglich $20 \sigma_{noise}$) und das Signal all seiner Nachbarstreifen mit Signalhöhe über $10 \sigma_{noise}$ mit zunehmender Entfernung von ihm abnimmt. Um Ereignisse mit erheblichem Energieübertrag an ein δ -Elektron zu eliminieren (Abweichung des Ladungsschwerpunkts von der Teilchenspur), werden Cluster mit einem Gesamtsignal von über 400 adc-Counts nicht verwendet. Auf der rechten Seite in Abbildung 2.6 ist die Auflösung als Funktion der Energie eingezeichnet. Berechnet wurden die eingezeichneten Punkte, indem keine obere Schwelle gesetzt wurde, die anderen Cuts jedoch beibehalten und für die Auflösungsbestimmung nur Ereignisse aus dem jeweiligen Energydepositsegment verwendet wurden.

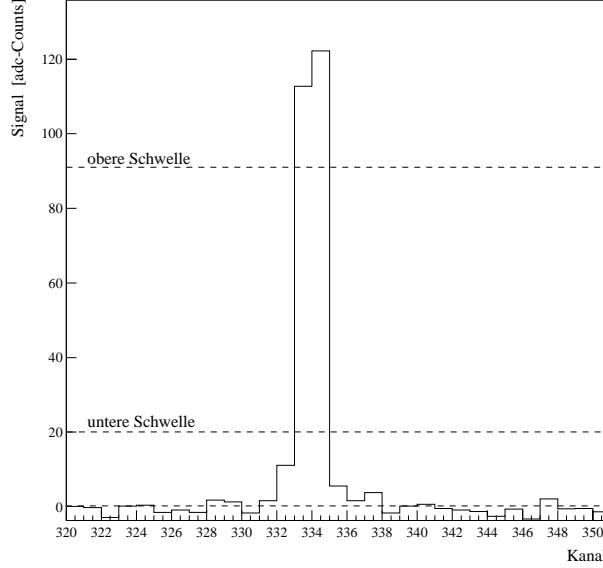


Abbildung 2.7: Typischer Cluster mit zwei hohen Streifen und ein paar kleineren, welche jedoch unter der gesetzten Schwelle liegen.

Die typische Clustergrösse ist zwei Streifen. In Abbildung 2.8 sieht man die Clustergrösse in den acht Detektoren. Ausser Detektor y2 und Detektor x1 zeigen alle ein ähnliches Bild. x1 ist derjenige Detektor mit dem grössten Signal. Seine Cluster sind deshalb in der Regel auch etwas grösser als bei den anderen. Tatsächlich könnten die Cluster meist noch breiter werden. Ein typischer Cluster wie in Abbildung 2.7 besteht aus zwei hohen Streifen und zwei bis vier kleineren Streifen, die zwar unter der gesetzten Schwelle liegen, optisch sich jedoch immer noch gut vom Untergrund unterscheiden lassen. Da aber zur Positionsbestimmung nur die beiden höchsten Streifen verwendet werden, konnte die Schwelle relativ hoch angesetzt werden, um möglichst wenige Ereignisse bei der Selektion wegen Mehrfachpeaks zu verlieren.

Bei der Selektion werden zwischen 71 % (bei 36 V) und 85 % (bei 63 V) der Ereignisse verworfen. Bis zur Hälfte der Ereignisse werden wegen der oberen Energieschwelle ausgeschlossen. Für das weitere Vorgehen waren aber immer noch ausreichend Daten vorhanden. Etwa 2000 Ereignisse werden für eine gute Ausrichtung der Teleskops benötigt.

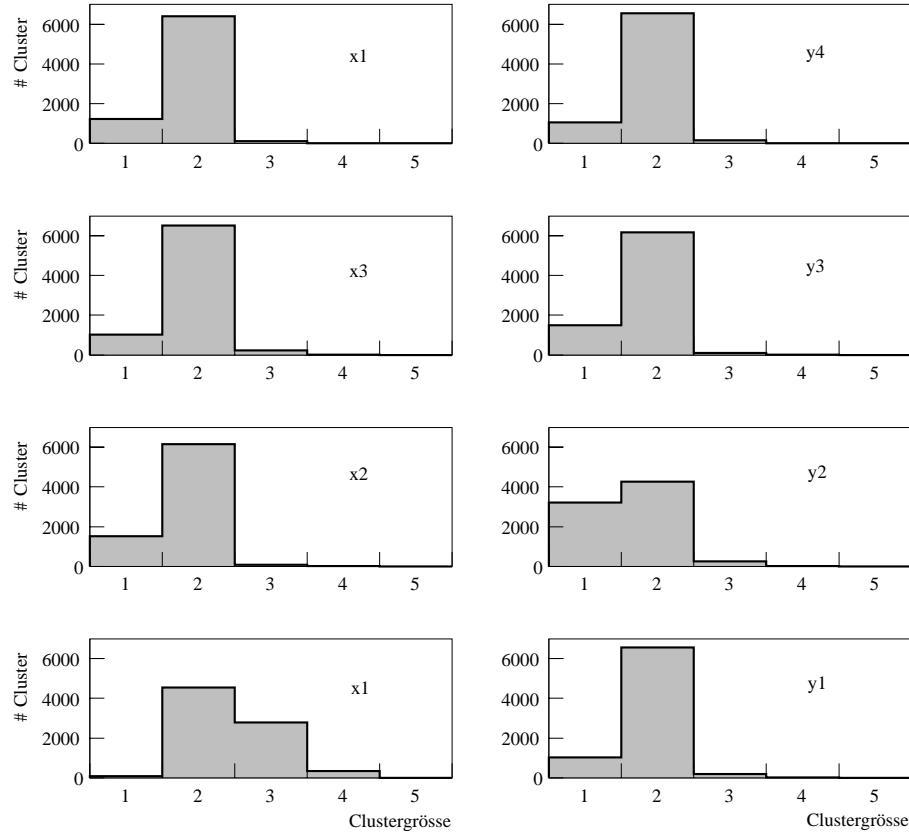


Abbildung 2.8: Clustergrösse in den verschiedenen Detektoren

2.3.2 Mehrfachstreuung

Abbildung 2.9 zeigt schematisch den Durchgang eines Teilchens durch Materie. Durchqueren viele Teilchen das Material wird die Verteilung der Streuwinkel in der Theorie von Molière dargestellt. Für hohe Energien kann man eine gaussähnliche Verteilung annehmen. Der Streuwinkel eines einzelnen Teilchens beträgt [16]:

$$\Theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right], \quad (2.1)$$

wobei p der Impuls ist, βc die Geschwindigkeit und z die Ladungszahl des Teilchens. x ist die Dicke des Streumediums und X_0 die Strahlungslänge ($X_0(\text{Aluminium}) = 8.90 \text{ cm}$, $X_0(\text{Silizium}) = 9.36 \text{ cm}$). Für unsere Myonen gilt $\beta c p \approx 100 \text{ GeV}$ und $z = 1$. Abbildung 2.9 ist die schematische Darstellung eines solchen Teilchendurchgangs.

In einem kleinen Fortran–Programm wurde die Ablenkung der Myonen simuliert. Berücksichtigt wurde die Streuung durch jeweils $100 \mu\text{m}$ Aluminiumfolie ($\Theta_0 = 3.38 \cdot 10^{-6}$) und $300 \mu\text{m}$ Silizium ($\Theta_0 = 6.02 \cdot 10^{-6}$). Dabei wurde die Ablenkung beim Durchqueren eines Detektorteils mit normalverteilten Zufallsvariablen (z_1, z_2) mit Mittelwert 0 und Varianz 1 simuliert. Die Ablenkung in einer Richtung ist:

$$y_{\text{plane}} = z_1 x \Theta_0 \sqrt{12} + z_2 x \Theta_0 / 2. \quad (2.2)$$

Die Gaussverteilung der Abweichungen in einer Richtung für ein Teilchen, welches das ganze Strahlteleskop durchquert (von der vordersten bis zur hintersten Alufolie) besitzt ein Sigma von $\sigma_{streu} = 0.7 \mu\text{m}$.

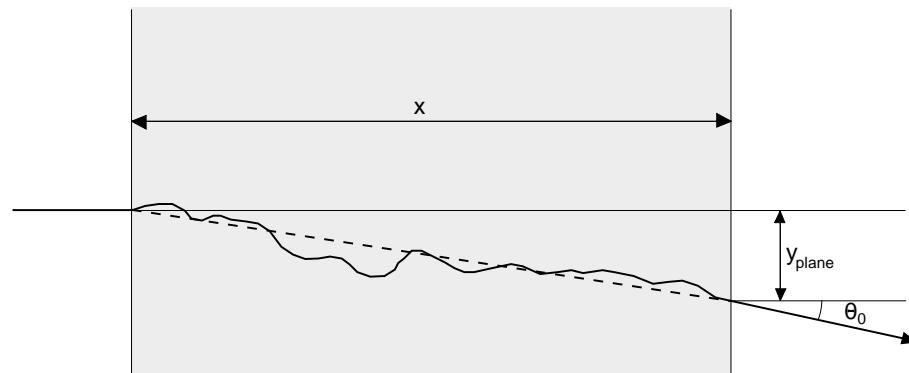


Abbildung 2.9: Mehrfachstreuung eines Teilchens in Materie

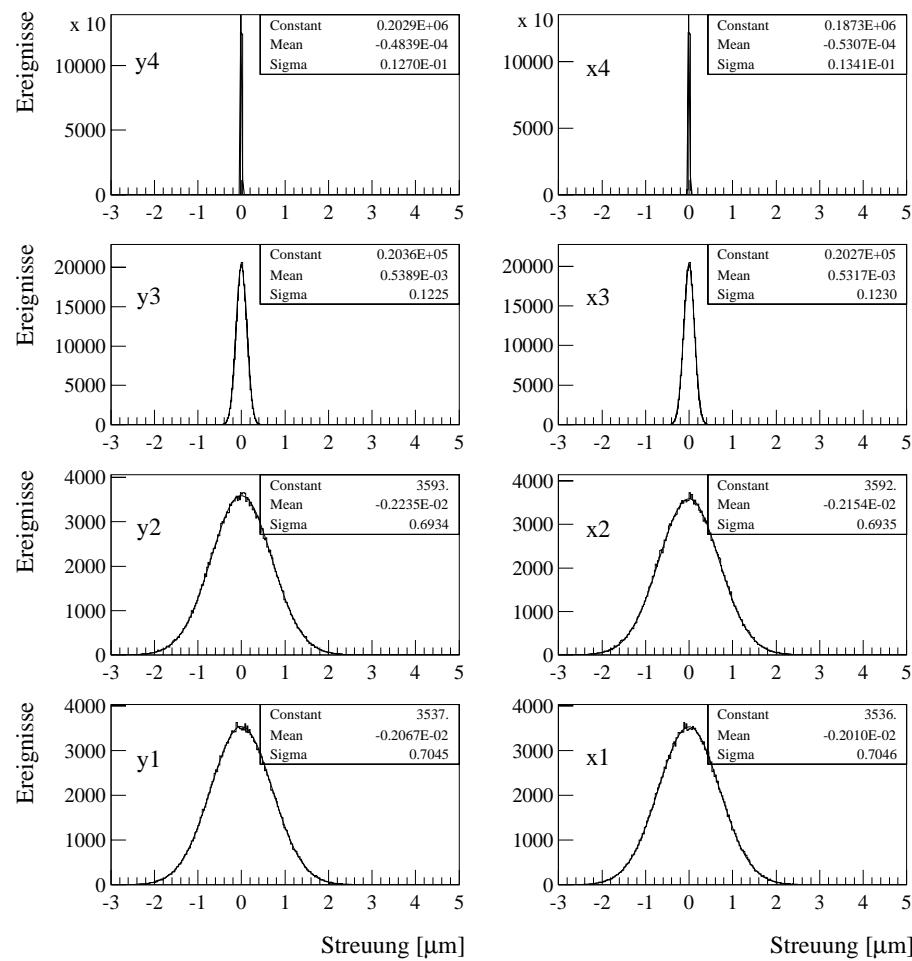


Abbildung 2.10: Simulation der Abweichung der Teilchenspur infolge Vielfachstreuung

2.3.3 η -Funktion

Zur Bestimmung der Spurposition kann der Schwerpunkt der in den Streifen eines Clusters gesammelten Ladung berechnet werden. Diese Methode wird jedoch der Form des Signals nicht ganz gerecht, da wir keine gleichmässige Ladungsverteilung haben, sondern eine Überlagerung von Gaussverteilungen, die entsteht, weil die gesammelte Ladung aus unterschiedlichen Tiefenbereichen stammt und sie somit mehr oder weniger Zeit zum Diffundieren hatte. Ladung, die nahe an einem Streifen entstanden ist, wird überproportional von diesem gesammelt. Dies kann mit der sogenannten η -Funktion korrigiert werden. Wir definieren das Ladungsverhältnis zweier benachbarter Streifen als

$$\eta = \frac{Q_R}{Q_L + Q_R}, \quad (2.3)$$

wobei Q_R die im rechten Streifen gesammelte Ladung ist und Q_L die im linken gesammelte. Abbildung 2.11 zeigt links die Verteilung der Ladungsverhältnisse der beiden Streifen mit den höchsten Einträgen. Man erkennt drei Maxima: nämlich bei $\eta = 0$ bei $\eta = 1$ und in der Mitte. Das mittlere stammt vom nicht direkt ausgelesenen Zwischenstreifen. Integriert man nun diese Verteilung $\frac{dN}{d\eta}$ auf und normiert sie auf den Streifenabstand x_0 , kann man aus der Kenntnis des Ladungsverhältnisses η der beiden höchsten Streifen eines Ereignisses die wahrscheinlichste Position für den Ladungsschwerpunkt bestimmen. In der Praxis wurde zu seiner Parametrisierung ein Polynom P neunten Grades in die integrierte Verteilung gefittet. Der etwas hoch anmutende Grad des Polynoms war nötig, um der Abflachung an den Rändern (bei 0 und bei 1) Rechnung zu tragen³. Ist L die Koordinate des linken Streifens, so ist

$$x = L + x_0 \int_{\eta}^1 \frac{dN}{d\eta} d\eta = L + x_0 - P(\eta)$$

die wahrscheinlichste Koordinate des Teilchendurchgangs. Abbildung 2.11 zeigt die η -Verteilung für einen der Detektoren bei $V_{bias} = 63$ V. Die Verteilungen sehen für alle intakten Detektoren und bei allen Spannungen etwa gleich aus.

³Weil zur Bestimmung der Verteilung nur Ereignisse verwendet wurden, in denen sowohl der höchste als auch der zweithöchste Streifen einen positiven Eintrag haben, wird η niemals 0 oder 1

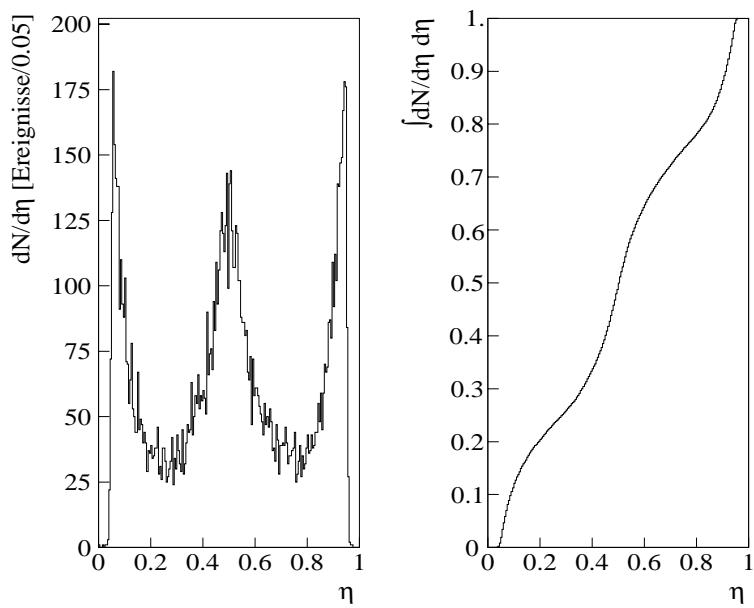


Abbildung 2.11: η -Verteilung und ihr Integral. Das Integral ist auf den Streifenabstand normiert.

Die mit der η -Funktion korrigierten Koordinaten sind unterschiedlich Fehlerbehaftet. Abbildung 2.12 zeigt die Abhängigkeit der Ortsauflösung (Residuen)⁴ von η .

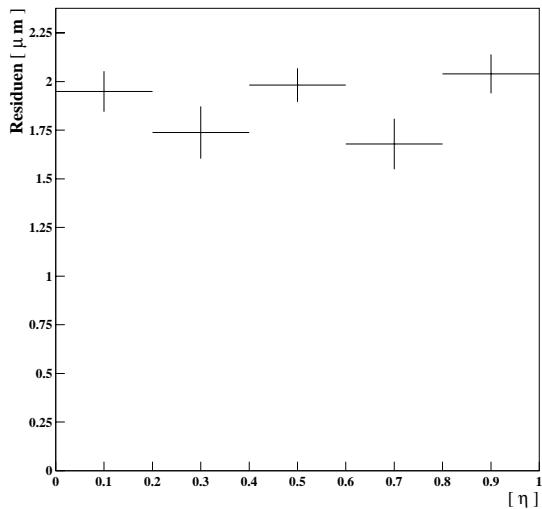


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der Auflösung von η .

⁴siehe Kapitel 2.3.5

2.3.4 Ausrichtung

Die Offline-Kalibrierung der Detektoren geschieht durch iteratives Verschieben und Drehen der einzelnen Detektorebenen. Dabei werden die vordersten beiden Detektoren (in Strahlrichtung) y_4 und x_4 als Referenz genommen und nicht mehr bewegt. Die Myonenspuren werden als Geraden angenommen. Es wird also eine Gerade durch die Koordinaten in drei Detektoren (x oder y) gefittet und der Abstand zu dieser Geraden von der Koordinate im vierten Detektor bestimmt. Die Abstände für alle Spuren werden aufsummiert und der vierte Detektor um den entsprechenden Mittelwert verschoben. Die Abweichung durch Rotation um die z -Achse wird korrigiert, indem jeder Detektor so lange gedreht wird, bis die Verteilung der Residuen zu den Geradenfits keine Abhängigkeit von der jeweils anderen Koordinate mehr zeigt. Rotationen und Translationen werden abwechselnd durchgeführt, bis die Residuen minimal sind. Der Nachteil dieses Verfahrens ist, dass wir keinen direkten Bezug zwischen x - und y -Koordinaten haben, dass also die x - und die y -Richtung nicht exakt senkrecht zueinander stehen. Dies muss, wenn mittels Strahlteleskop andere Objekte untersucht werden, berücksichtigt werden.

Die Resultate der Ausrichtung stehen in Tabelle 2.3.4. Legt man eine Gerade durch die Werte, um die verschoben wurde, und berechnet den Abstand eines jeden Detektors zu ihr, erhält man hieraus die mechanische Präzision des Teleskops. Die Module wurden demzufolge auf 0.1 mm genau gefertigt und zusammengefügt. Da die einzelnen Detektoren umso mehr verschoben werden mussten, je weiter hinten sie sich im Teleskop befinden, liegt die Vermutung nahe dass das Teleskop leicht schräg zum Strahl stand. Aus den Werten für die Verschiebung ergibt sich eine Abweichung in x von 0.595° , in y von 0.181° .

Detektor	Verschiebung [mm]	Residuen [mm]	Drehung [Grad]
x1	1.327	-0.298	0.054
x2	1.042	-0.000	-0.116
x3	-0.050	0.167	0.094
x4	0.000	0.000	0.000
y1	5.128	-0.030	0.003
y2	4.511	-0.190	0.107
y3	0.794	0.101	-0.025
y4	0.000	0.000	0.000

Tabelle 2.2: Resultate der Ausrichtung

2.3.5 Resultate

Die bei verschiedenen Spannungen gewonnenen Ergebnisse unterscheiden sich nur leicht voneinander. Bei höheren Spannungen werden etwas grössere Signale registriert, während das Rauschen auch etwas kleiner wurde (von 1.925 adc-Counts bei 36 V zu 1.909 adc-Counts bei 63 V)⁵. In Tabelle 2.3 sind die Verhältnisse von Signal zu Rauschen (S/N) für alle acht Detektoren bei den vier verschiedenen Spannungen eingetragen. Zuunterst steht jeweils der Durchschnittswert der sieben voll funktionstüchtigen Detektoren. Die Werte steigen mit zunehmender Spannung an. Der Unterschied zwischen 54 V und 63 V ist jedoch schon recht gering, so dass man annehmen kann, dass

⁵Bei zunehmender Vorspannung, wenn volle Depletion noch nicht erreicht wurde, nimmt das Rauschen ab, da die Kapazität zwischen Detektorrückseite und Depletionszone kleiner wird. Gleichzeitig wird die Depletionszone und somit das Signal grösser.

mit einem Spannungswert um 63 V die volle Depletion erreicht ist. Im engen Zusammenhang mit S/N steht das Auflösungsvermögen. So erstaunt es nicht, dass mit der höchsten Spannung auch die beste Auflösung erreicht wurde.

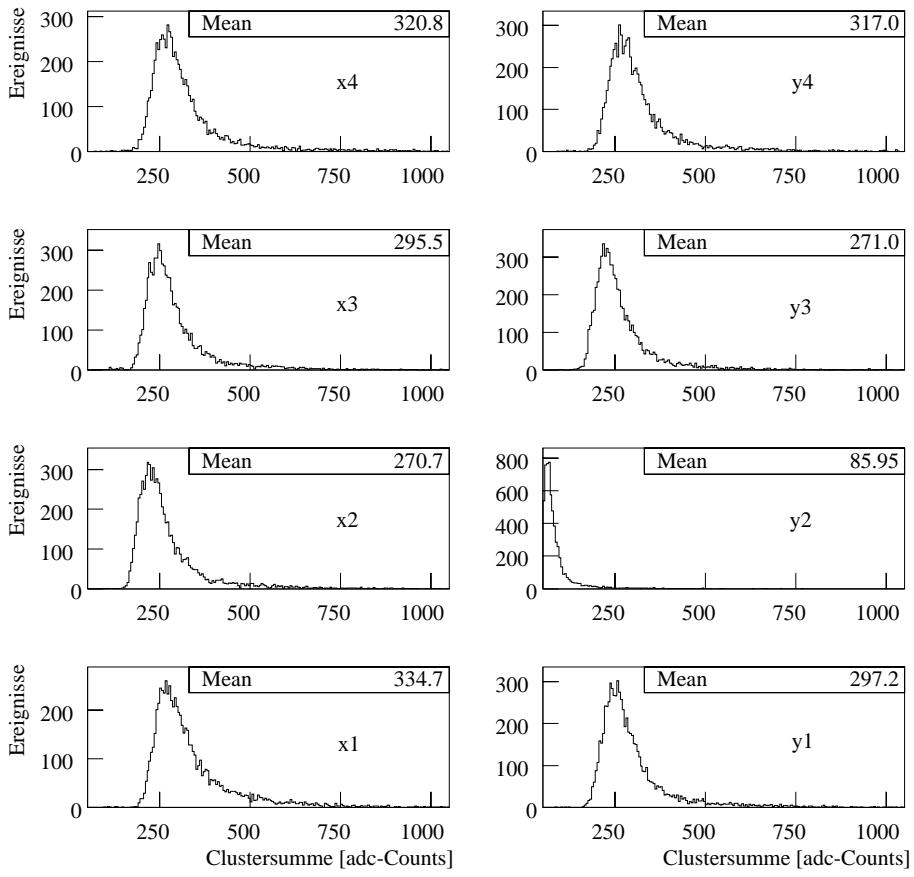


Abbildung 2.13: Energiespektren ohne obere Energieschwelle von Mips in den acht Detektoren

	36 V		45 V		54 V		63 V	
Modul	x	y	x	y	x	y	x	y
4	135	140	135	142	137	144	136	148
3	120	120	127	123	129	124	127	124
2	118	32	118	34	116	33	120	32
1	136	125	142	132	147	135	147	132
Ø	127.7		131.3		133.1		133.4	

Tabelle 2.3: Signal zu Rauschen für die verschiedenen Detektoren

Das Auflösungsvermögen eines Detektors wird bestimmt, indem für jedes Ereigniss eine Gerade durch die entsprechenden Koordinaten in den drei anderen Detektoren gefittet wird. Der Abstand zwischen dem Schnittpunkt der Geraden mit dem Detektor und der von ihm gemessenen Koordinate ist das Residuum. Abbildung 2.14 zeigt die Residuenverteilungen für alle Detektoren mit Gaussfits. Wegen der schlechteren Auflösung von Detektor y2 und weil er im Vergleich zu y4 und

y3 sehr nahe bei y1 steht, wird auch die Genauigkeit der Spurbestimmung von y1 verschlechtert.

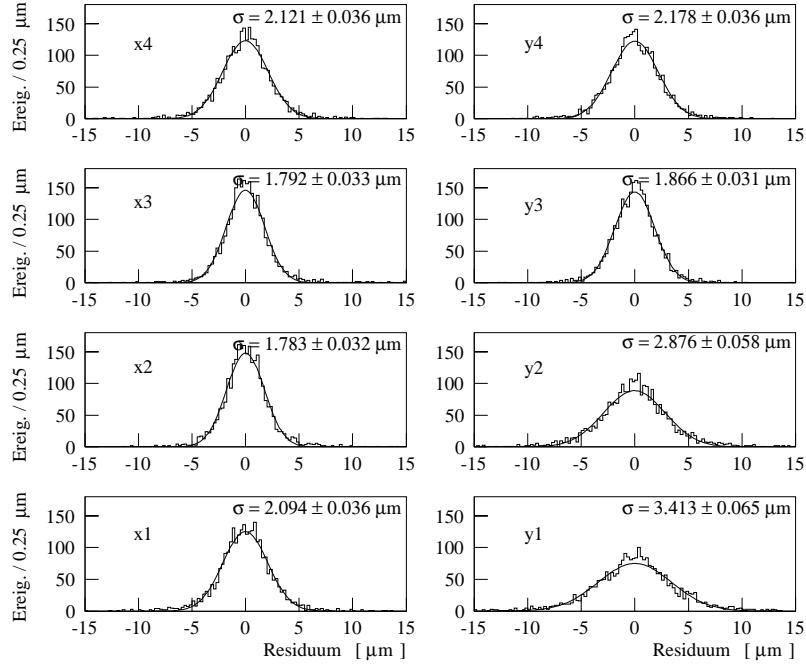


Abbildung 2.14: Die Verteilung der Residuen in den acht Detektoren bei $V_{bias} = 63 \text{ V}$

Noch nicht berücksichtigt ist jetzt der Einfluss der Streuung. Ist σ_{0_i} die Auflösung mit Streuung und ist σ_{streu_i} die Breite der Streuverteilung, so erhält man das eigentliche Auflösungsvermögen mit

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_{0_i}^2 - \sigma_{streu_i}^2}. \quad (2.4)$$

Die aus den Werten der Abbildungen 2.10 und 2.14 gewonnenen Auflösungen für 63 V sind in Tabelle 2.4 aufgelistet.

Modul	x	y
4	2.12 μm	2.18 μm
3	1.79 μm	1.87 μm
2	1.64 μm	2.79 μm
1	1.98 μm	3.34 μm

Tabelle 2.4: Ortsauflösung der einzelnen Detektoren bei $V_{bias} = 63 \text{ V}$.

Im besten Fall, also bei 63 V, erhält man für die x–Richtung eine durchschnittliche Auflösung von $1.88 \mu\text{m}$ pro Detektor in x–Richtung und für die y–Richtung $2.54 \mu\text{m}$.

Die intrinsische Auflösung σ_{int} des Teleskops ist die Genauigkeit mit der eine Spur seinem Zentrum (beim Probenhalter) bestimmt werden kann. Diese lässt sich aus den Einzelauflösungen σ_i der Detektoren bestimmen, indem man annimmt, dass die Detektoren 1 und 2 (3 und 4) nahe beieinander sind, verglichen mit dem Abstand zwischen 2 und 3. Der Fehler im Zentrum des Teleskops beträgt dann

$$\sigma_{int} = \frac{\sum_i^4 \sigma_i}{8}. \quad (2.5)$$

Bei einer Vorspannung von 63 V bedeutet dies, dass die Spur eines Teilchens im Zentrum des Teleskops auf $0.97 \mu\text{m}$ in x und $1.26 \mu\text{m}$ in y bestimmt werden kann. Die Resultate für die verschiedenen Spannungen stehen in Tabelle 2.5.

V_{bias}	x	y
36 V	$1.05 \mu\text{m}$	$1.30 \mu\text{m}$
45 V	$0.98 \mu\text{m}$	$1.31 \mu\text{m}$
54 V	$0.95 \mu\text{m}$	$1.29 \mu\text{m}$
63 V	$0.94 \mu\text{m}$	$1.27 \mu\text{m}$

Tabelle 2.5: Genauigkeit für die Bestimmung einer Spur in der Mitte des Teleskops

Kapitel 3

Messung an Pixeldetektoren

In Zusammenarbeit mit der Universität Basel und dem Paul Scherrer Institut (PSI) fand vom 29.4 bis zum 6.5.1998 im H2–Areal von CERN Prevessin am SPS–Strahl der Test von zwei Silizium–Pixeldetektoren statt. Untersucht werden sollte vor allem das Verhalten im Magnetfeld, sowie die Unterschiede zwischen bestrahltem und unbestrahltem Detektor.

3.1 Die Pixeldetektoren

In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Daten zu den Pixeldetektoren aufgelistet. Die direkt gekoppelten Detektoren haben eine Fläche von $8\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ und sind $285\text{ }\mu\text{m}$ dick. Sie entsprechen noch dem alten CMS–Design mit einem Pixelabstand (Mitte zu Mitte) von $125\text{ }\mu\text{m}$ (neu $150\text{ }\mu\text{m}$). Um der Typeninversion durch Bestrahlung Rechnung zu tragen, sind sie aus n^+ –Implantaten auf einem n –Bulk gefertigt. Der eine Detektor wurde am PSI während einer Woche mit $6.1 \cdot 10^{14}\text{ }\pi^+/\text{cm}^{-2}$ (200 MeV/c) bestrahlt, was in etwa sechs Jahren LHC entspricht¹. Während der Bestrahlung wurden die nicht strahlungsresistenten Auslesechips mit 15 cm Blei vom Strahl abgeschirmt [11]. Seit der Bestrahlung wird der Pixeldetektor auf Temperaturen zwischen 2°C und 3°C gehalten, um das *reverse annealing* zu unterdrücken.

Abbildung 3.1 zeigt einen dieser Pixeldetektoren. Die Gesamtfläche beträgt $4\text{ mm} \times 8\text{ mm}$, wovon die 8×32 Pixel $1\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ einnehmen. Jeder Pixel ist von einem p –Stop–Ring umschlossen. Dieser soll die Elektronen–Akkumulationsschicht unterbrechen². Diese Isolierung erzeugt jedoch einige Probleme: Pixel, deren Kontakt zur Ausleseelektronik unterbrochen ist, können trotzdem Elektronen sammeln. Da die Ladung nicht abfliessen kann, lädt sich der Pixel immer mehr auf, bis er sich schlagartig auf seine Nachbarn entlädt. Diese sogenannten Bursts sind nur schwer von wirklichen Signalen zu unterscheiden und deshalb unerwünscht. In neueren Pixeldesigns wird deshalb versucht, statt eines Ringes ein kleines, offenes Labyrinth um den Pixel zu legen. Es soll so der Ladung ermöglicht werden, langsam zu den Nachbarpixeln abzufließen.

Unten in Abbildung 3.1 sieht man fünf einzelne Pixel, die für Testmessungen verwendet wurden. Oben befinden sich zusätzlich ein 6×8 Pixel Array. An diesen Pixeln wurde das Bonden geübt. Links und rechts sind die Bondpads, durch die die Pixel mit den Vorverstärkern verbunden sind. Ein Guardring umschliesst den gesamten Detektor. Mit kleinen Fingern, die zu den Pixeln führen, sorgt er für eine Homogenisierung des Feldes in den Randzonen.

¹Der Fluss liegt etwa zwei Größenordnungen über dem erwarteten Fluss bei LHC bei voller Luminosität in 7.5 cm Entfernung von der Strahlachse.

²Siehe Kapitel 1.3

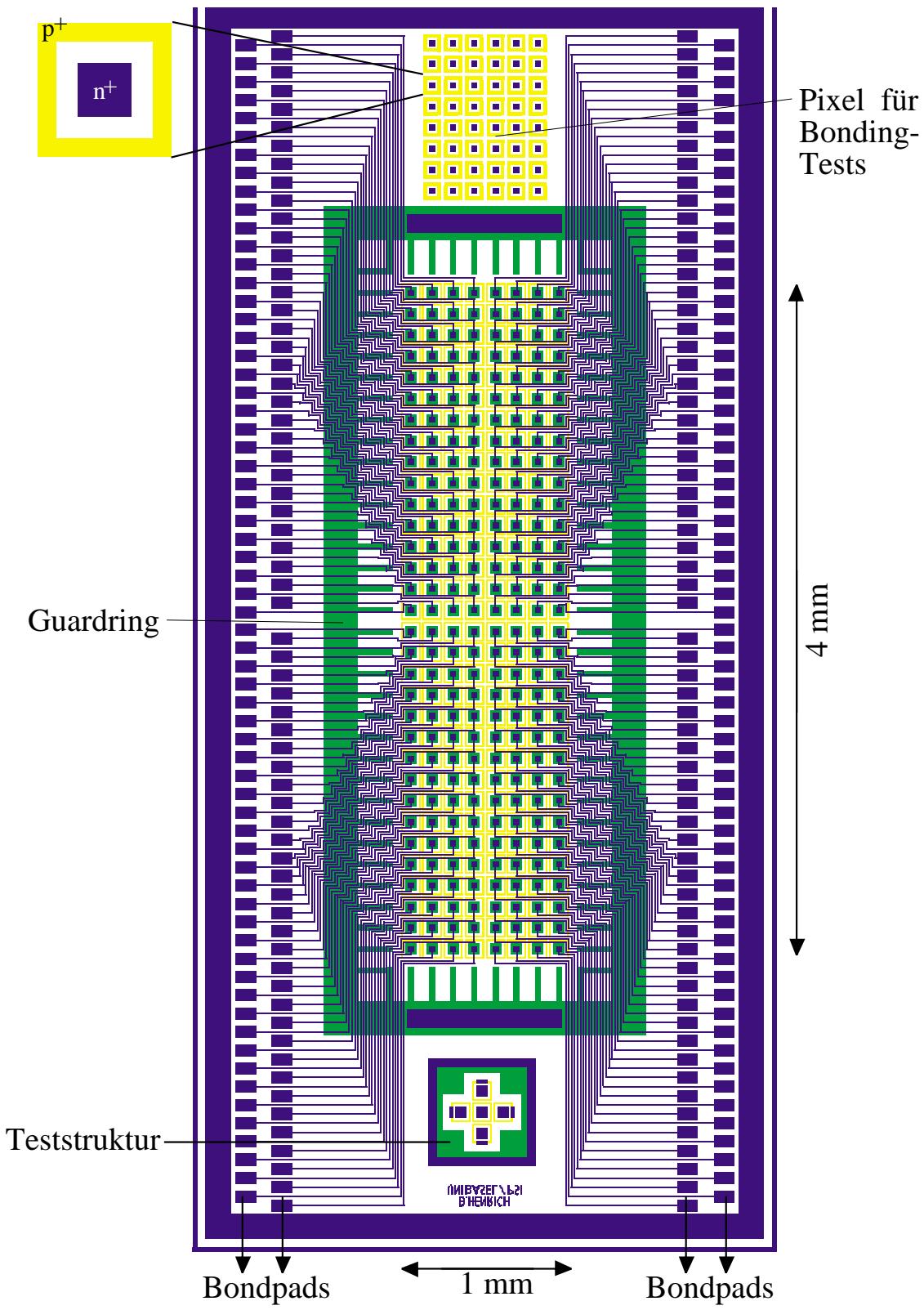


Abbildung 3.1: Das Layout des Pixeldetektors

Produziert bei CSEM Neuchâtel DC-Kopplung	
Auslese	n^+
Grösse	4 mm \times 8 mm
aktive Fläche	1 mm \times 4 mm
Anzahl Pixel	8 \times 32
Dicke	285 μm
Pixelabstand	125 μm
Grösse der Implantate	65 μm \times 65 μm
Signal / Rauschen	≈ 5
unbestrahlt:	
Vorspannung	-144 V
I_{leak} / Detektor	10 bis 20 nA
bestrahlt:	
Vorspannung	-256 V
I_{leak} / Detektor	2 bis 12 μA

Tabelle 3.1: Die Pixeldetektoren

3.2 Versuchsaufbau

Im Strahlteleskop wurde das eine nicht voll funktionstüchtige Modul ausgetauscht. Da wegen des starken Magnetfeldes die Datenaquisition nicht wie im Oktobertest unmittelbar neben dem Strahlteleskop positioniert werden konnte, mussten die Anschlussleitungen auf 16 m verlängert werden. Während des ganzen Tests wurde eine Depletionsspannung von 45 V für die Streifendetektoren gewählt ³.

Das Teleskop befand sich im Innern zweier grosser Helmholzspulen mit einem Durchmesser von 2 m mit Feld in Richtung der Strahlachse. Der Strahl bestand wahlweise aus positiven 225 GeV/c Pionen oder Myonen aus dem SPS–Ring. Der Myonenstrahl wurde lediglich zur Positionierung des Strahlteleskops verwendet, da er weniger fokussiert war als der Pionenstrahl. Die Teilchenrate betrug während des 2.6 Sekunden Spill 10^6 Teichen $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Abgesehen von einem weiteren Strahlteleskop, das sich vor dem Magneten in etwa 10 m Entfernung befand, waren wir das einzige Experiment im Strahl und hatten Kontrolle sowohl über den Strahl als auch über das Magnetfeld.

Der Durchmesser⁴ des Pionenstrahls betrug in der Vertikalen (5.58 ± 0.10) mm und in der Horizontalen (6.08 ± 0.09) mm in der ersten Teleskopebene (Modul 4) und (6.09 ± 0.10) mm beziehungsweise (5.82 ± 0.09) mm in der letzten. Die Abbildung 3.2 zeigt das Strahlprofil im Modul 4. Das Bild wurde aus Daten extrahiert, die auf einen grossflächigen Szintillator getriggert wurden, der sich etwa 6 m vor dem Magneten befand. Rechts unten ist zum Vergleich die Ausleuchtung des Teleskops gezeigt, wenn der für die eigentliche Messungen verwendeten Trigger, zwei kleine Silizium–Dioden, verwendet wurde.

Der Pixeldetektor wurde auf der drehbaren Halterung im Innern des Strahlteleskops in einem Neigungswinkel von etwa 8° zur Strahlachse befestigt (*grazing angle method* [11]). In Abbildung 3.3 ist

³Zu diesem Zeitpunkt waren noch nicht alle Daten des Strahlteleskop–Tests analysiert. Da das Verhalten der Streifendetektoren bei einer Spannung von 45 V am besten bekannt war, wurde sie für diesen Test benutzt.)

⁴Halbwertsbreite der Projektion des Strahlprofils in die jeweilige Ebene

das Prinzip dieser Methode dargestellt. Dringt ein ionisierendes Teilchen in den gekippten Detektor ein, erzeugt es längs seines Weges ein Signal, das von den darüberliegenden Pixeln gesammelt wird. Durch den flachen Einfallswinkel entsteht ein Signal längs einer sogenannten Pixelstrasse. Da das Signal in jedem der Strassenpixel aus einer anderen Tiefe des Detektors stammt, erhalten wir so Informationen über die innere Struktur des Detektors. Die Länge der Strasse ist neben dem Einschusswinkel abhängig von der Dicke der Verarmungszone. Der Nachteil dieser Methode ist, dass das in einem Pixel gesammelte Signal nicht über der ganzen Detektordicke entstanden ist, sondern lediglich über der kurzen Strecke, die das ionisierende Teilchen unterhalb des Pixels zurückgelegt hat, also etwa der Länge einer Pixelzelle. Bei einem Einschusswinkel von 8° entspricht dies $126 \mu\text{m}$. Ein einzelner Pixel erhält also nur 45 Prozent der Ladung im Vergleich zu einem senkrechten Einschusswinkel.

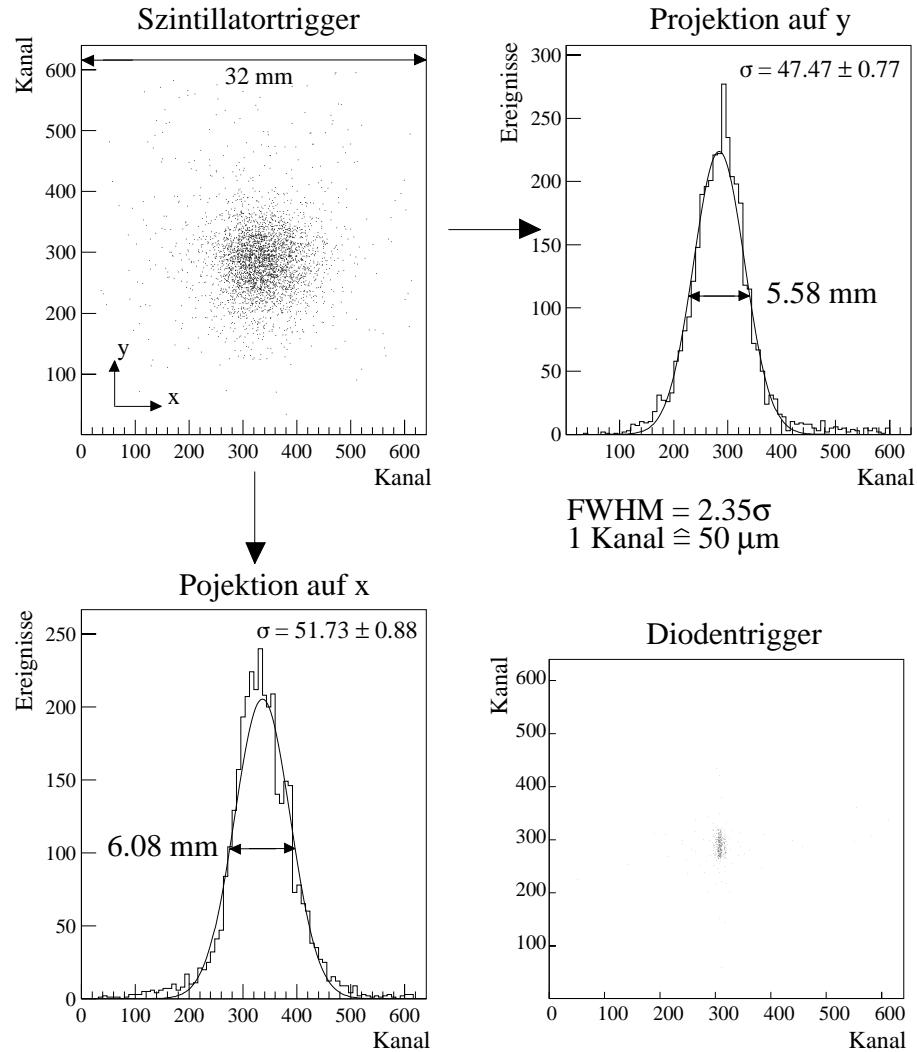


Abbildung 3.2: Das Strahlprofil in Modul 4

Dank der genauen Bestimmung der Spur eines Teilchens durch das Strahlteleskop, kann der Winkel und der Eindringpunkt eines Teilchens bestimmt werden. Dies ermöglicht sowohl die Bestimmung der Depletionstiefe, als auch des Lorentzwinkels. Der unbestrahlte Detektor wurde mit einer an der Detektorrückseite angelegten Depletionsspannung von -144 V betrieben, der bestrahlte mit -256 V . Die benötigte Spannung zur vollen Depletion des unbestrahlten Detektors

beträgt etwa -130 V ⁵ [7].

Die Shapingzeit in der Ausleseelektronik für die Pixeldetektoren betrug 80 ns. Während dieser Zeit kann etwa 80 % der Ladung gesammelt werden. Tests am PSI habe gezeigt, dass sich bei längeren Shapingzeiten keine wesentliche Verbesserungen des Signals ergeben. Mit der kürzeren Zeit kann jedoch vermieden werden, dass beim bestrahlten Detektor zusätzliche Ladungen gesammelt werden, die im undepletierten Bereich des Detektors entstanden sind [17].

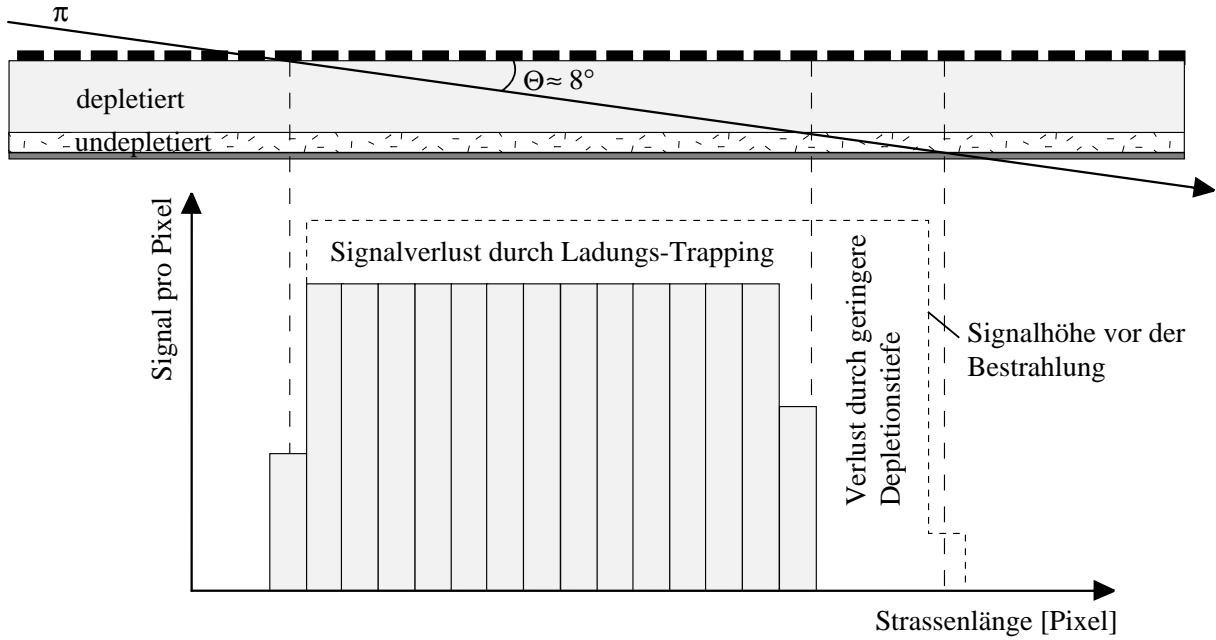


Abbildung 3.3: Skizze einer Pixelstrasse bei flachem Einschusswinkel

Der Auslesevorgang ähnelt dem des Teleskoptests. Für die zusätzlichen 256 Kanäle des Pixeldetektors wird ein weiterer FADC benötigt. Da im Magnetfeld gemessen wurde, mussten die Szintillatoren mit den Photomultiplikatoren entfernt werden. Etwa 6 m vor dem Strahlteleskop, also ausserhalb des Magnetfeldes, stand uns jedoch ein anderer Szintillator für Triggerzwecke zu Verfügung. Hauptsächlich wurden zwei kleine, an der Halterung des Pixeldetektors befestigte Silizium-Dioden⁶ ($370\text{ }\mu\text{m}$ Dicke, Fläche $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$) als Trigger verwendet. Wegen der grossen Fläche des Szintillators und der daraus resultierenden besseren Ausleuchtung wurden auf den Szintillator getriggerte Daten nur zur Ausrichtung des Strahlteleskops verwendet.

Bei den Dioden bestand die Möglichkeit, sowohl auf "or" zu triggern, also ein Ereignis in einer der Dioden, als auch auf "and", was bedeutet, dass beide Dioden angesprochen haben müssen. Die beiden Dioden lagen in der Höhe leicht versetzt zueinander, um bei "or"-getrigerter Datennahme den Pixeldetektor möglichst gut auszuleuchten.

Der Scaler wurde zur Überwachung der Strahl- und Ereignisraten verwendet.

⁵Die gewählten Spannungen entstanden aus der systematischen Untersuchung am PSI, wobei die Depletionsstiefe der Pixeldetektoren bestimmt wurde. Da die Depletionsstiefe mit der Wurzel der Spannung steigt (Gleichung 1.4), verwendete man quadratische Werte.

⁶Ihr Funktionsprinzip entspricht dem in Kapitel 1.2 besprochenen

Die maximale Datennahme war durch die DAQ begrenzt und betrug etwa 200 Hz. Es wurden etwa eine Million Ereignisse auf PC–Festplatte oder DLT gespeichert.

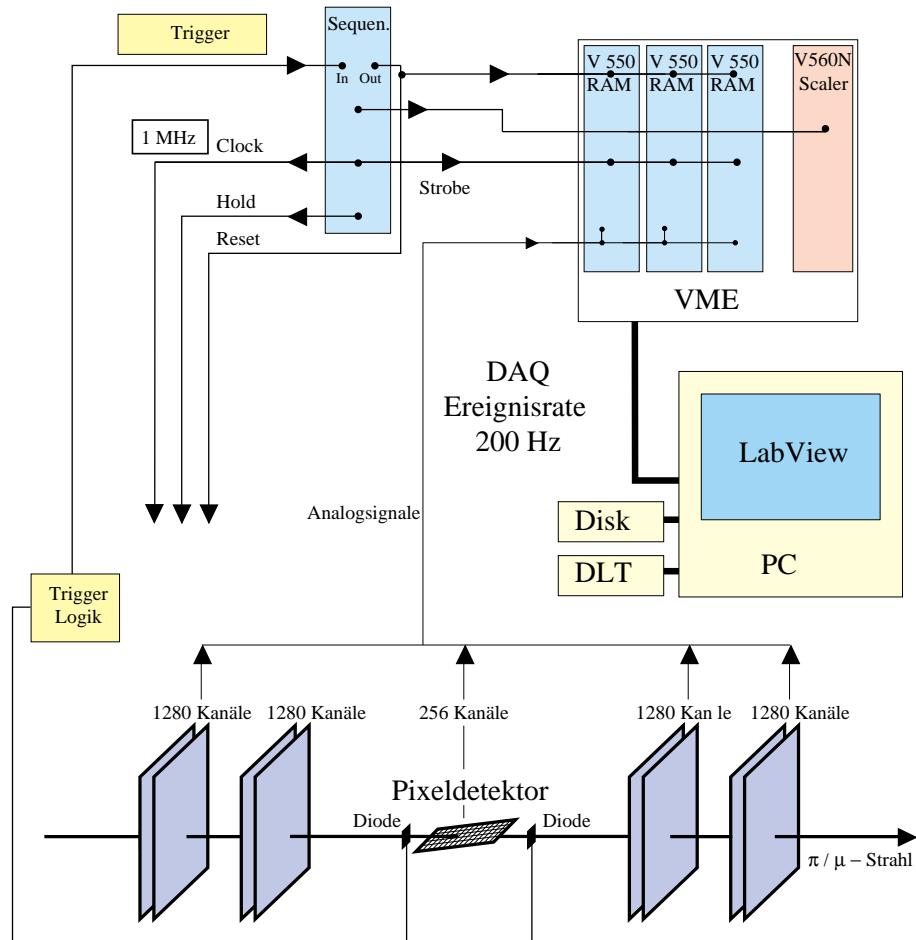


Abbildung 3.4: Datenaufnahme beim Pixeldetektor–Test

3.3 Auswertung

In Abbildung 3.5 wird die Rekonstruktion eines Ereignisses anhand der Rohdaten aus Strahlteleskop und Pixeldetektor gezeigt. Das Pion hat zuerst die vier Streifendetektoren der Module 4 und 3 durchquert, ging dann durch den Pixeldetektor und zum Schluss durch die vier Detektoren der Module 2 und 1. Beim Pixeldetektor sind die Einträge vor und nach Pedestalabzug dargestellt. Dadurch wird die zuerst kaum erkennbare Strasse in der Pixelkolonne 5 sichtbar. Die Analyse der Messdaten geschah in den folgenden Schritten:

1. Kalibration des Strahlteleskops
2. Strassensuche im Pixeldetektor
3. Ausrichtung der Pixeldetektoren zum Strahlteleskop
4. Analyse der Pixeldetektordaten mit der Spurinformation des Teleskops

Die im vorigen Kapitel gezeigte Simulation von Vielfachstreuung wurde für den Pixeldetektor erweitert. Die Streuung durch Strahlteleskop und Pixeldetektoren ist für 225 GeV/c Pionen vernachlässigbar ($\sigma_{streu} = 0.12 \mu\text{m}$ für den ganzen Aufbau).

Die durchschnittliche Ortsauflösung der Streifendetektoren beträgt $(1.92 \pm 0.03) \mu\text{m}$, sowohl für die Detektoren in x–Richtung als auch in y–Richtung. Dies führt zu einer intrinsischen Auflösung von $0.98 \mu\text{m}$ für x und $0.95 \mu\text{m}$ für y. Die leichte Verbesserung der Auflösung entspricht bei den x–Detektoren genau dem, was man durch die kleinere Mehrfachstreuung erwarten würde. In der y–Richtung wurde darüber hinaus die wesentliche Verbesserung natürlich durch das Ersetzen des defekten Detektors erzielt.

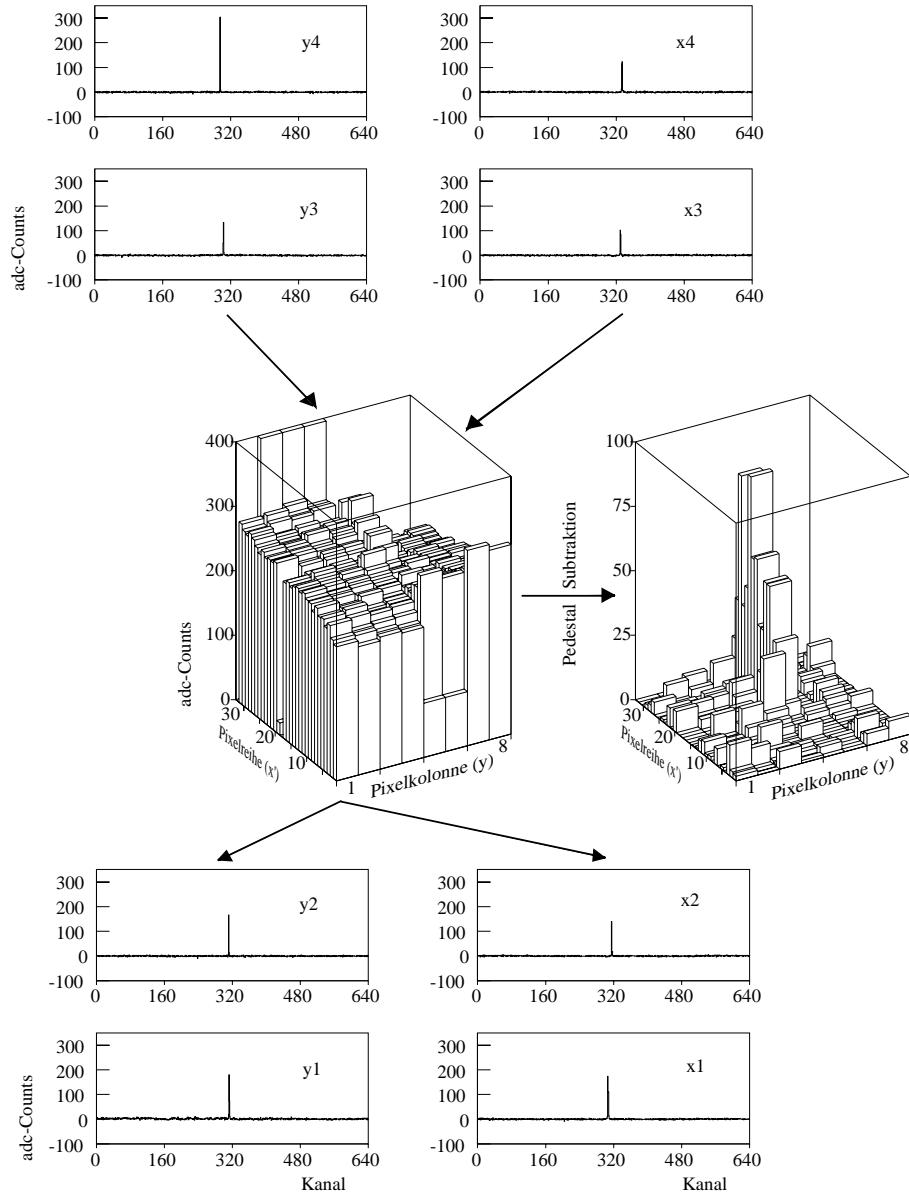


Abbildung 3.5: Beispiel eines Ereignisses in den Streifendetektoren des Teleskops (oben und unten) und im Pixeldetektor (mitte).

3.3.1 Signale im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor

In Abbildung 3.6 sieht man die durchschnittliche Signalhöhe pro Pixel im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor. Für den Plot wurden nur Strassen verwendet, bei denen im bestrahlten Detektor die Strassenlänge zwischen 10 bis 13 Pixel und im unbestrahlten zwischen 15 bis 18 Pixel betrug⁷. In diesen Bereichen liegen für die beiden Detektoren auch die maximal möglichen Strassenlängen. Die Strassen sind im unbestrahlten Detektor wegen der geringeren Dicke der Depletionszone natürlich kürzer.

Während beim unbestrahlten Detektor alle Pixel einer Strasse (ausser dem ersten und dem letzten) im Schnitt die selbe Signalhöhe aufweisen, zeigt sich beim bestrahlten Detektor ein Signalverlust bei zunehmender Strassenlänge. Dies ist auf Trappingeffekte zurückzuführen. Je weiter der Weg der Elektronen zu den Pixeln ist, umso grösser ist natürlich die Wahrscheinlichkeit, von einer Störstelle eingefangen zu werden.

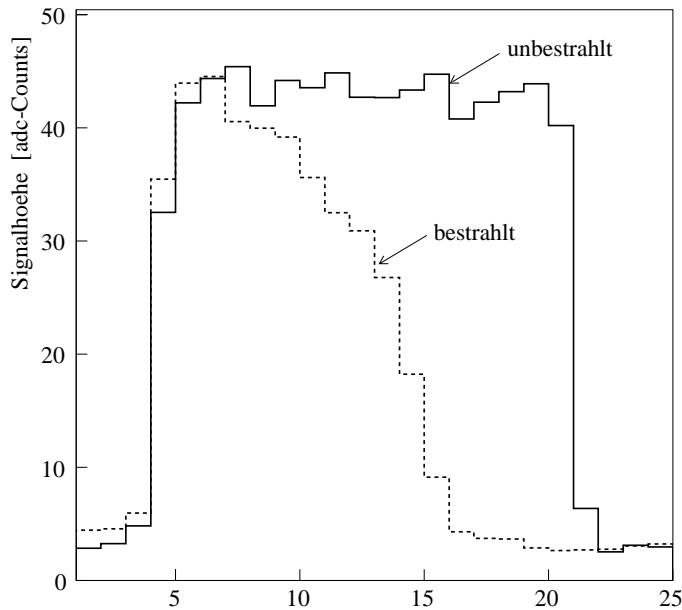


Abbildung 3.6: Die Pixelstrassen im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor

Kolonnen	bestrahlt	unbestrahl
1-4	5.26	5.57
5-8	5.04	6.53

Tabelle 3.2: Signal zu Rauschen im Pixeldetektor. Die Werte für die Kolonnen 1-4 und 5-8 unterscheiden sich leicht, da sie von verschiedenen Chips ausgelesen werden (Bild 3.1).

⁷Dieses Selektionskriterium wurde in der restlichen Analyse nicht verwendet.

3.3.2 Signalaufbereitung der Pixeldetektoren

Abbildung 3.7 zeigt die Verteilung der Signalhöhe in den zwei Detektoren. Der Bereich unterhalb von 20 adc-Counts stammt vom Detektorrauschen. Erst Signale, die über dieser Schwelle liegen können wir auch als solche erkennen. Die Höhe des Pedestals zeigt zeitlich und von Pixel zu Pixel starke Schwankungen. Es ist deshalb notwendig, das Pedestal für jeden Pixel immer neu zu berechnen und nachzuführen. Berechnet wird es aus der durchschnittlichen Signalhöhe der letzten zwanzig Einträge, in denen der betreffenden Pixel unter der Schwelle von 20 adc-Counts war.

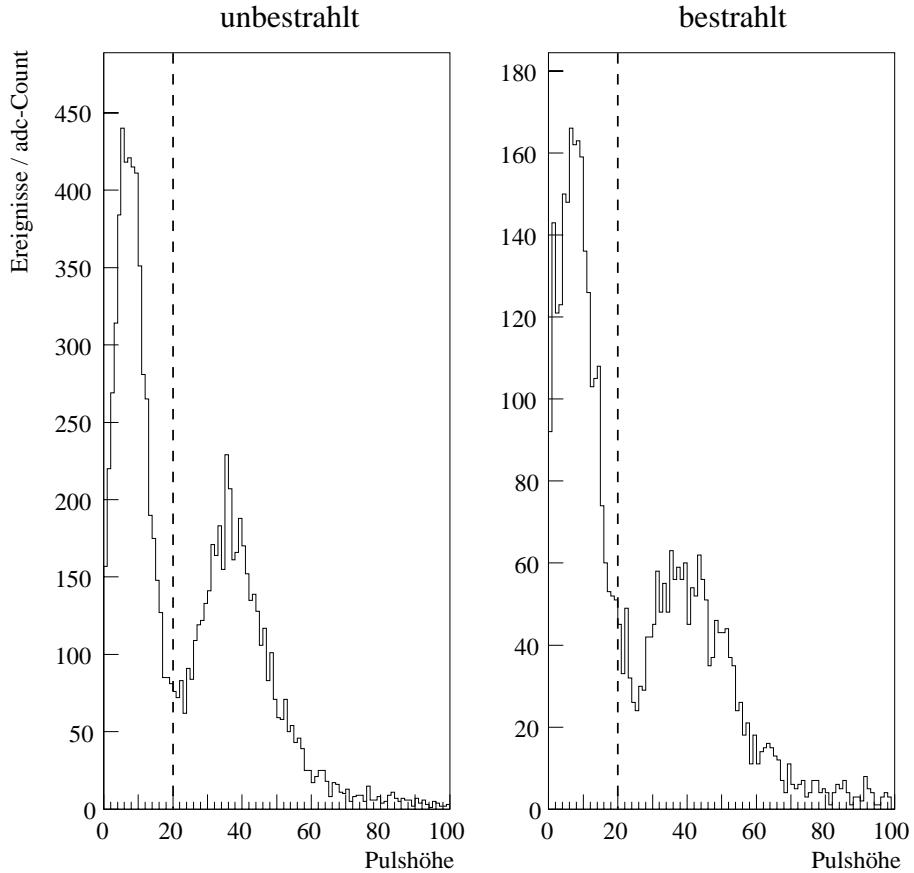


Abbildung 3.7: Signale im unbestrahlten und im bestrahlten Detektor.

Nach Abzug des Pedestals startet der Suchalgorithmus:

Der Pixeldetektor besitzt 8 (Kolonnen) mal 32 (Reihen) Pixel. Die Teilchenflugbahn ist längs der Kolonnen. Zuerst wird diejenige Kolonne gesucht, die das höchste Gesamtignal besitzt. In Abbildung 3.8 ist das weiter Vorgehen schematisch dargestellt. Sie zeigt die Einträge der Pixel in einer Kolonne. In der Kolonne wird der Pixel mit dem höchsten Eintrag gesucht. Von ihm aus wird in der Kolonne in beiden Richtungen ein Pixel nach dem anderen überprüft, ob sein Signal über der Schwelle von 20 adc-Counts liegt. Wenn ja, wird er in die Strasse aufgenommen. Dies geschieht so lange, bis zwei nacheinanderfolgende Pixel unter dem Schwellenwert gefunden sind oder das Detektorende erreicht ist. Diese Strasse nennt man Hauptstasse. Die Information, die gespeichert wird, ist der Strassenanfang (Kolonnennummer y_{in_H} und Reihennummer x_{in_H}) und das Strassenende (y_{out_H} und x_{out_H}).

In den beiden Nachbarkolonnen wird ebenfalls das Maximum gesucht und von dort aus mit den selben Kriterien wie oben nach einer Strasse (Nebenstrasse) gesucht. Die längere der beiden Nebenstrassen (Strassenanfang = (y_{in_N}, x_{in_N}) , Straßenende = (y_{out_N}, x_{out_N})) wird zur Hauptstrasse hinzugenommen, wenn entweder $x_{in_N} \leq x_{in_H} \leq x_{out_N} \leq x_{out_H}$ gilt, oder $x_{in_H} \leq x_{in_N} \leq x_{out_H} \leq x_{out_N}$. Im ersten Fall sind die Koordinaten für die Gesamtstrasse (y_{in_N}, x_{in_N}) und (y_{in_H}, x_{out_H}) , im zweiten Fall (y_{in_H}, x_{in_H}) und (y_{out_N}, x_{out_N}) . Somit wird ein eventueller Kolonnenwechsel der Teilchenspur berücksichtigt.

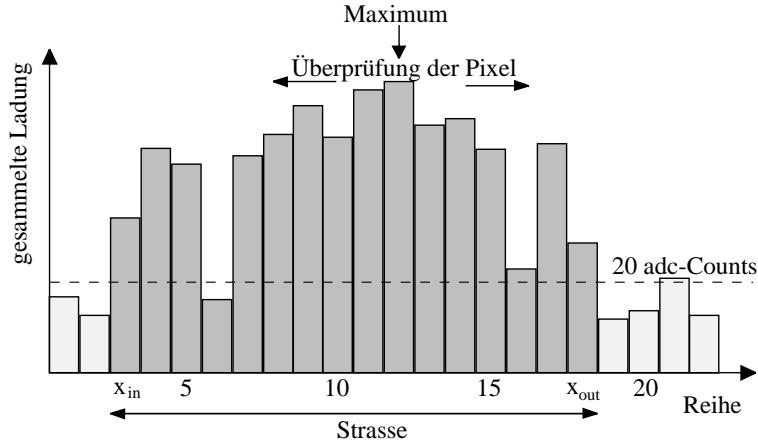


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung einer Pixelstrasse.

Für die Ausrichtung der Pixeldetektoren zum Teleskop werden nur Strassen ausgesucht, die weder in der vordersten Reihe beginnen noch in der letzten enden, was bedeutet, dass nur Ereignisse verwendet werden, bei denen das Teilchen auf der Vorderseite (wo die n^+ -Implantate sind) eingedrungen ist und den Detektor auf der Rückseite verlassen hat, also den maximal möglichen Weg im Pixeldetektor zurückgelegt hat.

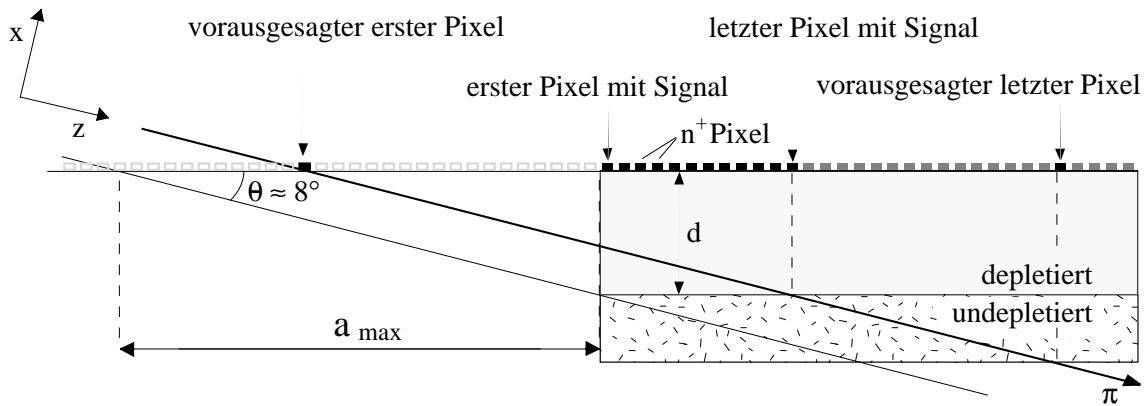


Abbildung 3.9: Vorausgesagter und gemessener Eintrittspunkt für Teilchen, die direkt ins Bulkmaterial eindringen.

Nimmt man Ereignisse mit, bei denen das Teilchen direkt in den Siliziumbulk eingedrungen ist,

kann man anhand der maximalen Differenz zwischen vorhergesagter Spur durch das Strahlteleskop und Strassenanfang im Pixel die Depletionstiefe abschätzen. Abbildung 3.9 veranschaulicht dies. Aus den Strahlteleskopdaten wird eine zweidimensionale Koordinate berechnet, wo die Teilchenspur die Ebene der n^+ -Implantate des Pixeldetektors schneidet. Das Teleskop kann also auch Koordinaten liefern, die ausserhalb des Pixeldetektors liegen. Dringt ein Teilchen direkt in den depletierten Bulk ein, so beginnt die Pixelstrasse in der ersten Pixelreihe. Die durch die Teleskopdaten berechnete Koordinate für den Strassenanfang liegt aber viel weiter vorne. Die maximale Differenz dieser beiden Werte beträgt a_{max} . Bei einem Einschusswinkel θ ist die Dicke der Verarmungszone $d = a_{max} \tan \theta$.

3.3.3 Ausrichtung der Pixeldetektoren zum Strahlteleskop

Sind die Strassenanfänge und -enden gefunden, muss man diese Koordinaten mit denjenigen des Strahlteleskops in Verbindung bringen. Die Teleskopdaten werden so transformiert, dass der Eindringpunkt in den Pixeldetektor in Pixelkoordinaten angegeben ist, also in einer Zahl x' für die Reihe und einer Zahl y' für die Kolonne. Der auf die nächste ganze Zahl gerundete Wert ergibt dann Reihen- und Kolonnennummer des Pixels, der zuerst (zuletzt) angesprochen hat. Um dies zu erreichen wird folgende Transformation benötigt:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \frac{1}{\sin \theta \cos(\alpha - \beta)} \begin{pmatrix} -\sin \phi \sin \beta + \cos \phi \cos \beta & -\sin \phi \cos \alpha - \cos \phi \sin \alpha \\ -\cos \phi \cos \theta \sin \beta - \cos \theta \cos \beta & -\cos \phi \cos \theta \cos \alpha + \sin \phi \cos \theta \sin \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix}$$

Hierbei ist (x,y) der Eindringpunkt in Teleskopkoordinaten, (x_0,y_0) ist die Mitte des linken unteren Pixels (in Strahlrichtung gesehen), θ ist der Eindringwinkel (also Rotation um die y-Achse und ϕ ist die Drehung um die z-Achse. Die Drehung um den Winkel ϕ wird vor allem beim bestrahlten Detektor benötigt. Die Winkel α und β braucht es, um die Verzerrung zu korrigieren, die durch das schiefe Teleskop-Koordinatensystem entsteht. In β fließt gleichzeitig auch noch eine Drehung um die x-Achse ein.

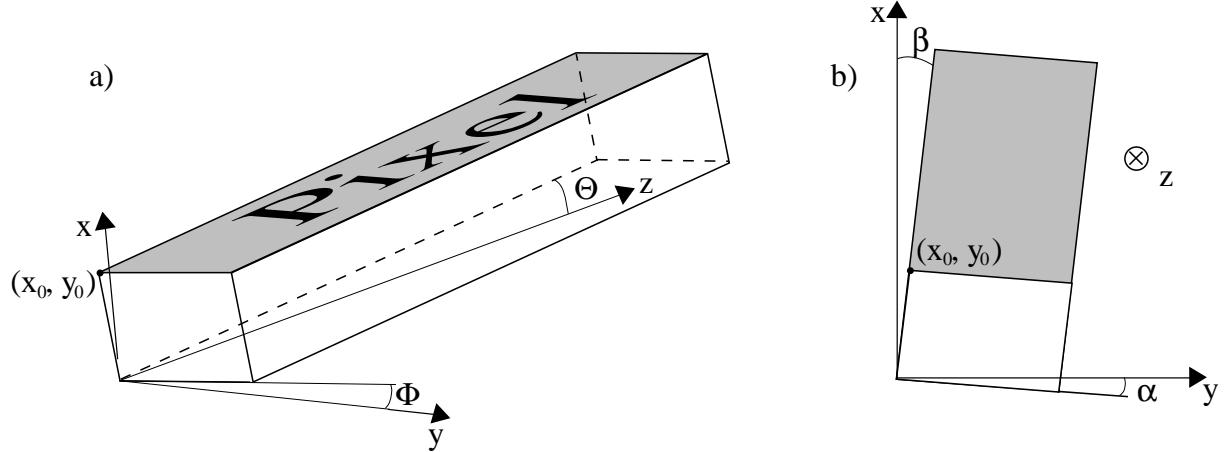


Abbildung 3.10: a) Der Pixeldetektor im Raum und b) Projektion auf die Strahlteleskopebenen

Die Anpassung der verschiedenen Parameter geschieht mit einer MINUIT-Routine. Die Winkel θ und ϕ wurden auch mit einer Lasermessung im Labor bestimmt. Sie ergab beim bestrahlten Detektor $\phi = 5.4^\circ$ und eine Differenz für θ zwischen unbestrahltem und bestrahltem Detektor von

2.3° . Dies entspricht auch den Resultaten des Fits. Dieser ergab für den unbestrahlten Detektor $\theta = (7.632 \pm 0.034)^\circ$ und $\phi = (0.984 \pm 0.003)^\circ$ und für den bestrahlten $\theta = (5.748 \pm 0.010)^\circ$ und $\phi = (5.801 \pm 0.002)^\circ$.

Die Länge der Strasse ist abhängig davon, wo ein Teilchen innerhalb eines Pixels in den Detektor eindringt. Genauer gesagt, welche y-Koordinate innerhalb eines Pixels der Einschusspunkt besitzt. Im Folgenden wird der linken Kante eines Pixels die Koordinate $y = -0.5$, der Mitte $y = 0.5$ und der rechten Kante $y = 0.5$ zugeordnet. In Abbildung 3.11 ist die durchschnittliche Strassenlänge als Funktion von y abgebildet. Bei Teilchen, die in der Nähe des Kolonnenrandes eingedrungen sind, sind die Strassen wesentlich kürzer, als bei solchen, die in der Mitte eingedrungen sind. Dies liegt daran, dass am Rand des Pixels Ladungsteilung mit seinem Nachbarn stattfindet. Der Pixel erhält also weniger Ladung und sein Eintrag kann so leicht unter die gesetzte Schwelle von 20 adc-Counts fallen. Die Strasse erscheint somit kürzer.

In Abbildung 3.12 ist der unbestrahlte Pixeldetektor von der Streifendetektorebene aus gesehen dargestellt. Der Strahl verläuft von links nach rechts. Die Punkte stellen die Eintrittspunkte (links) und Austrittspunkte (rechts) der Teilchen dar

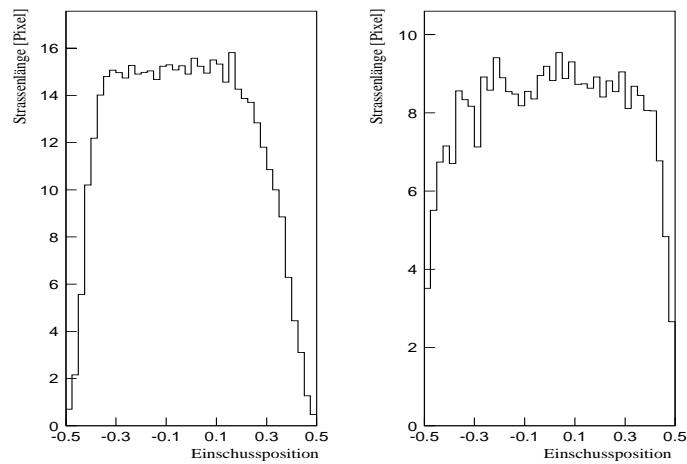


Abbildung 3.11: Durchschnittliche Strassenlänge in Abhängigkeit von der relativen horizontalen Einschussposition im unbestrahlten (links) und im bestrahlten Detektor.

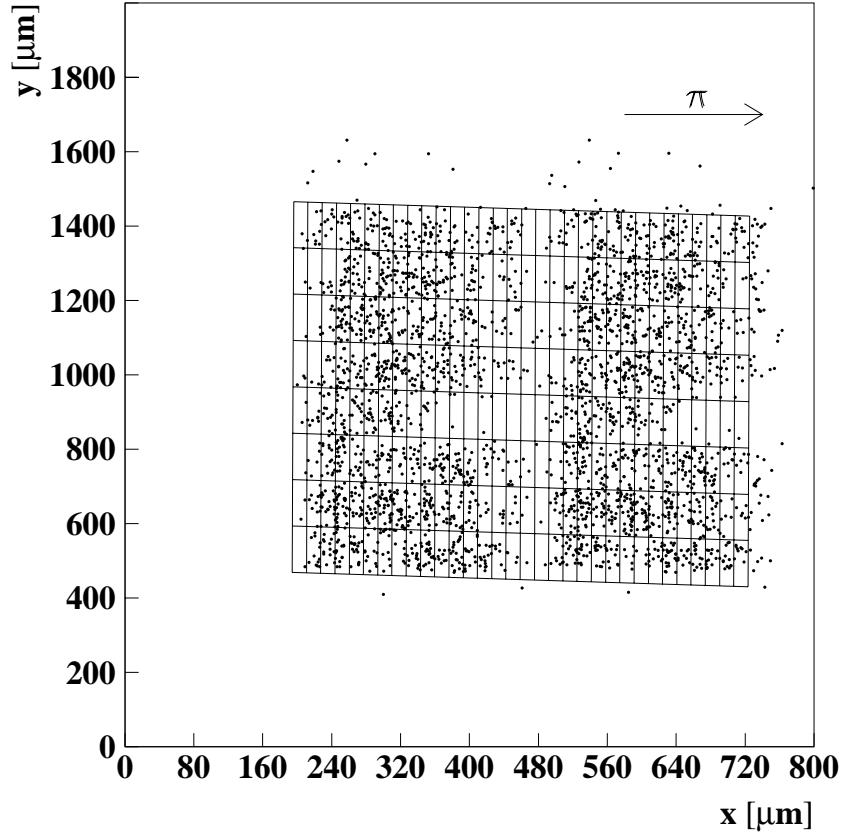


Abbildung 3.12: Vom Teleskop vorhergesagte Eintritts- und Austrittspunkte. Der Pixeldetektor ist aus der Strahlrichtung gesehen.

3.3.4 Bestimmung der Depletionstiefe

Aus der Länge l einer Strasse lässt sich bei bekanntem Einschusswinkel θ die maximale Tiefe d berechnen, aus der das Signal gekommen ist:

$$d = l \cdot \tan(\theta). \quad (3.1)$$

Das Problem bei der Bestimmung der Strassenlänge ist, festzustellen wo sie endet. Der Anfangspunkt wird aus den Strahlteleskopdaten berechnet, der Endpunkt wird wie in Kapitel 3.3.2 bestimmt, indem in der Strasse nach zwei Pixeln gesucht wird, die unter einer gesetzten Schwelle liegen. Wie aus Abbildung 3.6 ersichtlich, ist eine Schwelle beim unbestrahlten Detektor von 20 adc-Counts angebracht, da hier der Übergang vom Signal zum Rauschen klar erkennbar ist. Beim bestrahlten Detektor dagegen sieht man eher ein Auslaufen des Signals. Wird die Schwelle zu hoch angesetzt, so erscheinen die Strassen zu kurz. Wird bei jedem Ereignis die Strassenlänge bestimmt, so erhält man eine Verteilung, bei deren Maximum die effektive Depletionstiefe angenommen wird. Abbildung 3.13 zeigt links noch einmal das Signal pro Pixel im bestrahlten Detektor, wobei diesmal alle Strassen unabhängig von ihrer Länge verwendet wurden und rechts die Verteilung der Depletionstiefen für verschiedene Schwellen. Je tiefer die Schwelle angesetzt ist, umso höher liegt das Maximum der Verteilung, dabei wird aber die Verteilung auch immer Breiter.

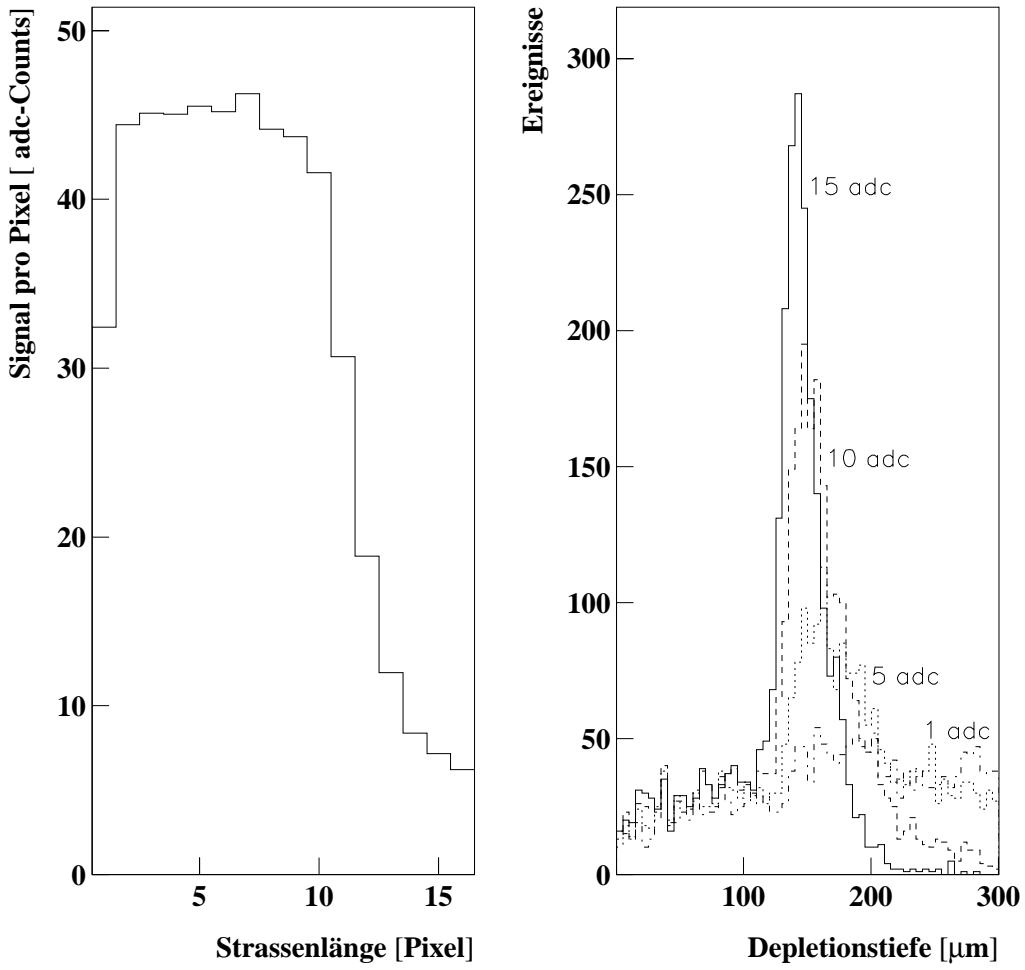


Abbildung 3.13: *Signal pro Pixel und Depletionstiefen bei verschiedenen Schwellen beim bestrahlten Detektor.*

Abbildung 3.14 zeigt die aus den Strassenlängen berechnete Depletionstiefe für beide Pixeldetektoren. Beim unbestrahlten Detektor beträgt sie (Schwelle bei 20 adc-Counts) $(280.0 \pm 9.3) \mu\text{m}$ bei $V_{bias} = -144 \text{ V}$, was ja auch zu erwarten war und beim bestrahlten (Schwelle bei 10 adc-Counts) $(150.8 \pm 15.7) \mu\text{m}$ bei $V_{bias} = -256 \text{ V}$.

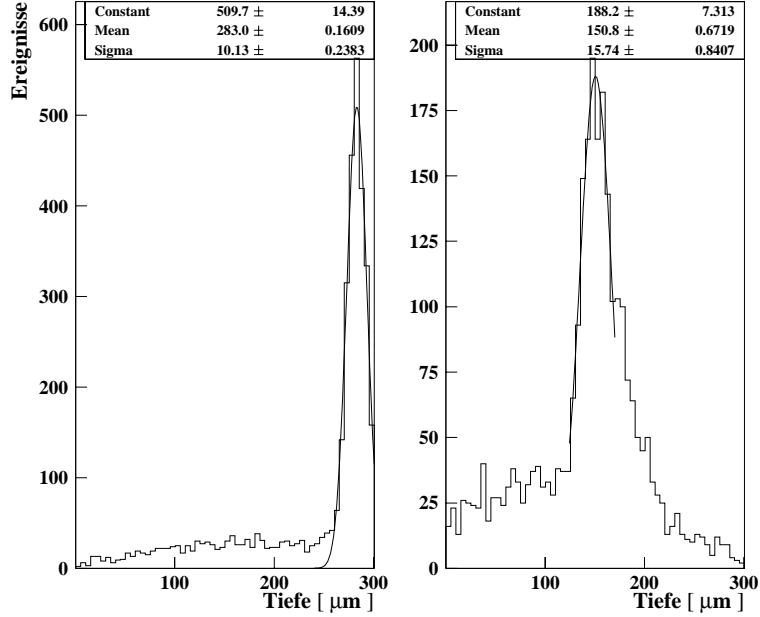


Abbildung 3.14: Die Depletionstiefe des unbestrahlten (links) und des bestrahlten Detektors.

3.3.5 Bestimmung des Lorentzwinkels

Abbildung 3.15 zeigt das Driften der Ladung unter dem Einfluss eines Magnetfeldes. Es ist jeweils die gemessene Ladung aller Ereignisse in den Pixeln der Hauptstrasse und den beiden Nachbarkolonnen eingezeichnet. Im unbestrahlten Detektor erhält ohne Magnetfeld jeder Pixel der Hauptstrasse etwa die selbe Ladung. Bei eingeschaltetem Magneten driftet die Ladung je nach Richtung des Feldes auf die eine oder die andere Seite und zwar umso mehr, je länger die Ladung gedriftet ist, also je weiter hinten in der Strasse sich der Pixel befindet. Beim bestrahlten Pixel sieht man zusätzlich den Signalverlust durch Ladungs-Trapping bei zunehmender Strassenlänge. Eine Folge des Trappings sind auch die in den Nebenstrassen sichtbaren Unterschwinger. Nahe den Pixeln gefangene Ladungen induzieren negative Signale.

Die Abbildung 3.16 zeigt den Ladungsdrift innerhalb der Hauptstrasse unter dem Einfluss eines Magnetfeldes von 3 T im unbestrahlten Detektor. Eingetragen ist die Signalhöhe der Pixel einer Strasse in Abhängigkeit der horizontalen Koordinate des Eindringpunktes der Pionen in den Pixel. Bei Ereignissen, in denen die Pionen zum Beispiel bei $y = -0.25$ (also $-0.25 \cdot 125 \mu\text{m}$ von der Pixelmitte entfernt) in den ersten Pixel eingedrungen sind, ist die Hauptstrasse beim unbestrahlten Detektor etwa 7 Pixel lang. Beim bestrahlten sind es etwa 9 Pixel. Dies lässt vermuten, dass der Lorentzwinkel beim bestrahlten Detektor kleiner ist als beim unbestrahlten oder dass er eine Tiefenabhängigkeit aufweist. Da die Drifttiefen d unmittelbar aus der Strassenlänge l und dem Eindringwinkel folgt, kann man aus Abbildung 3.16 bereits den Lorentzwinkel abschätzen.

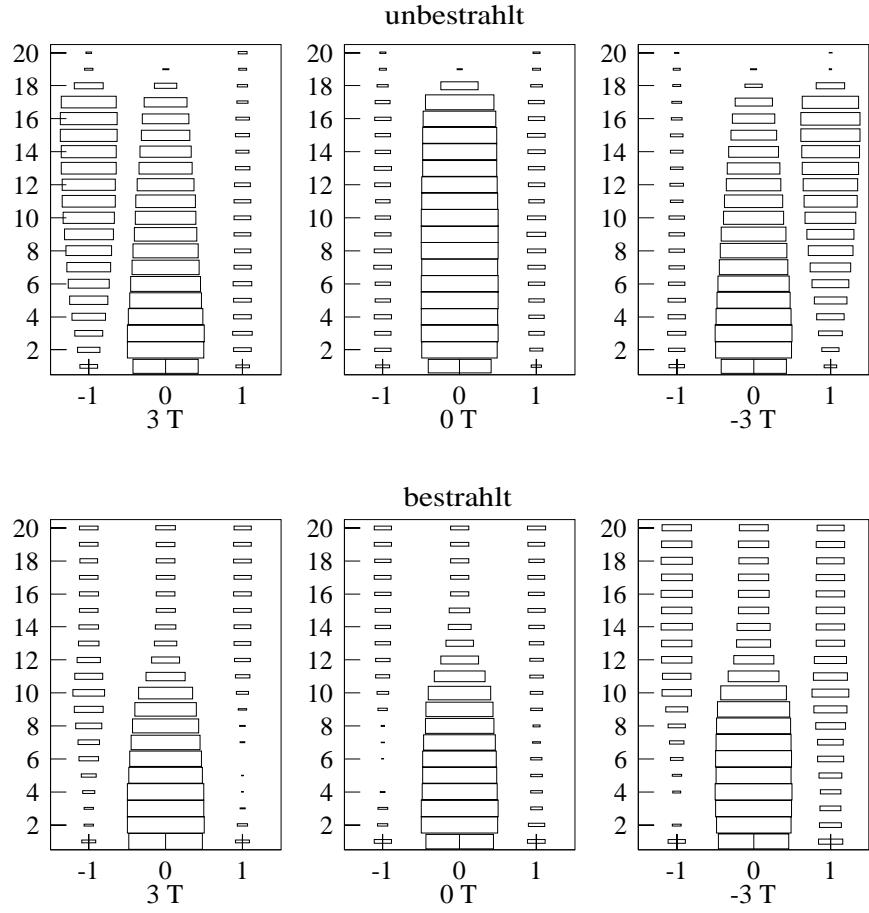


Abbildung 3.15: *Signal in den Haupt– und Nebenstrassen für den unbestrahlten und den bestrahlten Detektor bei verschiedenen Magnetfeldern.*

Ist Δy der Abstand des Eindringpunktes zum linken Rand, so erhalten wir den Lorentzwinkel:

$$\Theta_L = \tan^{-1} \left(\frac{\Delta y}{d \sin \theta} \right) \quad (3.2)$$

In unserem Beispiel ist $\Delta y = 0.25 \cdot 125 \mu\text{m}$. Die Drifttiefen sind $d = \tan(7.6^\circ) \cdot 7 \cdot 125 \mu\text{m}$ beim unbestrahlten Detektor und $d = \tan(5.7^\circ) \cdot 9 \cdot 125 \mu\text{m}$ beim bestrahlten. Dies ergibt nun beim unbestrahlten $\Theta_L = 15.0^\circ$ und beim bestrahlten $\Theta_L = 15.5^\circ$.

Dies ist jedoch lediglich eine grobe Abschätzung. Bei der eigentlichen Bestimmung des Lorentzwinkel wurde nach dem selben Prinzip verfahren, doch nach einer etwas verfeinerten Methode. Es geht also wiederum darum, den Punkt zu finden, an dem die Ladungswolke wegen des Drifts von einer Pixelkolonne in die nächste überwechselt. Die genaue Form der Ladungswolke ist nicht bekannt. In Abbildung 3.17 ist die mittlere Signalhöhe in einem Pixel als Funktion von der Einschussposition in den Pixel eingezeichnet. Während in der Mitte des Pixels die gesammelte Ladung immer etwa gleich gross ist und vom seitlichen Eindringpunkt unabhängig ist, wird

gegen den Rand hin immer weniger Ladung gesammelt, da sie mit dem Nachbarpixel geteilt wird.

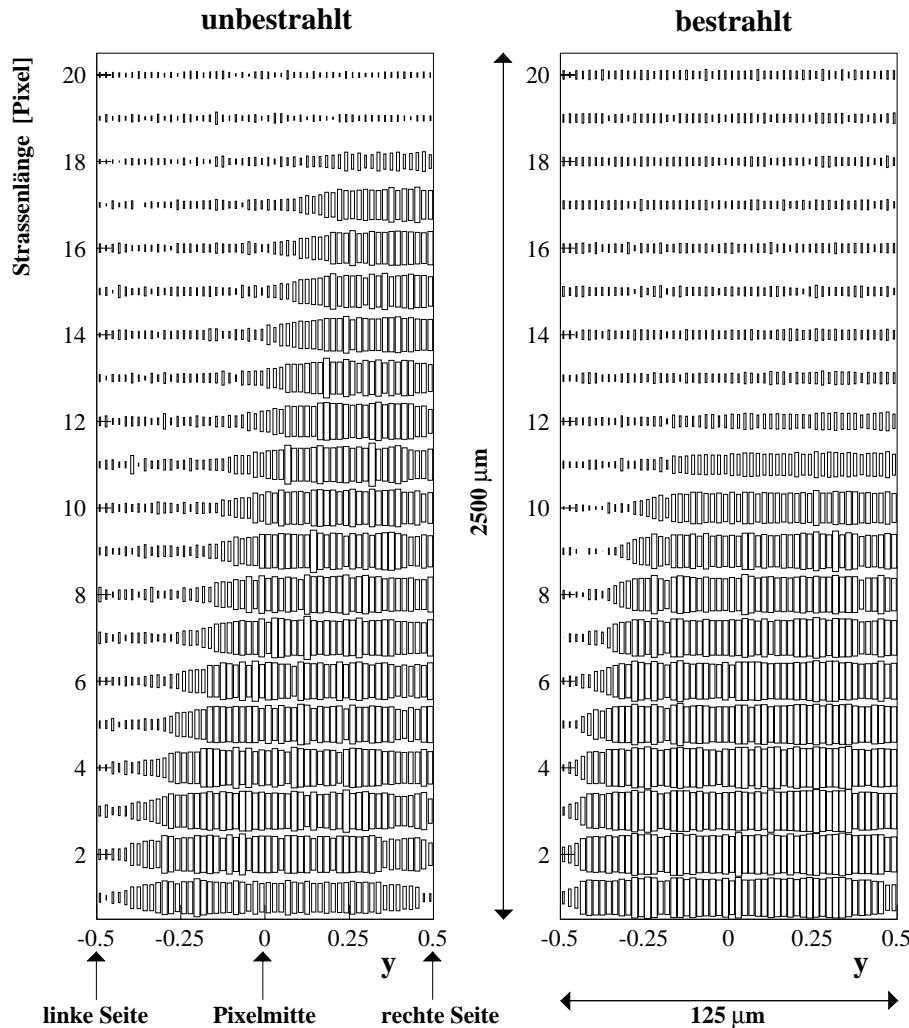


Abbildung 3.16: Seitliche Drift der Ladung in einem Magnetfeld von 3 T im unbestrahlten und im bestrahlten Detektor. Die Teilchenspur verläuft in diesem Bild senkrecht von unten nach oben.

Die Ladungsteilung ist jedoch nicht nur abhängig von der seitlichen Spurposition, sondern auch von der Tiefe, aus der die Ladung nach oben gedriftet ist. Eine Ladungsverteilung, die eine weitere Driftstrecke zurückgelegt hat, ist natürlich auch breiter. Um also beschreiben zu können, wie Ladung zwischen zwei Pixeln geteilt wird, muss wiederum die η -Verteilung bestimmt werden. Diesmal genügt jedoch nicht eine Verteilung, wie bei den Streifendetektoren, sondern mehrere für die verschiedenen Drifttiefen und y-Positionen. Die y-Position wurde in Segmente von $1.25 \mu\text{m}$ Breite eingeteilt, die Tiefe in Segmente von $23 \mu\text{m}$. Für alle Höhen-Breiten-Segmente wurde eine η -Verteilung bestimmt. Abbildung 3.18 zeigt einige dieser Verteilungen für ein Magnetfeld von -3 T. Gut sichtbar ist, wie die Ladung vom rechten Pixel zum linken überwechselt, und zwar umso früher, je grösser die Tiefe ist, aus welcher die Ladung stammt.

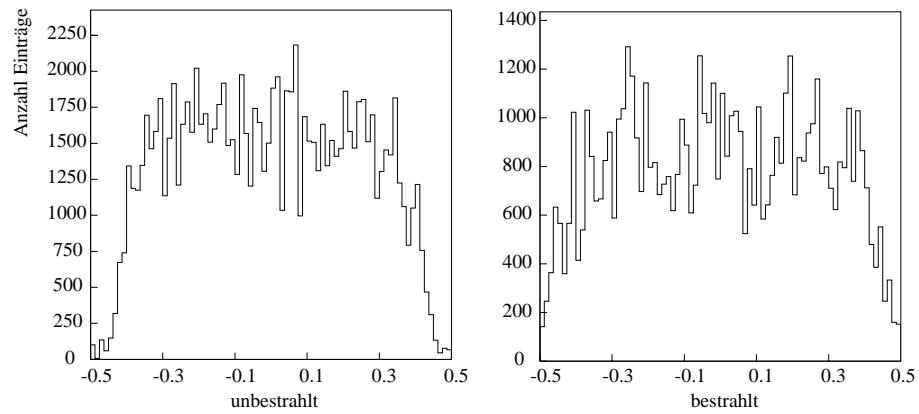


Abbildung 3.17: Signalhöhe pro Pixel in Abhängigkeit von der relativen horizontalen Einschussposition in jedem Pixel.

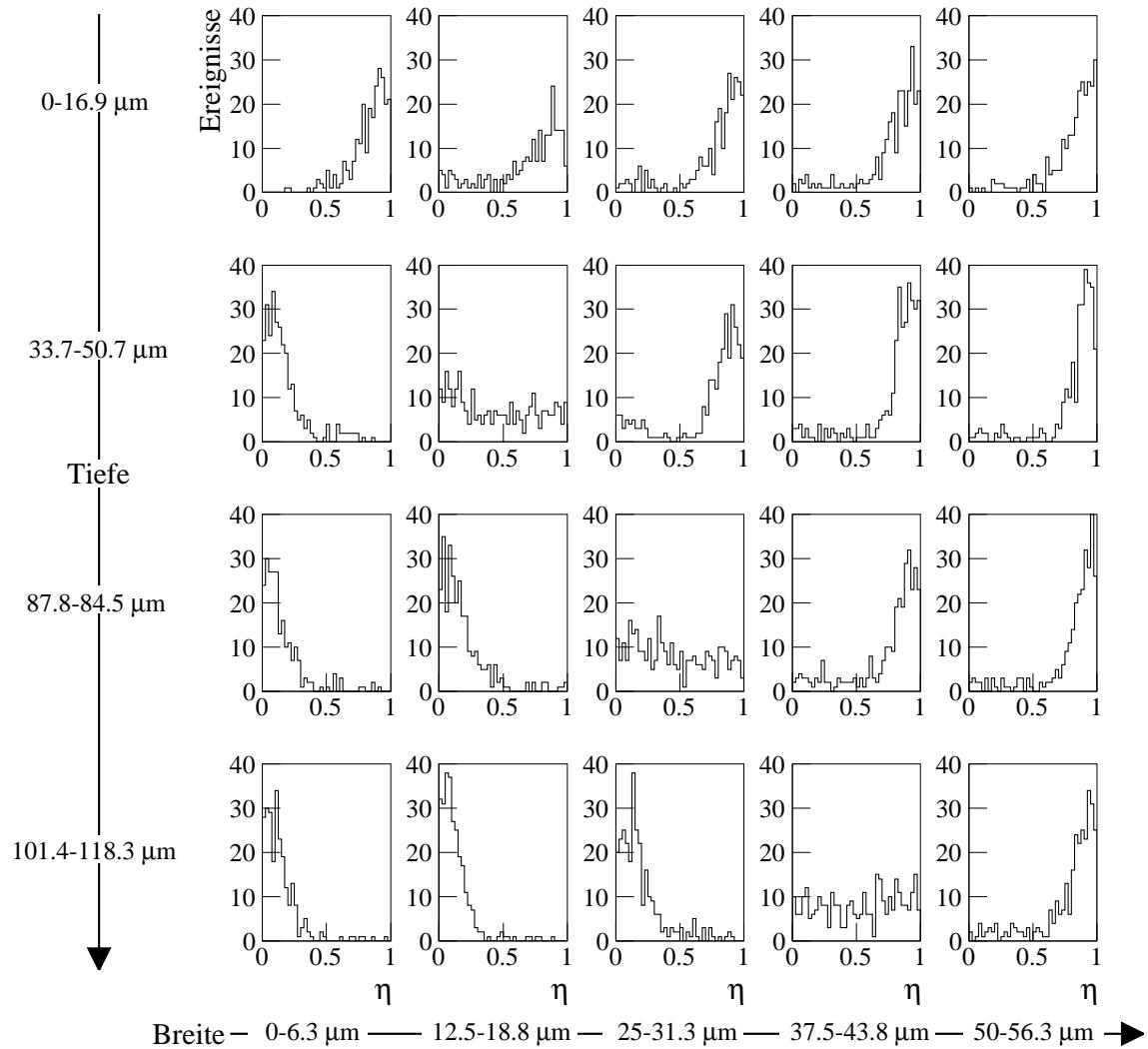


Abbildung 3.18: η -Verteilungen für verschiedene y -Positionen und Tiefen

Bei den Streifendetektoren wird die η -Verteilung benutzt, um aus dem Ladungsverhältnis die Spurposition zu bestimmen. Diese entspricht, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, dem Schwerpunkt der Ladungsverteilung. Bei den Pixeldetektoren ist die Vorgehensweise umgekehrt. Es werden die Ladungsverhältnisse zweier benachbarter Pixel gesucht, bei denen der Wert $\int_{\eta}^1 \frac{dN}{d\eta} d\eta$ zwischen 0.35 und 0.65 liegt. Bei einem solchen Wert ist die Ladung in die Mitte zwischen zwei Pixel gedriftet. Der Abstand Δy von der Teilchenspur bis zur Mitte ist bekannt, ebenso die Tiefe d , aus welcher das Signal gekommen ist, und mit Gleichung(3.2) lässt sich der Lorentzwinkel berechnen. Man erhält eine Winkelverteilung, in die ein Gauss gefittet wird. Abbildung 3.19 zeigt, die schmale Verteilung für den unbestrahlten Detektor und die breite für den bestrahlten.

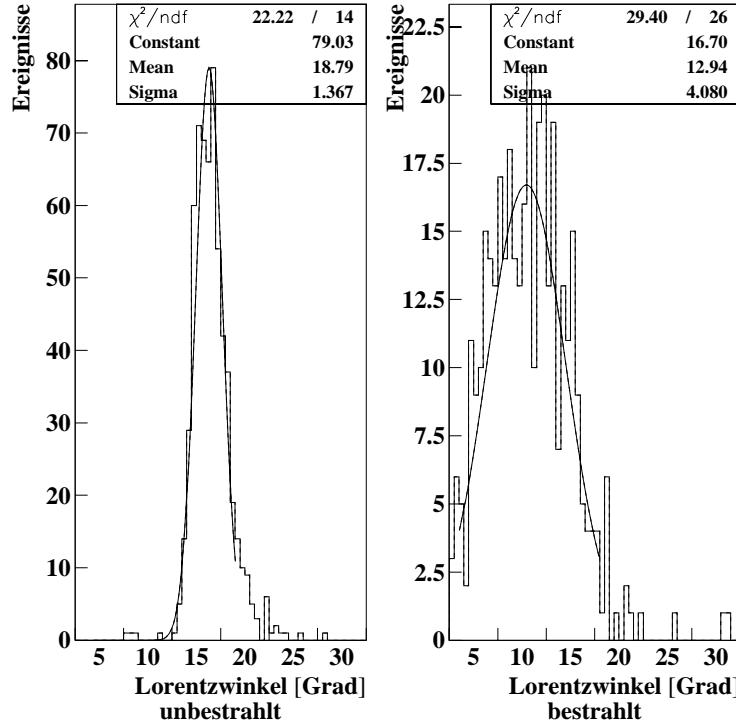


Abbildung 3.19: Lorentzwinkel im bestrahlten und im unbestrahlten Detektor bei 3 T.

3.4 Resultate

Frühere Messungen am bestrahlten Detektor zeigten ein stetiges Ansteigen der Depletionstiefe von $(148 \pm 9) \mu\text{m}$ kurz nach der Bestrahlung bis auf $(171 \pm 22) \mu\text{m}$ nach 360 Tagen⁸. Dieser Trend wurde nun umgekehrt. Das Resultat unserer Messung, die 550 Tage nach der Bestrahlung stattfand ergibt eine Depletionstiefe von $(151 \pm 16) \mu\text{m}$. Abbildung 3.20 zeigt die zeitliche Ent-

⁸Die Zunahme des Messfehlers kommt daher, dass der Neigungswinkel des Pixeldetektors bei der ersten Bestimmung der Depletionstiefe gemessen und dann bei den weiteren Messungen als konstant angenommen wurde (etwa 8°). Bei unserer neuen Bestimmung des Neigungswinkels zeigte sich jedoch, dass der Winkel kleiner geworden ist. Wann dies genau zwischen der ersten und der vierten Messung geschehen ist, lässt sich jetzt natürlich nicht mehr feststellen.

wicklung der Depletionstiefe. Da nicht alle Messungen mit der selben Vorspannung vorgenommen wurden, sind die Werte für eine einheitliche Spannung von -300 V angegeben.

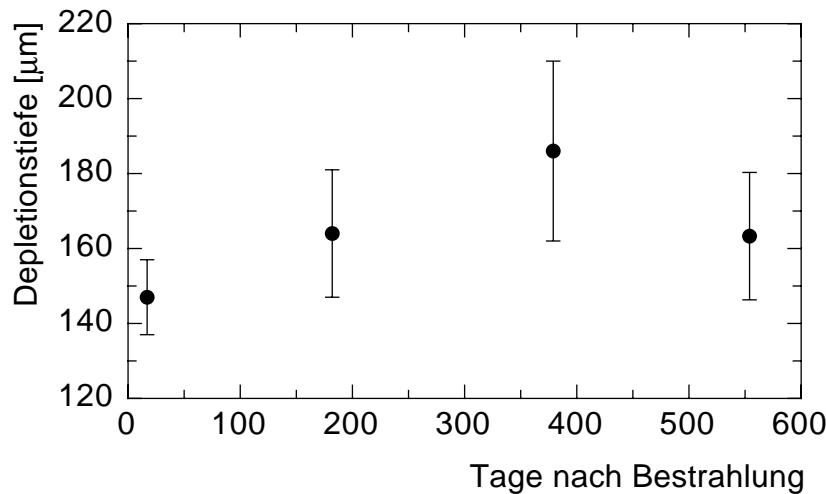


Abbildung 3.20: Die Depletionstiefe nach der Bestrahlung auf -300 V hochgerechnet

Für die Lorentzwinkel erhält man beim unbestrahlten Detektor für negative Magnetfelder leicht grössere Werte als bei positiven. Ich führe dies auf die leichte Schieflage des Detektors zum Teilchenstrahl zurück, die die Strassen etwas in Richtung des negativen Feldes weisen liess. Ich habe deshalb die Werte von positivem und negativem Feld gemittelt. Für das 3 T Feld ergibt sich ein Lorentzwinkel von $(18.79 \pm 1.06)^\circ$, für 2 T ein Winkel von $(13.08 \pm 1.05)^\circ$. Dies entspricht einer Hallmobilität von $(0.114 \pm 0.006)/\text{T}$ bei 3 T und $(0.116 \pm 0.009)/\text{T}$ bei 2 T . Frühere Zürcher Messungen — jedoch ohne Strahlteleskop-Tracking — kamen auf Werte von $\Theta_L = (23.6 \pm 2.4)^\circ$ bei 3 T und $\Theta_L = (15.5 \pm 2.1)^\circ$ bei 2 T [18].

Beim bestrahlten Detektor ist der direkte Vergleich zwischen Drift nach links und nach rechts nicht möglich, da zwischen der Messung mit positiven Feldern und negativen Feldern der Detektor aus seiner Halterung genommen wurde. Nach dem Wiedereinbau wurden nur noch Messungen vorgenommen, bei denen auf “and” getriggert wurde. Es hat sich gezeigt, dass sich die Dioden sich nur im oberen Bereich des Pixeldetektors überlappen. Das Teleskop liefert deshalb nur Information über Spuren, die mit hohen Reihennummern beginnen. Diese stammen aber zum grössten Teil von Pionen, die nicht den ganzen Detektor durchquert haben.

Ein weiteres Problem beim bestrahlten Detektor ist die Kalibrierung, da wir es mit wesentlich kürzeren Strassen zu tun haben. Ist die typische Strassenlänge beim unbestrahlten Detektor bei 18 Pixeln, so liegt sie beim bestrahlten bei 12 Pixeln. Wegen den kürzeren Strassen ist auch der Bereich aus denen Ladung in einen Nachbarpixel driften kann viel kleiner. Die Suche nach geeigneten Ereignissen zur Bestimmung des Lorentzwinkels muss sich demzufolge praktisch auf die Randzonen der Pixel konzentrieren. In diesen Gebieten spielt jedoch das Wissen um die genaue Position der Ladungsverteilung eine wichtige Rolle, da hier sehr schnell der Übergang von einem Pixel in den nächsten stattfinden kann. In den Randregionen sind oft die Strassen kürzer. Abbildung 3.11 zeigt die durchschnittliche Strassenlänge in Abhängigkeit von der y -Spurposition innerhalb der Pixel.

Während nun im unbestrahlten Detektor die Kandidaten für den Lorentzwinkel unabhängig von der vertikalen Position im Pixel und der Driftlänge sind, zeigt sich beim bestrahlten eine lineare Abhängigkeit. Der Fehler ist also für den unbestrahlten viel grösser. Im Gegensatz zum unbestrahlten Detektor ist es beim bestrahlten nicht gelungen, den Lorentzwinkel unabhängig von der seitlichen Position im Pixel oder der Tiefe zu bestimmen. Es wäre demzufolge möglich, dass die Driftgeschwindigkeit von der Tiefe abhängig ist.

3.4.1 Zusammenfassung und Ausblick

Die Erwartungen an das Strahlteleskop als hochpräzises, relativ einfach einsetzbares Tracking-Instrument wurden erfüllt. Eine Ortsauflösung von $1.9 \mu\text{m}$ pro Detektor konnte erreicht werden, was zu einer Genauigkeit in der Spurbestimmung von $1 \mu\text{m}$ führt.

Da dank dem guten Verhältnis von Signal zu Rauschen von 130:1 auch Cluster mit mehr als zwei Streifen gesehen werden, wären in Zukunft Überlegungen angebracht, dies für eine noch bessere Positionsbestimmung zu nutzen.

Zwei Prototypen von CMS-Pixeldetektoren wurden untersucht. Bei einem Magnetfeld von 3 T wurde im unbestrahlten ein Lorentzwinkel von $(18.79 \pm 1.06)^\circ$ gemessen. Im bestrahlten wurde ein Wert von $(12.81 \pm 4.02)^\circ$ gemessen. Die Resultate sind in den Tabellen 3.3 und 3.4 aufgeführt. Die Lorentzwinkel bei 2 T und 3 T sind lediglich zufällig wegen des grossen Fehlers gleich.

B	Θ_L	$\mu_H(e^-)$
-2 T	$13.23 \pm 1.37^\circ$	$(0.118 \pm 0.009)/\text{T}$
+2 T	$12.93 \pm 1.59^\circ$	$(0.115 \pm 0.014)/\text{T}$
-3 T	$18.79 \pm 1.37^\circ$	$(0.113 \pm 0.008)/\text{T}$
+3 T	$18.80 \pm 1.58^\circ$	$(0.113 \pm 0.010)/\text{T}$

Tabelle 3.3: Lorentzwinkel und Hallmobilität des unbestrahlten Detektors bei verschiedenen Feldern

B	Θ_L	$\mu_H(e^-)$
2 T	$(12.33 \pm 2.73)^\circ$	$(0.109 \pm 0.024)/\text{T}$
3 T	$(12.81 \pm 4.02)^\circ$	$(0.076 \pm 0.024)/\text{T}$

Tabelle 3.4: Lorentzwinkel und Hallmobilität des bestrahlten Detektors bei verschiedenen Feldern

Die Depletionstiefe des bestrahlten Detektors wurde bestimmt. Der Wert von $(151 \pm 16) > \mu\text{m}$ liegt unter dem der letzten Messung. Wegen der Messungenauigkeit kann jedoch noch nicht eindeutig gesagt werden, ob nun die ständige Vergrösserung der Depletionstiefe gestoppt wurde oder ob die Depletionstiefe gar wieder kleiner wird. Interessant wäre deshalb eine weitere Messung des bestrahlten Detektors, um festzustellen, wie sich zeitlich die Depletionstiefe weiterentwickelt.

Literaturverzeichnis

- [1] LHC Conceptual Design. CERN/AC/95-05(LHC), 20. October 1995
<http://wwwlhco1.cern.ch>
- [2] The Compact Muon Solenoid: Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38, 15. Dezember 1994
- [3] J. Kemmer: Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process, Nucl. Instr. and Meth. 169 (1980) 499–502
- [4] C. Caso et al.: Review of Particle Physics, Pys. Rev. D (1998) 76
- [5] Anna Peisert: Silicon microstrip detectors; Instituto Nazionale di Fisica Nucleare, Padova, Januar 1992
- [6] C. Regenfus: Beobachtung der Pontecorvo-Reaktionen $\bar{p}d \rightarrow \Lambda K^0$ und $\bar{p}d \rightarrow \Sigma^0 K^0$ mit einem Silizium-Streifen-Detektor als Sekundärvertex-Trigger, Dissertation an der Ludwig-Maximilian-Universität München, Genf, 28. November 1997
- [7] B. Henrich: The CMS Pixel Barrel Detector, PSI Villigen
- [8] R. Horisberger: Solid State Detectors, PSI Villigen
- [9] R. Klanner: Silicon Detectors, Nucl. Instr. and Meth. A235 (1985) 209–215
- [10] Victor A. J. van Lint: The physics of radiation damage in particle detectors, Nucl. Instr. and Meth. A253 (1987) 453–459
- [11] B. Henrich: Depth Profile of Signal Charge Collected in Heaviliy Irradiated Silicon Pixels, CMS Note 1997/021
- [12] G. Lutz: Effects of deep level defects in semicunderstor detectors, Nucl. Instr. and Meth. A377 (1996) 234–243
- [13] C. Caso et al.: Review of Particle Physics, Pys. Rev. D (1998) 146–147
- [14] W.R. Leo: Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer–Verlag (1981)
- [15] IDE AS Homepage: <http://www.ideas.no/>
- [16] C. Caso et al.: Review of Particle Physics, Pys. Rev. D (1998) 157–158
- [17] Private Kommunikation mit B. Henrich
- [18] R. Kaufmann: Performance of a Silicon Pixel Detector in a Magnetic Field, Diplomarbeit an der Universtät Zürich, März 1997