MPI-PhE/98-18
Hera-B 98-217
VDET 98-012

Einsatz von Siliziumdetektoren in der Hochstrahlungsumgebung von HERA-B

Kirsten Riechmann

Dissertation

Max-Planck-Institut für Physik — Werner-Heisenberg-Institut

Einsatz von Siliziumdetektoren in der Hochstrahlungsumgebung von HERA-B

Kirsten Riechmann

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:	Univ.-Prof. Dr. A. J. Buras
Prüfer der Dissertation:	
	1. Hon.-Prof. Dr. N. Schmitz
	2. Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 07.08.1998 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 17.11.1998 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Eine der ungelösten Fragen der Physik ist die Entstehung der Materie im Universum. Bei der Erzeugung von Masse aus Energie entsteht nach bisherigen Theorien genausoviel Materie wie Antimaterie, die zu gleichen Teilen zusammen wiederum in Energie zerstrahlen. Bei der Entstehung des Universums ist aber mehr Materie als Antimaterie übriggeblieben. Um dieses Ungleichgewicht erklären zu können, muß unter anderem die sogenannte CP-Symmetrie verletzt sein [Sak67].

Beim Teilchenbeschleuniger HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg wird das Experiment HERA-B [Hof93, Loh94, Har95] aufgebaut, das die Verletzung der CP-Symmetrie im System neutraler B-Mesonen über den "goldenen" Zerfall $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ messen soll. Dazu werden Protonen am Rand des Protonenstrahls mit einem Drahttarget zur Wechselwirkung gebracht. Die niedrige Erzeugungsrate von B-Mesonen sowie das geringe Verzweigungsverhältnis in den goldenen Kanal machen es erforderlich, für 1000 rekonstruierte Ereignisse $4 \cdot 10^{14}$ Wechselwirkungen zu erzeugen. Dies führt zu einem hohem Teilchenfluß im Detektor.

Ein kritischer Teil des Detektors ist der Vertexdetektor, der eine möglichst genaue Vermessung der Spuren zur Erkennung von Sekundärvertices garantieren soll. Um alle Spuren zu erfassen und möglichst gut vermessen zu können, steht er nahe am Wechselwirkungspunkt und am Protonenstrahl, wo die Spurdichte am größten ist. Zum Betrieb in dieser Hochstrahlungsumgebung ist eine hohe Auflösung sowie Toleranz gegenüber Strahlenschädigung erforderlich.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Funktionsfähigkeit von Siliziumstreifendetektoren als aktive Elemente des Vertexdetektors in dieser Hochstrahlungsumgebung zu untersuchen.

Die Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Der erste Teil, bestehend aus Kapitel 2 und 3, gibt eine Einführung in das HERA-B-Experiment, wobei der Schwerpunkt auf den Vertexdetektor gelegt wird. Im zweiten Teil der Arbeit (Kapitel 4 bis 6) werden die Untersuchungen beschrieben und analysiert, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Zunächst werden in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen der CP-Verletzung, die Meßmethode im HERA-B Detektor und die Funktionsweise der verwendeten Siliziumdetektoren eingeführt. Ein Überblick über die Anforderungen an den HERA-B Detektor, seinen Aufbau sowie eine detailierte Beschreibung des Vertexdetektors folgen dann in Kapitel 3.

Der HERA-B Detektor soll im Jahre 1999 fertiggestellt werden. Zu Testzwecken wurden aber bereits in den Jahren 1996 und 1997 Prototypen verschiedener Subsysteme des HERA-B Detektors aufgebaut, an denen Machbarkeitsstudien durchgeführt wurden. Die Meß- und Analyseverfahren, die an den Prototypen der einzelnen Module des Vertexdetektors entwickelt und getestet wurden, werden in Kapitel 4 erläutert. Diese Verfahren werden dann in Kapitel 5 angewendet. Hier werden die Messungen vorgestellt, die zur Entwicklung und Verbesserung der Module durchgeführt wurden.

In Kapitel 6 werden Ergebnisse der Datennahmeperiode von 1997 präsentiert und mit den Erwartungen verglichen.

Zum Schluß werden in Kapitel 7 die erzielten Resultate zusammengefaßt und ein Ausblick auf zukünftige Messungen gegeben.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die physikalischen Grundlagen für die Messung der CP-Verletzung mit dem HERA-B-Detektor eingeführt. Dies geschieht zuerst im Kaonen-System, in dem die CP-Verletzung zuerst entdeckt wurde, und wird anschließend auf das B-Mesonen-System erweitert und im Rahmen des CKM-Formalismus interpretiert. Ausführliche Erläuterungen zur CP-Verletzung findet man für das Kaonen-System in [DAm98] und für das B-Mesonen-System in [Nir92a] und [Nir92b].

Im zweiten Teil dieses Kapitels wird konkret auf die Meßmethode bei HERA-B eingegangen [Loh94]. Anschließend wird die Funktionsweise von Siliziumdetektoren erklärt, die in dieser Arbeit untersucht werden. Eine Einführung der Grundlagen und den Einsatz von Siliziumdetektoren bietet z.B. [Dam95].

2.1 CP-Symmetrie und ihre Verletzung

Die Kräfte, die auf die uns bekannte Materie wirken, können durch vier Wechselwirkungen beschrieben werden: Gravitation, elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung. Da die Bewegungsgleichungen in einem Teilchensystem unter der elektromagnetischen Kraft dieselben sind wie in einem System, in dem alle Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt werden (Ladungskonjugation C), sagt man, daß die C-Symmetrie in der elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten ist.

Die starke Wechselwirkung ist ebenso wie die elektromagnetische nicht nur unter der Ladungskonjugation, sondern auch unter der Paritätstransformation P symmetrisch (P-Symmetrie). Bei Zerfällen über die schwache Wechselwirkung wurde dagegen 1956 eine Verletzung der P-Symmetrie vorausgesagt [Lee56] und 1957 im β-Zerfall einer magnetisierten Kobalt-60-Probe experimentell bestätigt [Wu57]. Nahm man jedoch die Ladungskonjugation hinzu, so war die kombinierte CP-Symmetrie wieder erhalten.

2.1.1 CP-Verletzung im Kaonen-System

Lee et al. [Lee57] formulierten 1957, daß auch eine Verletzung der CP-Symmetrie möglich ist. 1964 konnte dies im Zerfall neutraler Kaonen nachgewiesen werden [Chr64].

K^0- und $\bar{K}^0$-Mesonen bestehen aus s- und d-Quarks:

$$K^0 = \bar{s}d \quad \text{und} \quad \bar{K}^0 = s\bar{d} \quad . \tag{2.1}$$

Diese Eigenzustände der starken Wechselwirkung mischen zu den CP-Eigenzuständen

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \quad \text{und} \quad K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \tag{2.2}$$

mit den Transformationseigenschaften

$$CP|K_1\rangle = |K_1\rangle \quad \text{und} \quad CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad . \tag{2.3}$$

Betrachten wir den Zerfall von Kaonen in Pionen: Ein neutrales Pion hat einen CP-Eigenwert von -1; ein $\pi^+\pi^-$-Paar mit Gesamtspin S=0 hat einen CP-Eigenwert von +1 [Per90]. K_1 und K_2 können also in zwei bzw. drei Pionen zerfallen:

$$K_1 \to \pi^0\pi^0, \pi^+\pi^- \quad \text{und} \quad K_2 \to \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0 \quad . \tag{2.4}$$

Da die Masse des neutralen Kaons (M_{K^0}=497.7 MeV [PDG96]) nur wenig über der dreifachen Pionmasse liegt ($M_{\pi^\pm}$=139.57 MeV, M_{π^0}=134.98 MeV [PDG96]), ist der Phasenraum für den Zerfall $K_2 \to 3\pi$ sehr viel kleiner als der für den Zerfall $K_1 \to 2\pi$. K_2 hat daher eine deutlich größere Lebensdauer als K_1.

Wären K_1 und K_2 die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, dann wäre die CP-Symmetrie in der schwachen Wechselwirkung erhalten. Da dies nicht der Fall ist, beobachtet man bei den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon^2}}(K_1 + \varepsilon K_2) \quad \text{und} \quad K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon^2}}(K_2 + \varepsilon K_1) \tag{2.5}$$

bzw. mit Gl. 2.2

$$\begin{aligned} K_S^0 &= \frac{1}{2\sqrt{1+\varepsilon^2}}[(1+\varepsilon)K^0 + (1-\varepsilon)\bar{K}^0)] \quad \text{und} \\ K_L^0 &= \frac{1}{2\sqrt{1+\varepsilon^2}}[(1+\varepsilon)K^0 - (1-\varepsilon)\bar{K}^0)] \end{aligned} \tag{2.6}$$

eine CP-Verletzung. Diese ist mit $\varepsilon = 2.3 \cdot 10^{-3}$ [PDG96] sehr klein. Daher hat K_L^0 eine wesentlich längere Lebensdauer τ als K_S^0 [PDG96]:

$$\tau_{K_S^0} = 89.27 \pm 0.09\,\text{ps} \quad \text{und} \quad \tau_{K_L^0} = 51.7 \pm 0.4\,\text{ns} \quad . \tag{2.7}$$

CP-Verletzung kann aufgrund der $K^0\bar{K}^0$-Mischung stattfinden (<u>indirekte CP-Verletzung</u>) oder direkt im schwachen Zerfall (<u>direkte CP-Verletzung</u>). Parametrisiert man die Verhältnisse der Zerfallsraten

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= \frac{A(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)} = \varepsilon + \varepsilon' \quad \text{und} \\ \eta_{00} &= \frac{A(K_L^0 \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \to \pi^0\pi^0)} = \varepsilon - 2\varepsilon' \quad , \end{aligned} \tag{2.8}$$

so wird die indirekte CP-Verletzung in der $K^0\bar{K}^0$-Mischung durch den Parameter ε und die direkte CP-Verletzung durch den Parameter ε' beschrieben. Für das Verhältnis ε'/ε existieren zur Zeit zwei Messungen aus den Experimenten NA31 [Bar93] am CERN in Genf und E731 [Gib93] am Fermilab bei Chicago:

$$\begin{aligned} \text{NA31}: \quad \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} &= (2.3 \pm 0.65) \cdot 10^{-3} \\ \text{E731}: \quad \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} &= (0.74 \pm 0.52 \pm 0.29) \cdot 10^{-3} \quad . \end{aligned}$$

Die Messung von E731 ist mit Null verträglich, wogegen die Messung von NA31 mehr als drei Standardabweichungen von Null verschieden ist. Die theoretische Vorhersage für ε'/ε [Bur96] ist

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (3.6 \pm 3.4) \cdot 10^{-4} \tag{2.9}$$

für $m_s(m_c) = 150\,\text{MeV}$.

2.1.2 CP-Verletzung im B-Mesonen-System

Neutrale B-Mesonen bestehen aus einem $\bar{b}$- bzw. einem b-Quark und einem weiteren leichten Quark:

$$B_d^0 = \bar{b}d \qquad \bar{B}_d^0 = b\bar{d} \tag{2.10}$$
$$B_s^0 = \bar{b}s \qquad \bar{B}_s^0 = b\bar{s} \tag{2.11}$$

Das $B_d^0\bar{B}_d^0$- und das $B_s^0\bar{B}_s^0$-System können analog zum $K^0\bar{K}^0$-System betrachtet werden. Bezeichnen wir diese neutralen Mesonen-Paare allgemein als $\binom{F}{\bar{F}}$, dann ist der Hamiltonoperator

$$H = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{11} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{11} \end{pmatrix} \quad , \tag{2.12}$$

wobei M_{ij} die Mischung und Γ_{ij} den Zerfall der Mesonen beschreibt [Buc97]. Die Diagonalisierung von H führt zu den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung F_H und F_L von

$$\begin{aligned} F_H &= N_{\bar{\varepsilon}}[(1+\bar{\varepsilon})F + (1-\bar{\varepsilon})\bar{F}] \quad \text{und} \\ F_L &= N_{\bar{\varepsilon}}[(1+\bar{\varepsilon})F - (1-\bar{\varepsilon})\bar{F}] \end{aligned} \tag{2.13}$$

mit $N_{\bar{\varepsilon}} = 1/\sqrt{2(1+|\bar{\varepsilon}|^2)}$. Die Eigenwerte sind $M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H$ und $M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L$. Die Größe $\bar{\varepsilon}$ berechnet sich aus

$$\frac{1-\bar{\varepsilon}}{1+\bar{\varepsilon}} = \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{(\Delta M + \frac{i}{2}\Delta\Gamma)/2} \tag{2.14}$$

mit $\Delta M = M_H - M_L$ und $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L$, wobei o.B.d.A. $\Delta M > 0$ gewählt wird.

F_H, der schwerere der beiden schwachen Eigenzustände, hat im Grenzwert bei verschwindender CP-Verletzung ($\bar{\varepsilon} = 0$) den Eigenwert $CP = -1$. Im Falle der Kaonen, deren schwache Eigenzustände sich durch die unterschiedliche Lebensdauer auszeichnen, ist $F_H = K_L^0$ und $F_L = K_S^0$. Da im B-System kein dem K-System entsprechendes Phasenraumargument gilt, haben die Eigenzustände $F_H = B_H$ und $F_L = B_L$ nahezu die gleiche Lebensdauer (Tab. 2.1). Es gilt:

$$\Gamma_d \equiv \Gamma_{B_d^0} \approx \Gamma_{H,B_d^0} \approx \Gamma_{L,B_d^0} \quad \text{und} \tag{2.15}$$
$$\Gamma_s \equiv \Gamma_{B_s^0} \approx \Gamma_{H,B_s^0} \approx \Gamma_{L,B_s^0} \quad . \tag{2.16}$$

	K^0	B_d^0	B_s^0
$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ [a]	2.0 [b]	≈ 0 [c]	0.16 ± 0.10[c]
$x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$	0.947 ± 0.003	0.73 ± 0.05	> 9.5

[a] $\Gamma = (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$
[b] $\Gamma_L = (579 \pm 5) \cdot \Gamma_H$
[c] theoretische Vorhersage [Buc97]

Tab. 2.1: *Die Parameter $\Delta\Gamma/\Gamma$ und x neutraler K- und B-Mesonen im Vergleich. Die Meßwerte sind [PDG96] entnommen. Für den Mischungsparameter der B_s^0-Mesonen wird ein Wert von 25±15 vorhergesagt [Buc97].*

Die Eigenzustände B_H und B_L unterscheiden sich statt dessen durch ihre Masse. Dieser gemessene Massenunterschied von $\Delta M_d = (3.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$eV [PDG96] ist jedoch für B_d^0-Mesonen im Vergleich zu ihrer Gesamtmasse von 5.2792 ± 0.0018 GeV [PDG96] sehr gering.

2.1.3 CP-Verletzung im CKM-Formalismus

Um Vorhersagen für die CP-Verletzung im B-Mesonen-System zu machen, soll zunächst der CKM-Formalismus eingeführt werden.

Die Koppelung der W-Bosonen an die Quarks wird im Standardmodell durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix M_{CKM} (CKM-Matrix) beschrieben [Kob73]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = M_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad . \tag{2.17}$$

Hierbei sind V_{ij} die komplexen Übergangsparameter von Quark j in Quark i. Die Matrix muß unitär sein, da sonst die Energieerhaltung verletzt wäre. Daher sind die V_{ij} nicht unabhängig voneinander. Die Matrix kann somit durch vier unabhängige Parameter beschrieben werden: die drei Mischungswinkel θ_{12}, θ_{23} und θ_{13} zwischen den Generationen und die Phase δ, mit der die CP-Verletzung beschrieben werden kann. Mit $s_{ij}=\sin\theta_{ij}$ und $c_{ij}=\cos\theta_{ij}$ erhält man:

$$M_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ -s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

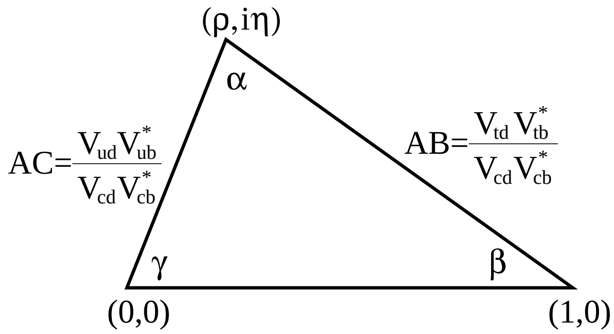

Abb. 2.1: *Das Unitaritätsdreieck zu Gl. 2.20 in der komplexen Ebene, wobei die Basis des Dreiecks auf 1 normiert ist.*

θ_{12} wird auch Cabibbo-Winkel $\theta_{Cabibbo}$ genannt. Er beschreibt unter Vernachlässigung der 3. Generation, also bei $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$, die Mischung der ersten beiden Generationen.

Da die Mischung zwischen den Quark-Generationen klein ist, also $V_{ii} \approx 1$ und $V_{ij} \ll 1$ für $i \neq j$, kann die CKM-Matrix in $\lambda = \sin\theta_{Cabibbo}$ entwickelt werden [Wol83]:

$$M_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1-\rho-i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{2.19}$$

mit den reellen Parametern A, ρ und η. In dieser sogenannten Wolfenstein-Parametrisierung wird die CP-Verletzung durch den Parameter η beschrieben. Wolfenstein setzt dabei sein superschwaches Modell [Wol64] voraus, in dem es keine direkte CP-Verletzung gibt, also $\varepsilon' = 0$ ist.

Aus der Unitarität der CKM-Matrix ergeben sich sechs Unitaritätsbedingungen [Ale94], von denen die folgende betrachtet werden soll:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad . \tag{2.20}$$

Diese Bedingung kann in der komplexen Ebene als Dreieck dargestellt werden: In der Näherung von Wolfenstein ist

$$V_{ud} = (1 - \frac{\lambda^2}{2}) \approx 1 \quad . \tag{2.21}$$

Normiert man die Seite $V_{cd}V_{cb}^*$ auf 1, so erhält man das sogenannte Unitaritätsdreieck in Abb. 2.1. Die CP-Verletzung manifestiert sich nun darin, daß die Fläche des Dreiecks ungleich Null ist.

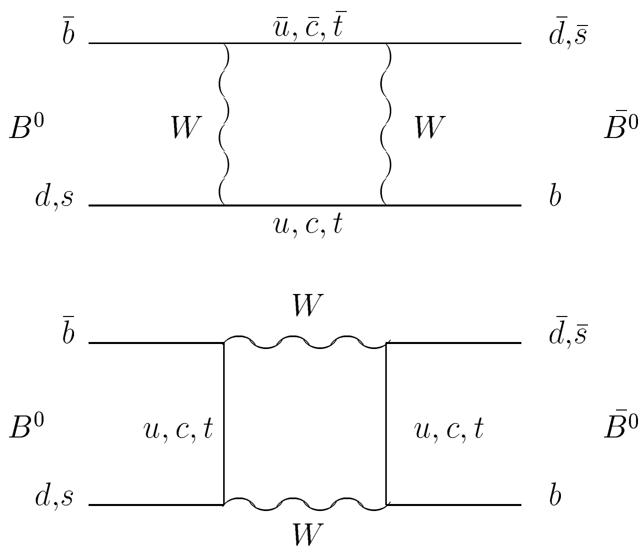

Abb. 2.2: *Box-Diagramme: Beschreibung der $B^0\bar{B}^0$-Mischung durch Austausch zweier W-Bosonen und virtueller Quarks.*

Die $B^0\bar{B}^0$-Mischung kann in Box-Diagrammen (Abb. 2.2) veranschaulicht werden. Hat man zum Zeitpunkt $T = 0$ ein B_d^0-Meson, so ist die Wahrscheinlichkeit P, daß es zum Zeitpunkt T als $\bar{B}_d^0$-Meson zerfällt

$$P(T) = \frac{1}{2} e^{-\Gamma_d T}(1 - \cos(\Delta M_d T)) \tag{2.22}$$

mit Γ_d aus Gl. 2.15. Mit $t = \Gamma_d T$ und $x_d = \frac{\Delta M_d}{\Gamma_d}$ ergibt sich

$$P(t) = \frac{1}{2} e^{-t}(1 - \cos(x_d t)) \quad . \tag{2.23}$$

Dabei ist x der sogenannte Mischungsparameter für B_d^0-Mesonen (Tab. 2.1).

Die derzeitige Vorhersage für das Unitaritätsdreieck (Abb. 2.3) wird aus mehreren Messungen abgeleitet. Für die Seiten AB und AC aus Abb. 2.1 gilt [Pag97]:

$$AB = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{|V_{td}|}{|V_{cb}|} \quad \text{und} \tag{2.24}$$

$$AC = \frac{1}{\lambda} \cdot \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \cdot \frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} \quad . \tag{2.25}$$

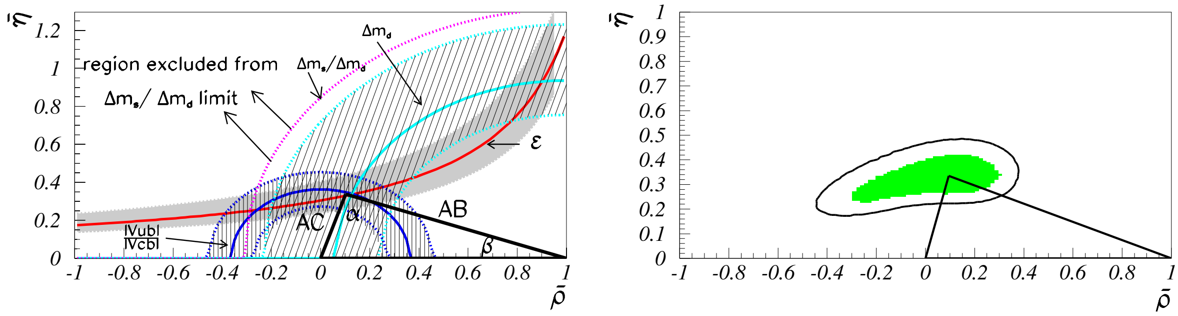

Abb. 2.3: *Vorhersage für das Unitaritätsdreieck in der komplexen Ebene, wobei $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2) \approx \rho$ und $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2) \approx \eta$. Das linke Bild zeigt die Einschränkungen aufgrund bekannter Messungen, sowie deren 1σ-Umgebung. Die Kombination dieser Einschränkungen ergibt im rechten Bild die Vorhersage für den dritten Punkt des Dreiecks mit seiner 68%- (grau) und 95%-C.L.-Umgebung (Linie) [Pag97].*

Außerdem liefert die Messung des Parameters ε der CP-Verletzung im K-System eine weitere Einschränkung für die Vorhersage des Unitaritätsdreiecks. ε kann in Abhängigkeit von η und ρ folgendermaßen beschrieben werden [Win93]:

$$\varepsilon \propto \eta \cdot (1 + \kappa(1 - \rho)) \quad . \tag{2.26}$$

Der Vorfaktor κ beträgt ca. 3.2.

Die Vorhersage für $\sin 2\beta$ ist $0.67^{+0.12}_{-0.13}$ [Pag97]. Eine erste Messung von $\sin 2\beta$ im goldenen Zerfallskanal wurde kürzlich am Experiment OPAL durchgeführt [Ack98]. Hierbei wurden aus 4.4 Millionen Z^0-Zerfällen 24 Kandidaten für den goldenen Zerfallskanal selektiert und über die zeitabhängige Asymmetrie (Abschnitt 2.2.1, Gl. 2.33) ein Wert von $\sin 2\beta = 3.2^{+1.8}_{-2.0}(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{syst.})$ gemessen.

2.2 HERA-B

Im HERA-B Experiment werden b-Quarks dadurch erzeugt, daß die Protonen des HERA Protonenspeicherrings mit den Nukleonen eines festen Targets zur Wechselwirkung gebracht werden. Dabei werden unter anderem B_d^0- und $\bar{B}_d^0$-Mesonen erzeugt, deren Zerfall in CP-Eigenzustände gemessen werden soll.

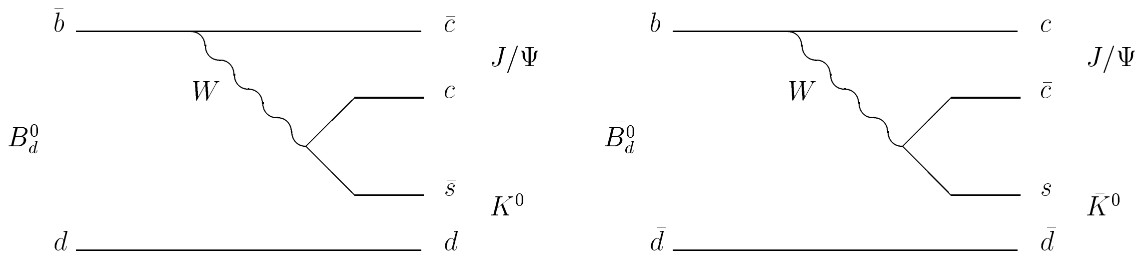

Abb. 2.4: *Der goldene Zerfallskanal eines B_d^0- bzw. $\bar{B}_d^0$-Mesons. Das K^0 bzw. $\bar{K}^0$ im Endzustand mischt zu einem K_S^0.*

2.2.1 Meßmethode

Hat man ein Ensemble reiner B^0- bzw. $\bar{B}^0$-Mesonen, so sind deren Zerfallsraten $n(t)$ bzw. $\bar{n}(t)$ in den CP-Eigenzustand f [Loh94, Abt96] gegeben durch

$$n(t) \propto e^{-t}(1 + \sin 2\delta \ \sin xt) \quad \text{und} \tag{2.27}$$
$$\bar{n}(t) \propto e^{-t}(1 - \sin 2\delta \ \sin xt) \quad . \tag{2.28}$$

Die Größe des Mischungsparameters x ist abhängig davon, ob es sich bei den zerfallenden B^0-Mesonen um B_d^0- oder B_s^0-Mesonen handelt (Tab. 2.1).

$\sin(2\delta)$ beschreibt die CP-Verletzung, wobei δ, abhängig vom Endzustand f, einer der Winkel des Unitaritätsdreiecks (Abb. 2.1) ist. Diese Winkel können über folgende Zerfälle gemessen werden:

- β über $B_d^0 \to J/\Psi K_S^0$
- γ über $B_s^0 \to K_S^0 \rho^0$ und $B_s^0 \to D_s K$
- $\alpha \equiv 180^\circ - \beta - \gamma$ über $B_d^0 \to \pi\pi$ und $B_d^0 \to \rho\pi$

Der Zerfall $(B_d^0, \bar{B}_d^0) \to J/\Psi K_S^0$ $(K_S^0 \to 2\pi)$ wird goldener Zerfallskanal (Abb. 2.4) genannt. Dieser Kanal ist theoretisch besonders gut verstanden, da Übergänge zweiter Ordnung in den gleichen Endzustand unterdrückt sind.

Werden gleichviele B_d^0- und $\bar{B}_d^0$-Mesonen produziert und diese mit gleicher Effizienz gemessen, dann beobachtet man im Zerfall die zeitintegrierte Asymmetrie

$$\begin{aligned} A_{int} &= \frac{\Gamma(B_d^0 \to J/\Psi K_S^0) - \Gamma(\bar{B}_d^0 \to J/\Psi K_S^0)}{\Gamma(B_d^0 \to J/\Psi K_S^0) + \Gamma(\bar{B}_d^0 \to J/\Psi K_S^0)} \\ &= \frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}} = \frac{x_d}{1 + x_d^2} A_{CP} \end{aligned} \tag{2.29}$$

mit $N = \int n(t)\mathrm{d}t$, $\bar{N} = \int \bar{n}(t)\mathrm{d}t$ und $A_{CP} = \sin 2\beta$. Da der Mischungsparameter $x_d \approx 0.73$ (Tab. 2.1) die Funktion $x/(1+x^2)$ nahezu maximiert, kann $\sin 2\beta$ aus der Messung der Zerfallsratenasymmetrie A_{int} gut bestimmt werden.

Eine analoge Messung mit B_s^0-Mesonen ist nicht möglich, da deren Mischungsparameter $x_s > 9.5$ (95%C.L.) [PDG96] ist. Hierdurch wird jede zeitintegrierte Asymmetrie unterdrückt.

Um B-Mesonen zu selektieren, wird die Tatsache ausgenutzt, daß sie im Vergleich zu J/Ψ- und D-Mesonen eine relativ lange Lebensdauer von τ_{B_0}=1.56±0.06 ps [PDG96] haben. Daher verlangt man einen Minimalabstand ihres Zerfallsvertex vom Primärvertex (Erzeugungsvertex). Dies entspricht einem Schnitt t_0 auf die gemessene wahre Zerfallszeit des jeweiligen B-Mesons. Mit $N(t_0) = \int_{t>t_0} n(t)\mathrm{d}t$ und $\bar{N}(t_0) = \int_{t>t_0} \bar{n}(t)\mathrm{d}t$ erhält man die experimentell meßbare zeitintegrierte Asymmetrie

$$A_{int}(t_0) = \frac{N(t_0) - \bar{N}(t_0)}{N(t_0) + \bar{N}(t_0)} = M_{int}(t_0) A_{CP} \quad \text{mit} \tag{2.30}$$

$$M_{int}(t_0) = \frac{\sin x_d t_0 + x_d \cos x_d t_0}{1 + x_d^2} \quad . \tag{2.31}$$

Der statistische Fehler ΔA_{CP} der Asymmetrie A_{CP} ergibt sich zu

$$\Delta A_{CP} = \frac{1}{M_{int}(t_0)} \cdot \frac{1}{\sqrt{N(t_0) + \bar{N}(t_0)}} \quad . \tag{2.32}$$

Verzichtet man auf die Integration und benutzt die Zerfallszeitmessung, so erhält man die zeitabhängige Asymmetrie

$$a(t) = \frac{n(t) - \bar{n}(t)}{n(t) + \bar{n}(t)} = A_{CP} \sin x_d t \quad . \tag{2.33}$$

Der statistische Fehler ΔA_{CP} bei dieser Messung ergibt sich zu

$$\Delta A_{CP} = \frac{1}{M_{abh}(t_0)} \cdot \frac{1}{\sqrt{N(t_0) + \bar{N}(t_0)}} \quad \text{mit} \tag{2.34}$$

$$M_{abh}(t_0) = \sqrt{\frac{1 + 4x_d^2 - \cos 2x_d t_0 + 2x_d \sin x_d t_0}{2(1 + 4x_d^2)}} \quad . \tag{2.35}$$

2.2.2 Meßfehler

Aus dem Endzustand $J/\Psi K_S^0$ im Signalkanal kann man nicht folgern, ob das Mutterteilchen ein B_d^0 oder ein $\bar{B}_d^0$ war. Nehmen wir im folgenden an, daß das $\bar{b}$-Quark in den Signalkanal geht und dort also ein B_d^0 bildet [1].

Bei der primären Wechselwirkung des Protons mit einem Nukleon des Targets entsteht zusätzlich zu dem $\bar{b}$-Quark ein b-Quark. Der Zerfall dieses zweiten Quarks wird zur Identifizierung (*Tagging*) des Mutterteilchens verwendet. Dieser zweite Zerfallskanal wird daher Identifizierungskanal genannt.

Es ist jedoch zu beachten, daß einerseits im Signalkanal das B^0 zu einem $\bar{B}^0$ mischen kann. Andererseits kann im Identifizierungskanal durch $B^0\bar{B}^0$-Mischung oder durch fehlerhafte Rekonstruktion das b-Quark falsch identifiziert werden. Es werden vier verschiedene Methoden zur Identifizierung verwendet (Kap. 3.1). Sie unterscheiden sich in ihrer Qualität Q_{id} der Identifizierung. Diese setzt sich aus der Effizienz ε_{id} und der Zuverlässigkeit D zusammen.

$$Q_{id} = D\sqrt{\varepsilon_{id}} \quad . \tag{2.36}$$

ε_{id} und D errechnen sich aus dem Anteil N_r der richtig identifizierten Ereignisse und dem Anteil N_f der falsch identifizierten Ereignisse:

$$\varepsilon_{id} = N_r + N_f \quad , \tag{2.37}$$

$$D = \frac{N_r - N_f}{N_r + N_f} \quad . \tag{2.38}$$

[1] Geht das b-Quark statt des $\bar{b}$-Quarks in den Signalkanal, so sind in der folgenden Argumentation alle Teilchen durch ihre Antiteilchen zu ersetzen.

Bei HERA-B kombiniert man alle Methoden und erhält so eine Gesamtqualität Q_{tot} von 36% (Kap. 3.1), wodurch sich als Fehler für $\sin 2\beta$ folgendes ergibt:

$$\Delta \sin 2\beta = \frac{1}{MQ_{tot}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N(t_0) + \bar{N}(t_0)}} \quad . \tag{2.39}$$

M ist dabei je nach Meßmethode $M_{int}(t_0)$ bzw. $M_{abh}(t_0)$. Bei HERA-B wird der Schnitt auf die B-Zerfallslänge bei $t_0 = 0.7$ gelegt. Nach Gl. 2.31 und Gl. 2.35 erhält man: $M_{int} \approx M_{abh} = M = 0.73$.

2.2.3 Erzeugung von B-Mesonen

Die wesentliche Voraussetzung zur Anwendung der zeitintegrierten Messung ist, daß die b-Quarks unabhängig, d.h. nicht in einem gebundenen Zustand, erzeugt werden. Die Proton-Nukleon-Wechselwirkung bei HERA-B garantiert das. Diese zeitintegrierte Meßmethode kann auch von den Experimenten an anderen hadronischen Maschinen angewendet werden, z.B. dem Tevatron am Fermilab und dem LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN.

Die Experimente BaBar [BAB95] und BELLE [BEL95] dagegen, die zur Zeit an e^+e^--Beschleunigern im Aufbau sind, arbeiten auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz (10.58 GeV), so daß die $b\bar{b}$-Paare kohärent erzeugt werden. Eine unabhängige $B^0\bar{B}^0$-Mischung kann also hier erst nach dem Zerfall des Partners stattfinden. Dadurch mittelt sich die zeitintegrierte Asymmetrie zu Null. CP-Verletzung kann somit nur über die zeitabhängige Asymmetrie nachgewiesen werden. Daher muß der Zerfallsvertex sowohl des B-Mesons als auch des Identifizierungs-Hadrons genau vermessen werden. In diesen Experimenten kann so nur die zeitabhängige CP-Verletzung gemessen werden.

2.3 Siliziumdetektoren

Um B-Mesonen zu identifizieren und insbesondere ihre Zerfallslänge genau vermessen zu können, wird bei allen Experimenten mit B-Mesonen eine gute Vertexauflösung benötigt. Zur Zeit bieten Halbleiterdetektoren die beste Auflösung im Bereich der elektronisch auslesbaren Detektoren, weswegen im Vertexdetektorsystem von HERA-B Siliziumstreifendetektoren verwendet werden. Deren Funktionsweise wird zunächst in Abschnitt 2.3.1 erläutert. Für die Spurfindung ist ein möglichst

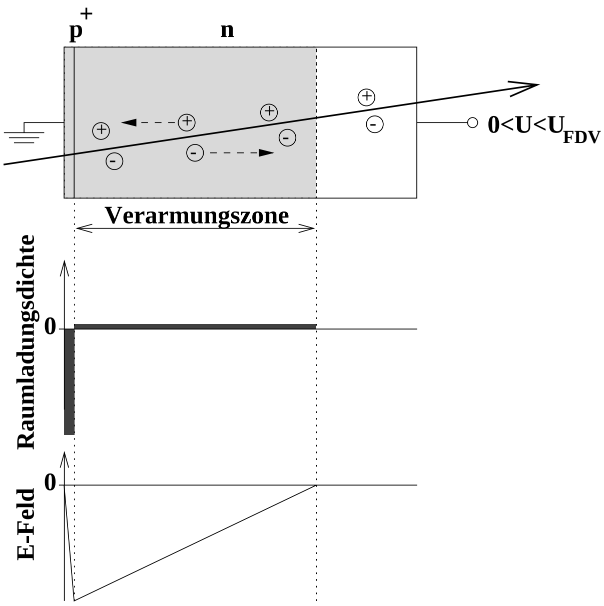

Abb. 2.5: *Aufbau, Raumladungsdichte und elektrisches Feld einer Siliziumdiode, die bei einer Spannung U kleiner als der vollen Verarmungsspannung U_{FDV} betrieben wird.*

großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis wünschenswert. Deshalb wird in Abschnitt 2.3.2 auf die Ursachen des Rauschens eingegangen.

Da in HERA-B der Vertexdetektor einer Strahlenbelastung von bis zu 10 Mrad bzw. $3 \cdot 10^{14}/\mathrm{cm}^2$ minimal-ionisierenden Teilchen pro Jahr ausgesetzt ist (Kap. 3.3), wird die Veränderung der Detektoreigenschaften bei hohen Strahlendosen diskutiert (Abschnitt 2.3.3) und Alternativen zu Silizium werden vorgestellt (Abschnitt 2.3.4).

2.3.1 Funktionsweise eines Siliziumdetektors

Ein Siliziumdetektor ist eine Festkörperionisationskammer [Kle92]. Er wird aus einer Scheibe (*Wafer*) hergestellt, die aus einem Siliziumeinkristall geschnitten wird und als Substrat bezeichnet wird.

Aufgrund von Phosphorverunreinigungen ist das Siliziumsubstrat schwach n-dotiert, d.h. es hat einen Überschuß an Donatoren, hier Phosphor. Erzeugt man an seiner Oberfläche eine stark p-dotierte Schicht, die einen Überschuß an Akzeptoren hat, z.B. Bor, entsteht eine Diode. Wird diese in Sperrichtung gepolt, so breitet sich von der p-dotierten Schicht her die sogenannte Verarmungszone aus, die ein elektrisches

Feld ausbildet (Abb. 2.5). Die Dicke d der Verarmungszone ist

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_{eff}}(U - U_D)} \quad , \tag{2.40}$$

wobei $\varepsilon_0\varepsilon$ die materialspezifische Dielektrizitätskonstante, e die Elementarladung und U die angelegte Detektorspannung in Sperrichtung (Bias-Spannung) ist [Kle92]. Die Spannung U_D ist die Diffusionsspannung des pn-Übergangs. Sie ist wesentlich kleiner als die Detektorspannung und wird daher im folgenden vernachlässigt. N_{eff} , die effektive Ladungsträgerkonzentration im Substrat, ist die Differenz zwischen der Anzahl der Akzeptoren N_A und der Donatoren N_D:

$$N_{eff} = |N_A - N_D| \quad . \tag{2.41}$$

Tritt ein geladenes Teilchen durch das Silizium, so erzeugt es durch Ionisation auf seiner Bahn Elektron-Loch-Paare (Abb. 2.5). Diejenigen Elektronen und Löcher, die in der Verarmungszone erzeugt werden, werden durch das elektrische Feld voneinander getrennt. Die Löcher werden zur p-dotierten Seite (p-Seite) beschleunigt und können dort über einen Verstärker registriert werden, während die Elektronen zur entgegengesetzten Seite (n-Seite) wandern.

Da im nicht verarmten Bereich kein elektrisches Feld vorhanden ist, diffundieren dort die Elektronen und Löcher bis sie entweder rekombinieren oder zeitverzögert auf der Elektrode ankommen und dort gemessen werden können. Um also das maximal mögliche Signal zu erhalten, muß der Detektor vollständig verarmt sein. Eine Messung des Signals auf der n-Seite ist bei kurzer Integrationszeit des Vorverstärkers außerdem nur möglich, wenn die Verarmungszone bis zur n-Seite ausgebildet ist.

Die minimale Spannung, bei welcher der gesamte Halbleiter verarmt ist, heißt volle Verarmungsspannung U_{FDV}. Bei gegebener Detektordicke d_{det} (typisch 300 μm) ist sie nach Gl. 2.40 proportional zur effektiven Ladungsträgerkonzentration

$$U_{FDV} = N_{eff}\,\frac{e \cdot d_{det}^2}{2\varepsilon_0\varepsilon} \quad . \tag{2.42}$$

Zur Verbesserung der Ortsauflösung wird der Detektor in Teilbereiche eingeteilt, die getrennt ausgelesen werden. Die Dotierung auf der p-Seite wird dazu in Streifen oder Pixel eingeteilt. So erhält man einen einseitigen Streifendetektor bzw. Pixeldetektor. Um auf der n-Seite eine bessere Ortsauflösung zu erhalten, wird dort zusätzlich eine stark n-dotierte Schicht in Form von Streifen oder Pixeln aufgetragen. Solche einseitige Detektoren mit Strukturierung auf der n-Seite werden jedoch selten verwendet.

Der Vorteil von Pixeldetektoren ist, daß man damit in der Detektorebene einen Durchtrittspunkt messen kann, wogegen man bei Streifendetektoren nur eine Koordinate mißt. Die Anzahl der Auslesekanäle ist bei Pixeldetektoren jedoch erheblich größer. Daher werden bei vielen Anwendungen zwei einseitige Streifendetektoren mit zueinander gedrehten, meist orthogonalen, Streifen verwendet. Alternativ dazu kann auch ein doppelseitiger Detektor mit einer Streifenstrukturierung auf der n-Seite und auf der p-Seite verwendet werden. Diese doppelseitigen Detektoren haben weniger Material als zwei einseitige Detektoren. Außerdem sind die beiden Seiten eines Detektors sehr gut zueinander aligniert ($\ll 1\,\mu$m).

Ein doppelseitiger Streifendetektor reicht jedoch oft nicht aus, um eindeutig den Durchtrittspunkt einer Teilchenspur zu messen. Treffen nämlich mehrere Teilchen gleichzeitig auf den Detektor, so ist die Zuordnung der Signale auf der n-Seite zu denen auf der p-Seite nicht mehr eindeutig. Neben den wirklichen Treffern werden auch unechte Treffer rekonstruiert, die sogenannten Ghosttreffer (Abb. 2.6) oder der kombinatorische Untergrund. Um diese Ghosttreffer zu unterdrücken, muß entweder die Spuren von anderen Detektoren schon ungefähr gemessen worden sein oder ein weiterer Streifendetektor mit einer dritten Orientierung hinzugenommen werden. Der Winkel, den die Streifen dieses zusätzlichen Detektors zu den Streifen des ersten Detektors haben, wird Stereowinkel genannt. Die Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes hängt von der Größe des Stereowinkels ab. Sie wird um so besser, je näher er bei 45° ist.

Siliziumstreifendetektoren werden im allgemeinen aus Wafern mit einem Durchmesser von 4" (10 cm) und einer Dicke von $300\,\mu$m hergestellt. Sie haben einen Abstand a der Streifenmitten (*Pitch*) von typisch 20–200 μm. Die intrinsische Auflösung σ_{det}

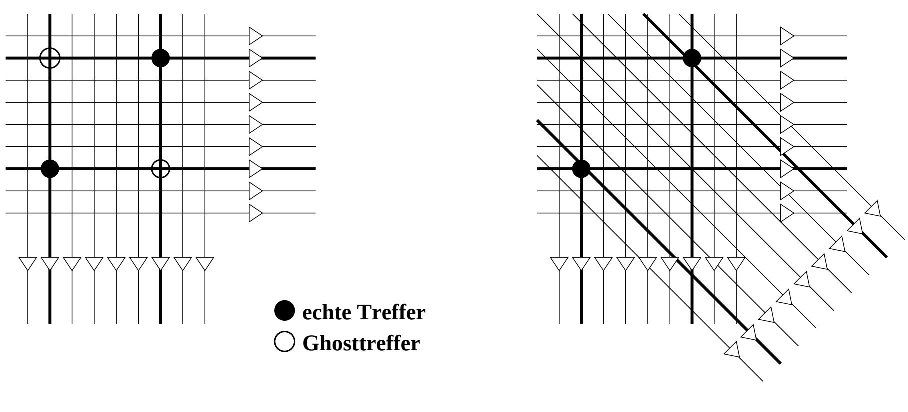

Abb. 2.6: *Entstehung von Ghosttreffern: Treffen zwei Teilchen gleichzeitig einen doppelseitigen Streifendetektor, dann können die getroffenen Streifen nicht eindeutig einander zugeordnet werden (links). Wird ein weiterer Detektor mit gedrehten Streifen eingesetzt, dann ist die Zuordnung wieder eindeutig (rechts).*

eines solchen Streifendetektors bei digitaler Auslese beträgt

$$\sigma_{det} = a/\sqrt{12} \quad . \tag{2.43}$$

2.3.2 Rauschen

Beim Durchgang durch einen 300 μm dicken Siliziumdetektor erzeugt ein minimal-ionisierendes Teilchen ca. 25 000 Elektron-Loch-Paare. Das zu messende Signal kann nicht vergrößert werden. Für ein großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis muß also das Rauschen im Verstärker minimiert werden.

Im Vorverstärker läßt sich das Rauschen wie folgt beschreiben:

$$ENC^2 = c_1 \cdot \frac{C_{in}^2}{T_p} + c_2 \cdot I_L \cdot T_p + c_3 \cdot C_{in}^2 \quad . \tag{2.44}$$

Es wird als äquivalente Elektronenzahl ENC (*Electron Noise Charge*) angegeben. C_{in} ist die Kapazität zum übrigen Netzwerk vor dem Eingang des Vorverstärkers, I_L der Leckstrom, der in Sperrichtung durch den Detektor fließt, T_p die Signalanstiegszeit und c_1, c_2, c_3 sind Vorfaktoren. Der erste Term beschreibt das sogenannte weiße Rauschen, der zweite das Schrotrauschen und der dritte das 1/f-Rauschen. Die Vorfaktoren c_1, c_2, c_3 hängen vom Vorverstärker ab.

Ein Teil dieser Größen ist durch äußere Bedingungen gegeben und kann quasi nicht beeinflußt werden: So muß der Vorverstärker so konstruiert werden, daß die Signalanstiegszeit T_p bei ca. 50 ns liegt, da der Abstand der Protonenpakete im HERA Protonenspeicherring 96 ns beträgt und jedes Paket einzeln ausgelesen wird. Die Zeit, welche die Elektronen bzw. die Löcher benötigen, um zur n- bzw. p-Seite zu gelangen, beträgt 8 ns bzw. 25 ns [PDG96] und liegt damit deutlich unter der Signalanstiegszeit.

Da im HERA-B Vertexdetektor die Vorverstärker über ein strukturiertes Kaptonkabel mit dem Detektor verbunden sind (Kap. 3.3.2), setzt sich die Kapazität C_{in} aus der Kapazität zwischen den Streifen des Detektors (1-1.5 pF/cm [PDG96]) und der Kapazität zwischen den Streifen des Kaptonkabels (ca. 1 pF/cm, Kap. 5.3) zusammen.

Der Leckstrom I_L ist der einzige externe Parameter, der noch zu beeinflussen ist. Er sollte daher klein gehalten werden (Kap. 5.2.2).

2.3.3 Strahlenschädigung

Passiert ein Teilchen den Detektor, so kann es Gitterdefekte verursachen [Wun92], z.B. Leerstellen oder Zwischengitteratome. Solche Defekte können die Donatoren im n-dotierten Siliziumsubstrat neutralisieren (*Donor Removal*) oder selber als Akzeptoren wirken (*Acceptor Creation*). Dies führt nach Bestrahlung mit der Teilchenfluenz Φ zur effektiven Ladungsträgerkonzentration

$$N_{eff} = \big| \underbrace{(N_{A0} + \beta\Phi)}_{\substack{\text{Acceptor}\\ \text{Creation}}} - \underbrace{N_{D0} \cdot e^{-c\Phi}}_{\substack{\text{Donor}\\ \text{Removal}}} \big| \quad , \tag{2.45}$$

wobei N_{A0} bzw. N_{D0} die Akzeptor- bzw. Donatorkonzentration vor Bestrahlung und β bzw. c die Entstehungs- bzw. Zerfallskonstante für Donatoren bzw. Akzeptoren sind. β und c sind proportional zum nicht-ionisierenden Energieverlust der schädigenden Teilchen [Huh93, Bat95].

Zusätzlich zu den in Gl. 2.45 beschriebenen stabilen Defekten entstehen metastabile Defekte, die entweder mit der Zeit ausheilen (Ausheilung) oder sich zu aktiven Defekten zusammenlagern (Antiausheilung) [Wun92]. Die Ausheilung wird durch eine exponentielle Abhängigkeit beschrieben. Bei kurzzeitiger Bestrahlung, wenn die Bestrahlungdauer gegenüber den Zeitkonstanten τ_i der Ausheilung und der Antiausheilung τ_A vernachlässigt werden kann, gilt für die Gesamtzahl der Akzeptoren:

$$\begin{aligned} N_A(t) &= N_{A0} + \beta\Phi && \text{(stabile Defekte)} \\ &+ \sum_i \beta_i \Phi \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) && \text{(ausheilende Defekte)} \\ &+ \beta_A \Phi \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_A}\right)\right] && \text{(antiausheilende Defekte)} \end{aligned} \tag{2.46}$$

β_i und β_A sind die Entstehungskonstanten der ausheilenden und antiausheilenden Defekte. Die Anzahl der ausheilenden Defekte und die der Defekte, welche durch Antiausheilung entstehen können, liegen beide in der Größenordnung der Anzahl der stabilen Defekte. Eine exakte Herleitung für Bestrahlungen mit niedrigem Teilchenfluß sowie Messungen der Entstehungs- und Zeitkonstanten finden sich in [Rie94].

Die Zeitkonstanten für die Prozesse der Ausheilung und der Antiausheilung hängen von der Beweglichkeit der Defekte und damit von der Temperatur des Detektors ab. Ziock et al. [Zio94] beschreiben die Abhängigkeit durch

$$\tau(T) = \gamma \cdot e^{-0.175T} \quad , \tag{2.47}$$

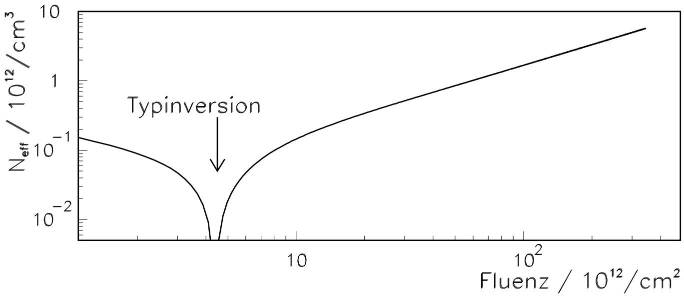

Abb. 2.7: *Entwicklung der erwarteten effektiven Ladungsträgerkonzentration (Gl. 2.45) bei Bestrahlung mit einem Teilchenfluß von* $3 \cdot 10^7/cm^2 sec$.

wobei T die Temperatur [$^\circ$C] ist und der Vorfaktor γ von der Art des Defektes abhängt (Kap. 5.2.2).

Abbildung 2.7 zeigt die Entwicklung der effektiven Ladungsträgerkonzentration bei Bestrahlung. Wird die Anzahl der Akzeptoren im Substrat größer als die der Donatoren, dann verhält sich der Detektor weitgehend so, als bestünde er aus einem p-dotierten Substrat. Dieses Verhalten bezeichnet man als Typinversion; sie findet nach einer Bestrahlung von wenigen 10^{12} Teilchen statt, was bei HERA-B an den am stärksten bestrahlten Punkten nach wenigen Tagen erreicht wird. Im typinvertierten Detektor breitet sich die Verarmungszone von der n-Seite her aus. Proportional zur effektiven Ladungsträgerkonzentration (Gl. 2.42) fällt die volle Verarmungsspannung zunächst bis zur Typinversion ab und steigt danach wieder an, so daß die Detektorspannung mit zunehmender Bestrahlung erhöht werden muß, damit weiterhin alle Elektron-Loch-Paare zum Signal beitragen.

Der Leckstrom I_L besteht einerseits aus einem Anteil, der durch Defekte im Substrat erzeugt wird, dem Volumengenerationsstrom, und andererseits aus einem Anteil, der über die Detektoroberfläche, speziell den Detektorrand, fließt, dem Oberflächenstrom. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Detektoren ist der Volumengenerationsstrom dominant und steigt bei Bestrahlung folgendermaßen an:

$$I_L = I_{L0} + \alpha \cdot \Phi \cdot V \quad . \tag{2.48}$$

Hierbei ist I_{L0} der Leckstrom vor der Bestrahlung, V das Volumen des Detektors und α die Schädigungsrate des Leckstroms (analog zu β bei N_A, siehe Gl. 2.45). Bei Silizium als Substratmaterial ist der Stromanstieg durch Bestrahlung so groß, daß der Anfangsstrom I_{L0} im allgemeinen vernachlässigt werden kann. Ebenso wie bei der vollen Verarmungsspannung wird auch beim Leckstrom Ausheilung beobachtet. Auch beim Leckstrom ist der ausheilende Anteil genauso groß wie der nicht ausheilende. Der Effekt der Antiausheilung konnte beim Leckstrom bisher jedoch nicht nachgewiesen werden.

	Silizium	GaAs	Diamant
Bandlücke [eV]	1.12	1.43	5.47
Ionisationsenergie [eV]	3.6	4.2	13
Strahlungslänge X_0 [cm]	9.36	2.3	12.0
durchschn. Anzahl von Elektron-Loch-Paaren[a] pro 100 μm	8300	13000	3600
durchschn. Anzahl von Elektron-Loch-Paaren[a] pro 0.1% X_0	7800	3000	4500

[a] Anzahl von Elektron-Loch-Paaren, die beim Durchtritt eines minimal-ionisierenden Teilchens erzeugt werden

Tab. 2.2: *Eigenschaften von Silizium [PDG96], Galliumarsenid und Diamant [Knö95] im Vergleich.*

Um den Strom (und damit das Rauschen) zu verringern, kann der Detektor gekühlt werden. Dabei ergibt sich die Abhängigkeit

$$I_L \propto T^2 \cdot \exp\left(-\frac{E}{2kT}\right) \quad , \tag{2.49}$$

wobei E=1.12 eV die Bandlücke in Silizium, T die Temperatur ([K]) und k die Boltzmann Konstante ist. So wird z.B. bei Temperaturen um 10 °C der Strom bei einer Temperaturerhöhung von 8 K ungefähr verdoppelt.

Es ist zu beachten, daß die Schädigungsrate α, so wie sie in Gl. 2.48 definiert ist, derselben Temperaturabhängigkeit folgt wie der Strom (Gl. 2.49).

Aufgrund der Strahlenschädigung wird am HERA-B Vertexdetektor eine Betriebsspannung von bis zu mehreren hundert Volt benötigt und ein Leckstrom von bis zu 1 mA pro Detektor (bei T=10 °C) fließen. Das Rauschen nimmt dabei zu, so daß sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verringert. Es wird angestrebt, ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von mindestens sieben zu halten (Kap. 4).

2.3.4 Alternativen zu Silizium

Im Hinblick auf die Verschlechterung der Eigenschaften von Siliziumdetektoren unter Strahlenbelastung, speziell die Verringerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, werden auch andere Materialien untersucht, bei denen geringere Veränderungen erwartet werden. Im Vordergrund dieser Untersuchungen stehen dabei Galliumarsenid (GaAs) und Diamant. Tabelle 2.2 zeigt ihre Eigenschaften im Vergleich zu Silizium.

Galliumarsenid. Lange Zeit galt Galliumarsenid als vielversprechend, da es sich unter Bestrahlung mit Neutronen deutlich weniger verändert als Silizium. Nach einer Bestrahlung von $10^{15}/\text{cm}^2$ Neutronen beträgt der Leckstrom $<10\,\mu\text{A}/\text{cm}^2$ [Gaa94]. Bei Silizium steigt der Strom unter gleichen Bedingungen dagegen auf ca. $30\mu\text{A}/\text{cm}^2$.

Allerdings verringert sich bei Galliumarsenid die Ladungssammlungseffizienz, d.h. das Verhältnis von gemessenen zu erzeugten Elektron-Loch-Paaren, auf ca. die Hälfte [Gaa94]. Bei Silizium bleibt sie dagegen bei ca. 90%. Insgesamt ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nach dieser Bestrahlung bei Galliumarseniddetektoren besser als bei Siliziumdetektoren.

Untersuchungen mit geladenen Teilchen statt Neutronen zeigten jedoch, daß bei ihnen die Schädigung von Galliumarsenid deutlich größer ist [Smi97]. Bei einer Fluenz von $2 \cdot 10^{14}/\text{cm}^2$ 24 GeV Protonen reduziert sich die Ladungssammlungseffizienz auf ein Fünftel. Der Grund dafür ist, daß der nicht-ionisierende Energieverlust von 24 GeV Protonen in Galliumarsenid um einen Faktor 7 größer ist als der von 1 MeV Neutronen [Smi97]. In Silizium ist dieses Verhältnis dagegen 0.6 [Huh93].

Insgesamt wird bei geladenen Teilchen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei Galliumarsenid so klein, daß es als Alternative zu Silizium nicht in Frage kommt. Insbesondere da Galliumarsenid fast die dreifache Strahlungslänge pro erzeugtem Signal aufweist (Tab. 2.2).

Diamant. Eine Alternative zu den Halbleitern Silizium und Galliumarsenid ist Diamant. Diamant ist ein Isolator und hat eine mehr als dreimal so große Ionisationsenergie wie Silizium (Tab. 2.2). Daher werden dort weniger Elektron-Loch-Paare erzeugt als in Silizium. Die Dicke eines Diamantdetektors ist typisch 500 μm [Ada96].

Charakteristisch für einen Diamantdetektor ist jedoch die mittlere Weglänge, die sich ein Elektron-Loch-Paar voneinander entfernen kann, die sogenannte Ladungssammlungslänge d_C. Sie ist deutlich geringer als die Detektordicke, so daß im Mittel nur die Ladungsträger zum Signal beitragen, die in Entfernungen zur jeweiligen Oberfläche von weniger als die Ladungssammlungslänge erzeugt wurden. Die Elektron-Loch-Paare, die im Rest des Detektors erzeugt werden, rekombinieren auf dem Weg zur Elektrode. In den letzten 2 Jahren konnte die Ladungssammlungslänge von 75 μm [Bau95] auf bis zu 250 μm [Ada97] erhöht werden (Abb. 2.8).

Der Nachteil des kleineren Signals wird dadurch kompensiert, daß der Leckstrom in Diamant bereits vor Bestrahlung typischerweise um den Faktor 1000 geringer ist als bei Silizium und durch Bestrahlung nicht ansteigt (Abb. 2.9). Bei geringer Bestrahlung (ca. $10^{11}/\text{cm}^2$) mit geladenen Teilchen wächst d_C sogar um einen

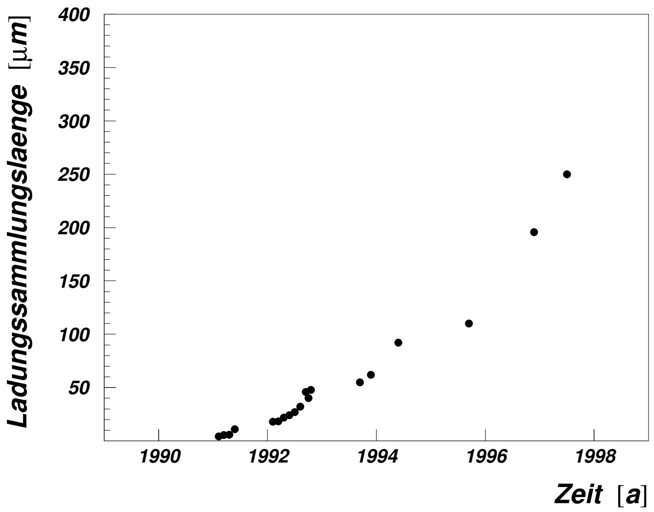

Abb. 2.8: *Entwicklung der Ladungssammlungslänge von Diamantdetektoren bei einem Feld von 1 V/*µm *[Ada97].*

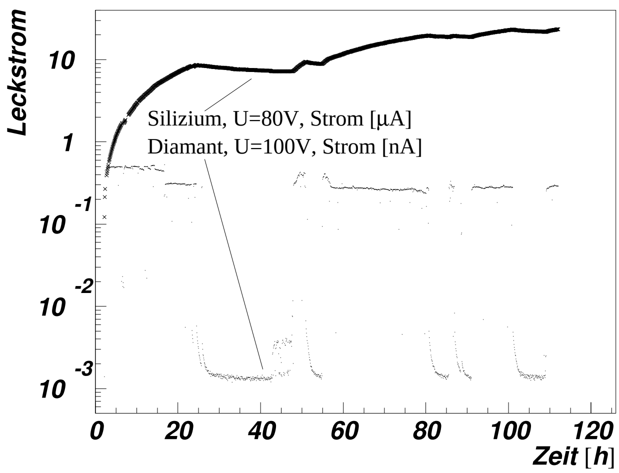

Abb. 2.9: *Leckstrom von Diamantdetektoren im Vergleich zu Siliziumdetektoren während einer Bestrahlung mit Neutronen [Ada96]. Durch Ionisation, die durch den Photonenuntergrund im Strahl induziert wird, steigt der Strom während der Bestrahlung im Diamantdetektor von ca. 1.5 pA auf 300 pA an. Bei Bestrahlung mit geladenen Teilchen ist das Verhalten gleich [Bau95].*

Faktor 1.6 – 2.0 an. Dieser Effekt wird als Pumpen bezeichnet. Im experimentellen Einsatz wären Diamantdetektoren innerhalb weniger Minuten gepumpt. Danach ist das Ladungssignal stabil. Eine Verringerung von d_C wird erst wieder bei einer Bestrahlung von ca. $2 \cdot 10^{15}$ 24 GeV Protonen beobachtet [Ada97].

Diamantdetektoren sind zur Zeit noch im Entwicklungsstadium. und können daher bei HERA-B noch nicht verwendet werden. Sie scheinen jedoch eine vielversprechende Alternative für zukünftige Projekte zu sein.

Kapitel 3

Das HERA-B Experiment

Das vorrangige Ziel des HERA-B Experiments ist es, den Winkel β im Unitaritätsdreieck (Abb. 2.1) über den goldenen Zerfallskanal $B_d^0, \bar{B}_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ zu messen. In einem späteren Stadium soll außerdem der Winkel α über den Zerfallskanal $B_d^0, \bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ gemessen werden. Zusätzlich ist ein ausgedehntes Meßprogramm im Bereich der b-Hadronen-Physik (z.B. $B_s^0\bar{B}_s^0$-Mischung) geplant.

HERA-B ist das vierte Experiment am Doppelspeicherring HERA. Dieser besteht aus einem Elektronenspeicherring, in dem Elektronen bzw. Positronen gespeichert und polarisiert werden, und einem Protonenspeicherring, in dem Protonen beschleunigt und gespeichert werden.

Die Detektoren H1 [Abt97] und ZEUS [Zeu93] vermessen inelastische Wechselwirkungen von Elektronen und Protonen. Das HERMES-Experiment [Dür95] untersucht Wechselwirkungen des polarisierten Elektronenstrahls mit einem polarisierten Gastarget, um die polarisierten Strukturfunktionen zu bestimmen. Der Protonenstrahl wird durch dieses Experiment geführt, ohne gestört zu werden. Bei HERA-B wiederum passieren die Elektronen ungestört das Experiment und nur die Protonen werden zur Reaktion gebracht. Sie wechselwirken hierbei mit einem internen festen Drahttarget.

Diese Wechselwirkungen werden in Bezug auf ihr Verzweigungsverhältnis in den goldenen Zerfallskanal und auf ihre Flavour-Identifizierung in Abschnitt 3.1 diskutiert. Daraus werden die Anforderungen an den HERA-B Detektor abgeleitet.

Danach wird ein Überblick über die einzelnen Detektorkomponenten und ihre Aufgaben gegeben (Abschnitt 3.2). In Abschnitt 3.3 wird dann detailliert auf die Anforderungen und das Design des Vertexdetektors eingegangen.

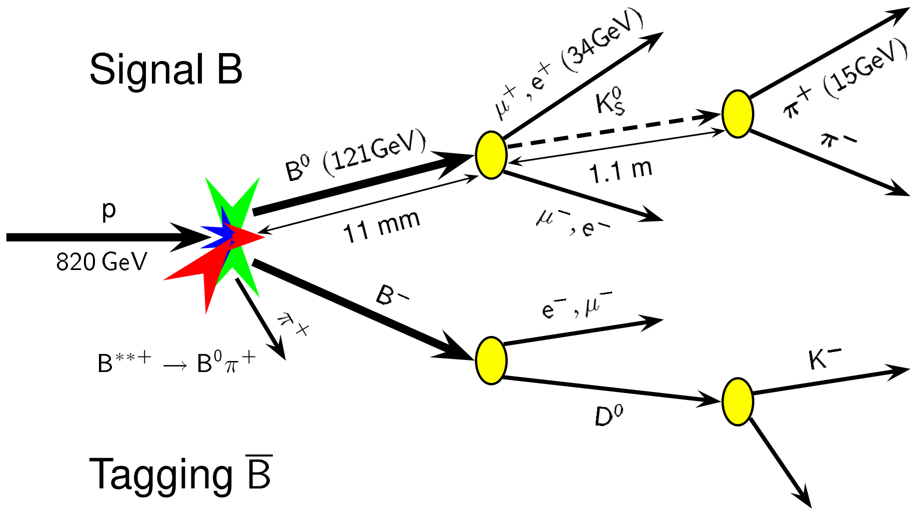

Abb. 3.1: *Der goldene Zerfallskanal und mehrere Möglichkeiten zur Identifizierung im HERA-B Experiment.*

3.1 Der goldene Zerfall in HERA-B

Die Protonen des HERA Protonenspeicherrings werden auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt [1]. Wechselwirken diese mit den Nukleonen des Drahttargets, so ergibt sich im Schwerpunktsystem eine Energie von $\sqrt{s}$=39.2 GeV. Dabei werden unter anderem durch Gluon-Gluon-Fusion $b\bar{b}$-Paare erzeugt.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{b\bar{b}}$ für die $b\bar{b}$-Produktion wird mit 12^{+12}_{-6} nb vorausgesagt [Loh94]. Messungen, die bisher dazu durchgeführt wurden (z.B. [Kod93, Sch94]), erfolgten jeweils unter anderen Bedingungen und haben Fehler von ca. 30%. Eine neuere Messung [Ale97] am Experiment E771 mit 800 GeV Protonen ergab einen Wert von $42\,^{+16}_{-13}$(stat.)$\pm$7(syst.) nb. $\sigma_{b\bar{b}}$ stellt einen der größten Unsicherheitsfaktoren dar. Im folgenden wird für $\sigma_{b\bar{b}}$ der vorhergesagte Wert von 12 nb angenommen.

Daraus ergibt sich ein Verhältnis zum inelastischen Wechselwirkungsquerschnitt von $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{inel} = 9.2 \cdot 10^{-7}$. Aus den so erzeugten b- und $\bar{b}$-Quarks bildet sich mit einer Wahrscheinlichkeit von $P_{\bar{b}\rightarrow B^0_d} \approx P_{b\rightarrow \bar{B}^0_d} \approx 0.4$ ein B^0_d- oder ein $\bar{B}^0_d$-Meson. Wie schon in Kap. 2.2.2 nehmen wir im folgenden an, daß das $\bar{b}$-Quark in den Signalkanal geht und dort ein B^0_d bildet.

Abbildung 3.1 zeigt den goldenen Zerfall, wie er bei HERA-B gemessen werden kann. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall $B^0_d \rightarrow J/\Psi K^0_S$ ($J/\Psi \rightarrow l^+l^-, K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$) ist

[1] Eine Erhöhung der Protonenenergie auf >900 GeV ist in Planung.

$3.1 \cdot 10^{-5}$ [PDG96]. Insgesamt müssen also $4.4 \cdot 10^{10}$ Protonen inelastisch wechselwirken, damit ein goldener Zerfall wie in Abb. 3.1 stattfindet. Diese goldenen Zerfälle sollen mit Hilfe des Detektors aus den übrigen Ereignissen herausgefiltert und möglichst vollständig rekonstruiert werden.

Wie in Kap. 2.2.2 ausgeführt wurde, muß nicht nur der goldene Zerfall des B^0 rekonstruiert werden, sondern das B^0 auch als solches durch die Identifizierung erkannt werden. Um nach der Rekonstruktion zu entscheiden, ob das Signal-Meson bei seiner Entstehung ein B^0 oder ein $\bar{B}^0$ war, kann entweder der b- oder $\bar{b}$-Quarkinhalt des Hadrons im Identifizierungskanal bestimmt werden oder die Fragmentation des Mesons im Signalkanal untersucht werden:

- Fragmentation:
  Das B-Meson im Signalkanal entsteht mit einer Wahrscheinlichkeit von 30% im angeregten Zustand B^{**} [Bus96]. Bei dessen Zerfall kann ein geladenes Pion entstehen (z.B.: $B^{**+} \to B^0\pi^+$), mit dessen Ladung der Flavour des B^0-Mesons identifiziert werden kann. Dies ist die einzige Methode zur direkten Bestimmung des Flavours innerhalb des Signalkanals.

- Ladung:
  Ist das b-Hadron im Identifizierungskanal geladen, so kann man die Summe aller Ladungen der Tochterteilchen bilden und erhält so die Ladung des Hadrons, woraus sich der Flavour ergibt.

- Leptonen:
  Zerfällt das b-Hadron im Identifizierungskanal semileptonisch, z.B als $\bar{B}^0$-Meson in ein D^+-Meson, so kann aus der Ladung des entstehenden Leptons auf den Flavour des b-Hadrons geschlossen werden.

- Kaonen:
  Handelt es sich bei dem b-Hadron im Identifizierungskanal um ein Meson und zerfällt dieses über ein D-Meson in ein Kaon, dann kann aus der Ladung des Kaons auf den Flavour des B-Mesons geschlossen werden.

Die für die Identifizierung relevanten Zerfallskanäle sind in Tab. 3.1 für die B-Mesonen zusammen mit ihren inklusiven Zerfallswahrscheinlichkeiten aufgelistet. Entsteht im Identifizierungskanal ein B-Baryon statt eines B-Mesons, dann werden analoge Zerfälle erwartet, in denen dieselbe Identifizierung mittels Ladung, Leptonen oder Kaonen möglich ist. Die Vermessung einiger dieser baryonischen Zerfälle ist Teil des ausgedehnten Meßprogramms von HERA-B.

Effizienz, Zuverlässigkeit und Qualität (Kap. 2.2.2) der Identifizierungsmethoden sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Da sich die Methoden gegenseitig nicht ausschließen, besteht

b-Flavour im Signalkanal	$\bar{b}$		b	
neutrale B-Mesonen im Signalkanal	$B_d^0 = \bar{b}d$ $B_s^0 = \bar{b}s$		$\bar{B}_d^0 = b\bar{d}$ $\bar{B}_s^0 = b\bar{s}$	
B-Mesonen im Identifizierungskanal	$B^- = b\bar{u}$ $\bar{B}_d^0 = b\bar{d}$ $\bar{B}_s^0 = b\bar{s}$	(42.7%) (42.0%) (9.9%)	$B^+ = \bar{b}u$ $B_d^0 = \bar{b}d$ $B_s^0 = \bar{b}s$	(48.7%) (43.1%) (6.2%)
leptonische Zerfälle der B-Mesonen (Identifizierung über Leptonen)	$B^- \to l^- \bar{\nu}_l + X$ $\bar{B}_d^0 \to l^- \bar{\nu}_l + X$ $\bar{B}_s^0 \to D_s^+ l^- \bar{\nu}_l + X$	(10.1%) (10.3%) (7.6%)	$B^+ \to l^+ \nu_l + X$ $B_d^0 \to l^+ \nu_l + X$ $B_s^0 \to D_s^- l^+ \nu_l + X$	(10.1%) (10.3%) (7.6%)
Zerfälle über D-Mesonen in Kaonen	$B^- \to D^{(*)0} + X$ $\bar{B}_d^0 \to D^{(*)+} + X$ $\bar{B}_s^0 \to D_s^+ + X$	(22.6%) (23.7%) (87%)	$B^+ \to \bar{D}^{(*)0} + X$ $B_d^0 \to D^{(*)-} + X$ $B_s^0 \to D_s^- + X$	(22.6%) (23.7%) (87%)
	$D^{*0} \stackrel{100\%}{\to} D^0\pi^0, D^0\gamma, D^{(*)+}\pi^-$ $D^{*+} \stackrel{100\%}{\to} D^0\pi^+, D^+\gamma, D^{(*)+}\pi^0$		$\bar{D}^{*0} \stackrel{100\%}{\to} \bar{D}^0\pi^0, \bar{D}^0\gamma, D^{(*)-}\pi^+$ $D^{*-} \stackrel{100\%}{\to} \bar{D}^0\pi^-, D^-\gamma, D^{(*)-}\pi^0$	
(Identifizierung über Kaonen)	$D^0 \to K^- + X$ $D^+ \to K^- + X$ $D_s^+ \to K^- + X$	(53%) (24.2%) ([a])	$\bar{D}^0 \to K^+ + X$ $D^- \to K^+ + X$ $D_s^- \to K^+ + X$	(53%) (24.2%) ([a])
Kanäle, die zu falscher Identifizierung führen können	$D^0 \to K^+ + X$ $D^0 \to l^+ + X$ $D^+ \to K^+ + X$ $D^+ \to l^+ + X$ $D_s^+ \to K^+ + X$	(3.4%) (14.5%) (5.8%) (17.2%) ([a])	$\bar{D}^0 \to K^- + X$ $\bar{D}^0 \to l^- + X$ $D^- \to K^- + X$ $D^- \to l^- + X$ $D_s^- \to K^- + X$	(3.4%) (14.5%) (5.8%) (17.2%) ([a])
B-Baryonen im Identifizierungskanal [b]	$\Lambda_b^0 = bud$ $\Xi_b^0 = bsu$ $\Xi_b^- = bsd$	(5.4%)	$\bar{\Lambda}_b^0 = \bar{b}\bar{u}\bar{d}$ $\bar{\Xi}_b^0 = \bar{b}\bar{s}\bar{u}$ $\Xi_b^+ = \bar{b}\bar{s}\bar{d}$	(2.0%)

[a] Die Verzweigungsverhältnisse der D_s-Mesonen haben Fehler von $\mathcal{O}(100\%)$ [PDG96] und werden daher hier nicht angegeben.

[b] Die Erzeugung von b-Baryonen und ihre Zerfallskanäle sind bisher quantitativ noch nicht etabliert [PDG96]. Es werden jedoch Zerfälle erwartet, die analog zu denen der B-Mesonen eine Identifizierung über Ladung, Leptonen bzw. Kaonen erlauben.

Tab. 3.1: *B-Hadronen in Signal- und Identifizierungskanal sowie ihre Erzeugungs- [Loh94] und Zerfallsverhältnisse [PDG96]. Die Leptonen l^- bzw. l^+ können entweder Elektronen (e^- bzw. e^+) oder Myonen (μ^- bzw. μ^+) sein.*
Durch den Überschuß an u- und d-Quarks im Nukleon, sind Erzeugungsverhältnisse der b-Hadronen verschieden von denen ihrer Antiteilchen.

Methode	Fragmentation	Ladung	Leptonen	Kaonen
Effizienz ε_{id}	82%	96.4%	16.1%	46.0%
Zuverlässigkeit D	21%	16%	43%	36%
Qualität Q_{id}	19%	16%	17%	24%

Tab. 3.2: *Effizienz, Zuverlässigkeit und Qualität der verschiedenen Methoden zur Identifizierung [Loh94, Abt96].*

die Möglichkeit, bei der Untersuchung eines Ereignisses die Ergebnisse aus mehreren Methoden zu kombinieren und somit die Fehler zu reduzieren. Die Qualität Q_{tot} der Kombination ist 36%.

Nach Gl. 2.39 werden $\mathcal{O}(1000)$ rekonstruierte und identifizierte goldene Zerfälle benötigt, um $\sin 2\beta$ mit einem Fehler von $\Delta \sin 2\beta = 0.12$ zu bestimmen.

Die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse reduziert sich dadurch, daß der Detektor nicht perfekt ist, da er nicht 100% des Raumwinkels überdeckt, kein Detektorelement 100% effizient ist und da im Filterprozeß Schnitte auf die Impulse der Zerfallsprodukte sowie die B^0-Zerfallslänge gemacht werden. Die Detektoreffizienz für die Rekonstruktion von $J/\Psi K_S^0$ wurde zu 11% berechnet [Loh94].

Um 1000 identifizierte goldene Zerfälle zu sehen, benötigt man somit insgesamt $4 \cdot 10^{14}$ inelastische Wechselwirkungen. Diese Anzahl soll innerhalb eines Jahres erreicht werden, was einer Laufzeit des HERA Protonenspeicherrings von 10^7 sec entspricht. Daraus resultiert, daß eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz in HERA-B erzeugt werden muß. Der HERA Protonenstrahl ist in 220 Pakete eingeteilt, die einen Abstand von 96 ns (= 10.4 MHz) haben. 184 von ihnen werden mit Protonen gefüllt. Pro Paket müssen also 4–5 Wechselwirkungen gleichzeitig stattfinden, um die gewünschte Wechselwirkungsrate zu erreichen.

3.2 Aufbau des Detektors

Abbildung 3.2 zeigt eine Skizze des HERA-B Detektors. Die Wechselwirkungen finden an einem festen Target (Abschnitt 3.2.1) statt. Daher sind im Laborsystem alle Teilchen in Richtung des Protonenstrahls geboostet. Der HERA-B Detektor hat deswegen die Geometrie eines Vorwärtsspektrometers. Er überdeckt den Winkelbereich von 10–220 mrad horizontal und 10–160 mrad vertikal. Damit werden 90% des Raumwinkels im Schwerpunktsystem überdeckt. Die wichtigsten Anforderungen an den Detektor sind dabei folgende:

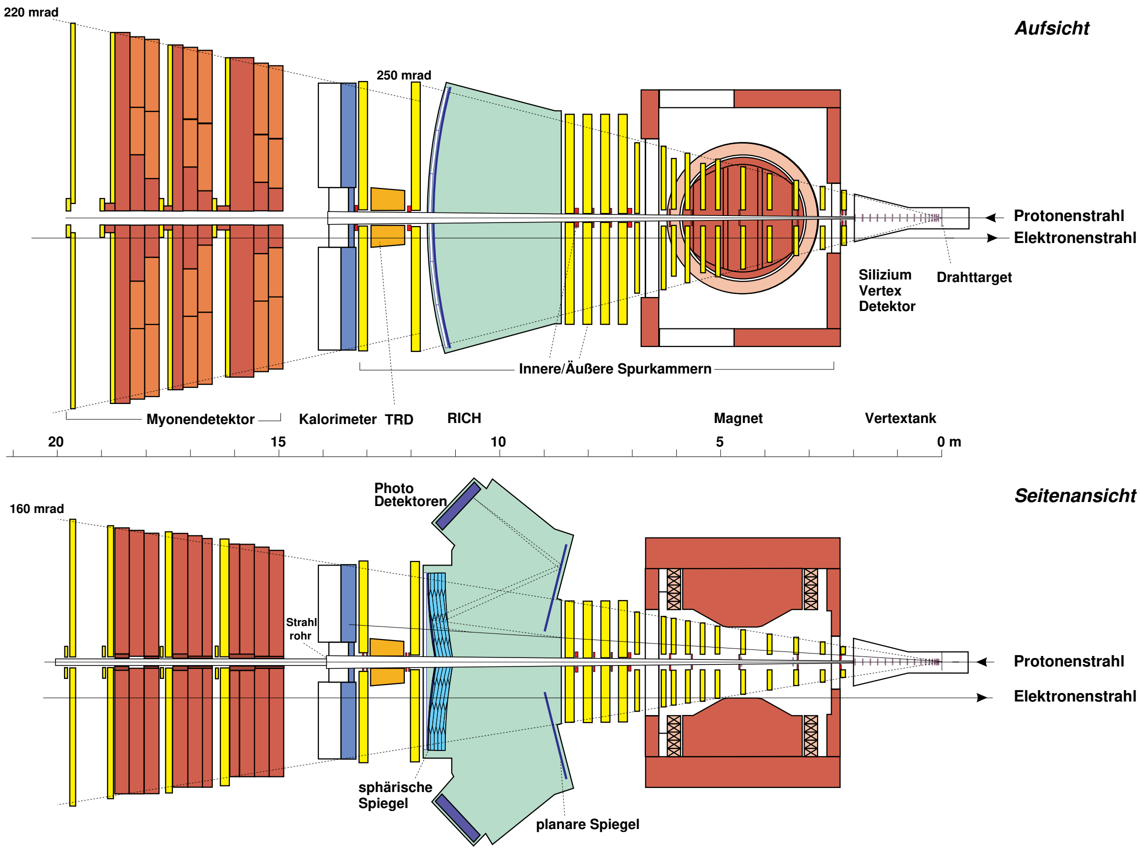

Abb. 3.2: *Skizze des HERA-B Detektors.*

- Die Spurdichte in der Nähe des Strahls muß verarbeitet werden können. In keinem Teilbereich des Detektors sollen mehr als 5% der Kanäle gleichzeitig getroffen werden.

- Die Komponenten müssen der hohen Strahlenbelastung, die durch die Ereignisrate entsteht, für mindestens 5 Jahre widerstehen. Ist dies nicht möglich, müssen sie austauschbar sein.

- Das Filter- und Datennahmesystem muß so leistungsfähig sein, daß die 1000 goldenen Zerfälle pro Jahr gefunden werden.

Im folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten und ihre jeweilige Funktion erläutert. Sofern nicht gesonderte Quellen aufgeführt werden, sind die Angaben in diesem Abschnitt dem Proposal [Loh94] und dem Technical Design Report [Har95] der HERA-*B*-Kollaboration entnommen.

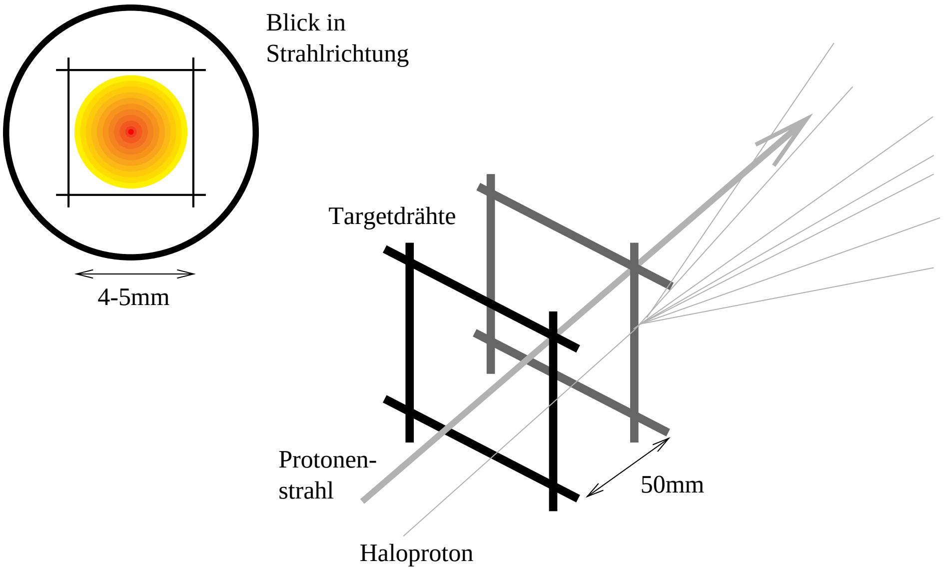

Abb. 3.3: *Skizze des HERA-B Targets. Die Targetdrähte werden so um den Protonenstrahl positioniert, daß sie zu gleichen Anteilen zur Wechselwirkungsrate beitragen.*

3.2.1 Target

Das HERA-B Target besteht aus acht Drähten, die in zwei Ebenen mit je vier Drähten den Protonenstrahl umgeben (Abb. 3.3). Durch eine exakte Steuerung der Drahtpositionen soll sichergestellt werden, daß die Wechselwirkungen gleichverteilt auf die einzelnen Drähte sind und daß die Wechselwirkungsrate zeitlich konstant ist. Desweiteren muß mit der Steuerung die Driftbewegung des Protonenstrahls ausgeglichen werden.

Da man einerseits zur Erhöhung des b-Produktionsquerschnitts ein Targetmaterial mit großer Kernladungszahl haben will ($\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{inel} \propto A^{\frac{1}{3}}/(1.3 + 0.15 \log_{10} A)$), andererseits aber die sogenannte Targeteffizienz, der Quotient aus Wechselwirkungsrate in HERA-B und Verlustrate des Protonenstrahls, mit wachsender Kernladungszahl abnimmt [Ehr97], wurde Aluminium mit einer Drahtdicke von 50 μm als Targetmaterial ausgewählt.

Im Betrieb wird die Ausdehnung des Protonenstrahls durch die Targetdrähte auf 4–5 mm begrenzt (Abb. 3.3 oben). Da alle anderen Detektorkomponenten einen deutlich größeren Abstand zum Strahlmittelpunkt haben, wird im folgenden der Protonenstrahlquerschnitt als punktförmig betrachtet.

3.2.2 Magnet

Der Magnet beginnt im Abstand von 2.20 m hinter dem Target und hat sein Zentrum im Abstand von 4.50 m. Bis zum Magnetzentrum zerfallen 85% der K_S^0, so daß der Impuls der Pionen aus dem Zerfall $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ bestimmt werden kann.

Der Elektronenstrahl verläuft in einer Entfernung von 90 cm antiparallel zum Protonenstrahl. Er muß daher ebenfalls durch den Magneten und alle folgenden Detektorkomponenten geführt werden. Um dabei Einflüsse auf den Elektronenstrahl und besonders auf seine Polarisation zu verhindern, ist das Elektronenstrahlrohr innerhalb des HERA-B Magneten von einem Kompensationsmagneten umgeben. Die Beeinflussung des Protonenstrahls ist dagegen so gering, daß sie mit Korrekturmagneten außerhalb des Detektors kompensiert werden kann.

3.2.3 Spurerkennungssystem

Die Aufgabe des Spurerkennungssystems (*Tracking*) ist es, die Spuren bis zum Kalorimeter zu vermessen. Anhand der Spurkrümmung im Magneten wird der Impuls der geladenen Teilchen bestimmt. Die mittlere Zerfallslänge der B-Mesonen ist in HERA-B 10.7 mm und somit deutlich kleiner als der Abstand von 71 mm zwischen der ersten Detektorebene und dem Target. Für die Bestimmung der B-Mesonen-Zerfallslänge in einem Ereignis stehen somit nur die Spuren der Sekundärteilchen zur Verfügung, die daher sehr genau vermessen werden müssen.

Das Spurerkennungssystem besteht aus drei Komponenten: dem Vertexdetektor, dem inneren und dem äußeren Spurkammersystem.

Der Vertexdetektor befindet sich in einem Vakuumtank zwischen Target und Magnet. Eine detaillierte Beschreibung wird in Abschnitt 3.3 gegeben. Die inneren und äußeren Spurkammern sind größtenteils im und direkt hinter dem Magneten montiert. Im Teilchenidentifikationssystem (Abschnitt 3.2.5) befinden sich zusätzliche Kammern, um eine schnelle Spurrekonstruktion zu ermöglichen, die für die erste Filterstufe (Abschnitt 3.2.6) benötigt wird.

Innere Spurkammern. Die inneren Spurkammern vermessen die Spuren hinter dem Vertexdetektor im Winkelbereich von 10–100 mrad, was einem Abstand von 6–30 cm vom Strahl entspricht. Bei der angestrebten Wechselwirkungsrate wird dort ein Teilchenfluß von bis zu $2 \cdot 10^6/\mathrm{cm}^2\mathrm{sec}$ erwartet. Somit können klassische Proportionalrohre hier nicht eingesetzt werden, da mehr als 5% der Rohre getroffen würden und die Spurerkennung verloren ginge.

Es werden $30 \times 30\,\mathrm{cm}^2$ große Gasmikrostreifenkammern verwendet. Sie bestehen aus einem $300\,\mu$m dicken Glassubstrat mit Diamantbeschichtung und einem Anodenpitch von $300\,\mu$m. Als Zählgas wird ein 50-50 Argon-DME-Gemisch benutzt. Bei der Entwicklung dieser Kammern wurde jedoch beobachtet, daß beim Beschuß mit ionisierenden Teilchen elektrische Entladungen zwischen den Anoden- und den Kathodenstreifen stattfinden, welche die Streifen zerstören.

Im HERA-B Detektor wird daher die sogenannte GEM-Technologie (*Gas Electron Multiplier*) [Sau96] eingesetzt. Dabei wird in das Gasvolumen zwischen der Driftelektrode und den Streifen eine GEM-Folie gebracht. Dies ist eine isolierende Kaptonfolie, die doppelseitig metallisiert ist und Löcher hat. Durch unterschiedliche Spannungen auf den beiden Seiten der Folie kann die Gasverstärkung in zwei Sektionen geteilt werden, so daß unter Beibehaltung der totalen Verstärkung die Spannung zwischen Anode und Kathode auf dem Substrat verringert werden kann. Die Gasmikrostreifenkammern erfüllen so die Anforderungen an die Strahlenhärte und an die Auflösung der Spurparameter [Hot97].

Die Auslese der Kammern soll mit der gleichen Ausleseelektronik erfolgen wie die des Vertexdetektors (Abschnitt 3.3.2).

Äußere Spurkammern. Der äußere Teil des Spurkammersystems deckt den Winkelbereich bis 220 mrad ab. Hier ist die Spurdichte geringer als im inneren Bereich, so daß Wabendriftkammern verwendet werden können. In der Nähe des Strahlrohrs werden Kammern mit einer Zellgröße von 5 mm verwendet, um die Trefferwahrscheinlichkeit niedrig zu halten. Im äußeren Bereichen beträgt die Zellgröße 10 mm. Sie kann nicht größer gewählt werden, da sonst die Zeitmessung zu ungenau würde und die gewünschte Ortsauflösung von ca. $200\,\mu$m nicht mehr erreicht würde.

3.2.4 System zur Suche nach Spuren mit hohem Transversalimpuls

Das System zur Suche von Teilchen mit hohem Transversalimpuls (*High-p_t*) besteht aus drei Lagen von Gas-Pixel-Kammern im strahlnahen Bereich und aus Proportionalzählern, sogenannten *Straw-Tubes*, in den strahlfernen Regionen. Die Kammern befinden sich im Magneten, um Pionenpaare mit einem großen Transversalimpuls p_t zu selektieren. Damit sollen Ereignisse aus dem Kanal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ erkannt werden. Es wird nach zwei Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als $1.5\,\mathrm{GeV}/c$ und einer invarianten Masse von mehr als $4.5\,\mathrm{GeV}/c^2$ gesucht. Die Effizienz für diese Ereignisse ist ca. 35%.

3.2.5 Teilchenidentifikation

Das Teilchenidentifikationssystem besteht aus dem RICH (*Ring Imaging Čerenkov* Zähler), dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), dem Kalorimeter und dem Myonendetektor.

RICH. Der RICH dient zur Unterscheidung von Pionen und Kaonen. Dies ist speziell für die Identifizierung des Flavours mittels Kaonen (Abschnitt 3.1) wichtig. Der Radiator hat eine Länge von 2.90 m und verwendet als Radiatorgas C_4F_{10}. Zur Extraktion und Fokussierung des Čerenkovlichts werden zwei sphärische Halbebenen verwendet, die aus jeweils 52 hexagonalen Spiegeln zusammengesetzt sind. Aus Platzgründen wird das Licht ein weiteres Mal an einem planaren Spiegel reflektiert und dann erst mit Photomultipliern nachgewiesen. Der RICH soll dabei Pionen und Kaonen im Energiebereich der Identifizierungskaonen mit 3σ separieren.

Übergangsstrahlungsdetektor. Zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen dient der Übergangsstrahlungsdetektor. Er verwendet CH_2-Schaum als Radiatormaterial und Straw-Tubes als Nachweiszähler. Er liefert einen Reduktionsfaktor für Hadronen gegenüber Elektronen von 10, wobei 98% der Elektronen erkannt werden.

Kalorimeter. Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) ist ein sogenanntes Shashlik-Kalorimeter mit 22 Strahlungslängen Wolfram im strahlnahen und 20 Strahlungslängen Blei im strahlfernen Gebiet als Absorber. Es erreicht eine Auflösung von $\sigma(E)/E = 17\,\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} + 1.6\,\%$ im strahlnahen Bereich und $\sigma(E)/E = 9.5\,\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} + 1.0\,\%$ im übrigen Bereich. Es wird außerdem zur Separation von Elektronen und Hadronen verwendet und soll eine Reduktion der Hadronen auf 1% bei einer Effizienz der Elektronen von 90% erreichen.

Myonendetektor. Zum Auffinden der $\mu^+\mu^-$-Paare aus dem J/Ψ-Zerfall und der Myonen aus dem Identifizierungskanal benötigt man einen Myonendetektor. Die vier Superlagen des Myonendetektors bestehen aus Proportionalzählern und werden durch drei Lagen Stahl mit einer Gesamtdicke von 3.20 m getrennt. Dies entspricht 20 Wechselwirkungslängen, wodurch eine Reduktion der Hadronen auf $4 \cdot 10^{-3}$ erreicht wird.

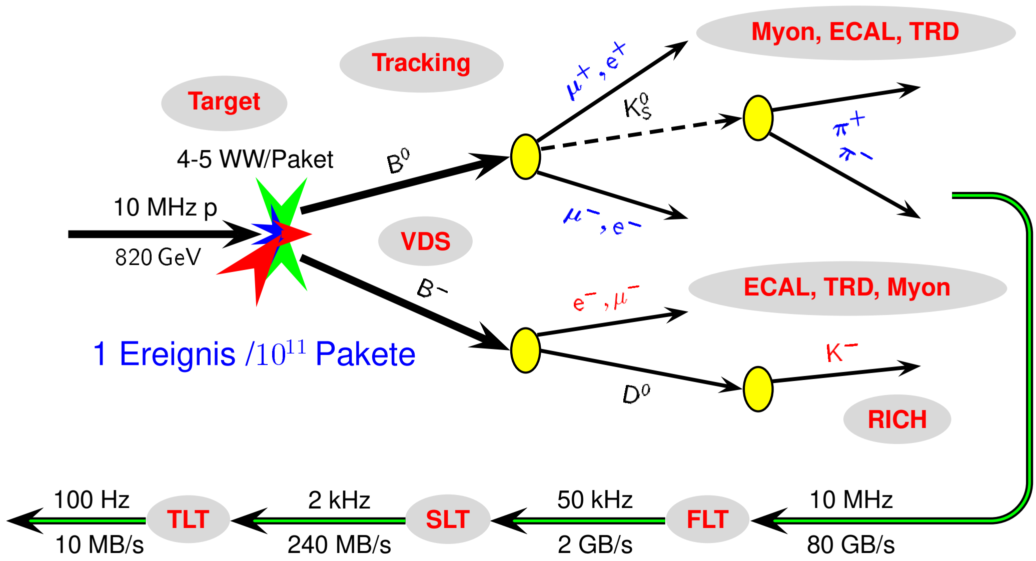

Abb. 3.4: *Messung der Ereignisse und anschließende Filterung bei HERA-B.*

3.2.6 Filter

Die Aufgabe des Filters (*Trigger*) ist es, aus den 10^{14} Ereignissen pro Jahr mit je 4–5 Wechselwirkungen die erwarteten 1000 goldenen Zerfälle zu selektieren. Dies findet in vier Filterstufen statt [Gel97]. In Abb. 3.4 wird die Messung des goldenen Zerfalls in den einzelnen Detektorkomponenten gezeigt sowie die anschließende Datenreduktion, welche die einzelnen Filterstufen leisten. Die Filterstufen suchen nach zwei Elektronen bzw. Myonen, die aus dem Zerfall eines J/Ψ stammen und deren gemeinsamer Vertex nicht auf einem der Targetdrähte liegt.

Vorfilter. Der Vorfilter sucht im Myonendetektor und im Kalorimeter nach Kandidaten für Myonen bzw. Elektronen, deren Spuren später mit Hilfe des Spurerkennungssystems bestimmt werden sollen. Dadurch werden Suchgebiete für die spätere Teilchensuche festgelegt.

Erste Filterstufe. In der ersten Filterstufe (FLT=*First Level Trigger*) werden der Myonendetektor, das Kalorimeter und ein Teil der äußeren Spurkammern ausgelesen. In den Suchgebieten wird nach Elektronenpaaren mit einer invarianten Masse von 2.0–3.5 GeV/c^2 bzw. nach Myonenpaaren mit einer invarianten Masse von 2.5–3.5 GeV/c^2 gesucht. Das dauert im Mittel 10 μs. Die bis dahin noch nicht ausgelesenen Detektorkomponenten müssen ihre Daten solange speichern. Nach einer positiven Entscheidung werden alle Detektorkomponenten ausgelesen. Die Daten werden für die Bearbeitung in der zweiten Filterstufe in einen gemeinsamen Speicher geschrieben. Die erste Filterstufe erreicht damit eine Reduktion der Ereignisrate von 10 MHz auf 50 kHz.

Zweite Filterstufe. In der zweiten Filterstufe (SLT=*Second Level Trigger*) werden die Spurparameter neu berechnet. Ereignisse, deren Leptonen von unterschiedlichen Vertices kommen, werden zurückgewiesen. Dadurch erhält man eine weitere Reduktion der Ereignisrate auf 2 kHz.

Dritte Filterstufe. Die Rekonstruktion des gesamten Ereignisses findet in der dritten Filterstufe (TLT=*Third Level Trigger*) statt. Dadurch wird eine Ereignisrate von 100 Hz erreicht, wobei ein Ereignis ca. 100 kB benötigt. Pro Jahr ergibt dies eine Datenmenge von 100 TB. Die zweite und dritte Filterstufe arbeiten auf einer gemeinsamen Prozessorfarm, die aus ca. 200 Knoten besteht.

Vierte Filterstufe. Die vierte Filterstufe arbeitet auf einer weiteren Prozessorfarm [Gel97]. Dort werden die Ereignisse erneut rekonstruiert und klassifiziert. Insgesamt sollen ca. 20 TB pro Jahr gespeichert werden. Zusätzlich werden in der vierten Filterstufe Kalibrations- und Alignierungskonstanten ermittelt und diese den Analyseprogrammen der verschiedenen Filterstufen zur Verfügung gestellt.

Das HERA-B Experiment soll im Jahr 1999 fertiggestellt werden. Bereits im Frühjahr 1998 wurden Teile der einzelnen Detektorkomponenten eingebaut, um Erfahrungen mit den Komponenten und der Datennahme zu gewinnen. Verschiedene Voruntersuchungen sind geplant. Von den meisten Detektorkomponenten wurden bereits 1996 und 1997 Prototypen erfolgreich in HERA-B getestet [Loh97].

3.3 Der HERA-B Vertexdetektor

Der HERA-B Vertexdetektor (VDS=*Vertex Detector System*) liefert die Daten zur Rekonstruktion der Spuren von der Wechselwirkungszone bis zum Magneten. Dabei muß die Genauigkeit genügend groß sein, um die Sekundärvertices zu finden und daraus die Zerfallslänge des B-Mesons zu messen. Als aktive Elemente im VDS werden Siliziumstreifendetektoren (Kap. 2.3) verwendet.

Eine Simulation, die mit dem Generator Pythia [Sjö93] durchgeführt wurde, zeigt, daß die Rapiditätsverteilung der Teilchen im HERA-B Detektor nahezu flach ist

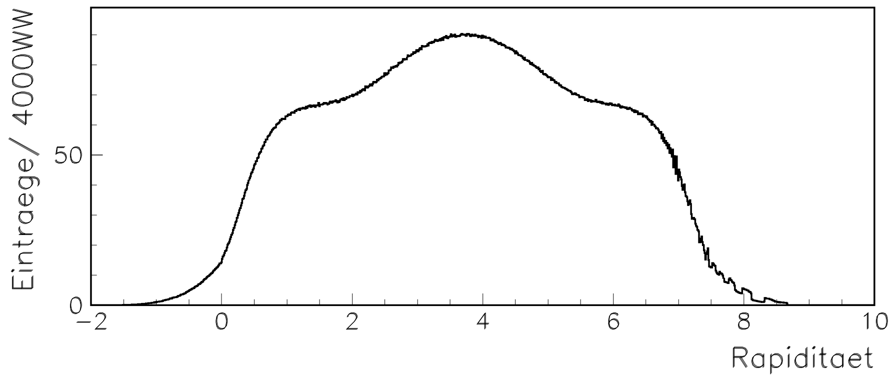

Abb. 3.5: *Simulation der Rapiditätsverteilung in HERA-B. Bei der Simulation wird ein punktförmiges Target angenommen. Die Verteilung ist nahezu flach.*

(Abb. 3.5). Aufgrund des Lorentzboosts erhält man daher im Detektor einen Teilchenfluß ϕ, der im wesentlichen umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands $R_\perp$ zur Strahlachse ist:

$$\phi \propto \frac{1}{R_\perp^2} \quad . \tag{3.1}$$

Der Protonenstrahlquerschnitt wird hier wie im folgenden als punktförmig angenommen. Der Protonenstrahl selber wird im VDS nicht gesehen.

Abbildung 3.6 zeigt die simulierte Teilchendichte in der ersten und letzten Ebene im VDS Vakuumtank. Die Trefferverteilung ist nahezu unabhängig vom Abstand d der Detektorebene vom Wechselwirkungspunkt und entspricht ungefähr der erwarteten $1/R_\perp^2$-Verteilung. Im Abstand von 1 cm wird pro Jahr eine Teilchenfluenz von $3 \cdot 10^{14}/\mathrm{cm}^2$ erwartet, die von minimal-ionisierenden Pionen aus inelastischen Wechselwirkungen dominiert wird. Dies entspricht einer Dosis von 10 Mrad. Wegen der dadurch verursachten Strahlenschädigung (Kap. 2.3.3) können Siliziumdetektoren nur bei $R_\perp \geq 1$ cm betrieben werden und müssen zudem jedes Jahr ausgewechselt werden.

3.3.1 Anforderungen an den HERA-B Vertexdetektor

Wie in Abschnitt 3.2 erläutert wurde, soll die Trefferwahrscheinlichkeit für einen Streifen nicht größer als 5 % sein. Dies führt bei einem $R_\perp$ von 1 cm zu einem Streifenabstand a von ca. 50 μm.

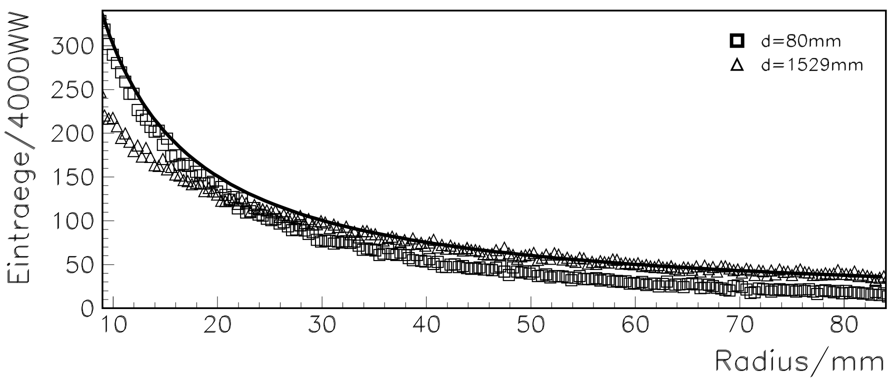

Abb. 3.6: *Simulierte Treffer in der ersten und siebten Lage des VDS (Abb. 3.9). Die Linie zeigt die Erwartung bei einer Trefferverteilung nach Gl. 3.1.*

Zur Identifikation der B-Mesonen mit Hilfe ihrer Zerfallslänge muß diese mit einer Genauigkeit von mindestens 10% gemessen werden. Bei einer mittleren Energie von 121 GeV ($\gamma_{Lorentz} = 23$) beträgt die B-Zerfallslänge 10.7 mm. Zur zeitabhängigen Bestimmung der CP-Verletzung und für ein weitergehendes Meßprogramm (z.B. B_s-Mixing) ist jedoch eine bessere Auflösung wünschenswert.

Die Impaktparameterauflösung σ_{imp} setzt sich aus der intrinsischen Detektorauflösung σ_{det} (Gl. 2.43) und einem Vielfachstreuterm σ_{ms} zusammen:

$$\sigma_{imp}^2 = \sigma_{ms}^2 + \sigma_{det}^2 \quad \text{mit} \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ms} &= 13.6\frac{\text{MeV}}{c}\,\frac{1}{p}\,\sqrt{\frac{X}{X_0}}\,d \\ &= 13.6\frac{\text{MeV}}{c}\,\frac{1}{p_t}\,\sqrt{\frac{X}{X_0}}\,R_\perp \quad . \end{aligned} \tag{3.3}$$

p ist dabei der Impuls des Teilchens, p_t sein Transversalimpuls, d der Abstand des ersten Meßpunktes vom Vertex und X/X_0 ist die Materialdicke in Strahlungslängen, welche die Spur bis zum ersten Meßpunkt durchdringt.

Ein Siliziumstreifendetektor mit einem Streifenabstand von $a = 50\,\mu$m hat nach Gl. 2.43 bei digitaler Auslese eine intrinsische Auflösung von $\sigma_{det} = 14\,\mu$m. In HERA-B ist der mittlere Winkel θ eines Teilchens zur Strahlachse 50 mrad, was bei $R_\perp =$ 1 cm einem Abstand d zum Wechselwirkungspunkt von 20 cm entspricht. Ein Lepton aus dem J/Ψ-Zerfall hat einen mittleren Impuls von 34 GeV/c. Bei diesen Parametern dominiert der Vielfachstreuterm für $X/X_0 > 3.1\%$ gegenüber der intrinsischen Auflösung, so daß die Materialmenge minimiert werden muß.

Während der Injektion und der Beschleunigung des Protonenstrahls kann er sich um bis zu 2 cm bewegen. Daher muß während dieses Zeitraums ein Radius von 3 cm freigelassen werden. Während der Meßzeit sollen die Detektoren aber einen Abstand von 1 cm zum Strahl haben.

3.3.2 Entwurf des Vertexdetektors

Im VDS werden doppelseitige Siliziumstreifendetektoren verwendet, die senkrecht zum Strahl angeordnet sind. Sie werden in sogenannten Roman Pots betrieben. Dabei befinden sich jeweils zwei Detektoren in einer separaten Abschirmung, dem Roman Pot, und können zusammen mit ihm senkrecht zum Strahl bewegt werden. Außerdem wird bei Verwendung des Roman Pots die Materialdicke, die eine Spur passieren muß, minimiert. Würde der Vertexdetektor um ein Strahlrohr der Dicke x herum gebaut, dann müßten die Spuren eine Materialdicke von $X = x/\sin\theta$ durchdringen (Abb. 3.7). Bei einem mittleren Winkel der Spuren von 50 mrad ergäbe sich eine Materialdicke von $X = 20 \cdot x$.

Zwei Detektoren werden direkt hintereinander positioniert. Sie bilden zusammen die aktiven Elemente eines Moduls. In der Meßkonfiguration werden vier Module so zum Strahl angeordnet, daß sie den Strahl vollständig einschließen (Abb. 3.8a) und einen Abstand von 1 cm zu ihm haben. Sie bilden eine Superlage. Während der Strahlinjektion befinden sich die Roman Pots mit den Detektoren in der Injektionskonfiguration (Abb. 3.8c) im Abstand von 3 cm zum Strahl.

Im Vakuumtank hat der VDS sieben Superlagen. Die Module der ersten vier Superlagen werden pro Quadrant von einem gemeinsamen Motor bewegt. Die Superlagen sind so angeordnet [Rie97], daß die Spuren im Winkelbereich von 16.5–220 mrad mindestens drei Superlagen treffen und diejenigen im Winkelbereich von 10–16.5 mrad (16% der Spuren) nur zwei Superlagen treffen (Abb. 3.9). Hinter dem Vakuumtank befindet sich eine weitere Superlage, die diese Spuren mit kleinem Winkel zum dritten Mal vermißt. Im folgenden soll jedoch nicht weiter auf sie eingegangen werden.

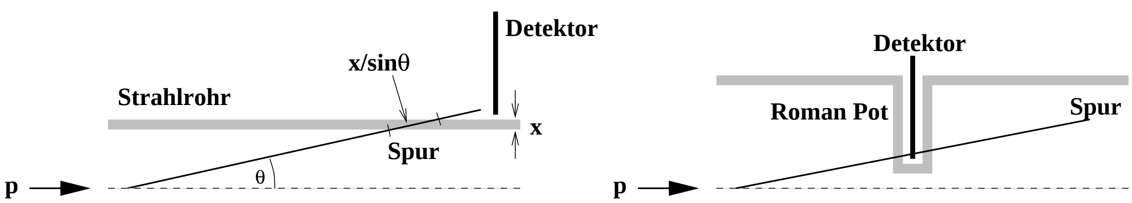

Abb. 3.7: *Vergleich der Materialmengen, die ein Teilchen beim Durchtritt durch ein Strahlrohr (links) und einen Roman Pot (rechts) passiert.*

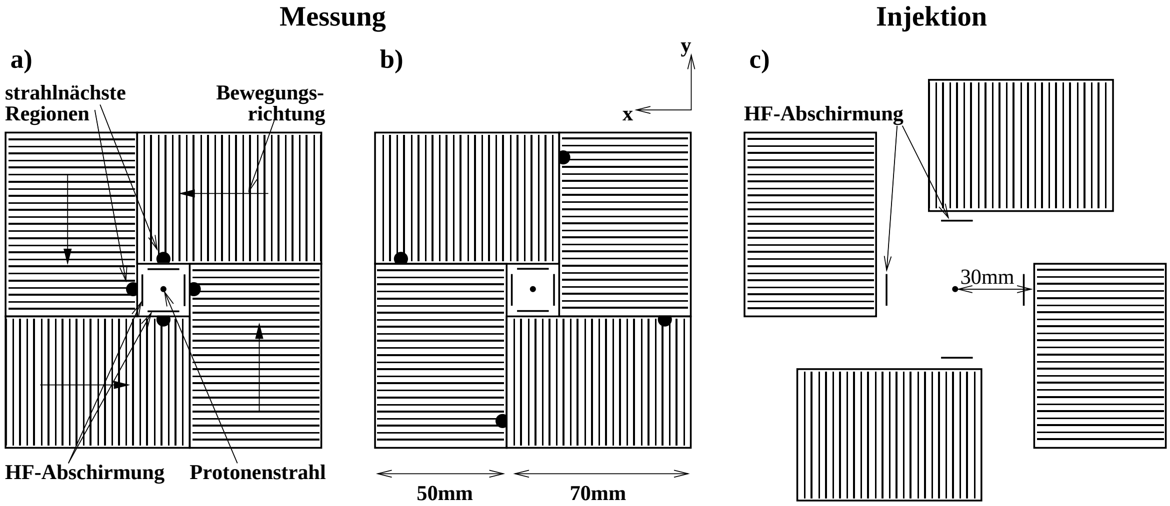

Abb. 3.8: *Anordnung der Detektoren und der Hochfrequenz-(HF-)Abschirmung um den Strahl. Es gibt zwei Meßkonfigurationen (a, b) zwischen denen ca. einmal monatlich gewechselt wird. Dabei werden die in (a) strahlnächsten Regionen (Punkte) nach außen bewegt (Punkte in b), so daß sie in der Konfiguration (b) nur noch mit 1/26 des Teilchenflusses bestrahlt werden. Während der Injektion (c) werden die Detektoren und die HF-Abschirmung vom Strahl zurückgezogen.*

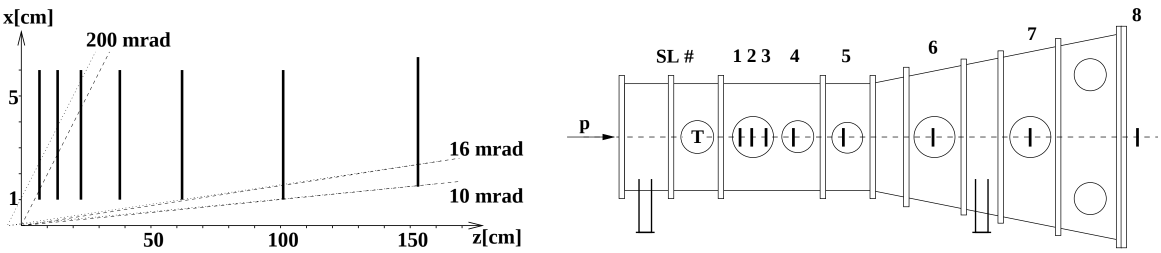

Abb. 3.9: *Links: Anordnung der Detektoren entlang des Protonenstrahls. Der Protonenstrahl verläuft dabei in positiver z-Richtung. Die Targetebenen befinden sich bei $z = 0$ und $z = -5\,cm$.*
Rechts: Skizze des VDS Vakuumtanks mit den Positionen des Targets (T) und der Superlagen (SL 1-8).

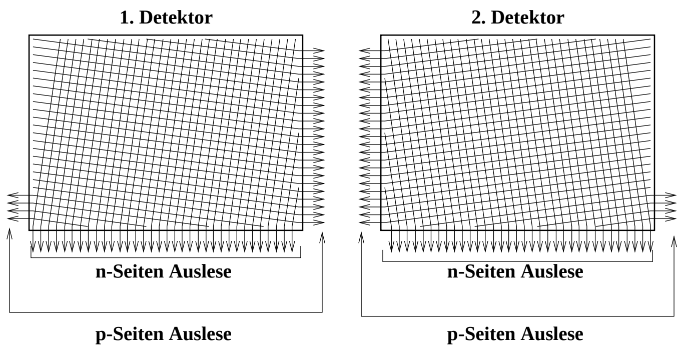

Abb. 3.10: *Orientierung der Streifen mit Stereowinkel auf den beiden Detektoren einer VDS Superlage. Die Streifen sind jeweils um 2.5° zur Detektorkante gedreht.*

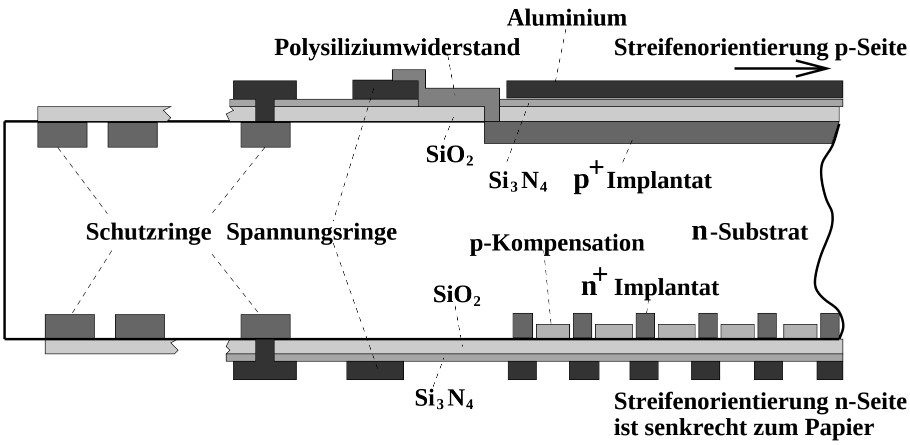

Abb. 3.11: *Skizze eines Siliziumdetektors mit Polysiliziumbiaswiderständen.*

Siliziumdetektoren. Die Siliziumdetektoren wurden für die Anforderungen im VDS optimiert. Sie haben eine Gesamtfläche von $53\times73\,\mathrm{mm}^2$ und eine aktive Fläche von $50\times70\,\mathrm{mm}^2$. Dies ist die maximale Fläche, die auf einem handelsüblichen 4”-Wafer produziert werden kann. Der Stereowinkel wird dadurch erreicht, daß die Streifen auf dem Detektor um 2.5° zur Detektorkante gedreht sind. Zwei solcher Detektoren werden umgekehrt hintereinander montiert (Abb. 3.10, 3.13). Dadurch erhält man einen Stereowinkel von 5°.

Die Detektoren haben 1280 Auslesestreifen auf der n-Seite (Vorderseite) und 1024 auf der p-Seite (Rückseite). Bei voller Ausnutzung der aktiven Fläche resultiert daraus ein Abstand der Streifenmitten von $54.6\,\mu$m auf der n-Seite und $51.7\,\mu$m auf der p-Seite. Auf der p-Seite ist zwischen je zwei Auslesestreifen ein weiterer Zwischenstreifen implantiert. Dieser bewirkt eine bessere Ortsauflösung, da die Ladung eines Teilchens, das den Detektor zwischen zwei Auslesestreifen trifft, durch kapazitive Ladungsteilung auf die beiden benachbarten Auslesestreifen verteilt wird.

Abbildung 3.11 zeigt den Schnitt durch einen Detektor. Die Detektoren bestehen aus $280\,\mu$m dickem n-dotierten Silizium. Sie werden vom MPI-Halbleiterlabor und von der Firma Sintef [Sin] hergestellt. Die Detektoren sind auf beiden Seiten mit einer Schutzringstruktur ausgestattet, die einen Betrieb mit Bias-Spannungen von 500 V und mehr ermöglicht.

Die Bias-Spannung wird an einem Spannungsring angelegt, der über Polysiliziumbiaswiderstände mit den Streifen verbunden ist. Dieses Bias-Verfahren wurde gewählt, weil dadurch, im Gegensatz zum Punch-Through-Biasing [Kem88], keine Veränderung des Rauschens bei hoher Strahlenbelastung beobachtet wird (Kap. 5.2.1). Beim Punch-Through-Biasing werden die Streifen nicht direkt durch einen ohmschen Widerstand mit dem Spannungsring verbunden, sondern das Potential baut sich indirekt durch das Substrat auf (Abb. 3.12).

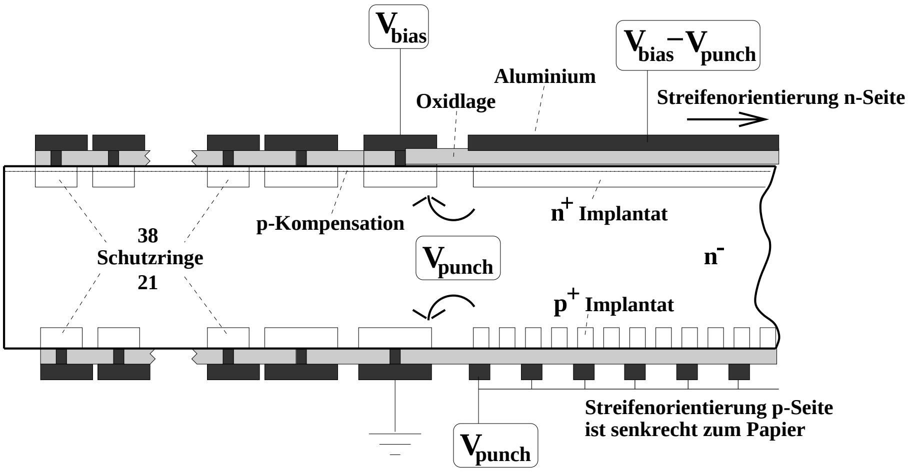

Abb. 3.12: *Skizze eines Siliziumdetektors mit Punch-Through-Biasing, p-spray-Kompensation und Zwischenstreifen, wie er 1996 und 1997 verwendet wurde.*

Die Streifen sind kapazitiv gekoppelt, d.h. zwischen dem Streifenimplantat und dem metallisierten Auslesestreifen befindet sich eine isolierende Schicht aus Siliziumoxyd (SiO_2), die verhindert, daß der Leckstrom durch den Vorverstärker fließt. Zusätzlich wird eine Schicht aus Siliziumnitrid (Si_3N_4) aufgebracht, die durch eine bessere Streifenisolation zum Implantat die Anzahl der defekten Streifen (Kap. 4.2) reduziert.

Auf der n-Seite müssen die implantierten Streifen durch ein p-dotiertes Kompensationsimplantat voneinander isoliert werden, da sie sonst durch Oberflächenladungen, die sich bei Bestrahlung an der Oxydschicht bilden, kurzgeschlossen würden. Die p-Kompensation kann entweder durch eine flächendeckende p-Implantation realisiert werden (*p-spray*) oder durch eine Struktur, die den n-Streifen umschließt (*p-stop*). Am MPI-Halbleiterlabor wird eine modifizierte *p-spray*-Technik verwendet, während die Firma Sintef Detektoren mit *p-stop* herstellt.

Elektronik. Die Streifen werden über einen analogen Vorverstärker, den HELIX-Chip [Fal96, Tru97, Fal98], ausgelesen. Dieser legt die Signale von jeweils 128 Streifen hintereinander auf einen Ausgabekanal (*Multiplexing*) und hat einen Speicher mit einer Tiefe von 141 Zellen. Diese Tiefe wird benötigt, da die erste Filterstufe im Mittel 10 μs bis zur Entscheidung braucht, und der VDS erst danach ausgelesen wird. Zu jedem Detektor gibt es zwei Elektronikhybride mit 10 HELIX-Chips auf der Vorderseite und 8 HELIX-Chips auf der Rückseite. Die Ausgabe von jeweils zwei HELIX-Chips wird auf dem Elektronikhybrid hintereinandergelegt und analog über optische Fasern zur Digitalisierung in einen vom Experiment getrennten Elektronikcontainer übertragen.

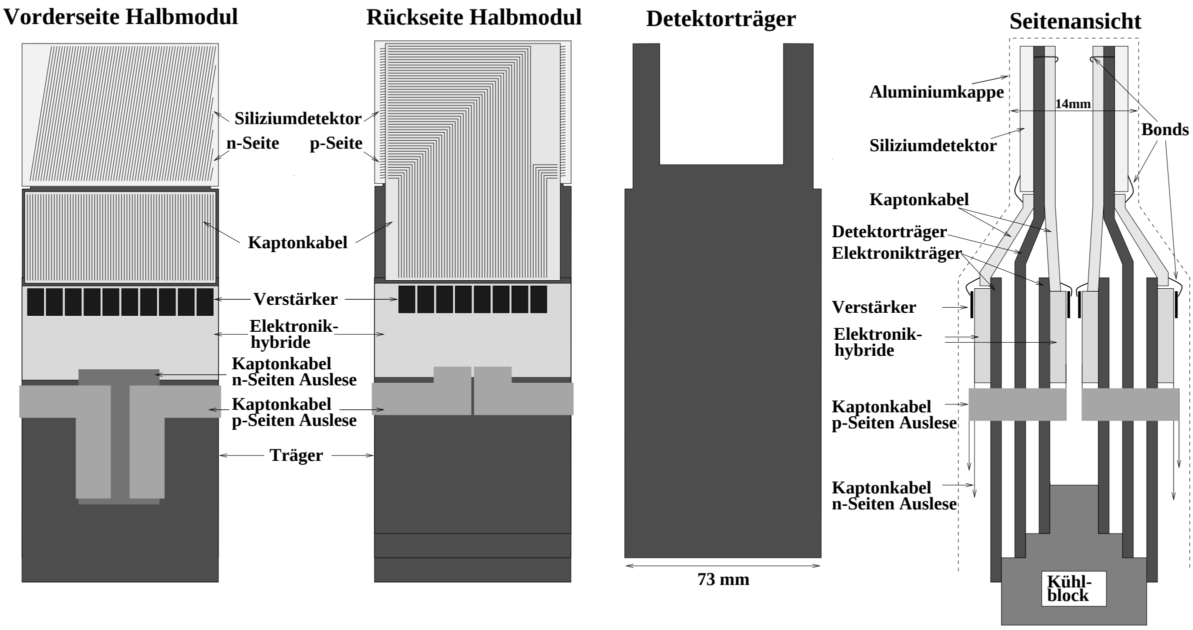

Abb. 3.13: *Skizze eines Vertexdetektormoduls wie es in den Superlagen SL4 und SL5 verwendet wird. Die Länge des Detektorträgers ist 161 mm in SL4 und 200 mm in SL5.*

Da der HELIX-Chip nicht strahlenhart ist, wird er in 4 cm Entfernung vom Detektor montiert, was einer Entfernung von 10 cm vom Protonenstrahl entspricht, so daß der Chip nur einer Dosis von 100 krad pro Jahr ausgesetzt ist (Tab. 3.3). Die Detektorstreifen werden über ein mit Leiterbahnen aus Kupfer strukturiertes Kaptonkabel mit den einzelnen Auslesekanälen der Chips verbunden. Kapton wurde gewählt, um einen flexiblen Übergang zwischen dem Detektorträger und dem Elektronikträger (Abb. 3.13) zu ermöglichen. Um einen effektiven Streifenpitch von ca. 50 μm zu erreichen, werden zwei Lagen (Streifenpitch ca. 200 μm) doppelseitig mit einer trennenden Isolationsschicht aufeinander geklebt. Das Kaptonkabel wird durch Aluminium-Draht-Bonds mit dem Detektor bzw. den Vorverstärkerchips verbunden.

Kühlung. Der Leistungsverbrauch des HELIX-Chips ist ca. 2 mW/Kanal. Da die Module im Vakuum betrieben werden, müssen die Auslesechips über ihre Trägerplatte gekühlt werden. Detektor und Ausleseelektronik sind dabei auf unterschiedlichen Trägerplatten befestigt (Abb. 3.13), da die Wärmeleistung der HELIX-Chips ca. 2.5 W pro Halbmodul beträgt, wogegen der Detektors nur bis zu 0.5 W erzeugt, und außerdem der Detektor auf eine tiefere Temperatur ($T_{det} \leq 10\,^{\circ}C$) gekühlt werden soll als die Elektronik. Die Trägerplatten werden von einem gemeinsamen Kühlblock gekühlt, der außerhalb der Akzeptanz steht.

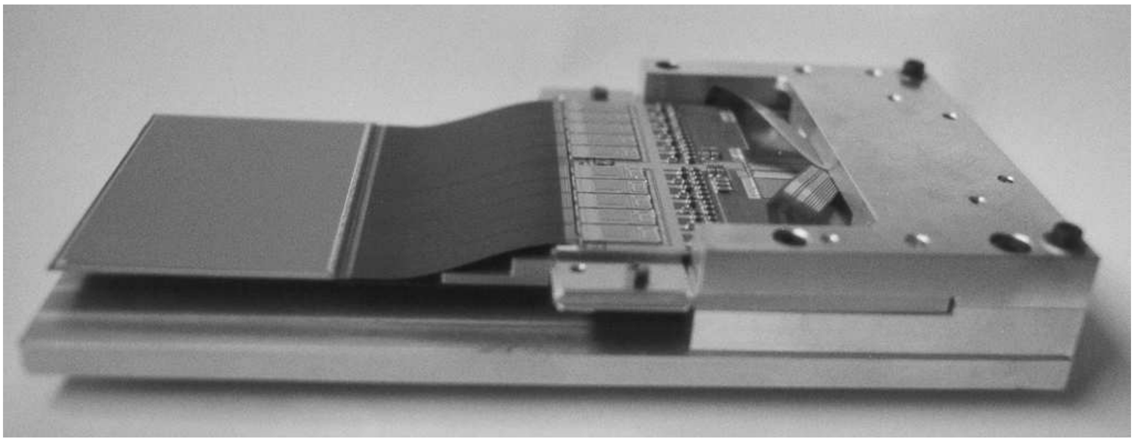

Abb. 3.14: *Photo eines kurzen Halbmoduls, wie es in SL1–SL3 verwendet wird. Der 92 mm lange Detektorträger aus Kohlefaser wird zwischen Detektor und Elektronik (unter dem Kaptonkabel) auf den Aluminiumträger geklebt. Das Halbmodul liegt in einer Halterung, die es bis zur Endmontage in den VDS Vakuumtank schützt.*

Trägerplatten. Die Trägerplatten, auf denen die Detektoren befestigt werden, die Detektorträger (Abb. 3.13), bestehen in den ersten fünf Superlagen aus Kohlefaser (K1100X). Dieses Material verbindet eine gute Wärmeleitfähigkeit (λ=500 W/Km) mit einer großen Strahlungslänge (X_0=25 cm) [Sey97]. Die Detektorträger sind im vorderen Bereich (unterhalb des Detektors) ausgeschnitten, um die Materialmenge zu reduzieren.

In den Superlagen SL1 bis SL3 befindet sich die Ausleseelektronik außerhalb der Akzeptanz. Sie kann daher durch einen Aluminiumträger gekühlt werden. Der Detektorträger aus Kohlefaser ist hier nur 92 mm lang. Er wird dann ebenfalls auf einem Aluminiumträger befestigt (Abb. 3.14).

In den Superlagen SL4 und SL5 werden Kohlefaserträger für Detektor und Elektronik verwendet. Die Module haben eine Länge von 161 mm in SL4 und 200 mm in SL5. Abbildung 3.13 zeigt die Skizze eines solchen Moduls.

Wegen der kegelförmigen Akzeptanz werden für die hinteren Module, die strahlabwärts stehen, längere Trägerplatten benötigt als für die vorderen. Für die Superlagen SL6 und SL7 reicht die Wärmeleitung von Kohlefaser nicht aus. Daher werden Grafitplatten (FC1050: λ=1300W/Km, X_0=19 cm [Sey97]) verwendet.

Wie in Kap. 5.1 noch näher erläutert wird, werden die Detektoren mit ihrer p-Seite auf den Träger geklebt. Da sowohl Kohlefaser als auch Grafit elektrisch leitend sind, wird zwischen Detektor und Träger eine 20 μm dünne Kaptonfolie geklebt.

	$R_\perp$ [cm]	Φ [cm^{-2}/y]	Dosis [krad/y]
stärkste Belastung[a]	1	$3 \cdot 10^{14}$	10000
Durchschnitt		$2.4 \cdot 10^{13}$	800
Elektronik	10	$3 \cdot 10^{12}$	100

[a] Hierbei wird die konservative Annahme gemacht, daß der Detektor nicht lateral bewegt wird, sondern bei jeder Messung in Position Abb. 3.8a steht.

Tab. 3.3: *Strahlenbelastung an verschiedenen Punkten des Vertexdetektors. Die durchschnittliche Strahlenbelastung bezieht sich auf die aktive Fläche eines Detektors ($50\times 70\,mm^2$) in Nominalposition ($R_\perp$=1 cm).*

Strahlenbelastung. Die Detektoren stehen bis zur sechsten Superlage im Abstand von 1 cm zum Protonenstrahl (Abb. 3.9). Die zu erwartetenden Fluenzen und Dosen innerhalb eines HERA-B-Jahres (10^7sec) an verschiedenen Punkten im VDS sind in Tab. 3.3 aufgelistet. Die durchschnittliche Strahlenbelastung eines Detektors beträgt $2.4 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$; sie bestimmt die Erhöhung des Leckstroms im Detektor. Maßgebend für die notwendige Detektorspannung ist jedoch die volle Verarmungsspannung am strahlnächsten Punkt mit der stärksten Strahlenbelastung.

Um die Dosis an diesem Punkt zu verringern, werden die Module ca. einmal pro Monat lateral bewegt (Abb. 3.8a→b). Bei der vorliegenden Strahlenbelastung ist zudem geplant, die Module jedes Jahr auszutauschen.

Hochfrequenzabschirmung. Jedes Modul wird von einer 150 μm dicken Aluminiumkappe umgeben (Abb. 3.13 rechts). Sie trennt das primäre Strahlvakuum (10^{-8} mbar) vom Sekundärvakuum (10^{-6} mbar), in dem der Detektor betrieben wird, und schirmt den Detektor gegen Spiegelströme ab, die durch den Protonenstrahl induziert werden.

Der Vakuumtank mit seinen Einbauten wirkt wiederum als Hohlraumresonator auf den Protonenstrahl. Damit der Protonenstrahl im Vakuumtank nicht gestört wird, wird zusätzlich zu den Aluminiumkappen eine Hochfrequenzabschirmung um den Strahl eingebaut. Dazu wird ein Arrangement aus vier Stahlbändern [Kle97] mit einer Breite von 12.7 mm und einer Dicke von 5 μm verwendet (Abb. 3.8). Diese befinden sich ebenso wie die Module während der Injektion auf einem größeren Radius und werden nur zur Messung an den Strahl heran gefahren.

Materialbilanz. Tabelle 3.4 zeigt die verschiedenen Beiträge der Modulkomponenten zur Materialmenge in Strahlungslängen. Bis zur ersten Detektorebene muß ein Teilchen mindestens die Hochfrequenzabschirmung und die Aluminiumkappe passie-

	Material	X_0 [cm]	VDS 1996 Dicke [μm]	VDS 1996 X/X_0 [%]	VDS 1997 Dicke [μm]	VDS 1997 X/X_0 [%]	endgültiger Aufbau Dicke [μm]	endgültiger Aufbau X/X_0 [%]
Kappe	Al	8.9	400	0.45	400	0.45	150	0.16
Detektor	Si	9.36	280	0.30	280	0.30	280	0.30
Träger	AlN	4.5	650	1.44	–	–	–	–
	K1100X	25	–	–	700 [a]	0.28	700 [a]	0.28
	FC1050	19	–	–	700 [a]	0.37	700 [a]	0.37
Elektronik-hybrid	Al_2O_3	5.8	630	1.09	630	1.09	630	1.09
Kabel zum Detektor	Kapton	–	–	–	–	–	200	–
	Kupfer	2.3	–	–	–	–	7	0.03
	Al_2O_3	5.8	380	0.66	380	0.66	–	
HF-Schirm	Al	8.9	150	0.16	–	–		
	Stahl	1.76	–	–	5	0.03	5	0.03

[a] Nur 25% der Detektorfläche werden vom Träger überdeckt.

Tab. 3.4: *Beiträge zur Matrialmenge in Strahlungslängen für die Prototypaufbauten 1996 und 1997 sowie für den endgültigen Aufbau.*

ren. Bei einem Winkel θ von 50 mrad ergibt das eine Materialdicke von X/X_0=0.76%. Da die aktive Detektorfläche jedoch von Schutzringen umgeben ist, ist die Aluminiumkappe ca. 2.5 mm näher am Strahl als die aktive Fläche. Daher muß eine Spur im Mittel eine Superlage passieren, bevor sie zum ersten Mal die aktive Fläche einer nachfolgenden Superlage trifft. In diesem Fall erhöht sich die zu passierende Materialdicke schlimmstenfalls auf X/X_0=2.30%. Die Auflösung einer solchen Spur in Flugrichtung der B-Mesonen ist 0.38 mm, wodurch die Anforderung, daß die Auflösung besser als 10% der B-Zerfallslänge sein soll, erfüllt wird.

3.3.3 Vertexdetektor 1996

Bereits im April 1996 wurden drei Prototypmodule (Abb. 3.15) in HERA-B eingebaut. Ziel der Datennahme war es, die prinzipielle Machbarkeit des Systems zu zeigen. Außerdem sollten Produktionsverfahren entwickelt und getestet werden. Eine Qualitätskontrolle für die spätere Serienproduktion sollte ebenfalls etabliert werden. Es wurde je ein Modul in den äußeren Quadranten der Superlagen SL5, SL6 und SL7 eingebaut, im folgenden bezeichnet als 96/5, 96/6 und 96/7. Module wie Hochfrequenzabschirmung hatten noch nicht das endgültige Design, sondern waren Prototypen. Sie unterschieden sich vom endgültigen Aufbau in den folgenden Punkten:

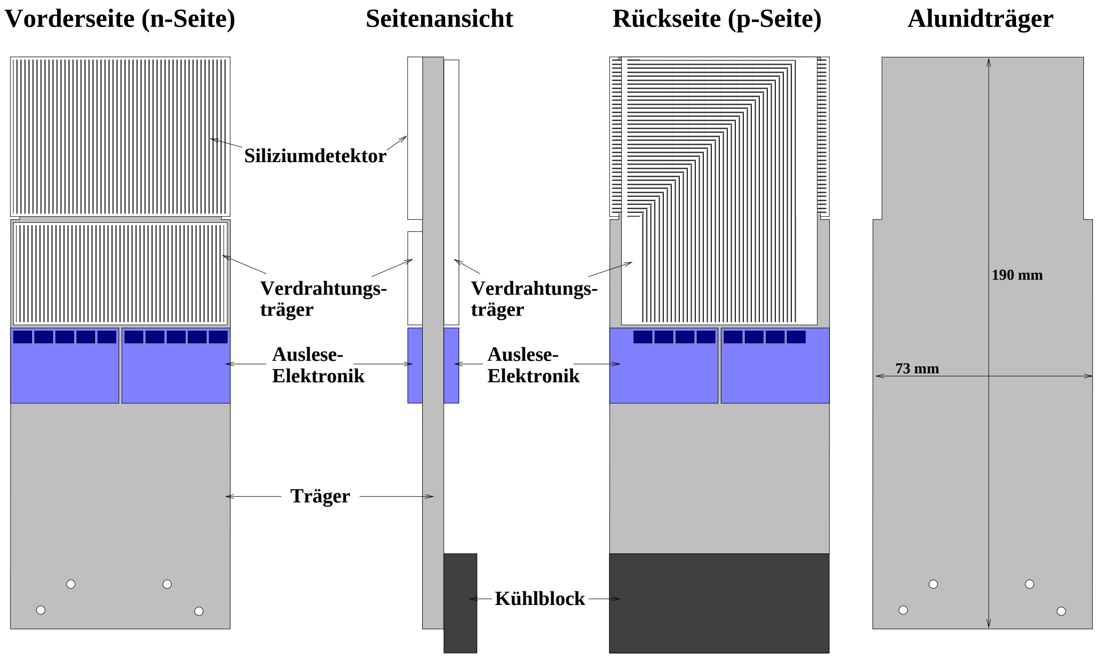

Abb. 3.15: *Skizze eines Vertexdetektormoduls für 1996.*

- Die Module enthielten ein Vielfaches an Material (Tab. 3.4):
  - Die Hochfrequenzabschirmung bestand aus einem 150 μm dicken Aluminiumrohr mit einem Durchmesser von 40 mm und Aussparungen, um die Kappen hineinzuschieben [Kle97].
  - Die Aluminiumkappen hatten eine Dicke von 400 μm.
  - Der Detektor und die Elektronikhybride befanden sich zusammen auf einem Träger aus 650 μm dickem Alunid (AlN). Dieser hatte keine Aussparung unter dem Detektor (Abb. 3.15).
  - Die Kaptonkabel zwischen Detektor und Elektronik wurden durch Verdrahtungsträger aus Al_2O_3 mit einer Dicke von 380 μm ersetzt, auf denen Leiterbahnen aus Gold (Dicke: 5 μm) aufgebracht waren.
- Die Module hatten nur einen Detektor, und dieser hatte ein Prototypdesign.
  - Der Siliziumdetektor (Abb. 3.12) wurde mit Punch-Through-Biasing betrieben.
  - Die Streifen hatten keinen Stereowinkel.
  - Der Streifenabstand war 54.6 μm auf der n-Seite und 48.7 μm auf der p-Seite.
  - Es wurde nur jeder zweite Streifen auf einem Detektor gebondet. Lediglich die p-Seite von Modul 96/6 war vollständig gebondet.

- Die Detektoren wurden über eine Fläche von 34.5 cm^2 mit einem Epoxyd-Klebstoff auf den Alunidträger geklebt. Dies beeinflußte die Kennlinie wesentlich (Kap. 5.1). Zwischen Detektor und Alunid war keine Kaptonfolie, da Alunid nicht leitend ist.

- Als Verstärker wurden APCs (*<u>A</u>nalog <u>P</u>ipeline <u>C</u>hip*) [Hor93] verwendet, die nur 32 Pipelinezellen haben. Die Ausgabe von vier bzw. fünf APCs auf der p- bzw. n-Seite wurden ihrerseits auf dem Elektronikhybrid hintereinandergeschaltet

- Der Vertexdetektor wurde unabhängig von den anderen Subsystemen ausgelesen.

- Die Module standen in festem Abstand $R_\perp > 25$ mm zum Strahl und wurden zur Messung nicht näher an den Strahl bewegt.

3.3.4 Vertexdetektor 1997

Im Frühjahr 1997 wurden die Module des Vorjahres ersetzt, um die Verfahren zur Materialreduktion zu testen. Der Gesamtaufbau hatte jedoch immer noch wesentlich mehr Material als im endgültigen Aufbau geplant, da die Aluminiumkappen nicht ausgetauscht wurden und Verdrahtungsträger aus Al_2O_3 verwendet wurden (Tab. 3.4). Analog zum Vorjahr werden die Module mit 97/5, 97/6 und 97/7 bezeichnet.

Gegenüber 1996 wurden folgende Veränderungen vorgenommen:

- Eine Hochfrequenzabschirmung, bestehend aus vier Stahlbändern (Dicke: 5 μm, $R_\perp$=22.5 mm), wurde verwendet, die jedoch nicht beweglich war.

- Die Verdrahtungsträger hatten Leiterbahnen aus Aluminium.

- Der Träger bestand aus 700 μm dicker Kohlefaser und hatte eine Aussparung unterhalb des Detektors (Abb. 3.13).

- Die Streifen hatten die endgültige Geometrie.

- Die Detektoren wurden vollständig zu den Verdrahtungsträgern gebondet. Nur auf der p-Seite von Modul 97/5 fehlte jeder vierte Bond.
  Außerdem wurde jeder 128te Streifen eines APCs nicht gebondet.

- Die Detektoren wurden mit dem endgültigen Klebstoff geklebt und die Klebefläche war nur noch 12.4 cm^2 groß. Detektor und Träger wurden durch eine Kaptonfolie isoliert.

Im Herbst 1997 wurden zusätzlich zwei Halbmodule mit nahezu endgültiger Technologie eingebaut, auf deren Auswertung hier nicht weiter eingegangen wird. Näheres dazu findet sich in [Mos].

Kapitel 4

Charakterisierung der Module

Für die Rekonstruktion der Teilchenspuren im VDS wird eine möglichst große Effizienz der Auslese der Detektorstreifen angestrebt. Diese wird jedoch durch verschiedene Fehler reduziert, die auf dem Detektor oder in der Auslese der Streifen auftreten können.

Folgende typische Fehler können in den dem Auslesechip vorgeschalteten Elementen auftreten:

- Ein Detektor oder ein Detektorbereich kann durch Defekte an seiner Oberfläche unbrauchbar werden.

- Ein Streifen kann durch die Siliziumoxyd-Schicht zum Implantat kurzgeschlossen sein (*Pinhole*). Der Auslesechip ist somit nicht mehr kapazitiv zum Detektorstreifen gekoppelt, sondern direkt mit diesem verbunden. Dies wird besonders nach der starken Bestrahlung am VDS zum Problem, da ein Teil des Leckstroms durch den Vorverstärkerkanal fließt und sich dadurch das Rauschen erhöht. Solche Defekte können entweder bei der Produktion oder später bei der Bestrahlung entstehen.

- Zwei Streifen können kurzgeschlossen sein. Sie zeigen dann das gleiche Signal, und die Ortsauflösung wird dadurch verschlechtert. Dies kann entweder direkt auf dem Detektor passieren oder durch einen Fehler auf dem Kaptonkabel zum Vorverstärker oder durch Berührung der Bonddrähte. Während auf dem Detektor ein Kurzschluß nur direkt benachbarte Streifen betrifft, können Verbindungen auf dem Kaptonkabel oder der Bonddrähte aufgrund der vierlagigen Struktur (Kap. 3.3.2) zu einem Kurzschluß zum zweiten, dritten oder vierten Nachbarstreifen verursachen.

- Durch fehlende Bonds oder Unterbrechungen auf dem Kaptonkabel kann die Verbindung vom Streifen zum Auslesechip unterbrochen sein. In diesem Falle kann kein Signal gesehen werden.

- Die Ladung, die ein minimal-ionisierendes Teilchen im Detektor erzeugt, wird durch kapazitive Ladungsteilung (Kap. 3.3.2) auf ca. 2–4 Auslesestreifen verteilt. Bei der Treffersuche verlangt man in einem einzigen Kanal ein Signal, das mindestens das 3-fache des Rauschens beträgt. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eines minimal-ionisierenden Teilchens in einem Kanal sollte daher größer als 7 sein. Ein Auslesekanal ist also defekt, wenn sein Rauschen so groß ist, daß das Signal eines minimal-ionisierenden Teilchens nicht ausreicht, um diesen Schnitt zu passieren.

Um eine gute Effizienz zu erreichen, d.h. möglichst wenig defekte Kanäle auf einem Modul zu haben, muß bereits in der Herstellungsphase eine strenge Qualitätskontrolle durchgeführt werden. Auch während des Betriebs im Experiment muß eine solche Kontrolle regelmäßig durchgeführt werden, um auftretende Fehler beheben oder zumindest berücksichtigen zu können.

Zunächst werden die Strom-Spannungs-Kennlinien als eine Messung zur Qualitätskontrolle der Detektoren vorgestellt (Abschnitt 4.1). Sie geben Auskunft über den Gesamtzustand des Detektors, jedoch nicht über den Zustand eines einzelnen Streifens. Daher sind zusätzlich Messungen notwendig, um jeden Streifen einzeln zu untersuchen. Vor der Verarbeitung der Detektoren werden die Streifen an einer Probestation getestet (Abschnitt 4.2).

Nach der Montage des Moduls können die Streifen nicht mehr direkt getestet werden, sondern nur noch durch ihre Vorverstärkerkanäle. In Abschnitt 4.3 wird erläutert, wie mittels Rauschdaten und Kalibrationsdaten ihr Zustand kontrolliert werden kann und wie ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis ermittelt wird. Damit hat man später ein Testverfahren zur Verfügung, das eine ständige Kontrolle des Streifenzustands in den Meßpausen des Detektors ermöglicht.

4.1 Kennlinienverhalten allgemein

Ein einfaches Testverfahren für einen Detektor ist seine Strom-Spannungs-Kennlinie. Sie wird als erstes gemessen und analysiert. Die Kennlinie eines idealen Detektors entspricht der einer Diode (Abb. 4.1a). Dieser Verlauf wird aber nicht immer beobachtet, da die Detektoren Oberflächeneffekte zeigen, welche die Kennlinie beeinflussen.

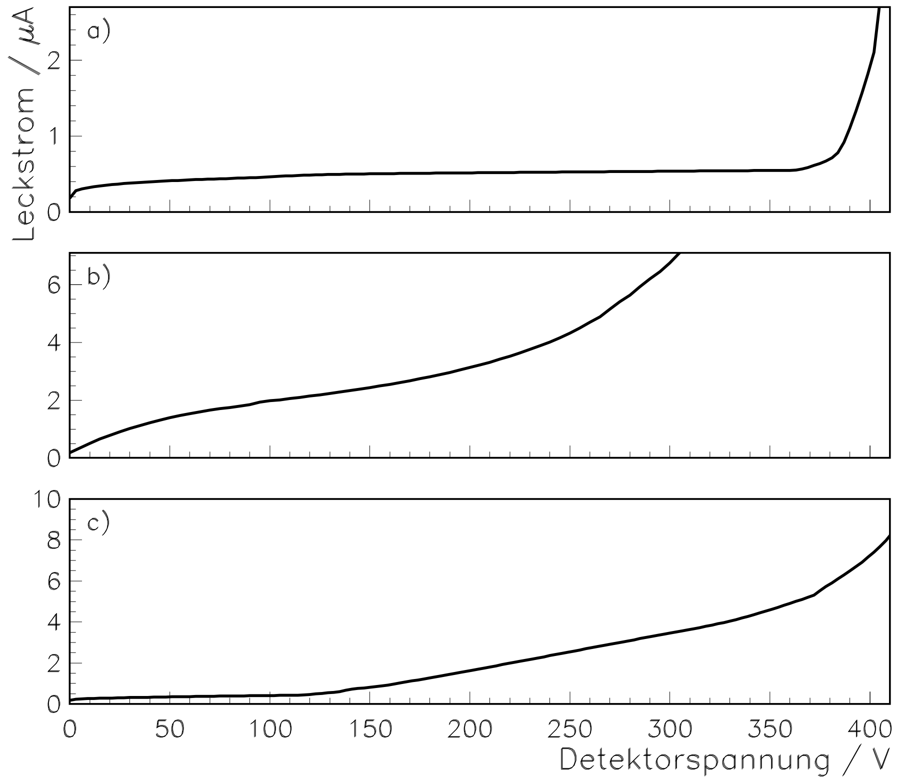

Abb. 4.1: *Typische Strom-Spannungs-Kennlinien eines 50×70 mm² Detektors. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.*
a) guter Detektor: Die Kennlinie entspricht der einer Diode und die Durchbruchspannung ist ca. 380 V.
b) Detektor mit kontinuierlichem Anstieg: Die Kennlinie zeigt in keinem Spannungsbereich ein Plateau, sondern steigt monoton an.
c) Detektor mit weichem Durchbruch: Das Plateau erstreckt sich bis zur vollen Verarmungsspannung; bis zur Durchbruchspannung steigt der Strom kontinuierlich an.

Einige Detektoren zeigen Kennlinien, die einen geringen kontinuierlichen Anstieg haben (Abb. 4.1b). Dieser Anstieg wird auf Defekte auf der p-Seite des Detektors zurückgeführt, die jedoch so klein sind, daß sie nicht zum Avalanche-Durchbruch führen. Die Gefahr, daß ein Defekt zum Avalanche-Durchbruch führt, wächst mit dem Feldgradienten am Ort des Defekts. Große Feldgradienten treten besonders an den Grenzflächen zwischen p- und n-Dotierung auf. Vor der Typinversion, solange das Substrat noch n-dotiert ist, befinden sie sich also auf der p-Seite. Dagegen sind nach der Typinversion, wenn sich das Substrat wie ein p-dotiertes verhält, große Feldgradienten auf der n-Seite zu finden. Man erwartet daher bei Defekten auf der p-Seite, die vor Bestrahlung auftreten und nicht zum Durchbruch führen, daß sie auch nach der Typinversion nicht zum Durchbruch führen. Detektoren, die eine Kennlinie wie in Abb. 4.1b zeigen, können also verwendet werden.

Im Gegensatz dazu zeigt die Kennlinie in Abb. 4.1c einen Anstieg erst ab einer Detektorspannung von ca. 110 V. Dieses Verhalten nennen wir einen weichen Durchbruch. Die Detektoren haben eine volle Verarmungsspannung zwischen 80 V und 120 V. Der Stromanstieg beginnt also erst, wenn die Verarmungszone die n-Seite erreicht hat. Dies läßt auf Defekte auf der n-Seite schließen. Da sich nach der Typinversion die großen Feldgradienten auf der n-Seite befinden, können diese Defekte zum Avalanche-Durchbruch führen. Dies ist vor der Typinversion nicht absehbar. Daher werden Detektoren mit einer Kennlinie wie in Abb. 4.1c nicht weiter verwendet.

Kennlinienmessungen haben sich als einfaches Verfahren zur Diagnose und Qualitätskontrolle des Gesamtzustands der Detektoren und Module bewährt. Sie werden nicht nur am Anfang der Produktion durchgeführt, sondern auch zwischen den Produktionsschritten sowie regelmäßig während des Einsatzes im VDS, um eventuelle Veränderungen frühzeitig zu erkennen.

4.2 Charakterisierung der Detektorenstreifen vor der Montage

Zum Test des Zustands der einzelnen Streifen müssen gesonderte Messungen durchgeführt werden. Dies ist zunächst ein Test an einer Probestation auf Pinholes, d.h. Kurzschlüsse der metallisierten Detektorstreifen durch die Siliziumoxyd-Schicht zum implantierten Streifen.

Da die implantierten Streifen nicht direkt mit der Probe-Nadel kontaktiert werden können, wird zwischen Substrat und metallisiertem Streifen eine Spannung von 50 V angelegt. Dadurch erhält man auf der p-Seite an jedem Streifen eine Diodenschaltung in Durchlaßrichtung, so daß das Potential auch an den implantierten Streifen anliegt. Auf der n-Seite sind die implantierten Streifen ohnehin leitend mit dem Substrat verbunden, solange die Verarmungszone nicht bis zur n-Seite ausgebildet ist (Kap. 2.3.1). Zur Strombegrenzung, falls an einem Pinhole gemessen wird, ist zusätzlich ein Widerstand von typisch 1 MΩ in Reihe geschaltet. Bei intakter Siliziumoxydschicht fließt ein Strom von wenigen Nanoampere. Ist der Strom größer als 1 μA, wird ein Pinhole angenommen.

Zusätzlich werden die metallisierten Streifen auf Kurzschlüsse zu den direkten Nachbarstreifen getestet. Zwischen zwei Streifen wird dazu eine Spannung von 5 V angelegt. Es muß eine geringere Spannung gewählt werden als beim Test auf Pinholes, da sich an der Oberfläche des Siliziumoxyds Raumladungen bilden können, so daß die Siliziumoxyd-Schicht bei einer höheren Potentialdifferenz nicht mehr isolierend wirkt. Im späteren Betrieb sind die Streifen ohnehin auf dem gleichen Potential.

Diese Tests auf der Probestation liefern eine Liste defekter Streifen. Streifen mit Pinholes werden später nicht gebondet, um eine Beeinflussung der Nachbarstreifen zu vermeiden.

Es wird verlangt, daß die Detektoren maximal 0.5% defekte Streifen aufweisen. Bei Tests an den Prototypdetektoren, die am Halbleiterlabor hergestellt wurden, wurde dieses Kriterium von 91% der so getesteten Detektoren erfüllt, wobei 31% gar keinen defekten Streifen zeigten.

4.3 Charakterisierung der Module

Die Detektoren, welche die Qualitätskriterien erfüllen, werden auf den Detektorträger geklebt und an die Kaptonkabel gebondet. Die Auslesechips werden vor ihrer Weiterverarbeitung ebenfalls auf ihre Funktionsfähigkeit getestet. Sobald die Elektronikhybride bestückt und gebondet sind, werden sie (ohne Detektor) an die Auslesekette angeschlossen und ausgelesen. Verstärkerchips, die jetzt nicht funktionieren, werden ausgetauscht. Die funktionierenden Elektronikhybride werden auf den Elektronikträger geklebt und an die Kaptonkabel gebondet.

Sobald der Detektor zusammen mit der Ausleseelektronik auf dem Modul montiert ist, kann die Funktionstauglichkeit der Auslesekanäle an einem Laserteststand untersucht werden. Zu diesem Zeitpunkt wird nicht mehr zwischen Fehlern auf dem Detektor, in der Ausleseelektronik oder auf dem Kaptonkabel unterschieden. Der Test liefert eine Liste schlechter Kanäle. In Abschnitt 4.3.2 wird das Ergebnis der Lasertests anhand der Module 97/5, 97/6 und 97/7 vorgestellt und mit den Erwartungen aus den Tests an der Probestation verglichen.

Um Signale auf dem Detektor zu finden, muß ein Datenaufbereitungsprozeß durchlaufen werden, in dem das Basissignal eines Kanals sowie der sogenannte Common Mode von den Rohdaten abgezogen werden. Um sie zu ermitteln, muß zunächst ein Datensatz ohne Signale genommen werden, die Rauschdaten. Ihre Analyse wird in Abschnitt 4.3.1 vorangestellt. Aus den Rauschdaten wird auch das Rauschen jedes einzelnen Kanals bestimmt.

Wesentlich für die Spurfindung später ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Da eine Verringerung dieses Verhältnisses durch Strahlenschädigung erwartet wird, sollte es während des Betriebs kontrolliert werden. Der Auslesechip kann auf den Eingang des Vorverstärkers eine definierte Ladungsmenge geben: das Kalibrationssignal (Abschnitt 4.3.3). Mit ihm und den Rauschdaten, die jeweils regelmäßig in den Meßpausen des Detektors genommen werden können, wird ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis ermittelt. Das Verfahren wird in Abschnitt 4.3.3.1 beschrieben.

Außerdem wird bei einer Veränderung der Streifenlängen, und damit der Kapazität am Eingang des Vorverstärkers, eine Änderung der Höhe des Kalibrationssignals erwartet. Dies wird in Abschnitt 4.3.3.2 überprüft.

4.3.1 Rauschdaten

Vor jeder Datennahme werden Rauschdaten genommen, d.h. ein Datensatz, ohne daß ein Signal (Laserpuls oder Kalibrationssignal) anliegt. Die Signale von 2×128 Streifen werden hintereinandergelegt und von einem 10-Bit-ADC (*Analog Digital Converter*) digitalisiert. Im Idealfall erwartet man einen konstanten Wert für alle Kanäle.

Anhand eines Datensatzes, der 1997 direkt nach dem Einbau in den VDS genommen wurde, wird die Datenaufbereitung und die Analyse vorgestellt [1].

4.3.1.1 Datenaufbereitung

Abbildung 4.2a zeigt die Ausgabe eines Elektronikhybriden mit fünf Auslesechips nach der Digitalisierung. Zunächst fällt auf, daß der letzte Kanal eines Auslesechips ein deutlich kleineres Signal zeigt als der Rest. Dieser Kanal war nicht mit dem Detektor verbunden. Kanäle, bei denen dies bekannt ist, werden als tote Kanäle klassifiziert. Sie werden in der nachfolgenden Analyse nicht mehr berücksichtigt (Abb. 4.2b).

Jeder Auslesechip hat einen Common Mode. Dabei handelt es sich um eine gemeinsame Drift aller Kanäle eines Chips [Hor92], die von Ereignis zu Ereignis unterschiedlich ist. Der Common Mode wird hier durch eine Gerade angenähert, die für jedes Ereignis an die ADC-Ausgabe der 128 Kanäle eines einzelnen Auslesechips gefittet wird. Nach Abzug dieser Geraden erhält man Abb. 4.2c.

Mittelt man nach der Subtraktion des Common Mode über mehrere Ereignisse (typisch 100), so erhält man das Basissignal (*Pedestal*) für jeden Kanal. Subtrahiert man dieses Basissignal nun von einem Ereignis, so erhält man das aufbereitete Signal (Abb. 4.2d). Betrachtet man wiederum mehrere Ereignisse, dann ist der Mittelwert der aufbereiteten Signale Null. Das Rauschen eines Kanals ist die Streuung der aufbereiteten Signale in diesem Kanal um Null.

[1] Hier wurden 5×128 Auslesekanäle hintereinandergelegt und von einem ADC digitalisiert (Kap. 3.3.3).

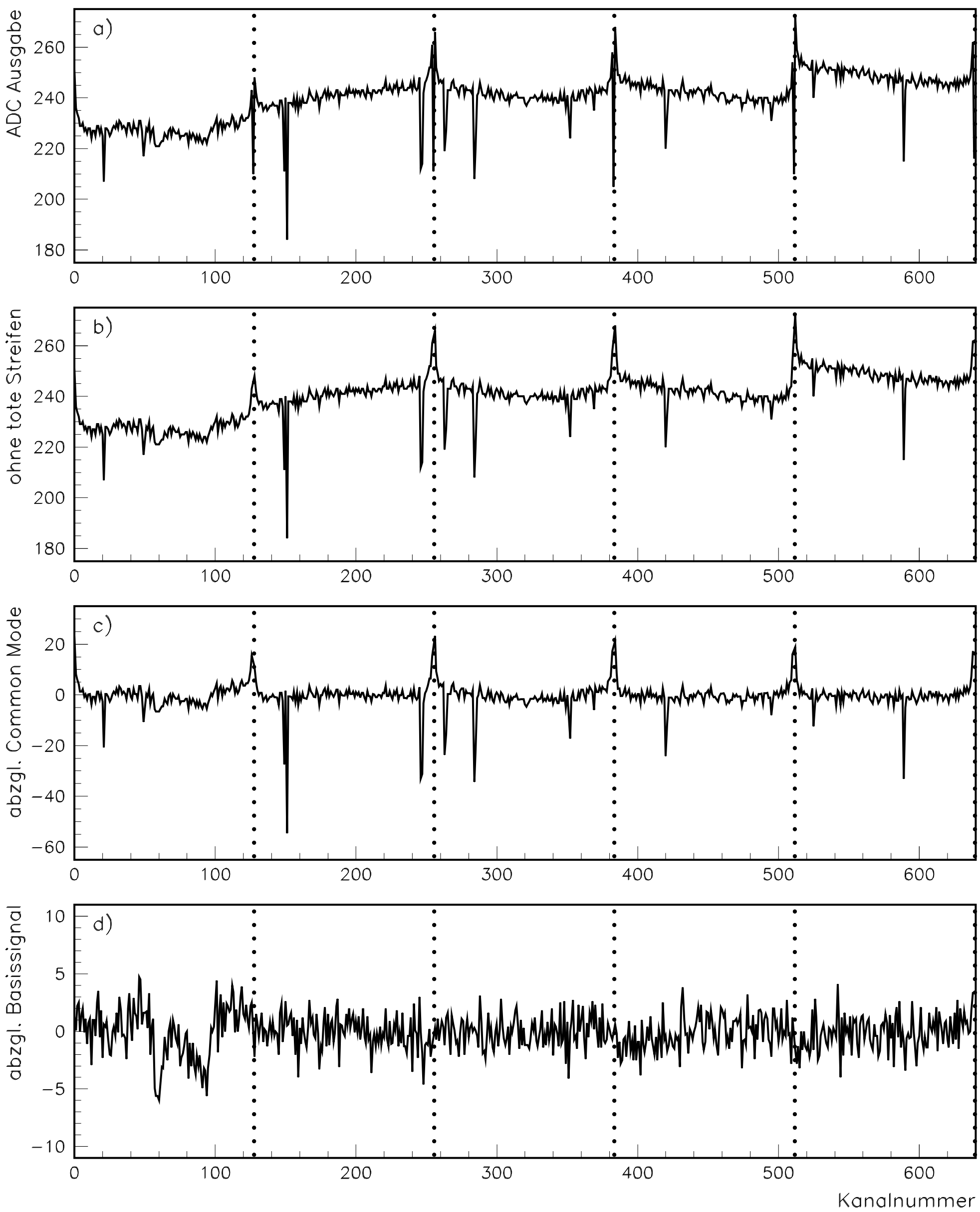

Abb. 4.2: *Bearbeitung der ADC-Ausgabe am Beispiel von ADC 0 (Hybrid 0 der n-Seite von Modul 97/5):*
a) unbearbeitete Ausgabe des ADCs,
b) unter Ausschluß toter Kanäle,
c) nach Subtraktion des Common Mode und
d) nach Subtraktion des Basissignals. Man beachte die empfindlichere Skala.
Die gepunkteten Linien zeigen jeweils die Grenzen der Auslesechips.

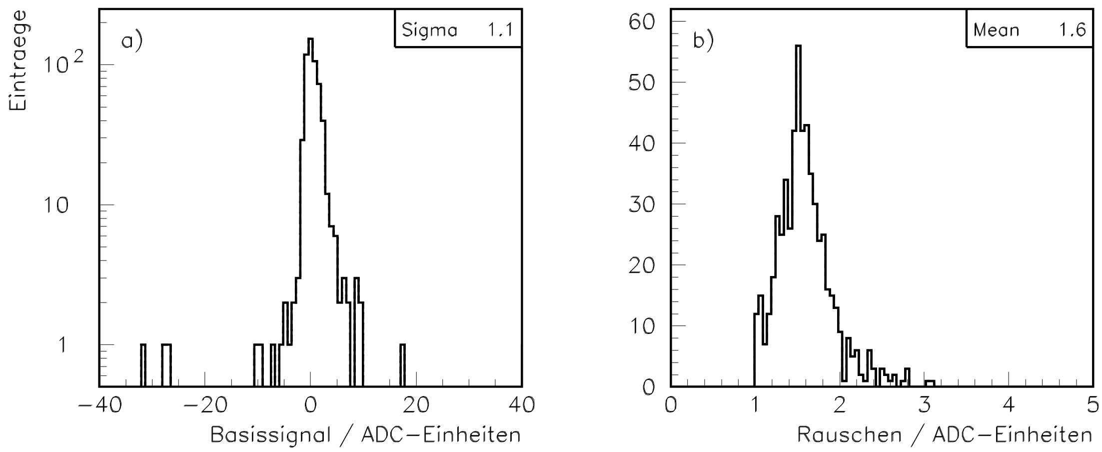

Abb. 4.3: *Verteilung von Basissignal (a) und Rauschen (b) an ADC 0 (Hybrid 0 der n-Seite von Modul 97/5) in einer Speicherzelle.*

4.3.1.2 Verteilung von Basissignal und Rauschen

Ein minimal-ionisierendes Teilchen erzeugt hier ein Signal von ca. 20 ADC-Einheiten, abhängig von den Einstellungen in der Verstärkerkette. Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung von Basissignal und Rauschen. Die Verteilung des Basissignals hat eine Breite von 2.4 ADC-Einheiten. Es gibt jedoch auch Einträge bei großen Werten von mehr als ±10 ADC-Einheiten. Ein Teil dieser Kanäle liegt am Rande der Auslesechips (Abb. 4.2c). Sie zeigen kein hohes Rauschen und werden daher trotzdem als funktionierende Kanäle klassifiziert.

Das mittlere Rauschen N liegt bei 1.6 ADC-Einheiten, woraus sich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 12.5 ergibt. Dieser Wert liegt deutlich über dem geforderten Wert von 7; es ist jedoch zu beachten, daß das Rauschen durch Bestrahlung zunimmt. Ein Kanal, der bereits vor Bestrahlung ein Rauschen von mehr als 3 ADC-Einheiten aufweist, wird hier als <u>schlechter Kanal</u> klassifiziert.

4.3.1.3 Einfluß der Speicherzelle

Zur Speicherung des Basissignals und des Rauschen der ca. 145 000 Kanäle des VDS mit einer Genauigkeit von 0.1 (11 Bit für das Basissignal und 5 Bit für das Rauschen) werden ca. 300 kB multipliziert mit der Anzahl der Speicherzellen benötigt. Der HELIX-Chip hat 141 Speicherzellen. Zur Minimierung des Speicherplatzbedarfs wäre es also wünschenswert, mit einem gemeinsamen Basissignal und Rauschen für alle Speicherzellen eines Auslesekanals zu arbeiten. Es muß daher untersucht werden, ob

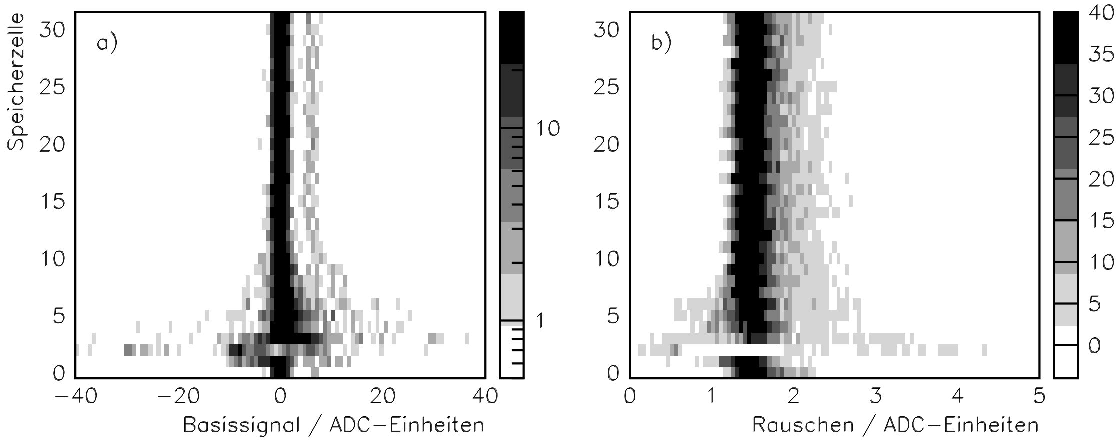

Abb. 4.4: *Verteilung von Basissignal (a) und Rauschen (b) an ADC 0 (Hybrid 0 der n-Seite von Modul 97/5) in Abhängigkeit von der Speicherzelle. Die Speicherzellen 2 & 3 zeigen ein extrem hohes Rauschen. Sie werden daher in den folgenden Auswertungen nicht mehr berücksichtigt.*

Basissignal und Rauschen für alle Speicherzellen soweit übereinstimmen, daß dies erfolgen kann.

Die Erfahrungen dafür wurden durch eine Untersuchung des APCs gewonnen, der eine Tiefe von 32 Speicherzellen hat. Abbildung 4.4 zeigt, daß die Unterschiede des Basissignals bzw. des Rauschens zwischen den Speicherzellen so groß sind, daß sie nicht vernachlässigt werden dürfen. Alle Analysen werden daher im folgenden getrennt für jede Zelle durchgeführt.

Das Rauschen in den Speicherzellen 2 & 3 ist so groß, daß Ereignisse aus diesen beiden Zellen nicht berücksichtigt werden können.

4.3.2 Laserdaten

Zur Bestimmung toter Kanäle werden vor dem Einbau im VDS Daten am Laserteststand [Fox96, Mos] genommen, die Laserdaten. Das Licht eines Infrarotlasers mit einer Wellenlänge von 813 nm wird mit einer Schrittweite von ungefähr 150 μm (entspricht ca. drei Streifen) über den Detektor gefahren. Bei einer Ausdehnung des Lichtflecks von ca. 600 μm(ca. 12 Streifen, Abb. 4.5 links) wird dabei jeder Streifen mehrfach getroffen. Die induzierte Gesamtladung entspricht der von ca. 60 minimal-ionisierenden Teilchen, so daß der Streifen im Zentrum des Laserstrahls das Äquivalent zu ca. vier minimal-ionisierenden Teilchen sieht. Bei dieser großen Ladungsmenge ist ein toter Kanal leicht zu erkennen (Abb. 4.5 rechts).

SL Seite	nicht gebondete Kanäle Anzahl	davon gefunden	Streifen mit Pinholes Anzahl	davon gefunden	Summe der zusätzlich gefundenen schlechten Kanäle Anzahl	%
5n	10	10	1	0	14	1.1
5p	228 [a]	228	10	1	13	1.6
6n	10	10	0	0	19	1.5
6p	8	8	3	0	16	1.6
7n	10	10	8	0	19	1.5
7p	8	8	3	0	58 [b]	5.7

[a] Auf einem Teilbereich wurde jeder vierte Streifen nicht gebondet.
[b] Auf dem Verdrahtungsträger war ein Kratzer, wodurch Streifen unterbrochen bzw. kurzgeschlossen wurden.

Tab. 4.1: *Gegenüberstellung der defekten Streifen nach dem Test auf der Probestation und der toten und schlechten Kanäle aus Laserdaten und Rauschdaten, die nach der Endmontage des Moduls im Labor genommen wurden.*

1997 wurden zunächst Detektortests auf der Probestation durchgeführt. Die dabei als defekt klassifizierten Streifen wurden dennoch später gebondet. Aus technischen Gründen wurden jedoch andere Streifen nicht gebondet. Die in den verschiedenen Testverfahren gefundenen toten und schlechten Kanäle werden in Tabelle 4.1 einander gegenübergestellt. Folgende Ergebnisse wurden dabei erzielt:

- Die Streifen, die nicht gebondet wurden, konnten in der Analyse der Laserdaten ausnahmslos als tote Kanäle identifiziert werden.

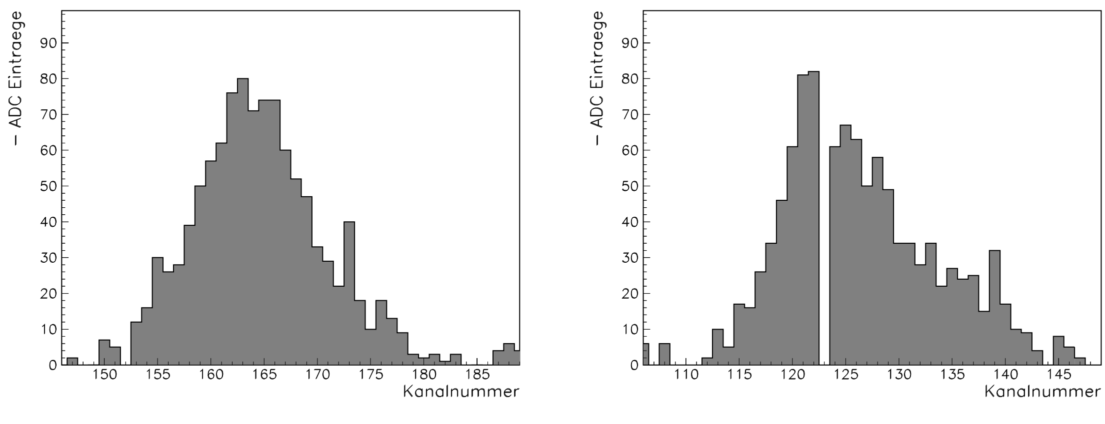

Abb. 4.5: *Ein Laserpuls auf guten Streifen (links) und über einem toten Kanal (rechts).*

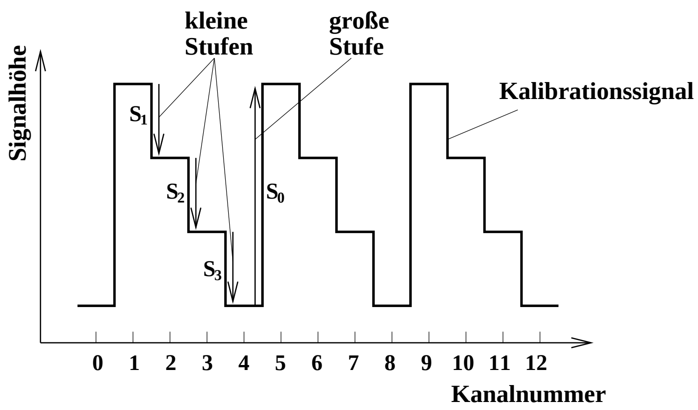

Abb. 4.6: *Schema des Kalibrationssignals. Die Kalibrationsstufen wiederholen sich nach vier Kanälen.*

- Streifen, die auf der Probestation als defekt klassifiziert wurden, weil sie Pinholes hatten, wurden sowohl in den Rauschdaten wie auch in den Laserdaten fast alle als funktionierende Kanäle klassifiziert.
  Dies wurde vor Bestrahlung so erwartet, da der Leckstrom durch den Detektor gering ist und daher das Fehlen der kapazitiven Koppelung keinen Einfluß hat. Einen Kurzschluß zwischen zwei Streifen gab es bei den verwendeten Detektoren nicht.

- Die Summe der Kanäle, die zusätzlich zu den im voraus bekannten Kanälen tot oder schlecht waren, lag bei ca. 1.5%.

4.3.3 Kalibrationsdaten

Um auf einfache Art und Weise ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu messen, werden zusätzlich zu den Rauschdaten Kalibrationsdaten genommen. Dazu wird in allen Kanälen in jede vierte Speicherzelle $(2, 6, ...)$ ein Kalibrationssignal eingespeist, indem Ladung auf den Eingang des Vorverstärkers gegeben wird. Das Signal besteht aus einer Gruppe von vier Kalibrationsstufen (S_0, S_1, S_2, S_3), die sich nach vier Kanälen wiederholt (Abb. 4.6). Eine solche Gruppe besteht aus drei aufeinanderfolgenden kleinen Stufen (S_1, S_2, S_3), die jeweils ungefähr gleich groß sind, und einer großen Stufe (S_0), welche die dreifache Höhe mit umgekehrtem Vorzeichen hat.

4.3.3.1 Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Die Höhe einer kleinen Stufe entspricht ungefähr der Ladung, die ein minimalionisierendes Teilchen im Detektor induziert [Bau96]. Diese Stufe soll daher als

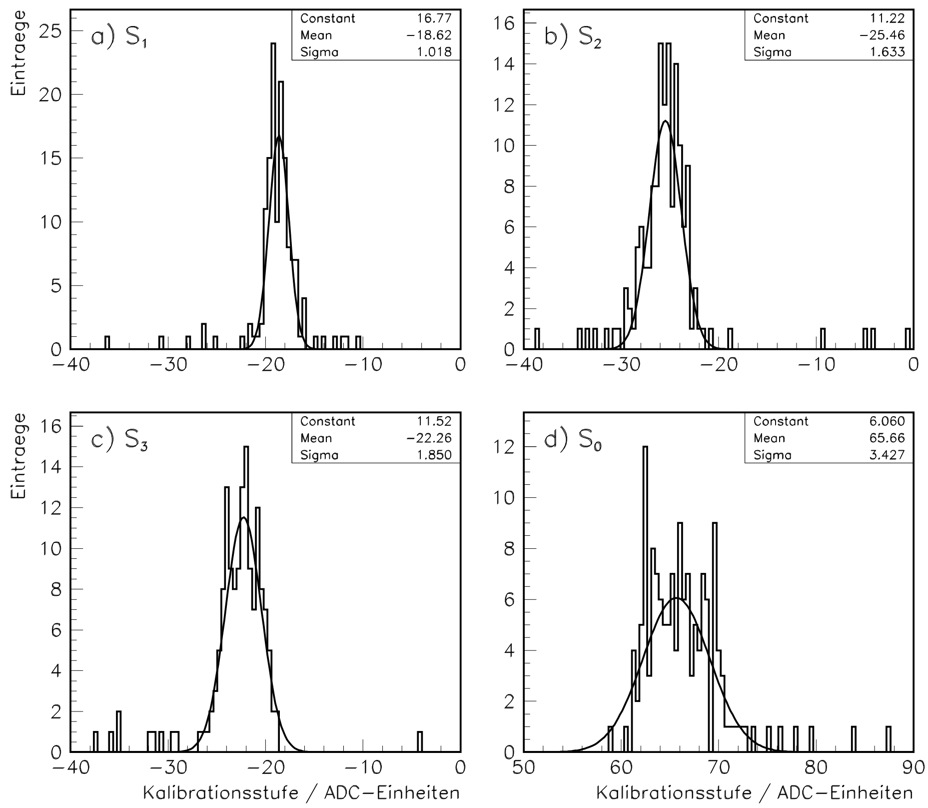

Abb. 4.7: *Verteilung der Kalibrationsstufen für jeden vierten Streifen ($S_0 \ldots S_3$) einer Speicherzelle.*

Signal S_{cal} zur Ermittlung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses S_{cal}/N verwendet werden.

Trägt man die Verteilung der Kalibrationsstufen S_n, wobei $n = s \bmod 4$ ist, für jeden vierten Streifen s getrennt auf, so stellt man fest, daß die kleinen Stufen (S_1, S_2, S_3) nicht genau gleich groß sind (Abb. 4.7). Für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis S_{cal}/N wird daher ein gewichtetes Mittel der Stufen betrachtet:

$$S_{cal} = \frac{1}{4}(\frac{1}{3}S_0 - S_1 - S_2 - S_3) \quad . \tag{4.1}$$

Abbildung 4.8 zeigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit von der Zellennummer. Wie schon in Abschnitt 4.3.1 liefern die Speicherzellen 2 & 3 auch bei dieser Analyse unbrauchbare Ergebnisse. Sie werden daher nicht weiter berücksichtigt.

Das Kalibrationssignal wird nur in jeder vierten Speicherzelle angelegt. Der Auslesechip liefert als Signal die Differenz der Ladung in zwei Zellen. Wird also ein

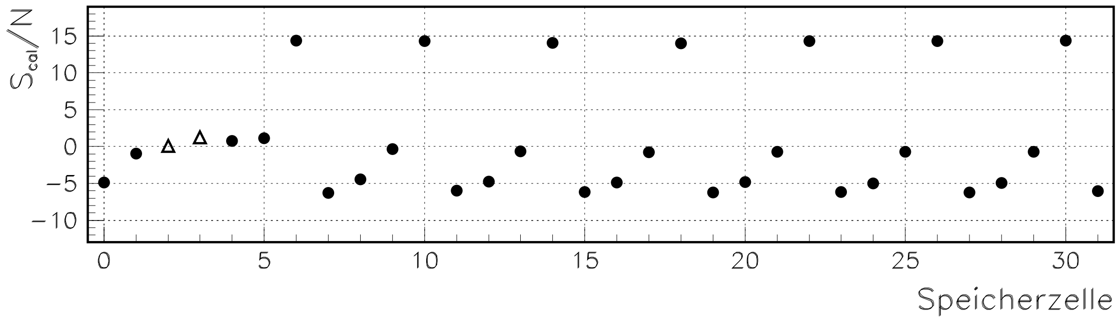

Abb. 4.8: *Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Kalibrationssignals S_{cal}/N in Abhängigkeit von der Speicherzelle. Die schlechten Zellen 2 & 3 sind mit Dreiecken markiert. Das Kalibrationssignal liegt nur an jeder vierten Zelle an.*

Kalibrationssignal in die Zellen $6, 10, ...$ angelegt, so erwartet man ein Signal in den Speicherzellen $6, 10, ...$ und ein invertiertes Signal der gleichen Höhe, in den Speicherzellen $7, 11, ...$. Abbildung 4.8 zeigt, daß sich das invertierte Signal statt dessen auf die Speicherzellen 7&8, 11&12, ... verteilt. Das Kalibrationssignal klingt unter Verlusten deutlich langsamer ab als erwartet. Eine genaue Untersuchung der Ursachen für dieses Verhalten hat nicht stattgefunden, da die verwendeten APCs nicht die endgültige Elektronik sind.

Mittelt man über die Speicherzellen $6, 10, ... 30$, dann erhält man für den Kalibrationspuls ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $S_{cal}/N = 14.3 \pm 0.2$.

4.3.3.2 Signaländerung bei veränderlicher Streifenlänge

Am gebondeten Modul fließt die Ladung, die beim Kalibrationssignal auf den Eingang des Vorverstärkerkanals gegeben wird, nicht vollständig in den Vorverstärker, sondern ein Teil fließt über den Verdrahtungsträger zum Detektor. Dieser Anteil hängt von der Summe der Kapazitäten von Verdrahtungsträger und Detektor ab. Er wird anhand der '97er Module untersucht.

Durch den Stereowinkel gibt es in den Detektorecken einige sogenannte "kurze" Streifen, die nicht die volle Länge haben (Abb. 4.9). Dies sind 40 Streifen auf der n-Seite mit einer Länge von 2–50 mm, sowie zweimal 58 Streifen auf der p-Seite mit einer Länge von 2–70 mm. Die Länge der Streifen auf dem Verdrahtungsträger ist auf der n-Seite konstant 35 mm, wogegen sie auf der p-Seite 41–49 mm für einen Block und 133–141 mm für den zweiten Block ist (siehe Abb. 3.13 bzw. Abb. 4.10 oben). Gerade dieser zweite Block kann nicht vernachlässigt werden, da bis zu 14% der Spuren den dazugehörigen Bereich des Detektors treffen. Auf dem Rest des Verdrahtungsträgers der p-Seite nimmt die Streifenlänge konstant ab.

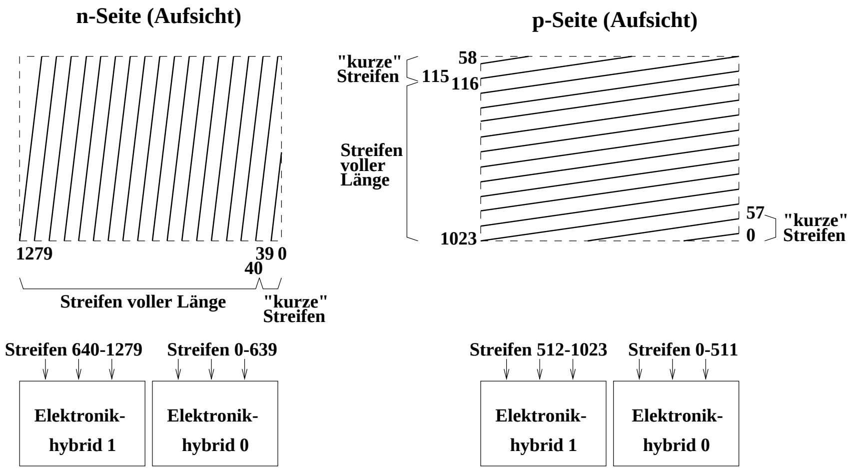

Abb. 4.9: *Skizze der Streifennumerierung und der Zuordnung zu den Elektronikhybriden. Die Streifen 40–1279 auf der n-Seite und 116–1023 auf der p-Seite haben volle Länge. Die anderen Streifen liegen in den Detektorecken und sind daher kürzer. Der Verlauf der Streifen auf dem Verdrahtungsträger ist in Abb. 3.13 zu sehen.*

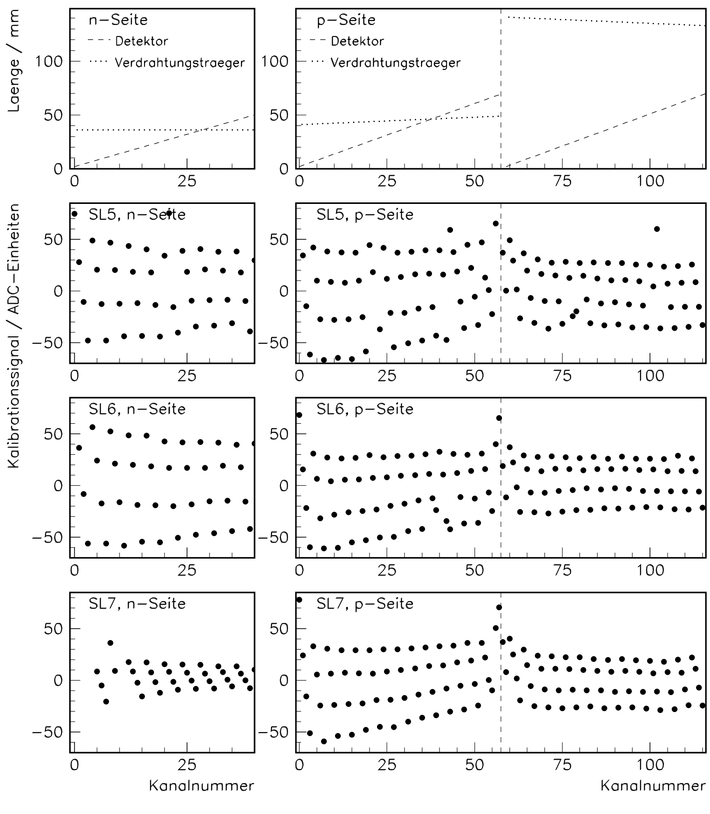

Abb. 4.10: *Kalibrationssignal in SL5, SL6 und SL7 bei unterschiedlichen Streifenlängen auf Detektor und Verdrahtungsträger. Die obersten Diagramme zeigen die Längen der jeweiligen Streifen.*
Die vier unterschiedlichen Kalibrationsstufen sind deutlich zu erkennen.

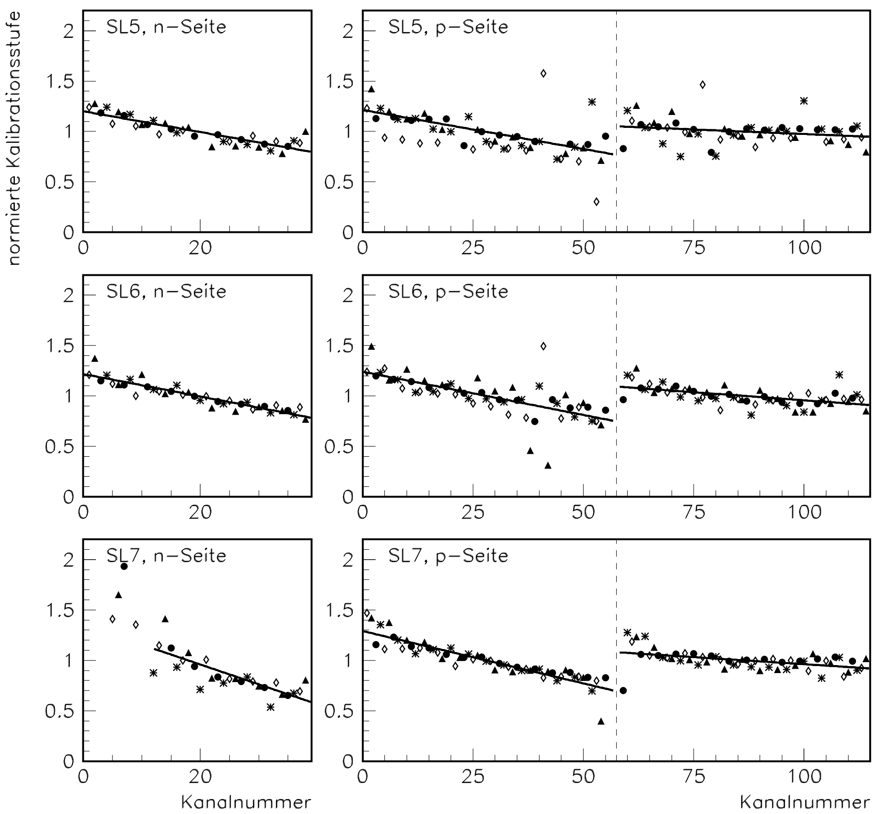

Abb. 4.11: *Normierte Kalibrationsstufen in SL5, SL6 und SL7 bei unterschiedlichen Streifenlängen auf Detektor und Verdrahtungsträger (siehe auch Abb. 4.10). Die unterschiedlichen Stufen $S_0 \ldots S_3$ sind mit verschiedenen Symbolen markiert.*

Man erwartet, daß sich die gemessene Größe des Kalibrationssignals mit wachsender Streifenlänge verringert. Abbildung 4.10 zeigt diese Veränderung des Kalibrationssignals für die Kanäle mit "kurzen" Streifen auf der n- und p-Seite.

Wie in Abschnitt 4.3.3.1 erläutert wurde, sind die vier Kalibrationsstufen unterschiedlich hoch. Daher ist es sinnvoll, die Kanäle nach den unterschiedlichen Kalibrationsstufen zu ordnen und auf den Mittelwert der Stufen zu normieren. Die Normierung wird getrennt durchgeführt für die Streifen 0–39 auf der n-Seite sowie die Streifen 0–57 und 58–115 auf der p-Seite.

Abbildung 4.11 zeigt die normierten Kalibrationsstufen. Die Stufen $S_0 \ldots S_3$ (gekennzeichnet durch unterschiedliche Symbole) zeigen kein signifikant unterschiedliches Verhalten. Sie können daher gemeinsam mit einer Geraden gefittet werden. Der Achsenabschnitt der Geraden ist durch die Normierung mit der Steigung der Geraden korreliert. Aus der Steigung kann die relative Signaländerung pro relative Streifenlängenänderung berechnet werden.

	SL5	SL6	SL7	Mittelwert[a]
a_{vt}				
p-Seite	-0.139 ± 0.006	-0.162 ± 0.005	-0.341 ± 0.007	-0.21 ± 0.11
a_{det}				
n-Seite	-0.219 ± 0.003	-0.236 ± 0.003	-0.419 ± 0.013	-0.29 ± 0.11
p-Seite				
St. 0...57[b]	-0.219 ± 0.013	-0.244 ± 0.008	-0.319 ± 0.009	-0.26 ± 0.05
St. 58...115[b]	-0.071 ± 0.009	-0.113 ± 0.010	-0.101 ± 0.013	-0.10 ± 0.02

[a] Es wird der ungewichtete Mittelwert und sein Fehler angegeben.
[b] Für die relative Signaländerung durch den Einfluß des Verdrahtungsträgers wird der Mittelwert $a_{vt} = -0.21 \pm 0.10$ verwendet.

Tab. 4.2: *Relative Änderung der Kalibrationsstufen pro Änderung der Streifenlänge auf dem Verdrahtungsträger (a_{vt}) und dem Detektor (a_{det}).*

Um die Einflüsse von Verdrahtungsträger und Detektor zu entkoppeln, wird zunächst die n-Seite betrachtet, auf der sich nur die Länge der Streifen des Detektors, nicht aber die des Verdrahtungsträgers ändert. Für den Quotienten a_{det} aus der relativen Signaländerung $\Delta S/S$ und der relativen Längenänderung $\Delta L_{det}/L_{det}$ der Detektorstreifen, erhält man hier einen Mittelwert der drei Module von

$$a_{det} \equiv \frac{\Delta S/S}{\Delta L_{det}/L_{det}} = -0.29 \pm 0.11 \quad , \tag{4.2}$$

wobei der Fehler der ungewichteten Mittelung angegeben wird (Tab. 4.2). Bei einer mittleren Streifenlänge der "kurzen" Streifen von 25 mm ergibt sich eine Signaländerung von –1.16% pro mm Streifenlängenänderung. Das Ergebnis von SL7 weicht deutlich von dem der anderem beiden Module ab. Dieses Modul wurde bei einer zu geringen Spannung betrieben, so daß der Detektor nicht vollständig verarmt war.

Der Koeffizient a_{vt} für die relative Signaländerung pro relativer Streifenlängenänderung $\Delta L_{vt}/L_{vt}$ auf dem Verdrahtungsträger wird im Bereich der Streifen 512–1023 (Elektronikhybrid 1) der p-Seite ermittelt, da dort die Detektorstreifen konstante Länge haben und sich nur die Länge der Streifen auf dem Verdrahtungsträger ändert (Abb. 3.13). Man erhält einen Mittelwert von (Tab. 4.2)

$$a_{vt} \equiv \frac{\Delta S/S}{\Delta L_{vt}/L_{vt}} = -0.21 \pm 0.10 \quad . \tag{4.3}$$

Die mittlere Streifenlänge auf dem Verdrahtungsträger ist hier 68 mm. Man erhält also eine Signaländerung von –0.31% pro mm Streifenlängenänderung.

Die Verlustkoeffizienten a_{vt} und a_{det} sind im Rahmen der Fehler gleich, was aufgrund der vergleichbaren Kapazitäten der Streifen auf Detektor und Verdrahtungsträger (Kap. 5.3) so erwartet wird.

Auf der p-Seite bei Streifen 0–115 ändern sich die Streifenlängen sowohl auf dem Verdrahtungsträger als auch auf dem Detektor (Abb. 4.10 oben). Ein gemeinsamer Fit ist instabil, so daß die Koeffizienten hier nicht gleichzeitig bestimmt werden können. Die a_{det} können aber unter Annahme von a_{vt} in den Streifenblöcken 0–57 und 58–115 ermittelt werden. Für den ersten Bereich erhält man einen Mittelwert von $a_{det,1} = -0.26 \pm 0.05$ und für den zweiten von $a_{det,2} = -0.09 \pm 0.02$ (Tab. 4.2). Der Koeffizient $a_{det,1}$ ist konsistent mit dem auf der n-Seite ermittelten a_{det}, jedoch nicht mit $a_{det,2}$. Die einzigen Unterschiede der beiden Blöcke sind ihre Überdeckung mit Klebstoff und die unterschiedliche Länge der Streifen auf dem Verdrahtungsträger (Abb. 4.10). Da sich die Streifenkapazitäten aber bei der Klebung nicht signifikant ändern (Kap. 5.3), kann dieses Verhalten nicht mit den Streifenkapazitäten erklärt werden. Es kann also nur an der unterschiedlichen Länge der Streifen auf dem Verdrahtungsträger liegen.

Man sieht, daß sich am Übergang von Streifen 57 nach 58 auf der p-Seite die absolute Höhe der Kalibrationsstufe nicht ändert (Abb. 4.10). Daher kann aus den Streifenlängen von Detektor und Verdrahtungsträger an dieser Stelle das Verhältnis der Koeffizienten a_{det} und a_{vt} berechnet werden:

$$\frac{a_{det}}{a_{vt}} = 1.28 \quad . \tag{4.4}$$

Aus den Mittelwerten für a_{det} der n-Seite (Gl. 4.2) und a_{vt} (Gl. 4.3) erhält man ein Verhältnis von $a_{det}/a_{vt} = 1.38 \pm 0.59$. Die Verhältnisse für n- und p-Seite stimmen also im Rahmen der Fehler überein.

Zusammenfassend konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, daß sich die Module vor Bestrahlung wie erwartet verhalten. Es wurden leistungsfähige Verfahren zur regelmäßigen Überprüfung des Zustands der Module entwickelt, die bei Tests zur Weiterentwicklung der Module (Kap. 5.2.1) sowie beim Einsatz im VDS angewendet werden (Kap. 6.2).

Kapitel 5

Modulentwicklung

Die Modulentwicklung für den Vertexdetektor ist in mehreren Schritten verlaufen, in denen Fertigungstechniken und Testverfahren entwickelt wurden. Verschiedene Resultate, die im Laufe dieses Entwicklungsprozesses erzielt wurden, werden im folgenden Kapitel beschrieben.

Bei den ersten Modulen, die 1996 verwendet wurden, zeigte sich, daß der Klebstoff, mit dem der Detektor auf den Träger geklebt wurde, gravierende Veränderungen der Strom-Spannungs-Kennlinien verursachte. Daher wurden umfangreiche Untersuchungen gemacht, um einen Klebstoff zu finden, der die Strom-Spannungs-Kennlinien unverändert läßt (Abschnitt 5.1).

Wie in Kap. 2.3.3 ausgeführt wurde, ändern sich die Eigenschaften eines Siliziumdetektors unter der hohen Strahlenbelastung im VDS. Untersuchungen zu verschiedenen Aspekten dieser Strahlenschädigung werden in Abschnitt 5.2 erläutert:

Die Strahlenbelastung im HERA-*B*-Detektor in den Jahren 1996 und 1997 war nur ein Bruchteil der zu erwartenden Dosis in einem typischen HERA-*B*-Jahr. Um Effekte nach starker Bestrahlung zu studieren, wurde daher an einem Modul ein separater Strahlungstest durchgeführt. Die Entwicklung der Verarmungsspannung sowie des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wurden untersucht (Abschnitt 5.2.1). Die Ergebnisse dieses Strahlungstests führten zu der Entscheidung, Detektoren mit Polysiliziumbiaswiderständen zu verwenden statt solchen mit Punch-Through-Biasing.

Um ein möglichst großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, soll der Strom möglichst gering gehalten werden. Bei Bestrahlung erhöhen sich aber Leckstrom und volle Verarmungsspannung. Da ihre Abhängigkeit von der Betriebstemperatur des Detektors verschieden ist, müssen diese Effekte gegeneinander abgewogen werden, um eine optimale Temperatur zu finden (Abschnitt 5.2.2).

Das Rauschen des Signals sowie die Signalhöhe hängen jedoch nicht nur vom Leckstrom, sondern auch von der Kapazität am Eingang des Vorverstärkers ab (Kap. 2.3.2, 4.3.3.2). Die Kapazität zwischen den Detektorstreifen sowie den Streifen der Verdrahtungsträger wird in Kap. 5.3 mit den Erwartungen verglichen.

5.1 Einfluß des verwendeten Klebstoffs auf den Leckstrom

Um einen guten Wärmeübertrag zwischen Detektor und Trägerplatte zu erreichen, werden die Detektoren mit ihrer gesamten Auflagefläche auf den Träger geklebt. Dies waren 1996 34.5 cm^2 (Kap. 3.3.3). Die Dicke der Klebeschicht betrug 50–100 μm.

Durch die Typinversion verlagern sich die hohen Feldgradienten von der p-Seite des Detektors auf die n-Seite (Kap. 4.1). Um unerwartete Veränderungen der Detektoreigenschaften nach der Typinversion zu verhindern, werden die Detektoren mit ihrer p-Seite auf den Träger geklebt. So können eventuelle Auswirkungen von Defekten direkt nach dem Kleben erkannt werden, so daß ein in dieser Art defektes Modul nicht in den VDS eingebaut wird.

Zunächst wurden die Detektoren mit Stycast 2850 [Gra], einem Zweikomponentenklebstoff auf Epoxydbasis, geklebt. Dies führte zu einem Anstieg des Stroms um zwei Größenordnungen (Abb. 5.1). Die Kennlinie zeigt außerdem ein nahezu ohmsches Verhalten und bildet nicht das typische Plateau einer Diodenkennlinie (Kap. 4.1) aus.

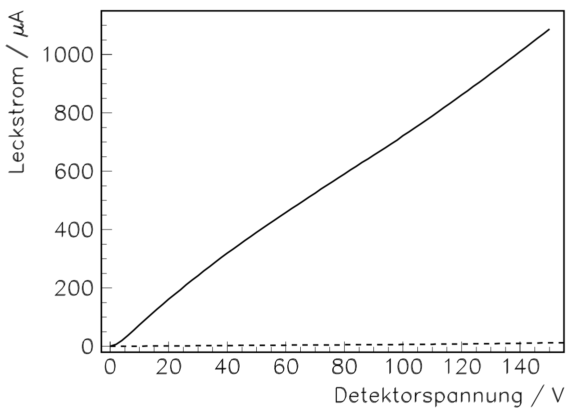

Abb. 5.1: *Strom-Spannungs-Kennlinien an Modul 96/7 vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) dem Kleben mit Stycast 2850 auf den AlN-Träger. Die Strommessungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.*

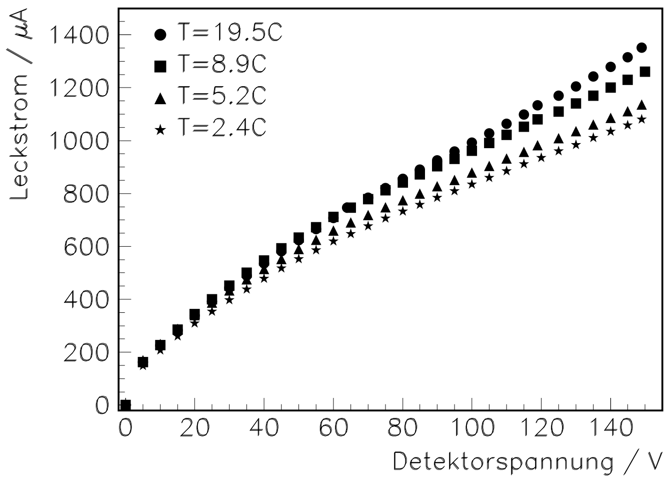

Abb. 5.2: *Strom-Spannungs-Kennlinien an Detektor 96/7 bei Temperaturen von 2.4 °C, 5.2 °C, 8.9 °C und 19.5 °C. Die Temperatur wurde mit einem Pt100-Sensor gemessen, der unmittelbar neben dem Detektor auf dem Träger aufgeklebt war (Abb. 3.15). Die Messungen wurden nach dem Ende des Einsatzes im VDS im Vakuumtank in München durchgeführt.*

Wie in Kap. 2.3.3 ausgeführt wurde, verdoppelt sich der Volumengenerationsstrom eines Siliziumdetektors bei einer Temperaturerhöhung um ca. 8 K. Abbildung 5.2 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien, die an einem mit Stycast 2850 geklebten Modul bei unterschiedlichen Temperaturen gemessen wurden. Bei einer Spannung von 100 V und einer Temperaturerhöhung von 17.1 K erhöht sich der Strom nur um 25%. Es handelt sich hierbei also nicht, bzw. nicht ausschließlich, um einen Volumengenerationsstrom.

Es wurde eine Testreihe mit Detektoren unterschiedlicher Größe (4 mm^2–35 cm^2) und mit unterschiedlichen Klebstoffen (Tab. 5.1) durchgeführt [Abt98]. Tests mit Detektoren, die eine Fläche von bis zu 14 mm^2 hatten, zeigten keine signifikanten Veränderungen, unabhängig vom verwendeten Klebstoff (Abb. 5.3). Tests mit großen Klebeflächen (mehrere cm^2) zeigten jedoch bei allen Klebstoffen auf Epoxydbasis eine deutliche Erhöhung des Stroms. Folgende Ergebnisse wurden bei großer Klebefläche mit den einzelnen getesteten Epoxyd-Klebstoffen erzielt:

- Stycast 2850: Der Leckstrom steigt um mehrere Größenordnungen an.
- EPO-TEK 920 verhält sich wie Stycast 2850.
- Eccosil 4954 ist zu körnig, um die Detektoren zu kleben.
- Loctite 326 härtet zu schnell aus.

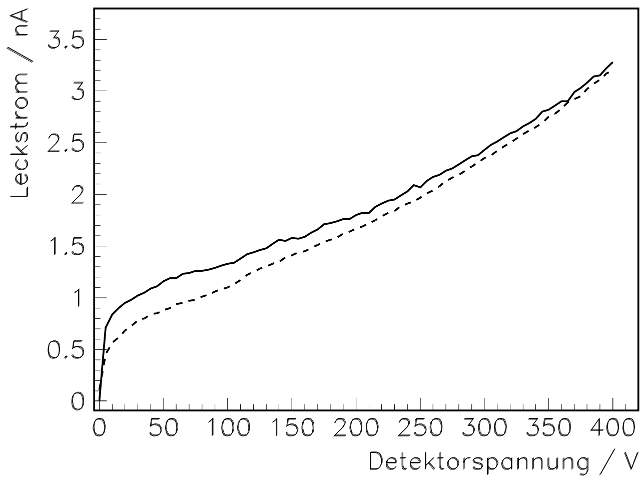

Abb. 5.3: *Strom-Spannungs-Kennlinien an einer Diode mit einer Fläche von 4.0×1.5 mm² vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) Klebung mit Stycast 2850.*

- Araldit 2011 härtet nicht so stark aus wie Stycast 2850, sondern bleibt ein wenig flexibel. Der Stromanstieg ist geringer als bei den anderen Epoxyd-Klebstoffen.

Die Klebstoffe auf Epoxydbasis haben einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $29 \cdot 10^{-6}$/K oder mehr, wogegen der von Silizium $2.5 \cdot 10^{-6}$/K beträgt (Tab. 5.1). Da diese Klebstoffe weitestgehend aushärten, werden somit bei großflächiger Klebung mechanische Spannungen auf die Oberfläche des Detektors übertragen. Für Stycast 2850, der bei 50 °C ausgehärtet wird, beträgt die Längendifferenz durch unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten 58 μm bei einem Temperaturunterschied von 40 K und einer Klebelänge von 5 cm. Die Kraft, die dabei aufgrund der Längen-

Klebstoff	Hersteller	λ [W/Km]	k [10^{-6}/K]	Basis
Stycast 2850 FT + Catalyst 11	[Gra]	1.39	29	Epoxyd
EPO-TEK 920 Fl	[Pol]	1.07		Epoxyd
Eccosil 4954 + Catalyst 50	[Gra]	2.13	156.6	Epoxyd
Loctite 326 + Aktivator	[Loc]	0.1	80	Epoxyd
Araldit 2011	[Cib]	0.28		Epoxyd
NEE001 weiß	[Neu]	0.24		Silikon
Silizium		115	2.5	

Tab. 5.1: *Liste der Klebstoffe, die zum großflächigen Aufkleben des Siliziumdetektors getestet wurden, ihrer thermischen Leitfähigkeit λ und des thermischen Ausdehnungskoeffizienten k.*
Zum Vergleich sind außerdem die Werte für Silizium aufgeführt.

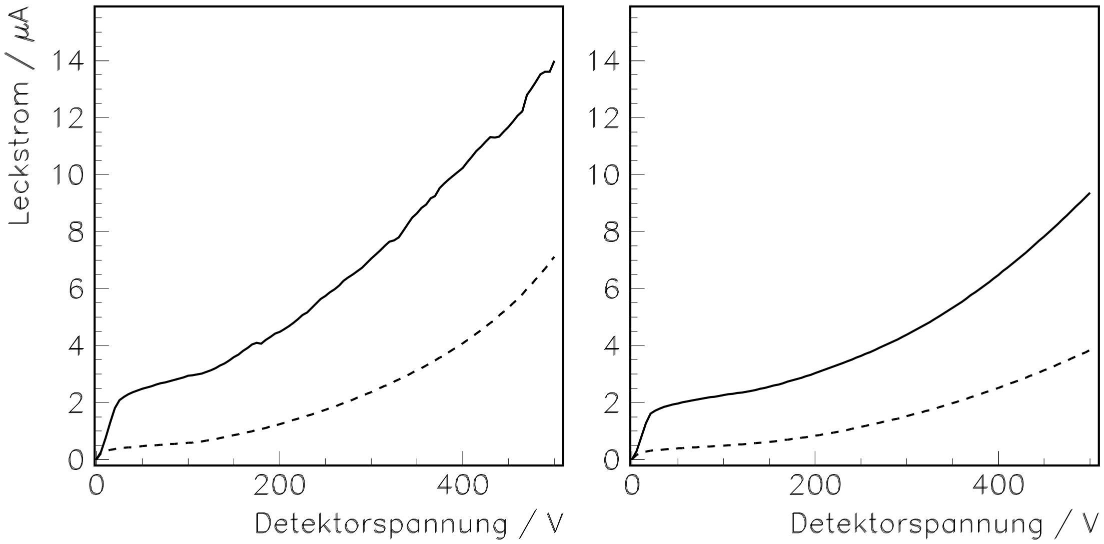

Abb. 5.4: *Strom-Spannungs-Kennlinien an zwei Detektoren vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) dem Kleben mit Araldit, das in Streifen (links) bzw. Punkten (rechts) aufgebracht wurde.*

kontraktion durch das Elastizitätsmodul auf den Siliziumdetektor wirkt, beträgt $2.3 \cdot 10^3$ N auf 34.5 cm^2. Es wird angenommen, daß diese Kraft an Defekten Gitterspannungen auslöst, die eine Verschiebung der Bandstruktur im Halbleiter bewirken. Das könnte der Grund für die Stromerhöhung sein. Weitere Untersuchungen dieses Phänomens liegen außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

In einem weiteren Test wurde Araldit 2011, der auch nach dem Trocknen etwas flexibel bleibt, nicht auf die gesamten Auflagefläche aufgebracht, sondern nur in Streifen oder Punkten. Dabei erhöhte sich der Strom um weniger als eine Größenordnung (Abb. 5.4), was zwar eine deutliche Verbesserung darstellte, jedoch nicht zufriedenstellend war.

Um mechanische Spannungen zu vermeiden, wurde NEE001 [Neu], ein Klebstoff auf Silikonbasis, getestet. Er härtet nicht aus, sondern bleibt vollständig flexibel. Wie in Abb. 5.5 zu sehen ist, sind keine signifikanten Veränderungen der Strom-Spannungs-Kennlinien zu beobachten. Dies gilt sowohl für Detektoren mit einer guten Kennlinie als auch für solche mit einem weichen Durchbruch (Kap. 4.1). Ein abweichendes Verhalten von Detektoren mit weichem Durchbruch wird auch nicht erwartet, da die Klebung auf der p-Seite ist und die Defekte dieser Detektoren auf der n-Seite liegen.

Ab 1997 wurde Kohlefaser als Trägermaterial verwendet (Kap. 3.3.4). Da Kohlefaser elektrisch leitend ist, muß zwischen Träger und Detektor eine Isolationsschicht gebracht werden. Ein nicht-leitender Klebstoff alleine reicht nicht aus, da der Träger

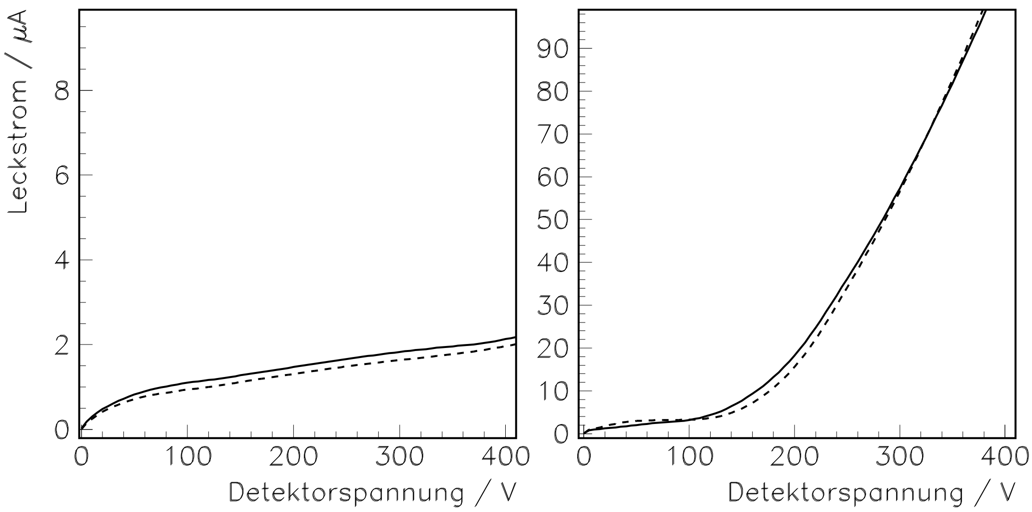

Abb. 5.5: *Strom-Spannungs-Kennlinien an einem 'guten' Detektor (links) und einem Detektor mit weichem Durchbruch (rechts) vor (gestrichelte Linie) und nach dem Kleben (durchgezogene Linie) mit NEE001. Die Kurven zeigen keine signifikante Veränderung.*

durch seine Faserstruktur Unebenheiten aufweist. Als Isolationsschicht wird eine $20\,\mu$m dicke Kaptonfolie verwendet. NEE001 hat nur einen Wärmeleitungskoeffizienten von $\lambda = 0.24\,\mathrm{W/Km}$, der um ca. einen Faktor 6 geringer ist als der von Stycast 2850 (Tab. 5.1). Um die totale Wärmeleitfähigkeit des Übergangs zu verbessern, wurde daher versucht, den Übergang zwischen dem Kohlefaserträger und der Kap-

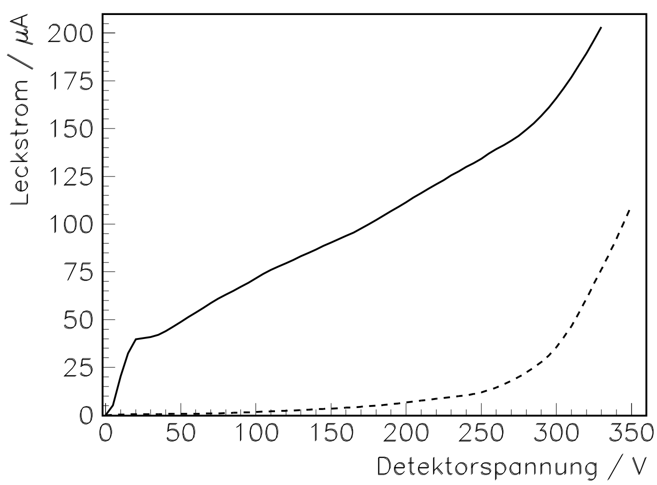

Abb. 5.6: *Strom-Spannungs-Kennlinien vor (gestrichelte Linie) und nach dem Kleben (durchgezogene Linie) mit NEE001 zwischen Detektor und Kaptonfolie und Stycast zwischen Kaptonfolie und Kohlefaserträger.*

tonfolie mit Stycast 2850 zu kleben, und nur für den Übergang vom Detektor zum Kapton NEE001 zu verwenden. Dies führte jedoch wider Erwarten zur Erhöhung des Leckstroms (Abb. 5.6), so daß diese Lösung verworfen wurde.

An einem speziellen thermischen Prototyp wurde am MPI für Kernphysik in Heidelberg eine Wärmeleistung von 210 mW auf den Detektor gebracht. Zwischen Detektor und Kohlefaserträger stellte sich eine Temperaturdifferenz von 3.2 K ein [Sey96], welches ein akzeptabler Wert ist. Diese Temperaturdifferenz änderte sich auch nach einer Bestrahlung mit $10^{15}/\mathrm{cm}^2$ 21 MeV Protonen nicht [Sey96].

Aufgrund dieser Testergebnisse wird NEE001 zur Klebung des Detektors auf die isolierende Kaptonfolie und der Kohlefaserplatte auf die Kaptonfolie verwendet. Dabei wird der Klebstoff auf die gesamte Auflagefläche aufgetragen.

5.2 Einfluß von Strahlung auf Detektoren

5.2.1 Strahlungstest eines Moduls

Ein Problem von Siliziumdetektoren ist die Veränderung ihrer Eigenschaften durch Strahlenschädigung (Kap. 2.3.3). Nach der Entwicklung der Prototypdetektoren wurden diese daher einer Strahlenbelastung ausgesetzt, die einem typischen HERA-*B*-Jahr entspricht.

Im November 1996 wurde ein Modul (SS3) mit 21 MeV Protonen bestrahlt. Der Detektor war einseitig. Er hatte 1280 p-dotierte Streifen auf der Vorderseite und eine vollständig aluminisierten Rückseite. Das Modul wurde über die gleiche Prototyp-Elektronik und Auslesekette ausgelesen, die 1996 am VDS verwendet wurde (Kap. 3.3.3). Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus am MPI für Kernphysik, sowie der Messungen, die während und kurz nach der Bestrahlung gemacht wurden, findet sich in [Ebe97].

Ein halbes Jahr nach Ende der Bestrahlung wurden am Laserteststand (Kap. 4.3.2) Laser- und Rauschdaten genommen [Mos], anhand derer die Entwicklung der vollen Verarmungsspannung (Abschnitt 5.2.1.1) sowie des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (Abschnitt 5.2.1.2) bestimmt werden.

Um die Bedingungen bei HERA-*B* möglichst genau zu simulieren, war die Teilchenflußdichte inhomogen über den Detektor verteilt. Die Teilchenfluenz, die während der gesamten Strahlzeit akkumuliert wurde, betrug $(1.3 - 18.2) \cdot 10^{13}/\mathrm{cm}^2$ (Abb. 5.7). Zur Interpretation der später beschriebenen Ergebnisse müssen die Strahlenschäden

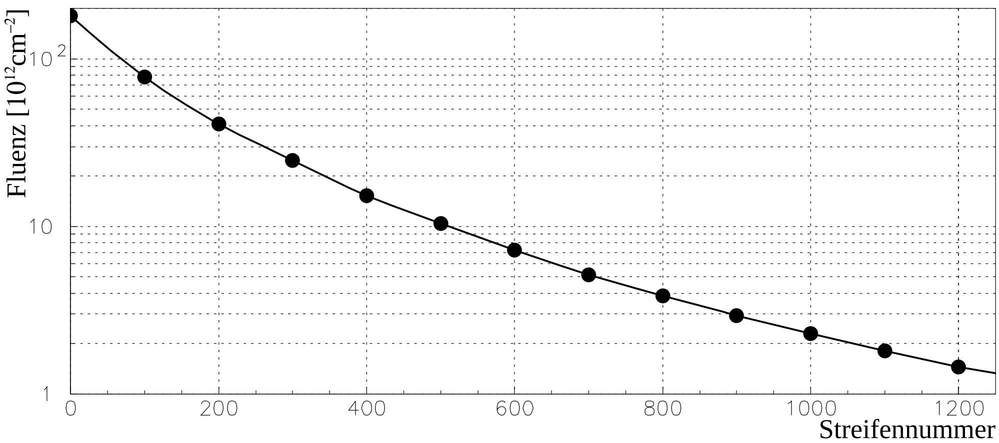

Abb. 5.7: *Protonenfluenz ($p = 21\,MeV/c$) am Modul SS3 im Zentrum der Streifen [Ebe97].*

durch diese Teilchenfluenz in Relation zur der im VDS gesetzt werden. Es soll nun zunächst der Bereich auf dem Detektor ermittelt werden, der zum Zeitpunkt der Laser- und Rauschdatenmessungen derselben Schädigung ausgesetzt war, wie es der strahlnächste Punkt im VDS nach einem HERA-*B*-Jahr sein wird. Hierbei wird vorläufig angenommen, daß die Module nicht lateral bewegt werden, also einer jährlichen Teilchenfluenz von bis zu $3 \cdot 10^{14}$ minimal-ionisierenden Teilchen (Tab. 3.3) ausgesetzt sind.

Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der Fluenz im Zentrum der Streifen, wo die maximale Strahlenbelastung war. Dieses Maximum definiert die volle Verarmungsspannung. Bei Streifen 70 ist die Fluenz ca. $1.0 \cdot 10^{14}/\mathrm{cm}^2$ 21 MeV Protonen, was unter Berücksichtigung des nicht-ionisierenden Energieverlusts (Kap. 2.3.3) in etwa der Schädigung nach einem HERA-*B*-Jahr entspricht.

Da die Messungen der Laser- und Rauschdaten am MPI München erst ein halbes Jahr nach der Bestrahlung durchgeführt wurden, müssen Ausheilung und Antiausheilung der Defekte (Kap. 2.3.3) berücksichtigt werden:

Die Bestrahlungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt, und das Modul wurde auch danach bei Raumtemperatur aufbewahrt. Eine Temperaturkontrolle fand nicht statt. Die größte Zeitkonstante der Ausheilung bei Raumtemperatur ist $\tau_1 = 1.5 \pm 0.5$ Tage [Rie96]. Die Ausheilung war also zum Zeitpunkt der Messung bereits abgeschlossen. Die Antiausheilung wiederum hatte die Menge der bei der Bestrahlung erzeugten stabilen Defekte nach einem halben Jahr ungefähr verdoppelt. Mit den Schädigungs- und Ausheilungskonstanten aus [Rie96] errechnet man, daß auf dem bestrahlten Modul der Punkt, der zum Zeitpunkt der Messungen in etwa die Schäden eines HERA-*B*-Jahres hat, der bei einer Protonenfluenz von $4.5 \cdot 10^{13}/\mathrm{cm}^2$ ist. Dies ist etwa Streifen 160.

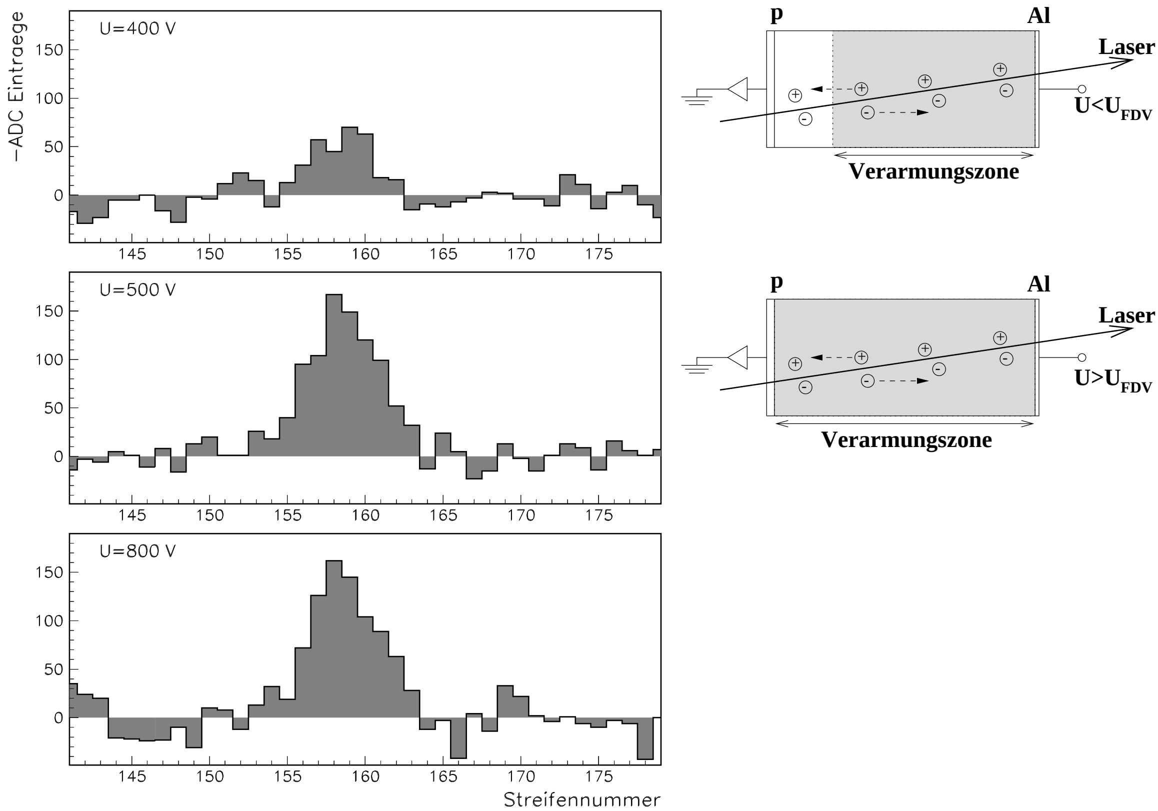

Abb. 5.8: *Links: Gemessener Laserpuls am Modul SS3 bei Detektorspannungen U von 400 V, 500 V und 800 V am Streifen 160. Das Modul wurde bei einer Temperatur von (0±1) °C im Vakuum ($p = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar) betrieben.*
Rechts: Ausbreitung der Verarmungszone im Detektor SS3 nach der Typinversion.

5.2.1.1 Laserdaten

Bei Detektorspannungen von 300–800 V wurden Rauschdaten und Laserdaten genommen. Die induzierte Ladung eines Laserpulses entspricht dabei ca. 15 minimalionisierenden Teilchen und überdeckt ca. 7 Streifen. Der Laserstrahl wurde in der Mitte der Streifen über den Detektor bewegt, da dort die Bestrahlung am größten war.

Abbildung 5.8 links zeigt den gemessenen Laserpuls nach Abzug von Basissignal und Common Mode (Kap. 4.3) im Bereich um Streifen 160. Bei einer Detektorspannung von 400 V ist nur ein Teil der im Detektor erzeugten Ladung zu sehen. Der Grund dafür ist, daß die volle Verarmungsspannung U_{FDV} hier noch nicht erreicht ist (Abb. 5.8 rechts).

Der Detektor ist nach dieser Bestrahlung typinvertiert (Kap. 2.3.3), d.h. er verhält sich so, als hätte er ein p-dotiertes Substrat. Die Verarmungszone breitet sich also von der aluminisierten Rückseite her zur p-Seite aus, so daß bei einer angelegten Spannung $U < U_{\mathrm{FDV}}$ nur ein Teil des induzierten Signals zum Vorverstärker gelangt (Abb. 5.8 rechts oben).

Dagegen ist der Detektor bei einer Spannung von 500 V am Streifen 160 voll verarmt und die gesamte induzierte Ladung eines Laserpulses ist sichtbar. Sie verändert sich bei höheren Spannungen nicht mehr.

Aus dieser Messung läßt sich schließen, daß die volle Verarmungsspannung nach einem HERA-*B*-Jahr an dem am stärksten bestrahlten Punkt eines Detektormoduls zwischen 400 V und 500 V liegt [1].

5.2.1.2 Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Im VDS soll das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in einem Streifen normiert auf die Ladung eines minimal-ionisierenden Teilchens nicht kleiner als 7 sein (Kap. 4).

Abbildung 5.9 zeigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis S_{cal}/N (Kap. 4.3.3.1) am Modul SS3. Bei einer Detektorspannung von 400 V ist der Bereich ab Streifen 180 voll verarmt. Dort beträgt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis 3.0. Es steigt mit wachsender Streifennummer, also geringerer Bestrahlung, an.

Bei höherer Spannung werden weitere Streifen voll verarmt. Im Bereich geringerer Bestrahlung (um Streifen 600) allerdings nimmt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei höherer Spannung ab, da sich der Leckstrom erhöht.

Bisher wurde das laterale Schieben der Module (Abb. 3.8) nicht berücksichtigt. Dadurch halbiert sich die Fluenz an den am stärksten bestrahlten Punkten auf ca. die Hälfte. Dies entspricht am Modul SS3 ungefähr Streifen 300. Dort ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ungefähr 7 (Abb. 5.9, gestrichelte Linie). Dies ist gerade noch im Rahmen der Anforderungen, gibt aber keinerlei Reserve mehr für unvorhergesehene Schäden. Daher ist eine sichere Lösung zu bevorzugen.

[1] Eine genauere Bestimmung der vollen Verarmungsspannung anhand von Messungen mit Detektorspannungen zwischen 400 V und 500 V konnte nach einer stark inelastischen Wechselwirkung des Moduls mit dem Fußboden nicht mehr durchgeführt werden.

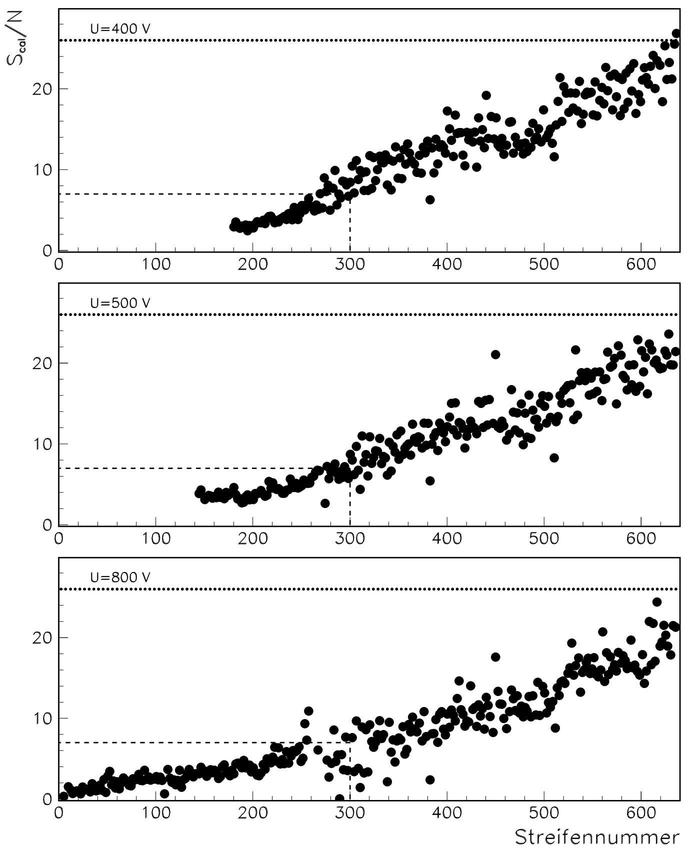

Abb. 5.9: *Signal-zu-Rausch-Verhältnis S_{cal}/N am Modul SS3 bei Detektorspannungen von 400 V, 500 V und 800 V Es werden nur die Kanäle eingezeichnet, die im verarmten Bereich sind und die nicht als tote oder schlechte Kanäle (Kap. 4.3) klassifiziert wurden.*
Das maximal erwartete Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Abschnitt 5.3) ist 26 (gepunktete Linien). Bei einer Strahlenschädigung, die ungefähr einem halben HERA-B-Jahr entspricht (Kanal 300, gestrichelte Linien), beträgt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ca. 7.

Die dominierende Rauschquelle ist das Punch-Through-Biasing (Kap. 3.3.2). Durch die Gitterdefekte, die bei Bestrahlung entstehen, wird der Strom zwischen dem Spannungsring und den Auslesestreifen beeinflußt. Es entsteht ein zusätzliches $1/f$-Rauschen.

Das Hauptergebnis dieses Strahlungstest ist daher, daß Punch-Through-Biasing im VDS nicht verwendet werden kann. Deswegen sollen die Detektoren im endgültigen Aufbau mit Polysiliziumbiaswiderständen betrieben werden, bei denen eine solche Veränderung des Rauschverhalten bisher nicht beobachtet wurde. Es wurde außerdem gezeigt, daß die Schutzringstruktur der Detektoren einen Betrieb bei Spannungen bis 500 V und darüber erlaubt.

5.2.2 Auswirkungen unterschiedlicher Betriebstemperaturen

Wie in Kapitel 2.3.3 erläutert wurde, hat die Temperatur auch Einfluß auf die Ladungsträgerkonzentration und damit auf die volle Verarmungsspannung. Wird eine zu hohe Temperatur gewählt, so wird die Antiausheilung begünstigt. Um dies zu verhindern, wurde beim Design des VDS eine Detektortemperatur von $T \leq 10\,^\circ\mathrm{C}$ angestrebt, welche die Antiausheilung bei den angenommenen Teilchendichten im Zeitraum eines Jahres verhindert [Rie94].

Wird jedoch, um den Leckstrom zu verringern, eine niedrigere Temperatur gewählt, dann verlangsamt sich nicht nur die Antiausheilung, sondern auch die Ausheilung der Defekte (Gl. 2.47). Dadurch kann sich eine höhere volle Verarmungsspannung einstellen. Im Zeitraum eines Jahres soll die Betriebsspannung unter 500 V bleiben, da die Detektoren für höhere Spannungen nicht spezifiziert sind.

Wie in Kapitel 4.1 gezeigt, zeigen die Strom-Spannungs-Kennlinien häufig kein Plateau, so daß der Leckstrom mit wachsender Detektorspannung ansteigt. Dieser Effekt wird bei der Optimierung berücksichtigt.

In früheren Untersuchungen [Rie96] wurden mehrere Zeitkonstanten der Defektausheilung bei $10\,^\circ\mathrm{C}$ und $25\,^\circ\mathrm{C}$ gemessen. Mittels Gl. 2.47 können daraus die Zeitkonstanten für kleinere Temperaturen ermittelt werden. Aus diesen Zeitkonstanten kann nun die Entwicklung der vollen Verarmungsspannung für die unterschiedlichen Tem-

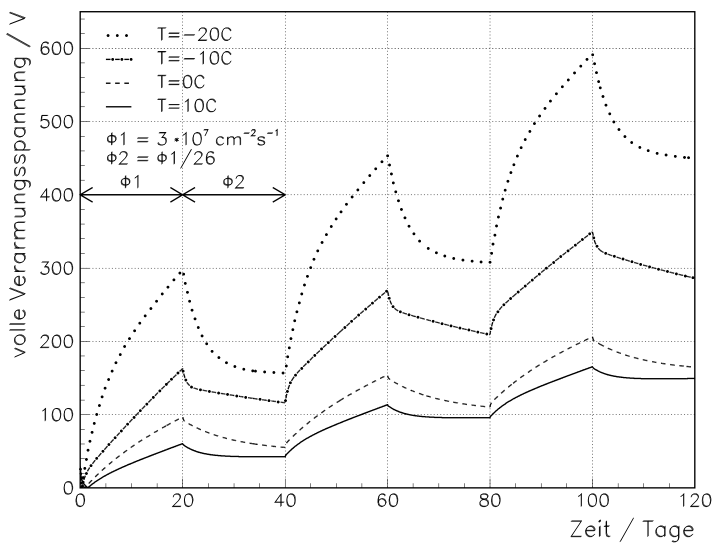

Abb. 5.10: *Entwicklung der vollen Verarmungsspannung am strahlnächsten Punkt des HERA-B Vertexdetektors bei T = –20 °C, –10 °C, 0 °C und 10 °C im Laufe eines nominellen HERA-B-Jahres, wenn der Detektor wie in Kap. 3.3.2 beschrieben bewegt wird.*

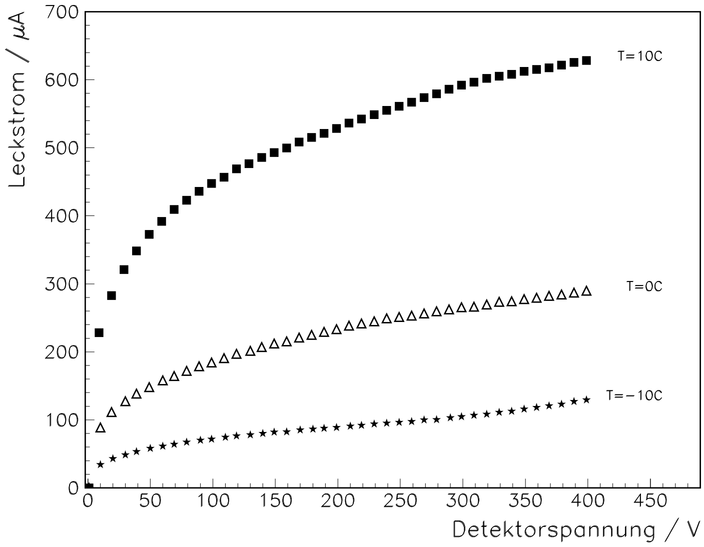

Abb. 5.11: *Strom-Spannungs-Kennlinie des einseitigen Detektors SS3 bei den Temperaturen –10 °C, 0 °C und 10 °C nach einer inhomogenen Bestrahlung mit einer Fluenz von* $(1.3 - 18.2) \cdot 10^{13}/cm^2$ *21 MeV Protonen [Mos].*

peraturen berechnet werden (Abb. 5.10). Bei einer Detektortemperatur von –10 °C bleibt die volle Verarmungsspannung im gesamten Zeitraum eines Jahres unter 500 V.

Abbildung 5.11 zeigt die Kennlinien des Moduls SS3 nach Bestrahlung bei verschiedenen Temperaturen. Der Detektor zeigt keine ideale Diodenkennlinie. Ab 100 V zeigen alle Kurven einen Anstieg im Leckstrom von ca. 15% pro 100 V Anstieg der Detektorspannung.

Die totale Stromänderung bei geringeren Temperaturen setzt sich also aus zwei Anteilen zusammen: zum einen aus der Stromerniedrigung nach Gl. 2.49 und zum anderen aus der Stromerhöhung durch die Erhöhung der Betriebsspannung aufgrund der erhöhten vollen Verarmungsspannung. Aus den Berechnungen für Abb. 5.10 kann die Verarmungsspannung bei unterschiedlichen Temperaturen hergeleitet werden. Diese werden in Tab. 5.2 dem Strom gegenüber gestellt, der bei dieser Detektorspannung durch das Modul SS3 geflossen ist.

Insgesamt sieht man, daß die Verringerung der Betriebstemperatur zu einer Verringerung des Detektorstroms führt, die von der Erhöhung des Stroms aufgrund der notwendigen Erhöhung der Detektorspannung nicht kompensiert wird. Daher ist eine Betriebstemperatur von –10 °C wünschenwert, um den Strom und damit das Schrotrauschen gering zu halten. Tiefere Temperaturen sind jedoch kritisch, da die Verarmungsspannung zu hoch wird.

Temperatur T [°C]	Vorhersage $U_{FDV\,max}$ [V]	Messung $I(U,T)$ [μA]
–20	592	[a]
–10	349	159
0	206	239
10	165	459

[a] Messungen bei –20 °C wurden aus technischen Gründen nicht gemacht.

Tab. 5.2: *Die maximale Verarmungsspannung $U_{\mathrm{FDV\,max}}$, die bei Temperaturen von $T = -20$ °C, –10 °C, 0 °C und 10 °C im Laufe eines Jahres im VDS benötigt werden (Abb. 5.10), und die jeweiligen Leckströme, die bei diesen Spannungen am bestrahlten Modul gemessen wurden (Abb. 5.11).*

Zur Zeit ist eine Betriebstemperatur zwischen 0 °C und 5 °C geplant, da ein Kühlsystem für tiefere Temperaturen technisch extrem schwierig ist und dieser Temperaturbereich nach bisherigen Erkenntnissen ausreicht.

5.3 Streifenkapazität

Das Rauschen des HELIX-Chips wird mit

$$N_{\mathrm{Helix}} = 340\mathrm{e}^- + C_{in} \cdot 40\mathrm{e}^-/\mathrm{pF} \tag{5.1}$$

bei einer Signalanstiegszeit von $T_p = 45\,\mathrm{ns}$ angeben [Tru97]. Es hängt also von der Kapazität C_{in} am Eingang des Vorverstärkers gegenüber dem übrigen Netzwerk ab (Kap. 2.3.2). Diese Kapazität setzt sich additiv aus der Zwischenstreifenkapazität des Detektors (Interstrip-Kapazität) und der Kapazität der Leiterbahnen auf dem Kaptonkabel zwischen Detektor und Vorverstärker zusammen.

Im folgenden werden die Messungen dieser Kapazitäten für die Prototyp-Module vorgestellt, die 1996 verwendet wurden. Der hier verwendete APC hat ein Rauschen von

$$N_{\mathrm{APC}} = 675\mathrm{e}^- + C_{in} \cdot 28\mathrm{e}^-/\mathrm{pF} \tag{5.2}$$

bei einer Signalanstiegszeit von $T_p = 50\,\mathrm{ns}$ [Hor93].

Detektor	C_{neu}/pF	$C_{geklebt}$/pF
D1	6.0	5.8
D2	5.5	6.6

Tab. 5.3: *Interstrip-Kapazität eines Detektorstreifens der p-Seite zu seinen zwei direkten Nachbarstreifen vor und nach dem Kleben auf die Trägerplatte bei einer Detektorspannung von 100 V. Der Meßfehler beträgt 0.3 pF.*

Detektor. Tabelle 5.3 zeigt Messungen der Zwischenstreifenkapazität von 7 cm langen Streifen auf der p-Seite zu den zwei direkten Nachbarstreifen. Der Streifenabstand betrug 48.7 μm. Die Messung wurde bei einer Detektorspannung von 100 V und mit einer Meßfrequenz von 100 kHz durchgeführt. Die Streifen der Siliziumdetektoren haben vor dem Kleben auf den Detektorträger eine Kapazität von etwa 1 pF/cm. Dies ändert sich nicht signifikant beim Aufkleben auf das Trägermaterial und entspricht den Erwartungen [PDG96].

Aus technischen Gründen konnte diese Messung nicht auf der n-Seite durchgeführt werden, da die Streifen nur bei voll verarmtem Detektor elektrisch isoliert sind.

Verdrahtungsträger. Die Verdrahtungsträger haben auf der n-Seite Streifen mit einer konstanten Länge von 3.5 cm und auf der p-Seite Streifen mit einer Länge von 4.1 cm bis 15.8 cm. Auf der n-Seite wurden Messungen an mehreren Stellen auf dem Verdrahtungsträger gemacht. Diese ergaben eine Kapazität von (3.12 ± 0.17) pF, was (0.89 ± 0.05) pF/cm entspricht (Abb. 5.12 links). Auf der p-Seite konnte bei verschiedenen Streifenlängen L gemessen werden. Der Geradenfit ergibt 1.42 pF+ $L \cdot 0.92$ pF/cm (Abb. 5.12 rechts).

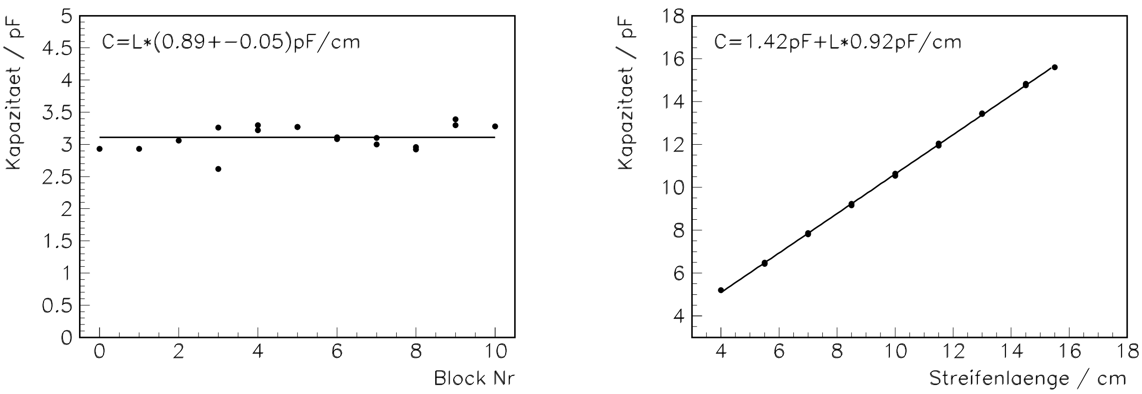

Abb. 5.12: *Kapazität eines Streifens auf den Verdrahtungsträgern gegen seine zwei direkten Nachbarn: Links die n-Seite mit konstanter Streifenlänge und rechts die p-Seite mit wachsender Streifenlänge.*

Nach Gl. 5.2 erzeugen die gemessenen Kapazitäten am Detektor und am Verdrahtungsträger auf der n-Seite ein Rauschen von ca. $900\,e^-$ im APC und auf der p-Seite von ca. $1000\,e^-$ bis zu $1310\,e^-$ je nach Länge der Streifen auf dem Verdrahtungsträger. Im Idealfall bei Vernachlässigung aller anderen Rauschquellen ist also das maximal mögliche Signal-zu-Rausch-Verhältnis eines minimal-ionisierenden Teilchens im Detektor (typ. $23\,000\,e^-$ bei einer Detektordicke von $280\,\mu$m) 26 auf der n-Seite und 18–23 auf der p-Seite. Dieser Wert wurde im wenig bestrahlten Teil des Moduls SS3 (Abb. 5.9) fast erreicht.

Die Auswirkungen der Unterschiede in den Streifenkapazitäten der p-Seite auf das Rauschen sind so klein, daß sie bei der Analyse der Rauschdaten nicht beobachtet wurden. Der Einfluß auf die gemessene Höhe des Kalibrationssignal wurde bereits in Kapitel 4.3.3.2 gezeigt.

In diesem Kapitel wurden verschiedene Messungen und Analysen vorgestellt, die im Laufe des Modulentwicklungsprozesses durchgeführt wurden. Die zentralen Ergebnisse sind:

- Zum Aufkleben der Siliziumdetektoren auf den Detektorträger muß ein flexibler Klebstoff verwendet werden, da sonst mechanische Spannungen entstehen und der Leckstrom um mehrere Größenordnungen zunimmt.
- Um das Rauschen durch den Leckstrom zu minimieren, sollte eine möglichst niedrige Betriebstemperatur gewählt werden. Diese wird allerdings dadurch begrenzt, daß bei Werten kleiner als –10 °C die vollen Verarmungsspannung auf mehr als 500 V ansteigt. Bei diesen Spannungen ist die Funktionsfähigkeit der Detektoren nicht mehr gesichert.
- Detektoren mit Punch-Through-Biasing können im VDS nicht verwendet werden, da sie nach der zu erwartenden Bestrahlung ein zu hohes Rauschen zeigen.

Kapitel 6

Erste Messungen am VDS

1997 wurde ein Satz von drei Prototypmodulen im VDS eingebaut (Kap. 3.3). In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus den Daten diskutiert, die in den ersten zwei Betriebsmonaten genommen wurden. Nach dem Einbau wurden zunächst für knapp zwei Monate regelmäßig nur Rausch- und Kalibrationsdaten genommen. Daten von Wechselwirkungen am Target, die in diesem Zeitraum stattfanden, wurden nicht ausgelesen. Danach wurden die Targetdrähte fünf Tage lang am Protonenstrahl betrieben und die Daten im VDS ausgelesen. In den Meßpausen, wenn der Protonenstrahl neu injiziert wurde, wurden Rausch- und Kalibrationsdaten genommen.

Das Verhalten unter Bestrahlung ist ein kritischer Punkt beim Entwurf der Detektoren und deren Betrieb im VDS (Kap. 2.3.3). Die Wechselwirkungen, die in den betrachteten zwei Monaten am Target erzeugt wurden, entsprechen etwa 2% der Dosis eines nominellen HERA-B-Jahres. Die Strahlendosis am Detektor war daher so gering, daß kaum Strahlenschäden erwartet werden und somit keine wesentliche Veränderung im Verhalten der Detektoren auftreten sollte. Dies gilt es zu zeigen.

Zunächst wird die Strahlenschädigung anhand der Strommessungen ermittelt und eine Schädigungskonstante errechnet (Abschnitt 6.1). Anschließend wird die zeitliche Stabilität des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses untersucht (Abschnitt 6.2).

Ein weiterer wichtiger Punkt im VDS ist die Spurdichte, deren Verteilung, wie in Kap. 3.3 erläutert wurde, mit $1/R_{\perp}^2$ angenommen wird. Diese Erwartung wird in Abschnitt 6.3 anhand von zwei Analysen bestätigt.

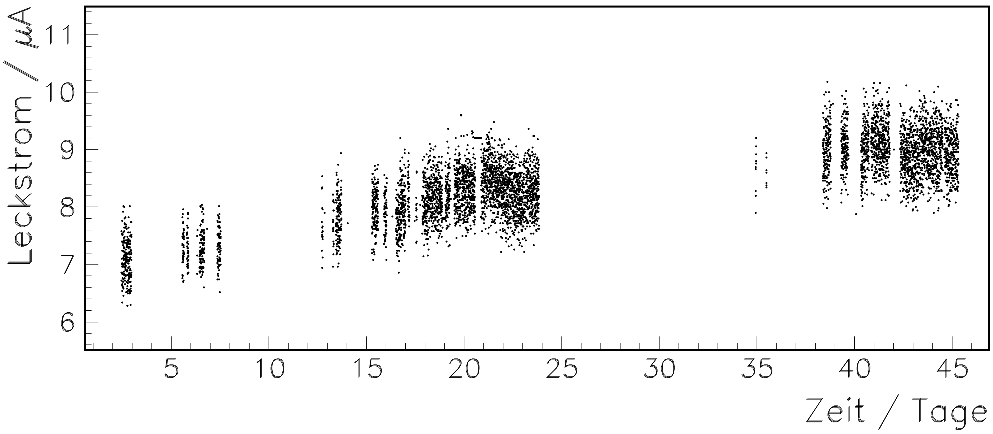

Abb. 6.1: *Leckstrom des Moduls 97/6 über einen Zeitraum von eineinhalb Monaten bei einer Temperatur von* (8.7 ± 0.2) *°C und bei einer Detektorspannung von 100 V. Zwischen den gezeigten Messungen wurde die Detektorspannung ausgeschaltet.*

6.1 Einfluß der Strahlung auf den Leckstrom am VDS

Im Zeitraum von Mai bis Juni 1997 wurden regelmäßig Ströme und Temperaturen der Detektormodule ausgelesen. Abbildung 6.1 zeigt die Entwicklung des Leckstroms von Modul 97/6 im VDS in diesem Zeitraum bei einer gemessenen Detektorspannung von (100 ± 2) V. Die Streuung ist dadurch bedingt, daß die Regelung der Spannungsversorgung noch nicht optimiert war und sie starken Regelschwingungen unterlag.

Der in Abb. 6.1 zu beobachtende Anstieg des Stroms ist nicht durch eine Änderung seiner Betriebstemperatur zu erklären. Die Temperatur des Siliziumdetektors wird über einen Pt100-Widerstand ermittelt, der direkt neben dem Detektor auf dem Detektorträger befestigt ist. Aus Labormessungen ist bekannt, daß sich zwischen dem Detektor und seinem Träger im verwendeten Temperaturbereich eine Temperaturdifferenz von 3.2 K einstellt [Sey96] (siehe auch Kap. 5.1). Während des hier betrachteten Zeitraums von eineinhalb Monaten wurde eine Detektortemperatur von (8.7 ± 0.2) °C gemessen.

Am Target wurden in demselben Zeitraum $1.1 \cdot 10^{12}$ Wechselwirkungen erzeugt. Dies entspricht einer mittleren Teilchenfluenz von $(4.2 \pm 0.8) \cdot 10^{11}/\mathrm{cm}^2$ am Detektor. Der Fehler resultiert im wesentlichen aus Unsicherheiten in der Wechselwirkungsrate am Target. Der Leckstrom stieg in diesem Zeitraum um 2.1 μA an. Daraus errechnet sich nach Gl. 2.48 eine Schädigungskonstante $\alpha_{T=8.7C}$ von $(7.6 \pm 1.5) \cdot 10^{-18}$ A/cm bei einer Betriebstemperatur von 8.7 °C. Bei Raumtemperatur erhält man nach Gl. 2.49

$\alpha_{T=25C} = (3.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-17}$A/cm. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit der Vorhersage von $\alpha_{T=25C} = (3.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-17}$A/cm überein [Aar95, Bat95, Rie96]. Diese Vorhersage wurde in Bestrahlungstests ermittelt, bei denen die Detektoren mit einem wesentlich höheren Teilchenfluß bestrahlt wurden, so daß sie in wenigen Tagen der Teilchenfluenz ausgesetzt waren, der sie im HERA-*B*-Experiment während eines Jahres ausgesetzt sind.

Der Stromanstieg im Siliziumdetektor während der Bestrahlung über mehrere Wochen im HERA-*B*-Detektor entspricht somit den Erwartungen.

6.2 Stabilität des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses

Um die Stabilität des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zu testen, wird, wie in Kapitel 4.3.3.1 beschrieben, das aus den Rauschdaten ermittelte Rauschen (Kap. 4.3.1) und das Signal der Kalibrationspulse (Kap. 4.3.3) verwendet. Abbildung 6.2 zeigt die Entwicklung dieses Signal-zu-Rausch-Verhältnisses S_{cal}/N für die Module 97/5, 97/6 und 97/7 während einer Meßperiode von zwei Monaten. Jeder Elektronikhybrid wird über eine eigene Verstärkerkette mit individuellen Einstellungen ausgelesen. Daher wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für jeden Elektronikhybriden getrennt angegeben. Die Fehlerbalken geben den Fehler der Mittelwertbildung über die Speicherzellen an (Kap. 4.3.3.1).

In den ersten 58 Tagen nach dem Einbau wurden ca. alle zwei Wochen Rausch- und Kalibrationsdaten genommen. In diesem Zeitraum variierte das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mehr, als man es aufgrund der Fehler der Mittelwertbildung erwartet. Vor der Datennahmeperiode (ab 60. Tag) wurden die Einstellungen der Verstärkerelektronik außerhalb des Vakuumtanks verändert (Abb. 6.2, gestrichelte Linie). Dies führte zu einer deutlichen Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses. Die Werte liegen aber immer noch unter den im Idealfall erwarteten Werten von 26 auf der n-Seite und 23 auf der p-Seite (Kap. 5.3).

Die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse, die während der Datennahmeperiode gemessen wurden, sind in Tab. 6.1 aufgelistet. Sie sind in diesem Zeitraum mit Ausnahme von Modul 97/7 und einem Hybriden auf Modul 97/6 auf ± 0.3 konstant.

Das Modul 97/7 zeigte bereits nach dem Einbau ein instabiles Verhalten. Dieses Problem wurden später auf den Betrieb bei einer zu geringen Spannung zurückgeführt, bei welcher der Detektor nicht vollständig verarmt war. Dies erklärt auch sein geringeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis während des gesamten beobachteten Zeitraums.

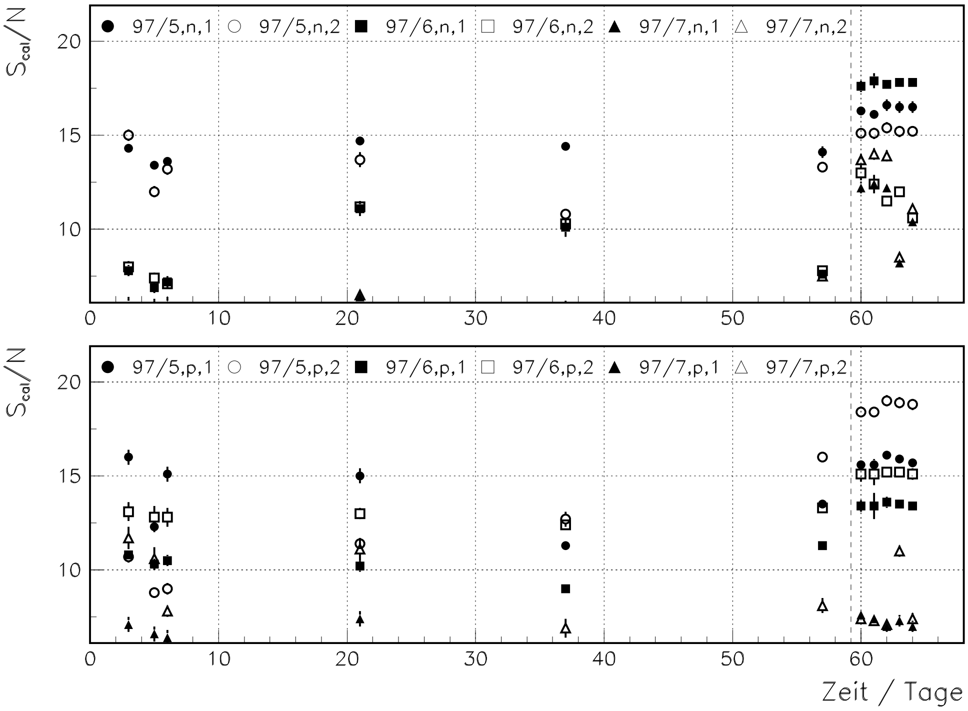

Abb. 6.2: *Zeitliche Entwicklung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses S_{cal}/N für die n-Seiten (oben) und p-Seiten (unten) der Module 97/5, 97/6 und 97/7. Am 59. Tag (gestrichelte Linie) wurden die Einstellungen der individuellen Verstärkerketten optimiert.*

Für die Module 97/5 und 97/6 kann jedoch zusammengefaßt werden, daß die Variation des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses während der Datennahmeperiode dem Fehler aus der Mittelwertbildung entspricht. Es hat sich also wie erwartet unter der geringen Bestrahlung nicht verändert.

		Modul		
Seite	Hybrid	97/5	97/6	97/7
n	0	16.4±0.2	17.8±0.1	11.1±1.8
n	1	15.2±0.1	11.9±0.9	12.2±2.4
p	0	15.8±0.2	13.5±0.1	7.3±0.3
p	1	18.7±0.3	15.1±0.1	8.0±1.6

Tab. 6.1: *Signal-zu-Rausch-Verhältnis S_{cal}/N während der Datennahmeperiode (ab 60. Tag in Abb. 6.2). Modul 97/7 war nicht vollständig verarmt und hat daher ein deutlich geringeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis.*

6.3 Trefferverteilung auf dem Detektor

In einem Zeitraum von fünf Tagen wurden ca. 1 000 000 Ereignisse bei unterschiedlichen Wechselwirkungsraten am Target aufgenommen. Hierbei wurden nur Ereignisse ausgelesen, bei denen das erste Paket des Protonenstrahls mit dem Target wechselwirkte.

Zur Datenreduktion wurde eine Online-Cluster-Suche [Sch97] verwendet. Nach Subtraktion von Basissignal und Common Mode (Kap. 4.3.1) wird nach Clustern gesucht. Ein Cluster wird erkannt, wenn mindestens ein Kanal ein Signal von mehr als dem 4-fachen des Rauschens zeigt (Abb. 6.3). Alle benachbarten Kanäle mit einem Signal von mindestens dem 1.5-fachen des Rauschens werden dem Cluster zugerechnet und gespeichert. Die Signale aller anderen Kanäle werden nicht gespeichert.

Im folgenden wird die Verteilung der Schwerpunkte der so gefundenen Cluster untersucht. Dies geschieht auf zwei Arten. Zum einen wird die Verteilung der Clusterschwerpunkte aller Ereignisse betrachtet und mit der Funktionsform verglichen, die man bei einer reinen $1/R_\perp^2$-Abhängigkeit der Spurdichte erwartet (Abschnitt 6.3.1). In der zweiten Untersuchung werden Ereignisse selektiert, die genau einen Cluster auf jeder Seite der drei Detektoren haben [Mos]. Auf jedem Detektor kann so genau ein Raumpunkt ohne weiteren kombinatorischen Untergrund ermittelt werden. Die Verteilung dieser Raumpunkte wird mit den Erwartungen aus der Monte-Carlo Simulation verglichen (Abschnitt 6.3.2).

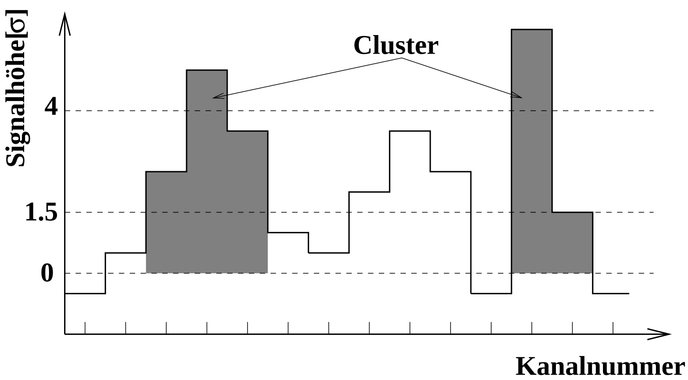

Abb. 6.3: *Signal nach Subtraktion von Basissignal und Common Mode in Einheiten des Rauschens pro Kanal. Die Kanäle, die von der Online-Cluster-Suche gefunden und gespeichert werden, sind grau markiert. Die Signale der übrigen Kanäle werden nicht gespeichert.*

6.3.1 Trefferdichte auf den Streifen

Im VDS wird eine Spurdichte erwartet, die umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands $R_\perp$ zum Protonenstrahl ist und nur wenig vom Abstand zum Target abhängt (Kap. 3.3). Diese Annahme soll in diesem Abschnitt überprüft werden.

Die Erwartung für die Anzahl der Treffer $N(s)$ auf dem Streifen s erhält man durch Integration der Funktion $1/R_\perp^2$ entlang dieses Streifens. Es gilt:

$$N(s) = C \cdot p \cdot \int_0^l \frac{\mathrm{d}x}{R_\perp^2(s,x)} \quad , \tag{6.1}$$

wobei p der projizierte Streifenabstand und l die entsprechende Seitenlänge ist (50 mm auf der n-Seite und 70 mm auf der p-Seite). Der Faktor C hängt nur von der integrierten Wechselwirkungsrate am Target ab.

Im folgenden werden nur die Streifen mit voller Länge betrachtet. Dies sind auf der n-Seite die Streifen 40–1279 und auf der p-Seite die Streifen 116–1023 (Abb. 6.4).

Zusätzlich zu den erwarteten Treffern aus Gl. 6.1 werden im Detektor Cluster gefunden, die durch das Rauschen entstehen. Ihre Verteilung kann als homogen über den Detektor angenommen werden, da bei der Cluster-Suche das Signal in jedem Kanal auf dessen Rauschen normiert wird. Diese Rauschtreffer werden daher durch den Summanden b parametrisiert.

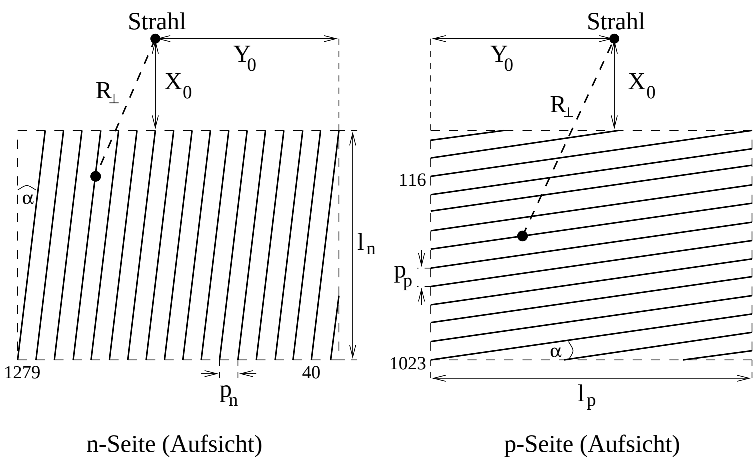

Abb. 6.4: *Skizze der Streifengeometrie auf der n- und p-Seite des Detektors und Positionierung des Detektors zum Protonenstrahl.*

Unter Vernachlässigung des Stereowinkels α (2.5°) ergibt sich für die n-Seite die erwartete Trefferzahl $N_n(s)$:

$$\begin{aligned}
N_n(s) &= b + C \cdot p_n \cdot \int_0^{l_n} \frac{\mathrm{d}x}{R_\perp^2(s,x)} \\
&= b + C \cdot p_n \cdot \frac{1}{Y_0 - (s-40)p_n} \\
&\qquad \left[\arctan\left(\frac{l_n + X_0}{Y_0 - (s-40)p_n}\right) - \arctan\left(\frac{X_0}{Y_0 - (s-40)p_n}\right)\right]
\end{aligned} \tag{6.2}$$

und analog für die p-Seite

$$\begin{aligned}
N_p(s) &= b + C \cdot p_p \cdot \int_0^{l_p} \frac{\mathrm{d}y}{R_\perp^2(s,y)} \\
&= b + C \cdot p_p \cdot \frac{1}{X_0 + (s-116)p_p} \\
&\qquad \left[\arctan\left(\frac{l_p - Y_0}{X_0 + (s-116)p_p}\right) - \arctan\left(\frac{-Y_0}{X_0 + (s-116)p_p}\right)\right]
\end{aligned} \tag{6.3}$$

mit

$$\begin{aligned}
C &: \text{ Skalierungsfaktor, hier in } \mu\mathrm{m}^{-1} \\
b &: \text{ Basislinie durch Rauschtreffer} \\
l &: \text{ Seitenlänge } (l_n = 50\,\mathrm{mm},\ l_p = 70\,\mathrm{mm}) \\
p &: \text{ projizierter Streifenabstand } (p_n = 0.05467\,\mathrm{mm},\ p_p = 0.05175\,\mathrm{mm}) \\
s &: \text{ Streifennummer} \\
X_0, Y_0 &: \text{ Abstand zum Strahl (Abb. 6.4).}
\end{aligned}$$

Die Funktion $N_n(s)$ ist symmetrisch um ihr Maximum bei Streifen $s = Y_0/p_n + 40$ (Abb. 6.4). Dieser Streifen ist am nächsten zum Strahl. Die Funktion $N_p(s)$ hat ihr Maximum bei $s < 0$, also außerhalb des Detektors. Im Bereich des Detektors ist sie streng monoton fallend. Hier zeigt sich besonders die radiale Abhängigkeit (Abb. 6.6).

Die Herleitung der exakten Funktionen unter Berücksichtigung des Stereowinkels findet sich in Anhang A. Sie werden im folgenden verwendet.

Die Abbildungen 6.5 und 6.6 zeigen die gemessenen Trefferverteilungen auf der n- bzw. p-Seite der Module 97/5, 97/6 und 97/7 pro 1000 ausgelesenen Ereignissen.

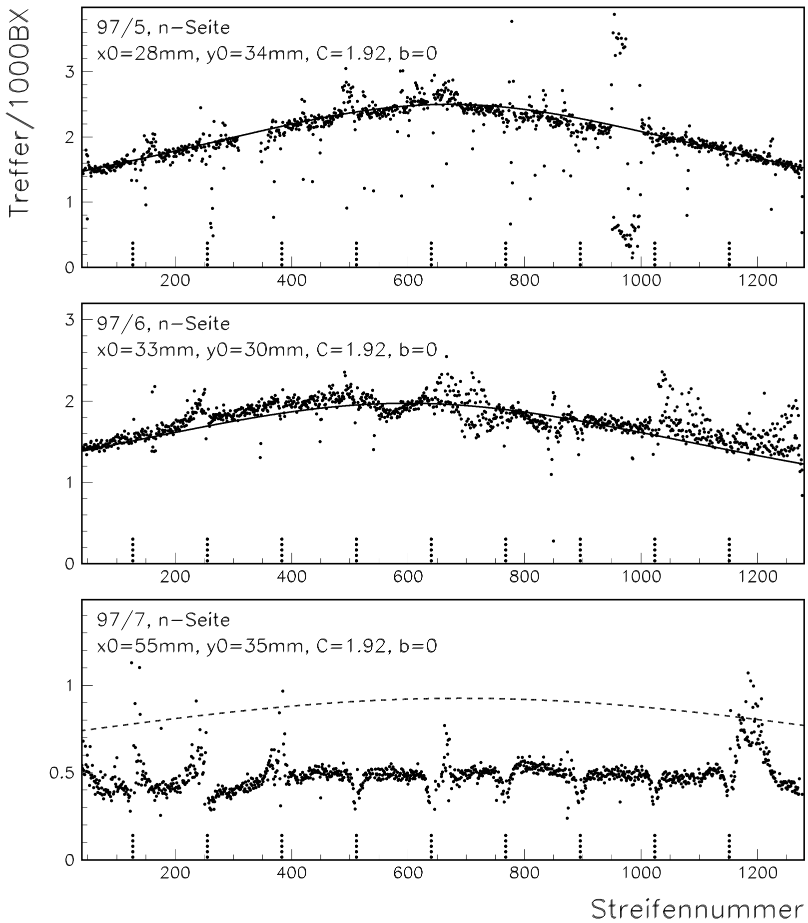

Abb. 6.5: *Trefferverteilungen auf der n-Seite der Module 97/5, 97/6 und 97/7 und die erwarteten Verteilungen (Kurven) für die angegeben Parameter. Die senkrechten gepunkteten Linien zeigen jeweils die Grenzen der Auslesechips. Das Modul 97/7 war nicht voll verarmt.*

Außerdem sind die Funktionen $N_n(s)$ und $N_p(s)$ für die angegebenen Parameter eingezeichnet. Die Werte für X_0 und Y_0 sind bekannt [Mos]. C und b wurden für die Module 97/5 und 97/6 angepaßt, wobei C unabhängig von Modul und Seite ist. Die Basislinie b durch Rauschtreffer kann dagegen für jede Seite verschieden sein.

Benutzt man die für die Module 97/5 und 97/6 angepaßten Parameter zur Vorhersage der Trefferverteilungen auf Modul 97/7 (Abb. 6.5, 6.6 untere Diagramme, gestrichelte Linien), so stimmen diese Vorhersagen nicht mit den gemessenene Verteilungen überein. Wie in Abschnitt 6.2 erwähnt, wurde Modul 97/7 bei einer zu geringen Detektorspannung betrieben. Der Detektor war daher nicht voll verarmt, so daß die Effizienz auf der n-Seite gering war und der Beitrag durch Rauschen sehr hoch. Die gemessene Trefferverteilung ist dort nahezu konstant (Abb. 6.5 unten). Auf der p-Seite hatte der Bereich bis zum Streifen 400 eine schlechte Effizienz. Den Abfall

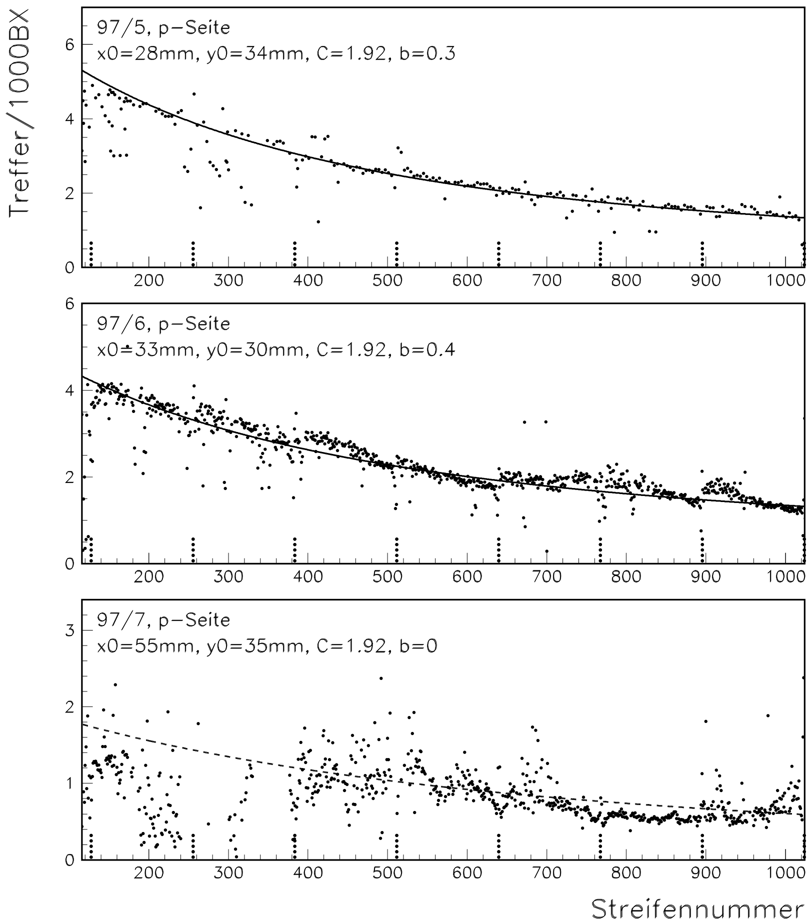

Abb. 6.6: *Trefferverteilungen auf der p-Seite der Module 97/5, 97/6 und 97/7 und die erwarteten Verteilungen (Kurven) für die angegeben Parameter. Die senkrechten gepunkteten Linien zeigen jeweils die Grenzen der Auslesechips.*
Das Modul 97/7 war nicht voll verarmt und hatte einen Bereich schlechter Effizienz bis ca. Streifen 400.

der Trefferdichte bei Streifen mit größerem Abstand zum Protonenstrahl ist gering, da der Detektor in einem Abstand von 55 mm vom Protonenstrahl stand (Abb. 6.7).

Eine Überprüfung des Skalierungsfaktors C war nicht möglich, da die Messungen der Wechselwirkungsrate am Target zu große Unsicherheiten aufweisen. Die wesentliche Ursache dafür ist, daß bei der Datennahme nur Ereignisse ausgelesen wurden, die bei der Wechselwirkung des ersten Pakets im Protonenstrahl stattfanden. Im Laufe von 1997 wurde festgestellt, daß der Beitrag der verschiedenen Pakete zur Gesamtwechselwirkungsrate um bis zu einem Faktor 5 variiert. Der jeweilige Beitrag hängt dabei von der Wechselwirkungsrate ab und ändert sich außerdem von einer zur nächsten Strahlinjektion [Sch98].

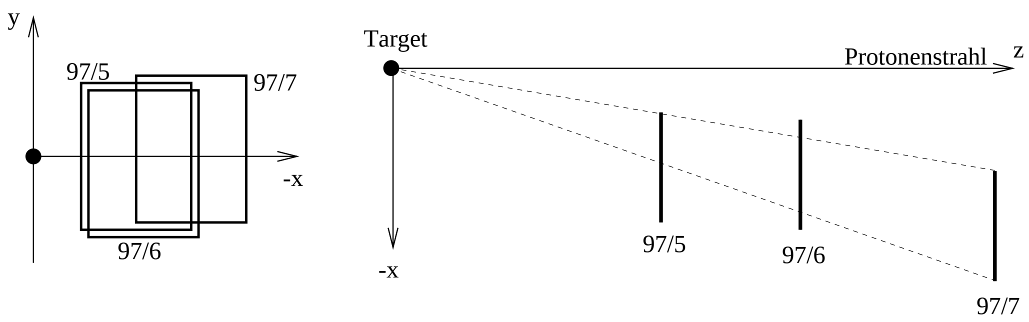

Abb. 6.7: *Positionen der VDS Module im Mai 1997.*
Links: Blick in Richtung des Protonenstrahls;
Rechts: Aufsicht – die gestrichelte Linie zeigt den Akzeptanzbereich für Spuren durch alle drei Detektoren.

Für die beiden Module 97/5 und 97/6 wurde ein Parametersatz mit einem gemeinsamen Faktor C gefunden, der die gemessenen Verteilungen gut beschreibt. Die Verteilungen sind also verträglich mit der Annahme einer reinen $1/R_\perp^2$-Abhängigkeit der Spurdichte.

6.3.2 Vergleich der Trefferverteilung von Einzelspurereignissen mit der Simulation

1997 war jede Superlage nur mit einem doppelseitigen Streifendetektor bestückt. Treffen mehrere Teilchen einen solchen Detektor, so ist die Zuordnung der Treffer auf der n-Seite zu denen der p-Seite nicht eindeutig (Kap. 2.3.1). Um Fehler durch die dabei entstehenden Ghosttreffer zu vermeiden, werden nur Ereignisse selektiert, in denen jede Seite der drei Detektoren genau einmal getroffen wurde [Mos]. Die Positionierung der Detektoren wurde so gewählt, daß sie sich möglichst weitgehend überdeckten, d.h. möglichst viele Spuren vom Target alle drei Detektoren trafen (Abb. 6.7).

Der dominierende Anteil der am Target stattfindenden inelastischen Wechselwirkungen sind sogenannte Minimum-Bias-Ereignisse, bei denen nur leichte Quarks entstehen. Zur Simulation der Trefferverteilung im VDS werden daher nur solche Ereignisse betrachtet. Mit dem Generator Pythia [Sjö93] wurden 10^7 solcher Minimum-Bias-Ereignisse erzeugt, bei denen im Mittel vier Wechselwirkungen gleichzeitig am Target stattfinden. Das Target wird dabei als punktförmig im Ursprung angenommen. Diese Annahme war gerechtfertigt, da in der Datennahmeperiode nur ein Targetdraht zur Erzeugung der Wechselwirkungen verwendet wurde und der Bereich in dem die Wechselwirkungen auf dem Target stattfinden nur eine Breite von ca. 1 mm hat.

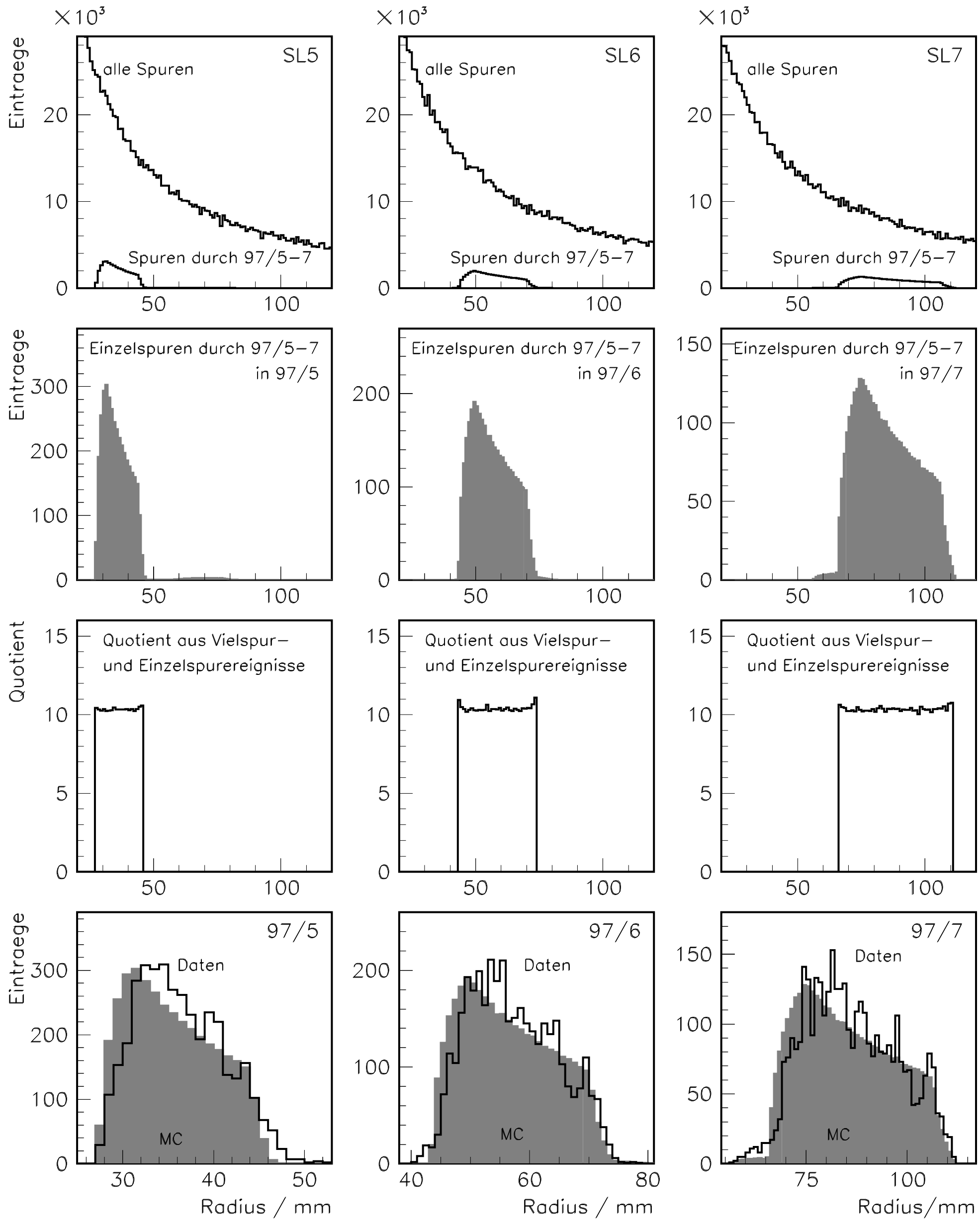

Abb. 6.8: *Simulierte Trefferverteilungen in Abhängigkeit vom Radius $R_\perp$ durch die Detektoren 97/5, 97/6 und 97/7.*
1. Reihe: Anzahl der Spuren durch alle drei Module im Vergleich zur Gesamtzahl der Spuren.
2. Reihe: Treffer aus Ereignissen, in denen genau eine Spur alle drei Detektoren passiert und keine weitere einen Detektor treffen.
3. Reihe: Quotient der Anzahl der Vielspurereignisse durch alle drei Module (1. Reihe) zu Einzelspurereignissen (2. Reihe).
4. Reihe: Vergleich der Trefferverteilung in den Einzelspurereignissen (Linie) mit der Erwartung aus der Simulation (schattiert). Letztere ist für alle drei Module mit demselben Faktor skaliert.

Abbildung 6.8 zeigt die simulierte Trefferverteilung in Abhängigkeit vom Radius $R_\perp$ zum Protonenstrahl. Die oberen Diagramme zeigen die radiale Verteilung aller Spuren in der jeweiligen Detektorebene sowie die Verteilung der Spuren, die alle drei eingebauten Detektoren passieren. Durch die Anforderung, daß jeder Detektor von genau einer Spur getroffen wird (Abb. 6.8, 2. Reihe) reduziert sich die Trefferverteilung um ca. einen Faktor 10 (Abb. 6.8, 3. Reihe); die Form der Verteilung bleibt jedoch erhalten.

Die Datennahme erfolgte bei ständig variierenden Wechselwirkungsraten. Da die Form der Trefferverteilung nicht von der Wechselwirkungsrate, also der Anzahl der gleichzeitig stattfindenden Wechselwirkungen, abhängt, braucht bei der Auswertung keine Rücksicht darauf genommen zu werden. Lediglich die absolute Normierung ist unbekannt, da der Beitrag des ersten Pakets des Protonenstrahls zur Gesamtwechselwirkungsrate nicht bekannt ist (siehe auch Abschnitt 6.3.1).

In Abbildung 6.8 unten wird der Vergleich der Meßdaten mit der erwarteten Verteilung aus der Simulation gezeigt. Die absolute Normierung der Simulation ist dabei so gewählt, daß die Summe der Einträge im Histogramm von Monte-Carlo Simulation und Daten übereinstimmt. Sie ist für alle Module gleich.

Die Kurven von Daten und Simulation stimmen qualitativ gut überein. Der flache Anstieg bei kleinem Radius ist bedingt durch die schlechte Effizienz der Streifen bei kleinem Radius auf der p-Seite des Moduls 97/7 (siehe auch Abb. 6.6). Da die Spuren durch alle drei Detektoren führen müssen, steigt auch die Verteilung in den Modulen 97/5 und 97/6 flacher an als erwartet.

Insgesamt konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, daß sich die Detektoren der Prototypmodule beim Einsatz im VDS wie erwartet verhielten. Die Spurdichte zeigt eine reine $1/R_\perp^2$-Abhängigkeit. Die Strahlenschädigung führte zu einem geringen Stromanstieg. Eine signifikante Veränderung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch die geringe Bestrahlung wurde wie erwartet nicht beobachtet.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Aufbau der HERA-*B* Vertexdetektormodule vorgestellt, die speziell für die Anforderungen an Strahlenhärte und Ortsauflösung optimiert sind.

Die aktiven Elemente dieser Module sind doppelseitige Siliziumstreifendetektoren. Prototypen solcher Module wurden gebaut und erfolgreich im Labor und am Experiment getestet. Die dabei aufgetretenen technischen Probleme wurden gelöst:

- Ein Strahlungstest führte zu der Entscheidung, Detektoren mit Polysiliziumbiaswiderständen zu verwenden, da Detektoren mit Punch-Through-Biasing nach Bestrahlung ein zu kleines Signal-zu-Rausch-Verhältnis zeigten.
- Zum ersten Mal wurde ein wärmeleitender Klebstoff auf Silikonbasis zur großflächigen Klebung von Siliziumdetektoren auf ihrer aktiven Fläche verwendet, da sich bei der Verwendung von Epoxyd-Klebstoffen der Detektorstrom um mehrere Größenordnungen erhöht.
- Bei der Verwendung von Verdrahtungsträgern mit bis zu 15 cm langen Verbindungen zwischen Detektor und Vorverstärker wurde gezeigt, daß die Signalverluste hinreichend klein sind.

Zwei Sätze von je drei Prototypmodulen wurden im HERA-*B* Vertexdetektor eingebaut und konnten über Monate stabil betrieben und ausgelesen werden. Sie verhielten sich dabei entsprechend den Erwartungen. Insbesondere konnte gezeigt werde, daß die Spurdichte im Vertexdetektor nahezu unabhängig vom Abstand der Detektorebenen zum Wechselwirkungspunkt ist und nur vom radialen Abstand $R_\perp$ zum Protonenstrahl abhängt, und zwar ungefähr mit einer $1/R_\perp^2$-Abhängigkeit.

Innerhalb von zwei Monaten wurden die Module einer Strahlendosis ausgesetzt, die ca. 2% der in einem HERA-B-Jahr erwarteten Dosis entspricht. Bei dieser geringen Dosis wurde keine Verringerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erwartet und auch nicht beobachtet. Das Ausmaß des Stromanstiegs durch Strahlenschädigung entsprach den Erwartungen aus früheren Messungen bei Bestrahlungstests.

Im Frühjahr 1998 wurde ca. ein Viertel des Vertexdetektors mit Modulen in nahezu endgültigem Design bestückt. Die übrigen Komponenten des HERA-B-Detektors sind ebenfalls teilweise oder vollständig fertiggestellt. Mit diesem partiellen Aufbau des HERA-B-Detektors soll eine Reihe von Voruntersuchungen bis hin zum ersten Nachweis von B-Mesonen durchgeführt werden.

1999 soll der gesamte Detektor fertiggestellt werden. Eine erste Messung der CP-Verletzung soll mittels der zeitintegrierten Asymmetrie im goldenen Zerfallskanal $B_d^0 \to J/\Psi K_S^0$ durchgeführt werden. Dabei sollen im ersten Jahr aus $4 \cdot 10^{14}$ Wechselwirkungen ca. 1000 goldene Zerfälle herausgefiltert und rekonstruiert werden. Diese erlauben eine Bestimmung des Winkels β im Unitaritätsdreieck mit einer Genauigkeit von $\Delta \sin 2\beta = 0.12$.

Anhang A

Spuren pro Detektorstreifen

Aus Monte-Carlo Simulationen erhält man eine Spurdichte im VDS, die proportional zu $1/R_\perp^2$ ist (Kap. 3.3, 6.3), wobei $R_\perp$ der Abstand zum Protonenstrahl ist. Um die Erwartung für die Anzahl der Spuren $N(s)$ pro Detektorstreifen s unter der obigen Annahme zu formulieren und mit den Messungen vergleichen zu können (Kap. 6.3.1), muß die Funktion $1/R_\perp^2$ entlang des Streifens integriert werden.

Es werden folgende Bezeichnungen verwendet (Abb. A.1):

α	:	Stereowinkel (α=2.5°)
C	:	Skalierungsfaktor
l_n, l_p	:	Seitenlänge (l_n=50 mm, l_p=70 mm)
p_n, p_p	:	projizierter Streifenabstand (p_n=54.67 μm, p_p=51.75 μm)
s	:	Streifennummer
X_0, Y_0	:	Abstand zum Strahl.

Die Integration wird nur für die Streifen durchgeführt, die volle Länge haben. Dies sind auf der n-Seite die Streifen 40...1279 und auf der p-Seite die Streifen 116...1023.

A.1 Anzahl der Spuren pro Streifen der n-Seite

Zur Vereinfachung der Schreibweise wird eine neue Streifennumerierung eingeführt $S = s - 40$, so daß die Streifen mit voller Länge die Streifennummern $S = 0...1239$ haben.

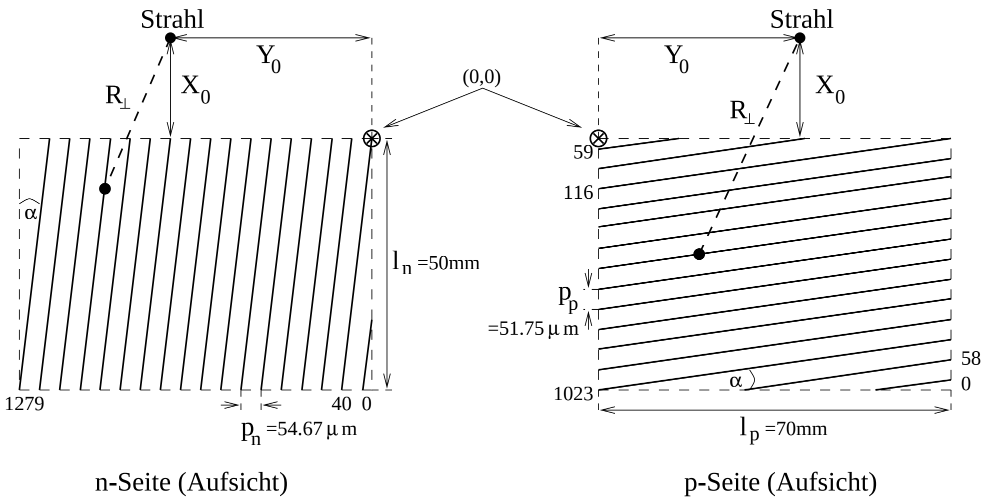

Abb. A.1: *Skizze der Streifengeometrie auf der n- und p-Seite des Detektors.*

Der Abstand $R_\perp(S, x)$ eines Punktes auf dem Streifen S der n-Seite, der einen Abstand x von der oberen Detektorkante hat, ist:

$$R_\perp(S, x) = \sqrt{(X_0 + x)^2 + (Y_0 - Sp_n - x \tan\alpha)^2}$$

Das Integral entlang eines Streifens ist also:

$$\begin{aligned}
F_n(S) &= \int_0^{l_n} \frac{\mathrm{d}x}{R_\perp^2(S, x)} \\
&= \int_0^{l_n} \frac{\mathrm{d}x}{(X_0 + x)^2 + (Y_0 - Sp_n - x \tan\alpha)^2} \\
&= \int_0^{l_n} \frac{\mathrm{d}x}{x^2(1 + \tan^2\alpha) + x(2X_0 - 2(Y_0 - Sp_n)\tan\alpha) + (X_0^2 + (Y_0 - Sp_n)^2)}
\end{aligned}$$

Das Integral, das hier zur Lösung benötigt wird, ist:

$$\begin{aligned}
\int \frac{\mathrm{d}x}{ax^2 + bx + c} &= \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \arctan \frac{2ax + b}{\sqrt{\Delta}} \quad \text{für } \Delta > 0 \\
&= -\frac{2}{\sqrt{-\Delta}} \operatorname{artanh} \frac{2ax + b}{\sqrt{-\Delta}} \quad \text{für } \Delta < 0
\end{aligned}$$

mit $\Delta = 4ac - b^2$ [Bro87].

Für das Integral F_n ist:

$$\begin{aligned}\Delta &= 4(1+\tan^2\alpha)(X_0^2+(Y_0-Sp_n)^2)-4(X_0-\tan\alpha(Y_0-Sp_n))^2\\ &= 4(X_0\tan\alpha+(Y_0-Sp_n))^2\end{aligned}$$

Der Fall $\Delta < 0$ tritt also nicht auf. Man erhält für $\Delta > 0$:

$$\begin{aligned}F_n(S) &= \frac{1}{X_0\tan\alpha+(Y_0-Sp_n)}\\ &\quad \arctan\frac{x(1+\tan^2\alpha)+X_0-\tan\alpha(Y_0-Sp_n)}{X_0\tan\alpha+(Y_0-Sp_n)}\Bigg|_0^{l_n}\\ &= \frac{1}{X_0\tan\alpha+(Y_0-Sp_n)}\\ &\quad \cdot\Bigg(\arctan\frac{l_n(1+\tan^2\alpha)+X_0-\tan\alpha(Y_0-Sp_n)}{X_0\tan\alpha+(Y_0-Sp_n)}\\ &\quad -\arctan\frac{X_0-\tan\alpha(Y_0-Sp_n)}{X_0\tan\alpha+(Y_0-Sp_n)}\Bigg)\end{aligned}$$

Die Funktion F_n ist in $\Delta = 0$ stetig. Durch Grenzwertbildung erhält man für $\Delta = 0$, also $S = (Y_0 + X_0\tan\alpha)/p_n$:

$$F_n(S) = \frac{l_n}{X_0(X_0+l_n)(1+\tan^2\alpha)}$$

Für die Gesamtzahl N_n der Spuren, die einen Streifen s der n-Seite treffen, erhält man also:

$$N_n(s) = C\cdot p_n\cdot F_n(s-40)$$

A.2 Anzahl der Spuren pro Streifen der p-Seite

Das Verfahren auf der p-Seite verläuft analog. Mit $S = s - 116$ haben die Streifen mit voller Länge die Streifennummern $S = 0...907$. Der Abstand $R_\perp(S, y)$ ist

$$R_\perp(S, y) = \sqrt{(X_0 + l_p \tan\alpha + Sp_p - y\tan\alpha)^2 + (Y_0 - y)^2} \quad ,$$

wobei y der Abstand von der linken Detektorkante ist (Abb. A.1).

Das Integral entlang eines Streifens ist also:

$$\begin{aligned} F_p(S) &= \int_0^{l_p} \frac{\mathrm{d}y}{R_\perp^2(S, y)} \\ &= \int_0^{l_p} \frac{\mathrm{d}y}{y^2(1+\tan^2\alpha) + y(-2Y_0 - 2(X_{0l} + Sp_p)\tan\alpha) + (Y_0^2 + (X_{0l} + Sp_p)^2)} \end{aligned}$$

mit $X_{0l} = X_0 + l_p \tan\alpha$.

Es ergibt sich:

$$\Delta \;=\; 4(Y_0 \tan\alpha + (X_0 + l_p \tan\alpha + Sp_p))^2$$

Man erhält somit für $\Delta > 0$:

$$\begin{aligned} F_p(S) \;=\; & \frac{1}{Y_0\tan\alpha + (X_0 + l_p\tan\alpha + Sp_n)} \\ & \cdot\left(\arctan\frac{l_p(1+\tan^2\alpha) - (Y_0 - \tan\alpha(X_0 + l_p\tan\alpha + Sp_p))}{Y_0\tan\alpha + (X_0 + l_p\tan\alpha + Sp_p)}\right. \\ & \left. + \arctan\frac{Y_0 - \tan\alpha(X_0 + l_p\tan\alpha + Sp_p)}{Y_0\tan\alpha + (X_0 + l_p\tan\alpha + Sp_p)}\right) \end{aligned}$$

Der Fall $\Delta = 0$ tritt bei den hier betrachteten Detektorkonfigurationen nicht auf.

Für die Gesamtzahl $N_p(s)$ der Spuren, die einen Streifen s der p-Seite treffen, erhält man also:

$$N_p(s) = C \cdot p_p \cdot F_p(s - 116)$$

Literaturverzeichnis

[Aar95] P.A. Aarnio et al.: Damage Observed in Silicon Diodes after Low Energy Pion Irradiation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A360, S.521, 1995

[Abt96] I. Abt: Physics Reach of HERA-B, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A384, S. 113, 1996

[Abt97] I. Abt et al. (The H1 Collaboration): The H1-Detector at HERA, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A386, S. 310, 1997

[Abt98] I. Abt et al.: Gluing Silicon with Silicone, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A411, S. 191, 1998

[Ack98] K. Ackerstaff et al. (The OPAL Collaboration): Investigation of CP Violation in $B^0 \to J/\Psi K_S^0$ Decays at LEP, CERN-EP/98-001, 1998

[Ada96] W. Adam et al. (The RD42 Collaboration): Developement of Diamond Tracking Detectors for High Luminosity Experiments at the LHC, CERN/LHCC 97-3, 1996

[Ada97] W. Adam et al. (The RD42 Collaboration): Developement of CVD Diamond Radiation Detectors, 5. Symposium on Diamond Materials, Paris, 1997

[Alb96] H. Albrecht et al. (ARGUS): Physics with ARGUS, DESY 96-015, 1996

[Ale94] R. Aleksan et al.: Determining the Quark Mixing Matrix From *CP*-Violating Asymmetries, hep-ph/9403341, 1994

[Ale97] A. Alexopoulos et al.(E771): A Measurement of the $b\bar{b}$ Cross Section in in 800 GeV/c Proton-Silicon Interactions, Fermilab-Pub-97-246-E, 1997

[BAB95] The BABAR Collaboration: BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457, 1995

[Bar93] G.D. Barr et al. (NA31): A New Measurement of Direct CP-Violation in the Neutral Kaon System, Physics Letters B317, S. 233, 1993

[Bat95] S.J. Bates et al.: Damage Induced by Pions in Silicon Detectors, CERN-ECP/95-03, 1995

[Bau95] C. Bauer et al.: Pion Irradiation Studies of CVD Diamond Detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A367, S.207, 1995

[Bau96] C. Bauer: persönliche Mitteilung, 1996

[BEL95] M.T. Cheng et al.: A Study of CP Violation in B Meson Decays (BELLE Technical Design Report), KEK 95-1, 1995

[Blu96] W. Blum et al.: Transparent Silicon Strip Sensors for the Optical Alignment of Particle Detector Systems, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A377, S.404, 1996

[Brä] M. Bräuer: Dissertation, Heidelberg, in Vorbereitung

[Bro87] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Thun, 1987

[Buc97] G. Buchalla: CP Violation in K and B Decays, hep-ph/9707545, 1997

[Bur96] A.J. Buras et al.: Analysis of the CP Violating Ratio ϵ'/ϵ, hep-ph/9608365, 1996

[Bus96] D. Buskulic et al. (The ALEPH Collaboration): Production of Excited Beauty States in Z Decays, Zeitschrift für Physik C69, S. 393, 1996

[Chr64] J.H. Christenson et al.: Evidence for the 2π Decay of the K_2^0-Meson, Physical Review Letters 13, S. 138, 1964

[Cib] Ciba Polymere, Germany

[Dam95] C. Damerell: Vertex Detectors: The State of the Art and Future Prospects, in Proceedings of the 23rd SLAC Summer Institute on Particle Physics, Stanford, SLAC-R-0494, 1995

[DAm98] G. D'Ambrosio, G. Isidori: CP Violation in Kaon Decays, International Journal of Modern Physics A13, S. 1, 1998

[Dür95] M. Düren: The HERMES Experiment: From the Design to the First Results, DESY HERMES-95-02, 1995

[Ebe97] M. Eberle: Untersuchung eines typ-invertierten Silizium-Streifenzählers mit der Auslesekette des HERA-B Vertexdetektors des Jahres 1996, Diplomarbeit, Heidelberg, 1997

[Ehr97] K. Ehret: Performance of the HERA-B Target and Interference with HERA Operation, Near Beam Symposium, Chicago, 1997

[Fal96] W. Fallot-Burghardt et al.: HELIX - A Readout Chip for the HERA-B Microstrip Detectors, in: Second Workshop on Electronics for LHC Experiments, 23-27 Sept. 1996, Balatonfred (Hungary), (published as CERN/LHCC/96-39), 1996

[Fal98] W. Fallot-Burghardt: A CMOS Mixed-Signal Readout Chip for the Microstrip Detectors of HERA-*B*, Dissertation, Heidelberg, 1998

[Fox96] H. Fox: Aufbau und Inbetriebnahme eines Teststands für Siliziumdetektoren des HERA-*B* Vertexdetektors, Diplomarbeit, Münster, 1996

[Gaa94] The GaAs Collaboration: Status Report of the RD-8 Collaboration, CERN/DRDC 94-32, 1994

[Gel97] A. Gellrich, M. Medinnis: HERA-*B* Higher-Level Triggers, Architecture and Software, 5th International Workshop on *B*-Physics at Hadron Machines (BEAUTY'97), Los Angeles, 1997

[Gib93] L.K. Gibbons et al. (E731): Measurement of the CP-Violation Parameter $\mathrm{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ Physical Review Letters 70, S. 1203, 1993

[Gra] Grace N.V. , Westerlo-Oevel, Belgium

[Har95] E. Hartouni et al.: (HERA-*B*), An Experiment to Study CP-Violation in the *B*–System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, Design Report, DESY-PRC 95/01, 1995

[Hof93] W. Hofmann: An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A333, S. 153, 1993

[Hor92] P. Horowitz, W. Hill: The Art of Electronics, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.

[Hor93] R. Horisberger, D. Pitzl: A Novel Readout Chip for Silicon Strip Detectors with Analog Pipeline and Digital Controlled Analog Signal Processing, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A326, S. 92, 1993

[Hot97] T. Hott: Entwicklung und Test großflächiger Mikro-Streifen-Gas-Kammern für das innere Spurkammersystem von HERA-B, Dissertation, Heidelberg, 1997

[Huh93] M. Huhtinen, P. Aarino: Pion Induced Displacement Damage in Silicon Divices, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A335 S. 580ff, 1993

[Kem88] J. Kemmer, G. Lutz: New Structures for Position Sensitive Semiconductor Detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A273, S.588, 1988

[Kle92] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1992

[Kle97] F. Klefenz: Die Hochfrequenz-Abschirmung des HERA-B Vertexdetektors, Diplomarbeit, Heidelberg, 1997

[Knö95] K.T. Knöpfle: CVD Diamond Detectors, Talk on the 7th European Symposium on Seminconductor Detectors, Elmau, 1995

[Kob73] M. Kobayashi, T. Maskawa: CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, Progress in Theoretical Physics 49, S. 659, 1973

[Kod93] K. Kodama et al.: Measurement of Beauty Hadron Pair Production in 600 GeV/cπ^- Emulsion Interactions Physics Letters B303, S. 359, 1993

[Lee56] T.D. Lee, C.N. Yang: Question of Parity Conservation in Weak Interactions, Physical Review 104, S. 254, 1956

[Lee57] T.D. Lee et al.: Remarks on Possible Noninvariance under Time Reversal and Charge Conjugation, Physical Review 106, S. 340, 1957

[Loc] Loctite, München, Germany

[Loh94] T. Lohse et al. (HERA-B): An Experiment to Study CP-Violation in the B–System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, Proposal, DESY-PRC 94/02, 1994

[Loh97] T. Lohse: HERA-B: Overview and Engineering Runs, 5th International Workshop on B-Physics at Hadron Machines (BEAUTY'97), Los Angeles, 1997

[Mos] B. Moshous: Dissertation, München, in Vorbereitung

[Neu] Dr. Neumann Peltier-Technik, Grasbrunn, Germany

[Nir92a] Y. Nir, H.R. Quinn: CP Violation in B Physics, Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 42, S.211, 1992

[Nir92b] Y. Nir, H.R. Quinn: Theory CP Violation in B Decays, in S. Stone (Hrsg.): B Decays, World Scientific Publishing, Singapore, 1992

[Pag97] P. Barnett et al.: Measurements of the ρ and η Parameters of the V_{CKM} Matrix and Perspectives, hep-ph/9711261, 1997

[PDG96] R.M. Barnett et al. (Particle Data Group): Physical Review D54, 1, 1996

[Per96] T. Perschke: Untersuchung eines Laser-Referenzmeßsystems für den Hera-B Vertexdetektor, Diplomarbeit, Heidelberg, 1996

[Per90] D.W. Perkins: Hochenergiephysik, Addison-Wesley, Bonn, 1990

[Pol] Polytec, Waldbronn, Germany

[Rie94] K. Riechmann: Strahlenschäden durch Protonen und Pionen an Halbleiter-Detektoren, Diplomarbeit, Heidelberg, 1994

[Rie96] K. Riechmann et al.: Pion and Proton Induced Radiation Damage to Silicon Detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A377, S. 276, 1996

[Rie97] J. Rieling: Entwicklung eines Silizium-Vertex-Detektors für das Hera-B-Experiment, Dissertation, Heidelberg, 1997

[Rie98] K. Riechmann: Overview of the HERA-*B* Vertex Detector System and first Results from Prototype Runs, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A408, S. 221, 1998

[Rog97] W. Rogalla et al.: Radiation Damage to Neutron and Proton Irradiated GaAs Particle Detectors, hep-ex/9704002, 1997

[Rüb95] R. Rübsam: Untersuchung von doppelseitigen Silizium-Streifendetektoren mit neuartiger Schutzringstruktur, Diplomarbeit, München, MPI-PhE/96-07, 1995

[Sak67] A.D. Sakharov: Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe, JEPT Letters, Vol. 5 Nr. 1, S. 24, 1967

[Sau96] F. Sauli et al.: The Gas Electron Multiplier (GEM), IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. 44 Nr. 3, S. 1997, 1996

[Sch94] M. Schub, E789 Collaboration: Charm and Beauty Production from Fermilab Experiment 789, Talk presented at the 28th Recontre de Moriont, QCD and High Energy Hadronic Interactions, Les Arcs, 1994

[Sch97] M. Schmelling: Dokumentation zu *marvin* 1.0, 1997

[Sch98] S. Schaller: Untersuchung der Beiträge einzelner Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate der HERA-*B*-Experiments, Diplomarbeit, Heidelberg, 1998

[Sey96] L. Seybold: Persönliche Mitteilung, 1996

[Sey97] L. Seybold: Persönliche Mitteilung, 1997

[Wag97] W. Wagner: Persönliche Mitteilung, 1997

[Sin] Sintef Group, Olso, Norwegen

[Sjö93] T. Sjöstrand: Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual, CERN-TH.7112/93, 1993

[Smi97] K.M. Smith for the GaAs Collaboration: Status Report of the RD-8 Collaboration, CERN/LHCC 97-37, 1997

[Tru97] U. Trunk et al.: HELIX128S-2.1 - Design of a Readout Chip for the HERA-B Microstrip Detectors, 3rd Workshop on LHC Electronics, London, 1997

[Win93] B. Winstein, L. Wolfenstein: The Search for Direct CP Violation, Review of Modern Physics, Vol. 65, No. 4, 1993

[Wol64] L. Wolfenstein: Violation of CP Invariance and the Possibility of Very Weak Interactions, Physical Review Letters 13, S. 562, 1964

[Wol83] L. Wolfenstein: Parametrization of the Kobayashi-Maskawa-Matrix Physical Review Letters 51, S. 1945, 1983

[Wun92] R. Wunstorf: Systematische Untersuchung zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergie-Experimenten, Dissertation, Hamburg, 1992

[Wu57] C.S. Wu et al.: Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decays, Physical Review 105, S. 1413, 1957

[Zeu93] The ZEUS Collaboration: The ZEUS Detector, Status Report 1993, DESY PRC 93/05, 1993

[Zio94] H.-J. Ziock et al.: Temperature Dependence of the Radiation Induced Change of Depletion Voltage in Silicon PIN Detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A342 S. 96, 1994

Stichwortverzeichnis

Danksagung

Ich danke Prof. Schmitz für die Übernahme des Erst- und Prof. v. Feilitzsch für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Mein besonderer Dank gilt meiner Arbeitsgruppe in München für die großartige Zusammenarbeit und das grandiose Arbeitsklima:

Iris Abt danke ich für die hervorragende Betreuung und daß sie manchmal doch die größere Weisheit und Sturheit an den Tag legte, wenn es um den rechten Weg ging. In ihr hatte ich jederzeit für alle Fragen eine kompetente Ansprechpartnerin und eine engagierte Fürsprecherin.

Rick St.Denis danke ich für die große Hilfe in der harten Zeit der Datennahme, seinen unerschöpflichen Tatendrang, seine vielen Ideen und das Hähnchen.

Michael Rietz danke ich für die Diskussionen über die Eigenheiten des Lebens und der Computer und für so manche gute Anregung.

Für die gute Nachbarschaft im Büro danke ich Basil Moshous, wenn wir uns auch bis heute nicht über den Musikgeschmack einigen konnten.

Rainer Richter danke ich für die Hilfe bei den vielen großen und kleinen Problemen der Halbleiterei.

Meinen Kollegen in den Jahren der Promotion Ralf Rübsam, Harald Fox, Wolfgang Wagner, Thomas Perschke, Silvia Masciocchi, Michael Dressel und Sven Schaller danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Stephan Seyboth, Dieter Drewanz, Bernd Lorösch und Peter Lükewille danke ich für ihre Hilfe bei den Messungen und was ich bei ihnen über die guten und schlechten Seiten von Menschenführung lernen durfte.

Pavel Šolc und Günther Tratzl gilt großer Dank für ihre Hilfsbereitschaft und Kunstfertigkeit, mit der sie mir bei den Problemen des Bondens und des Klebens geholfen haben.

Uwe Leupold und Günter Manhart danke ich für ihre jederzeit bereitwillige und kompetente Unterstützung in Sachen Computer und Netz; danke auch Katja Harwat sowie allen anderen Kollegen am MPI, die mir bei manchen täglichen Kleinigkeiten hilfreich waren.

Ein besonderer Dank gilt den Vertexdetektorgruppen in Heidelberg und Utrecht; allen voran Karl-Tasso Knöpfle, der nicht nur den Laden zusammenhält, sondern auch immer wieder die Begeisterung an der Sache vermittelt.

Christian Bauer sei für den Einsatz der magischen Hände und der manchmal dann doch ganz irdischen Erklärungen gedankt.

Für die vielen schönen und anstrengenden Tage und Nächte am DESY danke ich Martin Bräuer, Klaus Ehret, Carsten Hast, Rainer Wanke und Gregor Wagner; danke auch allen HERA-*B* Kollaborateuren, die beim Aufbau und bei den Tests mitgeholfen haben und der HERA Crew für die zuverlässige Zusammenarbeit.

Ein großer Dank gilt Michael Rietz, Iris Abt, Basil Moshous, Martin Bräuer, Rainer Richter, Robert Loke, Dirk Meier, Silvia Masciocchi, Andrea Zimmermann und meinen Eltern, die Ausschnitte und Vorversionen dieser Arbeit gelesen haben. Sie haben durch ihre Anregungen sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Für die moralische Unterstützung während der Promotion danke ich Andreas *marvin* Schneider, Ingo *ogni* Meißner und Josef *Joe* Eckl von FIBS[1] sowie Klaus und Charly vom Lütt Döns.

Ganz herzlichen Dank auch meinen Eltern, ohne die ich nie soweit gekommen wäre!

Allen, die mich sonst in meiner Arbeite begleitet haben, und allen, die mir meine Fehler immer wieder verziehen haben, sei zum Schluß gedankt.

[1] telnet fibs.com 4321