FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Jürgen Simon
aus Paderborn
Oktober 1996

Doppelseitige Silizium-Mikrostreifendetektoren mit nullunterdrückter Auslese für das SELEX-Experiment

Die Diplomarbeit wurde von
Jürgen Simon
ausgeführt am
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Bogdan Povh.

[You're selling] scientific names ?

Sure. Scientists come up with great, wild theories, but then they give them dull, unimaginative names. For example scientists think space is full of mysterious, invisible mass, so what do they call it? 'Dark Matter'! Duuh! I tell you, there is a fortune to be made here!

I like to say 'Quark' ! Quark, Quark, Quark, Quark !

Instead of making an idiot of yourself, why don't you go find me some scientist ?

Bill Waterson, Homicidal Psycho Jungle Cat

Inhalt

1 Einleitung **1**

2 Das SELEX-Experiment (E781) **3**
2.1 Physikalische Ziele des SELEX-Experiments 3
2.1.1 Baryonen im Quarkmodell 3
2.1.2 Aufbau des SELEX Spektrometers 7

3 Silizium-Halbleiterdetektoren **13**
3.1 Physikalische Grundlagen der Halbleiterdetektoren 14
3.1.1 Halbleitergrundlagen 14
3.1.2 Signalentstehung 14
3.1.3 Der pn-Übergang 15
3.1.4 Der Leckstrom 17
3.1.5 Weitere Eigenschaften von Halbleiterstrukturen 18
3.2 Mikrostreifendetektoren auf Siliziumbasis 19
3.2.1 Layout der einseitigen Mikrostreifendetektoren 19
3.2.2 Layout der doppelseitigen Mikrostreifendetektoren 20
3.2.3 Kopplung der Mikrostreifen an die Ausleseelektronik 22
3.2.4 Verarmung der ein- und doppelseitigen Detektoren 24

4 Die MPI-Silizium-Mikrostreifendetektoren **27**
4.1 Mechanischer Aufbau 27
4.1.1 Die einseitigen Detektoren 27
4.1.2 Die doppelseitigen Detektoren 27
4.1.3 Die LASD-Stationen 28
4.1.4 Positionierung der LASD-Stationen im SELEX-Spektrometer . . 29
4.2 Spannungsversorgung 30
4.3 Das Auslesesystem der Mikrostreifendetektoren im SELEX-Experiment . 31
4.3.1 Der SVX-Chip 31
4.3.2 Der SRS 33
4.3.3 Die Treiberkarte 34
4.3.4 Der FSDA 34
4.3.5 Der FSCC 35
4.4 Kühlung und Temperaturüberwachung 36

5 Teststrahl am CERN **37**
5.1 Ziele der Teststrahlzeit . . . 37
5.2 Aufbau und Auslese des Testsystems . . . 38
5.3 Kontrolle und Kalibration der Detektoren . . . 40
5.3.1 Pedestal . . . 41
5.3.2 Reaktion auf Schwellen . . . 41
5.3.3 Rauschdiagramme - Kalibration der Detektoren . . . 43
5.3.4 Strahlprofile . . . 43
5.4 Aufbereitung der Testdaten . . . 43
5.4.1 Rauschanalyse . . . 44
5.4.2 Positionsbestimmung der Detektoren . . . 45
5.4.3 Spurrekonstruktion . . . 46
5.5 Effizienzbestimmung . . . 46
5.5.1 Statistischer Fehler . . . 47
5.5.2 Systematischer Fehler . . . 47
5.5.3 Effizienz des doppelseitigen Detektors . . . 48
5.5.4 Effizienz der einseitigen Detektoren des Strahlteleskops . . . 48
5.6 Clusterverteilung . . . 50
5.6.1 Clusterbildung . . . 50
5.6.2 Cluster auf dem doppelseitigen Detektor . . . 52
5.7 Auflösung . . . 53
5.7.1 Auflösung eines Mikrostreifendetektors . . . 53
5.7.2 Messung der Auflösung . . . 54
5.7.3 Abschätzung des Einflusses der Spurvorhersage . . . 54
5.7.4 Auflösung des doppelseitigen Detektors . . . 55
5.8 Tests mit einem Integrationsfenster . . . 56
5.8.1 Effizienz . . . 56
5.8.2 Clusterverteilung . . . 57
5.8.3 Auflösung . . . 58

6 Zusammenfassung **61**

Eigene Beiträge **62**

Abbildungsverzeichnis **63**

Tabellenverzeichnis **63**

Literaturverzeichnis **64**

Danksagung **69**

1

Einleitung

Die experimentelle Untersuchung kurzlebiger Teilchen in Strahlexperimenten erfordert eine äußerst genaue Spuranalyse. Nur so kann man die Zerfallsvertices, die oft nahe an den primären Wechselwirkungspunkten liegen, bestimmen. Daher geht die Untersuchung dieser Teilchen einher mit der Entwicklung immer höher auflösender Spurdetektoren. Silizium-Mikrostreifendetektoren haben sich dabei durchgesetzt, vor allem aufgrund ihrer weitgehenden Strahlungshärte und der Möglichkeit, sie in einem industriellen Prozeß, der weitgehend der Herstellung elektronischer Chips entspricht, zu fertigen. Ursprünglich konnte ein Mikrostreifendetektor eine Koordinate einer durchgehenden Spur vermessen. Um das Streumaterial im Strahl zu verringern, entwickelte man doppelseitige Detektoren, die es erlauben, zwei Koordinaten zu bestimmen.
Am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg wurde für das SELEX[1]-Experiment am Fermilab[2] (Chicago) ein System von Silizium-Mikrostreifendetektoren entwickelt, gebaut und getestet. Das herausragende Merkmal dieses Systems sind die verwendeten **doppelseitigen** Silizium-Mikrostreifendetektoren , die erstmalig **nullunterdrückt** ausgelesen werden. Die Nullunterdrückung findet in der ersten Stufe der Auslese auf einem VLSI[3]-Chip statt, der sich unmittelbar neben dem Mikrostreifendetektor befindet.
Nur mit der Datenreduktion in einer so frühen Stufe ist ein Mikrostreifendetektor in einem *fixed target*-Experiment wie SELEX verwendbar. Da hier ein Teilchenstrahl auf ein im Laborsystem ruhendes *target* trifft, sind Teilchendurchgänge mehr oder weniger zufällig über den Zeitraum verteilt, in dem der Strahl zur Verfügung steht (*spill*). Jeder Detektorkanal, der ausgelesen werden muß, sorgt also dafür, daß das Gesamtsystem für einen gewissen Zeitraum keine weiteren Teilchendurchgänge registrieren kann (Totzeit). Gerade für einen Mikrostreifendetektor, der typischerweise 1000-3000 Kanäle aufweist, die jeweils etwa 0.5-1 µs zur Auslese benötigen, muß die Zahl der auszulesenden Kanäle also gering gehalten werden.
Vor Inbetriebnahme des MPI-Detektorsystems am Fermilab wurde im November und Dezember 1995 ein doppelseitiger Silizium-Mikrostreifendetektor mit der Ausleseelektronik des SELEX-Experimentes am europäischen Kernforschungszentrum CERN[4] getestet.

[1] SEgmented LargE X_F spectrometer
[2] eigentl. FNAL - Fermi National Accelerator Laboratory
[3] Very Large Scale Integration
[4] Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

Dieser Test und seine Ergebnisse, insbesondere die bei der Lokalisierung von Teilchen erreichte Effizienz und Auflösung, sind die Hauptthemen dieser Arbeit (siehe Kap. 5). Nach einer Übersicht über das SELEX-Experiment (Kap. 2) und die physikalischen Grundlagen von Halbleiterdetektoren (Kap. 3) wird außerdem das MPI-K-Detektorsystem beschrieben (Kap. 4).

2

Das SELEX-Experiment (E781)

2.1 Physikalische Ziele des SELEX-Experiments

2.1.1 Baryonen im Quarkmodell

Anfang der sechziger Jahre entwickelten M. Gell-Mann [1] und G. Zweig [2] unabhängig voneinander ein Modell zur gruppentheoretischen Systematisierung der großen Zahl bekannter Hadronen. Die Quarks waren dabei zunächst nicht mehr als ein gedankliches Hilfsmittel. Durch tiefinelastische Streuexperimente (siehe z.B. [3]) konnte man später zeigen, daß die Hadronen tatsächlich eine Substruktur aus punktförmigen Teilchen aufweisen. Lange Zeit waren lediglich drei Quarks bekannt, sie wurden mit den Namen *up*, *down* und *strange* bezeichnet. 1974 kam das *charm*-Quark hinzu [4, 5], drei Jahre später wurde das *bottom*-Quark am Fermilab entdeckt [6, 7]. Es war ein großer Erfolg als im März 1995 ebenfalls am Fermilab der Nachweis für das *top*-Quark erbracht wurde [8, 9], dessen Existenz vom sogenannten Standardmodell vorhergesagt wurde. Somit kennen wir heute 6 Quarks, aus denen sich die hadronische Materie zusammensetzt (Tab. 2.1).

		Q	$I(J^P)$	I_3	m (Current Quark)	Quantenzahl
d	(down)	–1 / 3	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	$+\frac{1}{2}$	2 - 8 MeV/c^2	
u	(up)	+2 / 3	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	$-\frac{1}{2}$	5 - 15 MeV/c^2	
s	(strange)	–1 / 3	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	100 - 300 MeV/c^2	Strangeness = –1
c	(charm)	+2 / 3	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	1.0 - 1.6 GeV/c^2	Charm = +1
b	(bottom)	–1 / 3	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	4.1 - 4.5 GeV/c^2	Bottom = –1
t	(top)	+2 / 3	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	180 ± 12 GeV/c^2	Top = +1

Tabelle 2.1: Eigenschaften der bekannten Quarks [10]. *I ist der starke Isospin, I_3 dessen dritte Komponente, J der Drehimpuls. Die Current-Quark-Masse ist die Ruhemasse eines einzelnen Quarks.*

Hadronen, die 2 Quarks enthalten, heißen Mesonen, Hadronen mit 3 Quarks bezeichnet

man als Baryonen. Mit dem Begriff Hyperonen bezeichnet man Baryonen, die mindestens ein *strange*-Quark enthalten. Hadronen der anderen schweren Quarks bezeichnet man mit dem vorangestellten Quark-Namen (z.B. Charm-Hadron oder mit dem englischen Begriff *charmed hadron*). Abb. 2.1 gibt einen Überblick über die Baryonen aus drei der vier leichtesten Quarks.

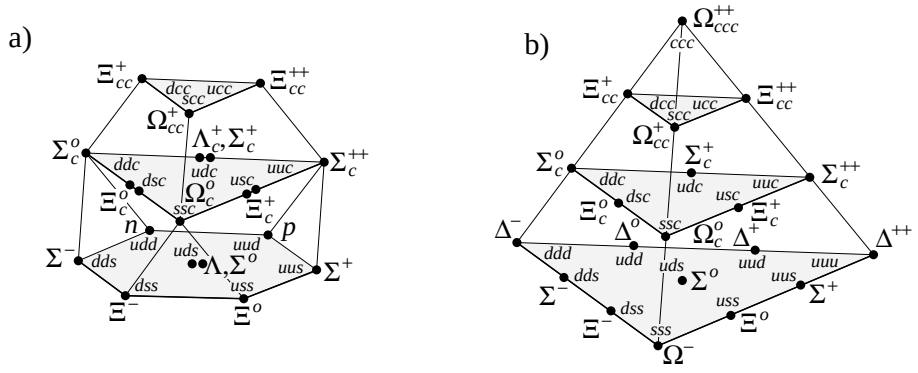

Abbildung 2.1: Baryonen SU(4)-Multipletts a) Spin 1/2 b) Spin 3/2 (nach [10])

Selbst für Hyperonen mit einfachem Charm können bisher nicht in jedem Fall gesicherte Daten für die grundlegenden Eigenschaften (Masse, Lebensdauer, Verzweigungsverhältnisse) angegeben werden. Einige Baryonen mit zwei *charm*-Quarks sind bisher noch nicht nachgewiesen, das gleiche gilt für das Ω_{ccc}^{++}. Ende der 80er Jahre zeichnete sich ab, daß die laufenden und geplanten *collider*-Experimente einen beachtlichen Datensatz an Charm-Mesonen sammeln werden, daß der Datensatz für Charm-Baryonen aber um einen Faktor 10 geringer ausfallen würde [11]. Gleichzeitig stellte sich heraus, daß das *fixed-target*-Experiment WA62 am CERN mit einem Hyperonenstrahl einen größeren Datensatz an Charm-Baryonen produziert hatte als irgendein *collider*-Experiment zuvor. Dies war die Motivation mit SELEX am Fermilab ein weiteres *fixed-target*-Experiment mit einem Hyperonenstrahl zu planen, um die Eigenschaften der Charm-Baryonen weiter zu untersuchen [11]. Tabelle 2.2 zeigt den Kenntnisstand über Charm-Baryonen 1996 nach [10].
1994 wurde am CERN mit WA89 ein Experiment mit ähnlichen Grundvoraussetzungen (Hyperonenstrahl, *fixed target*) abgeschlossen. Da SELEX mit einer höheren Strahlintensität, einem längeren *duty cycle*[1] und einem Spektrometer mit höherer Akzeptanz arbeiten wird, kann es als Nachfolgeexperiment zu WA89 betrachtet werden. Die folgende Übersicht soll die Ziele des SELEX-Experiments im einzelnen erläutern.

Nachweis von Charm-Baryonen und Messung ihrer Eigenschaften Eine Reihe von Charm-Baryonen konnte zum Zeitpunkt des SELEX-Proposals nicht wirklich als entdeckt bezeichnet werden. So waren Σ_c^0, Σ_c^+, Σ_c^{++}, Ξ_c^0, Ξ_c^+ im wesentlichen noch nicht oder nur in geringer Zahl beobachtet, Ω_c^0 konnte in den WA62 Daten lediglich vermutet werden. Die Experimente WA89, CLEO, E687 und ARGUS haben in der Zwischenzeit die Kenntnisse erweitern können. Wie Tab. 2.2 zeigt, fehlen aber immer noch Kenntnisse über einige

[1] Mit *duty cycle* bezeichnet man das Produkt aus der Länge des Zeitintervalls, in dem der Teilchenstrahl zur Verfügung steht (dem *spill*) und der Wiederholungsfrequenz des Intervalls.

Baryon	m [MeV/c^2]	$\tau[10^{-12}s]$	$c\tau$ [μm]	Zerfallskanäle
Λ_c^+ (udc)	2284.9 ± 0.6	0.206 ± 0.012	61.8	$\Lambda^0 + X$ $(35 \pm 11)\%$ $\Sigma^{\pm}$+X $(10 \pm 5)\%$ p+X(kein Λ^0) $(12 \pm 19)\%$ n+X(kein Λ^0) $(29 \pm 17)\%$
Σ_c^{++} (uuc)	2452.9 ± 0.6	–	–	$\Lambda_c^+\pi^+$ 100%
Σ_c^+ (udc)	2453.5 ± 0.9	–	–	$\Lambda_c^+\pi^0$ 100%
Σ_c^0 (ddc)	2452.1 ± 0.7	–	–	$\Lambda_c^+\pi^-$ 100%
Ξ_c^+ (usc)	2465.6 ± 1.4	$0.35^{+0.07}_{-0.04}$	106	$\Lambda^0 K^-\pi^+\pi^+$ $\Sigma^+ K^-\pi^+$ $\Xi^0\pi^+$ $\Xi^0\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-$ $\Xi^0 e^+\nu_e$
Ξ_c^0 (dsc)	2470.3 ± 1.8	$0.098^{+0.023}_{-0.015}$	29	$\Xi^-\pi^+$ $\Xi^-\pi^+\pi^+\pi^-$ $pK^-\overline{K}^*(892)^0$ $\Lambda^0\overline{K^0}$ $\Omega^- K^+$
Ω_c^0 (ssc)	2704 ± 4	0.064 ± 0.020	19	$\Xi^- K^-\pi^+\pi^+$ $\Omega^-\pi^+\pi^+\pi^-$

Tabelle 2.2: Eigenschaften von Charm-Baryonen [10]. *Die Auswahl der Zerfallskanäle für Ξ_c^+, Ξ_c^0 und Ω_c^0 ist willkürlich. Alle dargestellten Zerfallskanäle sind aber nachgewiesen.*

Teilcheneigenschaften der Baryonen mit einfachem Charm, insbesondere was die Zerfallskanäle und partiellen Zerfallsbreiten (respektive Verzweigungsverhältnisse) betrifft. Außerdem muß in vielen Fällen die Statistik noch erhöht werden um wirklich verläßliche Werte zu erhalten. So basiert z.B. die Angabe zur Ω_c^0-Masse auf insgesamt nur 66 Ereignissen.

Produktionsmechanismen Die Frage, welche Parameter die Produktion von Charm-Baryonen beeinflussen, ist ein weiterer Punkt der von SELEX untersucht werden wird. Vor allem Korrelationseffekte in der Charm-Baryon-Produktion sind dabei von Interesse. Andere Experimente haben Hinweise gefunden, daß die Zahlenverhältnisse in denen verschiedene Baryonen produziert werden von x_F abhängen[2]. Allerdings wurde bis jetzt nicht eindeutig geklärt, ob diese Abhängigkeit ein physikalischer Effekt oder lediglich ein Produkt der Detektorakzeptanz ist. Da die Akzeptanz des SELEX-Spektrometers von x_F = 0.1 bis 1 reicht, sollte SELEX diese Frage beantworten. Auch die Wahl des Targetmaterials und die Art des Strahles hat einen Einfluß auf die Baryonen-Produktion. So ist z.B. bekannt, daß bevorzugt solche Baryonen produziert werden, die mit den Strahlteilchen möglichst viele Konstituentenquarks gemeinsam haben (*leading particle effect*). Man nimmt an, daß

[2] x_F ist die Feynman-Variable, zu ihrer Bedeutung siehe z.B. [12].

auch eine bevorzugte Produktion von Baryonen mit schweren Quarks erfolgt, wenn bereits andere schwere Quarks in den Strahlteilchen enthalten sind[3]. Da SELEX mit verschiedenen Targets und verschiedenen Teilchenstrahlen arbeiten wird (siehe 2.1.2), können auch diese Abhängigkeiten studiert werden.

Exotika Obwohl man mit dem Begriff Hadronen oftmals nur von Mesonen und Baryonen, also von Zwei- oder Drei-Quark-Zuständen spricht, sind Mehr-Quark-Zustände nicht prinzipiell verboten. So gibt es Hinweise auf die Existenz sogenannter Dimesonen ($qq\overline{q}\overline{q}$)[13], Pentaquarks (z.B. P ($s\overline{c}qqq$), [14] [15]) und Dibaryonen (z.B. das H-Dibaryon (*udsuds*) [16]). Mit dem SELEX-Spektrometer kann z.B. der Zerfall des Dimesons $U^+ \rightarrow \Lambda^0 \overline{p} \pi^+ \pi^+$ mit einem speziellen Trigger untersucht werden, der mit Hilfe des RICH (siehe 2.1.2) ungewöhnliche Flavor-Kombinationen für Zustände mit großem x_F (für die alle Spuren in den Detektoren zur Teilchenidentifikation liegen) auswählt.

Baryonen mit Bottom Das SELEX-Experiment ist nicht speziell für den Nachweis von Bottom-Baryonen ausgelegt. Dennoch sollten Bottom Baryonen in geringer Zahl und in einigen Zerfallskanälen beobachtbar sein. Allerdings sind zur Zeit Experimente in Vorbereitung bzw. in der Durchführung, deren Möglichkeiten zur Identifizierung von Bottom-Baryonen deutlich besser sind (z.B. E771 [17]).

Primakoffproduktion Die Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Coulombfeld der Kerne führt über einen Ein-Photonen-Austausch zur Produktion neutraler Mesonen (Primakoff-Effekt [18]). Im SELEX-Experiment ist ein spezieller Trigger vorgesehen, der auf diese Ereignisse, die sich unter anderem durch geringe Multiplizität auszeichnen, anspricht. Insbesondere will man auch die Primakoff-Produktion von Hybrid-Mesonen ($q\overline{q}g$) nachweisen.

Ladungsradien von Baryonen Über die elastische Streuung von Hyperonen an den Elektronen eines Targets kann man die Ladungsradien von Hyperonen bestimmen [12]. Aufgrund der hohen Intensität des Hyperonenstrahls, der guten Auflösung der Spurrekonstruktion (speziell in Vertexbereich s.u.) und der Teilchenidentifikation[4] ist das SELEX-Spektrometer sehr gut dazu geeignet. Der Zusammenhang zwischen Ladungsradien und Konstituentenquarks ist wichtig, um zu verstehen, wie Quarks Hadronen bilden. Die elektromagnetischen Radien von Σ^-, Σ^+, Ξ^- und eventuell Ω^- können in SELEX bestimmt werden. Für den Σ^--Radius wird eine Genauigkeit von 1% angestrebt [19].

Totale Wirkungsquerschnitte Auch die totalen Wirkungsquerschnitte von Σ^--Proton und eventuell Ξ^--Proton-Streuung werden in speziellen Durchgängen der Datennahme

[3] Für SELEX rechnet man also mit einer bevorzugten Produktion von Baryonen mit *charm*-Quarks, da *strange*-Quarks im Strahl enthalten sind.

[4] Da die elastisch gestreuten Hyperonen zerfallen, muß man ihre Zerfallsprodukte (n, Λ, π) nachweisen. Außerdem ist zur vollständigen Rekonstruktion des Ereignisses eine Identifikation des Elektrons notwendig.

M2

π^- mit gleichem Impuls wie die Σ^-. Auf dem Charm-Produktionstarget erwartet man bei 650 GeV/c etwa $3{\cdot}10^6$ Teilchen, davon etwa 70% Σ^- [20].
Der magnetische Filter kann außerdem so eingerichtet werden, daß man mit einem Protonen-, Σ^+- oder auch Neutronenstrahl die Abhängigkeiten der Charmproduktion von der Art des Strahles studieren kann. Pionen sind als Verunreinigung im Strahl ohnehin immer vorhanden, daher kann man sie auch für diese Studien nutzen.

Die Strahldefinition Um Ereignisse registrieren und selektieren zu können, benötigt man zunächst Informationen über die Strahlteilchen, die mit dem Target wechselwirken: den Zeitpunkt des Durchgangs eines Strahlteilchens, seine Identität und seine Position. Der Zeitpunkt wird durch vier Plastikszintillatoren festgestellt, die in die nullte Stufe des Triggers eingehen. Im Hyperonenstrahl-Modus verwendet man einen Übergangsstrahlungszähler (BTRD - Beam Transition Radiation Detector) um Strahlteilchen frühzeitig als π^- zu identifizieren. Ereignisse die durch π^- ausgelöst wurden, werden so von der ersten Triggerstufe verworfen. Dazu wird das Phänomen der Übergangsstrahlung ausgenutzt. Der Detektor besteht aus 10 Modulen, mit jeweils 200 Propylenfolien, jede 17 µm dick. Den Propylenfolien folgen jeweils 3 Proportionalkammern, die mit Xenon-Gas arbeiten. Bei jedem Übergang von einem Medium in das andere emittieren geladene Teilchen Photonen. Die Energie der Photonen ist proportional zum γ-Faktor der Teilchen. Die Übergangsstrahlung ionisiert das Xenon und diese Ionisation wird von den Zähldrähten der Proportionalkammern detektiert. Für verschiedene Teilchen ergeben sich verschiedene γ-Faktoren, also verschiedene Photonenenergien. Diese resultieren einerseits in einer unterschiedlichen Anzahl an Ladungsträgern bei der Gasionisation als auch in Unterschieden im Energiespektrum. Mit einem Diskriminator kann man so zwischen den erwünschten Strahlhyperonen und den auftretenden Verunreinigungen des Strahls mit anderen Teilchen unterscheiden.
Vor dem segmentierten Target erfolgt eine Positionsbestimmung der Strahlteilchen mit 8 einseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren (BSSD - Beam Silicon Strip Detector). Auf jedem Detektor befinden sich 1024 Streifen mit 20 µm Abstand. Neben der exakten Lokalisation des Teilchens kann man so aufgrund des Impulsprofils des Strahl auch den wahrscheinlichsten Impuls des Teilchens abschätzen. Die Funktionsweise der Silizium-Mikrostreifendetektoren wird in Kapitel 3 beschrieben.

Das Target Für die Produktion der Charm-Baryonen kommt ein segmentiertes Target mit insgesamt 5% Wechselwirkungslänge zum Einsatz. Es besteht aus 5 jeweils 1 mm starken Plättchen aus Wolfram, Silber, Kupfer, Silizium und Kohlenstoff die im Abstand von 10 mm angebracht sind.
Zur Bestimmung der Ladungsradien und der totalen Wirkungsquerschnitte werden ein Polyethylen und ein Kohlenstofftarget verwendet. Als Referenz werden auch Daten ohne Target genommen.

Der Vertexdetektor Die Spurrekonstruktion der im Target produzierten Teilchen erfolgt durch Silizium-Mikrostreifendetektoren, den VSSDs (Vertex Silicon Strip Detectors). Die

Rekonstruktion wird teilweise schon während der Laufzeit des Experimentes durchgeführt und geht in den Trigger ein (siehe unten). Der Vertexdetektor besteht aus 8 einseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren mit jeweils 2048 Streifen mit 20 µm Abstand und 5×5 cm^2 Fläche. Außerdem gehören ihm noch 12 Ebenen sogenannter Mosaikdetektoren[5] an, mit 2560 Kanälen (25 µm Abstand) auf 9.6×8.3 cm^2 Fläche [21]. Insgesamt läßt sich so eine Winkelauflösung von etwa 30 µrad (für 100 GeV/c-Spuren) erreichen. Der Vertexdetektor ist entscheidend für die Charm-Physik, da man mit seiner Hilfe potentielle Charm-Ereignisse anhand eines sekundären Vertex auswählt.

Die Proportionaldrahtkammern Die DWPCs (Downstream Propotional Wire Chambers) dienen zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen. Insgesamt stehen zur Ortsbestimmung 2364 Kanäle in 14 Ebenen in 4 verschiedenen Richtungen zur Verfügung. Zusammen mit dem Vertexdetektor werden mit den Treffern in den DWPCs Spuren rekonstruiert, die in die dritte Triggerstufe eingehen.

Die LASDs Um auch in Strahlnähe eine hohe Orts- bzw. Winkelauflösung zu gewährleisten, werden die DWPCs hier durch weitere Silizium-Mikrostreifendetektoren ergänzt (LASDs - Large Angle Silicon Detectors). Diese sind der Detektorbeitrag des Max-Planck-Instituts für Kernphysik zum Experiment. Die Proportionalkammern können wegen der hohen Raten, die hier zu erwarten sind, keine sinnvollen Informationen liefern. Die zusätzlichen Mikrostreifendetektoren stellen sicher, daß auch die Spuren von Teilchen mit kleinem Transversalimpuls verfolgt werden können. Durch die verbesserte Spurauflösung wird eine Impulsauflösung von $\sigma_p \,/\, p^2 \approx 1.7 \cdot 10^{-5}\mathrm{GeV}^{-1}c$ erwartet. Die LASDs und speziell die doppelseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren die hier verwendet wurden sind Thema dieser Arbeit. Sie werden genauer in Kapitel 4.1 beschrieben.

Der ETRD Zur Identifizierung von Elektronen aus semileptonischen Zerfällen und elastischer Hyperonstreuung befindet sich in der zweiten Stufe des Spektrometers ein zweiter Übergangsstrahlungszähler (ETRD - Elektron Transition Radiation Detector). Er ist grundsätzlich aufgebaut wie der BTRD.

Der RICH Im SELEX-Spektrometer folgt nach dem ETRD ein sogenannter RICH (Ring Imaging CHerenkov Counter). Er besteht im wesentlichen aus einem mit Neon gefüllten Stahlzylinder mit 2.6 m Durchmesser und 10.8 m Länge. Geladene Teilchen treten in der unteren Hälfte einer Stirnseite des Zylinders ein, und strahlen, falls ihre Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in Neon ist, Photonen auf einem Kegel mit einem Öffnungswinkel α in Impulsrichtung ab. Der Cosinus dieses Winkels α ist invers proportional zur Geschwindigkeit der Teilchen. Dieses sog. Cherenkov-Licht trifft auf einen gekrümmten Spiegel am anderen Ende des Zylinders, wo es zur oberen Hälfte der Eintrittsseite reflektiert wird. Hier befinden sich eine Matrix aus 2848 Photomultiplier, die die Photonen nachweisen. Die Photonen, die von einem Teilchen emittiert wurden liegen auf einem Ring, dessen Radius vom Öffnungswinkel der Cherenkov-Strahlung abhängt.

[5] Die Mosaikdetektoren sind aus 3 einzelnen Silizium-Ebenen zusammengesetzt.

Mittels Spurvorhersage und Teilchenhypothesen berechnet man mögliche Ringe. Die Hypothese für die der Ring die höchste Übereinstimmung aufweist wird als wahrscheinlichste Identität des Teilchens angesehen. Auf diese Weise kann man z.B. Kaonen und Protonen im Impulsbereich von 40 GeV/c bis 480 GeV/c unterscheiden. Außerdem kann man auch hier die Elektronen aus der elastischen Hyperonenstreuung nachweisen.

Die VEE-Driftkammern Die Driftkammern der zweiten Spektrometerstufe dienen dem Nachweis von Zerfallsprodukten des Λ^0. Aufgrund der V-förmigen (engl. *vee*) Spursignatur tragen sie daher den Namen VEE-Driftkammern (*vee driftchambers*). Der Nachweis des Λ^0ist wichtig, da viele *charm*-Baryonen (teilweise über Λ_c^+ oder Ξ^0) in ein Λ^0 + weitere Teilchen zerfallen (siehe dazu auch Tabelle 2.2). Das System der Vee-Kammern gliedert sich in 3 Stationen in je 5 m Abstand. Jede Station besteht aus drei Kammern, die jeweils eine Koordinate messen. Eine Kammer setzt sich aus 40 Zellen mit 6-8 Kanälen zusammen.

Die Bleiglaskalorimeter Vor Magnet 2, sowie vor und hinter Magnet 3 befinden sich segmentierte Kalorimeter mit Bleiglas als aktivem Material. Sie bestehen aus 630, 726 bzw. 328 Bleiglaszellen [22], jeweils mit einem Photomultiplier versehen. Mit den Bleiglaskalorimetern soll die Energie von γ-Quanten aus radiativen Zerfällen angeregter Zustände oder Zerstrahlung neutraler Mesonen (z.B. $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) gemessen werden.

Das Neutronenkalorimeter Das Neutronenkalorimeter besteht aus abwechselnden Schichten aus Eisen und Szintillator. Die Neutronen übertragen einen Teil ihres Impulses auf die Protonen des Eisens, die dann ihrerseits Schauer von geladenen Teilchen produzieren. Die Schauerteilchen werden in den Szintillatorebenen nachgewiesen. Falls die Energie des Neutrons vollständig im Kalorimeter deponiert wird, läßt sie sich so bestimmen. Ein Veto-Szintillator vor dem Kalorimeter stellt sicher, daß das primäre Teilchen nicht geladen war. Das Neutronenkalorimeter ist wichtig, um Neutronen aus Strange-Baryon-Zerfällen nachweisen zu können. Einerseits ist dieser Nachweis entscheidend für die Charm-Physik, da nämlich viele Charm-Baryonen in Strange-Baryonen zerfallen (Tab. 2.2), andererseits unterdrückt man den Untergrund für die Radien- und Wirkungsquerschnittmessungen indem man ein Neutron aus einem Σ^--Zerfall fordert.

Der Trigger Die Möglichkeiten zur Ereignisselektion gehört zu den herausragenden Punkten in SELEX. Diese Auswahl wird in mehreren Stufen realisiert. Zunächst soll hier der Charm-Trigger beschrieben werden. Zur Aufzeichnung von Primakoff-Ereignissen oder elastischer Hyperonenstreuung werden abweichende Triggerschemata verwendet. Die Unterschiede werden am Schluß dieses Absatzes aufgezeigt.
In der Stufe 0 des Triggers wird vor dem Charm-Produktionstarget mit Plastikszintillatoren, deren Signal mit dem Spillsignal des Tevatrons verknüpft ist, der Durchgang eines Strahlteilchens detektiert. Außerdem wird ein Pulsersignal beigemischt, das keine Korrelation zu den Strahlteilchen hat und somit zur Kalibration benutzt werden kann. In der ersten Stufe wird zunächst mit dem BTRD entschieden, ob es sich bei dem Strahlteilchen

tatsächlich um ein Hyperon handelt. Ein Wechselwirkungszähler [23, 24] nach dem Target zeigt über die Signalhöhe in zwei Szintillatoren an, wie viele geladene Teilchen ihn passiert haben. Zusammen mit den Hodoskopen hinter Magnet 2 können so Ereignisse mit mindestens drei geladenen Spuren als potentielle Charm-Ereignisse ausgewählt werden. Ein Fünftel der Ereignisse aus der nullten Stufe passiert auch die erste. Aufgrund der Kabellaufzeiten der Signale können Detektoren hinter dem zweiten Hodoskop nur in die zweite Triggerstufe aufgenommen werden. Zum Beispiel können mit dem ETRD Elektronen nachgewiesen werden, die auf den semileptonischen Zerfall eines Charm-Baryon hinweisen. In der zweiten Triggerstufe wird die Anzahl der Ereignisse halbiert. Die dritte Triggerstufe ist ein reiner Software-Trigger. Mit den Vertexdetektoren und den DPWCs führt man *online* eine 3D-Spurrekonstruktion durch. Für Charm-Ereignisse erwartet man einen sekundären Vertex in der Nähe des Strahls. Es werden nur solche Ereignisse an die Datennahme weitergegeben, bei denen mindestens eine Spur einen Stoßparameter aufweist, der signifikant von 0 abweicht. So wird die Zahl der Ereignisse nochmals um einen Faktor 40 reduziert. Die verbleibenden Ereignisse werden als mögliche Charm-Ereignisse auf Band aufgezeichnet.
Für Primakoff-Ereignisse triggert man auf ein negatives Teilchen, das im Target schwach abgelenkt wird. Es werden also keine Anforderungen an hohe Multiplizität (Stufe 1) gestellt. Die Stufe drei entfällt hier völlig. Ähnliches gilt für die Hyperon-Streuung: Hier wird auf zwei negative Teilchen im Wechselwirkungszähler und in den Hodoskopen getriggert.

3

Silizium-Halbleiterdetektoren

Die Idee, Halbleiter als Detektoren für Teilchenstrahlen zu benutzen, geht wahrscheinlich auf E.S. Rittner zurück [25]. Moore und Herman wiesen bereits 1951 eine meßbare Wechselwirkung von Elektronenstrahlen mit Germanium nach [26]. Im gleichen Jahr führte K.G. McKay Messungen zur Energiedeposition von Alpha-Strahlen in einer Germaniumdiode durch [27]. Halbleiterdetektoren, speziell als Oberflächengrenzschicht-Dioden[1], fanden zunächst vor allem in der Kernphysik zur Energiemessung Verwendung, aber auch erste positionsempfindliche Detektoren wurden entwickelt. Durch eine Unterteilung der Elektroden, über die die im Halbleiter freigesetzten Ladungen detektiert wurden, konnte man eine Ortsinformation erhalten [28, 29]. In den 70er Jahren hielten die Halbleiterdetektoren Einzug in die Hochenergiephysik. In mehreren Schichten angeordnet, dienten sie dazu, die Ebene einer Wechselwirkung zu bestimmen [30]. 1980 führte J. Kemmer die Planartechnologie zur Herstellung von Siliziumdetektoren ein [31, 32]. Mit ihr ist es möglich, eine große Zahl von Diodenstrukturen mit geringer Fehlerrate auf einen Halbleiter aufzubringen. Gleichzeitig erlaubt sie die Fertigung hoher Stückzahlen. Insbesondere konnten so auch Diodenstreifen mit Breiten von zunächst einigen 10 µm und Streifenabständen von wenigen 100 µm hergestellt werden [33].
Die Mikrostreifendetektoren fanden schnell Anwendung als aktive Targets, Vertexdetektoren und auch als Trigger. Aus modernen Collider-Experimenten, wie sie z.Z. durchgeführt oder geplant werden, sind diese hochauflösenden Spurdetektoren nicht mehr wegzudenken. Aber auch in Fixed-Target-Experimenten werden sie als schnelle und effiziente Spurdetektoren vor allem in der Nähe des Targets eingesetzt. Schließlich findet man sie auch in einigen praktischen Anwendungen, vor allem in der Medizintechnik [34].
Die folgenden Abschnitte geben eine Einführung in Eigenschaften und Aufbau dieser Spurdetektoren, speziell im Hinblick auf die in den MPI-Mikrostreifendetektoren für SELEX verwendeten Siliziumebenen.

[1] Ein pn-Übergang (siehe 3.1.3) wird hier durch Oberflächenkontakt mit einem anderen Material erzeugt.

3.1 Physikalische Grundlagen der Halbleiterdetektoren

3.1.1 Halbleitergrundlagen

Silizium und Germanium sind für die Anwendung die wichtigsten Halbleiter. Beide sind Elemente der IV. Hauptgruppe und haben als solche vier Valenzelektronen. Wie Diamant kristallisieren sie in zwei kubisch flächenzentrierten Gitterstrukturen ('Diamantstruktur'). In dieser sogenannten Tetraederbindung hat jedes Atom 4 nächste Nachbarn, mit denen es die Valenzelektronen teilt. Es handelt sich um einen sogenannten 'intrinsischen Halbleiter': Bei tiefen Temperaturen sind alle Elektronen gebunden, es findet keine Leitung statt. Bei höheren Temperaturen brechen einige Bindungen auf, und die durch den Kristall diffundierenden freien Elektronen und Löcher bewirken eine Leitfähigkeit des Materials. Das Bändermodell für Festkörper liefert eine Erklärung für dieses Verhalten. Bei der Bildung des Kristalls überlagern sich die Energieniveaus der einzelnen Atome und formen ganze Energiebereiche, die für die Elektronen erlaubt sind, die Bänder. Von besonderem Interesse sind dabei das Valenz- und das Leitungsband. Sie sind bei Halbleitern nur durch wenige eV getrennt. Bei $T = 0$ K befinden sich sämtliche Elektronen im Valenzband, das Valenzband ist voll besetzt (keine Leitfähigkeit). Bei höheren Temperaturen werden einige Elektronen thermisch angeregt, so daß sie in das Leitungsband wechseln. Die beweglichen Elektronen im Leitungsband und die zurückbleibenden Löcher im Valenzband können sich nun durch den Kristall bewegen und so für elektrische Leitung sorgen. Theoretisch werden sie dabei als freie Teilchen mit einer gegenüber ihrer Ruhemasse veränderten, effektiven Masse behandelt. Auf die elementaren Prozesse soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden. Man findet eine ausführliche Darstellung einschließlich der bekannten graphischen Darstellungen in jedem Lehrbuch der Festkörperphysik (siehe z.B. [35, 36]).
Silizium hat sich in der Detektortechnik gegenüber Germanium durchgesetzt. Germanium hat mit 0.67 eV ($T = 0$ K) die kleinere Bandlücke gegenüber Silizium, bei dem Valenz- und Leitungsband durch eine Energielücke von 1.17 eV ($T = 0$ K) bzw. 1.11 eV ($T = 300$ K) getrennt sind. Daher finden in Germanium viel häufiger thermische Übergänge von Elektronen statt. Aufgrund des so verursachten Rauschens kann man Germanium-Detektoren nur bei sehr geringen Temperaturen verwenden, wodurch eine aufwendige Kühlung erforderlich wird. Mikrostreifendetektoren sind z.Z. fast ausschließlich Silizium-Detektoren. Deshalb beschränken sich die nachfolgenden Betrachtungen auf Silizium.

3.1.2 Signalentstehung

Durchquert ein geladenes Teilchen Materie, so werden die Atome längs seiner Bahn ionisiert. Die mittlere Energie, die das Teilchen dabei abgibt, folgt der Bethe-Bloch-Formel [37, 38, 10]. Der Energieverlust einzelner Teilchen und damit die Zahl der Elektronen und Löcher, die es im Material erzeugt, ist dabei um die mittlere Energie Landau-verteilt [39]. Für Silizium liegt der Mittelwert der Energieabgabe bei 388 eV/µm, das entspricht in einer 300 µm dicken Schicht (einer typischen Detektordicke) $3.2 \cdot 10^4$ Paaren. Da die Landauverteilung nicht symmetrisch ist, weicht der wahrscheinlichste Wert davon ab, er beträgt $2.1 \cdot 10^4$ Paare (260 eV/µm). Zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Sili-

zium sind also lediglich 3.6 eV nötig[2] (im Gegensatz zu 30 eV für die Molekül-Ionisation in einem Gasdetektor und 300 eV für ein Elektron aus einer Photokathode).
Die relativ hohe Dichte des Siliziums hat zwei Vorteile: Zum einen folgt aus ihr eine geringe Reichweite für sekundäre Elektronen, eine Bedingung für gute räumliche Auflösung, und zum anderen ein hoher Energieverlust für durchquerende Teilchen, durchschnittlich 388 eV/µm (entspricht 108 Elektron-Loch-Paare/µm) in der $\langle 111 \rangle$ -Richtung des Siliziumkristallgitters. Dieser hohe Energieverlust ist entscheidend für das Signal-Rausch-Verhältnis, da anders als in Gas-Detektoren keine Ladungsmultiplikation erfolgt, das Signal ist lediglich eine Funktion der Detektordicke. Diese ist daher auch nach unten begrenzt. Gerade wenn Silizium-Mikrostreifendetektoren als Vertexdetektoren in der Nähe des Wechselwirkungspunktes verwendet werden, sollten sie möglichst dünn sein, um die Wahrscheinlichkeit für eine sehr hohe Energiedeposition und möglicherweise Absorption, sowie Coulomb-Mehrfachstreuung möglichst gering zu halten. Da das Rauschen jedoch von der intrinsischen Ladungsträgerdichte abhängt, das Signal aber nur von der Dicke des Detektors in Bewegungsrichtung des ihn durchdringenden Teilchens, sind die Grenzen für die Dicke des Detektors nicht nur technischer Natur. Üblicherweise wählt man eine Detektordicke von 300 µm.

Die grundlegenden Eigenschaften des Siliziums sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Dichte		2.33 g/cm^3
Energieverlust (MIP)		388 eV/µm
Bandlücke	T = 0 K	1.17 eV
	T = 300 K	1.11 eV
Dielektrizitätskonstante		11.7
Zustandsdichte	Leitungsband N_c	$2.80 \cdot 10^{19}$cm^{-3}
	Valenzband N_v	$1.04 \cdot 10^{19}$cm^{-3}
Elektronenmobilität μ_n		1350 cm^2/Vs
Löchermobilität μ_p		480 cm^2/Vs
spezifischer Widerstand		235 kΩcm

Tabelle 3.1: Eigenschaften von Silizium [40]

3.1.3 Der pn-Übergang

In 0.016 cm^2 reinem Silizium[3] von 300 µm Dicke findet man etwa $6.4 \cdot 10^6$ freie Ladungsträger (bei 300 K), also etwa 2000 mal soviel, wie man für das Signal eines durchgehenden Teilchens erwartet. Die Zahl der freien Ladungsträger muß also reduziert werden. Dies ließe sich durch Kühlung des Detektors erreichen, eine äußerst aufwendige Methode. Einfacher ist es, einen in Sperrichtung geschalteten pn-Übergang zu verwenden.

[2] Mehr als zwei Drittel der Energie gehen in die Anregung von Gitterschwingungen
[3] $6.5\text{cm} \times 25\mu\text{m}$, warum diese Größen typisch sind, wird in 3.2 deutlich

Um einen pn-Übergang herzustellen, ersetzt man einzelne Siliziumatome in einem Siliziumkristall durch Elemente der III. und V. Hauptgruppe (Dotierung). Diese Elemente haben ein Elektron weniger bzw. mehr als das Basismaterial Silizium, sie funktionieren als Elektronenakzeptoren bzw. -donatoren. Somit erhält man ein Material mit Löchern (p-Silizium) bzw. Elektronen (n-Silizium) als freien Ladungsträgern (Majoritätsladungsträger). Für die Konzentration der Elektronen (n) und Löcher (p) gelten folgende Gleichungen:

$$n = N_l \exp\left(-\frac{E_l - E_f}{kT}\right) \tag{3.1}$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{kT}\right) \tag{3.2}$$

$$np = n_i^2 = N_l N_v \exp\left(-\frac{E_l - E_v}{kT}\right) \tag{3.3}$$

Dabei sind N_l und N_v die Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband, E_l und E_v sind die Energien der Bandkanten, E_f ist die Fermienergie, n_i die intrinsische Ladungsdichte (in reinem Silizium $1.45 \cdot 10^{10}$ cm^3), T ist die Temperatur und k die Boltzmannkonstante. Ersetzt man die Siliziumatome derart mit Akzeptoren und Donatoren, daß ein direkter Übergang von p-Silizium zu n-Silizium entsteht, so bildet sich durch Diffusion an diesem pn-Übergang eine Zone, in der sich keine freien Ladungsträger mehr befinden. Dadurch verbleibt auf beiden Seiten eine Raumladung mit unterschiedlichem Vorzeichen. Die so entstehende Spannung (einige hundert mV) wirkt ihrerseits der Diffusion entgegen. So entsteht ein Gleichgewichtszustand, der in Abb. 3.1 im sogenannten Schottky-Modell, das die Raumladungsdichten durch Rechteckverteilungen annähert, dargestellt ist.

Legt man nun von außen eine Spannung (Verarmungsspannung oder Bias-Spannung) an, die der Diffusionsspannung gleichgerichtet ist, so vergrößert sich die Verarmungszone, da die freien Ladungsträger sich in Richtung der Verarmungsspannung bewegen. Diffusions- und Verarmungsspannung haben den zusätzlichen Effekt, daß sie die Rekombination von Elektronen und Löchern, die z.B. durch geladene Teilchen erzeugt wurden, verhindern, sie auf die n- bzw. p-Seite driften lassen und sie so als Strom meßbar machen. Für die Ausdehnung der Verarmungszone gilt [40]:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon V_B}{qN_a(1 + \frac{N_a}{N_d})}} \tag{3.4}$$

$$W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon V_B}{qN_d(1 + \frac{N_d}{N_a})}} \tag{3.5}$$

W_p und W_n sind die Ausdehnungen der Verarmungszone auf der p- bzw. n-Seite, V_B ist die Spannung an der pn-Grenzschicht, also Diffusions- plus von außen angelegte Verarmungsspannung, N_d und N_a ist die Donator- bzw. Akzeptorkonzentration, q ist die

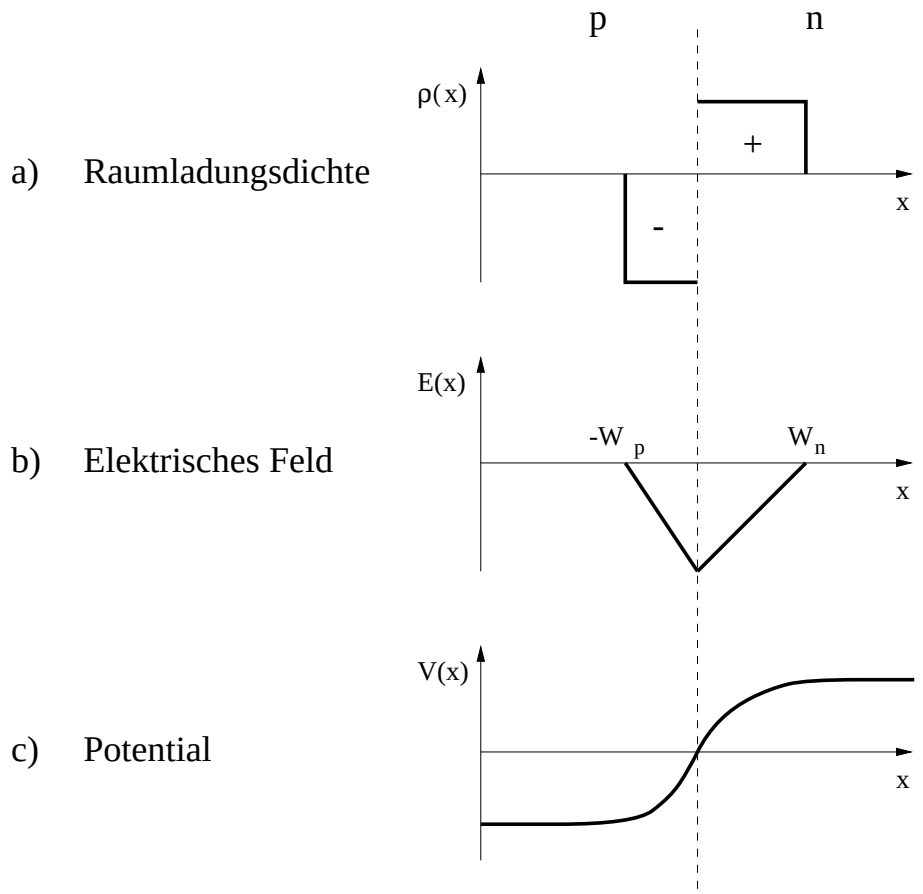

Abbildung 3.1: Gleichgewichtszustand am pn-Übergang im Schottky-Modell. *Die Dotierung der p-Seite ist höher als die der n-Seite*

Elementarladung und ϵ die Dielektrizitätskonstante.
Ist also $N_a \gg N_d$ (p^+n-Dotierung) so ist die Verarmungszone weit auf der n-Seite und schmal auf der p-Seite. Insbesondere läßt sich auf n-Silizium als Grundmaterial eine feine Struktur aus p^+-dotiertem Silizium aufbringen, wobei sich die Verarmungszone im n-Silizium über die gesamte typische Detektordicke von 300 µm erstrecken kann, während sie nur 0.4 µm tief in die p^+-Silizium-Schicht eindringt.

3.1.4 Der Leckstrom

Die wichtigste Rauschquelle an pn-Übergängen sind die thermisch erzeugten Elektron-Loch-Paare. Die angelegte Verarmungsspannung verhindert auch ihre Rekombination, so daß sich ein ständig vorhandenes Signal, ein Leckstrom ergibt. Dieser hat gewöhnlich zwei Komponenten. Eine stammt aus der Verarmungszone (*generation current*), die andere aus der raumladungsfreien Zone (*diffusion current*). Der Beitrag der raumladungsfreien Zone ist weitaus geringer, da die Elektronen und Löcher hier rekombinieren können und nur mehr oder weniger zufällig in die Verarmungszone gelangen, wo sie detektiert werden.

Außerdem strebt man bei der Verwendung als Detektoren eine möglichst vollständige Verarmung des Halbleitermaterials an, um möglichst alle Elektronen-Loch-Paare, die von geladenen Teilchen erzeugt wurden, nachzuweisen. Der Leckstrom der Verarmungszone folgt der Gleichung:

$$j_{gen} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_0} W \tag{3.6}$$

Dabei ist τ_0 die mittlere Lebenszeit der Elektron-Loch-Paare, W die Breite der Verarmungszone, n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte und q die Elementarladung. Über die intrinsische Ladungsträgerdichte hängt der Leckstrom von der Temperatur ab (siehe Gleichung 3.3). Daher ist die Temperatur während des Betriebs des Detektors unbedingt konstant und möglichst niedrig zu halten.

3.1.5 Weitere Eigenschaften von Halbleiterstrukturen

Dotiert man den Halbleiter nicht großflächig, sondern in feinen Strukturen (Streifen, Pixel, o.ä.), und versieht jede Struktur mit einer eigenen Ausleseelektronik, so erhält man einen ortsauflösenden Detektor. In Abb. 3.2 ist eine einfache Strukturierung dargestellt, sie besteht aus zwei getrennten p^+-dotierten Zonen. Neben dem Leckstrom gibt es noch weitere meßbare Eigenschaften dieser Halbleiterstrukturen, die insbesondere für den Betrieb als Detektor interessant sind:

- Die geometrischen Abmessungen der Strukturen bestimmen die Akzeptanz und Auflösung bei der Bestimmung von Teilchenspuren.
- Widerstand und Kapazität zwischen zwei Strukturen sind entscheidend für die Lokalisation von Ladungen, die im Basismaterial freigesetzt werden. Ein hoher Widerstand bedeutet eine starke Trennung der Strukturen, d.h. Ladungen verteilen sich nur über wenige Strukturen. Eine hohe Kapazität wiederum erlaubt die Induktion von Ladungen auf Nachbarstrukturen. Falls die Strukturen in Form von Streifen aufgebracht sind, spricht man von *interstrip resistance* und *interstrip capacitance*.
- Die Detektorkapazität (Kapazität zwischen Vorder- und Rückseite des Detektors) sollte sehr viel kleiner sein als die Kapazität zwischen den einzelnen Strukturen, um einen Signalverlust zur jeweils anderen Seite zu vermeiden.
- Der Widerstand des Basismaterials selbst muß äußerst hoch sein, da sonst die Lokalisierung freigesetzter Ladung nicht möglich wäre.
- Die Kopplungskapazität zur Ausleseelektronik muß größer als die Kapazität zwischen den Strukturen sein, damit Ladungen auf einer Struktur nicht auf benachbarte abfließen.
- Der Bias-Widerstand, d.h. der Widerstand, über den die Verarmungsspannung angelegt wird, muß sehr viel größer als der Eingangswiderstand der Ausleseelektronik sein, da sonst die Ladungen über den Bias-Kreis abfließen.

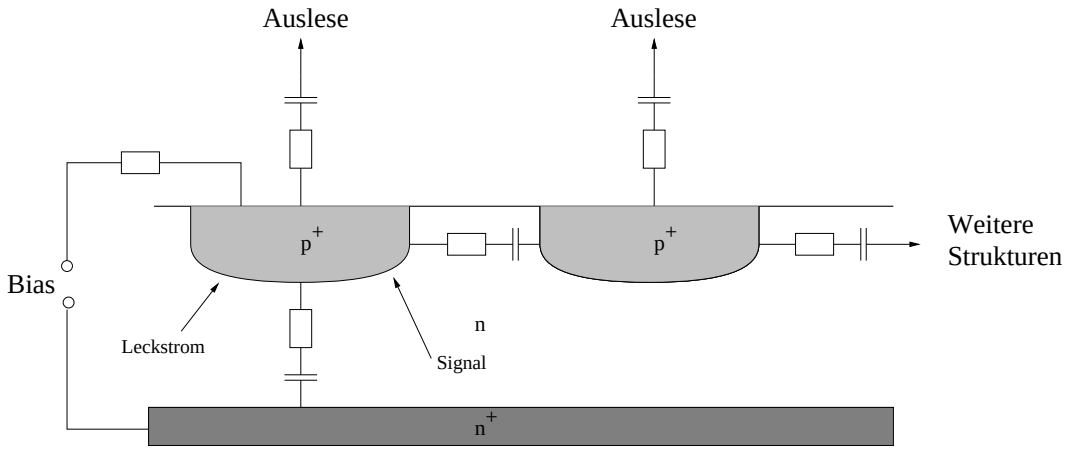

Abbildung 3.2: Eigenschaften einer Halbleiterstruktur im Ersatzschaltbild. *Die einzelnen Ersatzwiderstände und -kondensatoren sind im Text erklärt. Man beachte, daß z.B. die Kapazität zwischen zwei Strukturen auch durch weitere Nachbarstrukturen beeinflußt werden kann.*

3.2 Mikrostreifendetektoren auf Siliziumbasis

3.2.1 Layout der einseitigen Mikrostreifendetektoren

Auf einem hochohmigen n-Siliziumwafer läßt sich durch gezielte p^+-Dotierung durch Ionenimplantation oder -diffusion eine Struktur von Diodenstreifen erzeugen. Typischerweise verwendet man dazu 300 µm starke Wafer mit 10.16 cm [4] Durchmesser. Die maximale rechteckige Detektorfläche beträgt somit etwa 6.5×6.5 cm^2 . Verlangt man 99% funktionsfähige Streifen, so ist es technisch möglich Streifen von nur 3 µm Breite und 12 µm Abstand zu fertigen [41]. Die Rückseite des Wafers wird in einer Schicht n^+-dotiert. Somit erhält man einen Detektor, der in einer Koordinate positionsempfindlich ist. Zum Schutz der Waferoberfläche wird sie durch Oberflächenoxidation bei 1030° C passiviert, es bildet sich eine SiO_2-Schicht. Die p^+-Streifen und die n^+-Schicht werden aluminisiert, so daß eine Verbindung zur Ausleseelektronik mit einem Ultraschallötverfahren (*bonding*) hergestellt werden kann. Zu diesem Zweck befinden sich an den Enden der Streifen ca. 50×100 µm^2 große Aluminium-Flächen (*bonding pads*). Die Streifenstruktur ist umgeben von einem rechteckigen p^+-Ring (Bias-Ring), der dazu dient, die Verarmungsspannung an die p-Seite anzulegen. Über Polysiliziumwiderstände werden auch die Streifen auf das Verarmungspotential gebracht. Bonding Pads und Bias-Ring sind vom Guard-Ring[5] umgeben, der vor allem Leckströme vom Rand des Detektors ableiten und die Uniformität des Feldes im Detektor sicherstellen soll. Der Guard-Ring definiert die aktive Fläche des Detektors. In Abb. 3.3 sieht man ausschnittsweise das Layout eines einseitigen Detektors, wie er von der Firma Hamamatsu Phototonics geliefert wird.

In den Detektoren des MPI-K für SELEX kommen insgesamt 6 dieser einseitigen Mikro-

[4] 4 inch
[5] *guard* engl. Wächter, Beschützer

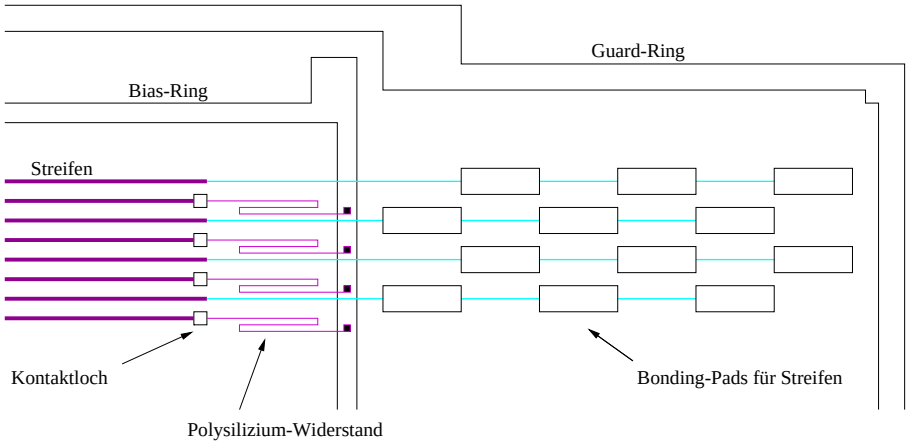

Abbildung 3.3: Layout eines einseitigen Silizium-Mikrostreifendetektors der Firma Hamamatsu (Ausschnitt). *Jeder zweite Streifen hat seine Bonding Pads auf der anderen (hier nicht dargestellten) Seite des Detektors.*

streifendetektoren zum Einsatz (siehe 4.1). Sie wurden bereits zuvor im Experiment WA89 an CERN verwendet. Das Strahlteleskop, das im Teststrahl verwendet wurde (siehe 5) bestand aus insgesamt 12 einseitigen Mikrostreifendetektoren, ebenfalls aus dem WA89-Vertexdetektor. Tab. 3.2 listet einige wichtige Eigenschaften dieser Detektoren auf.

Spez. Widerstand des n-Siliziums	6 - 15 kΩcm
Durchschnittlicher Leckstrom (60V Bias)	80 - 250 nA
Verarmungsspannung (nach CV-Kurve)	64 V
Bias-Widerstand	1 - 8 MΩ
Detektorkapazität (65 V Bias)	82 pF
Interstrip-Widerstand	2 - 10 GΩ
Interstrip-Kapazität (300 Nachbarstreifen)	1.48 pF/cm

Tabelle 3.2: Statische elektrische Eigenschaften der einseitigen Siliziumdetektoren nach [42]

3.2.2 Layout der doppelseitigen Mikrostreifendetektoren

Der wesentliche Unterschied der doppelseitigen Mikrostreifendetektoren zu den einseitigen besteht in der Strukturierung der n-Seite. Die n^+-Dotierung wird ebenfalls in Streifen vorgenommen, wobei die Streifen der n-Seite vorzugsweise senkrecht zu denen der p-Seite sind, aber auch andere Konfigurationen können sinnvoll sein. Die Streifen werden von einem rechteckigen Guard-Ring umgeben, der gleichzeitig zum Anlegen der Verarmungsspannung dient (Abb. 3.4).

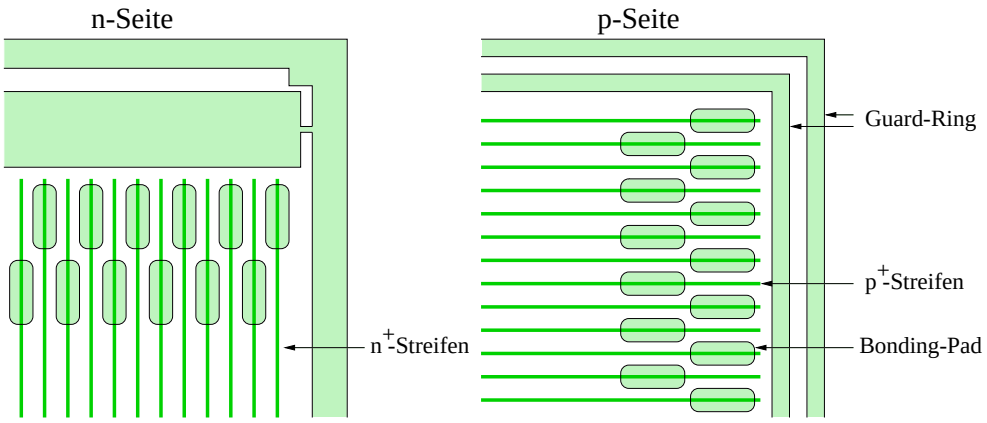

Abbildung 3.4: Layout eines doppelseitigen Silizium-Mikrostreifendetektors der Firma CSEM (Ausschnitt). *Es sind nur aluminisierte Strukturen dargestellt.*

Durch die Passivierung des Wafers tritt auf der n-Seite ein besonderes Problem auf. An der Grenzschicht SiO_2-Silizium sammeln sich im SiO_2 positive Ladungen an, die wiederum eine Elektronenansammlung im Silizium zur Folge haben. Diese Elektronenschicht senkt den Widerstand zwischen den einzelnen Streifen der n-Seite auf wenige kΩ und die im Detektor freigesetzte Ladung verteilt sich auf mehrere Streifen. Zur Unterbrechung der Ladungsansammlungen gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten. Zum einen läßt sich durch zusätzliche metallische Kontakte (*field plates*) auf der Oberfläche des Detektors zwischen den Streifen eine Spannung anlegen, deren Feld die Elektronen verdrängt und somit für eine Trennung der Streifen sorgt. Eine weitere Möglichkeit, die bei den doppelseitigen Detektoren für die LASDs angewendet wird, besteht darin, zwischen den n^+-Streifen auch p^+-Streifen zu dotieren (*p-stops*). Diese Streifen werden nicht an die Auslese angeschlossen (*floating strips*). Wenn sich nach Anlegen der Verarmungsspannung die Verarmungszone über den gesamten Detektor erstreckt, sorgt die positive Raumladung der p^+-Streifen für eine Unterbrechung der Elektronenschicht. Dieses Verfahren wird in Abb. 3.5 a) und b) nochmals verdeutlicht.

An den Enden der Streifen gabeln sich die p^+-Streifen. Auch zwischen n^+-Streifen und Guard-Ring bildet sich eine Elektronenschicht. Diese wird aber nicht völlig unterbrochen. Die Anordnung der p^+-Streifen sorgt dafür, daß Guard-Ring und n^+-Streifen über einen schmalen Kanal verbunden sind (Abb. 3.5 c)). In diesem Kanal bleibt die Elektronenansammlung an der SiO_2-Si-Grenzschicht erhalten. Der Widerstand dieses Kanals hängt von seiner Geometrie ab, er beträgt bei völliger Verarmung des Detektors typischerweise einige MΩ. Der Widerstand zwischen den Streifen wird durch die Verbindung dieser Kanäle nach oben begrenzt, er beträgt allerdings immer noch einige GΩ. In Abschnitt 3.2.4 kommen wir noch einmal auf diesen Kanal zurück.

Die doppelseitigen Detektoren der MPI-Silizium-Mikrostreifendetektoren wurden von CSEM[6] und sind identisch mit den doppelseitigen Detektoren im ALEPH-Experiment (1995 Upgrade). Ursprünglich wurden sie vom INFN[7] Pisa zusammen mit CSEM ent-

[6] Centre Suisse d'Électronique et de Microtechnique
[7] Istituto Nazionale di Fisica Nucleare

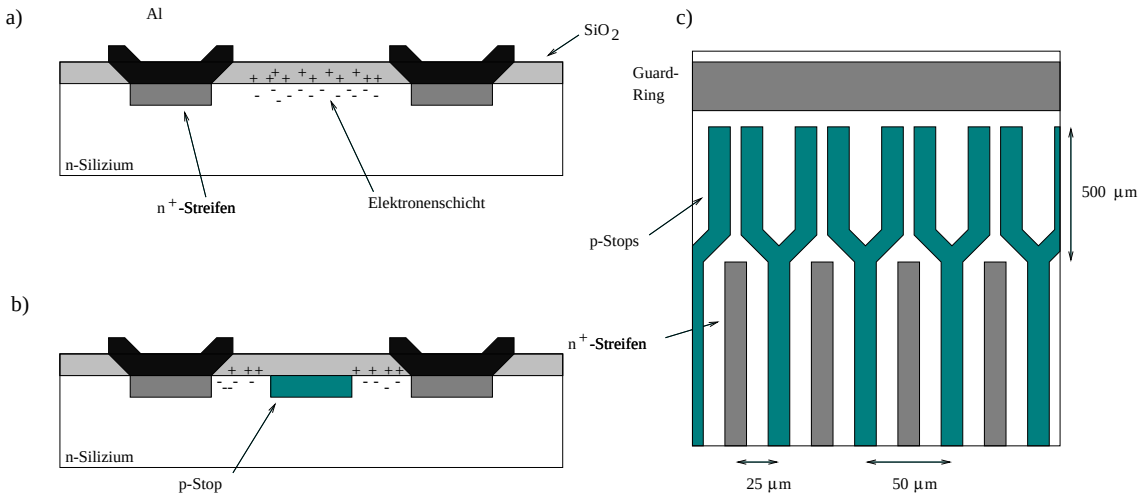

Abbildung 3.5: Unterbrechung der Elektronenschicht durch *p-stops*

wickelt. Tabelle 3.3 faßt die Abmessungen des Detektors zusammen.

Anzahl Streifen	p-Seite	2048 (davon 1021 aluminisiert)
	n-Seite	1280 (dazwischen nicht aluminisierte *p-stops*)
Streifenabstand	p-Seite	25 µm
	n-Seite	25 µm (n-Streifen ↔ *p-stop*)
Ausleseabstand		50 µm
Streifenlänge	p-Seite	65.4 mm
	n-Seite	52.6 mm
Streifenbreite		12 µm

Tabelle 3.3: Abmessungen des doppelseitigen Detektors von CSEM

Mit den doppelseitigen Detektoren wurden umfangreiche Test durchgeführt [42], zumal vom Hersteller CSEM keine genau spezifizierten Garantien für Detektoreigenschaften gegeben wurden. Die Detektorauswahl und sämtliche Tests wurden am MPI-K Heidelberg durchgeführt. Tab. 3.4 gibt einige wesentliche Testergebnisse stark verkürzt wieder. Eine ausführlichere Beschreibung aller vorgenommenen Tests findet sich in der angegebenen Quelle.

3.2.3 Kopplung der Mikrostreifen an die Ausleseelektronik

Die aluminisierten Detektorstreifen können grundsätzlich direkt an die Ausleseelektronik angeschlossen werden (DC-Kopplung, Abb. 3.6 a)). Der bereits zuvor angesprochene Leckstrom sorgt jedoch dafür, daß in diesem Fall ständig ein Strom in die Ausleseelektronik fließt, und somit das Signal-Rausch-Verhältnis abnimmt. Erfolgt die Kopplung an die Elektronik jedoch über einen Kondensator (AC-Kopplung, Abb. 3.6 b)), so erzeugt nur

Durchschnittlicher Leckstrom (50 V Bias)		0.5 µA
entspricht	p-Seite	0.5 nA/Streifen)
	n-Seite	0.4 nA/Streifen
Verarmungsspannung (nach CV-Kurve)		15 - 45 V
Spannungsabfall p^+-Streifen-Guard-Ring		2.5 - 4 V
Widerstand p^+-Streifen-Guard-Ring (bei vollständiger Verarmung)		15 - 30 MΩ
Interstrip-Widerstand		> 10 GΩ
Interstrip-Kapazität	p-Seite	1.3 pF/cm
	n-Seite	2.6 pF/cm

Tabelle 3.4: Statische elektrische Eigenschaften der doppelseitigen Siliziumdetektoren nach [42]. *Die angegebenen Werte gelten für die 10 Detektoren mit dem niedrigsten Leckstrom (ausgewählt aus insgesamt 21). Die angegebene Quelle enthält genauere Daten und eine Beschreibung der Messungen.*

ein sich verändernder Strom, der z.B. von einem Teilchendurchgang verursacht wird, ein Signal, dagegen ist der konstante Leckstrom abgekoppelt.

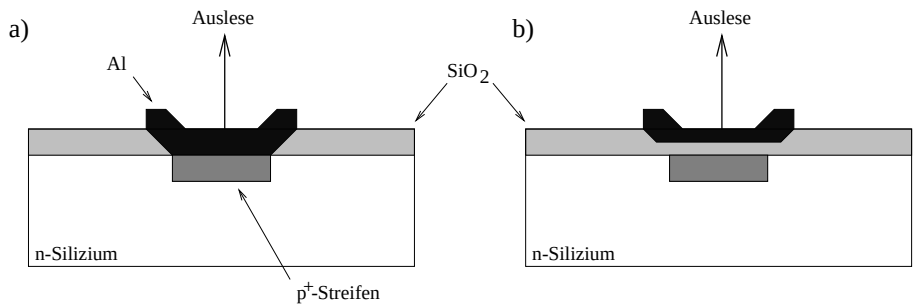

Abbildung 3.6: Kopplung der Mikrostreifen an die Auslese

In einem hochintegriertem Auslesesystem, wie es für alle Silizium-Mikrostreifendetektoren in SELEX benutzt wird, ist es aber nicht möglich, für jeden Streifen einen einzelnen Kondensator bereitzustellen.
Der notwendige Kondensator kann jedoch direkt auf dem Detektor realisiert werden. Erhält man nämlich die zur Passivierung erzeugte SiO_2-Schicht während des Aluminisierens der Streifen auch zwischen der Aluminium-Schicht und dem p^+-Implantat, so bildet sich ein Kondensator mit SiO_2 als Isolator (Abb. 3.6 b)). Typischerweise hat die SiO_2-Schicht eine Dicke von wenigen Zehntel µm und somit eine Kapazität von etwa 10-20 pF/cm. Um eine Verarmungsspannung anlegen zu können, sind die p^+-Streifen über Polysiliziumwiderstände mit dem Guard-Ring verbunden (siehe 3.2.4). Die einseitigen Mikrostreifendetektoren der LASDs und des Strahlteleskops werden auf diese Weise von der Elektronik entkoppelt.

Eine weitere Möglichkeit ist es, Kondensator-Chips auf einem eigenen Substrat anzufertigen und sie zwischen Detektor und Ausleseelektronik anzuschließen. Einerseits ergibt sich dadurch der Nachteil, daß während des Zusammenbaus des Detektors für jeden Ausleseka-

nal eine zusätzliche Verbindung mit dem Ultraschallötverfahren anfällt. Andererseits wird durch die Trennung des Kondensators vom Detektor eine Verringerung der Fehlerrate bei der Detektorproduktion erreicht, wodurch wiederum die Kosten sinken. Gerade die dünne Schicht zwischen Implantat und Aluminium, die notwendig ist, um große Kapazitäten zu erreichen, ist besonders anfällig für Löcher in der SiO_2-Schicht (*pinholes*), die dann einen direkte Einspeisung des Leckstroms in die Ausleseelektronik zur Folge haben. Der betreffende Streifen scheint im Vergleich zu den übrigen Streifen also ständig einen Teilchendurchgang anzuzeigen, seine Information ist wertlos. Befinden sich mehrere solcher 'heißen' Streifen auf einem Detektor, so ist dieser insgesamt nicht mehr zu gebrauchen. Der relativ billigere Kondensator-Chip kann unabhängig vom Detektor ausgewählt und getestet werden.
Für die doppelseitigen Mikrostreifendetektoren der SELEX-LASDs wurden Kondensator-Chips von CSEM verwendet. Ein Chip ist 13×6.425 mm^2 groß und umfaßt 128 Kanäle mit 50 µm Abstand. Die Kapazität jedes Kanals beträgt ca 200 pF.

3.2.4 Verarmung der ein- und doppelseitigen Detektoren

Um den Detektor an freien Ladungsträgern zu verarmen, muß eine Spannung zwischen der n- und der p-dotierten Zone angelegt werden. Bei DC-gekoppelten Detektoren und bei AC-gekoppelten, die über einen externen Kondensator an die Ausleseelektronik gekoppelt werden, ist das Anlegen der Verarmungsspannung direkt über die Aluminiumkontakte möglich. Die p-dotierte Zone wird über einen Widerstand auf ein negatives Potential gegenüber der n-dotierten gelegt. Der Widerstand ist nötig, damit im Detektor erzeugte Ladungen nicht über die Biasspannungszuführung abfließen.
Die p-dotierten Streifen AC-gekoppelter Detektoren, bei denen der Kondensator durch die Isolation von p^+-Implantat und Aluminiumstreifen realisiert ist, sind nicht direkt zugänglich. Daher sind oftmals, wie auch im Falle der einseitigen Ebenen der MPI-Silizium-Mikrostreifendetektoren, die p^+-Streifen über integrierte Polysiliziumwiderstände mit dem Bias-Ring verbunden.
Diese Methode ist grundsätzlich auch für DC-gekoppelte Detektoren denkbar, um Probleme mit einer großen Zahl externer Widerstände und weiteren Bonds zu vermeiden. Allerdings gibt es auch noch elegantere Verfahren, wie sie bei den doppelseitigen Detektoren von CSEM zur Anwendung kommen. Der Kanal, der durch die Gabelung der p-Stops auf der n-Seite geformt wird, wurde bereits in 3.2.2 angesprochen. Über den Widerstand, der durch die Geometrie des Kanals definiert wird, liegen die p^+-Streifen auf dem Verarmungspotential, das an den inneren Guard-Ring angelegt wird. Auf der p-Seite hingegen benutzt man den *punch-through*-Effekt[8]. Dieser Effekt ist in Abb. 3.7 skizziert. Die auch ohne angelegte Spannung vorhandene Verarmungszone in der Nähe des p^+-Guard-Rings dehnt sich bei Anlegen einer gegenüber dem n-dotierten Bereich negativen Spannung aus. Da an den p^+-Streifen keine Spannung anliegt, bleibt die Verarmungszone hier zunächst unverändert, zwischen den beiden Verarmungszonen liegt immer noch ein nicht verarmter Bereich. Bei einer bestimmten Spannung U_{pt} durchstößt die Verarmungszone um den Guard-Ring diesen Bereich, und die Spannung kann auf die Streifen durchgreifen. Eine weitere Erhöhung der Spannung führt zu einer Entfernung

[8] *punch through* engl. durchstoßen

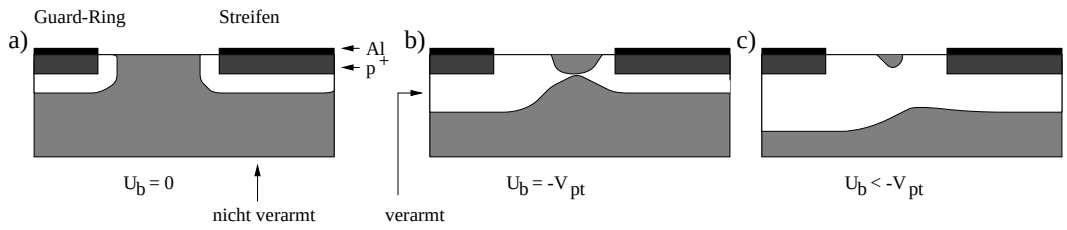

Abbildung 3.7: Der *punch-through*-Effekt

positiver Ladungen vom Streifen und so zu einem Loch-Strom zum Guard-Ring (*punch through current*). Der Leckstrom ist diesem Strom entgegengesetzt. So stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, der für eine konstante Spannung von wenigen Volt zwischen Guard-Ring und Streifen sorgt. Die Verarmungszone dehnt sich dann auch um die Streifen und schließlich über den ganzen Detektor aus. Die Durchstoßzone stellt einen dynamischen Widerstand dar, der von der Geometrie, speziell vom Abstand zwischen Streifen und Guard-Ring abhängt. Für einen typischen Leckstrom eines Streifens von 0.5 nA beträgt er etwa 200 MΩ. Der Widerstand zwischen den Streifen beträgt in diesem Fall 10 bis 100 GΩ. Diese Werte gewährleisten eine gute Lokalisation der Ladung und verhindern ihr Abfließen über benachbarte Streifen bevor sie von der Ausleseelektronik detektiert wird.

Das MPI-K-Silizium-Mikrostreifendetektorsystem für SELEX, in dem die doppelseitigen Ebenen mit diesen Verarmungsmethoden verwendet werden, wird im folgenden Kapitel beschrieben.

4

Die MPI-Silizium-Mikrostreifendetektoren

4.1 Mechanischer Aufbau

4.1.1 Die einseitigen Detektoren

Wie bereits zuvor erwähnt, stammen die einseitigen Detektorebenen der MPI-Silizium-Mikrostreifendetektoren aus dem WA89-Strahldetektor. Sie sind auf 11.5×11.5 cm^2 große und 600 µm dicke Halterungen (*boards*) aus Keramik (Al_2O_3) geklebt. Auf diesen *boards* befindet sich eine gedruckte Schaltung, die alle Kommunikationsleitungen der Steuer- und Ausleseelekronik zu den Auslese-Chips (SVX-Chips, siehe 4.3.1), die Zuleitung für die Spannungsversorgung der Chips, sowie die Zuleitung für die Verarmungsspannung bereitstellt.
Die Chips sind unmittelbar neben dem Detektor mit einem Silberleit-Kleber auf das *board* aufgeklebt. 20 bzw. 25 µm dünne Aluminiumdrähte verbinden per Ultraschallötung (*ultrasonic bonding*) die einzelnen Kanäle der Chips mit den Kontaktflächen der Mikrostreifen. Alle Auslese-Chips befinden sich entlang einer Seite des Detektors. Nur jeder zweite Streifen der einseitigen Siliziumdetektoren ist mit einem SVX-Kanal verbunden.

4.1.2 Die doppelseitigen Detektoren

Für die doppelseitigen Detektoren werden zwei 600 µm dicke Keramik-*boards* verwendet, die jeweils die gedruckte Schaltung mit den Kommunikationsleitungen, die Kondensator-Chips, die SVX-Chips, deren Spannungsregler sowie einige passive Elemente tragen. Auf dem Al_2O_3-*board* für die p-Seite befinden sich 8 SVX- und Kondensator-Chips für die 1024 Kanäle, auf dem *board* für die n-Seite jeweils 10 für 1280 Kanäle. Die Chips sind entsprechend der Streifenrichtung entlang zweier orthogonaler Seiten des Detektors angeordnet. Die Silizium-Ebenen selbst werden an ihrem Rand (sie sind zu diesem Zweck ca. 1 mm weiter geschnitten worden) auf die Keramik-*boards* geklebt. Durch keramische Abstandsstücke zwischen den *boards* wird der Abstand auf 630 µm fixiert und die gesamte Struktur stabilisiert. Der so enstehende Zwischenraum zwischen dem Silizium und der Keramik ist mit Klebstoff ausgefüllt. Abb. 4.1 zeigt eine Aufsicht auf ein *board* mit dem

eingeklebten Siliziumdetektor.

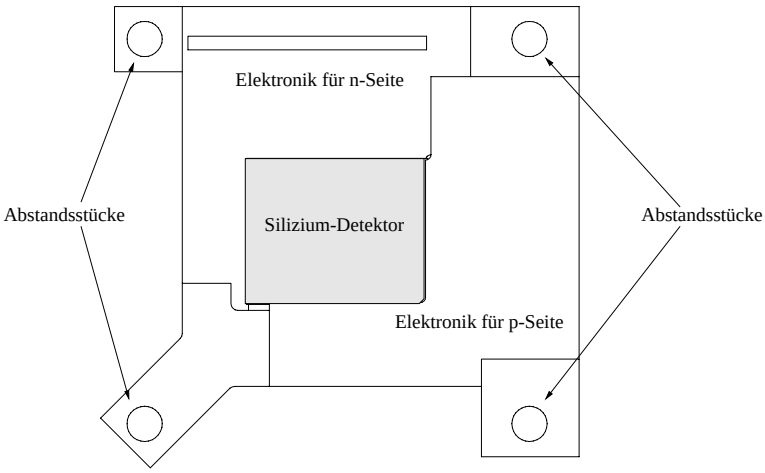

Abbildung 4.1: Ein Keramikboard mit einem doppelseitigen Detektor

Sowohl die Elektronik auf den Keramik-*boards* der einseitigen als auch der doppelseitigen Detektoren ist über Kapton-Kabel mit der Treiberkarte (siehe 4.3.3) verbunden.

4.1.3 Die LASD-Stationen

Ein doppelseitiger und ein einseitiger Detektor sind mit ihrem Al_2O_3-*board* auf einem Rahmen aus einer Kunststoffplatte mit Wabenstruktur befestigt (< 1% einer Strahlungslänge), die am Rand mit Stesalit-Profilen verstärkt ist. In einer LASD-Station befinden sich zwei solcher Rahmen, die von einer 50 µm starken Kaptonfolie umgeben sind, die mit etwa 1 µm Kupfer bedampft ist. Die Folie schützt die Detektoren vor Lichteinfall, schirmt externe Rauschquellen ab und sorgt für ein geschlossenes Volumen, das mit Stickstoff gespült wird, um die Detektoren vor Luftfeuchtigkeit zu schützen. Dieses 'Paket' ist mit Schrauben und Normbolzen auf einer Stesalitplatte befestigt. Diese ist ihrerseits mit Metallklammern an der Abschlußplatte der Magneten (*end plate*) fixiert (Abb. 4.2). Man beschränkt sich auf eine Fixierung der Stesalitplatte am äußersten Rand der *end plate*, da diese sich durch das veränderliche Feld beim *ramping*[1] der Magneten bewegt. Weiter weg vom Zentrum des Magneten fällt diese Bewegung geringer aus. Dieser Aufbau minimiert das Material im Strahlengang bei gleichzeitiger hoher Präzision und Stabilität der Detektorposition. Abb. 4.3 zeigt, wie die einzelnen Mikrostreifen-Ebenen angeordnet sind, um mit ihnen in einem zweifach überbestimmten Koordinatensystem die Positionen durchgehender Teilchen zu messen. Durch die gegenüber y und z um 45° verdrehten, zusätzlichen Koordinaten u und v kann kann man falsche Spuren, die durch Detektorrauschen entstehen können, eliminieren. Der Abstand zwischen den zwei einseitigen Detektorebenen beträgt etwa 1 mm. Zwischen doppel- und einseitigen Ebenen beträgt er ca. 8 mm.

[1] *ramping* nennt man das langsame Ein- und Ausschalten des magnetfelderzeugenden Stroms vor und nach dem *spill*, um in den *spill*-Pausen Energie zu sparen.

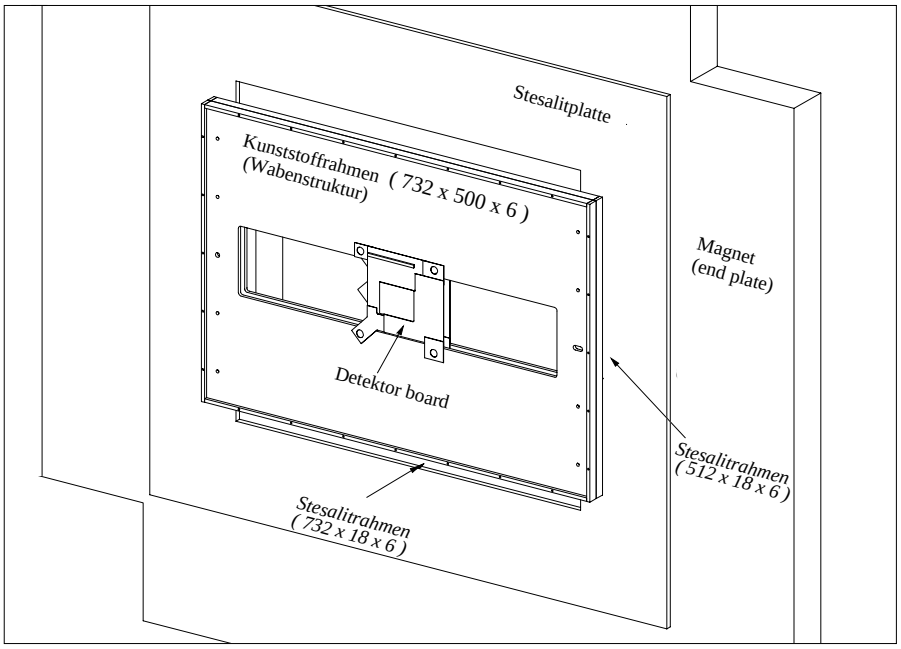

Abbildung 4.2: Aufbau einer LASD-Station an einem Magneten. *Die Abmessungen sind in mm angegeben.*

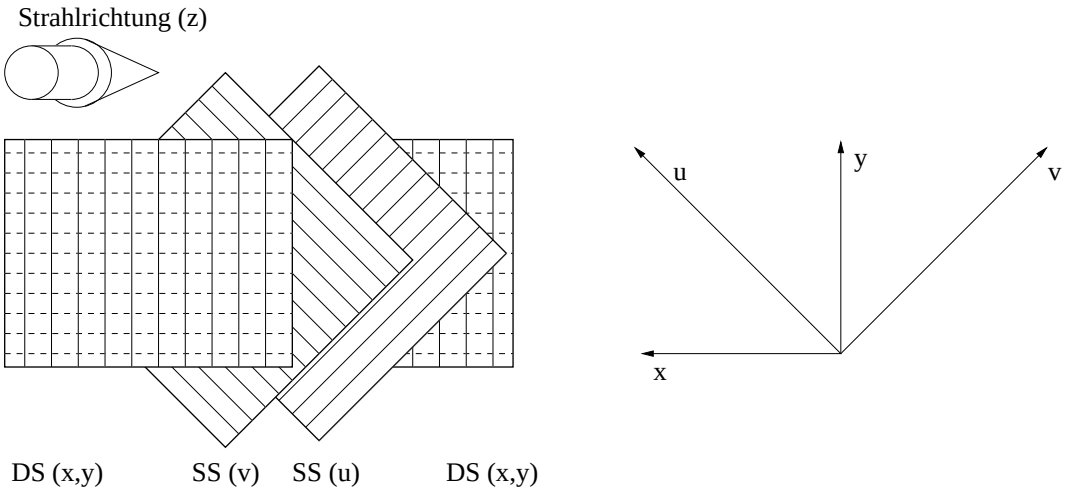

Abbildung 4.3: Anordnung der Detektorebenen in einer LASD-Station. *Die doppelseitigen Detektoren (DS) messen die x- und y-Koordinate, die einseitigen (SS) entweder die u- oder v-Koordinate.*

4.1.4 Positionierung der LASD-Stationen im SELEX-Spektrometer

Die drei LASD-Stationen sind am Austrittsfenster des ersten Magneten, sowie am Eintritts- und Austrittsfenster des zweiten Magneten installiert. Somit gehören die ersten beiden Stationen zur ersten Spektrometerstufe und die dritte Station zur zweiten Spektrometerstufe (siehe Abb. 4.4).

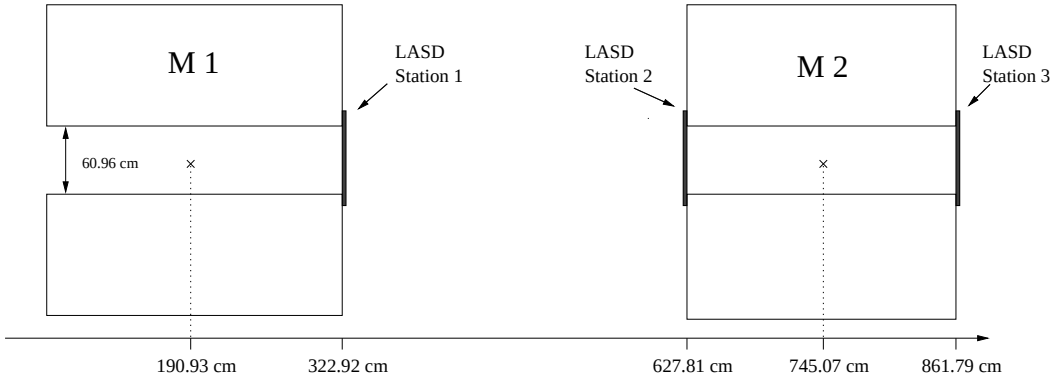

Abbildung 4.4: Position der LASDs im SELEX-Spektrometer. *Die Längenangaben bezeichnen die Entfernung der jeweils ersten Detektorebene einer Station vom Target. Außerdem ist die Position der Mittelpunkte der Magneten 1 und 2 angegeben. Die Angaben sind der Datenbank für die Analyse entnommen [43].*

4.2 Spannungsversorgung

Für den Betrieb der MPI-Silizium-Detektoren samt der unmittelbaren Ausleseelektronik werden verschiedene Spannungen benötigt:

- Verarmungsspannung für die 6 doppelseitigen Detektoren : 35-40 V
- Verarmungsspannung für die 6 einseitigen Detektoren : $\approx$ 63V
- Versorgungsspannungen für die Treiberkarte : $\pm$ 5 V, 10 V

Die Spannungen werden durch eine Mehrkanal-Spannungsquelle der Firma CAEN[2] bereitgestellt. Über eine CAMAC-Schnittstelle werden die Spannungen der einzelnen Kanäle geregelt und ihr Strom kontrolliert. So läßt sich vor allem der Leckstrom der Detektoren überwachen.
Die Versorgungsspannungen für die Elektronik der n-Seite werden nicht direkt über die CAEN-Spannungsquelle angelegt. Die Kondensatorchips (zur Entkopplung der Detektorstreifen von der Ausleseelektronik) vertragen nur sehr kleine Spannungen. Daher müssen die Elektronik für die n-Seite und die für die p-Seite auf verschiedenen Massen betrieben werden (siehe Abb. 4.5). Da sie über den Detektor gekoppelt sind, wird das Gesamtsystem sehr sensitiv auf externe Rauschquellen. Speziell die Spannungsversorgung (die zunächst aus verschiedenen Standard-Spannungsquellen bestand) bzw. das Stromnetz stellte sich in einer Testphase als Ursache für Rauschen heraus. Verschiedene Versuche mit besser abgeschirmten Quellen brachten keine Verbesserung der Situation. Daher wird die Spannung für die Elektronik der n-Seite jetzt durch Batterien geliefert. Für jede Treiberkarte, die die Elektronik für zwei n-Seiten enthält, stehen zwei Batteriesätze zur Verfügung, die abwechselnd an die Elektronik angeschlossen oder über die CAEN-Spannungsquelle aufgeladen werden. Die Umschaltung erfolgt über Relais, die durch ein eigens zu diesem Zweck angefertigtes CAMAC-Modul gesteuert werden. Die Batterien befinden sich in

[2]Modell SY 527

unmittelbarer Nähe zu den Stationen (auf den Magneten), so wird durch kurze Kabel eine zusätzliche Aufnahme von Rauschen über die Spannungsversorgung minimiert. Abb. 4.5 zeigt das Gesamtsystem.

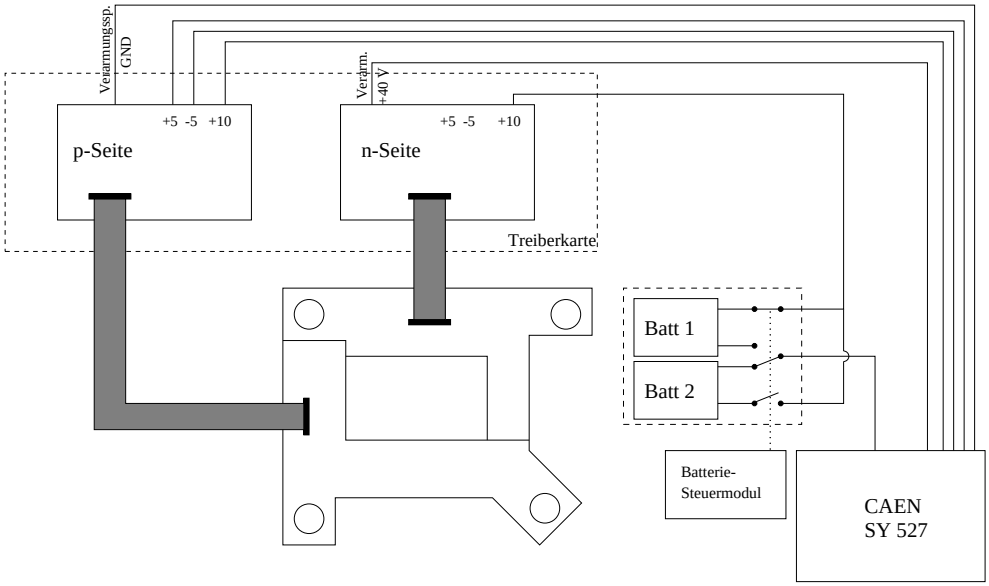

Abbildung 4.5: Spannungsversorgung der Elektronik für einen doppelseitigen Detektor. *Für die n-Seite ist aus Platzgründen nur die +10 V Zuführung dargestellt, +5 und -5 werden über den selben Batteriesatz angelegt und in gleicher Weise geschaltet. Die Masseleitung ist für die Versorgungsspannungen nicht eingezeichnet.*

4.3 Das Auslesesystem der Mikrostreifendetektoren im SELEX-Experiment

4.3.1 Der SVX-Chip

Das zentrale Element der Auslese aller Silizium-Mikrostreifendetektoren in SELEX [44] ist der SVX-Chip[3]. Der Chip wurde von 1987-1989 am Lawrence Berkeley Institute entwickelt, als Antwort auf die wachsende Zahl von möglichen Kanälen auf Silizium-Mikrostreifendetektoren und die damit verbundenen Platzbedarf- und Kostensteigerungen für die Ausleseelektronik. Konkret war der SVX-Chip für den Einsatz im CDF[4]-Vertexdetektor am Fermilab vorgesehen und wird dort auch benutzt um die Silizium-Mikrostreifendetektoren auszulesen. Für die Auslese der Silizium-Detektoren in SELEX wird das strahlungsharte Nachfolgemodell in 1.5 µm-Technologie ('SVX-H') verwendet.
Der Chip wird unmittelbar neben dem Detektor angebracht und mit einer Ultraschall-Löttechnik mit den Streifen verbunden. So ergeben sich Signalübertragungswege zwischen Detektor und der ersten Stufe des Auslesesystems von weniger als 1mm. Der SVX-Chip

[3] Silicon VerteX-Chip
[4] Colliding Detector Facility

ist programmierbar, d.h. man kann ihm eine Chipnummer zuweisen und ihn durch eine Sequenz von angelegten Bitmustern (*pattern*) steuern [45, 46].

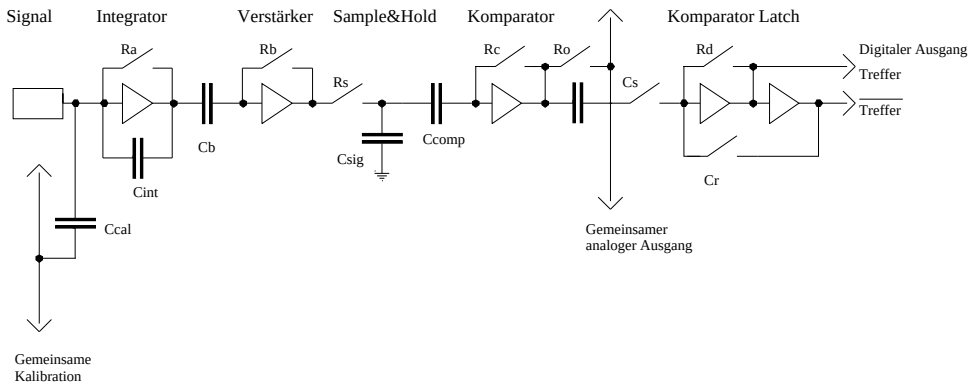

Abbildung 4.6: Layout eines Kanals des SVX-Chips

Abb. 4.6 zeigt einen Kanal des SVX-Chips, ein Chip umfaßt 128 solcher Kanäle. Das herausragende Merkmal des SVX-Chips ist die Möglichkeit zur Nullunterdrückung (*sparsification*), es werden also bereits in dieser Stufe nur die Kanäle ausgelesen, die einen Treffer anzeigen. Das Signal vom Detektor wird zunächst integriert und verstärkt (Faktor 15 mV/fC) und anschließend auf dem Kondensator C_{sig} gespeichert. Das gleiche geschieht mit einem Kalibrationspuls entgegengesetzter Polarität. Durch die unterschiedliche Polarität von Signal- und Kalibrationspuls wird letzterer automatisch vom Signal abgezogen. Der Komparator ermittelt, ob das Signal über der Kalibrationsschwelle lag und setzt gegebenenfalls ein *latch*, ein Signal für die Ausleselogik. Diese sucht nach den Kanälen, deren *latch* gesetzt ist, und veranlaßt, daß zunächst die Chipnummer auf den Digital-Bus gegeben wird. Anschließend werden gleichzeitig die Streifennummer auf den Digital-Bus und das analoge Signal auf den Analog-Bus gelegt. Eine *nearest neighbor logic* erlaubt das Auslesen von Streifen direkt neben den getroffenen, auch wenn deren Signal nicht über der Schwelle liegen sollte. Außerdem ist eine Prioritätslogik (*token passing priority scheme*) eingeschlossen, so daß mehrere SVX-Chips hintereinander ausgelesen werden können (*daisy chaining*). Legt man nur Wert auf die digitale Information (Signal / kein Signal vom Streifen), so kann man Raten von 2-10 MHz erreichen, mit der Auslese der analogen Signale kommt man bei SELEX auf 1.7 MHz (600 ns pro Kanal). Zur Analyse der Eigenschaften von Chip und Detektor kann der Chip auch im sogenannten *latch all*-Modus betrieben werden, der die Auslese aller Kanäle veranlaßt. Dies dient vor allem zur Bestimmung des *pedestals*, also des Signals der einzelnen Kanäle ohne Teilchendurchgang.

Integration mit einem und mit zwei Fenstern Neben der im letzten Abschnitt geschilderten einfachen Integration von Signal und Kalibrationspuls *one window pattern* kann man das Steuerungs-Bitmuster für die SVX-Chips so gestalten, daß nach der Integration des Signals (bzw. des Kalibrationspulses) der Integrationsvorgang nochmals ohne anliegendes Signal (ohne Kalibrationspuls) aber mit umgekehrter Polarisation durch-

geführt wird *two window pattern*. Dadurch werden eventuelle konstante Störströme (z.B. der Leckstrom) vom Signal (vom Kalibrationspuls) abgezogen. Diese Methode ist z.B. für DC-gekoppelte Detektoren, bei denen der Leckstrom direkt in die Ausleseelektronik gelangt, äußerst wichtig. Bei AC-gekoppelten Detektoren kann man auf das zweite Integrationsfenster verzichten. Im SELEX-Experiment soll daher mit einem Integrationsfenster gearbeitet werden.

Die Reset-Problematik Aufgrund seiner schnellen Eingangsstufe (Verstärker und Integrator: 100 ns) ist der SVX-Chip nicht triggerbar. Dies verursacht in *collider*-Experimenten, für die er zunächst entworfen wurde, keine Probleme, da hier die Zeit, zu der Wechselwirkungen stattfinden können (*bunch crossing*), ziemlich genau bekannt ist. Die Initialisierungsphase und die Phase, in der der Chip sensitiv für Teilchen ist, können also darauf abgestimmt werden. In *fixed target*-Experimenten sind die Wechselwirkungen bzw. Teilchendurchgänge relativ zufällig über die *spill*-Zeit (bei SELEX 20 s) verteilt. Man kann den SVX-Chip jedoch nicht über eine beliebig lange Zeit sensitiv halten, da einerseits die Leckströme vom Detektor das Signal verfälschen und andererseits mit einer längeren Integrationszeit immer mehr Spuren im Detektor zu sehen sind, die mit dem eigentlichen Ereignis nicht korreliert sind (*pile up*). Außerdem dauert ein vollständiger Reset des SVX-Chips (Löschen von Verstärker, Komparator, Integrator und *latches*) ca. 3.5 - 4 µs, zusammen mit einer starren Integrationszeit ein nicht zu vernachlässigender Beitrag zur Totzeit des Detektorsystems. Allerdings bietet der SVX-Chip auch die Möglichkeit, kürzere Resets durchzuführen (300 ns für Verstärker und Komparator, 2 µs mit Integrator) und variable Integrationszeiten zu verwenden, die je nach Triggerentscheidung vorzeitig abgebrochen werden können.
Zum Zeitpunkt dieser Arbeit ist das Schema von Resets und Integrationszeiten für SELEX noch nicht fixiert. Die grundlegende Idee ist jedoch, nach 5 Strahlteilchen, aber spätestens nach 10 µs ohne Trigger, einen kurzen Reset auszuführen (150 ns). Weiterhin erfolgt nach jedem Ereignis, das die Triggerstufe 1 passiert hat, aber von der Triggerstufe 2 verworfen wurde ein kurzer Reset und nach jeder Auslese ein langer Reset (3.5 µs)[47]. Die Reset-Problematik wurde zuvor schon erfolgreich in WA89 gelöst, eine Beschreibung findet man in [48] und [49].

4.3.2 Der SRS

Die Steuerung der SVX-Chips erfolgt durch den SRS[5], ein doppeltbreites CAMAC-Modul mit einer 28 MHz CPU und 8 Kbyte RAM. Über das CAMAC-Bus-System kann von einem Computer ein Bitmuster im SRS gespeichert werden, das von der CPU sequentiell an die SVX-Chips gesendet wird. Mit diesem Bitmuster können die verschiedenen Schalter des Chips gesteuert werden, es können Operationsmodi gewählt werden (*latch all, sparse, nearest neighbor mode*), und er kann dazu veranlaßt werden, seine Daten zur Auslese bereitzustellen. Außerdem besitzt der SRS ein Register, das über LEMO-Buchsen von außen zugänglich ist, und gelesen und gesetzt werden kann. Über dieses Register erfolgt die Kommunikation mit der Trigger-Logik und der Datennahme (DAQ[6]). So muß

[5] SVX-Readout-Sequencer
[6] Data AcQuisition

der SRS z.B. auf Trigger reagieren, Trigger unterbinden, solange ein Reset durchgeführt wird, die Auslese durch den FSDA (siehe 4.3.4) mittels Impulsen über ein Flachbandkabel veranlassen, sowie der DAQ signalisieren, daß gültige Daten vom Detektorsystem bereitstehen.

4.3.3 Die Treiberkarte

Direkt am Detektor werden die Steuersignale vom SRS auf die Kontroll-Busse für die SVX-Chips der einzelnen Ebenen verteilt (*fanout*). Außerdem werden die Daten von den SVX-Chips an die FSDAs (4.3.4) weitergegeben. Für diesen Zweck wurde eine Schaltung (*driver card*, Treiberkarte) entwickelt, die Steuersignale anpaßt und weitergibt bzw. auf diese reagiert. Außerdem läuft die gesamte Spannungsversorgung für die *boards* über die Treiberkarte, wobei die Verarmungsspannung einfach weitergegeben wird und die Vesorgungsspannungen für das *board* selbst bzw. für die SVX-Chips angepaßt werden. DACs auf der Treiberkarte erzeugen anhand der vom FSDA bereitgestellten digitalen Werte die Schwellenspannungen für die SVX-Chips.
Eine Treiberkarte (etwa von der Größe eines VME-Moduls) kann diese Aufgaben für maximal vier Detektorebenen übernehmen. Für die MPI-Silizium-Mikrostreifendetektoren bedeutet 'Detektorebene' hierbei entweder ein einseitiger Detektor, oder eine Seite eines doppelseitigen Detektors. Damit werden pro LASD-Station zwei Treiberkarten benötigt, eine für die zwei einseitigen und eine für die vier doppelseitigen Ebenen. Gegenüber den anderen Silizium-Detektorsystemen im SELEX-Experiment ist die Treiberkarte für die LASDs modifiziert, um sie mit den einseitigen Detektoren aus WA89 und doppelseitigen Detektoren verwenden zu können.

4.3.4 Der FSDA

Der FSDA[7] [50] ist ein Modul im FASTBUS-Standard, welches die Daten des Detektors von der Treiberkarte liest und verarbeitet. Ein FSDA hat zwei Kanäle, jeder dieser Kanäle kann die Daten zweier Detektorebenen verarbeiten. Eine LASD-Station wird also von einem FSDA und einem Kanal eines weiteren FSDAs ausgelesen.
Die Aufgaben bzw. Möglichkeiten des FSDAs sind im folgenden aufgelistet:

- Bereitstellen der Spannungswerte für die Schwellen der SVX-Chips (werden durch DACs auf der Treiberkarte umgesetzt),

- Digitalisierung des analogen Signals,

- Überprüfung der Daten (Regularität der Streifen- und Chip-Adressen) und des Auslesezyklus (vorzeitiger Abbruch durch SRS, Versuch einer Auslese, bevor die Daten aller Chips vorliegen),

[7] Fastbus Silicon Data Accumulator

- Abbilden der 8-Bit ADC[8]-Werte auf 4-Bit ADC-Werte gemäß einer programmierbaren Konversionstabelle zur Verringerung des Datenflusses,

- Abbildung der digitalen Information der SVX-Chips auf sinnvolle Streifen- und Detektoradressen (besonders für die Detektoren, bei denen die Streifen abwechselnd auf verschiedenen Seiten ausgelesen werden),

- Unterdrückung von Kanälen, die als defekt bekannt sind (deren Adressen werden vor der Datennahme geladen),

- Abziehen der *pedestals* (Die *pedestals* werden im *latch all mode* gemessen, und werden vor der Datennahme für jeden Kanal individuell geladen),

- Unterdrückung von Signalen, die unterhalb des *pedestals* liegen,

- Ausschluß ganzer Detektorebenen von der Auslese (bei Fehlfunktion),

- Speicherung der Daten mit einem *header*, der weitere Informationen über die Daten, wie z.B. Ereignisnummer, Detektornummer, Größe des Datenblocks für das Ereignis und Hinweise auf Fehler in den Daten enthält,

- Zwischenspeicherung von Ereignissen (Datenpuffer) in zwei Speicherbänken.

Insbesondere die Möglichkeiten, schon während der Datennahme *pedestals* abzuziehen, die Abbildung auf sinnvolle Adressen durchzuführen und die Detektorkanäle mit irrelevanten Daten zu unterdrücken, stellen einen großen Vorteil dar, der die notwendige nachfolgende Bearbeitung der Daten vereinfachen und beschleunigen wird. In anderen Systemen müssen diese Schritte im Nachhinein (*offline*) ausgeführt werden. Dies gilt z.B. auch für das Strahlteleskop, das im Teststrahl Verwendung fand (siehe Kapitel 5), sowie für das WA89 Vertex-System, aus dem dieses Strahlteleskop stammt.

4.3.5 Der FSCC

Die Daten der FSDAs werden von einem weiteren FASTBUS-Modul, dem FSCC[9], ausgelesen. Auf dem FSCC läuft das Hauptprogramm zur Steuerung der Detektoren sowohl zur Datennahme als auch zum *monitoring*, also zur Überwachung der Detektorkalibration und -funktion. Der FSCC reagiert auf Trigger und kann den Trigger unterdrücken, wenn gerade eine Auslese stattfindet (*busy*) oder der Zwischenspeicher halb voll ist.
Für die Silizium-Detektorsysteme in SELEX stehen zwei FASTBUS-*crates* zur Verfügung, welche jeweils mit einem FSCC ausgestattet sind. Ein *crate* enthält sämtliche FSDAs für

[8] Analog to Digital Converter
[9] Fastbus Smart Crate Controller

die Vertexdetektoren und das andere die FSDAs für die Strahldetektoren und die LASDs. Die FSCCs speichern die Daten der FSDAs in ihrem *crate* und geben sie dann über jeweils eine optische Datenleitung an die zentrale Datennahme weiter. Abb. 4.7 zeigt das Schema des Auslesesystems.

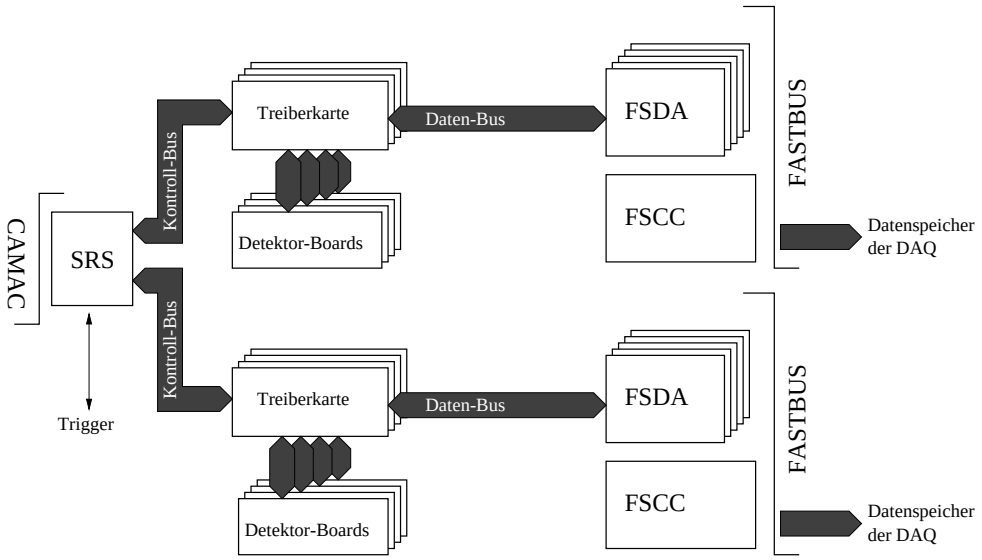

Abbildung 4.7: Schema des Auslesesystems für die Silizium-Mikrostreifendetektoren

4.4 Kühlung und Temperaturüberwachung

Die Notwendigkeit stabiler thermischer Bedingungen während des Betriebs der Detektoren wurde in 3.1.4 aufgezeigt. Zudem erfolgt ohne eine Kühlung der Detektoren über die Leistungsumwandlung der SVX-Chips eine Erwärmung des Systems, die auch für die Silizium-Ebenen und die Materialien der LASD-Stationen nicht unbedenklich ist. Daher wurde für die LASDs ein Unterdruck-Wasser-Kühlsystem installiert, das aus einem 150 W Wärmetauscher, einer Zirkulations- und einer Vakuumpumpe in der Nähe des ersten Magneten besteht. Alle Stationen sind über flexible Kunststoffschläuche in einem Kreislauf angeschlossen. An jeder Station wird der Wasserstrom auf vier kleinere Schläuche verteilt. Diese münden in Aluminiumröhren mit 2 mm Innendurchmesser, die auf der Rückseite der Keramik-*boards* der Detektorebenen in Höhe der SVX-Chips mit wärmeleitender Paste aufgeklebt sind. Auf der anderen Seite wird der Wasserstrom wieder zusammengefaßt. So kann man die Temperatur der Detektoren mit Schwankungen von etwa einem Grad konstant bei 23°C halten. Zur Kontrolle der Temperaturen der Ebenen ist auf jedes *board* ein PT100-Temperatur-Sensor aufgeklebt. Diese werden an das zentrale Monitor-System EPICURE [51] des Fermilabs angeschlossen. Die Temperaturen werden in einer Datenbank gespeichert und können mit der PAGE-Anwendung über das Computer Netzwerk *online* überwacht werden. Außerdem werden die Temperaturen ständig durch ein Computerprogramm überwacht, das erste Maßnahmen bei Überschreiten einer Schwellentemperatur ergreift (Reset der Steuerelektronik der Pumpen) und über die MURMUR-Anwendung und *e-mail* warnt.

5

Teststrahl am CERN

Im November und Dezember 1995 wurde ein doppelseitiger Detektor der Firma CSEM im Elektronen- bzw. Pionenstrahl des PS[1] am CERN getestet. Dabei stand eine Strahlenergie von 10-15 GeV zur Verfügung. Im Gegensatz zu zwei vorausgegangenen Teststrahlzeiten im Oktober 1994 und im Mai 1995 [42] wurde zum erstenmal die gleiche Ausleseelektronik verwendet, wie sie auch im SELEX-Experiment zum Einsatz kommt. Die zwei Teststrahlzeiten hatten bereits gezeigt, daß der doppelseitige Detektor mit einem Auslesesystem, das auf SVX-Chips im *sparse*-Modus basiert, betrieben werden kann. Dabei wurde eine Ausleseelektronik aus dem WA89-Experiment verwendet, von der bekannt war, daß sie verläßlich arbeitet.
Gleichzeitig mit dem doppelseitigen Detektor wurde ein Neutronenkalorimeter (FNC[2]) [52] getestet. Die Datenmenge des Neutronenkalorimeters war um ca. einen Faktor 100 größer als die der Siliziumdetektoren, dadurch wurde die Statistik für die Untersuchungen des doppelseitigen Detektors begrenzt.

5.1 Ziele der Teststrahlzeit

Nachdem die prinzipielle Funktion der Chips und der Ausleseelektronik zusammen mit dem Detektor bereits im Labor untersucht worden waren, war das primäre Ziel der Teststrahlzeit im Herbst 1995 den doppelseitigen Detektor mit der Elektronik des SELEX-Experimentes unter Strahlbedingungen auszulesen (siehe 5.2). Die für alle Silizium-Mikrostreifendetektoren in SELEX entworfene Ausleseelektronik war bis dahin noch nicht im Strahl getestet worden. Anhand der Effizienz, der Ortsauflösung und der Clusterverteilung sollte die Qualität der Information des doppelseitigen Detektors beurteilt werden. Die Stabilität des Rauschens, des *pedestals* und der Kalibration sind weitere Parameter die laufend kontrolliert wurden. Außerdem ging es darum, ob es auch unter Strahlbedingungen möglich ist, die Spannungsversorgung der n-Seite durch zwei Batteriesätze, die abwechselnd aufgeladen werden, vorzunehmen. Eventuelle Probleme mit der Ausleseelektronik und den Detektoren sollten so möglichst schon vor dem Start der SELEX-Strahlzeit aufge-

[1] Proton Synchrotron
[2] Forward Neutron Calorimeter

zeigt und gelöst werden. Dies war vor allem erforderlich, da dieses System das erste ist, das doppelseitige Silizium-Mikrostreifendetektoren im *sparse*-Modus ausliest, also eine Nullunterdrückung in der ersten Stufe der Auslese durchführt.
Hauptsächlich wurde der Test mit einem *double integration window* (siehe 4.3.1) durchgeführt, da aus den vorigen Testphasen bekannt war, daß der doppelseitige Detektor so sinnvolle Daten liefert. Nachdem der Detektor mit dieser Methode erfolgreich ausgelesen worden war, wurde in einigen Durchgängen ein *single integration window* verwendet, wie es auch für SELEX vorgesehen ist. So sollten eventuelle Änderungen im Verhalten aufgezeigt werden. Entsprechend werden in den folgenden Abschnitten zunächst die Ergebnisse mit zwei Integrationsfenstern aufgeführt. Anschließend wird in 5.8 eine Übersicht über die Ergebnisse mit einem Integrationsfenster gegeben.
Durch die weitreichenden Möglichkeiten des FSDAs, schon während der Datennahme eine erste Bearbeitung der Daten vorzunehmen (siehe 4.3.4), ist zur Aufzeichnung analoger Daten ein bereits gut verstandenes Detektorsystem notwendig. Insbesondere die *pedestals* müssen bekannt und durchgehend stabil sein, außerdem müssen sie nach jeder Kalibration bestimmt und in den FSDA geladen werden. Eine genaue Kenntnis der Lage und Form des Signals ist notwendig, um ein *mapping* des 8-Bit-ADC-Wertes auf 4 Bit mit minimalem Informationsverlust durchführen zu können. Da dieser Test der erste mit der SELEX-Ausleseelektronik war, wurde auf das Laden der *pedestals* sowie eines sinnvollen *mappings* verzichtet. Es bestand daher keine Möglichkeit, die Auflösung durch Verwendung des analogen Signals zu verbessern (siehe 5.7.1).

5.2 Aufbau und Auslese des Testsystems

In Abbildung 5.1 sieht man den Aufbau in der Experiment-Zone T9 am CERN-PS. Zwei Szintillatoren mit einem Überlapp von 2×3 cm dienen in Koinzidenz zum Triggern auf Teilchendurchgänge.

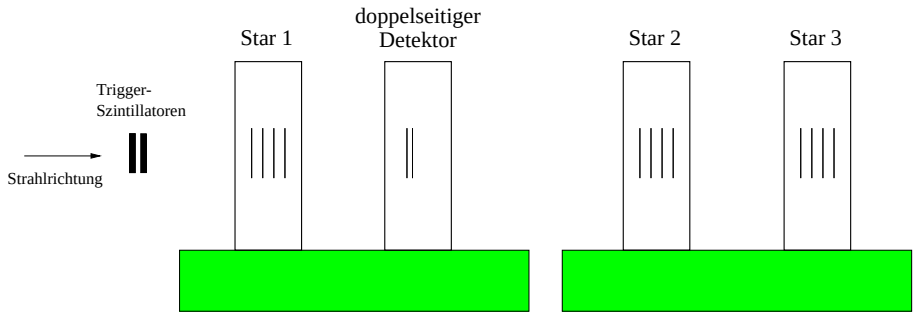

Abbildung 5.1: Aufbau im Teststrahl am CERN

Zur Vorhersage der Spuren geladener Teilchen werden einseitige Silizium-Mikrostreifendetektoren mit 25 µm Streifenabstand aus dem WA89-Experiment verwendet. Jeweils vier einseitige Detektorebenen, gegeneinander um 45° verdreht, sind zu einem sogenannten 'Stern' (*star*) zusammengefaßt. Eine Ebene mißt dabei eine Koordinate (siehe Abb. 5.2). Wie bei SELEX dienen die zusätzlichen Koordinaten s und t vor allem dazu, falsche Spuren

auszusortieren. Das Verfahren wird in 5.4.3 näher erläutert.

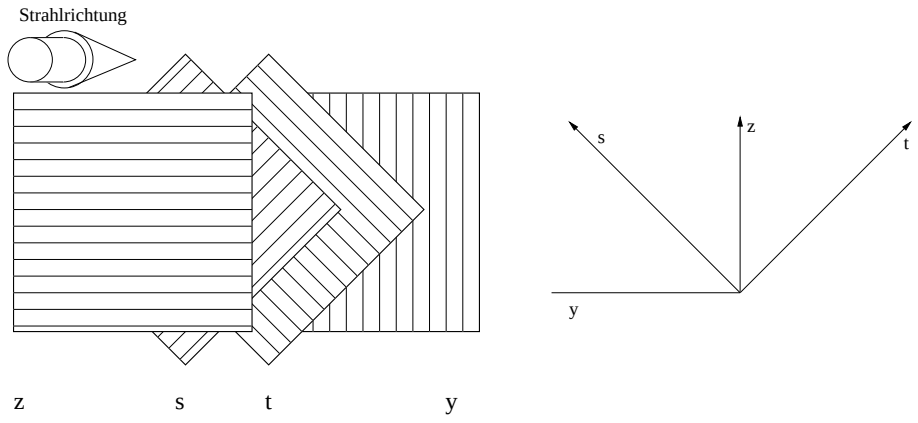

Abbildung 5.2: Anordnung der Detektorebenen in einem Stern

Der doppelseitige Detektor befindet sich zwischen dem ersten und dem zweiten Stern. Für den Teststrahl wurde er mitsamt dem Keramik-*board* in ein Gehäuse eingebaut, daß ursprünglich für MSGCs [3] vorgesehen war (zur Beschreibung siehe [53]). Das *board* wurde, ohne größeren Aufwand für eine exakte Positionierung, in das Gehäuse eingeschraubt.
Ein FSDA und eine Hälfte einer Treiberkarte wurden zur Auslese des doppelseitigen Detektors wie im SELEX-Experiment eingesetzt. Der FSCC, der in SELEX die Daten der FSDAs an die Datennahme weiterleitet, wurde im Teststrahl durch einen CHI[4] ersetzt. Das Strahlteleskop wurde mit der im WA89-Experiment verwendeten Elektronik ausgelesen [54, 48].
Abb. 5.3 zeigt schematisch die wesentlichen Elemente der Datennahme im Teststrahl.

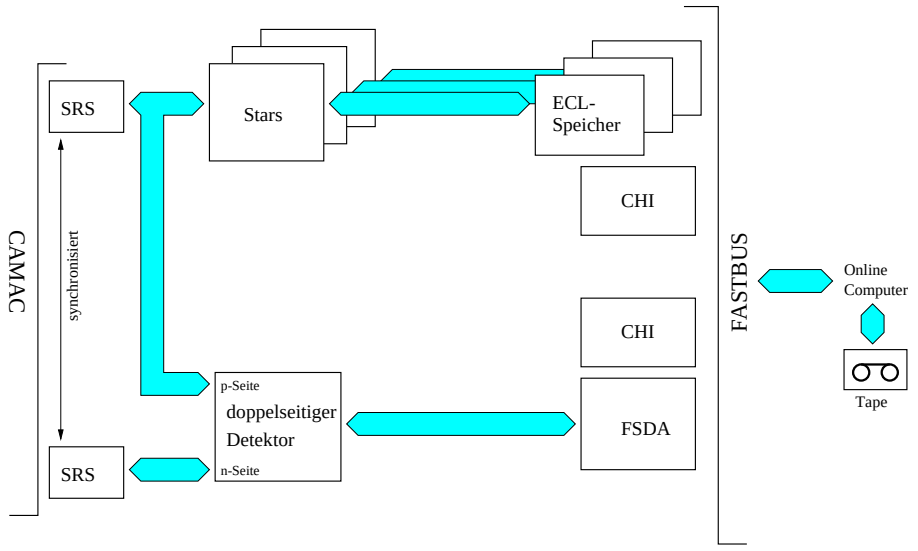

Abbildung 5.3: Das Auslesesystem im Teststrahl

[3] MicroStrip Gas Chambers
[4] Cern Host Interface

Wie oben bereits geschildert, wird die Auslese gestartet, wenn die beiden Szintillatoren vor den Mikrostreifendetektoren in Koinzidenz einen Teilchendurchgang anzeigen. Zu Kalibrations- und Testzwecken wird die Auslese außerdem während des *spills* durch einen Pulsgenerator ausgelöst, der nicht mit mit Teilchendurchgängen korreliert ist.
Der doppelseitige Detektor wurde durch einen einfachen Wasserkreislauf gekühlt, auf eine Stickstoffspülung wurde im Teststrahl verzichtet. Die *stars* wurden lediglich mit einigen Ventilatoren luftgekühlt.
Das im Aufbau für SELEX verwendete Batteriesteuerungsmodul (siehe Abb. 4.5) stand zum Zeitpunkt des Teststrahls noch nicht zur Verfügung. Die Batterien zur Spannungsversorgung der n-Seite wurden daher von Hand (über Relais) zwischen Ladungsspannung und Treiberkarte umgeschaltet. Dies führte in einigen Durchgängen der Datennahme zu niedrigen Effizienzen auf der n-Seite, da keine Möglichkeit bestand, den Ladezustand einer Batterie zu überprüfen. In der Regel wurden die Batterien nach 2-3 Stunden umgeschaltet.

5.3 Kontrolle und Kalibration der Detektoren

Um von den Silizium-Mikrostreifendetektoren sinnvolle Daten zu erhalten, muß anhand einiger Parameter ihre Funktion überprüft werden. Dies wird zunächst für die einseitigen Detektoren durchgeführt, um später mit der Spurinformation die Daten des doppelseitigen Detektors beurteilen zu können. Dabei überprüft man an erster Stelle das *pedestal* der Detektoren auf Stabilität und Lage im ADC-Bereich. Da das Signal der einseitigen Detektoren zu großen ADC-Werten geht, sollte das *pedestal* möglichst niedrig sein, um den ADC-Bereich voll ausschöpfen zu können. Anschließend werden die Schwellen variiert, um die Reaktion der SVX-Chips anhand der Auslesewahrscheinlichkeit der einzelnen Kanäle zu testen. Außerdem erhält man so einen ersten Anhaltspunkt für eine sinnvolle Schwelle, die als Startpunkt der dann folgenden Einstellung der Schwellen dient. Bei der Kalibration sucht man einen Kompromiß zwischen hoher Effizienz (d.h. möglichst niedrige Schwellen) und geringem Rauschtreffer-Untergrund (d.h. möglichst hohe Schwellen). Die Schwellen werden also so eingestellt, daß man einen Untergrund erhält, der die gewünschte Datenqualität sichert. Dabei benutzt man Ereignisse, deren Auslese durch den Pulser getriggert wurde. Im Test wurde für die einseitigen Detektoren ein Rauschtreffer-Untergrund von 0.1% akzeptiert (gemittelt über die Zahl der Kanäle). Kanäle, die mit ihrer Auslesewahrscheinlichkeit in der Nähe von 100% liegen, werden dabei von der Berechnung ausgeschlossen. Während und nach der Kalibration kann anhand von Strahlprofilen (Trefferzahl über Streifennummer für Szintillator-getriggerte Ereignisse) ein erster Eindruck gewonnen werden, ob der Teilchennachweis bzw. die Positionsbestimmung erfolgreich ist. Diese Schritte werden auch für den doppelseitigen Detektor durchgeführt, und daher in den nachfolgenden Abschnitten genauer geschildert.
Für die einseitigen Detektoren konnte außerdem direkt ihre Effizienz bestimmt werden, so wurde schon während des Teststrahls ihre einwandfreie Funktion sichergestellt. Da die Daten des doppelseitigen Detektors in einem anderen Format vorlagen, stand eine geeignete Software zur Bestimmung der Effizienz erst in einer späteren Phase zur Verfügung.

5.3.1 Pedestal

Zur Bestimmung des *pedestals* wird der doppelseitige Detektor zunächst ohne Teilchendurchgang mehrfach im *latch all* Modus ausgelesen, es werden also Signale von allen Streifen aufgezeichnet. So läßt sich das Grundniveau des Analogsignals jedes Streifens, sowie dessen Standardabweichung bestimmen. Zum Vergleich mit den *pedestals* sind in Tabelle 5.1 die erwarteten Parameter der Signale, die von einem Teilchendurchgang stammen, aufgelistet.

	wahrsch. Wert	Halbwertsbreite	$\frac{1}{10}$ Max.
Energieverlust	85 keV	30 keV	140 keV
Signalladung	3.8 fC	1.3 fC	6.2 fC
ADC-Einheiten	27	9.3	44

Tabelle 5.1: Parameter der Landauverteilung der Energiedeposition eines hochenergetischen Teilchens. *Die Werte für den Energieverlust sind [55] entnommen. Zur Umrechnung in Signalladung wurde ein Faktor von 3.6 Elektron-Loch-Paaren/eV angenommen. Der Umrechnungsfaktor in ADC-Einheiten beträgt für beide Seiten des Detektors ca. 7 ADC-Einheiten/fC [56].*

Um den ADC-Bereich voll auszunutzen, um also auch noch sehr hohe Energiedepositionen messen zu können, ist auf der p-Seite ein möglichst niedriges *pedestal*, auf der n-Seite aufgrund der umgekehrten Polarität ein möglichst hohes *pedestal* notwendig. Die *pedestal*-Schwankungen dürfen außerdem nur wenige Zehntel fC (also etwa 1-3 ADC-Einheiten, entspricht maximal 10%) des erwarteten Signals betragen, da sie nachhaltig das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beeinflussen. Abb. 5.4 zeigt *pedestals* und Standardabweichungen für die beiden Seiten des doppelseitigen Detektors.
Die *pedestals* der Detektorebenen konnten schon vor Beginn des Teststrahls im Labor überprüft werden, um die prinzipielle Funktion von Detektor und Auslesesystem zu prüfen. Während des Teststrahls wurde es *interspill* etwa einmal am Tag aufgezeichnet, um eventuelle Langzeitschwankungen zu erkennen.

5.3.2 Reaktion auf Schwellen

Für den Betrieb des Detektors im *sparse*-Modus ist die Reaktion des SVX-Chips auf verschiedene Schwellen entscheidend. Im Idealfall werden bei einer niedrigen Schwelle alle Streifen eines Chips ansprechen. Ist die Variation des *pedestals* der Streifen eines SVX-Chips gering, so fällt die Auslesewahrscheinlichkeit innerhalb von einigen 10 mV auf 0 ab, bei einer höheren Schwelle wird kein Streifen mehr ausgelesen. In Abb. 5.5 sieht man die Auslesewahrscheinlichkeit für die beiden Seiten des doppelseitigen Detektors, aufgetragen über der angelegten Kalibrationsspannung. Es ist zu sehen, daß für

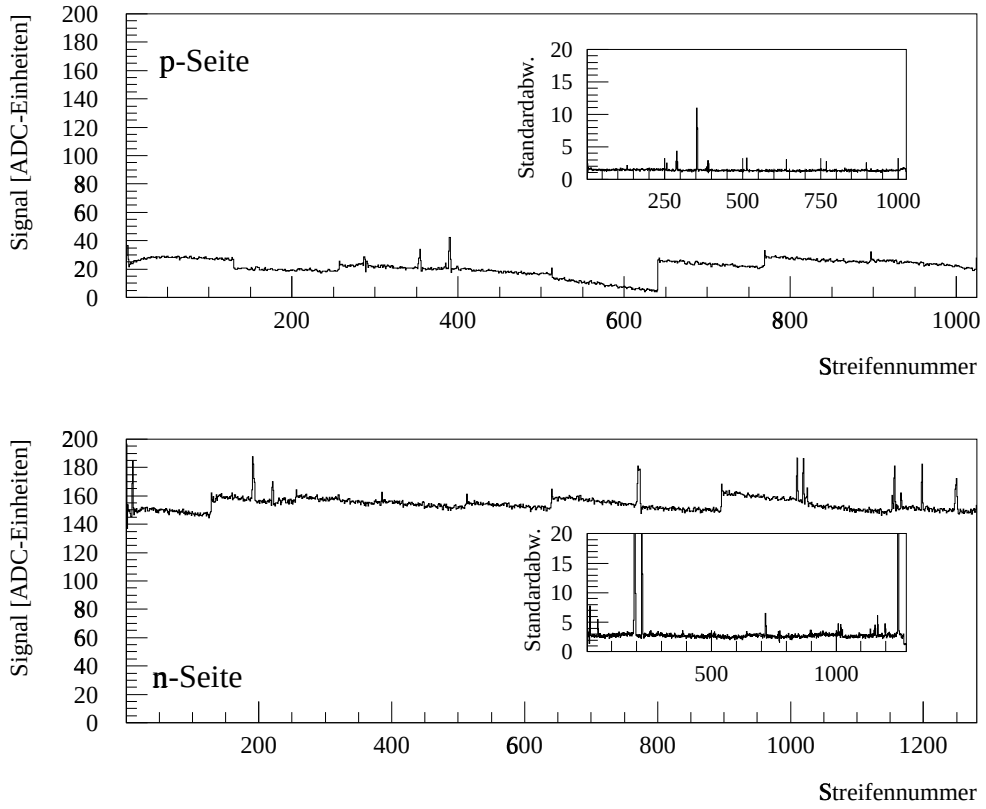

Abbildung 5.4: Pedestals und Standardabweichung der beiden Seiten des doppelseitigen Detektors

die p-Seite eine positivere Spannung eine höhere Schwelle bedeutet, während auf der n-Seite die Auslesewahrscheinlichkeit zu niedrigeren Spannungswerten abnimmt. Außerdem fällt die Auslesewahrscheinlichkeit über einen Bereich von ca. 0.5 V auf 0 ab. Dies ist auf einen Designfehler des SVX-H-Chips zurückzuführen, der zu einem Abfall der Schwellenspannung auf dem Chip entlang der Streifen (zu niedrigen Streifennummern) führt [54]. Dadurch werden die Streifen eines SVX-H-Chips mit niedrigen Nummern noch ausgelesen, während die Streifen mit hohen Nummern bereits unter der Schwelle liegen. Man beachte dazu auch das systematische Abfallen der *pedestals* eines Chips mit steigender Streifennummer in Abb. 5.4. Diese Eigenschaft des SVX-Chips beeinträchtigt auch die Kalibration, die sich an den Auslesewahrscheinlichkeiten orientiert. Letztlich wird somit auf die Auslesewahrscheinlichkeit der Streifen eines Chips mit dem höchsten *pedestal* kalibriert, für die meisten Streifen des Chips ist die Schwelle damit zu hoch.
Die Auslesewahrscheinlichkeit liefert einen ersten Anhaltspunkt dafür, wie die Schwellen der SVX-Chips zu setzen sind, um im *sparse*-Modus eine hohe Effektivität des Chips bei gleichzeitiger weitgehender Unterdrückung von Rauschtreffern zu gewährleisten.

Wie die *pedestals* wurden auch die Auslesewahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Schwellen zur Funktionskontrolle bereits im Labor ermittelt. Während des Teststrahls wurde sie dann etwa einmal pro Tag aufgenommen, um die Funktionsfähigkeit der SVX-Chips zu prüfen.

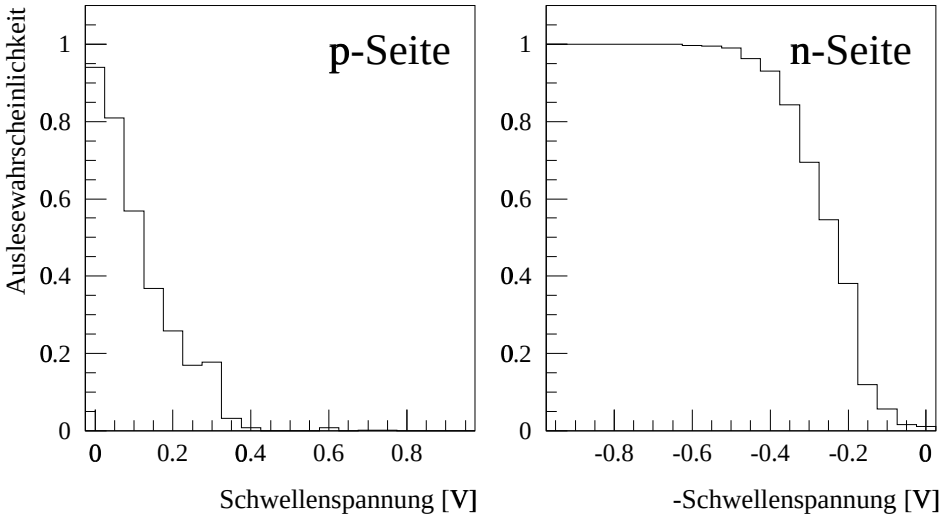

Abbildung 5.5: Auslesewahrscheinlichkeit der Streifen in Abhängigkeit von der an den Chip angelegten Schwelle. *Die Auslesewahrscheinlichkeit ist gemittelt über alle Streifen eines Chips. Für die n-Seite bedeutet aufgrund der umgekehrten Polarität eine positivere Spannung eine niedrigere Schwelle. Daher wurde die Auslesewahrscheinlichkeit hier über dem negativen Wert der Schwellenspannung aufgetragen.*

5.3.3 Rauschdiagramme - Kalibration der Detektoren

Mit den Ereignissen, die mit dem Pulser getriggert worden sind, lassen sich Rauschdiagramme, die die Auslesehäufigkeit der einzelnen Kanäle über der Kanalnummer zeigen, erstellen. Anhand der Rauschdiagramme (in Abb. 5.6), werden die Schwellen so variiert, daß sich die gewünschte Auslesewahrscheinlichkeit einstellt. Für den doppelseitigen Detektor wurde wie für die einseitigen ein Rauschtreffer-Untergrund von 0.1% akzeptiert. Zwischen einzelnen Durchgängen der Datennahme wurde die Auslesewahrscheinlichkeit überprüft, und die Kalibration der Detektoren wenn nötig angepaßt.

5.3.4 Strahlprofile

Anhand der Strahlprofile läßt sich relativ einfach überprüfen, ob die Detektoren tatsächlich auf durchgehende Teilchen ansprechen. Man verwendet hierzu Ereignisse, bei denen der Szintillatortrigger angesprochen hat. Trägt man für einen kalibrierten Detektor die Auslesehäufigkeit einzelner Streifen über der Streifennummer auf, so muß sich das Profil des Teilchenstrahls abzeichnen. Neben der Kontrolle der Funktion der Detektoren in *sparse*-Modus kann man so auch die relative Position der Detektoren zum Strahl überprüfen (Abb. 5.7).

5.4 Aufbereitung der Testdaten

Die Auswertung der Daten, die mit der im vorigen Kapitel beschriebenen Anordnung aufgezeichnet worden sind, erfolgt im wesentlichen in drei Stufen. Die einzelnen Schritte werden für alle Detektoren (ein- und doppelseitig) gleichzeitig durchgeführt.

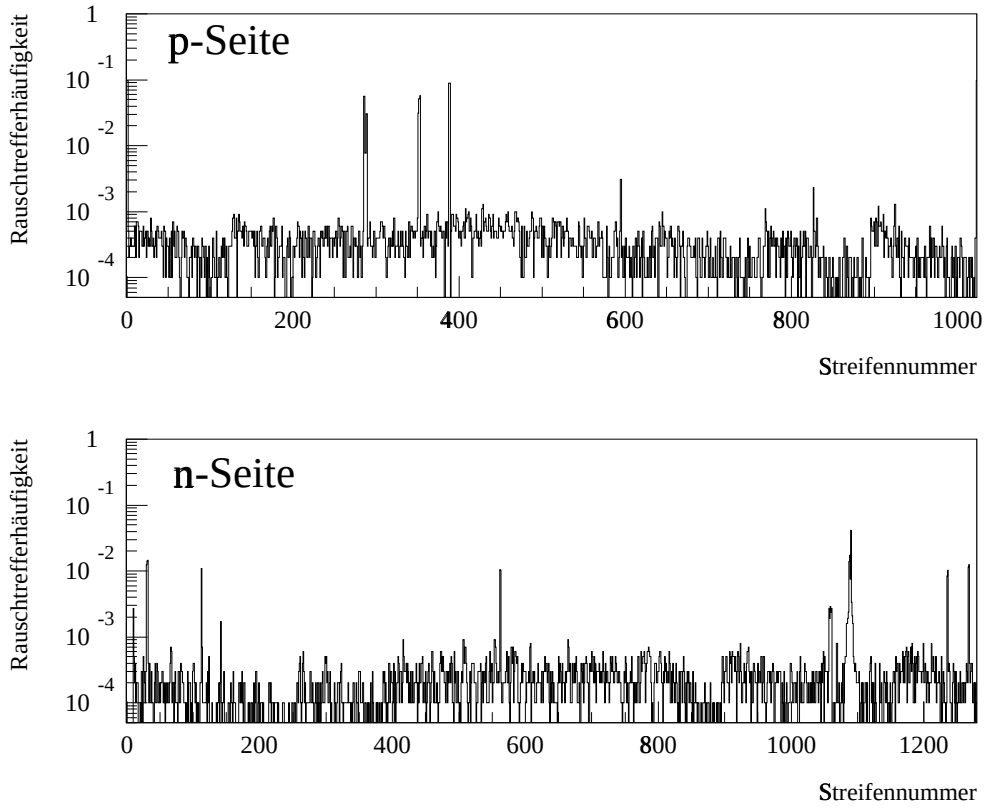

Abbildung 5.6: Auslesewahrscheinlichkeit einzelner Streifen bei 10000 Auslesevorgängen. *Im logarithmischen Diagramm ist die Kalibration auf ca. 0.1% Auslesewahrscheinlichkeit zu erkennen.*

5.4.1 Rauschanalyse

Im ersten Schritt werden lediglich die Daten analysiert, bei denen die Auslese durch den Pulser ausgelöst worden ist. Angezeigte Treffer auf den Mikrostreifendetektoren sollten somit hauptsächlich durch Detektorrauschen hervorgerufen werden. Diejenigen Streifen, die in mehr als 5% dieser Ereignisse einen Treffer anzeigen (die 'heißen Streifen, *hot strips*), werden identifiziert, in eine Datenbank für diesen Durchgang der Datennahme (*run*) eingetragen und in der weiteren Analyse nicht mehr berücksichtigt. Für die einseitigen Detektoren werden einige wenige Kanäle, die immer wieder als heiße Streifen auftauchen, von vorneherein von der Analyse ausgeschlossen, um die Rechenzeit bei der Spurrekonstruktion zu verkürzen.
Die heißen Streifen sind eine bedeutsame Quelle von Ineffizienzen, daher sollte die Zahl der Streifen, die von vorneherein ausgeschlossen werden, möglichst gering sein, und die Bedingungen, unter denen die Information verworfen wird, nicht zu strikt. Andererseits ist die Information eines Streifens, der häufig einen falschen Treffer anzeigt, wertlos. Er täuscht eine Effizienz vor, die nicht vorhanden ist. Als Extrembeispiel ergibt sich für einen Detektor, der bei jeder Auslese einen Treffer anzeigen, eine Effizienz von 100%, auch wenn er gar nicht zum Teilchennachweis geeignet sein sollte.
Je nach Redundanz des Detektorsystems und Anforderungen an Spurgüte und Effizienz können verschiedene Grenzen für den Rauschtrefferhäufigkeit, ab denen man die Informa-

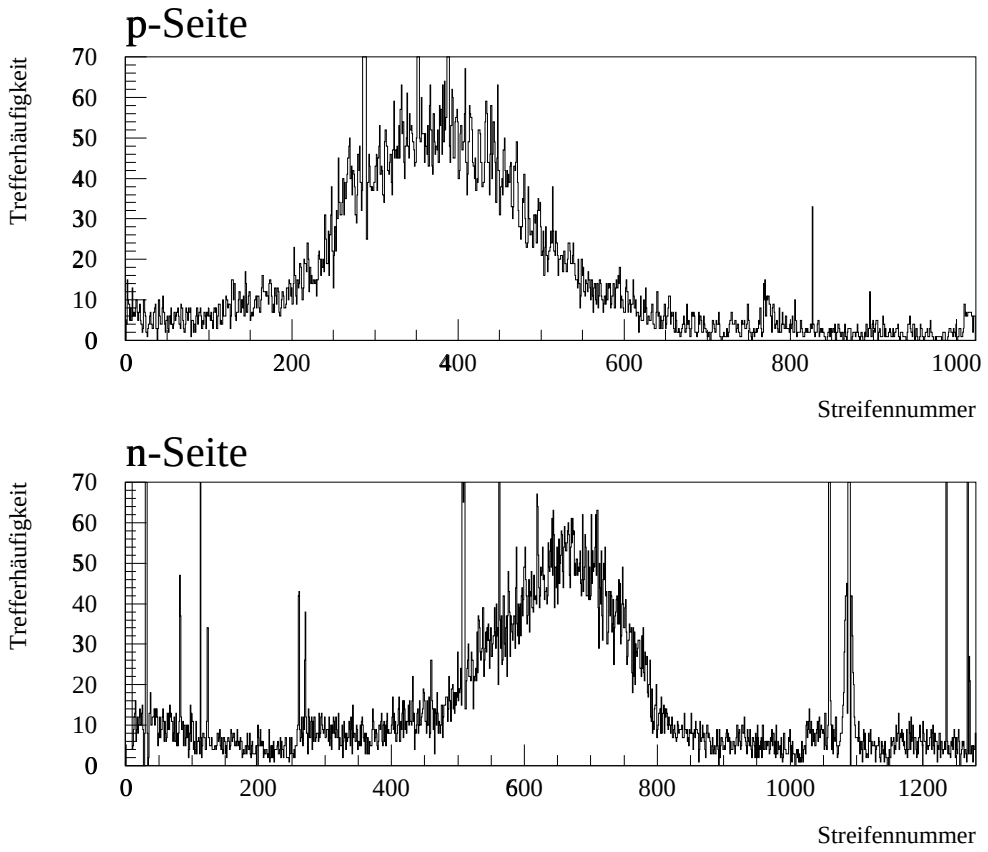

Abbildung 5.7: Strahlprofile der beiden Seiten des doppelseitigen Detektors. *Die Strahltreffer treten deutlich gegenüber dem Rauschuntergrund hervor. Es sind außerdem einige heiße Kanäle zu sehen.*

tion des Streifens verwirft, sinnvoll sein. Für die Analyse der Testdaten werden die Daten eines Streifens verworfen, wenn er in mehr als 5% der Pulser-getriggerten Ereignisse ausgelesen wird. Dies gilt sowohl für den doppel- als auch für die einseitigen Detektoren.

5.4.2 Positionsbestimmung der Detektoren

Da die Streifen der Detektoren einen Abstand von nur 25 bzw. 50 µm haben (die Auflösung des Detektors ist noch geringer, siehe 5.7), können sie weder so exakt und stabil mechanisch befestigt, noch kann ihre Position genau genug von vorneherein gemessen werden. Man bestimmt daher die genaue Position der Detektorebenen entlang der Koordinate, die sie messen, mit Hilfe von rekonstruierten Spuren (*alignment*). Als Referenz dient dabei jeweils die erste und letzte y- und z-Ebene. Mit ihnen werden Raumspuren rekonstruiert und dann die Abstände (Residuen) zwischen den Treffern auf anderen Ebenen und den Vorhersagen durch die Raumspuren bestimmt. Die Residuen einer Ebene stammen dabei hauptsächlich von Treffern die nicht zu den Spuren gehören, die ja ihrerseits auch gar nicht von Teilchen stammen müssen, sondern (da man nur zwei Treffer auf den Detektoren mit einer Geraden verbindet) großenteils Produkte des Detektorrauschens sind. Diese Residuen sind unkorreliert und gleichverteilt. Die Residuen, die von wirklichen Spuren und wirklichen Treffern auf dem Detektor stammen, sind dagegen nahezu gaußverteilt, mit

einer Breite, die der Auflösung des Detektors entspricht. Falls der Nullpunkt des Detektors nicht mit der Nullachse der Referenzdetektoren übereinstimmt, ist die Gaußverteilung der 'wirklichen' Residuen um die Abweichung verschoben. Indem man also in der Analyse die Position der betrachteten Ebene verändert und so die Residuen iterativ minimiert, kann man die genaue Position der Detektorebene bestimmen.
Da auch zeitliche Schwankungen der Detektorpositionen möglich sind, wird das *alignment* für jeden Durchgang der Datennahme gesondert durchgeführt.

5.4.3 Spurrekonstruktion

Nachdem so die Rauscheigenschaften und die Positionen sowohl des Strahlteleskops als auch des doppelseitigen Detektors bestimmt worden sind, kann man nun zur eigentlichen Untersuchung der Testdaten kommen. Dabei geht das Analyseprogramm in jedem Ereignis wie folgt vor:

- Sollte eine y- oder z-Ebene des Strahlteleskops eine Treffermultiplizität größer als 8 zeigen, so wird das Ereignis verworfen[5].
- Alle Treffer auf den z-Ebenen werden nacheinander zu Spuren kombiniert, die Spur mit der geringsten Varianz wird ausgewählt.
- Für die y-Ebenen wird das gleiche durchgeführt, da die y- und z-Ebenen die primären Spuren liefern, werden automatisch alle Ereignisse verworfen, bei denen eine y- oder z-Ebene der *stars* keinen Treffer anzeigt.
- Die y- und die z-Projektionsspur werden zu einer Spur im Raum kombiniert.
- Auf den s- und t-Ebenen wird nach entsprechenden Treffern gesucht. Nur wenn auf mindestens 5 der 3 s- und 3 t-Ebenen ein Treffer mit einem Abstand von weniger als 90 μm zu finden ist, wird die Spur verwendet.
- Mit den verbleibenden Spuren werden Treffer auf den beiden Ebenen des doppelseitigen Detektors vorausgesagt.

Neben der Effizienzbestimmung des doppelseitigen Detektors werden noch die Effizienzen der einseitigen Detektoren, Clustergrößen, Auflösung, Spurverteilung und weitere Parameter bestimmt.

5.5 Effizienzbestimmung

Die Effizienz des doppelseitigen Detektors (und auch der einseitigen Detektoren des Strahlteleskops) wird anhand der durch das Strahlteleskop rekonstruierten Spuren bestimmt. Sie werden verwendet, um einen Treffer auf dem zu untersuchenden Detektor

[5] Dies führt dazu, daß trotz hoher Effizienz der einseitigen Detektoren (siehe 5.5.4), die Spurrekonstruktion nur in 70% der Ereignisse erfolgreich war. Dies ist auf zwei offensichtlich defekte Chips auf der ersten z-Ebene zurückzuführen, die zeitweise Treffermultiplizitäten > 100 erzeugten.

vorherzusagen. Anschließend wird überprüft, ob der Detektor tatsächlich einen Treffer innerhalb eines vorgegebenen Abstandes aufweist. In der vorliegenden Analyse wurde ein Abstand ≤ 180 µm (≤ 90 µm für die einseitigen Detektoren) gewählt. Das diese Fenstergrößen sinnvoll sind, wird mit dem systematischen Fehler (siehe 5.5.2) gezeigt. Die Effizienz oder Ansprechwahrscheinlichkeit ist der Quotient aus den Ereignissen, in denen der Treffer gefunden wurde, und der Zahl der Ereignisse, in denen überhaupt eine Spur gefunden wurde.

5.5.1 Statistischer Fehler

Da man für Silizium-Mikrostreifendetektoren sehr hohe Effizienzen erwartet, kann man die Messung als Bernoulli-Experiment betrachten, bei dem man die Ineffizienzen abzählt, also die Ereignisse, bei denen kein entsprechender Treffer auf dem Detektor gefunden wurde. Die Ineffizienzen sind poissonverteilt. Ihre Zahl ist aber gegenüber der Gesamtzahl der Ereignisse so klein, daß die Poissonverteilung nicht durch eine Normalverteilung angenähert werden kann. Insbesondere kann der Fehler nicht durch die Wurzel des Meßwertes angenähert werden. Dies wird besonders deutlich, wenn man den Fall eines Detektors betrachtet, der bei einer Messung keine Ineffizienz aufweist. Nach der gängigen Näherungsformel wären die Fehlergrenzen für die Ineffizienzen damit $\pm\sqrt{0}$, für die Effizienz würde damit also 100% ± 0% folgen, obwohl offensichtlich ist, daß eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür besteht, in einem weiteren Versuch eine oder mehr Ineffizienzen zu finden. Die Fehlergrenzen können also offensichtlich nicht symmetrisch sein. Vielmehr muß durch numerische Umkehrung der Verteilungsfunktion der Poissonverteilung ein Intervall bestimmt werden, in dem der wahre Wert der Ineffizienz bzw. Effizienz mit einer gewählten Konfidenzwahrscheinlichkeit liegt [57].
Wurde also eine bestimmte Zahl von Ineffizienzen λ gezählt, so werden zu einem Konfidenzniveau 1-α die obere (λ_+) und untere (λ_-) Konfidenzgrenze numerisch bestimmt, so daß gilt:

$$\sum_{n=0}^{\lambda+1} \frac{\lambda_+^n}{n!} e^{-\lambda_+} = \frac{\alpha}{2} \tag{5.1}$$

$$\sum_{n=0}^{\lambda} \frac{\lambda_-^n}{n!} e^{-\lambda_-} = 1 - \frac{\alpha}{2} \tag{5.2}$$

Falls also λ_+ bzw. λ_- der Erwartungswert für die Zahl der Ineffizienzen ist, hätte man mit einer Wahrscheinlichkeit von $\frac{\alpha}{2}$ trotzdem einen Wert kleiner (λ_+) bzw. größer (λ_-) als den gemessenen Wert λ erhalten.

5.5.2 Systematischer Fehler

Der wichtigste systematische Fehler bei der Effizienzbestimmung entsteht dadurch, daß eventuell Treffer akzeptiert werden, die aus dem Rauschen des Detektors stammen, also nicht von dem Teilchen hervorgerufen werden, das die Spur im Strahlteleskop hinterlassen

hat. Um den Einfluß des Detektorrauschens abschätzen zu können, wird der vorausgesagte Treffer auf dem Detektor um 1 cm verschoben und dann in gleicher Weise wie bei der ursprünglichen Voraussage nach einem entsprechenden Treffer gesucht. Die so ermittelte "vorgetäuschte Effizienz" (typischerweise 0.2-1%) liefert eine Abschätzung für den Einfluß des Detektorrauschens und erlaubt eine Überprüfung der Akzeptanzintervalle für Treffer auf dem Detektor.

5.5.3 Effizienz des doppelseitigen Detektors

Nachdem der doppelseitige Detektor stabil arbeitete und kalibriert worden war, wurde für beide Seiten eine stabile Effizienz von über 94% erreicht, wobei ein zeitweiliges Auftreten niedrigerer Effizienzen auf Probleme technischer Natur zurückzuführen war. Speziell für die n-Seite fiel die Effizienz ab, sobald die Batterie mit der Versorgungsspannung für die Elektronik weitgehend entladen war. Durch wiederholte Kalibration stabilisierte sich der Detektor weiter, so daß er schließlich die Effizienzen lieferte, die in Tabelle 5.2 aufgelistet sind.

	Effizienz [in %]	statistischer Fehler		systematischer Fehler
p-Seite	98.66	-0.41	+0.34	-0.11
n-Seite	97.90	-0.50	+0.43	-0.18

Tabelle 5.2: Effizienzen der beiden Seiten des doppelseitigen Detektors. *Die angegebenen Werte beruhen auf 6587 (p) bzw 6611 (n) rekonstruierten Spuren. Die statistischen Fehler sind zu einer Konfidenz von 99% angegeben. Auf dem beiden Seiten befanden sich im Mittel 0.251 (p-Seite) bzw. 0.895 (n-Seite) weitere Treffer, die nicht der Spur zugeordnet wurden.*

Abb. 5.8 zeigt vorausgesagte, gefundene und nicht gefundene Treffer (Ineffizienzen) auf den beiden Seiten des doppelseitigen Detektors. Ineffizienzen sind dabei dem der Trefferrekonstruktion nächstliegenden Streifen zugeordnet. Wie man erkennen kann, sind die Ineffizienzen der p-Seite hauptsächlich durch verworfene heiße Kanäle verursacht worden. Eine genauere Analyse ergibt, daß 67 von 88 Ineffizienzen in unmittelbarer Nähe (± 1 Streifen) der 6 als "heiß" verworfenen Streifen[6] der p-Seite auftreten. Auf der n-Seite läßt die Verteilung der Ineffizienzen darauf schließen, daß hier tatsächlich Teilchen durch physikalische Effekte oder aber zu hohe Kalibrationsschwellen nicht nachgewiesen werden konnten. Lediglich 9 der 139 Ineffizienzen liegen in der Nähe heißer Streifen.

5.5.4 Effizienz der einseitigen Detektoren des Strahlteleskops

Zum Vergleich und als Referenz für die Güte des Strahlteleskops sind in Tabelle 5.3 die Effizienzen der Detektoren des Strahlteleskops aufgelistet. Um die Effizienzen der y- und

[6] Streifennummern 286, 288, 289, 351, 352, 353

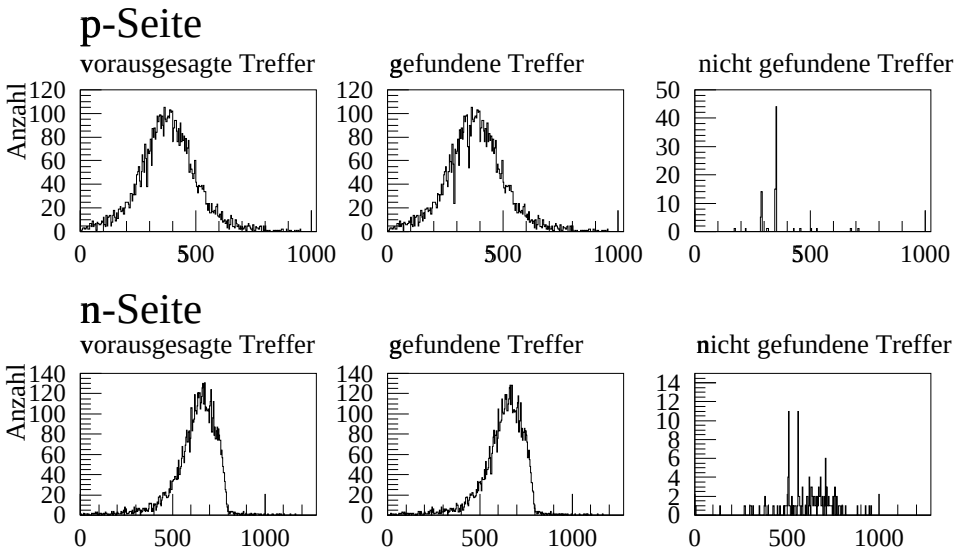

Abbildung 5.8: Treffer auf dem doppelseitigen Detektor. *Auf der n-Seite wurde der Strahl durch die Triggerszintillatoren abgeschnitten.*

z-Detektoren zu bestimmen, wurde ein erneuter Durchlauf der Analyse durchgeführt, der die Spuren mit Treffern aus den s- und t-Ebenen rekonstruiert und Treffer in mindestens 5 y- und z-Ebenen fordert.

Stern 1	z	99.13%	Stern 2	z	99.98%	Stern 3	z	99.75%
	y	99.64%		y	99.98%		y	99.93%
	s	99.71%		s	99.92%		s	99.92%
	t	99.48%		t	99.74%		t	99.71%

Tabelle 5.3: Effizienzen der einseitigen Detektoren des Strahlteleskops. *Die ermittelten Effizienzen beruhen jeweils auf etwa 6000 rekonstruierten Spuren. Die Fehlerintervalle sind in allen Fällen enger als -0.03 und +0.005 . Die "vorgetäuschte Effizienz" ist immer kleiner als 0.77% (Stern 2, s-Ebene).*

5.6 Clusterverteilung

5.6.1 Clusterbildung

Zeigen auf einem Detektor mehrere Streifen nebeneinander einen Treffer an, so spricht man von einem Cluster . Die Bildung solcher Cluster kann verschiedene Ursachen haben. Der Plasmaschlauch, der sich zunächst um die Spur des Teilchens bildet, hat einen Durchmesser von nur 1 µm und eine Ladungsdichte von $10^{15} - 10^{17}$ C/cm^3 [40]. Die Spur des Teilchens kann aber gegenüber der Normalen der Detektorfläche so stark geneigt sein, daß sie den Detektor im Bereich mehrerer Streifen durchdringt. Da im Test der Strahl direkt auf den Detektor traf, hat man es hier ausschließlich mit nahezu senkrecht auftreffenden Teilchen zu tun. Die rekonstruierten Spuren zeigen, daß die Strahldivergenz kleiner als 20 mrad war, in einer Detektordicke von 300 µm legt das Teilchen transversal also maximal 6 µm zurück. Trotzdem kann diese geringe Transversalbewegung, falls sie genau zwischen zwei Streifen stattfindet, dazu führen, daß beide Streifen einen Treffer anzeigen. Durch Coulomb-Mehrfachstreuung kann das einfallende Teilchen im Detektor abgelenkt werden, so daß selbst bei senkrechtem Auftreffen der Detektor im Bereich mehrerer Streifen anspricht.
Ein weiterer Effekt, der zum Auftreten von Clusters führt ist die Diffusion der Ladungsträger. Für den doppelseitigen Detektor erwartet man Ladungssammelzeiten von etwa 8 ns für Elektronen bzw. 24 ns für Löcher[7]. In dieser Zeit driften die Ladungen zu den Streifen und es findet eine Aufweitung des Plasmaschlauchs statt. Die eindimensionale Teilchendichte läßt sich annähernd durch

$$\frac{dN}{dx} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \tag{5.3}$$

beschreiben. t bezeichnet die Driftzeit, x die transversale Ortskoordinate und D die Diffusionskonstante, die durch

$$D = \frac{kT}{e}\mu \tag{5.4}$$

gegeben ist (μ Mobilität der Ladungsträger, T Temperatur, k Boltzmannkonstante, e Elementarladung). Die Ladungsträger sind also um die Spurposition mit einer Streuung

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \tag{5.5}$$

gaußförmig verteilt.
σ hängt dabei nur auf den ersten Blick von der Mobilität und damit von der Art der Ladungsträger ab, denn für die Driftzeit t gilt in diesem einfachen Modell:

[7] Unter folgenden Annahmen: Detektordicke 300 µm , Driftweg 150 µm , Verarmungsspannung 40 V. Außerdem werden die Mobilitäten aus Tabelle 3.1 zugrundegelegt.

$$t = \frac{d\, s_{Drift}}{\mu\, U} \tag{5.6}$$

und damit

$$\sigma = \sqrt{\frac{2\, k\, T\, d\, s_{Drift}}{e\, U}}. \tag{5.7}$$

Dabei ist d die Detektordicke, s_{Drift} die Länge des Driftweges der Teilchen und U die Verarmungsspannung. So erhält man für Elektronen und Löcher die gleiche Streuung der Ladungsverteilung in Abhängigkeit vom Driftweg, wie sie in Abb. 5.9 dargestellt ist.

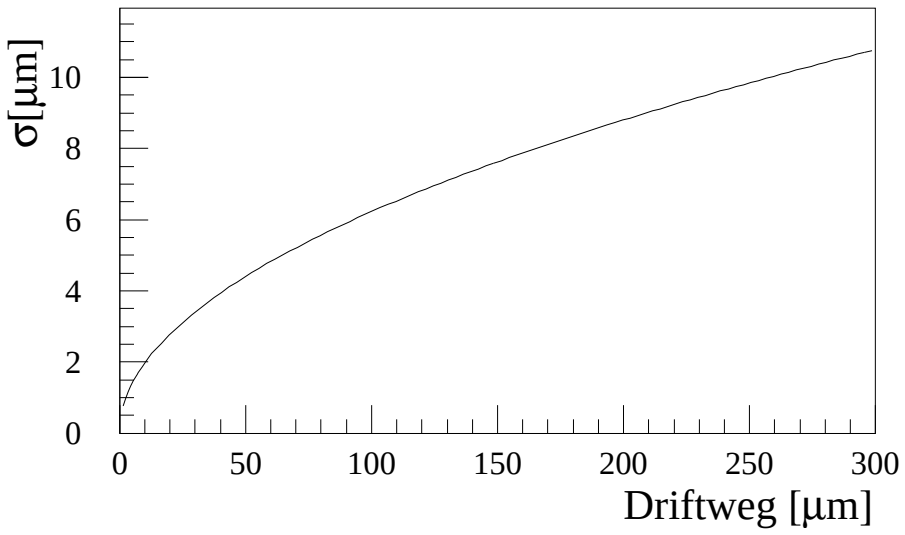

Abbildung 5.9: Streuung der Ladungsverteilung in Abhängigkeit vom Driftweg

Wie man erkennen kann, läßt sich mit einer Aufweitung des Plasmaschlauchs auf $2 \cdot \sigma = 22$ μm (für einen Driftweg von 300 μm) das Zustandekommen von Clusters aus zwei getroffenen Streifen verstehen, falls das Teilchen, welches die Ionisation verursacht hat, nicht weiter als 11 μm vom Mittelpunkt zwischen den beiden Streifen entfernt war. Geht man davon aus, daß selbst im Bereich $\pm 3\sigma$ der Ladungsverteilung der Streifen noch anspricht, so kann man mit einer Breite des Plasmaschlauchs von 66 μm sogar noch Cluster der Größe 3 erklären.
Die Clusterbildung ist außerdem auf Wechselwirkungen zwischen den Streifen des Detektors zurückzuführen. Dabei spielen die Eigenschaften der Halbleiterstrukturen, die in 3.1.5 aufgeführt sind, eine wichtige Rolle. Durch Induktion oder einfache Leitung zwischen den Streifen erfolgt eine Bildung von Clusters auch nachdem die Ladungen auf den Streifen gesammelt worden sind. Diese Effekte sind aber nur sehr schwer in Clustergrößen quantifizierbar.
Neben den niederenergetischen Elektronen der Ionisation, welche langsam durch das

Detektormaterial driften, können von geladenen Teilchen durch Stoßionisation auch höherenergetische Elektronen freigesetzt werden. Diese sogenannten δ-Elektronen ionisieren das Silizium ihrerseits und können so zur Clusterbildung beitragen.
Entscheidend für die Clusterentstehung ist allerdings die Kalibration. Die Höhe der Schwellen bestimmt, wie groß das Signal auf einem Streifen mindestens sein muß, um als Treffer zu gelten. Damit wird so auch festgelegt, bei welcher Entfernung vom Mittelpunkt des Plasmaschlauches die Streifen noch ansprechen, wie groß Induktionseffekte sein müssen, und welche Energie δ-Elektronen mindestens wieder deponieren müssen, um auf benachbarten Streifen Treffer auszulösen.

5.6.2 Cluster auf dem doppelseitigen Detektor

Abb. 5.10 zeigt die Clusterverteilung auf dem doppelseitigen Detektor.

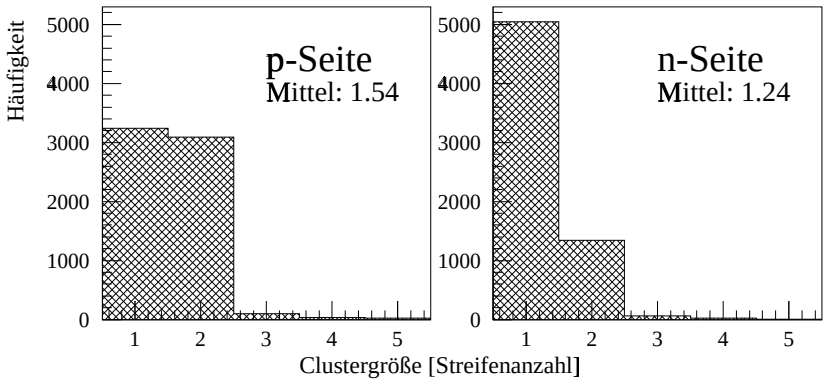

Abbildung 5.10: Clusterverteilung auf dem doppelseitigen Detektor. *Es sind nur Cluster dargestellt, die zu rekonstruierten Spuren passen.*

Auf der n-Seite haben 78% der Treffer Clustergröße 1 und 26.5% Clustergröße 2. Die p-Seite zeigt Clustergröße 1 (zu 50%) und 2 (zu 47.5%) fast gleich häufig. Cluster größer als 5 treten auf beiden Seiten nicht auf. Ein Grund für die Diskrepanz zwischen der Clustergrößenverteilung der p- und der n-Seite liegt im Design der doppelseitigen Detektoren. Wie bereits in 3.2 beschrieben, befinden sich auf der p-Seite zwischen den ausgelesenen Streifen weitere p^+-Streifen die nicht ausgelesen werden. Sammeln sich die Löcher zum Großteil auf einem dieser Streifen, so induzieren sie Ladungen auf den Nachbarstreifen, die dann von der Ausleseelektronik registriert werden (kapazitive Ladungskopplung). Dieser Effekt ist im wesentlichen symmetrisch, daher erhält man so zwei Streifen, die ein Signal anzeigen. Auf der n-Seite befinden sich zwischen den n^+-Streifen p-Stops, die für eine bessere Trennung der Streifen sorgen. Induktionseffekte sind somit in geringerem Maße zu erwarten. Außerdem werden driftende Elektronen durch das abstoßende Feld am p^+n-Übergang abgestoßen und so in Richtung eines n^+-Streifens gezwungen.
Allerdings bleibt zu bedenken, daß die Schwellen der Chips letztlich entscheiden, ob mehr als ein Streifen einen Treffer anzeigt. Die die mittlere Zahl der ansprechenden Streifen, die nicht einer Spur zugeordnet werden konnten, ist auf der n-Seite dreimal so hoch wie

auf der p-Seite. Da auch die “vorgetäuschte Effizienz” auf der n-Seite fast um einen Faktor zwei größer ist (siehe Tab. 5.2 und Tabellenunterschrift), kann man davon ausgehen, daß die Schwellen auf der p-Seite relativ zum Signal höher gesetzt waren. Trotzdem treten Cluster der Größe 2 auf der p-Seite bedeutend häufiger auf. In 5.8 wird sich allerdings zeigen, daß dies nicht notwendig für alle gesetzten Schwellen der Fall ist.

5.7 Auflösung

5.7.1 Auflösung eines Mikrostreifendetektors

Wird bei der Spurrekonstruktion mittels Mikrostreifendetektoren nur die digitale Information benutzt (wie es im Teststrahl der Fall war), so kann man aus dem Ansprechen eines Streifens lediglich schließen, daß das Teilchen in einem Bereich $\pm\ d_{pitch}\ /\ 2$ um den Streifenmittelpunkt durchgetreten ist. d_{pitch} ist dabei der Streifenabstand des Mikrostreifendetektors. Die Teilchen liegen also gleichverteilt um den ansprechenden Streifen. Nimmt man für die Position des Streifens $x = 0$ so ist die Verteilungsfunktion:

$$F(x) = \begin{cases} 0 & : \quad x \leq -\frac{d_{pitch}}{2} \ \vee \ x > \frac{d_{pitch}}{2} \\ \frac{1}{d_{pitch}} & : \quad -\frac{d_{pitch}}{2} \leq x < \frac{d_{pitch}}{2} \end{cases} \tag{5.8}$$

Für die Auflösung, definiert durch die Standardabweichung der Verteilung der Teilchen um den Streifen, gilt also :

$$\sigma^2_{Detektor} = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 F(x) dx = \int_{-\frac{d_{pitch}}{2}}^{\frac{d_{pitch}}{2}} \frac{x^2}{d_{pitch}} dx = \frac{{d_{pitch}}^2}{12} \tag{5.9}$$

Damit ist die Auflösung gegeben durch:

$$\sigma = \frac{d_{pitch}}{\sqrt{12}} \tag{5.10}$$

Sprechen mehrere Streifen des Detektors nebeneinander an (Cluster), so kann man nur noch die Aussage machen, daß das Teilchen irgendwo im Bereich dieser Streifen Energie im Detektor deponiert hat. Die Auflösung ist also mit der Clustergröße zu multiplizieren. Für den doppelseitigen Detektor folgt damit:

$$\sigma_{Detektor} = 14.43\,\mu\text{m} \ \times \ \text{Clustergröße} \tag{5.11}$$

Kann man allerdings davon ausgehen, daß man es ausschließlich mit senkrecht einfallenden Teilchen zu tun hat, dann werden Clustergrößen > 1 nicht durch schräg einfallende Teilchen verursacht werden, die daß Detektormaterial im Bereich mehrerer Streifen ionisieren. Sprechen trotzdem z.B. zwei Streifen nebeneinander an, so ist dies ein Hinweis darauf, daß das einfallende Teilchen sich möglicherweise genau zwischen zwei Streifen befand. Dies gilt besonders für die p-Seite des doppelseitigen Detektors, deren nicht

ausgelesene Streifen in diesem Fall für eine Induktion auf benachbarten Streifen sorgen (kapazitive Ladungsteilung). Die Auflösung sollte in diesem Fall also besser sein.
Eine weitere Verbesserung der Auflösung ist durch Verwendung des analogen Signals möglich. Für Cluster größer als zwei Streifen wird dabei die Position des Treffers zwischen den Streifen durch die Lage des Ladungsschwerpunktes ermittelt. Berücksichtigt man dabei die Form der Ladungsverteilung, so lassen sich deutliche Auflösungsverbesserungen bis zu einem Faktor 1 / 3 erreichen [40]. Aus den oben genannten Gründen konnte das Analogsignal in diesem Test jedoch nicht verwendet werden.

5.7.2 Messung der Auflösung

Man mißt die Auflösung als Standardabweichung der Treffer auf dem doppelseitigen Detektor von den Vorhersagen der Spurrekonstruktion. In diese Messung geht also nicht nur die Auflösung des doppelseitigen Detektors, sondern auch die Abweichung der Spurrekonstruktion von der wahren Position des Teilchens ein. Die gemessene Verteilung ist also eine Faltung aus der Verteilungsfunktion der Spurvorhersage (die man gaußförmig annimmt) und der Rechteckverteilung um den (oder die) getroffenen Streifen.
Die gemessene Auflösung σ_{gem} setzt sich also aus der Detektorauflösung $\sigma_{Detektor}$ und der Spurauflösung σ_{Spur} zusammen:

$$\sigma_{gem}^2 = \sigma_{Detektor}^2 + \sigma_{Spur}^2 \tag{5.12}$$

5.7.3 Abschätzung des Einflusses der Spurvorhersage

Die Projektionsspuren sind mit der Methode der kleinsten Quadrate aus jeweils einem Treffern auf den einseitigen Detektorebenen der z-(bzw. y-)Projektion bestimmt worden. Die Fehler im Achsenabschnitt und in der Steigung können mit Hilfe der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix abgeschätzt werden [57]. Die Fehler hängen dabei nur von den Detektorpositionen und der Trefferauflösungen auf den einseitigen Detektoren ab. Nimmt man die theoretisch erwartete Auflösung der einseitigen Streifendetektoren (7.2 µm) an, so ergibt sich für die z-Projektion als Abschätzung der Fehler in der Steigung (Δa_z) bzw. im Achsenabschnitt (Δb_z):

$$\Delta a_z = 2.52 \cdot 10^{-5} \tag{5.13}$$

$$\Delta b_z = 7.03\ \mu\text{m} \tag{5.14}$$

Und für die y-Projektion ergibt sich:

$$\Delta a_y = 2.52 \cdot 10^{-5} \tag{5.15}$$

$$\Delta b_y = 7.14\ \mu\text{m} \tag{5.16}$$

Mit diesen Fehlergrenzen kann man den Fehler für die vorausgesagte Trefferposition (σ_{z-Spur} und σ_{y-Spur}) berechnen:

$$\sigma_{z-Spur} = \sqrt{(\Delta a_z\ x_{Detektor})^2 + (\Delta b_z)^2} \tag{5.17}$$

$$\sigma_{y-Spur} = \sqrt{(\Delta a_y\ x_{Detektor})^2 + (\Delta b_y)^2} \tag{5.18}$$

Man erhält als Abschätzung der Fehler in den vorausgesagten Trefferpositionen:

$$\sigma_{z-Spur} = 8.05\ \mu m \tag{5.19}$$

$$\sigma_{y-Spur} = 8.14\ \mu m \tag{5.20}$$

5.7.4 Auflösung des doppelseitigen Detektors

Abb. 5.11 zeigt die Abstände zwischen registrierten Treffern und Spurvorhersage auf dem doppelseitigen Detektor für Clustergröße 1.

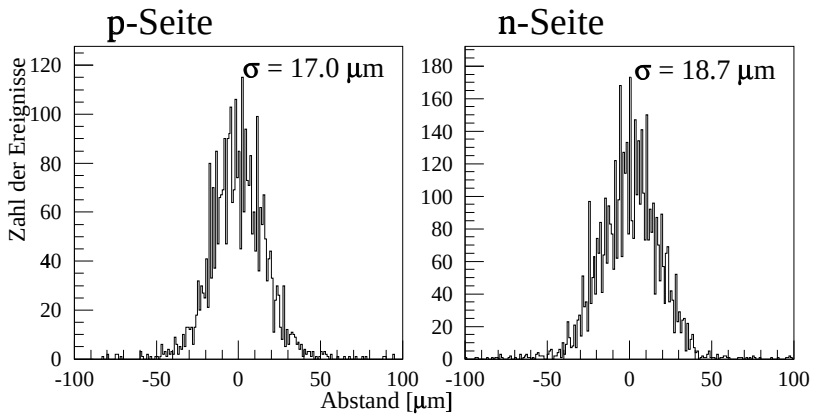

Abbildung 5.11: Clustergröße 1 - Abstände der Treffer auf dem doppelseitigen Detektor von der vorhergesagten Position

Aufgrund der Fehler in der Spurvorhersage sind die in der Abbildung angegebenen Werte obere Grenzen für die Auflösung. Mit der Fehlerrechnung für die Treffervorhersage ergibt sich für die Auflösungen der p- (σ_p) bzw. n-Seite (σ_n) bei Clustergröße 1:

$$\sigma_p = 14.9\ \mu m \tag{5.21}$$

$$\sigma_n = 16.8\ \mu m \tag{5.22}$$

Da die Fehler der Spurvorhersage lediglich um einen Faktor 0.5 kleiner sind als die Auflösung, können diese Werte jedoch nur als Abschätzungen gelten. Für eine korrekte Bestimmung ist eine Spurrekonstruktion notwendig, deren Fehler deutlich niedriger liegt als die zu ermittelnde Auflösung. Die einseitigen Detektoren sind mit einer Auflösung von 7.2 μm angenommen worden, daher ist dieser Wert weiterhin als obere Grenze für die Auflösung des doppelseitigen Detektors aufzufassen.
In Abb. 5.12 ist das entsprechende Diagramm zur Clustergröße 2 dargestellt. Als Trefferposition wurde dabei die Mitte zwischen zwei Streifen gewählt. Mit den Fehlern der Spurrekonstruktion erhält man hier für die Auflösung:

$$\sigma_p = 14.6\ \mu m \tag{5.23}$$

$$\sigma_n = 14.8\ \mu m \tag{5.24}$$

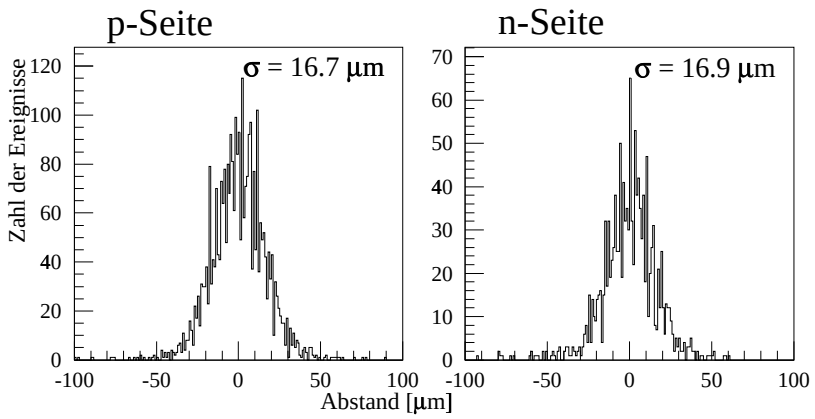

Abbildung 5.12: Clustergröße 2 - Abstände der Treffer auf dem doppelseitigen Detektor von der vorhergesagten Position

Obwohl die Auflösungen nachhaltig durch die Spurrekonstruktion beeinflußt sind, lassen sich zwei Trends erkennen. Zum einen ist für Clustergröße 1 die Auflösung der p-Seite besser als die der n-Seite. Dies könnte durch die *floating strips* hervorgerufen werden, die auf der p-Seite die Entstehung von Clusters der Größe 2 begünstigen, falls das Teilchen seine Energie genau zwischen zwei Streifen deponiert. Zum anderen ist die Auflösung der Treffer mit Clustergröße 2 besser als die der Treffer mit Clustergröße 1, obwohl das analoge Signal nicht verwendet werden konnte. Offensichtlich traten die Teilchen, bei denen zwei Streifen ansprachen wirklich **zwischen** diesen beiden Streifen hindurch. Gerade die Auflösung der Treffer mit Clustergröße 2 sollte sich verfeinern lassen, falls, wie im SELEX-Experiment, das analoge Signal verwendet werden kann, um mit der Ladungsverteilung die Auflösung zu verbessern.

5.8 Tests mit einem Integrationsfenster

Wie bereits erwähnt, wird zur Auslese der Silizium-Mikrostreifendetektoren in SELEX nur ein Integrationsfenster benutzt. Die Testergebnisse der vorigen Abschnitte wurden mit zwei Integrationsfenstern gewonnen, da diese Auslesestrategie schon in den vorherigen Teststrahlzeiten erfolgreich angewendet wurde. Dieser Abschnitt zeigt, daß auch mit einem Integrationsfenster ähnlich gute Ergebnisse erzielt werden.

5.8.1 Effizienz

In Tabelle 5.4 kann man erkennen, daß die Effizienzen des doppelseitigen Detektors auch mit einem Integrationsfenster hoch sind. Nach der Umstellung von zwei auf ein Integrationsfenster wurde der Detektor in mehreren Durchgängen neu kalibriert. Daher ist der Anstieg der Effizienz auf der n-Seite wohl auch auf relativ niedrigere Schwellen zurückzuführen, wie man auch an der “vorgetäuschten Effizienz” und der mittleren

Rauschtrefferzahl (bzw. der mittleren Zahl der Treffer, die nicht der rekonstruierten Spur zugeordnet werden konnten) sehen kann.

	Effizienz [in %]	statistischer Fehler		systematischer Fehler
p-Seite	98.62	-0.45	+0.36	-0.40
n-Seite	98.43	-0.47	+0.39	-0.92

Tabelle 5.4: Effizienzen der beiden Seiten des doppelseitigen Detektors mit einem Integrationsfenster. *Die angegebenen Werte beruhen auf 5806 (p) bzw. 5832 (n) rekonstruierten Spuren. Die statistischen Fehler sind zu einer Konfidenz von 99% angegeben. Auf den beiden Seiten befanden sich im Mittel 0.503 (p-Seite) bzw. 2.312 (n-Seite) weitere Treffer, die nicht der Spur zugeordnet wurden.*

5.8.2 Clusterverteilung

Die Clusterverteilung in Abb. 5.13 ist im wesentlichen gleich für die n- und die p-Seite. Da die Tab. 5.4 aber gezeigt hat, daß erheblich mehr Rauschtreffer auf der n-Seite zu finden sind als auf der p-Seite, und außerdem auch der Vergleich mit 5.2 eine deutliche Zunahme der Zahl der Rauschtreffer anzeigt, kann man mutmaßen, daß die hohe Zahl von Clusters der Größe 2 auf der n-Seite vor allem aufgrund relativ niedriger Schwellen zustandekommt. Einen Beweis für die These, daß die Unterschiede in der Clustergröße auf der n-Seite durch verschiedene Schwelleneinstellungen entstanden sind, könnte aber nur durch eine systematische Studie der Clustergröße bei verschiedenen Schwellen erbracht werden, wie sie z.B. in [54] durchgeführt worden ist.

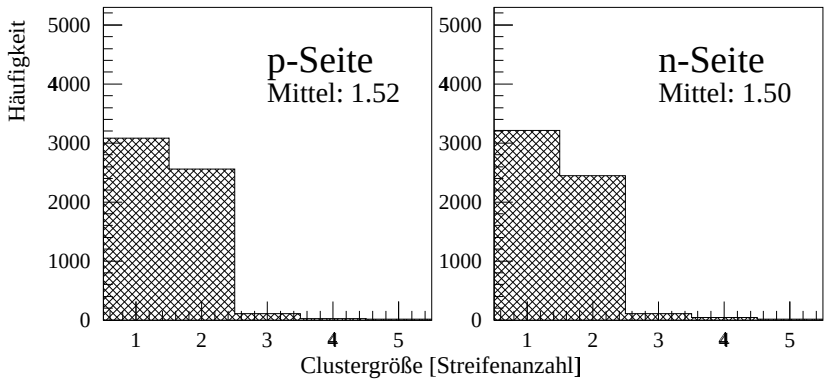

Abbildung 5.13: Clusterverteilung auf dem doppelseitigen Detektor mit einem Integrationsfenster. *Wie in 5.10 sind nur Cluster dargestellt, die rekonstruierten Spuren zugeordnet werden konnten.*

5.8.3 Auflösung

Die Abb. 5.14 und 5.15 lassen erkennen, daß auch die Auflösungen der Ebenen mit einem Integrationsfenster ähnlich gut wie mit zwei Fenstern ist.

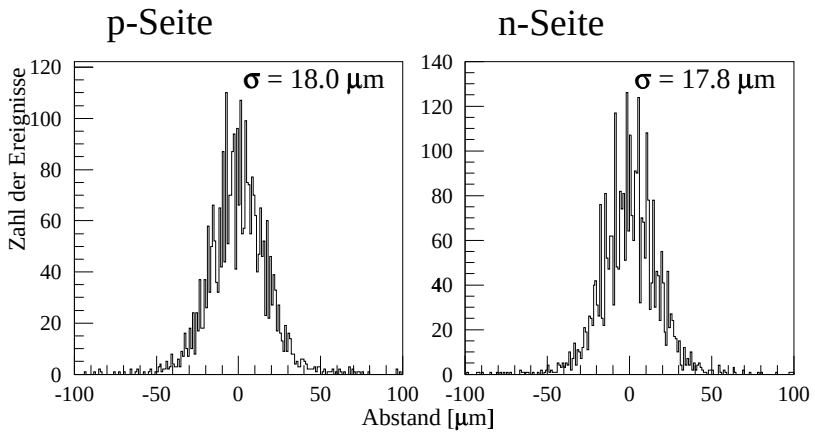

Abbildung 5.14: Clustergröße 1 - Abstände der Treffer auf dem doppelseitigen Detektor von der vorhergesagten Position

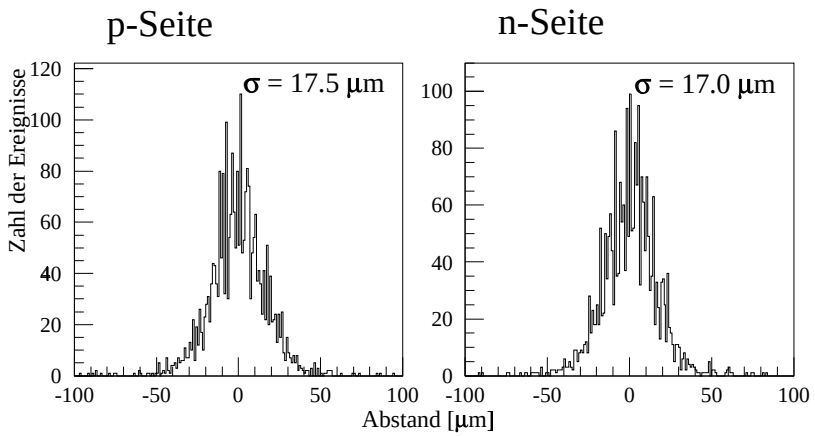

Abbildung 5.15: Clustergröße 2 - Abstände der Treffer auf dem doppelseitigen Detektor von der vorhergesagten Position

Mit den Fehlern der Spurvorhersage erhält man für Clustergröße 1 folgende Auflösungen:

$$\sigma_p = 16.1\ \mu\text{m} \tag{5.25}$$

$$\sigma_n = 15.8\ \mu\text{m} \tag{5.26}$$

Und für Clustergröße 2 ergibt sich:

$$\sigma_p = 15.6\ \mu\text{m} \tag{5.27}$$

$$\sigma_n = 15.0\ \mu\text{m} \tag{5.28}$$

Der doppelseitige Detektor liefert also auch mit nur einem Integrationsfenster eine Auflösung, die nur wenig über dem erwarteten Wert liegt. Damit läßt sich feststellen, daß die Ergebnisse dieses Tests nicht gegen eine Auslese der doppelseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren mit einem Integrationsfenster sprechen.

6

Zusammenfassung

Ein doppelseitiger Silizium-Mikrostreifendetektor wurde im Strahl des CERN-PS getestet. Zur Rekonstruktion von Teilchenspuren stand ein Strahlteleskop aus 12 einseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren zur Verfügung.
Die Ergebnisse zeigen, daß es möglich ist, den **doppelseitigen** Detektor mit dem für SELEX konzipierten elektronischen System **nullunterdrückt** auszulesen. Die erreichten Effizienzen sind dabei nur geringfügig kleiner als die der erfolgreich im WA89-Experiment verwendeten einseitigen Detektoren. Auftretende Clustergrößen entsprechen den Erwartungen für Silizium-Mikrostreifendetektoren, sie hängen entscheidend von den gesetzten Schwellen ab. In SELEX werden die Schwellen auf 1% Rauschtrefferhäufigkeit eingestellt, damit ist eine noch höhere Effizienz und ein häufigeres Auftreten von Clustergrößen ≥ 2 zu erwarten. Die digitale Auflösung liegt mit ca. 15-17 µm für Einzeltreffer nahe dem erwarteten Wert von 14.4 µm. Für Cluster der Größe 2 war sie deutlich besser als der theoretische Wert, was hauptsächlich durch die geringe Neigung der Spuren zur Detektornormalen zu erklären ist. Es zeigt sich aber, daß diese Cluster von Teilchen erzeugt werden, die tatsächlich *zwischen* den Streifen mit dem Detektor wechselwirken.
Eine Verwendung des ADC-Signals zur Auflösungsverbesserung war für den Teststrahl nicht möglich. Die genaue Messung der Auflösung konnte aber auch nicht das Ziel dieses Teststrahls sein, da einerseits der Fehler in der Spurrekonstruktion zu groß war, und andererseits die Relevanz dieses Wertes für die SELEX-Detektoren gering ist. Die Auflösung mit Analogsignal wird letztlich von der Stabilität der *pedestals* und dem *mapping* der 8-bit-ADC-Werte auf 4-bit-Werte abhängen.
Der Verzicht auf das zweite Integrationsfenster hat keinen im Teststrahl nachweisbaren negativen Effekt auf Effizienz und Auflösung. Die Änderung in der Clusterbreitenverteilung auf der n-Seite ist auf die Neukalibration nach der Umstellung des *patterns* zurückzuführen.

Somit können die nullunterdrückt ausgelesenen, doppelseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren im Detektorsystem des Max-Planck-Instituts für Kernphysik zur hochauflösenden Spurrekonstruktion im SELEX-Experiment beitragen.

Eigene Beiträge

Diese Arbeit ist ein Beitrag zum Charm-Baryonen-Experiment SELEX (E781) am Fermilab. Ich war am Aufbau und an der Durchführung der beschriebenen Teststrahlzeit beteiligt. Während des Teststrahls war ich mitverantwortlich für die Funktion der Silizium-Mikrostreifendetektoren. Außerdem trug ich zur Anpassung der bestehenden Software an das Datenformat des FSDA bei. In einem weiteren Teststrahl am CERN im April 1996 zum Test eines Wechselwirkungszählers für SELEX (siehe [24]) war ich zusammen mit Igor Konorov verantwortlich für die Silizium-Mikrostreifendetektoren.
Zur Analyse der Daten der Teststrahlzeit habe ich bestehende Software angepaßt (*noise*-Task, *alignment*-Task). Ein Programm zur Bestimmung der Effizienzen und der Auflösung erstellte ich auf der Grundlage existierender Software im wesentlichen neu.
Am Fermilab wirkte ich beim Aufbau des MPI-Silizium-Mikrostreifendetektorsystems mit. Insbesondere kümmerte ich mich um das Kühlsystem und die Temperaturkontrolle. Außerdem bestand meine Aufgabe in der Organisation der Auslese der Temperaturen durch das EPICURE-System und in der Kommunikation mit der EPICURE-Gruppe des Fermilabs. Ich habe verschiedene Programme und Skripte zur Überwachung der Temperaturen und zur Ansteuerung der Pumpen des Kühlsystems geschrieben.
Für sämtliche Silizium-Mikrostreifendetektoren in SELEX habe ich ein Programm entworfen, das ihre Kalibration überprüft und mit anderen Programmen kommuniziert, um gegebenenfalls eine Neukalibration auszulösen. Weiterhin habe ich ein Programm zur Qualitätskontrolle der Daten der Silizium-Mikrostreifendetektoren erstellt und ständig weiterentwickelt bzw. den sich verändernden Bedürfnissen angepaßt.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Baryonen SU(4)-Multipletts 4
2.2 Das SELEX-Spektrometer 7

3.1 Gleichgewichtszustand am pn-Übergang 17
3.2 Ersatzschaltung einer Halbleiterstruktur 19
3.3 SSD Layout 20
3.4 DSD Layout 21
3.5 Unterbrechung der Elektronenschicht durch *p-stops* 22
3.6 Kopplung der Mikrostreifen an die Auslese 23
3.7 *punch-through*-Effekt 25

4.1 Keramikboard mit DS-Detektorebene 28
4.2 Aufbau einer LASD-Station 29
4.3 Anordnung der Detektorebenen 29
4.4 Position der LASDs im Selex-Spektrometer 30
4.5 Spannungsversorgung 31
4.6 Ein Kanal des SVX-Chips 32
4.7 Schema des Auslesesystems 36

5.1 Teststrahl Aufbau 38
5.2 Detektorebenen in einem Stern 39
5.3 Das Auslesesystem im Teststrahl 39
5.4 Pedestals 42
5.5 Auslesewahrscheinlichkeit über Schwelle 43
5.6 Rauschdiagramm 44
5.7 Strahlprofil 45
5.8 Treffer auf dem doppelseitigen Detektor 49
5.9 Streuung der Ladungsverteilung 51
5.10 Clusterverteilung auf dem doppelseitigen Detektor 52
5.11 Auflösung Clustergröße 1 55
5.12 Auflösung Clustergröße 2 56
5.13 Clusterverteilung auf dem doppelseitigen Detektor 57
5.14 Auflösung Clustergröße 1 - Ein Int.-Fenster 58
5.15 Auflösung Clustergröße 2 - Ein Int.-Fenster 58

Tabellenverzeichnis

2.1 Quarks 3
2.2 Eigenschaften von Charm-Baryonen 5

3.1 Eigenschaften von Silizium 15
3.2 Eigenschaften der einseitigen Siliziumdetektoren. 20
3.3 Abmessungen des doppelseitigen Detektors von CSEM 22
3.4 Eigenschaften der doppelseitigen Siliziumdetektoren 23

5.1 Parameter der Landauverteilung in keV, fC und ADC 41
5.2 Effizienzen des doppelseitigen Detektors 48
5.3 Effizienzen des Strahlteleskops 49
5.4 Effizienzen des doppelseitigen Detektors (ein Integrationsfenster) 57

Literaturverzeichnis

[1] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8** (1964) 214.

[2] G. Zweig, *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking*, CERN Preprint Th-401, 412 (1964)

[3] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935

[4] J.J. Aubert et al., *Eperimental Observation of a Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404

[5] J.-E. Augustin et al., *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^--Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406

[6] S.W. Herb et al., *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252-255

[7] C.E. Carlson and R. Suaya, *The Lofty Upsilon as Bound States of New Heavy Quarks*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 908

[8] F. Abe et al., *Observation of Top Quark Production in $\overline{p}p$-Collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626-2631

[9] S. Abachi et al., *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632-2637

[10] R.M. Barnett et al., Physical Review **D54** 1, (1996)

[11] J. Russ et al., *A Proposal to Construct SELEX*, Nov 1987

[12] B. Povh et al., *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, 1994

[13] H.W. Siebert, *Evidence for the U(3100) and related states*, Nucl. Phys. B **21** 183-186 (Proc. Suppl.)

[14] M.A. Moinester et al., *Pentaquark search with Energetic Hadron Beams*, H-Note 708, Presented at CHARM 2000 Workshop, Fermilab, June 1994

[15] H.W. Siebert, *Search for the Pentaquark P in the Hyperon Beam Experiment at CERN*, Nucl. Phys. B **21**(1991) 270-272 (Proc. Suppl.)

[16] S. Paul, *The H Dibaryon in Experimental Physics*, Nucl. Phys. **21** (1991) 243-253 (Proc. Suppl.)

[17] K. Nelson et al., *B Physics Results from E771* , Proceedings of "HQ94 - Second International Workshop on Heavy Quark Physics at Fixed Target" (Charlottesville, Virginia, 1994).

[18] H. Primakoff, *Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson*, Phys. Rev. 81 (1951) 899

[19] K. Königsmann, S. Paul and B. Povh, *Electromagnetic radii of hyperons using SELEX*, H-Note 547 Revisited, Juli 1993

[20] L. Stutte, *Secondary Particle Yields for the E781 Beam*, H-Note 733, Sept. 95

[21] A. Kushnirenko, M. Mattson, J. Russ, *Geometry of Vertex SSD*, H-Note 756, Okt. 1995

[22] G. Davidenko et al., *Some exercises with the reconstruction code for lead-glass calorimeters PHOTON 1,2,3*, H-Note 727, März 1995

[23] Dirk Meier, *Aufbau des Wechselwirkungszählers für den Trigger im E781/SELEX-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Februar 1995

[24] Henning Krüger, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, in Vorbereitung

[25] E.S. Rittner, *Use of Photo-Conductive Semiconductors as Amplifiers*, Phys. Rev. **73**, (1948) 1212

[26] A.R. Moore, F. Herman, *Electron Bombardment Induced Conductivity in Germanium Point-Contact Rectifiers*, Phys. Rev. **81**, (1951) 472

[27] K.G. McKay, *Electron-Hole Production in Germanium by Alpha-Particles*, Phys. Rev. **84**, (1951) 829

[28] W.K. Hofker et al., *The Checker Board Counter: A Semiconductor dE/dx Detector with Position Indication*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13, No.3 (1966) 208-213

[29] J.E. Batemann, W.R. Hogg, *A Hodoscope of Silicon Surface Barrier Detectors for Low Energy Pion Photoproduction Experiments*, Nucl. Instr. and Meth. **79** (1970) 134-140

[30] G. Bellini et al., *Live Target Performances in Coherent Production Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **107** (1973) 85-92

[31] J. Kemmer, *Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process*, Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 499-502

[32] J. Kemmer, *Improvement of Detector Fabrication by the Planar Process*, Nucl. Instr. and Meth. **226** (1984) 89-93

[33] E.H.M. Heijne et al., *A Silicon Surface Barrier Microstrip Detector Designed for High Energy Physics*, Nucl. Instr. and Meth. **178** (1980) 331-343

[34] A.M. Litke und A.S. Schwarz, *Siliciumstreifen-Detektoren*, Spektrum der Wissenschaft, August 1995

[35] C. Kittel,*Introduction to solid state physics*, 6th ed., New York, Wiley, 1986

[36] S. Hunklinger, *Festkörperphysik*, Notizen zur Vorlesung Physik V, Universität Heidelberg, 1993

[37] H.A. Bethe: Ann. Physik **5** (1930) 325

[38] F. Bloch: Ann. Physik **16** (1933) 285

[39] L. Landau, *On the energy loss of fast particles by ionization*, J. Phys. (USSR) **8** (1944) 201

[40] A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, in: “Instrumentation in High Energy Physics”, Editor Fabio Sauli, World Scientific Publishing Co., Singapore 1992

[41] Mitteilung von Hamamatsu Phototonics, April 1996

[42] S. Masciocchi, *Silicon microstrip detectors and the measurement of lifetimes of charmed hadrons*, Dissertation Universität Heidelberg, Sept. 1996

[43] A. Kushnirenko, OCS-tables *mag.ocs* und *ssd.ocs*, August 1996

[44] V. Stepanov, M. Svoiski, L. Uvarov, *SVX Readout System for E781*, Dezember 1992

[45] F. Kirsten, *SDA - SVX Data Accumulator*, LBL Manual, Oktober 1988

[46] F. Kirsten, *SRS/SDA Readout System for the SVX Integrated Circuits*, LBL Manual, November 1988

[47] Klaus Vorwalter, persönliche Mitteilung

[48] K. Vorwalter, *Einsatz des SVX-Chips zur Auslese von Mikrostreifendetektoren im Hyperonstrahlexperiment WA89*, Diplomarbeit Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, März 1994

[49] R. Werding, *Aufbau eines Mikrostreifen-Detektorsystems und Untersuchung des Ξ_c^+ in Σ^--Nukleon-Reaktionen*, Dissertation Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, April 1994

[50] P. Neoustroev,V. Stepanov, *E781 Fastbus SVX Data Accumulator (FSDA) - Technical Reference*, H-Note 701, September 1994

[51] W.S. Higgins et al., *EPICURE User's Guide, Volume I: Guide to EPICURE for Beamline Users*, Research Division Controls Software Release Note 34.1, Fermilab, März 1996

[52] Thomas Nunnemann, *Aufbau und Test eines Kleinwinkel-Neutronen-Kalorimeters für das Experiment H1*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996

[53] Uwe Dersch, *Bau eines Übergängsstrahlungsdetektors mit Gasmikrostreifendetektoren*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1995

[54] W. Brückner et al., *Silicon microstrip detectors with SVX chip readout*, NIM A **357**(1995)274-282

[55] H. Bichsel, *Straggling in thin silicon detectors*, Rev. Mod. Phys., Vol. 60, No. 3, July 1988

[56] Igor Konorov, persönliche Mitteilung

[57] S. Brandt, *Datenanalyse*, 3. Auflage, BI-Wissenschafts-Verlag, 1992

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zur Entstehung dieser Arbeit, und zu den Erfahrungen, die ich während der Diplomarbeit machen konnte, beigetragen haben.

Prof. Bogdan Povh danke ich vor allem für die Gelegenheit zur Durchführung dieser Arbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik und für die Chance, während meiner Arbeit zwei große internationale Forschungseinrichtungen kennenzulernen.

Priv.-Doz. Dr. Josef Pochodzalla war sehr hilfreich mit grundsätzlichen Tips.

Trotz großer räumlicher Distanz hat Klaus Vorwalter am Fortgang der Arbeit teilgenommen, und viele Fragen klären können. Henning Krüger stand immer bereit für viele nützliche Diskussionen. Ivo Eschrich konnte bei vielen organisatorischen Problemen helfen und hat außerdem immer den Blick dafür gehabt, “wie es wirklich läuft”. Uwe Dersch trug durch viele inhaltliche und stilistische Korrekturen zur Verbesserung der Rohformen der Arbeit bei. Den vier letztgenannten möchte ich für die Korrekturen an meiner Arbeit, aber auch für viele Hilfen und Tips danken. Für jegliche Fehler, die dennoch in der Arbeit verblieben sind, trage ich natürlich allein die Verantwortung. Außerdem danke ich ihnen für die fantastische Zeit am Fermilab und am CERN, die wir auch außerhalb der Arbeit hatten.

Silvia Masciocchi war ständig an den Ergebnissen der Auswertung interessiert und hat mit vielen Fragen und Hilfen zur Verbesserung beigetragen. Mit seiner Erfahrung und seinem Wissen macht Igor Konorov eine effektive Arbeit an und mit den Silizium-Mikrostreifendetektoren überhaupt erst möglich. Jürgen Zimmer löste alle mechanischen Probleme ohne “briccolage”. Alle drei sorgten außerdem am CERN für gute Laune und Spaß an der Arbeit.

Frank Dropmann und Roland Werding lieferten mit ihrer Software die Grundlage der Auswertung.

Den Mitgliedern der SELEX-Kollaboration danke ich für die freundliche Aufnahme am Fermilab und für viele Einblicke, die ich in die Arbeit und Organisation eines großen Experimentes, aber auch in die Arbeit einzelner Detektorgruppen gewinnen konnte.

Weiterhin danke ich Walter Brückner, Antje Brüll, Christian Büscher, Christian Busch, Alain Fournier (vor allem für sein Fahrrad), Philipp Geiger, Matthias Heidrich, Douglas Jansen, Nicolas Keller, Ulrich Müller, Heiko Neeb, Thomas Nunnemann, Stephan Paul,

Tina Schati, Lars Schmitt, Claudia Schröder, Oliver Thilmann, Ralf Todenhagen, Erik Volk, Eva Wittmann und Michael Zavertyaev für viele kleine und große Hilfen.

Genauso danke ich allen, deren Namen ich zu erwähnen vergessen habe, die aber dennoch entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinen Eltern danke ich dafür, daß sie mein Physikstudium (nicht nur in finanzieller Hinsicht) jederzeit ohne Zögern unterstützt haben.

Isabel hat es geschafft, mich während dieser Arbeit immer wieder aufzumuntern. Für ihre Geduld und ihr Verständnis, aber auch vieles andere mehr, gehört ihr mein großer Dank.

Erklärung:

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

Heidelberg, den ....
(Unterschrift)