Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Sören Andre Prell

aus Lübeck

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. V. Blobel Prof. Dr. P. Schmüser
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. V. Blobel Prof. Dr. B. Naroska
Datum der Disputation:	19. Juni 1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

Der H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA wird zur Zeit in der Vertexregion um ein System aus Siliziumstreifendetektoren mit hoher Ortsauflösung erweitert. Die hohe Strahlkreuzungsfrequenz bei HERA und der begrenzte Platz im H1-Detektor verlangen ein komplexes Auslesesystem mit einer hierarchischen Architektur des Frontend-Systems, Auslesechips mit integrierten Pipelinespeichern und einer frühen Datenreduktion.
In dieser Arbeit wird die Entwicklung und der erste Einsatz des Steuer- und Auslesemoduls der Siliziumdetektoren, OnSiRoC, beschrieben. Der OnSiRoC (*Online Silicon Readout Controller*) steuert die Auslesechips, digitalisiert und speichert die Detektorsignale und führt eine Datenreduktion parallel zur Datennahme durch. Zudem enthält das Modul die notwendigen Versorgungsspannungen für die Detektoren und die Auslesechips und kommuniziert mit dem Triggersystem und der Datenakquisition. Es wird der Einsatz des OnSiRoCs im Labor und im H1-Detektor während der Datennahmeperiode 1995 erläutert und die damit durchgeführten Messungen diskutiert.
Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation wird untersucht, wie mit der erhöhten Ortsauflösung durch die Siliziumdetektoren der Nachweis des $D^{*\pm}$-Zerfalls $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ mit $D^0 \to K^-\pi^+$ verbessert wird. Die vorgestellte Methode beruht auf der Rekonstruktion der Zerfallslänge des D^0-Mesons und erhöht das Signal/Untergrund-Verhältnis um einen Faktor ~ 45, wobei die Statistik des Signals nur auf ein Viertel reduziert wird.

Abstract

The H1 detector at the electron proton collider HERA presently undergoes an upgrade in the vertex region consisting of a system of silicon strip detectors with high position resolution. The high bunch crossing frequency of HERA and the limited space in the H1 detector demand a complex readout system with a hierarchical frontend system, readout chips with integrated pipelines and an early data reduction.
This thesis describes the development and first use of the control and readout module OnSiRoC. The OnSiRoC (*Online Silicon Readout Controller*) controls the readout chips, digitizes and stores the detector signals and performs a data reduction during data taking. The module contains all necessary voltage supplies for the readout chips and the detectors and communicates with the trigger system and the data acquisition. The performance of the OnSiRoC in laboratory tests and in the H1 detector is described and the measurements are discussed.
Using a Monte-Carlo simulation, the improvement of the detection of the decay $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ and $D^0 \to K^-\pi^+$ by the silicon detector is studied. The method presented here exploits the reconstruction of the D^0 decay length and it increases the signal to background ratio by a factor of ~ 45 while the statistics is reduced only by a factor of 4.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Aufgabengebiet der experimentellen Hochenergiephysik ist die Untersuchung der fundamentalen Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Die Untersuchungen werden in Form von Kollisionsexperimenten mit hochenergetischen Teilchen an Teilchenbeschleunigern durchgeführt. Die Messung von Parametern erfolgt durch spezielle Nachweisgeräte (Detektoren). Zur Beschreibung der beobachteten Phänomene dienen mathematische Modelle.
Das Standardmodell ist das zur Zeit umfassendste Modell zur Beschreibung der Struktur der Materie. Es enthält als Bausteine Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) und beschreibt die Wechselwirkungen durch Eichbosonen (Teilchen mit Spin 1). Die Fermionen lassen sich in drei Familien zu jeweils zwei Leptonen und zwei Quarks anordnen.
Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch die Eichgruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ beschrieben und enthält die gemeinsame Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung. Die Eichbosonen sind die massiven Bosonen (W^+, W^-, Z^0) und das masselose Photon (γ). Das Photon koppelt nur an geladene Teilchen, während die massiven Bosonen zwischen allen Fermionen wechselwirken. Die starke Wechselwirkung wird durch die Eichgruppe $SU(3)$ beschrieben. Sie wirkt nur zwischen Quarks und wird durch masselose Gluonen übertragen. Die Gravitation wird im Standardmodell nicht beschrieben.
Das Standardmodell konnte in sehr vielen Experimenten der Hochenergiephysik bestätigt werden. Trotzdem gibt es noch offene Fragen. Zahlreiche Parameter (z.B. die Fermionmassen und die relativen Stärken der Wechselwirkungen) werden durch das Standardmodell nicht festgelegt, sondern müssen experimentell bestimmt werden. Viele Vorhersagen basieren auf störungstheoretischen Rechnungen, die in bestimmten Parameterbereichen ihre Gültigkeit verlieren. Diese Bereiche sind die Forschungsgebiete der heutigen Hochenergiephysik-Experimente.
Der Elektron-Proton-Speicherring HERA mit seinen Detektoren H1 und ZEUS dient zur Untersuchung der Struktur des Protons, des leichtesten gebundenen Zustandes aus drei Quarks (Baryon). Das elementare, punktförmige Elektron fungiert dabei als Sonde. Die hohen Energien der Strahlteilchen ermöglichen Untersuchungen in Bereichen des Viererimpulsübertrages Q^2 und der Skalenvariable Bjorken-x, die in bisherigen Experimenten mit ruhenden Zielen unerreichbar waren. Neben der Untersuchung der Protonstruktur wird u.a. in den Bereichen Photoproduktion, diffraktive Streuung und neuen Teilchen geforscht.
Die Detektoren H1 und ZEUS sind Universaldetektoren, die eine möglichst genaue Rekonstruktion der Elektron-Proton-Streuereignisse liefern sollen. Sie bestehen aus vielen einzelnen Komponenten, sogenannten Subdetektoren, die u.a. Energie, Impuls, Ladung und Richtung der Reaktionsprodukte messen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung des Auslesesystems einer Komponente des H1-Detektors, die im Rahmen eines Ausbauprogramms installiert wurde, die Siliziumdetektoren.
Zu den Siliziumdetektoren gehören der zentrale Silizium-Spurendetektor CST und der rück-

wärtige Silizium-Spurendetektor BST. Der CST dient als Vertexdetektor, und der BST mißt die Richtung des gestreuten Elektrons bei Ereignissen mit kleinen Viererimpulsüberträgen Q^2 und kleinem Bjorken-x. Die Siliziumdetektoren wurden teilweise vor der Datennahmeperiode 1995 in H1 installiert und im Frühjahr 1996 weiter vervollständigt. Ausgerichtet und geeicht stellen sie die Komponente des H1-Detektors mit der höchsten Ortsauflösung dar. Sie liegt in der Größenordnung von $\sim 10\ \mu$m.
Das Steuer- und Auslesemodul OnSiRoC (*Online Silicon Readout Controller*) ist das zentrale Modul in der Auslesekette der Siliziumdetektoren zwischen den detektornahen Auslesechips einerseits und dem Triggersystem sowie der Datenakquisition andererseits. Der OnSiRoC übernimmt beim Betrieb der Siliziumdetektoren folgende Aufgaben:

- Steuerung der Auslesechips während der Datennahme und der Auslese,
- Digitalisierung der Analogsignale und Speicherung der digitalisierten Signale,
- Datenreduktion durch Trefferidentifizierung,
- Bereitstellung der Spannungsversorgungen für die Auslesechips und der Sperrspannung der Siliziumstreifendetektoren,
- Kommunikation mit dem Triggersystem und der Datenakquisition.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden wesentliche Teile des OnSiRoCs ausgehend vom ersten Entwurf bis zum Einsatz im H1-Detektor stetig weiterentwickelt und den Erfordernissen angepaßt. Dazu gehören insbesondere die Steuerung des OnSiRoCs und der Auslesechips durch eine programmierbare Steuereinheit (*Sequenzer*), die Verarbeitung der analogen Detektorsignale (Digitalisierung und Pedestalsubtraktion) und der integrierte Trefferdetektor. Für eine einfache Benutzung des OnSiRoCs und für Funktionalitätstests wurden Programme und ladbare Dateien entwickelt.
Ein weiterer Teil dieser Arbeit bestand in der erstmaligen Inbetriebnahme des Auslesesystems bestehend aus einem Siliziumstreifendetektor für den BST, dem Frontend-System und dem OnSiRoC in einem Laboraufbau. Die dabei genommenen Daten wurden ebenso wie die ersten Daten des CST in Hinblick auf die Anwendbarkeit des OnSiRoCs im H1-Detektor untersucht.
Das Hauptanwendungsgebiet des CST ist die Untersuchung von Ereignissen mit schweren Quarks, die bei HERA in der Photoproduktion erzeugt werden. Dies beinhaltet sowohl den inklusiven Nachweis (*Tagging*), der die Möglichkeit bietet, die Gluondichte im Proton direkt zu messen, als auch die exklusive Messung von seltenen Zerfällen. Bei beiden Prozessen ist es wichtig, Untergrundereignisse auf ein Minimum zu reduzieren. Als Beispiel für die verbesserte Rekonstruktion durch die höhere Ortsauflösung wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation eine Methode zur Verbesserung der Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen untersucht. Dabei wurde für den $D^{*\pm}$-Zerfalls $D^{*+} \to D^0 \pi_s^+$ mit $D^0 \to K^- \pi^+$ die Zerfallslänge des D^0-Mesons rekonstruiert und deren Richtung und Signifikanz (Zerfallslänge dividiert durch ihren Fehler) als Kriterium zur Untergrundunterdrückung verwendet. Die Untersuchungen wurden mit Monte-Carlo-Ereignissen durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Kapitel 2 gibt einen Überblick über die verschiedenen physikalischen Gebiete, die mit HERA erforscht werden. Detailliert werden die Bereiche der schweren Quarks und der Protonstrukturfunktion bei kleinem x und Q^2 beschrieben, zu deren Untersuchung die Siliziumdetektoren im H1-Detektor installiert wurden.

Im dritten Kapitel wird der Elektron-Proton-Speicherring HERA und das Experiment H1 vorgestellt, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand. Der Schwerpunkt wird dabei auf das Spurendetektorsystem aus Driftkammern und Siliziumstreifendetektoren gelegt.

Das vierte Kapitel beschreibt die Funktionsweise von Siliziumstreifendetektoren, deren Aufbau, den Mechanismus der Ladungserzeugung und des Ladungstransportes und vergleicht Silizium mit anderen in der Hochenergiephysik eingesetzten Halbleitermaterialien.

Kapitel 5 gibt einen Überblick über Detektorsysteme aus Silizium an anderen Hochenergiephysik-Experimenten. Dies beinhaltet die Streifendetektoren, die Auslesechips und die Steuer- und Auslesemodule. Es werden die Anforderungen an das Auslesesystem der Siliziumdetektoren bei H1 erläutert und die Verwirklichung in Form des benutzten Systems bestehend aus dem Auslese-Chip APC, dem Decoder-Chip und dem Steuer- und Auslesemodul OnSiRoC vorgestellt.

Das sechste Kapitel enthält die Ergebnisse der Messungen an den Analogkomponenten des OnSiRoCs und die Auswertung von Daten, in denen das komplette Auslesesystem im Laboraufbau und im Rahmen des H1-Experimentes betrieben wurde.

Kapitel 7 zeigt Ergebnisse von Untersuchungen mit Monte-Carlo-Ereignissen für den Einsatz des zentralen Silizium-Spurendetektors im Bereich der Charm-Physik. Untersucht wurde die Möglichkeit der Untergrundunterdrückung beim Nachweis von $D^{*\pm}$-Mesonen durch die Separation von Produktions- und Zerfallsvertex der Zerfallsprodukte.

Im Anhang A wird eine Übersicht über die technischen Daten und Spezifikationen des Steuer- und Auslesemoduls OnSiRoC gegeben.

Kapitel 2

Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Dieses Kapitel beschreibt die Gebiete, die am Elektron-Proton-Speicherring HERA mit den Detektoren H1 und ZEUS untersucht werden. Der erste Abschnitt (2.1) enthält eine kurze Einführung in die Physik und die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung. Die Abschnitte 2.2 – 2.5 geben einen Überblick über die verschiedenen physikalischen Forschungsschwerpunkte. Abschließend werden im letzten Abschnitt (2.6) die Bereiche dargestellt, in denen die Siliziumdetektoren von H1 genauere Messungen ermöglichen.

2.1 Elektron-Proton-Streuung

Im Gegensatz zu dem elementaren, punktförmigen Elektron[1] handelt es sich bei dem Proton um ein zusammengesetztes, ausgedehntes Objekt. Die Struktur des Protons kann durch Elektron-Proton-Streuexperimente untersucht werden. Bei der elektromagnetischen Elektron-Proton-Streuung wechselwirkt das Elektron mit dem Proton durch Austausch eines Photons (siehe Abbildung 2.1). Der Viererimpulsübertrag des ausgetauschten Photons ist umgekehrt proportional zu seinem räumlichen Auflösungsvermögen. Bei kleinen Viererimpulsüberträgen wechselwirkt das Photon mit dem Proton als Ganzem (elastische Streuung). Bei höheren Viererimpulsüberträgen (unelastische Streuung) findet zunehmend eine Streuung an den Konstituenten des Protons (Partonen) statt. Die Partonen des Protons sind nach dem Quark-Parton-Modell punktförmige Quarks und Gluonen, wobei das Photon nur an die geladenen Quarks koppelt. Die unelastische Elektron-Proton-Streuung wird im Quark-Parton-Modell als elastische Elektron-Quark-Streuung beschrieben.

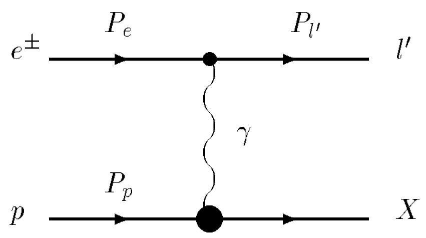


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung der elektromagnetischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA (Born-Diagramm).

Der Wirkungsquerschnitt für die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen punktförmigen

[1] Seit der Betriebsperiode 1994 werden bei HERA Positronen statt Elektronen beschleunigt. Sofern nicht anders erwähnt, wird Elektron als Oberbegriff für Teilchen und Antiteilchen verwendet.

Teilchen läßt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) mit hoher Genauigkeit berechnen. Bei zusammengesetzten Teilchen, wie dem Proton, wird die Verteilung der Ladung und des magnetischen Moments über das Teilchenvolumen durch Formfaktoren (elastische Streuung) oder Strukturfunktionen (unelastische Streuung) beschrieben. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte, unelastische Elektron-Proton-Streuung ist in niedrigster Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α (Bornsche Näherung) durch zwei Strukturfunktionen F_1 und F_2 gegeben:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left[y^2 x F_1(x) + (1-y)F_2(x)\right]. \tag{2.1}$$

In der Gleichung ist $Q^2 \equiv -q^2$, wobei q der Viererimpuls des ausgetauschten Photons ist. Die Variable x ist der Impulsanteil des Quarks am Proton und y beschreibt die Inelastizität der Streuung. Im Ruhesystem des Protons ist y das Verhältnis vom tatsächlichen zum maximal möglichen Energieübertrag.
Die Strukturfunktionen sind unter der Annahme, daß Quarks den Spin 1/2 tragen, über die Callan-Cross-Beziehung miteinander verknüpft:

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \tag{2.2}$$

Die Strukturfunktion $F_2(x)$ kann als Summe der Quarkdichten im Proton $q_i(x)$ interpretiert werden, wobei e_i die Quarkladungen sind:

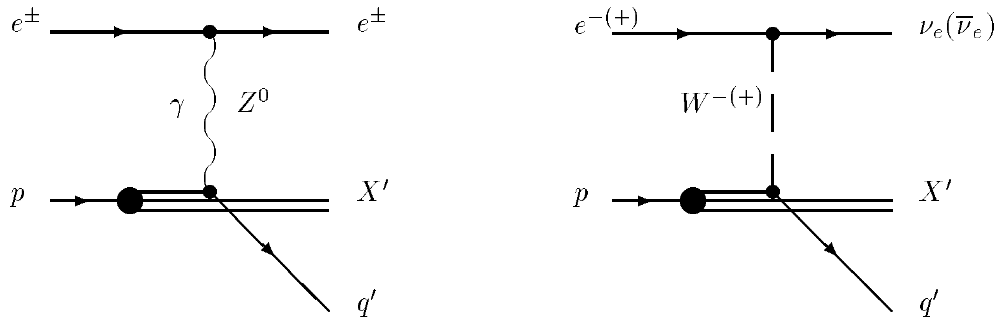
$$F_2(x) = x\sum_i e_i^2 q_i(x). \tag{2.3}$$

Die Strukturfunktionen sind im Quark-Parton-Modell nur von der Bjorken-Skalenvariablen x und nicht von Q^2 abhängig (*Skaleninvarianz*).
Bei hohen Impulsüberträgen trägt auch die schwache Wechselwirkung zur Elektron-Proton-Streuung bei. In der allgemeinsten Beschreibung der Elektron-Proton-Streuung wechselwirkt das einlaufende Elektron mit dem Proton durch Austausch eines Eichbosons (siehe Abbildung 2.2 (a,b)). Abhängig von der Ladung des Eichbosons bleibt das Elektron erhalten oder geht in ein Neutrino über. Bei unelastischer Elektron-Proton-Streuung bilden die Partonen des Protons den hadronischen Endzustand X. Dieser besteht nach den Born-Diagrammen (siehe Abbildung 2.2 (a,b)) aus dem gestreuten Quark q' und dem Zuschauerjet X', der im Strahlrohr verschwindet und nicht nachweisbar ist. Freie Quarks mit Farbladung existieren nicht, sondern sind in Hadronen gebunden (*Confinement*). Dies führt zu einer Wechselwirkung zwischen dem gestreuten Quark und dem Zuschauerjet. Dabei fragmentiert das Quark in den Stromjet. Diese Ereignisse nennt man (1$\oplus$1)-Jet-Ereignisse[2].

Handelt es sich bei dem ausgetauschten Eichboson um ein Photon oder ein Z^0-Boson, spricht man von einem neutralen Strom (*Neutral Current*, NC). Der totale Wirkungsquerschnitt für den Austausch eines Z^0-Bosons ist wegen der großen Z^0-Masse ($m_{Z^0} \approx 91$ GeV/c^2) gegenüber dem für den Austausch eines Photons bei HERA-Energien unterdrückt (Propagatorterm). Der totale Wirkungsquerschnitt für geladene Ströme (*Charged Current*, CC), bei denen ein $W^\pm$-Boson ausgetauscht wird, liegt in der gleichen Größenordnung wie der für den Z^0-Austausch ($m_{W^\pm} \approx 80$ GeV/c^2).

$$\text{Neutraler Strom (NC)}: \qquad e^\pm p \to e^\pm X \tag{2.4}$$
$$\text{Geladener Strom (CC)}: \quad e^{-(+)} p \to \nu_e(\overline{\nu}_e) X \tag{2.5}$$

[2]Die Schreibweise ($n\oplus$1) stellt die Gesamtzahl der Jets im Endzustand als Summe von sichtbaren Jets n und dem Zuschauerjet dar.



(a) Neutraler Strom (b) Geladener Strom

Abbildung 2.2: Born-Diagramme der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA.

Die Schwerpunktsenergie der inklusiven Elektron-Proton-Streuung $\sqrt{s}$ ergibt sich aus den Strahlenergien, wobei die Näherung unter Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton gilt:

$$s \equiv (P_p + P_e)^2 \approx 4E_eE_p \tag{2.6}$$

Die Kinematik wird bei bekannten Strahlenergien durch zwei unabhängige Variablen vollständig beschrieben. Folgende Lorentz-invariante Größen werden benutzt:

$$\begin{aligned} Q^2 &\equiv -q^2 = -(P_e - P_{l'})^2 && (2.7)\\ \nu &\equiv \frac{q \cdot P_p}{m_p} && (2.8)\\ W^2 &\equiv (q + P_p)^2 = m_p^2 + 2m_p\nu - Q^2 && (2.9) \end{aligned}$$

q ist der Viererimpuls des ausgetauschten Eichbosons, ν ist der Energieübertrag im Ruhesystem des Protons und W ist die Masse des hadronischen Endzustandes X.
Zudem werden die beiden dimensionslosen Variablen x und y verwendet. x und y nehmen Werte zwischen 0 und 1 an und sind wie folgt definiert[3]:

$$x \equiv \frac{Q^2}{2q \cdot P_p} = \frac{Q^2}{2m_p\nu} \tag{2.10}$$

$$y \equiv \frac{q \cdot P_p}{P_e \cdot P_p} = \frac{\nu}{\nu_{max}} \tag{2.11}$$

Diese kinematischen Variablen lassen sich über die beiden folgenden Beziehungen verknüpfen, wobei Gleichung 2.12 nur unter Vernachlässigung der Teilchenmassen gilt.

$$\begin{aligned} Q^2 &= xys && (2.12)\\ W^2 &= Q^2\frac{1-x}{x} + m_p^2 && (2.13) \end{aligned}$$

Die Schwerpunktsenergie des ep-Systems beträgt $\sqrt{s} = 314$ GeV bei den nominellen Strahlenergien von $E_e = 30$ GeV und $E_p = 820$ GeV. Kinematisch ist ein maximaler Viererimpulsübertrag von $Q^2_{max} = 98400$ GeV^2/c^2 möglich. Die Energie der Positronen in der Datennahmeperiode 1995 betrug 27.5 GeV. Dabei ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV mit einem maximal möglichen Viererimpulsübertrag von $Q^2_{max} = 90200$ GeV^2/c^2.

[3] Der zweite Teil der Gleichungen gilt nur im Ruhesystem des Protons.

Zur experimentellen Bestimmung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 gibt es verschiedene Verfahren, die entweder auf der Messung des gestreuten Elektrons, des hadronischen Endzustandes oder von beiden beruhen. Abhängig vom Bereich der kinematischen Variablen und der Art des Streuprozesses unterscheiden sich die Methoden für ihre Bestimmung in Genauigkeit und Anwendbarkeit. Zur Analyse der Daten über den vollen Parameterbereich werden oft mehrere Methoden gleichzeitig eingesetzt.

Elektronmethode: Die kinematischen Variablen x, y und Q^2 berechnen sich bei der Elektronmethode aus der Energie $E_{e'}$ und dem Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons ohne Berücksichtigung des hadronischen Endzustandes[4]. Bei kleinen y-Werten ($y < 0.1$) und großem Polarwinkel ($\theta_e > 170°$) wächst die Ungenauigkeit in der x- bzw. Q^2-Messung.

$$x_e = \frac{E_e E_{e'} \cos^2(\theta_e/2)}{E_p(E_e - E_{e'} \sin^2(\theta_e/2))} \tag{2.14}$$

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2(\theta_e/2) \tag{2.15}$$

$$Q_e^2 = 4E_e E_{e'} \cos^2(\theta_e/2) \tag{2.16}$$

Hadronmethode: Bei der Hadronmethode werden die kinematischen Variablen aus dem Polarwinkel und der Energie des Stromjets bestimmt. Dies bedingt eine Abhängigkeit vom verwendeten Jet-Algorithmus[5]. Die Methode von Jaquet-Blondel [1] erlaubt eine Bestimmung der Variablen ohne die explizite Verwendung eines Jet-Algorithmus. Bei der Jaquet-Blondel-Methode werden die kinematischen Variablen aus den Impulsen und Energien aller rekonstruierten Hadronen im Endzustand berechnet. Dies erlaubt auch eine Anwendung bei Ereignissen mit geladenen Strömen, bei denen das Lepton im Endzustand ein nicht nachweisbares Neutrino ist, und die Elektronmethode versagt. Der Rekonstruktionsfehler durch nicht nachgewiesene Hadronen aus dem Stromjet, die den Detektor in Richtung des Strahlrohrs verlassen, ist klein, da der Impuls dieser Hadronen im wesentlichen Longitudinalimpuls ist, und somit die y_{JB}- bzw. Q^2_{JB}-Messung kaum verfälscht wird.

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_h (E_h - p_{z,h}) \tag{2.17}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{1}{1 - y_{JB}} (\sum_h \vec{p}_{\perp,h})^2 \tag{2.18}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{y_{JB} s} \tag{2.19}$$

Kombinierte Elektron- und Hadronmessung: Weitere Methoden zur Bestimmung der kinematischen Variablen beruhen auf der Verwendung von Informationen über das gestreute Elektron *und* den hadronischen Endzustand. Dazu gehören die Doppelwinkelmethode, die gemischte Methode und die Σ-Methode.
Bei der Doppelwinkelmethode werden x, y und Q^2 aus dem Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ_e und dem Polarwinkel des Stromjets θ_j berechnet. Die Doppelwinkelmethode ist unabhängig von der Energiekalibration des Kalorimeters. Bei radiativen Ereignissen, bei denen das Elektron vor der Streuung ein Photon abstrahlt und Energie verliert, kann durch

[4] Der Polarwinkel θ wird bezüglich der Richtung des Protonenstrahls gemessen.

[5] Die Rekonstruktion eines Teilchenjets ist komplex, und es existieren verschiedene Jet-Algorithmen, die im wesentlichen auf topologischen Kriterien beruhen.

eine zusätzliche Messung der Energie des gestreuten Elektrons die Elektronenergie vor der Streuung bestimmt werden.
Die gemischte Methode verwendet das Q_e^2 aus der Elektronmethode und das y_{JB} aus der Jaquet-Blondel-Methode zur Bestimmung von x. Dadurch sind Messungen im kinematischen Bereich $y \leq 0.1$ mit einer kleineren Ungenauigkeit als bei der Elektronmethode möglich.
Die Σ-Methode verwendet die Größe $\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h})$ des hadronischen Endzustandes sowie die Energie E_e und den Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons. Sie kann von sehr kleinen bis zu sehr großen y-Werten eingesetzt werden.

2.2 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung

Im Quark-Parton-Modell sind die Strukturfunktionen nur von der Skalenvariablen x abhängig (siehe Abschnitt 2.1). In der Quantenchromodynamik (QCD) kann ein Gluon im Proton ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar bilden (intrinsische Quarks). Dieser Effekt bedingt eine logarithmische Abweichung vom Skalenverhalten mit Q^2 (Skalenverletzung), die experimentell bestätigt wurde. Die Strukturfunktionen des Protons $F_2(x, Q^2)$ und $F_1(x, Q^2)$ sind somit abhängig von x *und* Q^2. Die Messung der Protonstrukturfunktionen ist eine der Hauptaufgaben der HERA-Experimente.

2.2.1 Die Protonstrukturfunktion F_2

Der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung bei HERA wird durch den Austausch von Photonen dominiert. Bis zu Viererimpulsüberträgen von einigen hundert $\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ ($Q^2 \ll m_{Z^0}^2 \sim m_W^2$) kann die Elektron-Proton-Streuung durch einen reinen Photonaustausch beschrieben werden. Mit zunehmendem Viererimpulsübertrag tragen longitudinal polarisierte Photonen zum Wirkungsquerschnitt bei[6]. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung (siehe Gleichung 2.1)

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)\right] \tag{2.20}$$

kann durch die modifizierte Callan-Cross-Relation

$$2x F_1(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{1+R} \tag{2.21}$$

zum Wirkungsquerschnitt der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung umgeformt werden:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right] F_2(x, Q^2) \tag{2.22}$$

$R = \sigma_L/\sigma_T$ ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Absorption von longitudinal und transversal polarisierten Photonen und kann durch Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmt werden. Da HERA bisher nur bei einer einzigen Schwerpunktsenergie betrieben wurde, sind bei den durchgeführten Analysen von H1 und ZEUS QCD-Vorhersagen für R verwendet worden.
$F_2(x, Q^2)$ konnte in einem kinematischen Bereich von $1.5\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2 < Q^2 < 5000\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ und $3 \cdot 10^{-5} < x < 0.32$ von H1 gemessen werden. Die Daten schließen kontinuierlich an die Daten von *Fixed Target*-Experimenten[7] an und bestätigen die dort zuerst beobachtete Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Die Strukturfunktion steigt für kleine

[6] Im Gegensatz zu realen Photonen können virtuelle Photonen auch longitudinal polarisiert sein.
[7] Bei *Fixed Target*-Experimenten wird ein beschleunigter Teilchenstrahl auf ein ruhendes Ziel geschossen.

x-Werte steil an. Der Anstieg ist steiler bei hohen Q^2-Werten. Die Daten werden im gesamten kinematischen Bereich gut durch eine NLO-Anpassung[8] basierend auf konventionellen DGLAP-Entwicklungsgleichungen[9] beschrieben. Ergebnisse zur tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung und zur Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ von H1 und ZEUS sind in [2]–[10] veröffentlicht.
Aus der Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ von Q^2 kann die Gluondichte $xg(x)$ des Protons bestimmt werden[10]:

$$\frac{\partial F_2(x/2, Q^2)}{\partial \log(Q^2)} = \frac{10}{27} \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} xg(x) \tag{2.23}$$

Die aus $F_2(x, Q^2)$ extrahierte Gluondichte $xg(x)$ steigt bei $Q^2 = 5$ (20) GeV^2/c^2 zwischen $x = 2 \cdot 10^{-2}$ und $x = 2 \cdot 10^{-4}$ um einen Faktor 2.5 (5.5) an. Eine Methode, die den (2$\oplus$1)-Jet-Wirkungsquerschnitt und damit den Beitrag der Boson-Gluon-Fusion zum Gesamtwirkungsquerschnitt mißt, liefert ähnliche Ergebnisse. Messungen zur Gluondichte des Protons bei HERA sind in [12]–[14] veröffentlicht.

2.2.2 Hadronischer Endzustand und Jets

In der niedrigsten Ordnung der QCD-Kopplungskonstanten α_s wird das Photon an einem Quark aus dem Proton gestreut. Dies führt zu einem Stromjet und einem Zuschauerjet, der im Strahlrohr verschwindet (1$\oplus$1-Konfiguration). In zweiter Ordnung von α_s tragen der QCD-Compton-Prozeß und die Boson-Gluon-Fusion zum Wirkungsquerschnitt bei, was zu insgesamt drei Jets im Endzustand führt (2$\oplus$1-Konfiguration). Die Raten der Ereignisse, ihre Topologien und die Verteilungen von Energie und Transversalimpuls enthalten Informationen über die starke Kopplungskonstante α_s und die Fragmentation.
Die bei HERA gemessenen Werte der Kopplungskonstanten α_s stimmen im Rahmen der Fehler mit Messungen von anderen Hochenergieexperimenten überein [15]. Die Werte von H1 und ZEUS extrapoliert zur Z^0-Masse betragen:

$$\text{H1}: \quad \alpha_s(M^2_{Z^0}) = 0.123 \pm 0.018 \tag{2.24}$$
$$\text{ZEUS}: \quad \alpha_s(M^2_{Z^0}) = 0.117 \pm 0.010 \tag{2.25}$$

Messungen des hadronischen Endzustandes bei HERA wurden in [16]–[28] veröffentlicht.

2.2.3 Geladene Ströme

Geladene Ströme wurden detailliert in Fixed Target-Experimenten untersucht. Bei HERA werden bis zu drei Größenordnungen höhere Viererimpulsüberträge erreicht, so daß der Einfluß der W-Bosonmasse auf den Wirkungsquerschnitt (Propagatoreffekt) sichtbar wird. Messungen des Wirkungsquerschnittes für

$$e^- p \quad \rightarrow \quad \nu_e X \tag{2.26}$$
$$e^+ p \quad \rightarrow \quad \overline{\nu}_e X \tag{2.27}$$

[8] NLO (Next-to-Leading-Order) steht für die Ordnung der Approximation der Entwicklungsgleichungen bei $Q_0^2 \rightarrow Q^2$ nach dem Logarithmus-Term von Q^2.

[9] Ist die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ an einem Referenzpunkt $F_2(x, Q_0^2)$ bekannt, so kann mit Hilfe von Entwicklungsgleichungen ihre Q^2-Abhängigkeit berechnet werden. Die DGLAP-Entwicklungsgleichungen sind nach ihren Autoren benannt: Dokshitzer, Gribow, Lipatov, Altarelli und Parisi.

[10] Die Gleichung ist eine Näherung in der führenden Ordnung des $\log(Q^2)$-Terms (*LLA, Leading log(Q^2) Approximation*) [11].

bei hohen Impulsüberträgen ($p_\perp > 25$ GeV/c bei H1 bzw. $Q^2 > 400$ GeV^2/c^2 bei ZEUS) wurden in [29]–[31] veröffentlicht. Die Messungen stimmen mit den theoretischen Erwartungen aufgrund von Neutrinoexperimenten überein.

2.3 Photoproduktion

Der Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektron-Proton-Streuung wird bei HERA durch den Prozeß der Photoproduktion dominiert. Dabei wird das Elektron unter kleinem Winkel gestreut und emittiert ein quasi-reelles Photon ($Q^2 \approx 0$). Die bei HERA erreichte Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems $W_{\gamma p}$ liegt um mehr als eine Größenordnung über der in Fixed Target-Experimenten erreichten. Ein Vergleich von Parametern der Photoproduktion und der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung ist in [32] veröffentlicht.
Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion kann aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der inklusiven Elektron-Proton-Streuung abgeleitet werden. Es gilt:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y}\;\sigma_T(W_{\gamma p}^2, Q^2) + 2(1-y)\;\sigma_L(W_{\gamma p}^2, Q^2)\right) \tag{2.28}$$

In der Weizsäcker-Williams-Approximation [33, 34] für $Q^2 \approx 0$ kann die longitudinale Komponente σ_L vernachlässigt werden. Nach der Integration über Q^2 ergibt sich:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dy} = G_{\gamma/e}(y)\;\sigma_{tot}^{\gamma p}(W_{\gamma p}^2). \tag{2.29}$$

Dabei ist die Photon-Spektralfunktion $G_{\gamma/e}(y)$ gegeben durch

$$G_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\left(\frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}\right) \tag{2.30}$$

mit

$$\sigma_{tot}^{\gamma p}(W_{\gamma P}^2) = \sigma_T(W_{\gamma P}^2). \tag{2.31}$$

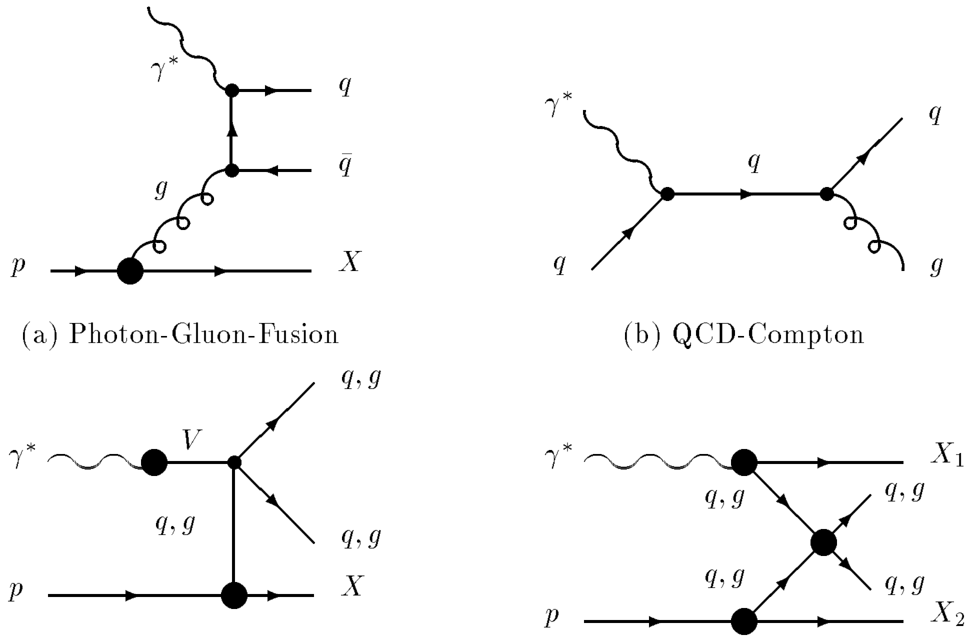
Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion wurde von H1 und ZEUS gemessen [35]–[38]. Die Werte betragen bei leicht unterschiedlichen γp-Schwerpunktsenergien:

$$\text{H1}: \quad \sigma_{tot}^{\gamma p} = 166 \pm 2(\text{stat.}) \pm 11(\text{syst.})\;\mu b \quad \text{bei } W_{\gamma p} = 200 \text{ GeV} \tag{2.32}$$

$$\text{ZEUS}: \quad \sigma_{tot}^{\gamma p} = 143 \pm 4(\text{stat.}) \pm 17(\text{syst.})\;\mu b \quad \text{bei } W_{\gamma p} = 180 \text{ GeV} \tag{2.33}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen. Die Photoproduktion bei HERA wird durch drei Komponenten beschrieben:

Direkte Komponente: Bei der direkten Komponente wechselwirkt das Photon punktförmig mit einem Parton aus dem Proton. Das Parton kann ein Gluon (Photon-Gluon-Fusion, siehe Abbildung 2.3 (a)) oder ein Quark (QCD-Compton, siehe Abbildung 2.3 (b)) sein. Die direkte Komponente läßt sich bis zu einem Mindesttransversalimpuls von $p_\perp \geq 1.5-2$ GeV/c mit Hilfe der perturbativen QCD beschreiben.
Bei der Photon-Gluon-Fusion können schwere $c\bar{c}$- bzw. $b\bar{b}$-Paare oder leichte Quark-Antiquark-Paare entstehen, die Jets bilden. Die Photon-Gluon-Fusion ist der Hauptproduktionsprozeß für schwere Quarks bei HERA. Koppelt das Photon direkt an ein Quark im Proton (QCD-Compton) entsteht ein Quark- und ein Gluon-Jet. Messungen der direkten Komponente wurden in [39, 40] veröffentlicht.



(a) Photon-Gluon-Fusion (b) QCD-Compton

(c) VDM (d) Anomal

Abbildung 2.3: Diagramme zur Photoproduktion bei HERA.

VDM-Komponente: Das phänomenologische Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) [41] beschreibt die Photon-Proton-Streuung als Fluktuation des Photons in ein virtuelles Vektormeson ($\rho^0, \omega, \phi, ...$), welches anschließend mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt (siehe Abbildung 2.3 (c)). Wenn es sich bei dem Parton um ein Quark oder ein Gluon handelt, findet ein Austausch von Quantenzahlen statt (nicht-diffraktives Ereignis). Werden keine Quantenzahlen ausgetauscht, spricht man von einem diffraktiven Ereignis. Die Messungen der Vektormesonproduktion in nicht-diffraktiver und diffraktiver Photoproduktion bei HERA wurden in [42]–[47] veröffentlicht. Ergebnisse zur Produktion von Vektormesonen bei hohem Q^2 sind in [48, 49] aufgeführt.

Anomale Komponente: Die Fluktuation des Photons in einen ungebundenen Quark-Antiquark-Zustand wird als anomale Komponente bezeichnet. Die Wechselwirkung findet in Form eines harten Subprozesses zwischen einem Parton aus dem Photon und einem Parton aus dem Proton statt (siehe Abbildung 2.3 (d)). Dabei entsteht zusätzlich ein Jet aus dem hadronischen Restsystem des Photons. Die beiden Komponenten, bei denen das Photon über seine hadronische Struktur wechselwirkt (VDM- und anomale Komponente), werden als aufgelöste Komponente zusammengefaßt. Die hadronische Zusammensetzung des Photons wird durch die Photon-Strukturfunktion $F_2^\gamma(x_\gamma, Q^2)$ beschrieben. Untersuchungen zur anomalen Komponente und zur Photonstrukturfunktion wurden in [39, 50]–[54] veröffentlicht.

2.4 Diffraktive Ereignisse

Bei Ereignissen der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung kommt es zu einem Farbübertrag zwischen dem gestreuten Quark und dem Zuschauerjet. Eine Konsequenz der chromodynamischen Strahlung des Farbübertrages ist der hadronische Energiefluß zwischen dem Stromjet und dem Zuschauerjet. Bei HERA wurde ein Überschuß an Ereignissen gegenüber QCD-Vorhersagen gemessen, die einen großen Polarwinkel zwischen dem Zuschauerjet und dem am stärksten in Protonrichtung gestreuten Hadron aufweisen (Rapiditätslücke). Die Ursache für die Rapiditätslücke ist der fehlende Farbaustausch im Endzustand. Die diffraktive Wechselwirkung ohne Farbaustausch wird als Pomeron-Austausch interpretiert, wobei das Pomeron ein Teilchen mit den Quantenzahlen des Vakuums ist. Ereignisse mit einer Rapiditätslücke wurden auch in Photoproduktionsereignissen gefunden. Messungen des Anteils diffraktiver Ereignisse in der Elektron-Proton-Streuung und des hadronischen Energieflusses in diesen Ereignissen wurden in [16, 55]–[65] veröffentlicht.

2.5 Suche nach neuer Physik

Bei jedem Beschleuniger, der einen neuen kinematischen Bereich erschließt, wird nach bisher unentdeckten Teilchen gesucht. Die Suche bei HERA konzentriert sich auf s-Kanal-Resonanzen, bei denen das einlaufende Elektron mit einem Parton aus dem Proton fusioniert. Theoretische Modelle, die über das Standardmodell hinaus Vorhersagen machen, erwarten Leptoquarks, Leptogluonen, schwere und angeregte Leptonen und Squarks, die supersymmetrischen Partner der Quarks. Bisher wurde bei HERA keines dieser Teilchen entdeckt. Untere Grenzen für die Massen dieser Teilchen wurden veröffentlicht [66]–[73].

2.6 Physik mit Siliziumstreifendetektoren bei H1

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Gebiete dargestellt, in denen die Siliziumdetektoren des H1-Detektors eine Verbesserung der Messungen erlauben oder neue Parameterbereiche erschließen. Der zentrale Silizium-Spurendetektor wird als Vertexdetektor im Bereich der schweren Quarks eingesetzt und der rückwärtige Silizium-Spurendetektor erlaubt eine Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen x- und Q^2-Werten.

2.6.1 Schwere Quarks

Die Rekonstruktion von Zerfällen schwerer Quarks ist das klassische Anwendungsgebiet für Vertexdetektoren aus Siliziumstreifendetektoren. Dabei wird die verhältnismäßig hohe Lebensdauer ($\tau \sim 1$ ps) der Hadronen mit schweren Quarks ausgenutzt[11]. Die Teilchen legen nach ihrer Erzeugung im Mittel eine Strecke $l_{decay} = \beta\gamma c\tau$ (Zerfallslänge) zurück, bevor sie zerfallen. Mit Hilfe von Siliziumstreifendetektoren ist es möglich, Produktions- und Zerfallsvertex der Teilchen separat zu rekonstruieren und somit Untergrundereignisse wirksam zu unterdrücken.

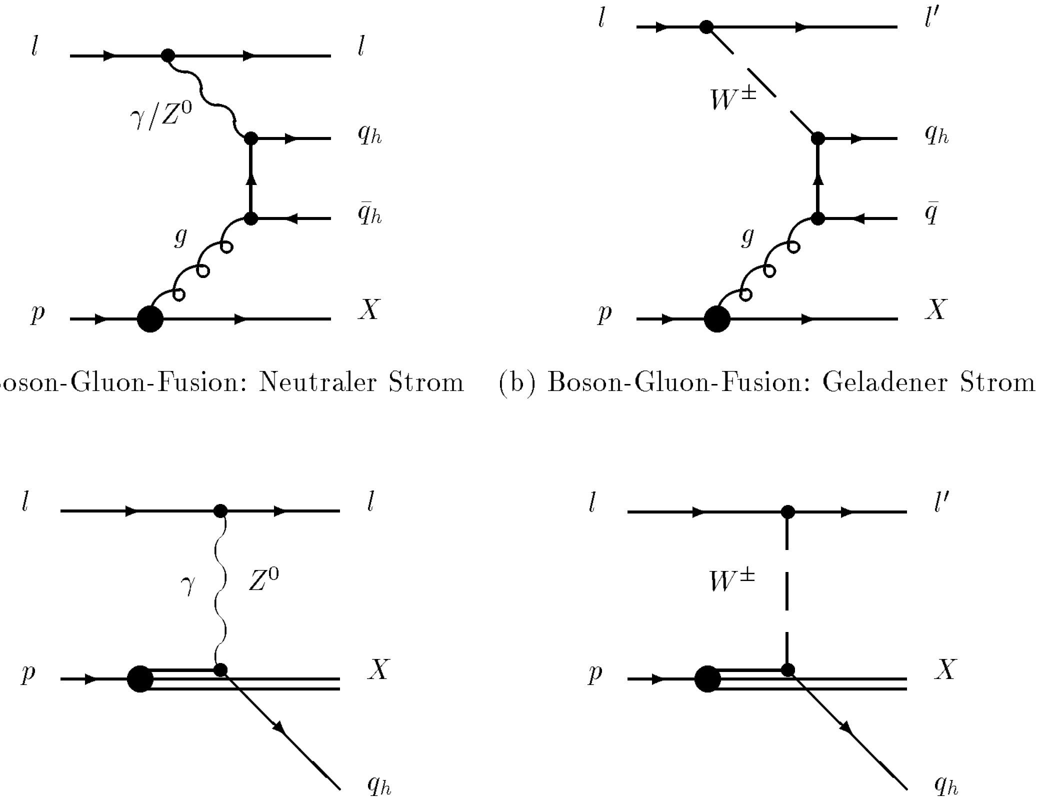
Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm-Quark-Paaren bei HERA liegt bei $\sigma(ep \to ec\bar{c}X) \sim 1$ μb. Der Wirkungsquerschnitt für die Bottom-Quark-Paarproduktion ist um einen Faktor 100 kleiner ($\sigma(ep \to eb\bar{b}X) \sim 10$ nb). Top-Quarkpaare können bei HERA wegen der hohen Top-Quark-Masse nicht erzeugt werden.

Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte zeigt, daß die Physik mit schweren Quarks bei HERA vorwiegend Charm-Physik bedeutet. Dabei sind sowohl inklusive als auch exklusive Messungen interessant. Bei den inklusiven Messungen geht es um den Nachweis von Hadronen mit Charm. Der Erzeugungsmechanismus für Charm-Quarks durch Gluonen gibt Aufschluß über den Gluoninhalt im Proton. In exklusiven Messungen wird nach seltenen Zerfällen von Hadronen mit Charm gesucht.

[11] Das gilt nur für Baryonen und Mesonen mit *einem* schweren Quark (*Open Charm*). Quarkoniumzustände, wie z.B. das J/ψ-Meson oder das Υ-Meson, die aus einem schweren Quark und dazugehörigem Antiquark bestehen (*Hidden Charm*), zerfallen durch starke und elektromagnetische Übergänge mit typischen Zeitkonstanten von $\tau_{J/\psi} = 0.8 \cdot 10^{-20}$ s bzw. $\tau_\Upsilon = 1.3 \cdot 10^{-20}$ s.

2.6.1.1 Produktion

Schwere Quarks q_h werden bei HERA überwiegend im Prozeß der Photon-Gluon-Fusion bei $Q^2 \approx 0$ (Photoproduktion) erzeugt (siehe Abbildung 2.4 (a)). Der Austausch von massiven Eichbosonen (siehe Abbildung 2.4 (a – d)) ist wegen ihrer großen Masse stark unterdrückt. Streuung an schweren Quarks im Proton (siehe Abbildung 2.4 (c,d)) kann wegen des geringen Anteils intrinsischer schwerer Quarks vernachlässigt werden.



(a) Boson-Gluon-Fusion: Neutraler Strom (b) Boson-Gluon-Fusion: Geladener Strom

(c) Tiefunelastischer neutraler Strom (d) Tiefunelastischer geladener Strom

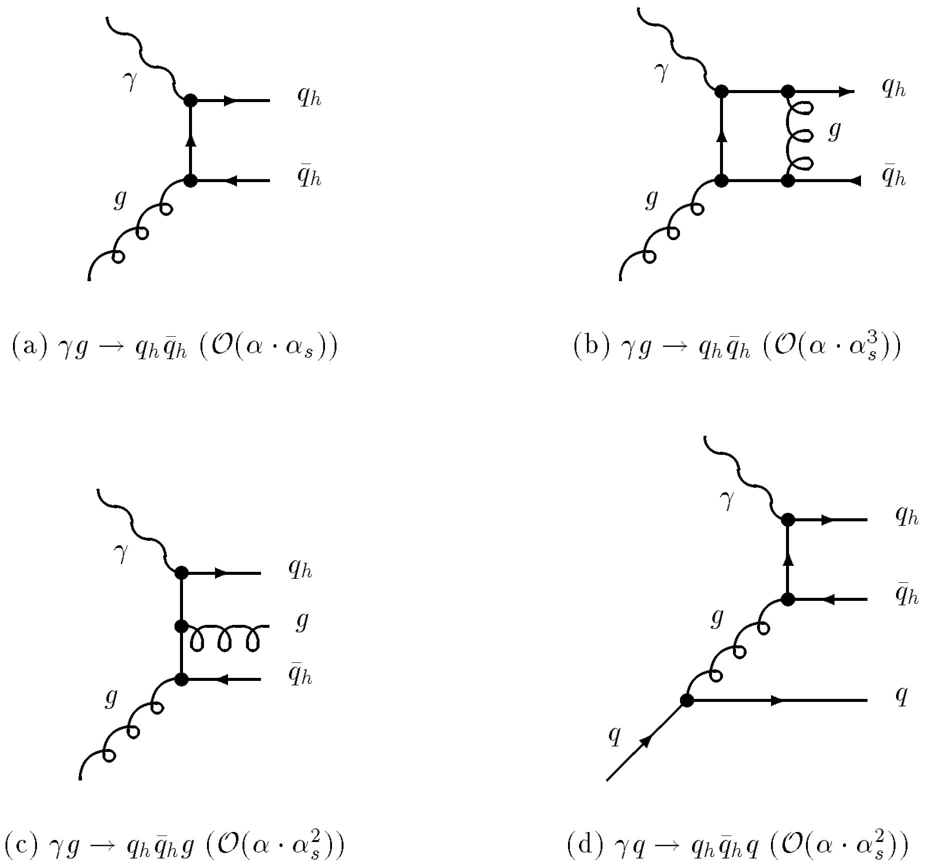
Abbildung 2.4: Diagramme zur Erzeugung von schweren Quarks bei HERA.

Den Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt bei der Produktion schwerer Quarks liefert der Prozeß niedrigster Ordnung $\mathcal{O}(\alpha{\cdot}\alpha_s)$ (siehe Abbildung 2.5 (a)). Es folgen die direkten Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^2)$ (siehe Abbildung 2.5 (c,d)). Der Prozeß der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^3)$ mit einem intermediären Gluon (siehe Abbildung 2.5 (b)) trägt durch Interferenz mit dem Prozeß niedrigster Ordnung α_s zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^2)$ bei. Der Beitrag der aufgelösten Komponente, bei der das Photon hadronisch mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt, wird bei HERA-Energien zu $\leq 30\%$ abgeschätzt [74].

Der totale Wirkungsquerschnitt für die inklusive Erzeugung eines schweren Quark-Paares $q_h\bar{q}_h$ in der Elektron-Proton-Streuung durch die Photon-Gluon-Fusion $\sigma^{PGF}(ep \to eq_h\overline{q}_hX)$ kann ausgedrückt werden durch die Photonspektralfunktion $G_{\gamma/e}$, die Gluondichte im Proton $g(x_g, \mu^2)$ und den Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}(\gamma g \to q_h\bar{q}_hX)$:

$$\sigma^{PGF}(ep \to eq_h\overline{q}_hX) = \int dy\ G_{\gamma/e}(y) \int dx_g\ g(x_g, \mu^2)\ \hat{\sigma}(\gamma g \to q_h\bar{q}_hX)(\hat{s}, \mu^2) \qquad (2.34)$$

Die Photonspektralfunktion $G_{\gamma/e}(y)$ gibt die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons mit dem Anteil y an der Elektronenenergie an. Die Gluondichte $g(x_g, \mu^2)$ beschreibt die Abstrahlungswahrscheinlichkeit für ein Gluon mit dem Impulsanteil x_g am Proton. $\hat{\sigma}$ ist der



(a) $\gamma g \rightarrow q_h \bar{q}_h$ ($\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s)$)

(b) $\gamma g \rightarrow q_h \bar{q}_h$ ($\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^3)$)

(c) $\gamma g \rightarrow q_h \bar{q}_h g$ ($\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^2)$)

(d) $\gamma q \rightarrow q_h \bar{q}_h q$ ($\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^2)$)

Abbildung 2.5: Direkte Komponente der Photoproduktion von schweren Quarks.

Wirkungsquerschnitt für den harten Photon-Gluon-Subprozeß, der von der Schwerpunktsenergie des Photon-Gluon-Systems $\sqrt{\hat{s}}$ abhängig ist. μ ist die Subtraktionsskala, an der die perturbative QCD ausgewertet wird.
Die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung schwerer Quarks wurden für die Photon-Gluon-Fusion bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s^2)$ berechnet. Bei den störungstheoretischen QCD-Rechnungen wurde angenommen, daß die Masse der schweren Quarks im Vergleich zur QCD-Skala $\Lambda \sim 300$ MeV/c^2 groß ist. Zudem ist der Wirkungsquerschnitt abhängig von der Masse der schweren Quarks m_{q_h}, der Gluondichte im Proton $g(x_g, \mu^2)$ und der Subtraktionsskala μ. Mit einem Parametersatz, der die Produktion von schweren Quarks in Fixed Target-Experimenten beschreibt, wurden die in Tabelle 2.1 angegebenen Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks bei HERA ($\sqrt{s} = 314$ GeV) berechnet [74].

Quark-Flavour	$\sigma_{q_h \bar{q}_h}$
Charm	$0.68^{+0.26}_{-0.18}$ μb
Bottom	6.0 ± 1.1 nb
Top	≤ 0.02 pb

Tabelle 2.1: Theoretische Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung schwerer Quarks bei HERA [74].

Bei den berechneten Wirkungsquerschnitten werden bei der Designluminosität von HERA von 100 pb^{-1} jährlich $\sim 10^8$ Charm-Paare und $\sim 10^6$ Bottom-Paare erzeugt. Wegen des um zwei Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Charm-Quark-Paaren gegenüber Bottom-Quark-Paaren, wird im weiteren nur auf die Physik von Charm-Hadronen eingegangen.
Zu 90% fragmentieren primäre Charm-Quarks in Mesonen und zu 10% in Baryonen. Bei etwa

75% der Mesonen handelt es sich um D^*-Mesonen. Je 45% der D^*-Mesonen sind $D^{*\pm}$- und D^{*0}-Mesonen und zu 10% werden D_s^*-Mesonen erzeugt:

$$\underbrace{c \xrightarrow{90\%} \text{Meson} \xrightarrow{75\%} D^* \xrightarrow{90\%} D^*_{u,d}}_{61\%} \tag{2.35}$$

Zusammen mit den Verzweigungsverhältnissen in Tabelle 2.2 ergibt sich, daß 76% (19%) der Ereignisse mit einem $c\bar{c}$-Paar ein $D^0(D^+)$-Meson im Endzustand haben. Somit ist HERA eine reichhaltige Quelle für D-Mesonen. Der hohe Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm-Quarks und die Verzweigungsverhältnisse erlauben die Untersuchung seltener Zerfälle und Mischung von D^0-Mesonen. Ein weiteres interessantes Untersuchungsfeld ist die Produktion von Baryonen mit Charm, auf das aber in dieser Arbeit nicht eingegangen wird.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis [%]
$D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$	68.1 ± 1.3
$D^{*\pm} \rightarrow D^\pm\pi^0$	30.8 ± 0.8
$D^{*\pm} \rightarrow D^\pm\gamma$	$1.1^{+1.4}_{-0.7}$
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	63.6 ± 2.8
$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	36.4 ± 2.8
$D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm\gamma$	≈ 100

Tabelle 2.2: Verzweigungsverhältnisse für Zerfallskanäle der D^*-Mesonen [75].

2.6.1.2 Zerfälle und Lebensdauern von Mesonen mit Charm

Das Charm-Quark eines Mesons zerfällt unabhängig von Quarks und Gluonen als freies Teilchen (Zuschauermodell). Der Zerfall des Charm-Quarks wird im Standardmodell durch einen schwachen geladenen Strom beschrieben. Der Strom koppelt nach der GIM-Theorie [76] an die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Diese gruppieren sich in zwei Quarkdubletts, die durch Rotation aus den Masseneigenzuständen hervorgehen:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \tag{2.36}$$

mit

$$d' = d\cos\theta_C + s\sin\theta_C \tag{2.37}$$
$$s' = -d\sin\theta_C + s\cos\theta_C \tag{2.38}$$

Der Cabibbo-Mischungswinkel θ_C beträgt 13°. Das GIM-Modell wurde für vier Quarkflavours aufgestellt. Die Erweiterung auf sechs Flavours wird durch die Kobayashi-Maskawa-Matrix beschrieben.

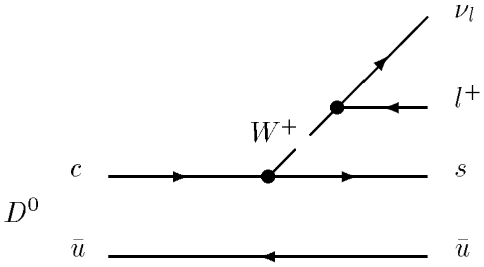
Die Übergangswahrscheinlichkeit eines Charm-Quarks in ein leichtes Quark und ein W^+-Boson berechnet sich aus den Kopplungen am Produktionsvertex und am Zerfallsvertex des Bosons. Es gibt einen Cabibbo-erlaubten und einen Cabibbo-unterdrückten Zerfall des Charm-Quarks in ein W^+-Boson und ein leichtes Quark:

$$c \rightarrow sW^+ \propto \cos\theta_C \quad \text{(Cabibbo-erlaubt)} \tag{2.39}$$
$$c \rightarrow dW^+ \propto \sin\theta_C \quad \text{(Cabibbo-unterdrückt)} \tag{2.40}$$

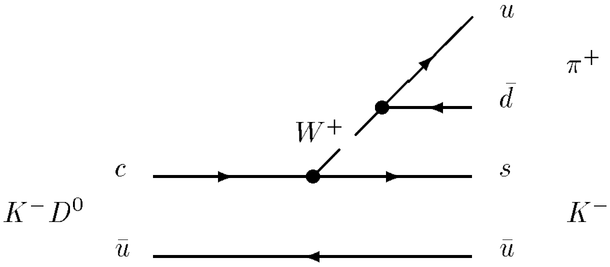
Der hadronische Zerfall des W^+-Bosons wird ebenfalls durch einen Cabibbo-erlaubten und einen Cabibbo-unterdrückten Übergang beschrieben. Die Amplitude für den leptonischen Zerfall des W^+-Bosons beträgt 1:

$$\begin{array}{llll} W^+ \to & l^+\nu_l & \propto & 1 \\ W^+ \to & u\bar{d} & \propto & \cos\theta_C \quad \text{(Cabibbo-erlaubt)} \\ W^+ \to & u\bar{s} & \propto & \sin\theta_C \quad \text{(Cabibbo-unterdrückt)} \end{array} \tag{2.41}$$

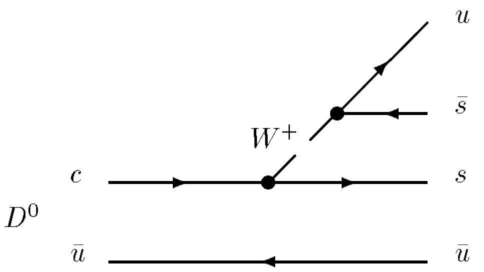
Zerfälle des Charm-Quarks mit einem Cabibbo-unterdrückten Übergang heißen einfach Cabibbo-unterdrückt. Zerfälle mit Cabibbo-unterdrückten Übergängen an beiden Vertizes heißen doppelt Cabibbo-unterdrückt (DCSD[12]). Beispiele für die verschiedenen Zerfälle des D^0-Mesons im Zuschauermodell sind in der Abbildung 2.6 (a – d) gezeigt.



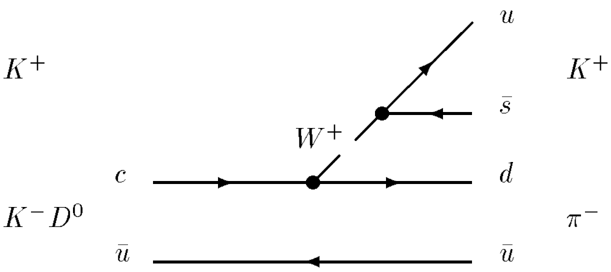
(a) semileptonisch



(b) Cabibbo-erlaubt



(c) Cabibbo-unterdrückt



(d) doppelt Cabibbo-unterdrückt

Abbildung 2.6: Beispiele für Zerfälle des D^0-Mesons.

Die Lebensdauer eines Mesons mit Charm entspricht im Zuschauermodell der Lebensdauer des Charm-Quarks. Aus der semileptonischen Zerfallsbreite läßt sich die Lebensdauer des Charm-Quarks berechnen:

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2 m_c^2}{192\pi^3}\, |V_{cs}|^2\, \mathcal{P} \tag{2.42}$$

G_F ist die Fermi-Konstante, m_c die Charm-Quarkmasse, V_{cs} das Matrixelement der Kobayashi-Maskawa-Matrix und $\mathcal{P}$ der Phasenraumfaktor. Berücksichtigt man die möglichen Zerfallskanäle des W^+-Bosons, so erhält man die totale Zerfallsbreite:

$$\Gamma_{Total} = 5\Gamma_{sl} \tag{2.43}$$

Daraus ergibt sich eine Lebensdauer des Charm-Quarks von

[12] Double Cabibbo Suppressed Decay

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{Total}} \approx 1.5 \text{ ps} \tag{2.44}$$

Nach dem naiven Zuschauermodell sind die Lebensdauern der verschiedenen Mesonen mit Charm gleich. Die Wechselwirkungen unter den hadronischen Zerfallsprodukten und die Farbneutralität der Mesonen im Endzustand führen jedoch zu unterschiedlichen Lebensdauern der Mesonen mit Charm. Die gemessenen Lebensdauern τ sind zusammen mit den entsprechenden Zerfallslängen $c\tau$ in Tabelle 2.3 aufgelistet.

Meson	Lebensdauer τ [ps]	Zerfallslänge $c\tau$ [μm]
$D^{\pm}$	1.057 ± 0.015	316.9 ± 4.5
D^{0}	0.415 ± 0.004	124.4 ± 1.2
$D_s^{\pm}$	0.467 ± 0.017	140.0 ± 5.1

Tabelle 2.3: Lebensdauern von Mesonen mit Charm [75].

2.6.1.3 Gluoninhalt im Proton

Die Gluondichte des Protons wurde bei bisherigen Experimenten hauptsächlich indirekt gemessen. Sie wurde entweder über das Messen von Skalenverletzungen der Protonstrukturfunktionen F_2 oder F_3[13] und Lösen der Entwicklungsgleichungen oder durch Messen der Variation der longitudinalen Strukturfunktion $F_L = \frac{F_2}{1+R}$ mit dem Viererimpulsübertrag Q^2 bestimmt. Indirekte Methoden haben theoretische und experimentelle Nachteile. Es existiert eine starke Korrelation zwischen Λ_{QCD} und der Gluondichteparametrisierung. Zudem kann die Gluondichte prinzipiell nur bis zu x_g-Werten extrahiert werden, bis zu denen die Strukturfunktion F_2 bekannt ist.
Der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion ermöglicht eine direkte Messung der Gluondichte des Protons. Dies erfolgt über die Rekonstruktion von x_g und $\hat{s}$ und der anschließenden Entfaltung der Gluondichte aus den Daten. Der durch Fixed Target-Experimente erschlossene Bereich beschränkt sich auf die Region $x_g > 10^{-2}$. Bei HERA kann die Gluondichte für $5 \cdot 10^{-4} \leq x_g \leq 10^{-1}$ gemessen werden. Dies ist mit Hilfe von (2$\oplus$1)-Jet-Ereignissen, J/ψ-Ereignissen, inklusiven Verteilungen kinematischer Größen der Charm-Quarks und des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Charm-Produktion $d\sigma_{c\bar{c}}/dx_g$ möglich.
Der Impulsanteil des Gluons am Proton x_g kann aus den Produkten der Hadronisation der Charm-Quarks berechnet werden. Dies ist z.B. durch die Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen möglich, deren Polarwinkel und Impulse stark mit denen des Mutter-Charm-Quarks korreliert sind. Im Mittel tragen die $D^{*\pm}$-Mesonen etwa 80% des Impulses des Mutter-Charm-Quarks. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, können

- Hadronen in einem bestimmten Winkel um die $D^{*\pm}$-Richtung berücksichtigt werden, oder
- ein Korrekturfaktor ($\vec{p}_c = x_c \vec{p}_{D^*}$) angebracht werden.

Zwei Methoden [77, 78], die zur Berechnung der Gluondichte rekonstruierte $D^{*\pm}$-Mesonen verwenden, werden im Folgenden vorgestellt: die $\hat{s}$-Methode und die η-Methode.

[13] Bei hohen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 \geq 5000$ GeV^2/c^2) sind der Austausch eines Z^0-Bosons und γZ^0-Interferenzterme in der Elektron-Proton-Streuung nicht mehr zu vernachlässigen. Die Strukturfunktion F_3 enthält ausschließlich diese Terme, im Gegensatz zu den Strukturfunktionen F_1 und F_2, bei denen der elektromagnetische Anteil dominiert.

Die $\hat{s}$-Methode: Der Impulsanteil des Gluons am Proton x_g läßt sich aus der Inelastizität y und der Schwerpunktsenergie des Photon-Gluon-Systems $\sqrt{\hat{s}}$ berechnen. In Photoproduktionsereignissen, bei denen $Q^2 \approx 0$ ist, gilt:

$$x_g = \frac{\hat{s}}{ys} \tag{2.45}$$

y erhält man aus der Messung des gestreuten Elektrons oder des hadronischen Endzustandes (siehe Abschnitt 2.1). In kollinearer Näherung kann $\hat{s}$ aus der Energie und dem Impuls eines rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesons bestimmt werden:

$$\hat{s} = \frac{p_{\perp,c}^2 + m_c^2}{z(1-z)} \tag{2.46}$$

mit

$$z = \frac{E_c - p_{L,c}}{2yE_e} \tag{2.47}$$

Die Energie und der Impuls des Charm-Quarks lassen sich, wie oben angegeben, aus den Parametern des $D^{*\pm}$-Mesons abschätzen.

Die η-Methode: Bei der η-Methode wird x_g aus der Rapidität[14] des $c\bar{c}$-Subsystems $\eta_{c\bar{c}}$ bestimmt. Die Rapidität des $c\bar{c}$-Subsystems entspricht etwa der Rapidität des $D^{*+}D^{*-}$-Systems:

$$x_g = \frac{yE_e}{E_p} e^{2\eta_{c\bar{c}}} \tag{2.48}$$

Die beiden Methoden unterscheiden sich in Genauigkeit und Effizienz. Die $\hat{s}$-Methode liefert x_g mit einer Genauigkeit von etwa 40% im Bereich zwischen $5 \cdot 10^{-4} \leq x_g \leq 10^{-1}$. Bei der η-Methode wird x_g mit einer Auflösung von 28% in einem Bereich zwischen $5 \cdot 10^{-3} \leq x_g \leq 3 \cdot 10^{-2}$ bestimmt. Die η-Methode erfordert die Rekonstruktion beider $D^{*\pm}$-Mesonen, was zu einer reduzierten Effizienz führt.

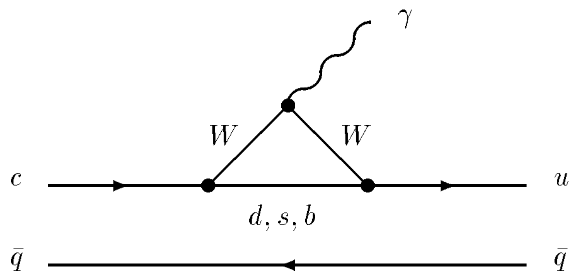
2.6.1.4 Seltene Zerfälle von Mesonen mit Charm

Die hohe Rate von erzeugten D-Mesonen bei HERA erlaubt eine Untersuchung von Zerfällen, die im Standardmodell stark unterdrückt (seltene Zerfälle) oder sogar verboten (verbotene Zerfälle) sind. Zu den seltenen Zerfällen zählen die in Abschnitt 2.6.1.2 vorgestellten doppelt Cabibbo-unterdrückten Zerfälle, Flavour-ändernde neutrale Ströme, Pinguin-Zerfälle und $D^0\bar{D}^0$-Mischung. Beispiele für seltene Zerfälle sind in Abbildung 2.7 (a – d) gezeigt. Verboten sind Zerfälle, bei denen sich Erhaltungsgrößen wie die Leptonenzahl oder die Baryonenzahl ändern.

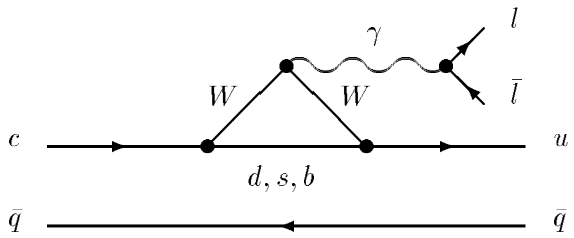
Flavour-ändernde neutrale Ströme: Im Standardmodell treten Flavour-ändernde neutrale Ströme (FCNC[15]) nur in Schleifen auf (*Loop Level*, siehe Abbildung 2.7 (c)). Die Raten sind klein und sensitiv in Bezug auf neue schwere Teilchen und auf neue Physik. Pinguin-Zerfälle, bei denen ein c-Quark in ein u-Quark übergeht, gehören ebenfalls zu den Ereignissen mit Flavour-ändernden neutralen Strömen. Im Experiment zeichnet sich der Übergang $c \rightarrow u\gamma$ durch ein Photon oder ein Leptonpaar im Endzustand aus (siehe Abbildung 2.7 (a,b)).

[14] Die Rapidität eines Teilchens läßt sich aus seiner Energie und seinem Longitudinalimpuls berechnen: $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_L}{E-p_L}$.

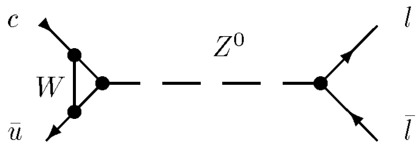
[15] *Flavour Changing Neutral Currents*



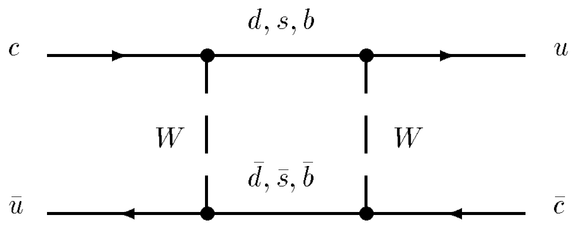
(a) Pinguin: $c \to u\gamma$



(b) Pinguin: $c \to ul\bar{l}$



(c) Flavour-ändernder neutraler Strom



(d) $D^0\bar{D}^0$-Mischung

Abbildung 2.7: Seltene Zerfälle von Mesonen mit Charm (*Loop Level*).

$D^0\bar{D}^0$-Mischung: Mischung im $D^0\bar{D}^0$-System (siehe Abbildung 2.7 (d)) ist nach dem Standardmodell geringer als bei K^0- oder B^0-Mesonen. Theoretische Modelle berechnen den Mischungsparameter

$$r_D = \frac{1}{2}\left(\left(\frac{\Delta m_D}{m_D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Gamma_D}{\Gamma_D}\right)^2\right) \tag{2.49}$$

zu $10^{-4} \leq r_D \leq 5 \cdot 10^{-3}$ [79, 80]. Der Nachweis von stärkerer Mischung wäre ein Hinweis auf neue Physik.
Die Messung von Mischung im $D^0\bar{D}^0$-System kann über den Zerfall $D^{*+} \to D^0\pi^+$ erfolgen. Das D^0-Meson wird dabei über die Ladung des π-Mesons aus dem D^{*+}-Zerfall identifiziert. Das Mischen $D^0 \to \bar{D}^0$ und der anschließende Zerfall des $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$ kann aus der Ladung der Zerfallshadronen rekonstruiert werden.
Der Hauptuntergrund für diese Messung ist der doppelt Cabibbo-unterdrückte Zerfall des D^0-Mesons, der den gleichen Endzustand liefert. Eine Unterscheidung ist durch das Messen der zeitlichen Entwicklung der Mischung möglich.

Leptonenzahl verletzende Zerfälle: Zerfälle, bei denen Leptonenzahlen verletzt werden, sind im Standardmodell verboten. Eine Beobachtung solcher Zerfälle ist ein deutlicher Hinweis auf neue Physik. In theoretischen Modellen wie Technicolour oder Compositeness sind solche Zerfälle möglich. Man unterscheidet zwischen der absoluten Verletzung der Leptonenzahl (LNV[16]) und der Verletzung der Leptonenzahl zwischen verschiedenen Familien (LFV[17]).

In Tabelle 2.4 sind die aktuellen oberen Grenzen bzw. die gemessenen Werte für die Verzweigungsverhältnisse seltener Zerfälle angegeben. Mit dem zentralen Silizium-Spurendetektor

[16] *Lepton Number Violation*
[17] *Lepton Flavour Violation*

Kanal	Typ	Verzweigungsverhältnis (90% C.L.)	Experiment
$D^0 \to K^+\pi^-$	DCSD	$(3.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$	CLEO
$D^0 \to K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	DCSD	$< 1.5 \cdot 10^{-3}$	CLEO, E691
$D^0 \to K^+\pi^-$ (via $\bar{D}^0$)	Mixing	$< 1.5 \cdot 10^{-4}$	E691
$D^0 \to \mu^- X$	Mixing	$< 5.6 \cdot 10^{-4}$	SPEC
$D^0 \to e^+e^-$	FCNC	$< 1.3 \cdot 10^{-5}$	CLEO
$D^0 \to \mu^+\mu^-$	FCNC	$< 1.1 \cdot 10^{-5}$	SPEC
$D^0 \to \bar{K}^0 e^+e^-$	FCNC	$< 1.1 \cdot 10^{-4}$	CLEO
$D^0 \to \rho^0 e^+e^-$	FCNC	$< 4.5 \cdot 10^{-4}$	CLEO
$D^0 \to \rho^0 \mu^+\mu^-$	FCNC	$< 8.1 \cdot 10^{-4}$	CLEO
$D^0 \to e^\pm\mu^\mp$	LFV	$< 1.9 \cdot 10^{-5}$	CLEO
$D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$	DCSD	$< 5.0 \cdot 10^{-3}$	MARK I
$D^+ \to K^+K^+K^-$	DCSD	$(5.2 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$	WA82
$D^+ \to \phi K^+$	DCSD	$(3.9^{+2.2}_{-1.9}) \cdot 10^{-4}$	E691
$D^+ \to \pi^+e^+e^-$	FCNC	$< 2.5 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to \pi^+\mu^+\mu^-$	FCNC	$< 2.9 \cdot 10^{-3}$	CLEO
$D^+ \to K^+e^+e^-$	FCNC	$< 4.8 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to K^+\mu^+\mu^-$	FCNC	$< 9.2 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to \pi^+e^\pm\mu^\mp$	LFV	$< 3.8 \cdot 10^{-3}$	CLEO
$D^+ \to K^+e^+\mu^-$	LFV	$< 3.4 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to K^+e^-\mu^+$	LFV	$< 3.4 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to \pi^-e^+e^+$	LNV	$< 4.8 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to \pi^-\mu^+\mu^+$	LNV	$< 6.8 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to \pi^-\mu^+e^+$	LNV	$< 3.7 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to K^-e^+e^+$	LNV	$< 9.1 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to K^-\mu^+\mu^+$	LNV	$< 4.3 \cdot 10^{-3}$	MARK II
$D^+ \to K^-\mu^+e^+$	LNV	$< 4.0 \cdot 10^{-3}$	MARK II

Tabelle 2.4: Verzweigungsverhältnisse seltener Zerfälle von D-Mesonen [75, 81].

kann H1 die statistische Sensitivität der meisten Zerfälle bei einer integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} um ein bis zwei Größenordnungen erhöhen [82].

2.6.2 Protonstrukturfunktion bei kleinem Q^2 und kleinem Bjorken-x

Die bisherigen Messungen der Protonstrukturfunktion bei HERA wurden in Abschnitt 2.2 kurz vorgestellt. Es wurde ein starkes Ansteigen von $F_2(x, Q^2)$ für kleine x-Werte beobachtet. Das Ansteigen der Strukturfunktion F_2 ist auf ein Ansteigen der Gluondichte im Proton zurückzuführen. Die Gluondichte kann jedoch nicht unaufhörlich mit kleiner werdendem x ansteigen, weil sonst Unitaritätsprinzipien verletzt werden. Ab einem bestimmten x-Wert setzt ein Dämpfungsmechanismus ein: Die Gluonen können nicht mehr als freie Teilchen betrachtet werden, da sie rekombinieren können, wodurch der Anstieg der Gluondichte gebremst wird. Abhängig davon, ob die Rekombination im gesamten Protonvolumen oder nur in bestimmten Zonen (*Hot Spots*) stattfindet, setzt die Sättigung später oder früher ein.

Der rückwärtige Silizium-Spurendetektor überdeckt einen Winkelbereich von $163° < \theta < 176°$. Er schließt damit fast kontinuierlich an den zentralen Spurendetektor an, welcher Messungen bis zu $\theta \leq 160°$ ermöglicht. Der erweiterte Akzeptanzbereich erlaubt es, die kinematischen Variablen der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung x, y und Q^2 für $y > 0.8$ bis zu $x \sim 10^{-5}$ allein aus dem gestreuten Elektron zu bestimmen. Bei höheren x-Werten

($x \geq 3 \cdot 10^{-4}$) entspricht der Akzeptanzbereich des Detektors Q^2-Werten zwischen ~ 3 – 20 GeV^2/c^2. Diese Angaben beziehen sich auf Elektronen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommen. Im Gegensatz dazu wurden die in [2] veröffentlichten Messungen für kleine x- und Q^2-Werte mit einem um 67 cm in Protonrichtung verschobenen Wechselwirkungspunkt erreicht (*Shifted Vertex*).
Die meisten der in Abschnitt 2.1 vorgestellten Methoden zur Berechnung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 verwenden den Winkel des gestreuten Elektrons θ_e. Bei der Elektronmethode geht θ_e in die Berechnung aller kinematischen Variablen ein (Gleichungen 2.14 – 2.16). Die Fehler der kinematischen Variablen bei der Elektronmethode sind gegeben durch[18]:

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta Q_e^2}{Q_e^2} &= \frac{\Delta E_{e'}}{E_{e'}} \oplus \tan\theta_e/2\Delta\theta_e \\
\frac{\Delta x_e}{x_e} &= \frac{1}{y_e}\frac{\Delta E_{e'}}{E_{e'}} \oplus \left(\tan\theta_e/2 + \left(\frac{1}{y_e} - 1\right)\cot\theta_e/2\right)\Delta\theta_e \\
\frac{\Delta y_e}{y_e} &= \left(1 - \frac{1}{y_e}\right)\frac{\Delta E_{e'}}{E_{e'}} \oplus \left(\frac{1}{y_e} - 1\right)\cot\theta_e/2\Delta\theta_e
\end{aligned} \tag{2.50}$$

Die Messung des Polarwinkels geht in die Q_e^2- und die x_e-Berechnung mit einem Gewicht von $\tan\theta_e/2$ ein. Bei Messungen bis zu $\theta_e = 176°$ ist $\tan\theta_e/2 \approx 30$. Daraus ergibt sich die Forderung nach einer hohen Polarwinkelauflösung in diesem Detektorbereich. Die Messung des Azimutwinkels ϕ erlaubt durch Bestimmung der Ladung der gestreuten Teilchen eine Unterdrückung des Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen.

[18] Das Symbol $\oplus$ steht für eine quadratische Addition der Fehlerterme.

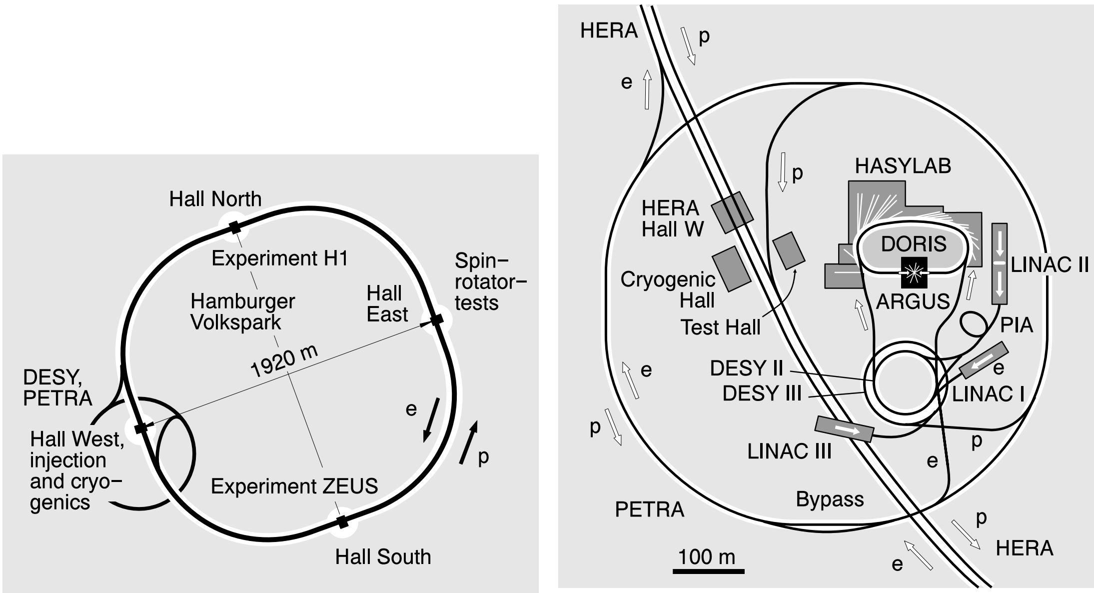
Kapitel 3

HERA und der H1-Detektor

In diesem Kapitel wird das Experiment, in dessen Rahmen diese Arbeit erstellt wurde, beschrieben. Es umfaßt einen kurzen Überblick über die Speicherring-Anlage HERA (3.1) und den H1-Detektor (3.2). Im dritten Abschnitt (3.3) werden die Siliziumdetektoren von H1 vorgestellt.

3.1 Die Speicherring-Anlage HERA

In der unterirdischen Speicherring-Anlage HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage, siehe Abbildung 3.1) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg werden Positronen mit einer Energie von 27.5 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV zur Kollision gebracht. Der Positronen- und der Protonenstrahl werden in zwei separaten Strahlrohren, die in einem 6.3 km langen Ringtunnel übereinander angeordnet sind, beschleunigt und gespeichert. An zwei von insgesamt vier möglichen Wechselwirkungspunkten werden die gespeicherten Teilchenstrahlen in ein gemeinsames Strahlrohr gelenkt und frontal zur Kollision gebracht.



(a) Die Speicherring-Anlage HERA

(b) Die Vorbeschleuniger

Abbildung 3.1: Die Speicherring-Anlage HERA und ihre Vorbeschleuniger (aus [83]).

Bis die Teilchen ihre Einschußenergie für HERA erreicht haben, müssen sie über ein komplexes System von Vorbeschleunigern (siehe Abbildung 3.1 (b)) sukzessive auf höhere Energien gebracht werden.

Die Protonen werden aus einer Wasserstoffquelle gewonnen und liegen zunächst in Form von negativen Ionen vor. Die Wasserstoffionen werden im LINAC III auf einen Impuls von 50 MeV/c beschleunigt. Bevor sie in das Synchrotron DESY III injiziert werden, streifen sie ihre Hüllenelektronen in einer dünnen Folie ab. Mit einem Impuls von 7.5 GeV/c erreichen die Protonen PETRA und werden dort auf ihre Einschußenergie für HERA von 40 GeV beschleunigt. Sobald genügend Protonen nach HERA injiziert worden sind, findet die letzte Beschleunigung auf die Endenergie von 820 GeV statt.

Für den Positronenstrahl werden zunächst Elektronen thermoelektrisch aus einer Wolframquelle gewonnen. Die Elektronen werden mit dem LINAC II beschleunigt und auf ein Konversionsziel geschossen, wo sie durch Bremsstrahlung und Paarbildung die benötigten Positronen erzeugen. Diese werden mit dem LINAC II weiter auf 450 MeV beschleunigt und in PIA akkumuliert. Haben sich in PIA hinreichend viele Positronen angesammelt, werden sie nach DESY II injiziert und dort auf 7.5 GeV beschleunigt. In PETRA werden die Positronen im gleichen Strahlrohr wie die Protonen, aber im umgekehrten Umlaufsinn auf ihre Einschußenergie für HERA von 12 GeV beschleunigt. In HERA erfahren sie die letzte Beschleunigung auf 27.5 GeV.

Die Beschleunigung der Positronen und Protonen in den Speicherringen erfolgt in Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken. Dies hat zur Folge, daß die Teilchen nicht als kontinuierlicher Strom, sondern in Form von Teilchenpaketen (*Bunches*) umlaufen. Für das Erreichen der Designluminosität von $1.5 \cdot 10^{31}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ sollen je 210 Teilchenpakete mit $3.6 \cdot 10^{10}$ Positronen bzw. 10^{11} Protonen zur Kollision gebracht werden. Dies entspricht Strahlströmen von 58 mA bzw. 163 mA. Alle 96 ns durchqueren sich ein Positronpaket und ein Protonpaket an den vorgesehenen Wechselwirkungspunkten, und eventuell kommt es zu einer Kollision. Der zeitliche Abstand von 96 ns zwischen zwei Durchquerungen (*Bunch Crossings*) entspricht einer Frequenz von 10.4 MHz. Einige Betriebsparameter von HERA sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Parameter		Design		1995	
		e^+-Ring	p-Ring	e^+-Ring	p-Ring
Strahlenergie	[GeV]	30	820	27.5	820
Injektionsenergie	[GeV]	14	40	12	40
Typische Fülldauer	[min]	15	20	30	60
Teilchenpakete		210	210	$174+15$	$174+6$
Teilchen pro Paket	$[10^{10}]$	3.6	10	1.3	3.9
Strahlstrom	[mA]	58	163	18.4	54.0
Führungsfeld	[T]	0.165	4.68	0.149	4.68
$\langle L \rangle$	$[10^{31}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$	1.5		0.21	
$\int L dt$	$[\mathrm{pb}^{-1}]$	100		11	

Tabelle 3.1: Einige Parameter der Speicherring-Anlage HERA [84].

Aufgrund des totalen Positron-Proton-Wirkungsquerschnittes findet nur etwa alle 10^5 Bunch Crossings eine e^+p-Streuung statt. Zehnmal größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton mit einem Restgasmolekül kollidiert. Die Anzahl dieser und durch andere Prozesse verursachte Untergrundereignisse (siehe Abschnitt 3.2.2) kann mit Hilfe von sogenannten Pilot-Paketen abgeschätzt werden. Pilot-Pakete sind Teilchenpakete, die keinen Kollisionspartner haben.

An zwei Wechselwirkungspunkten werden seit 1992 mit den Detektoren H1 und ZEUS *ep*-

Kollisionen[1] aufgezeichnet und untersucht. Der dritte der vier möglichen Wechselwirkungspunkte ist mit einem Experiment zur Untersuchung des Protonspins (HERMES) ausgerüstet. Am vierten Wechselwirkungspunkt wird in den kommenden Jahren ein Fixed Target-Experiment zur Bottom-Quark-Erzeugung (HERA-B) aufgebaut.

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor (siehe Abbildung 3.2) ist ein Universaldetektor, dessen schalenförmig angeordnete Komponenten einen Teilchennachweis im nahezu gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt erlauben. Zu den Aufgaben des Detektors gehören vor allem:

- Nachweis des gestreuten Elektrons bei Ereignissen mit neutralen Strömen und Messung seines Impulses und Polarwinkels zur Bestimmung der kinematischen Variablen der *ep*-Streuung,
- Bestimmung der Energie und der Richtung des hadronischen Endzustandes, Nachweis von Teilchenjets und Bestimmung von Impuls und Richtung isolierter geladener Teilchen mit hoher Präzision,
- Nachweis von Myonen,
- Nachweis von Ereignissen mit geladenen Strömen durch topologische Energieasymmetrien,
- Messung der Luminosität,
- Unterdrückung von Untergrundereignissen, die nicht auf einem *ep*-Streuprozeß beruhen.

Der Ursprung des bei H1 benutzten Koordinatensystems entspricht dem nominellen Wechselwirkungspunkt. Die Richtung des Protonenstrahls bildet die positive z-Achse. Die y-Achse zeigt nach oben und die x-Achse in das Zentrum von HERA. Die stark unterschiedlichen Energien von Positronen- und Protonenstrahl führen zu einem *Lorentz-Boost* des Schwerpunktsystems von $\gamma_{SP} = 2.86$. Aus diesem Grund ist der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut. Um der Hauptenergieflußrichtung Rechnung zu tragen, wurde der Bereich in Richtung des Protonenstrahls (Vorwärtsbereich) aufwendiger instrumentiert.

3.2.1 Aufbau

Aufgrund der Anzahl und der Komplexität der Komponenten kann an dieser Stelle nur eine kurze Beschreibung des Detektors erfolgen. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [85, 86]. Aus diesen Referenzen stammen, sofern nicht anders angegeben, alle Angaben zum Aufbau und der Funktionsweise der Detektorkomponenten. Im Folgenden wird die Numerierung der in Abbildung 3.2 dargestellten Detektorkomponenten verwendet.

[1]Während der ersten Betriebsjahre von HERA (1992/93) wurden Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht. Erst 1994 wurden die Elektronen durch Positronen ersetzt.

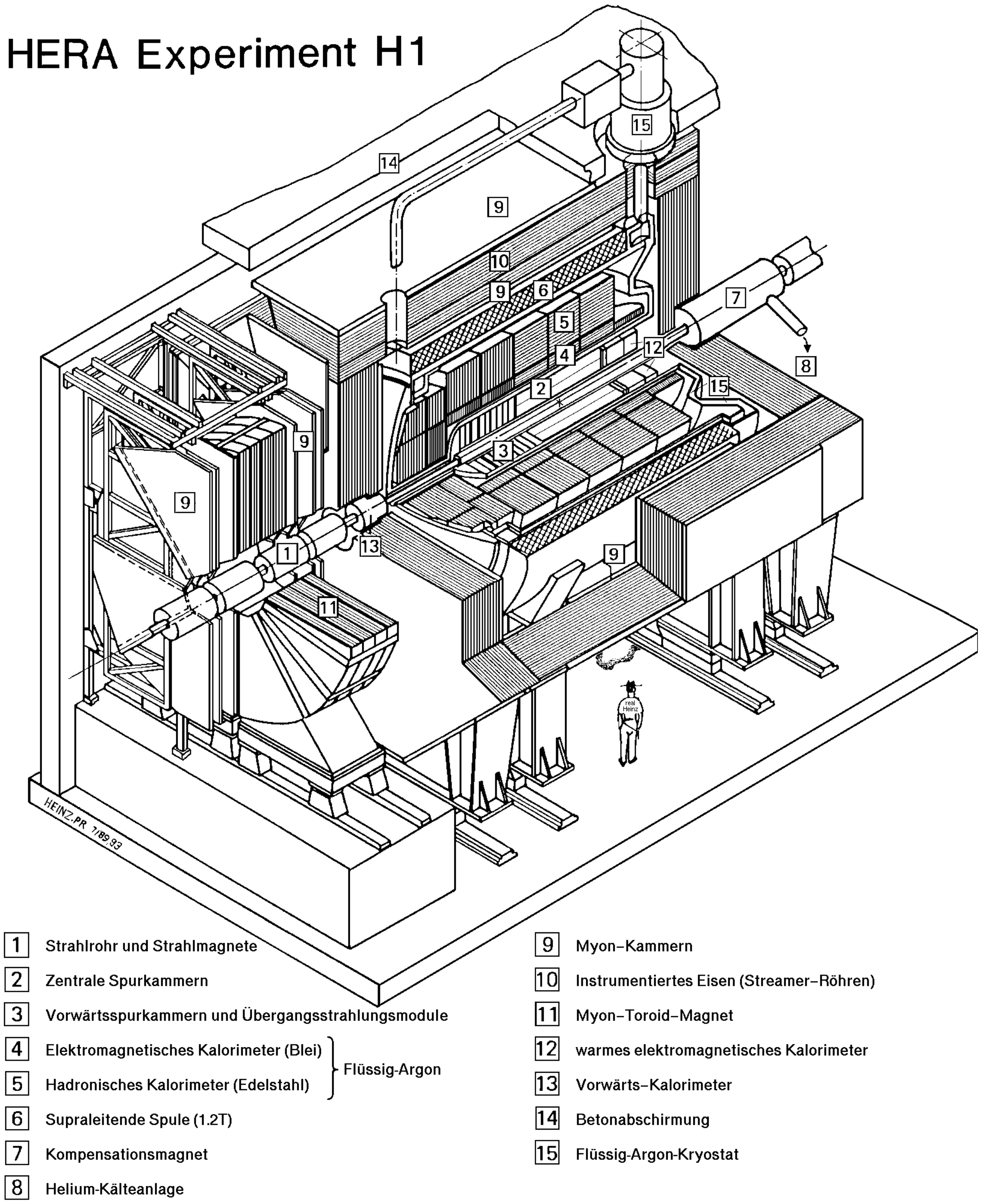


Abbildung 3.2: Perspektivische Darstellung des H1-Detektors.

3.2.1.1 Der Spurendetektor

Der Spurendetektor des H1-Detektors besteht aus drei mechanisch unabhängigen Einheiten: dem Vorwärts-Spurendetektor $\boxed{3}$, dem zentralen Spurendetektor $\boxed{2}$ und der Rückwärts-Driftkammer[2] (BDC). Ein Querschnitt des zentralen Spurendetektors ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

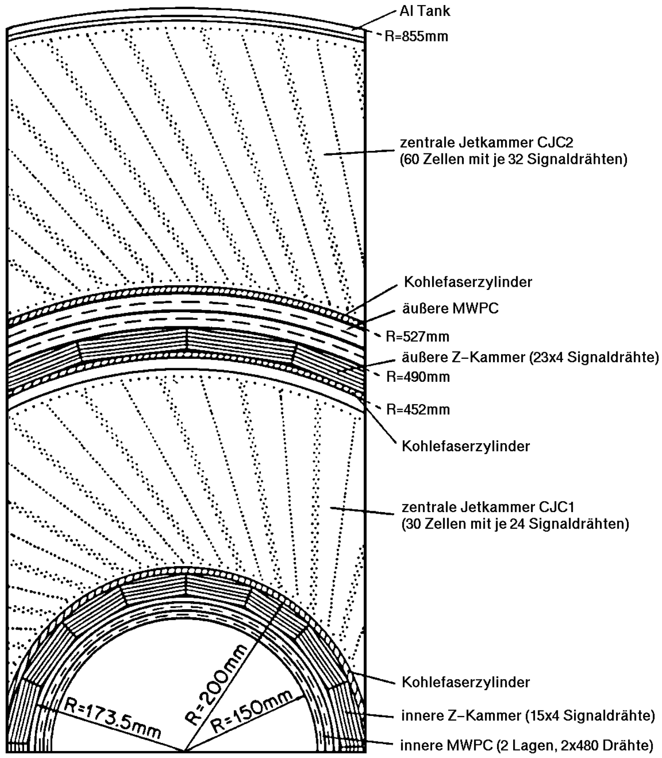


Abbildung 3.3: Querschnitt des zentralen Spurendetektors.

Die zentrale Spurenkammer: Die zentrale Spurenkammer CJC [87] ist nach dem Jetkammerprinzip konstruiert und besteht aus den beiden zylindrischen Modulen CJC1 und CJC2. Die Kammern überdecken den Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$. Die CJC1 (innerer Zylinder) besteht aus 30 Segmenten (Driftzellen) mit jeweils 24 Signaldrähten, die CJC2 (äußerer Zylinder) aus 60 Segmenten mit jeweils 32 Signaldrähten. Die Driftzellen sind zur Kompensation des Lorentzwinkels um 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt (siehe Abbildung 3.3).

Die insgesamt 2640 Signaldrähte sind parallel zur Strahlrichtung angeordnet und werden an beiden Enden elektronisch ausgelesen. Aus der Driftzeit der Elektronen, die beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens in der gasgefüllten Kammer freigesetzt werden, kann der Abstand der Teilchentrajektorie vom Draht und damit die Teilchenkoordinate in der Ebene senkrecht zum Draht ($r\phi$-Ebene) mit einer Genauigkeit von $\sigma_{r\phi} \approx 170\ \mu$m bestimmt werden [83]. Die Koordinate entlang des Drahtes (z-Koordinate) kann aus den Teilladungen an

[2] Die BDC ist in Abbildung 3.2 nicht zu erkennen. Sie befindet sich zwischen dem zentralen Spurendetektor $\boxed{2}$ und dem Rückwärts-Kalorimeter $\boxed{12}$.

beiden Drahtenden nach dem Ladungsteilungsprinzip mit einer Genauigkeit von $\sigma_z \approx 2$ cm bestimmt werden [88].
Die Bahn eines geladenen Teilchens kann in einem homogenen Magnetfeld durch eine Helix parametrisiert werden. Bei der Spurrekonstruktion werden aus den einzelnen Raumpunkten Spuren gebildet und deren Parameter bestimmt. Aus der Krümmung einer Teilchenspur im Magnetfeld wird der Transversalimpuls des Teilchens mit einer Auflösung von $\sigma_p/p^2 \approx 5\cdot10^{-3}$ $(\mathrm{GeV/c})^{-1}$ gemessen.
Die Amplituden an den Drähten der CJC werden mit einer Frequenz von 104 MHz gemessen und digitalisiert. Diese hohe Rate erlaubt über die Bestimmung der Signalpulsform eine Einzelspurauflösung von 2 mm. Die Auflösung der Energieverlustmessung eines geladenen Teilchens beträgt $\sigma_{dE/dx}/(dE/dx) \approx 10\%$ [88, 89]. Die kombinierte Information von Impuls und Energieverlust wird zur Teilchenidentifikation verwendet.

Die Z-Kammern: Zwei Z-Kammern, die äußere Z-Kammer (COZ) und die innere Z-Kammer (CIZ), messen die z-Koordinate einer Teilchenspur mit hoher Auflösung. Bei beiden Kammern handelt es sich um dünne Driftkammern, deren Signaldrähte polygonförmig um die Strahlachse gespannt sind. Die erreichten Auflösungen betragen $\sigma_z = 300 - 350\ \mu$m und $\sigma_{r\phi} \sim 9°$ [90]. Aus den Daten der zentralen Spurenkammer und den Z-Kammern lassen sich alle Ortskoordinaten einer Teilchenspur mit hoher Auflösung bestimmen.

Die zentralen Proportionalkammern: Als Bestandteil des Triggersystems (siehe 3.2.2) sind im Zentralteil des Detektors zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC[3]) installiert. Die innere Proportionalkammer besteht aus zwei Anodendrahtlagen mit 288 auszulesenden Kathodenflächen und deckt den Winkelbereich $10° < \theta < 170°$ ab. Die äußere Kammer hat 480 Kathodenflächen in einem Winkelbereich zwischen 25° und 155° [91]. Die Kammern liefern ein schnelles Triggersignal und eine grobe Richtungsinformation.

Die Rückwärts-Driftkammer: Die Rückwärts-Driftkammer BDC, die zwischen dem zentralen Spurendetektor $\boxed{2}$ und dem rückwärtigen Kalorimeter SPACAL $\boxed{12}$ installiert ist, vermißt die Spuren geladener Teilchen mit hoher Ortsauflösung ($\sigma_r = 400\ \mu$m, $\sigma_\phi = 800\ \mu$m). Dicht beieinanderliegende Spuren können bis auf 3 mm separiert werden. Die Auflösung der Energieverlustmessung beträgt $\sigma_{dE/dx}/(dE/dx) = 30\%$ [92].

Der Vorwärts-Spurendetektor: Der Vorwärts-Spurendetektor $\boxed{3}$ setzt sich aus drei hintereinander angeordneten Modulen zusammen, von denen jedes aus einer planaren und einer radialen Driftkammer, einer Vieldrahtproportionalkammer und einem Radiatorvolumen besteht. Die Driftkammern dienen zur Bestimmung des Polarwinkels und der $r\phi$-Koordinate. Außerdem messen die radialen Driftkammern die im Radiator erzeugte Röntgenstrahlung zur Teilchenidentifikation. Die Proportionalkammern liefern ein Triggersignal für Spuren in Vorwärtsrichtung. Der Vorwärts-Spurendetektor überdeckt den Winkelbereich $6° < \theta < 25°$.

3.2.1.2 Das Kalorimeter

Das H1-Kalorimetersystem besteht im wesentlichen aus einem fein segmentierten Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC), das sich in einem Kryostaten innerhalb des H1-Magneten befindet [93]. Es wird ergänzt durch ein Vorwärts-Kalorimeter und ein Kalorimeter im rückwärtigen Bereich zur Messung des gestreuten Elektrons (SPACAL).

[3] *Multiwire Proportional Chamber*

Das LAC erstreckt sich über einen Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 156^\circ$ und besteht aus einem elektromagnetischen Teil $\boxed{4}$ und einem hadronischen Teil $\boxed{5}$. Im elektromagnetischen Teil werden Bleiplatten als Absorbermedium verwendet, deren Gesamtdicke $20-30$ Strahlungslängen X_0 entsprechen. Elektromagnetische Schauer werden vollständig absorbiert und ihre Energie mit einer Auflösung von $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ bestimmt. Im hadronischen Teil des LAC dienen Edelstahlplatten als Absorbermedium. Die hadronische Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 55\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$. Beide Kalorimeterteile entsprechen zusammen $5-8$ Kernwechselwirkungslängen λ.
Das LAC ist ein nicht-kompensierendes Kalorimeter, was sich in einem unterschiedlichen Ansprechverhalten für elektromagnetische und hadronische Schauer äußert. Bei hadronischen Schauern geht ein Teil der Energie in Form niederenergetischer Neutronen verloren, da diese nicht zur Ionisation beitragen. Die Anpassung zwischen den unterschiedlichen Energieskalen erfolgt mittels eines Gewichtungsverfahrens [94]. Die Unterscheidung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern basiert auf der lateralen Schauerausdehnung.
Zur Messung des gestreuten Elektrons befindet sich im Winkelbereich $153^\circ < \theta < 177^\circ$ das SPACAL $\boxed{12}$. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil und einem hadronischen Teil. Beide sind aus szintillierenden Fasern, die in einer Bleimatrix eingebettet sind, aufgebaut (Spaghetti-Kalorimeter). Bei einem Blei/Faser-Verhältnis von 2.27:1 und einem Faserdurchmesser von 0.5 mm im elektromagnetischen Teil beträgt die Energieauflösung $\sigma_E/E = 7.1\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$. Die radiale Länge des elektromagnetischen Teils entspricht 27.5 Strahlungslängen X_0. Das SPACAL hat eine Zeitauflösung von 0.4 ns und eine energieabhängige Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 4.4\ \mathrm{mm}/\sqrt{E} \oplus 1.0\ \mathrm{mm}$. Der hadronische Untergrund bei der Elektronmessung aus Photoproduktionsereignissen kann durch den hadronischen Teil des Kalorimeters, der sich in $-z$-Richtung anschließt, erkannt und unterdrückt werden. Das Länge des gesamten SPACAL stellt 2.2 Kernwechselwirkungslängen λ dar.
Im vorderen Winkelbereich $0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$ ist bei $z = 5$ m das Vorwärts-Kalorimeter $\boxed{13}$ installiert. Es besteht aus Kupferplatten als Absorbermedium, zwischen denen sich großflächige Siliziumdetektoren ($5 \times 5\ \mathrm{cm}^2$) zur Auslese der deponierten Ladung befinden.

3.2.1.3 Der Magnet

Der Magnet besteht aus einer supraleitenden Solenoidspule $\boxed{6}$ und einem Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses $\boxed{10}$. Die Spule umgibt das Flüssig-Argon-Kalorimeter und den Spurendetektor. Sie befindet sich in einem Kryostaten mit einer Länge von 5.75 m, einem Innenradius von 2.60 m und einem Außenradius von 3.04 m. Im Bereich des Spurendetektors erzeugt die Spule ein annähernd homogenes Magnetfeld in z-Richtung von 1.15 T. Die größte Abweichung von der Homogenität liegt im hinteren Bereich der CJC und beträgt 5%.
Bei $z = -4.4$ m ist ein supraleitender Kompensationsmagnet $\boxed{7}$ installiert, um den Einfluß der Solenoidspule auf die Teilchenstrahlen zu minimieren.

3.2.1.4 Die Myon-Kammern

Das Eisenjoch ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert, die als äußerste Absorptionsschicht das Flüssig-Argon-Kalorimeter ergänzen und zum Myonennachweis dienen. Die Kammern sind zu jeweils drei Lagen vor und hinter $\boxed{9}$, sowie zehn Lagen im Eisenjoch $\boxed{10}$ angeordnet. Die Kammern werden digital mit Draht- und Flächenelektroden ausgelesen. Die Ortsauflösung der Drähte beträgt $3-4$ mm, die der Flächenelektroden $10-15$ mm. Im vorderen Winkelbereich ($3^\circ < \theta < 17^\circ$) wird der H1-Detektor durch ein Myon-Spektrometer ergänzt. Das Spektrometer besteht aus drei Driftkammerlagen vor und hinter einem Toroidmagneten $\boxed{11}$, dessen mittleres Feld 1.6 T beträgt. Das System erlaubt eine Impulsmessung für hochenergetische Myonen im Bereich $5-200$ GeV.

3.2.1.5 Die Veto-Wand und das Flugzeitsystem

Untergrundereignisse, die vom Protonenstrahl vor dem H1-Detektor erzeugt werden, können mit den Detektorkomponenten Veto-Wand und Flugzeitsystem wirksam unterdrückt werden. Das Flugzeitsystem (TOF) besteht aus zwei großflächigen Szintillator-Blei-Ebenen (317×317 cm^2 bzw. 317×634 cm^2) in einem Abstand von 195 cm bzw. 225 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt. Teilchen, die von außen in den H1-Detektor eindringen, werden aufgrund der Flugdifferenz von ~ 13 ns gegenüber Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, identifiziert.
Die Veto-Wand besteht ebenso wie das Flugzeitsystem aus großflächigen Szintillator-Blei-Ebenen. Die innere Veto-Wand bei $z = -8.1$ m überdeckt eine Fläche von 100×90 cm^2. Die größere äußere Veto-Wand (5×4 m^2) befindet sich bei $z = -6.5$ m. Die Teilchen werden in den Veto-Wänden durch Koinzidenz in beiden Ebenen nachgewiesen.

3.2.1.6 Das Luminositätssystem

Die Luminosität wird über die Rate des Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ gemessen, der im Rahmen der QED mit großer Genauigkeit berechnet werden kann [95]. Die Ereignisse werden durch die Messung des Elektrons und des Photons im Endzustand nachgewiesen. Der Hauptuntergrund für diese Messung stellt die Bremsstrahlung an Restgasmolekülen $eA \rightarrow eA\gamma$ dar. Dieser Prozeß hat die gleiche Ereignissignatur und einen Wirkungsquerschnitt in der gleichen Größenordnung. Sein Anteil macht etwa 10% der Bremsstrahlungsrate aus und wird mit Hilfe von Elektron-Pilot-Paketen bestimmt.
Das Luminositätssystem (siehe Abbildung 3.4) besteht aus zwei total absorbierenden Čherenkov-Kalorimetern (TlCl/TlBr-Kristalle mit jeweils 21.5 Strahlungslängen X_0 Dicke), einem Elektrondetektor bei $z = -33$ m und einem Photondetektor bei $z = -103$ m. Dem Photondetektor ist noch ein 2 Strahlungslängen X_0 dicker Bleifilter und ein Wasser-Čherenkov-Zähler vorgelagert, um Synchrotronstrahlung zu absorbieren und Photonen, die bereits vor dem Photondetektor eine Wechselwirkung eingehen, zu erkennen. Die Energieauflösung der Kalorimeter beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$. Die erreichte Genauigkeit der Luminositätsmessung liegt bei 5%.
Der Elektron-Detektor hat zudem die Aufgabe, in Photoproduktionsereignissen die Energie des gestreuten Elektrons zu messen. Die Ereignisse zeichnen sich durch ein nachgewiesenes Elektron und durch fehlende signifikante Aktivität im Photon-Detektor aus. In einem kinematischen Bereich von $Q^2 < 0.01$ GeV^2/c^2 und $0.2 < y_e < 0.8$ kann damit die Ereigniskinematik unabhängig vom hadronischen Endzustand bestimmt werden[4]. Die Akzeptanz der Detektoren ist auf einen Polarwinkelbereich < 5 mrad zur Strahlachse eingeschränkt.

3.2.2 Das Triggersystem

Potentiell kann im Multi-Bunch-Betrieb von HERA alle 96 ns eine Positron-Proton-Kollision erfolgen. Tatsächlich findet aber nur etwa alle 10^5 Bunch Crossings ein physikalisch interessantes Ereignis statt. Wesentlich häufiger sind Ereignisse aus Untergrundprozessen. Die Aufgabe des Triggersystems ist es, die physikalisch interessanten Ereignisse zu selektieren und die Untergrundereignisse zu verwerfen. Diese Selektion findet parallel zur Datennahme statt, da die Transfer- und Speichergeschwindigkeit zu digitalen Massenspeichern auf 5 – 10 Ereignisse/s beschränkt ist.

Die Hauptquellen für Untergrundereignisse im H1-Detektor sind:

[4] Zur Untersuchung der Möglichkeit, die Akzeptanz auf einen Bereich von $0.04 < y_e < 0.25$ zu erweitern, war 1995 ein weiterer Elektron-Detektor bei $z = -44$ m installiert. Er ist in Abbildung 3.4 nicht dargestellt.

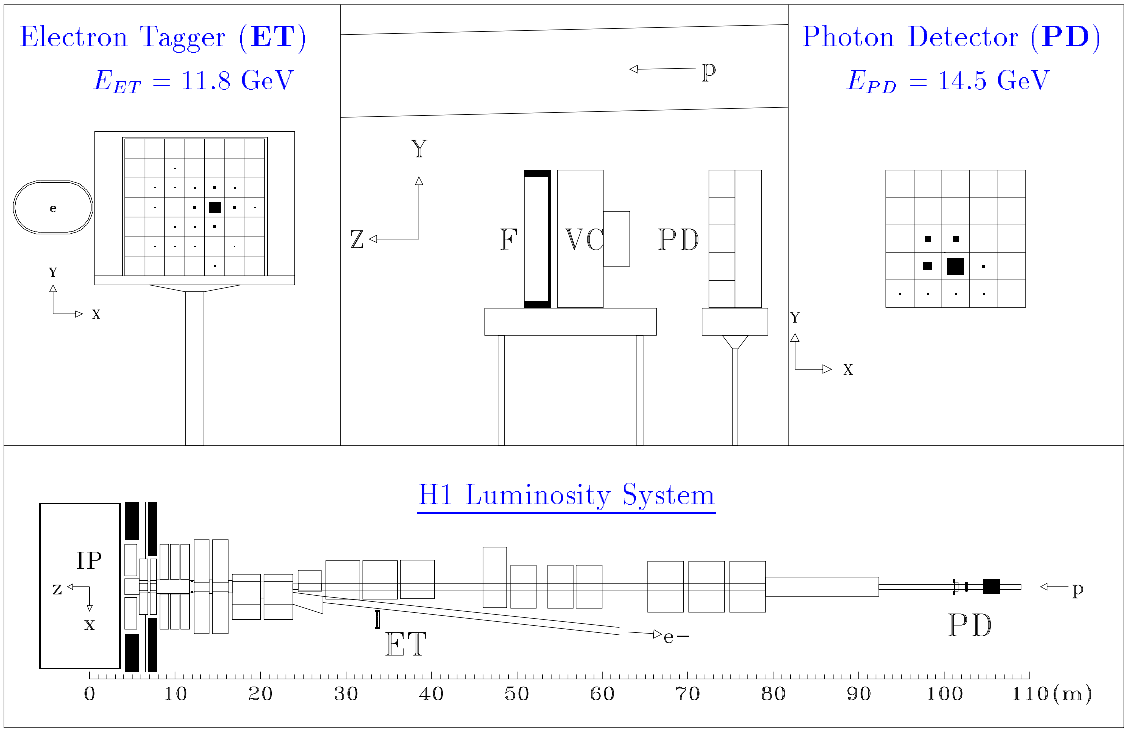


Abbildung 3.4: Nachweis einer Bremsstrahlungsreaktion $ep \to ep\gamma$ mit dem Luminositätssystem: das gestreute Elektron deponiert 11.8 GeV im Elektron-Detektor (ET, oben links), das abgestrahlte Photon deponiert 14.5 GeV im Photon-Detektor (PD, oben rechts). Unten ist die Aufsicht auf das Luminositätssystem gezeigt. Im mittleren Bild oben ist das Photonsystem (Blei-Filter F, Wasser-Čherenkov-Zähler VC und Photondetektor PD) dargestellt.

Strahl-Restgas-Ereignisse: Der Wirkungsquerschnitt für die unelastische Proton-Nukleon-Streuung beträgt bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 39$ GeV etwa 200 mb. Die Rate der Strahl-Restgas-Ereignisse hängt vom Protonenstrahlstrom, von der Qualität des Vakuums und von der Zusammensetzung des Restgases ab. Sie liegt bei der Design-Luminosität zwischen 1 und 3 kHz [96].

Strahl-Strahlrohr-Ereignisse: Die Rate von Protonenwechselwirkungen mit dem Strahlrohr ist abhängig von der Lebensdauer und dem Strom des Protonenstrahls. Sie beträgt bei den Designwerten etwa 50 kHz. Die Ereignisse sind aufgrund ihrer Topologie (die Teilchen durchqueren den Detektor unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung) und ihres Produktionsvertexes leicht zu identifizieren [96].

Synchrotronstrahlung: Die Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls kann durch Konversion beim Auftreffen auf das Strahlrohr zu Untergrundereignissen führen. Dies wird weitgehend durch Synchrotronmasken verhindert.

Kosmische Höhenstrahlung: Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung bilden aufgrund ihrer Topologie einen wichtigen Untergrund für myonische Zerfälle schwerer Quarks. Dies gilt insbesondere für J/Ψ-Zerfälle [97, 98].

Um den Anforderungen gerecht zu werden, ist der H1-Detektor mit einem mehrstufigen Triggersystem ausgestattet. Bis zu einer Entscheidung zum Abspeichern der Detektorinformationen werden die Daten in Pipelines (siehe Abschnitt 3.2.2.1) zwischengespeichert. Anschließend muß ein Ereignis alle vier Triggerstufen des Triggersystems passieren, um endgültig abgespeichert zu werden. Die Detektorinformationen, die Entscheidungszeit, die Komplexität der Entscheidungskriterien sowie die Effizienz, Untergrund zu verwerfen, nehmen mit steigender Triggerstufe zu.

3.2.2.1 Pipelines

Die Daten der verschiedenen Subdetektoren werden synchron zur Bunch Crossing-Frequenz von 10.4 MHz in detektornahen Ringspeichern (*Frontend Pipelines*) gespeichert. Je nach Detektorkomponente handelt es sich um digitale oder analoge Pipelines. Bei einer positiven Triggerentscheidung wird das Überschreiben der Pipelines angehalten und die Daten des selektierten Ereignisses ausgelesen. Dies ermöglicht eine totzeitfreie Datennahme bis zu einer positiven Triggerentscheidung.

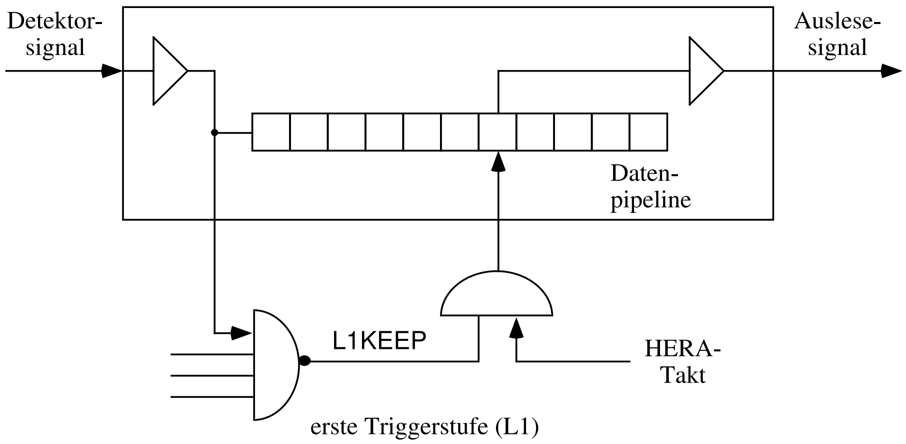


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Pipeline eines typischen Triggersystems von H1.

3.2.2.2 Die erste Triggerstufe (L1)

Die Pipeline-Struktur erlaubt eine totzeitfreie erste Triggerstufe. Die erste Triggerstufe besteht aus neun unterschiedlichen Triggersystemen, die aus den Triggersignalen der Subdetektoren insgesamt 128 Triggerelemente bilden. Die zentrale Triggerlogik verknüpft die Triggerelemente zu 128 Subtriggern, deren logisches ODER ein L1KEEP-Signal erzeugt, das die Pipelines anhält und die Auslese initiiert. Das L1KEEP-Signal erreicht die Subdetektoren 2.5 μs nach dem auslösenden Ereignis. Diese Zeit wird hauptsächlich durch Kabellaufzeiten verursacht und bestimmt die Länge der Pipelines. Sobald die Pipelines stillstehen, entsteht Totzeit. Die Funktionsweise des Pipeline-Prinzips und der ersten Triggerstufe ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt.

Die verschiedenen Triggersysteme lassen sich in drei Gruppen einteilen:

Vertexorientierte Triggersysteme: Die erwähnten Untergrundprozesse lassen sich wirksam durch Bestimmung des geometrischen Ereignisursprunges (Vertex) unterdrücken. Dies wird von den vertexorientierten Triggersystemen ausgenutzt, um eine Triggerentscheidung zu treffen.
Die Vieldrahtproportionalkammern des zentralen Spurendetektors und des Vorwärts-Spurendetektors bestimmen die Vertexkoordinate entlang der Strahlachse [99]. Außerdem wird die

gute Zeitauflösung der Vieldrahtproportionalkammern ausgenutzt, um das Ereignis einem bestimmten Bunch Crossing zuzuordnen.
Ein Teil der Signaldrähte der zentralen Spurenkammer wird zur groben Erkennung von Spuren in der $r\phi$-Ebene verwendet [100]. Auf diesem Niveau ist es möglich, Aussagen über Topologie, Spurmultiplizität und Ereigniszeitpunkt zu machen. Außerdem findet eine erste Impulsbestimmung statt.
Der Z-Kammer-Trigger verwendet die Signale der inneren und der äußeren Z-Kammer und arbeitet in der rz-Ebene nach dem gleichen Prinzip wie der Spur-Trigger der CJC.
Das Flugzeitsystem erkennt Teilchen aus Wechselwirkungen des Protonenstrahls vor dem H1-Detektor aufgrund ihrer Flugzeitdifferenz zu Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt stammen.
Energieorientierte Triggersysteme: Der Kalorimetertrigger des LAC und des SPACAL erkennt Ereignisse an ihrer Energiedeposition in den verschiedenen topologischen Bereichen des Kalorimeters [93]. Triggerentscheidungen können durch hohe deponierte Energien (z.B. durch das gestreute Elektron oder durch Teilchenjets) oder durch transversale Asymmetrien (z.B. bei einem Ereignis mit geladenem Strom) ausgelöst werden. Dazu werden einzelne Kalorimeterzellen logisch zusammengefaßt und deren Energiedeposition mit Schwellenwerten verglichen. Eine Teilchenidentifikation findet über den Anteil der Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters an der deponierten Gesamtenergie statt.
Teilchenartorientierte Triggersysteme: Ereignisse mit Myonen im Endzustand werden durch Aktivität im Myon-System identifiziert. Weist ein bestimmter Anteil der Streamerrohrkammern ein Signal auf, so wird eine positive Triggerentscheidung getroffen. Ähnliches gilt für die Driftkammern des Vorwärts-Myonspektrometers. Deren gute Richtungsauflösung erlaubt zusätzlich eine Bestimmung des Teilchenursprunges.
Das Luminositätssystem weist Elektronen und/oder Photonen in einem kleinen Winkelbereich über ihre Energiedeposition im Elektron-Detektor bzw. im Photon-Detektor nach. Dies kommt bei Ereignissen der ep-Streuung unter kleinem Winkel, bei Photoproduktions- und Bremsstrahlungs-Ereignissen vor. Die Kombination der aufgetretenen Signale entscheidet, welches Triggerelement gesetzt wird.

3.2.2.3 Die zweite Triggerstufe (L2)

Die zweite Triggerstufe verwendet detailliertere Informationen der Triggersysteme oder kombinierte Daten aus verschiedenen Triggersystemen zur Bildung einer Entscheidung. Dies geschieht mit einem topologischen Hardware-Trigger oder mit Hilfe eines neuronalen Netzwerkes. Die Entscheidung über das Akzeptieren (L2KEEP) oder Verwerfen (L2REJECT) eines Ereignisses fällt innerhalb von 20 μs. Wird ein Ereignis akzeptiert, so erhält es eine eindeutige L2KEEP-Nummer und die Auslese der Subdetektordaten beginnt mit höchster Priorität. Wird ein Ereignis verworfen, so beginnt sofort wieder die Datennahme.

3.2.2.4 Die dritte Triggerstufe (L3)

Während der Datennahme berechnet ein Mikroprozessor eine L3-Trigger-Entscheidung aus den kombinierten Daten von Kalorimeter und Spurendetektoren. Eine L3REJECT-Entscheidung kommt spätestens nach 800 μs und führt zum Abbruch der Auslese. Kommt es nicht zu einem L3REJECT, so werden die Daten der Subdetektoren in Vielfach-Ereignisspeicher (*Multievent Buffer*) eingelesen. Die Ereignisse sind eindeutig durch ihre L2KEEP-Nummer zu unterscheiden. Die Vielfach-Ereignisspeicher der einzelnen Subdetektoren sind über eine optische Leitung mit einem Prozessor (*Event Builder*) verbunden. Der Event Builder fügt die Daten der Subdetektoren mit identischer L2KEEP-Nummer zusammen und speichert sie als ganze Ereignisse in Komplett-Ereignisspeichern (*Full Event Buffer*).

In Abbildung 3.6 ist der zeitliche Ablauf der verschiedenen Triggersignale der synchronen Triggerstufen (L1–L3) anhand eines Ereignisses, das die ersten drei Triggerstufen passiert, dargestellt [101].

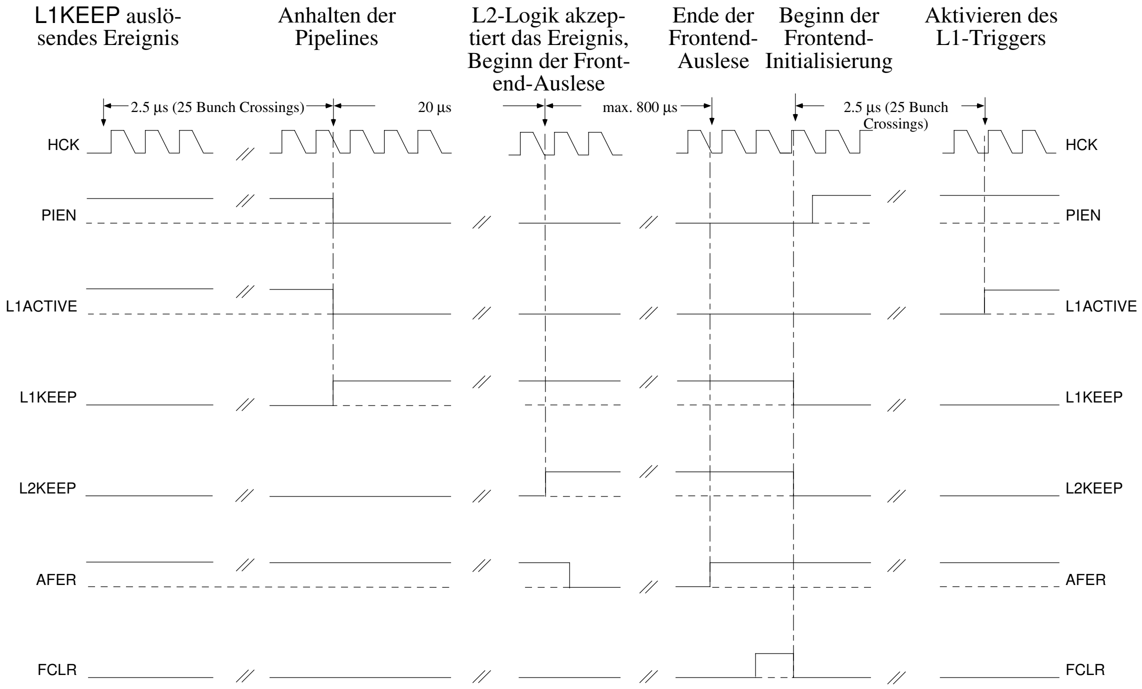


Abbildung 3.6: Sequenz der Triggersignale im Fall eines die ersten drei Triggerstufen passierenden Ereignisses.

Während der Datennahme wird der Takt durch das mit dem Protonenstrahl synchronisierte HCK-Signal (*HERA Clock*) vorgegeben. Die Signale PIEN (*Pipeline Enable*), L1ACTIVE und AFER (*All Frontends Ready*) sind aktiv, während die Signale L1KEEP und L2KEEP, die eine positive Triggerentscheidung anzeigen, inaktiv sind. Bei einer positiven L1-Entscheidung werden etwa 2.5 μs nach dem auslösenden Ereignis die Pipelines angehalten, indem PIEN und L1ACTIVE inaktiv werden und L1KEEP aktiv wird. Passiert das Ereignis auch die zweite Triggerstufe, so wird nach 20 μs L2KEEP aktiv. Kurz danach wird AFER inaktiv. Dies bedeutet, daß die Frontend-Pipelines jetzt in Zwischenspeicher eingelesen werden und nicht zur erneuten Datennahme zur Verfügung stehen. Nach 800 μs müssen die Frontend-Pipelines der Subdetektoren ausgelesen sein. Die Subdetektoren geben durch ein FER (*Frontend Ready*) zu verstehen, daß sie die Frontend-Auslese beendet haben. Aus dem logischen UND der FER-Signale aller Subdetektoren generiert die zentrale Triggerlogik das AFER-Signal. Gleichzeitig mit der Frontend-Auslese analysiert die dritte Triggerstufe die Detektordaten. Kommt es innerhalb der 800 μs zu einem L3REJECT, so müssen die Subdetektoren dies so schnell wie möglich mit einem FER-Signal bestätigen, um dadurch ein erneutes Anlaufen der Pipeline zu ermöglichen. Nach dem Aktivwerden des AFER-Signals erzeugt die zentrale Triggerlogik einen FCLR-Puls von 96 ns Länge. Der FCLR-Puls signalisiert den Subdetektoren, ihre Pipelines wieder für die nächste Datennahme bereit zu machen (i.allg. durch Löschen der gespeicherten Werte). Gleichzeitig werden L1KEEP und L2KEEP inaktiv. Etwa ein Bunch Crossing später wird PIEN wieder aktiv. Nach 25 Bunch Crossings muß das Initialisieren der Pipelines abgeschlossen sein, da dann L1ACTIVE aktiv wird und somit wieder für einen positiven L1-Trigger bereit ist. Ein weiteres Ereignis kann schon 96 ns nach der Aktivierung von L1ACTIVE wieder akzeptiert werden.

3.2.2.5 Die vierte Triggerstufe (L4)

Die vierte Triggerstufe (Filterfarm) untersucht die Informationen eines gesamten Ereignisses aus dem Full Event Buffer. Sie arbeitet asynchron und führt nicht zu einem weiteren Anstieg der Totzeit. Die Filterfarm besteht aus 32 R3000 RISC-Prozessoren. Ihr Hauptzweck besteht darin, das Datenvolumen zum endgültigen Abspeichern auf Magnetband-Kassetten zu reduzieren und die reduzierte Datenmenge zum DESY-Computerzentrum zu transferieren. Die Filterfarm reduziert die Rate des Event Builders von 50 Ereignisse/s auf eine Transferrate von $\sim$ 5 Ereignisse/s.

3.3 Die Silizium-Spurendetektoren von H1

Die Silizium-Spurendetektoren sind zwischen dem zentralen Spurendetektor und dem Strahlrohr installiert. Die Mitte des zentralen Silizium-Spurendetektors CST befindet sich bei $z = 0$. Der CST dient als Vertexdetektor mit hoher Ortsauflösung. Der rückwärtige Silizium-Spurendetektor BST schließt in $-z$-Richtung an den CST an. Er erlaubt eine präzise Messung des Polarwinkels θ und des Azimutwinkels ϕ geladener Teilchen im Winkelbereich $163° < \theta < 176°$. Um die Silizium-Spurendetektoren so dicht wie möglich am Wechselwirkungspunkt zu installieren, wurde Anfang 1995 der Strahlrohrdurchmesser von 190 mm auf 90 mm reduziert.

3.3.1 Der zentrale Silizium-Spurendetektor

Der zentrale Silizium-Spurendetektor besteht aus zwei konzentrischen, polygonförmigen Lagen doppelseitiger Siliziumstreifendetektoren. Die innere Lage bei $r = 57.5$ mm besteht aus zwölf sich an den Rändern überlappenden Detektorleitern. Die äußere Lage besteht aus 20 Leitern und befindet sich bei einem Radius von $r = 97.0$ mm. Die totale effektive Länge des CST beträgt 35.6 cm. Er überdeckt damit einen großen Teil der Wechselwirkungszone, die bei H1 im wesentlichen durch die Länge der Protonenpakete von $\sigma_z = 11$ cm bestimmt ist. In diesem Bereich entspricht der CST zusammen mit dem neuen Strahlrohr 1.6% Strahlungslängen X_0 bei senkrechtem Teilchendurchgang.
Um Vielfachstreuung vor den äußeren Spurendetektoren zu minimieren, wurden im CST doppelseitige Siliziumstreifendetektoren verwendet. Die Streifen auf der p-Seite sind parallel zum Strahlrohr orientiert und dienen der Ortsmessung in der $r\phi$-Ebene. Die Streifen auf der n-Seite verlaufen senkrecht zu denen auf der p-Seite. Mit den n-Streifen wird die z-Koordinate gemessen. Der Abstand der Streifen beträgt 25 μm auf der p-Seite und 44 μm auf der n-Seite. Jeweils jeder zweite Streifen wird ohmsch gekoppelt ausgelesen. Insgesamt hat der CST 81920 Auslesestreifen. Während der Datennahmeperiode 1995 war die untere Hälfte des CST installiert. Die obere Hälfte wurde vor Beginn der Datennahmeperiode 1996 eingebaut.
Mechanisch sind drei Detektoren zu einer Halbleiter zusammengefaßt (siehe Abbildung 3.7). Die Auslesestreifen der Detektoren einer Halbleiter sind durch Mikrodrähte elektronisch seriell miteinander verbunden. Auf der n-Seite leitet eine integrierte, doppelte Metallisierung die Signale an die z-Enden des Detektors. Zwei Halbleitern bilden eine Detektorleiter, an deren $\pm z$-Enden sich die Ausleseelektronik befindet.
Die intrinsische Auflösung der Detektoren beträgt $\sigma_{r\phi} \approx 10$ μm bzw. $\sigma_z \approx 15$ μm. Die Detektoren liefern damit für jede Teilchenspur zwei Raumpunkte mit hoher dreidimensionaler Auflösung. Zusammen mit der Impulsmessung der zentralen Spurenkammer kann im

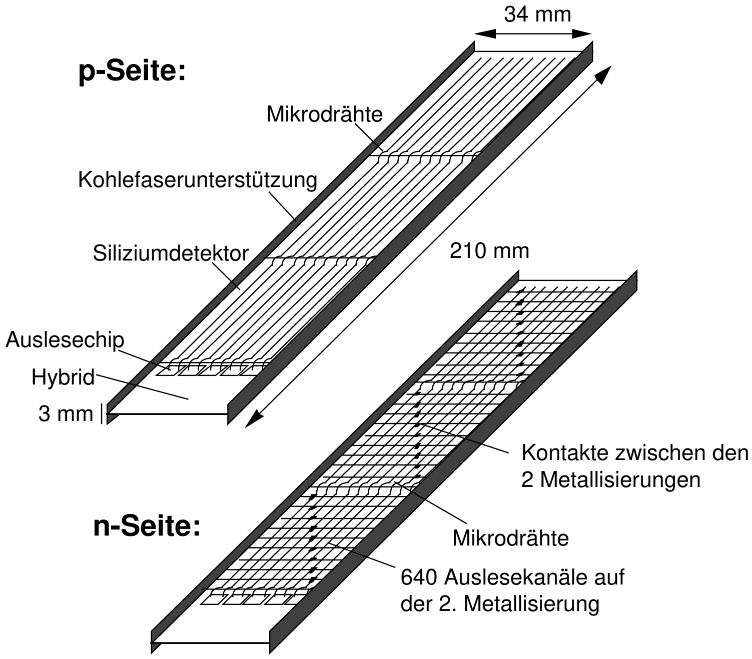


Abbildung 3.7: CST-Halbleiter bestehend aus drei doppelseitigen Siliziumstreifendetektoren mit Ausleseelektronik an einem Ende.

Zentralbereich eine Sekundärvertexauflösung von $\approx 70\ \mu$m bei einem Transversalimpuls von $p_\perp \approx 1$ GeV/c erreicht werden.

3.3.2 Der rückwärtige Silizium-Spurendetektor

Der rückwärtige Silizium-Spurendetektor (BST) besteht aus 8 Scheiben, die senkrecht zur Strahlachse zwischen $z = -39$ cm und $z = -105$ cm installiert sind. Die Scheiben haben einen Innenradius von 56.5 mm und einen Außenradius von 123 mm. Sie bestehen jeweils aus 16 trapezförmigen Detektorsegmenten. Die Segmente setzten sich aus drei unterschiedlichen Typen von einseitigen Siliziumdetektoren zusammen:

1. r-Streifendetektoren zur Messung des Polarwinkels θ,
2. ϕ-Streifendetektoren zur Messung des Transversalimpulses $p_\perp$,
3. Flächendetektoren als Bestandteil des Triggersystems.

Alle Detektortypen werden am äußeren Ende ausgelesen. Die Detektortypen sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Die r-Streifendetektoren tragen insgesamt mit 81920 Streifen und die ϕ-Streifendetektoren mit 49152 Streifen zur Auslese bei.
In der Datennahmeperiode 1995 waren vier Scheiben des BST installiert, die mit jeweils mit 2 r-Streifendetektoren bestückt waren. Vor der Datennahmeperiode 1996 wurden die vier Scheiben vollständig mit 16 r-Streifendetektoren bestückt. Die ϕ-Streifendetektoren werden in einer späteren Phase eingebaut.

3.3.2.1 r-Streifendetektoren

Die r-Streifendetektoren (siehe Abbildung 3.8 (a)) sind einseitige, kapazitiv gekoppelte Siliziumstreifendetektoren. Die Streifen sind gekrümmt und befinden sich bei konstanten Radien

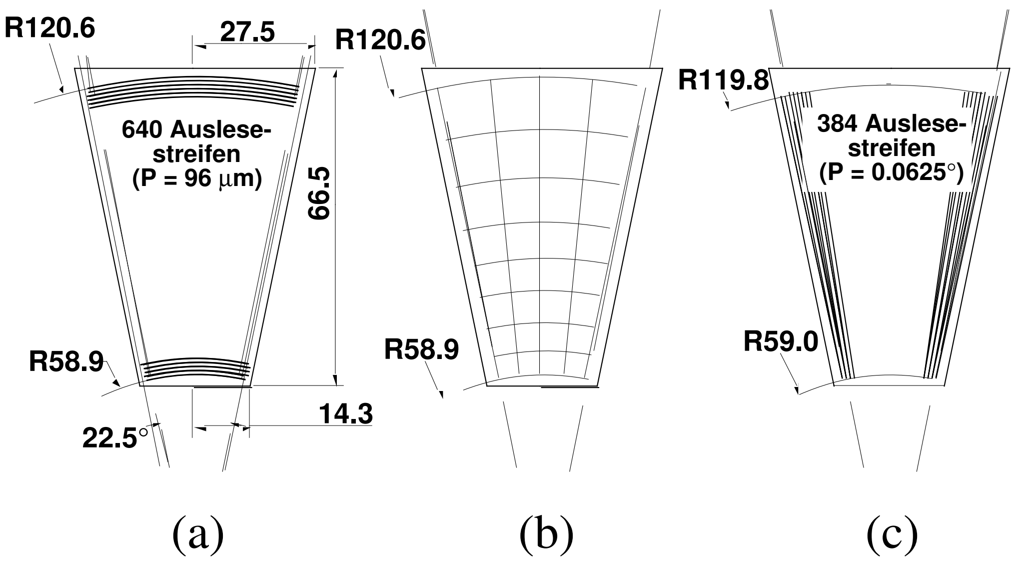


Abbildung 3.8: Die verschiedenen Detektortypen des BST: (a) r-Streifendetektoren, (b) Flächendetektoren und (c) ϕ-Streifendetektoren.

zwischen 58.9 mm und 120.6 mm. Die Verbindung mit der Ausleseelektronik erfolgt über eine zweite integrierte Metallisierung. Jeder Detektor hat 640 Auslesestreifen mit einem Streifenabstand von $P = 96$ μm. Zwischen jeweils 2 Auslesestreifen befindet sich ein intermediärer Streifen. Bei einer intrinsischen Auflösung von $\sigma_r \approx 20$ μm kann der Polarwinkel θ eines vom Vertex kommenden Teilchens auf $\sigma_\theta = 0.4$ mrad genau gemessen werden [102].

3.3.2.2 ϕ-Streifendetektoren

Die ϕ-Streifendetektoren des BST (siehe Abbildung 3.8 (c)) sind einseitige, kapazitiv gekoppelte Siliziumstreifendetektoren. Die 384 Auslesestreifen verlaufen radial bezüglich der Strahlachse und haben einen Abstand von $P = 0.0625°$. Die intrinsische Auflösung beträgt $\sigma_\phi \approx 0.3$ mrad. Aus den Treffern in den einzelnen Detektorlagen kann die Ladung und der Transversalimpuls eines Teilchens vom Wechselwirkungspunkt berechnet werden. Die Auflösung beträgt $\sigma_{p_\perp}/p_\perp \approx 10\%$ bei $p_\perp = 1$ GeV/c. Damit kann für Teilchen im Bereich 1 GeV $< E <$ 10 GeV die Energiemessung des Kalorimeters ergänzt werden [103, 104]. Die Detektoren werden detailliert in [105, 106] beschrieben.

3.3.2.3 Flächendetektoren

Die Flächendetektoren sind 380 μm dicke Siliziumdetektoren (siehe Abbildung 3.8 (b)). Sie sind in 8 ringförmige Segmente zu je 4 Flächendioden unterteilt. Die Flächen der Dioden variieren von 30.5 – 137.5 mm^2. Jede Diode ist kapazitiv mit einem Vorverstärker verbunden. Ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt kommt und den BST durchquert, erzeugt in verschiedenen Segmenten Signale. Die kombinierten Signale der verschiedenen Detektorebenen werden mit definierten Mustern verglichen und erzeugen bei Übereinstimmung ein Triggersignal der ersten Triggerstufe. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen aus der tiefunelastischen Positron-Proton-Streuung liegt bei $\approx$ 100%. Der Untergrund aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen wird um eine Größenordnung unterdrückt [107].

Kapitel 4

Nachweis geladener Teilchen mit Siliziumdetektoren

Seit der Einführung von Halbleiterdetektoren zur Ortsmessung von Teilchendurchgängen in der Hochenergiephysik Anfang der achtziger Jahre hat dieses Gebiet eine rasante Entwicklung erfahren. Dies wurde durch die Übernahme von Techniken der industriellen Chip-Fertigung zur Detektorherstellung ermöglicht. Neben seinen intrinsischen Eigenschaften zeichnet sich Silizium als Halbleitermaterial durch die weitverbreitete Anwendung in der Industrie und seine leichte Verfügbarkeit zur Herstellung von Detektoren aus.

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die Theorie des *pn*-Überganges, dem Prinzip, nach dem ortsauflösende Siliziumdetektoren aufgebaut sind, gegeben (Abschnitt 4.1). Im zweiten Abschnitt (4.2) wird die Herstellung und der Aufbau von Siliziumdetektoren erläutert. Die Erzeugung und der Transport der Signale von ionisierenden Teilchen, der Untergrund und die erreichbare Ortsauflösung werden in Abschnitt 4.3 beschrieben. Zudem wird ein Überblick über die Schädigung von Detektoren in einer Umgebung mit hoher Strahlenrate gegeben. In den Abschnitten 4.4 und 4.5 werden Siliziumdetektoren mit alternativen Halbleitermaterialien sowie anderen in der Hochenergiephysik eingesetzten Detektoren mit Ortsauflösung verglichen.

4.1 Halbleiter als Detektormaterial

Festkörpermaterialien lassen sich bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit in drei Gruppen einteilen: Isolatoren, Halbleiter und Metalle. Isolatoren haben sehr geringe Leitfähigkeiten, typischerweise zwischen 10^{-18} S/cm und 10^{-8} S/cm, während die von Metallen verhältnismäßig hoch ist (10^4 – 10^8 S/cm). Halbleiter haben Leitfähigkeiten, die zwischen denen von Isolatoren und denen von Metallen liegen. Die Leitfähigkeit von Halbleitern reagiert im allgemeinen sensitiv auf Temperatur, Illumination, jeglicher Art von ionisierender Strahlung und auf winzige Verunreinigungen ($\sim 10^{-10}$). Die Leitfähigkeit eines Halbleitermaterials kann bei Veränderung dieser Parameter um bis zu zehn Größenordnungen variieren.

Die industriell wichtigsten Halbleiter sind Silizium, Germanium und Galliumarsenid. Silizium und Germanium sind Elementhalbleiter der vierten Hauptgruppe. Galliumarsenid ist ein Verbundhalbleiter aus Atomen der dritten und fünften Hauptgruppe (III-V-Halbleiter). Elementhalbleiter bilden Kristallgitter mit Diamantstruktur, während die meisten Verbundhalbleiter eine Zinkblendestruktur aufweisen. In beiden Kristallgittern bilden die Atome tetraederförmig kovalente Bindungen zu ihren vier nächsten Nachbarn. Daneben gibt es noch eine Vielzahl von kristallinen Verbindungen und auch einige amorphe Stoffe mit Halbleitereigenschaften.

4.1.1 Intrinsische Halbleiter

Die unterschiedlichen Eigenschaften von Metallen, Halbleitern und Isolatoren, wie z.B. die elektrische Leitfähigkeit, lassen sich durch Betrachten der Elektronen-Energieniveaus im Kristallgitter verstehen. Die Lösung der Schrödinger-Gleichung für Elektronen im periodischen Potential eines Kristalles ergibt dicht beieinanderliegende Energieniveaus (Energiebänder) mit dazwischenliegenden Zonen ohne erlaubte Zustände [108]. Durch Auffüllen der unteren Niveaus mit den zur Verfügung stehenden Elektronen ergeben sich verschiedene Situationen. In einem Isolator sind alle unteren Energiebänder vollständig mit Elektronen aufgefüllt. Zwischen dem obersten gefüllten Band (Valenzband) und dem untersten leeren Band (Leitungsband) besteht eine Bandlücke von einigen Elektronenvolt. Es ist nicht möglich, den Elektronen durch Anlegen eines elektrischen Feldes Energie zuzuführen. Somit kann kein Ladungstransport stattfinden. Bei Metallen ist das Leitungsband teilweise mit Elektronen gefüllt oder Leitungs- und Valenzband überlappen sich. Dadurch können die Elektronen leicht Impuls und Energie aufnehmen und so am Ladungstransport teilnehmen. Auch bei Halbleitern besteht eine Lücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Sie ist mit ~ 1 eV jedoch deutlich kleiner als bei Isolatoren. Bei 0 K befinden sich im Halbleiter alle Elektronen im Valenzband und kein Ladungstransport ist möglich. Erhöht man jedoch die Temperatur, können thermisch angeregte Elektronen in das Leitungsband gelangen. Sie hinterlassen dabei unbesetzte Stellen im Valenzband (Löcher). Diese Löcher können von benachbarten Elektronen aufgefüllt werden und wirken wie positive Ladungen. Sie tragen somit zur elektrischen Leitung bei. Die Elektronenkonzentration n im Leitungsband bzw. die Löcherkonzentration p im Valenzband hängen von der Temperatur ab.

$$n \cdot p = n_i^2 = AT^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{kT}} \tag{4.1}$$

Dabei ist k die Boltzmann-Konstante und E_g die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. A ist eine temperaturunabhängige Konstante. Halbleiter, bei denen $n = p = n_i$ ist, nennt man intrinsische Halbleiter mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i. In Silizium mit einer Bandlücke von $E_g(\mathrm{Si}) = 1.12$ eV beträgt die intrinsische Ladungsträgerdichte bei 300 K $n_i(\mathrm{Si}) = 1.5 \cdot 10^{10}$ Elektronen/cm^3.

4.1.2 Dotierte Halbleiter

In einem intrinsischen Halbleiter befinden sich genauso viele Elektronen im Leitungsband wie Löcher im Valenzband. Dieses Gleichgewicht kann durch Zufügung geringer Mengen von Atomen mit einem Elektron mehr oder weniger in der äußersten Schale drastisch verschoben werden. Das Dotieren eines Halbleiters mit Fremdatomen führt zu zusätzlichen Energieniveaus in der Bandlücke und erhöht die Leitfähigkeit. Bei der industriellen Herstellung von Halbleiterkomponenten werden Dotierungskonzentrationen im Bereich zwischen 10^{14} Atome/cm^3 und 10^{20} Atome/cm^3 verwendet. In Siliziumdetektoren benötigt man Dotierungen von etwa 10^{12} Atome/cm^3, was bedeutet, daß bei einer Atomdichte von $\rho(\mathrm{Si}) = 5 \cdot 10^{22}$ Atome/cm^3 auf je $5 \cdot 10^{10}$ Siliziumatome nur ein Fremdatom kommt.

Bei Zugabe von Atomen der fünften Hauptgruppe, wie z.B. Phosphor, tragen vier der fünf Elektronen der äußersten Schale zur kovalenten Kristallbindung bei, während das fünfte nur leicht an den Atomrumpf gebunden ist. Im Bändermodell führt dies zu Energieniveaus dicht unterhalb des Leitungsbandes. Diese Niveaus sind bei Zimmertemperatur fast vollständig ionisiert und erhöhen damit deutlich die Elektronenkonzentration n_n und die Leitfähigkeit. Fremdatome mit der Fähigkeit bevorzugt Elektronen an das Leitungsband abzugeben, nennt man Donatoren. Die zusätzlichen Elektronen besetzen außerdem freie Positionen im Valenzband, was zu einer Reduktion der Löcherkonzentration p_n führt. In einem mit Donatoren dotierten Halbleiter wird der Strom fast ausschließlich von den Elektronen getragen. Sie sind die Majoritätsladungsträger, die Löcher die Minoritätsladungsträger. Aufgrund des Ladungsvorzeichens der Majoritätsladungsträger spricht man von einem n-Halbleiter. Auch im n-dotierten Halbleiter gilt der linke Teil von Gleichung 4.1 (Massenwirkungsgesetz), wobei n_n und p_n die Ladungsträgerkonzentrationen sind und N_D die Konzentration der Donatoren.

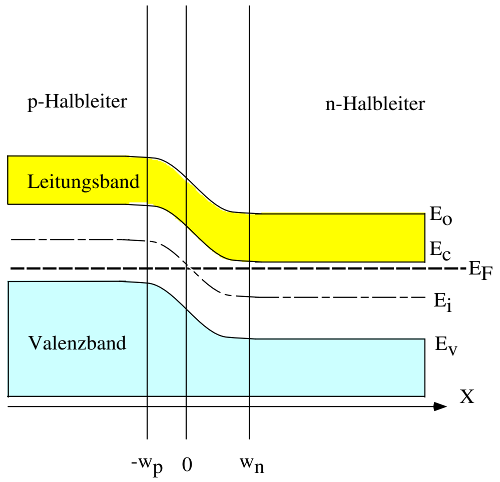
$$n_n \cdot p_n = n_i^2 \quad \text{mit} \quad n_n \simeq N_D \tag{4.2}$$

Analog führt die Dotierung eines Halbleiters mit Atomen der dritten Hauptgruppe (z.B. Bor) zu zusätzlichen Energieniveaus dicht oberhalb des Valenzbandes. Diese können leicht von Elektronen aus dem Valenzband besetzt werden, was zu einer erhöhten Löcherkonzentration p_p führt. Fremdatome, die bevorzugt Elektronen aus dem Valenzband aufnehmen, heißen Akzeptoren. Die erzeugten Löcher werden teilweise mit Elektronen aus dem Leitungsband besetzt. Derartig dotierte Halbleiter werden p-Halbleiter genannt. In einem p-Halbleiter sind die Löcher die Majoritätsladungsträger und die Elektronen die Minoritätsladungsträger. Entsprechend Gleichung 4.2 gilt hier:

$$n_p \cdot p_p = n_i^2 \quad \text{mit} \quad p_p \simeq N_A \tag{4.3}$$

4.1.3 Der pn-Übergang

In Halbleitereinkristallen, in denen p-leitendes Material in n-leitendes übergeht, bildet sich an der Grenzfläche ein pn-Übergang[1]. Im thermischen Gleichgewicht ist das Ferminiveau auf beiden Seiten des pn-Überganges gleich. Daraus resultiert eine Verbiegung von Valenz- und Leitungsband in der Nähe der Grenzfläche (siehe Abbildung 4.1 (a)).



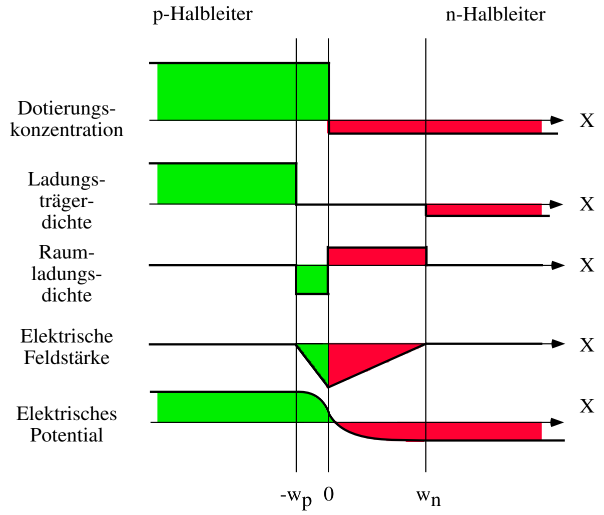


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung (a) der Energiebänder eines abrupten pn-Überganges und (b) der Profile der elektrostatischen Größen in der Verarmungszone.

Aufgrund der unterschiedlichen Trägerkonzentrationen diffundieren Ladungen über den Übergang: Elektronen vom n- in das p-dotierte Gebiet und Löcher vom p- in das n-dotierte Gebiet. Die ionisierten Atomrümpfe erzeugen ein der Diffusion entgegengerichtetes elektrisches

[1]Wegen der Zahl der Anschlüsse wird der als Halbleiterbauelement gefertigte pn-Übergang *Diode* genannt.

Feld. Dadurch stellt sich ein Gleichgewichtszustand ohne Nettostrom ein. Außerdem bildet sich am pn-Übergang eine ladungsträgerfreie Zone (Verarmungszone). Eine Berechnung der Potentialverteilung in der Verarmungszone erfordert die Lösung der Poisson-Gleichung unter Berücksichtigung der vorliegenden Ladungsdichten und Randbedingungen. Dies ist bei realen pn-Übergängen nur mit numerischen Methoden möglich [109]. Mit einigen vereinfachenden Annahmen kann man die Potentialverteilung und die Breite der Verarmungszone für einen abrupten pn-Übergang analytisch berechnen [110]:

1. Der Übergang zwischen n- und p-dotiertem Gebiet ist abrupt und die Dotierungen sind uniform.
2. Der Übergang zwischen den neutralen n- und p-dotierten Regionen und der Verarmungszone ist abrupt.
3. Es existieren keine freien Ladungsträger in der Verarmungszone.

Die mit diesen Näherungen berechneten Profile von Raumladungsdichte, elektrischem Feld und elektrostatischem Potential sind in Abbildung 4.1 (b) dargestellt.
Man erhält ein Maximum der elektrischen Feldstärke an der Grenzfläche zwischen n- und p-dotierter Region. Das elektrische Feld fällt linear zu den Rändern der Verarmungszone ($-w_p$ und w_n) auf null ab:

$$\begin{aligned} E(x) &= \tfrac{eN_A}{\epsilon} \quad \text{für} \quad (-x - w_p) \quad -w_p < x < 0 \\ E(x) &= \tfrac{eN_D}{\epsilon} \quad \text{für} \quad (x - w_n) \quad 0 < x < w_n \end{aligned} \tag{4.4}$$

Daraus ergibt sich ein parabolischer Verlauf für das Potential:

$$\begin{aligned} U(x) &= \tfrac{eN_A}{\epsilon}(\tfrac{x^2}{2} + w_p x + \tfrac{w_p^2}{2} + U_p) \quad \text{für} \quad -w_p < x < 0 \\ U(x) &= \tfrac{eN_D}{\epsilon}(-\tfrac{x^2}{2} + w_n x - \tfrac{w_n^2}{2} + U_n) \quad \text{für} \quad 0 < x < w_n \end{aligned} \tag{4.5}$$

In diesen Gleichungen sind N_A und N_D die Dotierungskonzentrationen im p-Halbleiter bzw. im n-Halbleiter. U_p und U_n sind die Potentiale in den Halbleitern außerhalb der Verarmungszone. ϵ ist die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters.
Die Potentialdifferenz zwischen den neutralen Gebieten $U_{Diff} = U_n - U_p$ nennt man Kontakt- oder Diffusionspotential. Es hängt neben den Konzentrationen der freien Ladungsträger nur von der Temperatur T ab:

$$U_{Diff} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p \cdot n_n}{n_i^2} \tag{4.6}$$

Damit lassen sich die Breiten der Verarmungszone auf beiden Seiten des pn-Überganges berechnen.

$$\begin{aligned} w_p &= \sqrt{\tfrac{2\epsilon U_{Diff}}{e} \left(\tfrac{N_D}{N_A(N_A+N_D)}\right)} \\ w_n &= \sqrt{\tfrac{2\epsilon U_{Diff}}{e} \left(\tfrac{N_A}{N_D(N_A+N_D)}\right)} \end{aligned} \tag{4.7}$$

Die Summe ergibt die gesamte Breite der Verarmungszone:

$$\begin{aligned} w &= w_p + w_n \\ &= \sqrt{\frac{2\epsilon U_{Diff}}{e}\left(\frac{N_A+N_D}{N_A \cdot N_D}\right)} \end{aligned} \tag{4.8}$$

Beim Anlegen einer äußeren Spannung an den pn-Übergang unterscheidet man zwei Fälle entsprechend dem Vorzeichen der Spannung. Ist die äußere Spannung dem Kontaktpotential entgegengerichtet, so verringert sich die Breite der Verarmungszone und es können zunehmend bewegliche Ladungsträger über den Übergang diffundieren. Der resultierende Strom wächst exponentiell mit der angelegten Spannung (Durchlaßfall). Bei umgekehrter Spannung vergrößert sich die Verarmungszone und es fließt nur ein geringer Leckstrom I_{Leck} (Sperrfall)[2].
Der Leckstrom einer in Sperrichtung betriebenen Siliziumdiode entsteht durch thermisch erzeugte Elektron-Loch-Paare in der Verarmungszone. Die Ursache dafür sind Generationszentren in der Bandlücke, die hauptsächlich durch Defekte an der Kristalloberfläche gebildet werden. Der Leckstrom I_{Leck} ist proportional zur Dicke der Verarmungszone ($I_{Leck} \propto w \propto \sqrt{U_{Diff} + U_{Sperr}}$) und steigt exponentiell mit der Temperatur.
Erhöht man die Sperrspannung weiter, so kommt es zu einem Durchbruch der Diode. Zwei wichtige Durchbruchmechanismen sind der Zener-Effekt (Tunneleffekt) und die Lawinenvervielfachung [111]. Der Zener-Effekt tritt bei hohen elektrischen Feldstärken auf ($> 10^6$ V/cm). Um derartig hohe Feldstärken zu erreichen, müssen p- und n-Gebiet entsprechend hoch dotiert sein ($> 10^{17}$ Atome/cm^3). Dadurch kommt es zu einer so starken Verbiegung der Energiebänder, daß es Elektronen möglich wird, vom Leitungsband des n-Bereichs in das Valenzband des p-Bereichs zu tunneln. Bei einer signifikanten Tunnelwahrscheinlichkeit kommt es aufgrund der hohen Zahl freier Ladungsträger zu einem Kurzschluß des Überganges (Zener-Durchbruch). Wenn wenigstens eine Seite des pn-Überganges wesentlich niedriger als 10^{17} Atome/cm^3 dotiert ist, dominiert der Effekt der Lawinenvervielfachung. Dabei gewinnt ein thermisch erzeugtes Elektron im elektrischen Feld der Verarmungszone so viel Energie, daß es in der Lage ist, kovalente Bindungen durch Stoßionisation aufzubrechen. Die so erzeugten Elektron-Loch-Paare können ihrerseits wiederum neue Elektron-Loch-Paare nach dem gleichen Mechanismus erzeugen, was zu einer lawinenartigen Vermehrung der Ladungsträger und zum Durchbruch der Diode führt.
Im Sperrbetrieb unterhalb der Durchbruchspannung wirkt ein pn-Übergang als Kleinsignalkapazität. Die neutralen dotierten Bereiche entsprechen den Kondensatorelektroden, die durch die Verarmungszone als Dielektrikum isoliert sind. Für einen abrupten pn-Übergang ergibt sich für die Verarmungskapazität C_{pn} die folgende Formel[3]:

$$\begin{aligned} C_{pn} &= \left|\frac{dQ}{dU}\right| \\ &= \frac{A}{2}\sqrt{\frac{2e\epsilon}{U_{Diff}+U_{Sperr}}\left(\frac{N_A \cdot N_D}{N_A+N_D}\right)} \\ &= \frac{A\epsilon}{w(U_{Sperr})} \end{aligned} \tag{4.9}$$

dQ/dU ist die Änderung der Ladung Q auf den Kondensatorelektroden mit der anliegenden Spannung U und A stellt die Elektrodenfläche dar.

[2] Die Breite dieser Verarmungszone als Funktion der angelegten Sperrspannung U_{Sperr} ergibt sich, wenn man U_{Diff} in Gleichung 4.8 durch $U_{Diff} + U_{Sperr}$ ersetzt.

[3] Im Durchlaßbetrieb ist die Gesamtkapazität einer Diode die Summe von Verarmungskapazität und Diffusionskapazität. Letztere ergibt sich aus der Neuordnung der Minoritätsladungsträger [110].

4.2 Aufbau und Funktionsweise von Siliziumdetektoren

Der Nachweis ionisierender Strahlung mit einem in Sperrichtung betriebenen pn-Übergang beruht auf der Tatsache, daß sich in der Verarmungszone, dem sensitiven Detektorvolumen, keine freien Ladungsträger befinden. Ionisierende Strahlung erzeugt in der Verarmungszone Elektron-Loch-Paare, die durch das starke elektrische Feld schnell zu den Elektroden driften und dort als Signalpuls, der sich deutlich vom Leckstrom des unbestrahlten Überganges abhebt, nachgewiesen werden können.

Ein geladenes Teilchen erzeugt beim Durchgang durch einen Halbleiter-Detektor ein Signal, dessen Größe mit der Dicke der Verarmungszone steigt. Um ein möglichst großes Signal zu erhalten, muß das gesamte Detektorvolumen verarmt werden. Damit dies mit Sperrspannungen deutlich unterhalb der Durchbruchspannung erreicht wird, besteht fast das gesamte Detektorvolumen aus niedrig dotiertem n-Silizium (10^{12} Atome/cm^3), während die flache p^+-Region[4] ($\sim 0.3\ \mu$m) entsprechend hoch dotiert ist (10^{17} Atome/cm^3). Dies verhindert eine vollständige Verarmung des p-Bereichs. Auch auf der n-Seite wird ein Bereich hoher Dotierung (n^+) aufgebracht, der als ohmscher Kontakt und Verarmungsstop dient. Dies erlaubt einen sicheren Betrieb oberhalb der minimalen Verarmungsspannung.

In einem p^+n-Übergang, bei dem die Dotierung des p^+-Bereichs N_A sehr viel größer als die Dotierung des n-Bereichs N_D ist, befindet sich die Verarmungszone fast vollständig im n-Gebiet. Die Breite der Verarmungszone hängt im wesentlichen von der Dotierung des n-Bereichs N_D und der anliegenden Sperrspannung U_{Sperr} ab:

$$w(U_{Sperr}) \approx \sqrt{\frac{2\epsilon(U_{Diff} + U_{Sperr})}{e}\frac{1}{N_D}} \tag{4.10}$$

Die Spannung, bei der ein Detektor gerade vollständig über seine gesamte Dicke d verarmt ist, nennt man Verarmungsspannung U_{Depl}:

$$U_{Depl} = \frac{eN_D}{2\epsilon}d^2 - U_{Diff}. \tag{4.11}$$

Bei 300 μm dicken Detektoren[5] mit einer typischen Dotierung von $N_D = 10^{12}$ Atome/cm^3 beträgt die Verarmungsspannung $U_{Depl} \sim 68$ V. Eine experimentelle Bestimmung der Verarmungsspannung ist durch Messen der Verarmungskapazität C_{pn} als Funktion der anliegenden Sperrspannung möglich. Die Kapazität wächst umgekehrt proportional zur Breite der Verarmungszone und erreicht einen Sättigungswert, sobald der gesamte n-Bereich verarmt ist (siehe Abbildung 4.2).

Der Energieverlust ionisierender Teilchen in dünnen Detektoren unterliegt starken Fluktuationen (siehe Kapitel 4.3). Der mittlere Energieverlust für ein minimalionisierendes Teilchen in 300 μm Silizium erzeugt ~ 31600 Elektron-Loch-Paare, was einer Ladungsmenge von 5.1 fC entspricht[6]. Die Dicke der Siliziumdetektoren ist in der Regel ein Kompromiß zwischen einem großen Signal, geringer Strahlungslänge und mechanischer Stabilität. Typischerweise liegen die Dicken von Detektoren zum Nachweis geladener Teilchen zwischen 200 μm und 400 μm.

[4] Hohe Dotierungskonzentrationen werden durch ein hochgestelltes Pluszeichen an der Dotierungsart gekennzeichnet.

[5] Dies gilt streng genommen nur für Detektoren, bei denen die geometrischen Verhältnisse denen eines Plattenkondensators entsprechen. Streifendetektoren erfüllen diese Forderung nur näherungsweise und haben etwas höhere Verarmungsspannungen [112].

[6] Der wahrscheinlichste Energieverlust entspricht aufgrund der nicht-gaussischen Landau-Verteilung (siehe Abschnitt 4.3.1) nur etwa 23000 Elektron-Loch-Paaren.

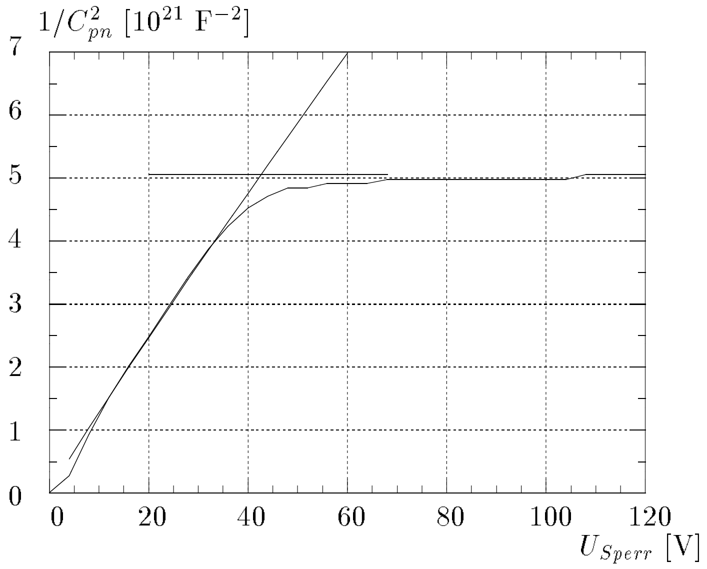


Abbildung 4.2: Typischer Verlauf der Verarmungskapazität C_{pn} einer Siliziumdiode als Funktion der Sperrspannung U_{Sperr} ($1/C_{pn}^2$-Darstellung). Im Bereich zwischen 40 – 60 V erreicht die Diode vollständige Verarmung und die Verarmungskapazität fällt mit steigender Sperrspannung nicht weiter ab (aus [106]).

4.2.1 Herstellung

Die wichtigsten Schritte zur Herstellung von Siliziumdetektoren gleichen denen zur Herstellung von elektrischen Schaltkreisen in Mikrochips [113, 114]. Trotzdem ist es notwendig, die unterschiedlichen Prozeß-Schritte zu optimieren, um eine zuverlässige Produktion zu gewährleisten. Die herstellerabhängigen Variationen bleiben in der Regel Betriebsgeheimnis.
Das Ausgangsmaterial für Siliziumdetektoren, reine, hochresistive (3 – 5 kΩcm) n-Silizium-Einkristallstäbe, wird ausschließlich im Fließ-Zonen-Prozeß hergestellt [111, 115]. Aus einem Kristallstab werden dann Scheiben (*Wafer*) von einigen hundert Mikrometern Dicke geschnitten und poliert. Mit Hilfe des Planar-Prozesses [116] werden die Detektorstrukturen auf die unstrukturierten Siliziumwafer gebracht.
Zuerst erhalten die polierten Siliziumscheiben eine Oxidpassivierung. Bei einer ~ 1000 °C heißen Atmosphäre aus Dampf oder trockenem Sauerstoff entsteht an der Oberfläche Siliziumdioxid bis zu einer Stärke von $\sim 1\ \mu$m. Mit fotolithografischen Methoden werden Fenster in das SiO_2 geätzt, um den p^+n-Übergang und den n^+-Kontakt auf der Rückseite herzustellen. Die hochdotierten Bereiche werden üblicherweise durch Ionenstrahlimplantation erzeugt. Diese Methode hat gegenüber dem Diffusionsprozeß den Vorteil, daß es zu keinen weiteren Hochtemperatur-Prozeßschritten ($T > 1000$ °C) kommt, bei denen Kontaminationen in das Silizium diffundieren können. Zudem ist es so möglich, fast abrupte p^+n-Übergänge mit weniger als 0.3 μm ineffektivem Material herzustellen. Für die p^+-Dotierung wird im allgemeinen Bor verwendet, während der n^+-Kontakt durch Implantation mit Arsen- oder Phosphorionen erreicht wird. Die Ionen werden bei Energien von 10 – 100 keV implantiert. Sie nehmen dabei allerdings nicht sofort Gitterplätze im Kristall ein. Um die Implantat-Ionen in das Gitter einzubinden und um die durch die Implantation hervorgerufenen Kristallfehler an der Oberfläche zu korrigieren, wird der Wafer ausgeglüht (*Annealing*). Dies geschieht bei 600 – 800 °C in trockenem Stickstoff und dauert etwa 30 Minuten. Danach wird die Oberfläche aluminisiert. Eine Strukturierung der Metallisierung erfolgt wiederum mit fotolithografischen Methoden.
Neben diesen Grundprozessen werden weitere nötig, sobald Strukturen aus Polysilizium, Siliziumnitrid oder zusätzlichen Metallschichten für Sperrwiderstände (4.2.3), Kopplungskapazitäten (4.2.3) und komplexe Kontaktierungen (4.2.4) vorgesehen sind.

4.2.2 Mikrostreifendetektoren

Siliziumdetektoren mit hoher Ortsauflösung wurden erstmals 1983 in der Hochenergiephysik in einem Experiment zur hadronischen Erzeugung kurzlebiger Teilchen mit Charm eingesetzt [117]. Seitdem wurden sie ständig weiterentwickelt und dienen heute überall dort, wo eine gute Ortsauflösung wichtig ist.

In Abbildung 4.3 ist der Aufbau eines einseitigen Streifendetektors schematisch dargestellt. Er besteht aus vielen parallelen streifenförmigen Dioden (Mikrostreifen), die individuell ausgelesen werden. Die Breite der Mikrostreifen beträgt üblicherweise $\sim 10\ \mu$m und der Abstand zwischen den Streifen $20 - 50\ \mu$m. Für die Auslese werden hochintegrierte Auslesechips verwendet (siehe Abschnitt 5.1.1), die mit Hilfe von Ultraschall-Mikrodrahtverbindungen (*ultrasonic wire bonds*) mit der Metallisierung der Auslesestreifen verbunden werden. Um die Anzahl der Auslesekanäle zu reduzieren, wird oft nur jeder 2. – 6. Streifen an die Ausleseelektronik angeschlossen. Die Ladung der nicht-ausgelesenen Streifen verteilt sich kapazitiv auf die Auslesekanäle.

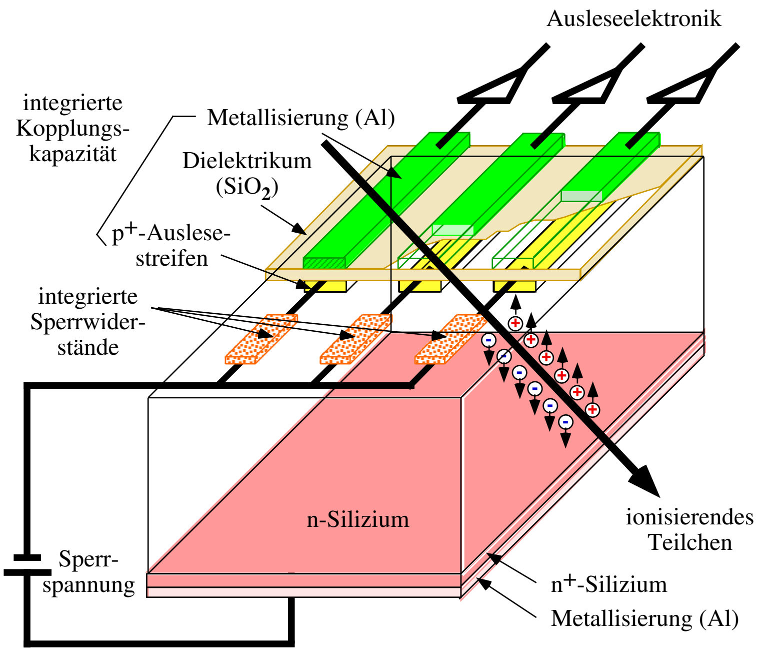


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Streifendetektors mit integrierten Kopplungskapazitäten und Sperrwiderständen [118].

Bei den zuerst entwickelten ohmsch-gekoppelten Mikrostreifendetektoren wird der Vorverstärkereingang des Auslesechips direkt mit der Metallisierung verbunden. Dies hat den Nachteil, daß neben dem Signalpuls auch der Leckstrom am Vorverstärkereingang anliegt. Solange die Leckströme der einzelnen Streifen klein bleiben, wird die räumliche Auflösung durch das Rauschen nicht wesentlich beeinträchtigt.

In einer feuchten Atmosphäre sammeln sich negative Ladungen an der Oxidoberfläche der Siliziumdetektoren. Dies führt zur Bildung einer Inversionsschicht im n-Bereich unterhalb des Oxides und kann für Streifen am Detektorrand zu einer Ausdehnung der Verarmungszone bis zur Schnittgrenze des Detektors führen. Der Leckstrom steigt dadurch um mehrere Größenordnungen aufgrund von zusätzlichen Energieniveaus in der Bandlücke, die durch ungesättigte Kristallbindungen entstehen. Dieser Effekt kann verhindert werden, indem die aktive Detektorfläche von einer Ringstruktur umschlossen wird (*Guard Ring*). Im einfachsten

Fall verhindert ein p^+-Ring, der wie die Mikrostreifen in Sperrichtung betrieben wird, daß die Verarmungszone der Auslesestreifen den Detektorrand erreicht. Um die Betriebsdauer von Siliziumdetektoren zu erhöhen, wurden komplexere Strukturen aus mehreren konzentrischen Guard Ringen untersucht [119].

4.2.3 Kapazitiv gekoppelte Detektoren

Bei mehreren hundert Streifen pro Detektor läßt es sich kaum vermeiden, daß einige Streifen stark erhöhte Leckströme zeigen. Dies kann den Arbeitspunkt eines ohmsch-gekoppelten Vorverstärkers empfindlich verschieben und somit den linearen Bereich der nachfolgenden Verstärkerelektronik reduzieren [120]. Dazu kommt, daß die Temperaturabhängigkeit des Leckstromes zu einer systematischen Schwankung des Untergrundes (siehe Abschnitt 4.3.3) führt. Diese Probleme können mit einer kapazitiven Kopplung zwischen Auslesestreifen und Vorverstärker vermieden werden. Damit die Signalpulse sich nicht auf benachbarte Streifen bzw. auf die Detektorrückseite verteilen, müssen die Kopplungskapazitäten entsprechend groß sein (10 – 20 pF/cm).
Mit der Planar-Prozess-Technologie ist es möglich, die Kapazitäten direkt in den Detektor zu integrieren. Dabei wird eine etwa 200 nm dicke isolierende SiO_2-Schicht zwischen das p^+-Implantat und die Metallisierung gebracht. Oxidschichten dieser Dicke sind auch bei hohen Spannungen robust gegen elektrische Durchbrüche. Auch Si_3N_4 wird wegen seiner höheren Dielektrizitätskonstante ($\epsilon_{Si_3N_4} : \epsilon_{SiO_2} = 7.5 : 3.9$) als Isolator verwendet. Um die Eigenschaften beider Dielektrika auszunutzen, sind auch geschichtete Filme beider Materialien untersucht worden [121, 122].
Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Kopplungskapazitäten auf einem externen Chip unterzubringen, der zwischen Detektor und Auslesechip geschaltet wird. Dies reduziert die Produktionsschritte für den Streifendetektor und erhöht dadurch die Effizienz bei der Herstellung [123]. Außerdem können beide Komponenten vor der Montage unabhängig voneinander getestet werden.
Über integrierte Sperrwiderstände (einige MΩ) werden die erzeugten Ladungen, die sich auf den p^+-Implantaten sammeln, mit Hilfe der Sperrspannung abgesaugt. Im einfachsten Fall handelt es sich um Polysilizium-Widerstände [124]. Daneben werden Feldoxid-Feldeffekttransistoren (FOXFET) [125, 126] oder Strukturen, welche die Elektronenakkumulation zwischen dem Guard-Ring und den p^+-Streifen nutzen (*punch through mechanism*) [127, 123], verwendet.

4.2.4 Doppelseitige Detektoren

In einseitigen Streifen-Detektoren dienen nur die Löcher der von geladenen Teilchen erzeugten Elektron-Loch-Paare zur Ortsbestimmung. Segmentiert man die n^+-Elektrode senkrecht zu den p^+-Streifen, so erhält man mit Hilfe der Elektronen eine zweidimensionale Auslese. In der Hochenergiephysik haben doppelseitige Streifendetektoren den Vorteil, daß sie zwei Koordinaten einer Teilchenspur liefern, ohne die Strahlungslänge des Detektors zu erhöhen[7]. Eine Segmentierung des n^+-Bereichs hat zur Folge, daß sich an der Si-SiO_2-Grenzfläche zwischen dem n-Silizium und der Passivierung eine positive Raumladung im Dioxid bildet [110], die zur Bildung eines Elektronenakkumulationskanals im n-Silizium führt (siehe Abbildung 4.4 (a)). Dadurch wird der Widerstand zwischen zwei Streifen auf einige Kiloohm reduziert [128], so daß sich ein Signalpuls auf mehrere Streifen verteilt. Eine Elektronenakkumulation

[7] Es handelt sich nicht wirklich um eine zweidimensionale Ortsmessung, sondern um zwei unabhängige eindimensionale Messungen der Ortskoordinaten. Dies führt bei mehreren Treffern im gleichen Detektor zu Ambiguitäten bei der Rekonstruktion.

zwischen den n^+-Streifen kann durch blockierende p^+-Streifen verhindert werden (siehe Abbildung 4.4 (b)) [129]. Die p^+-Streifen bleiben auf einem undefinierten Potential und werden nicht ausgelesen. Sie dienen nur zur Unterbrechung des leitenden Kanals. Der gleiche Effekt kann durch Aufbringen einer MOS-Struktur (*metal–oxid–semiconductor*) zwischen den n^+-Streifen erreicht werden (siehe Abbildung 4.4 (c)) [130], bei der die Metallisierung gegenüber dem n^+-Implantat auf negativem Potential liegt. Bei kapazitiv gekoppelten Auslesestreifen ist es möglich die Metallisierung über die Implantatgrenzen auszudehnen (siehe Abbildung 4.4 (d)). Wird dann die Metallisierung gegenüber den n^+-Streifen auf ein negatives Potential gebracht, so dient sie selbst als unterbrechende MOS-Struktur.

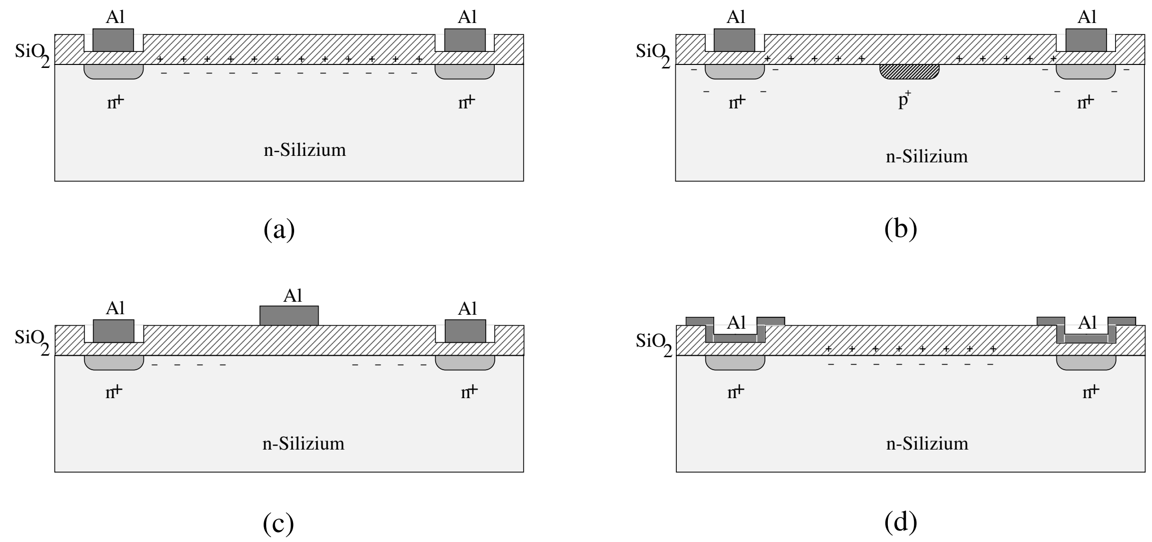


Abbildung 4.4: Segmentierung der n^+-dotierten Detektorseite: (a) ohne Unterbrechung der Elektronenakkumulation zwischen den n^+-Streifen. Unterbrechung des Akkumulationskanals (b) durch p^+-Implantate oder (c) und (d) durch eine MOS-Struktur.

Bei zylindrischen Vertexdetektoren aus Siliziumstreifendetektoren sitzen die Auslesechips oft an den Enden mehrerer seriell verbundener Detektoren. Dies reduziert die Anzahl der Auslesekanäle und verhindert, daß zusätzliches ineffektives Material vor den äußeren Spurendetektoren entsteht. Das bedeutet für doppelseitige Streifendetektoren, daß die Signale der n^+-Streifen an dem gleichen Ende des Detektors ankommen müssen wie die Signale der p^+-Streifen. Dies kann durch eine in den Detektor integrierte zweite Metallisierung erfolgen. Dabei wird zwischen die Metallisierung der n^+-Streifen und der zweiten, orthogonalen Metallisierung eine Dielektrikumschicht mit diagonalen Durchstoßpunkten gebracht [131, 132]. Es ist auch möglich die zweite Metallisierung auf ein externes Substrat (Kapton [133] oder Glas [134]) zu bringen und die Durchstoßpunkte auf die Metallisierung des Detektors zu kleben oder zu bonden.

4.3 Signalerzeugung

In diesem Abschnitt wird die Signalerzeugung in Siliziumstreifendetektoren beschrieben. Dazu gehört die Erzeugung der Signalladung durch die Wechselwirkung ionisierender Teilchen mit dem Silizium (4.3.1), der Ladungstransport zu den Auslesestreifen (4.3.2) und die Phänomene, die zum Untergrundrauschen führen (4.3.3). Zudem wird die Methode der Rekonstruktion der Signale aus den Daten beschrieben (4.3.4) und der Effekt der Strahlungsschädigung, der irreversibel zur Zerstörung der Siliziumdetektoren führen kann (4.3.5), erläutert.

4.3.1 Ladungserzeugung

Die Wechselwirkung, die ein geladenes Teilchen beim Durchdringen eines Mediums mit diesem eingeht, ist fast ausschließlich elektromagnetischer Natur und kann auf unterschiedliche Arten erfolgen. Das Teilchen kann Čherenkov-Licht emittieren, Übergangsstrahlung verursachen (sofern es sich um ein inhomogenes Medium handelt) und die Atome des Mediums ionisieren. In kristallinen Festkörpern besteht außerdem die Möglichkeit, daß Gitterschwingungen angeregt werden. Durch diese Wechselwirkungen erleidet das Teilchen einen Energieverlust. Während in Gasen der Effekt der Ionisation dominiert, spielt in Halbleitern auch die Anregung von Gitterschwingungen eine wichtige Rolle.

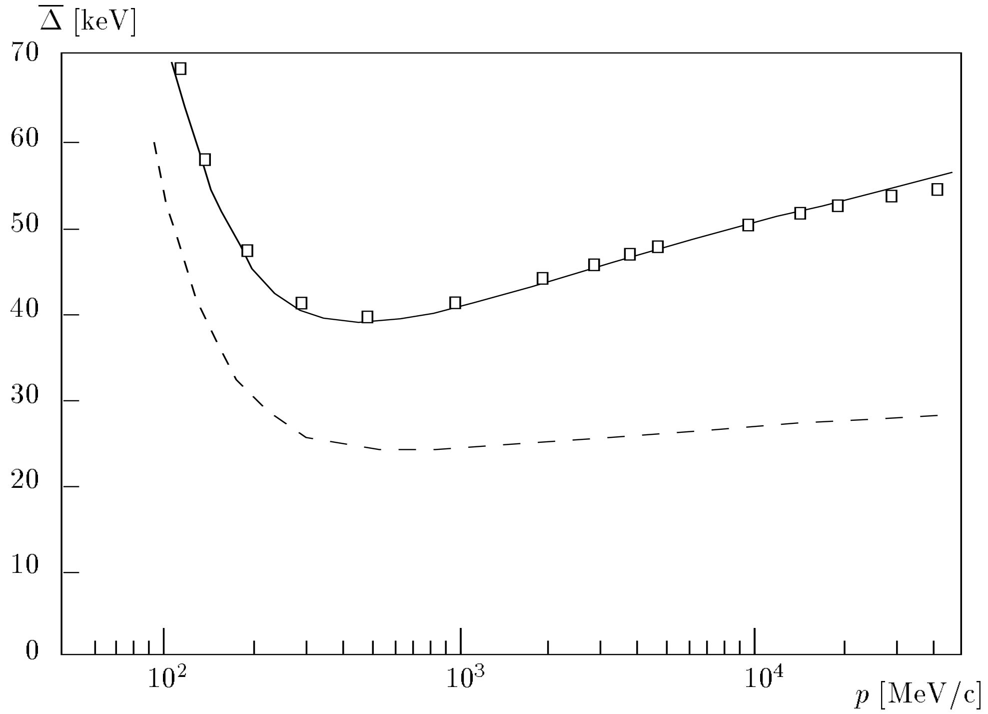


Abbildung 4.5: Mittlerer Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für Pionen in 100 μm Silizium berechnet mit der Bethe-Bloch-Formel (durchgezogene Linie) und dem PAI-Modell (Quadrate) aus [135]. Die gestrichelte Linie stellt den wahrscheinlichsten Energieverlust dar.

In Abbildung 4.5 ist der mittlere Energieverlust $\overline{\Delta}$ für Pionen in 100 μm Silizium als Funktion des Teilchenimpulses dargestellt. Die Form der Energieverlustkurve ist durch folgende charakteristische Bereiche gekennzeichnet:

1. bei kleinen Impulsen ein Abfall der Kurve proportional zu $1/\beta^2$,
2. ein lokales Minimum[8] bei $\beta\gamma \approx 4$,
3. ein relativistischer Wiederanstieg, der auf die Tatsache zurückzuführen ist, daß das transversale elektrische Feld des Teilchens proportional zu γ ist,
4. eine Sättigung im sogenannten Fermi-Plateau bei sehr hohen Impulsen (in der Abbildung 4.5 nicht zu erkennen). Ursache dafür ist die Polarisierung des Mediums durch das

[8] Teilchen, die aufgrund ihres Impulses nur einen minimalen Energieverlust erleiden, werden minimalionisierende Teilchen genannt.

transversale elektrische Feld des Teilchens. Durch die Polarisierung wird das Feld abgeschirmt (Dichteeffekt). Die Sättigung setzt ein, wenn das transversale Feld die gleiche Größenordnung hat, wie die Abstände zwischen den Atomen des Mediums. Festkörper haben daher einen weniger starken Wiederanstieg als Gase.

Eine klassische Herleitung des mittleren Energieverlustes als Funktion des Teilchenimpulses lieferte zuerst Bohr 1913 [136]. Einige Jahre später berechneten Bethe und Bloch das Problem quantenmechanisch und gelangten zu der nach ihnen benannten Bethe-Bloch-Gleichung [137]. Sternheimer erweiterte das Modell von Bethe und Bloch um einen Korrekturterm δ, der den Dichteeffekt berücksichtigt [138], und Fano berechnete Schalenkorrekturen für langsame Teilchen [139]. Diese werden durch einen Term U repräsentiert und sind für relativistische Geschwindigkeiten ($\beta > 0.3$) vernachlässigbar [140]. Experimentelle Ergebnisse zeigen, daß der mittlere Energieverlust durch die erweiterte Bethe-Bloch-Gleichung (4.12) gut beschrieben wird [141, 140].

$$\overline{\Delta} = \xi \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_{eff}} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - U \right] \tag{4.12}$$

mit

$$\xi = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \rho \cdot \frac{N_0 Z}{A} \cdot x \tag{4.13}$$

In dieser Gleichung ist m_e die Elektronmasse, z die Ladung und v die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens, $\beta = v/c$ und N_0 die Avogadrokonstante. Z ist die Ordnungszahl und A die Massenzahl der Atome des Mediums und I_{eff} das effektive Ionisationspotential des Mediums. I_{eff} beträgt für Silizium 172 eV [142]. $\overline{\Delta}$ ist die mittlere deponierte Energie im Medium mit der Dichte ρ bei durchquerter Distanz x.
Ein geladenes Teilchen verliert seine Energie in stochastisch unabhängigen Einzelkollisionen. Der Gesamtverlust ist die Summe der diskreten Energieverluste. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlustes $f(x, \Delta)$ bei festem Impuls ist nicht normalverteilt, sondern asymmetrisch mit Ausläufern zu hohen Werten. Diese resultieren aus Stößen mit kleinem Stoßparameter und großem Energieübertrag (δ-Elektronen). Die Energie der δ-Elektronen ist groß genug, so daß diese selbst wieder Atome ionisieren können. Dies führt zu einer überdurchschnittlich hohen deponierten Ladungsmenge.
$f(x, \Delta)$ wurde zuerst von Landau berechnet [143] und wird gemeinhin als Landau-Verteilung bezeichnet. Dazu löste er die Transportgleichung 4.14 mit Hilfe einer Laplace-Transformation.

$$\frac{df(x,\Delta)}{dx} = \int_0^\infty \sigma(E) \left[f(x, \Delta - E) - f(x, \Delta) \right] dE \tag{4.14}$$

Landau verwendete als Näherung für den tatsächlichen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ den Rutherford-Wirkungsquerschnitt für freie Elektronen. Vavilov verbesserte die Methode, indem er eine kinematische Grenze für den Energieübertrag und den Spin des einfallenden Teilchens berücksichtigte [144]. Die Form der so berechneten Verteilungen stimmt mit den experimentellen Daten für hinreichend dicke Absorber überein, zeigt jedoch im Fall von Silizium bei Detektoren, die dünner als 2 mm sind, signifikante Abweichungen. Eine Berechnung höherer Ordnung von Gleichung 4.14 liefert bessere Ergebnisse. Das Verfahren ist mathematisch gleichbedeutend mit einer Faltung der Landau-Verteilung mit einer Normalverteilung. Shulek et al. und Fano berechneten die Breite dieser Normalverteilung aus Schalenkorrekturen [139, 145]. Bei sehr dünnen Absorbern treten wiederum Abweichungen zu den Messungen auf.
Hall wandte als erster das semi-empirische Photon-Absorptions-Ionisations-Modell (PAIM) zur Berechnung des Elektron-Streuquerschnitts für Silizium an [135]. Das PAI-Modell wurde von Allison und Cobb ursprünglich für gasförmige Detektoren entwickelt und erfolgreich

angewendet [146]. Es basiert auf dem Prinzip, das geladene Teilchen durch Emission und Absorption virtueller Photonen mit Materie wechselwirken. Dies erlaubt es über gemessene Daten den Photonabsorptionswirkungsquerschnitt σ_γ und die komplexe Dielektrizitätskonstante $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ aus Synchrotronstrahlungsexperimenten bzw. Reflektanzstudien zu verwenden, um den Elektron-Streuquerschnitt zu berechnen.
Der Elektron-Streuquerschnitt berechnet sich aus diesen Größen zu:

$$\begin{aligned}\sigma(E) \;=\; \frac{\alpha}{\beta^2\pi} & \left\{ \frac{\epsilon_2}{N_0\hbar c\,|\epsilon|^2} \ln\left[\left(1-\beta^2\epsilon_1\right)^2 + \beta^4\epsilon_2^2\right]^{-1/2} \right. \\ & + \frac{1}{N_0\hbar c}\left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|^2}\right)\tan^{-1}\left(\frac{\beta^2\epsilon_2}{1-\epsilon_1\beta^2}\right) \\ & + \frac{\epsilon_2}{|\epsilon|^2 N_0\hbar c}\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2}{E}\right) \\ & \left. + \frac{1}{|\epsilon|^2 Z E^2}\int_0^E \sigma_\gamma(E')dE' \right\} \end{aligned} \tag{4.15}$$

Berechnet man den mittleren Energieverlust nach dem PAI-Modell, so enthält er automatisch den Dichteeffekt und die Schalenkorrekturen.
Bichsel und Saxon benutzten den Elektron-Streuquerschnitt aus dem PAI-Modell, verwendeten jedoch eine Faltungsmethode, um die Energieverlustverteilung $f(x, \Delta)$ für Absorber einer bestimmten Dicke zu berechnen [147, 148]: bei bekannter Energieverlustfunktion $f(x, \Delta)$ für einen Absorber der Dicke x berechnet sich die Funktion für einen Absorber doppelter Dicke $2x$ durch Faltung von $f(x, \Delta)$ mit sich selbst:

$$f(2x, \Delta) = \int_0^\Delta f(x, \Delta - g) f(x, g) dg \tag{4.16}$$

Die Anfangsverteilung für infinitesimal dünne Absorber (Gleichung 4.17) wird durch den Elektron-Streuquerschnitt $\sigma(E)$ charakterisiert. Die Verteilung für einen Absorber der Stärke x berechnet sich durch wiederholte Faltung der Funktion mit sich selbst, bis die erforderliche Stärke erreicht ist.

$$f(dx, \Delta) = \delta(\Delta)(1 - M_0 dx) + dx\sigma(\Delta)$$

mit

$$M_0 = \int_0^\infty \sigma(E)dE \tag{4.17}$$

Eine andere Methode die Energieverlustverteilung zu berechnen, beruht auf der Methode der Monte-Carlo Simulation [149, 150]. Dabei wird das Teilchen im Detektor von einer Kollision zur nächsten verfolgt und die Strecke zwischen zwei Kollisionen und der Energieverlust während der Kollision durch einen Zufallsgenerator bestimmt. Die einzelnen Energieverluste werden addiert und ergeben den Gesamtverlust.
Mathematisch sind die Berechnungen mit Laplace-Transformation, Monte-Carlo Simulation und Faltungsmethode äquivalent. In der Praxis gibt es numerische Probleme bei der Laplace-Transformation mit den scharfen Resonanzspitzen des Primärspektrums [151]. Die Ergebnisse aus Monte-Carlo Simulation und Faltungsmethode sind vergleichbar und beschreiben die experimentellen Daten gut [150].
Es existiert keine vollständige Theorie über den Zusammenhang zwischen deponierter Energie Δ und der anschließenden Ionisation (Anzahl der Elektron-Loch-Paare J). Ein empirischer

Ansatz besteht darin einen Proportionalitätsfaktor einzuführen: $W = \Delta/J$ [152]. W beträgt bei 300 K etwa 3.7 eV. W ist jedoch keine konstante Größe, sondern hängt von der Temperatur, der Teilchenart und der Teilchengeschwindigkeit ab [148].
Die durch ein minimalionisierendes Teilchen aus dem Kristallgitter geschlagenen Elektronen haben zu 99% eine kinetische Energie kleiner als 1 keV [153]. Die Reichweite dieser Elektronen beträgt weniger als 0.05 μm, so daß die meisten Elektron-Loch-Paare in einem engen Schlauch um die Teilchentrajektorie erzeugt werden. Bei Energieüberträgen, die viel größer als die Ionisierungsenergien der Schalenelektronen sind, ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Gitterelektron den Energieübertrag T erhält, gegeben durch

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{2\pi e^4}{m_e\beta^2c^2}\frac{NZ}{A}\frac{1}{T^2}\left(1-\beta^2\frac{T}{T_{max}}\right) \tag{4.18}$$

mit

$$T_{max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma c^2}{1+2\gamma m_e/m}. \tag{4.19}$$

Hohe Energieüberträge sind aufgrund des $1/T^2$-Terms unterdrückt. Trotzdem kommen Energieüberträge bis hin zum maximalen Energieübertrag T_{max}, der durch die Kinematik des zentralen Stoßes bestimmt wird, mit endlicher Wahrscheinlichkeit vor.
Gitterelektronen, die einen hohen Energieübertrag erfahren (δ-Elektronen), können sich deutlich weiter von der Teilchenbahn entfernen. Mit steigender Energie wächst die Reichweite der δ-Elektronen in Silizium. δ-Elektronen sind in der Lage, ihrerseits Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein minimalionisierendes Teilchen in 300 μm Silizium ein δ-Elektron von mehr als 100 keV erzeugt, beträgt 4.5% [154]. Die Reichweite eines solchen Elektrons liegt in der Größenordnung von ~ 50 μm. Kommt das δ-Elektron im Silizium vollständig zur Ruhe, so erzeugt es 30000 Elektron-Loch-Paare. Im Fall schräger Spuren verursachen δ-Elektronen aufgrund ihrer Hauptemissionsrichtung eine systematische Verschiebung des Ladungsschwerpunktes. Im ungünstigsten Fall wird das δ-Elektron senkrecht zur Trajektorie des ionisierenden Teilchens emittiert. Ein senkrecht abgestrahltes 100 keV δ-Elektron führt bei einer Spur mit senkrechtem Einfall zu einer Verschiebung des Schwerpunktes der Ladungswolke von 15 μm [155]. δ-Elektronen stellen eine prinzipielle Grenze für die Ortsauflösung von Siliziumdetektoren dar.

4.3.2 Ladungstransport

Beim Ladungstransport vom Ort der Ionisation zur Ausleseelektronik tragen zwei Effekte zu einer Verbreiterung der primären Ladungswolke bei: die Diffusion der Ladungsträger (4.3.2.1) und die kapazitive Kopplung zwischen den Auslesestreifen (4.3.2.2).

4.3.2.1 Drift und Diffusion

Im elektrischen Feld eines in Sperrichtung betriebenen Streifendetektors bewegen sich die Löcher in Richtung der p^+-Streifen und die Elektronen in Richtung der n^+-Streifen. Eine gute Näherung für das elektrische Feld im Detektor läßt sich mit Hilfe einer Reihenentwicklung berechnen [112]. Die Streifenstruktur der Elektroden macht sich nur in einer relativ kleinen Zone um die Auslesestreifen bemerkbar. Für herkömmliche Streifenbreiten und -abstände ergibt sich für den größten Teil des Detektorvolumens ein lineares elektrisches Feld in y-Richtung[9]:

[9] Die lokalen Koordinaten x, y und z in einem Siliziumstreifendetektor werden, wie in Abbildung 4.7 gezeigt, verwendet.

$$E_y \approx \frac{2U_{Depl}}{d^2} y - \frac{U_{Depl} + U_{Sperr}}{d} \tag{4.20}$$

Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes bewegen sich die Ladungsträger mit der Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{Drift}^{h,e}$ zu den Elektroden. Die Driftgeschwindigkeit ist das Produkt aus der Beweglichkeit und dem elektrischen Feld.

$$\left|\vec{v}_{Drift}^{h,e}\right| = \mu^{h,e} \left|\vec{E}\right| \tag{4.21}$$

Ein Ladungsträger, der in der Tiefe y erzeugt wird, benötigt die Zeit t_{Drift}, um zur Ausleseelektrode zu gelangen.

$$t_{Drift}^{h,e} = \int_0^{\vec{r}} \frac{d\vec{r}}{\mu^{h,e}\vec{E}} \tag{4.22}$$

Mit Hilfe des genäherten elektrischen Feldes (Gleichung 4.20) lassen sich die Driftzeiten der Ladungsträger berechnen:

$$\begin{aligned} t_{Drift}^{h} &= -\frac{d^2}{2U_{Depl}\mu^h} \ln\left(1 - \frac{2U_{Depl}}{U_{Sperr} + U_{Depl}} \frac{y}{d}\right) \\ t_{Drift}^{e} &= -\frac{d^2}{2U_{Depl}\mu^e} \ln\left(1 - \frac{2U_{Depl}}{U_{Sperr} + U_{Depl}} \left(1 - \frac{y}{d}\right)\right) \end{aligned} \tag{4.23}$$

Bei einem 300 μm dicken Detektor mit einer Verarmungsspannung $U_{Depl} = 45$ V, der mit einer Sperrspannung von $U_{Sperr} = 60$ V betrieben wird, brauchen in der Mitte des Detektors erzeugte Löcher 10 ns um die Auslesestreifen zu erreichen. Elektronen brauchen etwa 5 ns.
Aufgrund eines Dichtegradienten in der Ladungsträgerkonzentration kommt es durch Diffusion zu einer Verbreiterung der erzeugten Ladungswolke[10]. Um den Einfluß der Diffusion auf die erzeugten Ladungsträger zu bestimmen, betrachtet man ein Teilchen, das zum Zeitpunkt $t = 0$ bei $x = z = 0$ den Detektor passiert und seine Ladung uniform entlang seines Weges in y verteilt. Die Ladungsverteilungen in x und z seien δ-Funktionen. Unter der Annahme, daß die z-Ausdehnung der Streifen sehr viel größer als die Diffusionsbreite der Ladungswolke ist, erhält man in Abwesenheit eines elektrischen Feldes folgende Ladungsdichteverteilung in einem Medium mit den Diffusionskoeffizienten $D_{h,e}$ [156]:

$$q_{h,e}(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_{h,e} t}\ d} \exp\left[-\frac{x^2}{4D_{h,e}t}\right] \tag{4.24}$$

Der Effekt einer endlichen Breite der erzeugten Ladungswolke δ für $t = 0$ kann durch Ersetzen von t durch $t + t_0$ erreicht werden. Dabei ergibt sich t_0 aus $\delta = \sqrt{2D_{h,e}t_0}$.
Ein magnetisches Feld H_z im Siliziumdetektor senkrecht zum elektrischen Feld E_y und parallel zu den Auslesestreifen führt zu einem Winkel zwischen dem elektrischen Feld und der Bewegungsrichtung der Ladungsträger. Dieser Winkel heißt Lorentzwinkel θ_L und steht mit dem Magnetfeld über die Hall-Beweglichkeit μ_H in Beziehung:

$$\tan\theta_L^{h,e} = \mu_H^{h,e} H \tag{4.25}$$

[10] Bei der durch ein minimalionisierendes Teilchen erzeugten Ladungsmenge kann der Effekt der elektrostatischen Abstoßung gegenüber der Diffusion vernachlässigt werden.

Die Hall-Beweglichkeit[11] in intrinsischem Silizium beträgt $\mu_H^{h(e)} = 530\ (1770)\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$. Dies führt in einem Magnetfeld von $H_z = 1.5$ T zu einem Lorentzwinkel von 2.7° für Löcher und 13.9° für Elektronen.
Drift und Diffusion unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes E_y und eines Magnetfeldes H_z führen schließlich zu einer Ladungsdichteverteilung $q(x)$ an den Auslesestreifen:

$$q_{h,e}(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_{h,e} t_{Drift}^{h,e}}\, d} \int_0^d \frac{dy}{\sqrt{t_{Drift}^{h,e} + t_0}} \exp\left[-\frac{(x - y\tan\theta_L)^2}{4D_{h,e}\left(t_{Drift}^{h,e} + t_0\right)} \right] \tag{4.26}$$

Daraus ergibt sich z.B. für einen 280 μm dicken Detektor in einem Magnetfeld von 1.5 T eine systematische Verschiebung der gemessenen Koordinate von 6.5 μm für Löcher und 35 μm für Elektronen. Gleichzeitig wächst die Breite der Ladungsverteilung auf das Doppelte [156].

4.3.2.2 Kapazitive Kopplung

Siliziumstreifendetektoren lassen sich nur durch relativ komplexe elektrische Ersatzschaltbilder exakt beschreiben. Wegen der auftretenden Kapazitäten kann sich die Ladung, die auf einem Auslesestreifen gemessen wird, von der Ladungsverteilung an den Auslesestreifen $q(x)$ unterscheiden. In Abbildung 4.6 ist ein vereinfachtes Ersatzschaltbild eines Streifendetektors mit den wichtigsten Kapazitäten, die zu einer Ladungsteilung führen, dargestellt.

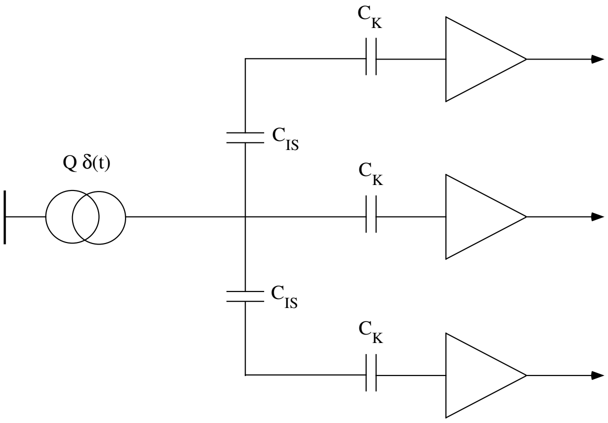


Abbildung 4.6: Einfaches elektrisches Ersatzschaltbild eines Auslesestreifens und seinen beiden Nachbarstreifen.

Wegen der Inter-Streifen-Kapazität C_{IS} macht sich die auf einem Auslesestreifen deponierte Ladung auch am Vorverstärker der Nachbarstreifen bemerkbar. C_{IS} beträgt für einen typischen Streifenabstand von 50 μm 4 – 8 pF/cm [158]. Bei kapazitiv gekoppelten Detektoren wird die Kopplungskapazität C_K so groß gewählt, daß ein möglichst kleiner Teil der Ladung auf die benachbarten Streifen verteilt wird. Die Kopplungskapazitäten liegen bei den üblichen Streifenbreiten von 6 – 30 μm zwischen 10 und 50 pF/cm [159]. Der Bruchteil K der Ladung, die einen Auslesestreifen erreicht, der aufgrund kapazitiver Ladungsteilung an den Vorverstärkern der Nachbarstreifen ankommt, ist gegeben durch

$$K = \frac{C_N}{C_K + 2C_N} \tag{4.27}$$

[11] Es gilt $\mu_H = r_H\mu$. Solange die Streuung der Ladungsträger an ionisierten Verunreinigungen gegenüber der Streuung an Phononen vernachlässigt werden kann, beträgt $r_H = 1.18$ [157].

mit

$$C_N = \frac{C_K C_{IS}}{C_K + C_{IS}}. \tag{4.28}$$

Bei ohmsch verbundenen Detektoren ohne Kopplungskapazität ist C_K durch die Miller-Kapazität der Vorverstärker zu ersetzen, die in der Regel wesentlich größer als die Inter-Streifen-Kapazität ist. In diesem Fall findet kaum Ladungsteilung statt ($K \approx 0$). Die Kapazität zwischen den Auslesestreifen und der Detektorrückseite kann im allgemeinen vernachlässigt werden. Sie beträgt bei einem vollständig verarmten, 300 μm dicken Detektor mit 10 μm breiten Streifen, etwa 0.16/cm pF [160]. Bei den meisten Detektorgeometrien beträgt die Streifen-Rückseiten-Kapazität etwa 1/10 der Inter-Streifen-Kapazität zum nächsten Nachbarn C_{IS}.
Um bei einer Verringerung des Streifenabstandes nicht die Anzahl der Auslesestreifen zu erhöhen, ist es möglich intermediäre Streifen ohne Ausleseelektronik zwischen die Auslesestreifen zu plazieren. Die auf den intermediären Streifen deponierte Ladung verteilt sich vollständig kapazitiv auf die Nachbarstreifen. Mit diesem Prinzip ist es möglich die Ortsauflösung des Detektors zu verbessern (siehe Abschnitt 4.3.4.2).

4.3.3 Rauschen und systematischer Untergrund

Die gemessene Amplitude eines Auslesestreifens setzt sich aus drei Anteilen zusammen: dem Signal, dem statistischen Rauschuntergrund und den systematischen Abweichungen *Pedestals* und *Common Mode*. Die Standardabweichung des normalverteilten Rauschuntergrundes ist durch die Äquivalentrauschladung des Detektor-Vorverstärker-Systems gegeben. Die Pedestals und der Common Mode können durch Mittelung der Rohdaten bestimmt werden. Dies ermöglicht eine Korrektur für die Ortsbestimmung.

4.3.3.1 Elektronisches Rauschen

Siliziumstreifendetektoren werden mit Hilfe von ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen. Die Äquivalentrauschladung eines solchen Vorverstärkers wird in guter Näherung durch

$$ENC = \alpha_{ENC} + \beta_{ENC} \cdot C_{Last} \tag{4.29}$$

beschrieben. α_{ENC} und β_{ENC} sind vorverstärker-spezifische Konstanten. Die Lastkapazität C_{Last} ergibt sich aus dem Ersatzschaltbild des Streifendetektors.

4.3.3.2 Pedestals

Bei direkt gekoppelten Detektoren liefern die individuellen Leckströme der Auslesestreifen den Hauptbeitrag zum systematischen Untergrund der Signalamplituden (*Pedestals*). Die Beträge der Leckströme verändern sich allerdings nur sehr langsam im Vergleich zur Auslesefrequenz typischer Detektorsysteme, so daß es möglich ist diesen Untergrund aus vielen Ereignissen zu bestimmen und zu berücksichtigen. Einen weiteren Beitrag, der auch im Fall kapazitiv gekoppelter Detektoren auftritt, stammt von unterschiedlichen Speicherkapazitäten auf einem Auslesechip und von Variationen zwischen verschiedenen Auslesechips.

4.3.3.3 Common Mode

Kurzzeitige Schwankungen in der Sperrspannung der Siliziumstreifendetektoren führen zu unterschiedlichen Leckströmen der Auslesestreifen zwischen aufeinander folgenden Ereignissen. Schwankungen in der Versorgungsspannung der Vorverstärker haben Variationen in der

Verstärkung zur Folge. Aus diesen Effekten resultiert eine gemeinsame Verschiebung der Pedestals aller Auslesekanäle (*Common Mode*).

4.3.4 Ortsauflösung

Die einfachste Möglichkeit, den Ort eines Teilchendurchgangs zu rekonstruieren, liegt vor, wenn das ionisierende Teilchen auf einem einzigen Auslesestreifen Ladung deponiert, deren Signal deutlich über dem Rauschuntergrund liegt. In diesem Fall ist die beste Messung für die Teilchenspur durch die Mitte des betreffenden Auslesestreifens gegeben[12]. Die Ortsauflösung beträgt $P/\sqrt{12}$ (digitale Auflösung), wobei P der Streifenabstand ist.
Schräger Teilcheneinfall und die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Effekte Diffusion und kapazitive Kopplung führen zu Treffern mit reduzierten Einzelstreifenamplituden und größerer Breite. Die Bestimmung der Ortskoordinate eines Teilchendurchganges besteht aus zwei Schritten: der Suche nach Ladungsanhäufungen (Trefferidentifizierung) und der anschließenden Berechnung der Ortskoordinaten aus der Amplitudenverteilung der Treffer.
Aus den Signalamplituden der Einzelstreifen eines Treffers kann die Position des Teilchendurchgangs in den meisten Fällen besser als die digitale Auflösung bestimmt werden. Typische Ortsauflösungen von Detektoren, die in Speicherringexperimenten eingesetzt werden, liegen im Bereich 5 − 10 μm. Unter optimierten Bedingungen konnten Ortsauflösungen von unter 2 μm gemessen werden [161].

4.3.4.1 Trefferidentifikation

Die in einem Ereignis j gemessene Amplitude R_i^j (Rohdatenamplitude) eines Auslesestreifens i setzt sich aus seinem Pedestal P_i, dem ereignisabhängigen Common-Mode C^j, dem statistischen Rauschuntergrund N_i^j und der Signalamplitude S_i^j zusammen:

$$R_i^j = P_i + C^j + N_i^j + S_i^j \tag{4.30}$$

Vor der Trefferidentifikation werden die systematischen Untergrundterme P_i und C^j berechnet und von der Rohdatenamplitude subtrahiert. Die Pedestals der einzelnen Auslesestreifen verändern sich nur sehr langsam im Verhältnis zur Auslesefrequenz. Dies ermöglicht es, einen Pedestal-Mittelwert P_i aus vorherigen Ereignissen zu berechnen. Der Common Mode-Effekt äußert sich in einer korrelierten Variation der Rohdatenamplituden aller Streifen eines Auslesechips. Der Mittelwert der Rohdatenamplituden eines Ereignisses entspricht dem Common Mode-Wert C^j. Die Pedestal- und Common Mode-subtrahierten Rohdatenamplituden sind entsprechend ihres Rauschens N_i^j um Null verteilt. Die Rauschamplituden der einzelnen Auslesestreifen $\sigma_{P,i}$ können sich aufgrund von Inhomogenitäten in den Siliziumdetektoren oder in den Auslesechips unterscheiden.
Zur Trefferidentifikation gehört einerseits, einen Treffer in den untergrundsubtrahierten Daten $R_i^j - P_i - C^j = N_i^j + S_i^j$ zu finden und andererseits die zum Treffer gehörigen Auslesestreifen zu bestimmen.
Wegen der unterschiedlichen Rauschamplituden der Auslesestreifen untersucht man im allgemeinen nicht die Rohdatenamplitude, sondern das Verhältnis von Signalladung zu Einzelstreifenrauschen $(R_i^j - C^j - P_i)/\sigma_{P,i}$ [162]. Bei einem Einzelstreifentreffer liegt dieses Verhältnis für typische Detektor-Vorverstärkersysteme in einem Bereich zwischen 10 und 20.
Die Treffer, die sich über mehr als einen Streifen verteilen, werden berücksichtigt, indem man die Amplituden von w benachbarten Streifen untersucht. Zur Untersuchung eines Detektors, läßt man ein *Fenster* der Breite w vom ersten bis zum letzten Streifen laufen und akzeptiert

[12] Dies ist ggf. noch auf die Drift der Ladungsträger im Magnetfeld zu korrigieren.

einen Treffer, wenn die Signalladung Q_w in dem Fenster das mittlere Rauschen $\sqrt{<\sigma_w^2>}$ um einen Faktor T_1 übersteigt:

$$\frac{Q_w}{\sqrt{<\sigma_w^2>}} = \frac{\sum_{k=0}^{w-1}\left(R_{i+k}^j - C^j - P_{i+k}\right)}{\sqrt{\frac{1}{w}\sum_{k=0}^{w-1}\sigma_{P,i+k}^2}} > T_1 \tag{4.31}$$

Die Breite des Fensters w wird abhängig von der wahrscheinlichsten Trefferbreite gewählt. Weicht die Fensterbreite w von der wahrscheinlichsten Trefferbreite ab, reduziert sich die Identifikationseffizienz. Bei einem zu schmalen Fenster wird nicht die komplette Ladung berücksichtigt und bei einem zu breiten Fenster erhöht sich im Mittel der Rauschterm $\sqrt{<\sigma_w^2>}$. Zur Erhöhung der Treffereffizienz können bei stark variierenden Trefferbreiten (z.B. aufgrund unterschiedlicher Einfallswinkel) verschiedene Fensterbreiten angewandt werden.
Der Streifen eines akzeptierten Treffers innerhalb des Fensters mit dem höchsten Verhältnis $(R_i^j - C^j - P_i)/\sigma_{P,i}$ wird Trefferkeim genannt. Ausgehend vom Trefferkeim wird untersucht, ob die benachbarten Streifen zum Treffer zuzuzählen sind. Ausschlaggebend ist, ob ihr Signal/Rausch-Verhältnis über einer Schwelle T_2 liegt.

$$(R_i^j - C^j - P_i)/\sigma_{P,i} > T_2 \tag{4.32}$$

Dabei werden zuerst die beiden direkten Nachbarstreifen untersucht und dann sukzessive in beide Richtungen fortgeschritten, bis bei einem Streifen die Schwelle T_2 unterschritten wird. Das Signal/Rausch-Verhältnis eines akzeptierten Treffers wird als der Quotient $(S/N)_{Hit} \equiv Q_w/\sqrt{<\sigma_w^2>}$ definiert. Das gemessene Signal/Rausch-Verhältnis eines Detektors ist der wahrscheinlichste Wert der $(S/N)_{Hit}$-Verteilung aller akzeptierten Treffer.
Die Effizienz und der Anteil fehlidentifizierter Treffer hängt von der Wahl der Schwellen T_1 und T_2 ab. Detektoren mit einem hohen Signal/Rausch-Verhältnis erlauben bei hohen Schwellen noch eine gute Rekonstruktionseffizienz. Bei einem moderaten Signal/Rausch-Verhältnis geht eine hohe Effizienz immer auf Kosten einer hohen Anzahl fehlidentifizierter Treffer, und umgekehrt führt die Forderung nach einer geringen Anzahl fehlidentifizierter Treffer zu einer reduzierten Effizienz.

4.3.4.2 Algorithmen zur Ortsrekonstruktion

Abhängig vom Einfallswinkel einer Teilchenspur zur Detektoroberfläche wird auf unterschiedlich vielen Auslesestreifen Ladung deponiert. Daraus ergeben sich verschiedene Formen der Ladungsverteilung. Dies hat zur Folge, daß die Ortsauflösung von dem Einfallswinkel θ der Teilchentrajektorie abhängt[13]. Bei senkrechten Spuren ist die erzeugte Ladung meist auf zwei Streifen verteilt. Geneigte Spuren deponieren ihre Ladung auf mehreren Streifen. Die Anzahl der Streifen, auf denen Ladung deponiert wird, ist näherungsweise durch $\langle N_{Hit}\rangle = \frac{d}{P}\tan\theta$ gegeben (siehe Abbildung 4.7).
Der optimale Algorithmus zur Bestimmung der Ortskoordinate hängt von der Form des Treffers und damit auch vom Winkel der Teilchenspur zum Streifendetektor ab (siehe Abbildung 4.8).
Bei kleinen Einfallswinkeln $\tan\theta < P/d$ erzielt man mit dem η-Algorithmus die beste Ortsauflösung. Dieser Algorithmus benutzt die Ladung der beiden Streifen mit der größten Ampli-

[13] In diesem Abschnitt wird mit θ der Winkel senkrecht zu den Auslesestreifen bezeichnet (siehe Abbildung 4.7). Nicht-senkrechter Teilcheneinfall parallel zu den Auslesestreifen führt in erster Näherung nicht zu einer Verbreiterung der Treffer.

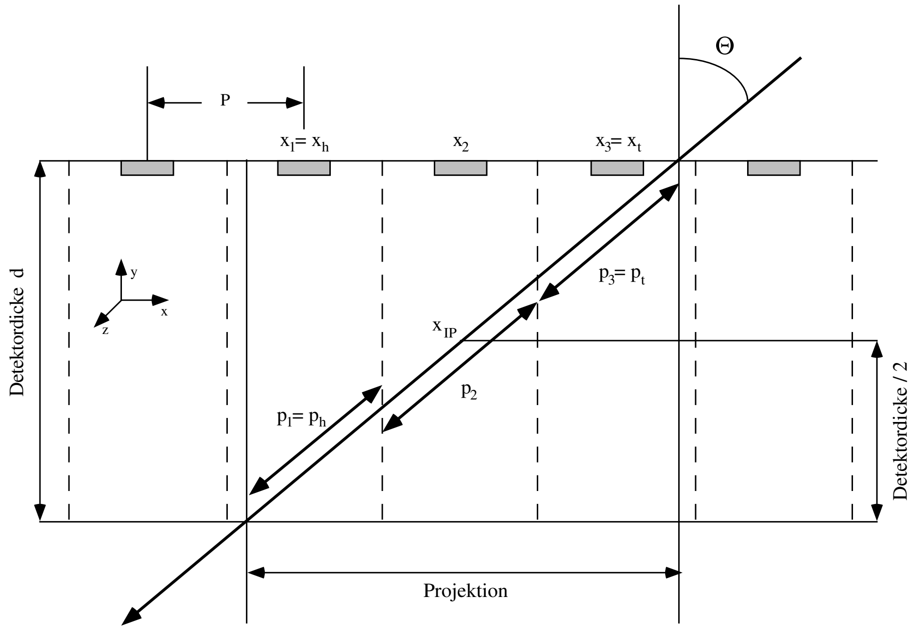


Abbildung 4.7: Geometrische Verhältnisse zur Definition des berechneten Teilchendurchganges.

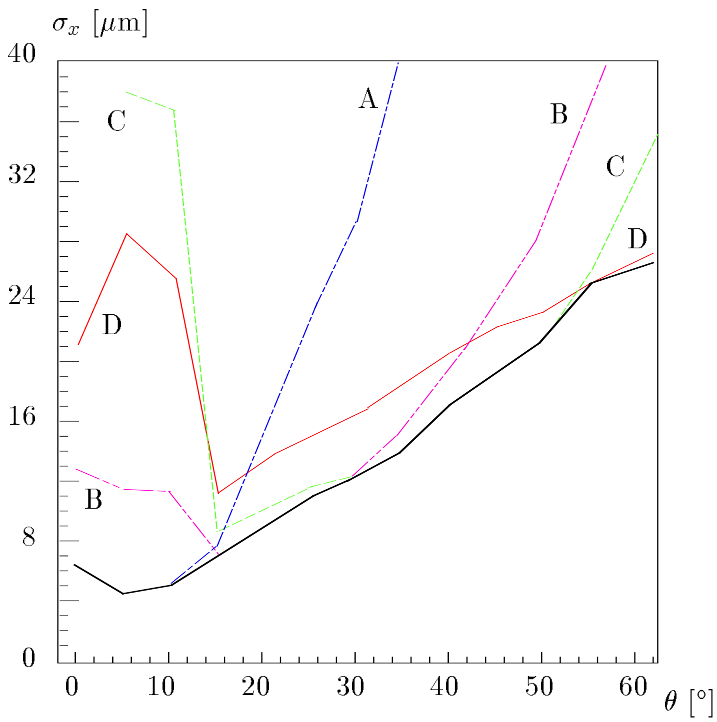


Abbildung 4.8: Ortsauflösungen verschiedener Algorithmen zur Ortsbestimmung als Funktion des Einfallswinkels: A η-Algorithmus, B Schwerpunkt-Algorithmus, C analoger Randstreifen-Algorithmus, D einseitiger analoger Randstreifen-Algorithmus. Die durchgezogene Linie entspricht dem besten Algorithmus für den entsprechenden Winkel. Die Kurven stammen aus einer Simulation für einen Siliziumstreifendetektor mit einem Streifenabstand von $P = 50$ μm und einem Signal/Rausch-Verhältnis von 15:1 [163].

tude und berücksichtigt die nicht-lineare Ladungsteilung zwischen ihnen. Bei größeren Winkeln ($P/d < \tan\theta < 2P/d$) wird die Ladung auf zunehmend mehr Streifen deponiert. Aus diesem Grund ist eine bessere Bestimmung des Ortes durch Berücksichtigung aller zum Treffer gehörigen Streifen möglich, wie es im Schwerpunkt-Algorithmus verwirklicht wird. Ab einem Winkel $\sin\theta > 2P/d$ ist die erzeugte Ladung pro Streifen so klein, daß ihre Fluktuationen den Fehler in der Ortsbestimmung dominieren. Eine Reduzierung des Fehlers kann erreicht werden, indem man nur die Amplituden der Randstreifen zur Bestimmung des Teilchendurchganges verwendet (Analoger Randstreifen-Algorithmus). Ist der Einfallswinkel unbekannt, so stellt der Schwerpunkts-Algorithmus den besten Kompromiß über alle Winkelbereiche dar. Die genannten Algorithmen werden im Folgenden vorgestellt.

Schwerpunkt-Algorithmus: Der Schwerpunkt-Algorithmus berechnet die Spurkoordinate x_{SP} als Mittelwert der Positionen aller zum Treffer zugehörigen Streifen x_i, gewichtet mit den auf ihnen deponierten Ladungen S_i:

$$x_{SP} = \frac{\sum_{Hit} S_i x_i}{\sum_{Hit} S_i} \tag{4.33}$$

mit einer Ortsauflösung von

$$\frac{\sigma_{x_{SP}}}{P} \simeq a \left(\frac{S}{N}\right)^{-1}. \tag{4.34}$$

Der Koeffizient a ist abhängig von der Anzahl der zum Treffer gehörigen Streifen und variiert leicht mit dem Abstand des Durchstoßpunktes von der Ausleseelektrode. Bei 3-Streifen-Treffern gilt im schlechtesten Fall $a = 2.1$ [164].

η-Algorithmus: Nicht-lineare Effekte wie Diffusion und kapazitive Ladungsteilung führen bei 2-Streifen-Treffern zu systematischen Fehlern bei der Berechnung der Ortskoordinate mit Hilfe eines linearen Algorithmus.
Bei den meisten Detektoren sind aufgrund des geringen Streifenabstandes und der Geometrie die Durchstoßpunkte der Teilchenspuren gleichverteilt zwischen zwei Auslesestreifen. In diesem Fall ist es möglich, mit Hilfe der Variablen η die Teilchenkoordinate zu berechnen. η ist der Anteil der Ladung auf dem rechten Streifen eines 2-Streifen-Treffers:

$$\eta = \frac{S_R}{S_L + S_R}. \tag{4.35}$$

Dabei sind S_L und S_R die Ladungen auf dem linken bzw. rechten Streifen des Treffers. Im Falle einer linearen Ladungsteilung wäre die Verteilung $dN/d\eta$ gleichverteilt zwischen null und eins.
Ladungsteilung durch Diffusion ist nur in einer kleinen Zone um die Mitte zwischen zwei Auslesestreifen annähernd linear. Diese Zone hat etwa die Breite der Diffusionswolke. Ladungswolken, die in der Nähe eines Auslesestreifens erzeugt werden, erfahren kaum Ladungsteilung. Dies führt zu Spitzen in der η-Verteilung um null und eins, die umso ausgeprägter sind, je größer der Streifenabstand ist. Kapazitive Ladungsteilung führt dazu, daß, selbst wenn ein Teilchen in der Mitte eines Auslesestreifens senkrecht den Detektor durchquert, Ladung an den Vorverstärkern der Nachbarstreifen gesehen wird. Dies führt dazu, daß die Spitzen in der η-Verteilung dichter zu $\eta = 0.5$ wandern. Rauschen vergrößert die Breite der Spitzen. Zusammen resultieren diese Effekte in einer Verteilung $dN/d\eta$, die stark von einer Gleichverteilung abweicht.
Unter der Annahme, daß η eine monoton steigende Funktion der Ortskoordinate zwischen den betrachteten Auslesestreifen ist, und daß die Teilchendurchgänge gleichverteilt zwischen

den Auslesestreifen stattfinden, läßt sich die Ortskoordinate mit dem nicht-linearen η-Algorithmus berechnen:

$$x_\eta = P\frac{\int_0^\eta \frac{dN}{d\eta'}d\eta'}{\int_0^1 \frac{dN}{d\eta'}d\eta'} = Pf(\eta) \tag{4.36}$$

$f(\eta)$ ist das Integral der η-Verteilung, normiert auf die in der Verteilung enthaltenen Einträge. Die Ortsauflösung des η-Algorithmus ist gegeben durch

$$\frac{\sigma_{x_\eta}}{P} = \left(\frac{S}{N}\right)^{-1}\sqrt{1-2\eta+2\eta^2}\,\frac{\frac{dN}{d\eta}}{\int_0^1 \frac{dN}{d\eta'}d\eta'} \tag{4.37}$$

Mikrostreifendetektoren haben wegen des Faktors $dN/d\eta$ eine stark nicht-uniforme Ortsauflösung [165], und damit nicht-normalverteilte Residuenverteilungen. Bei konstantem Auslesestreifenabstand kann die Ortsauflösung durch Einführung intermediärer Streifen verbessert werden. Dadurch entsteht in der η-Verteilung eine zusätzliche Spitze bei $\eta = 0.5$, die zu einer verbesserten Linearität der Funktion $f(\eta)$ führt.

Analoger Randstreifen-Algorithmus: Mit dem analogen Randstreifen-Algorithmus bestimmt man die Teilchenposition x_{ARS} aus den Positionen (x_h, x_t) und Amplituden (S_h, S_t) des ersten und letzten zum Treffer gehörigen Streifens.

$$x_{ARS} = \frac{x_t + x_h}{2} + \Delta x \tag{4.38}$$

mit

$$\Delta x = \frac{S_t - S_h}{2S_\theta} \tag{4.39}$$

Die Korrektur Δx kann nur bei bekanntem Einfallswinkel θ angewendet werden. Sie berechnet sich aus dem wahrscheinlichsten Signal für senkrechten Einfall S_0 und dem Einfallswinkel θ zu

$$S_\theta = \frac{S_0 P}{d\sin\theta}. \tag{4.40}$$

Um zu verhindern, daß aufgrund von Fluktuationen in der Ladungsdeposition der Durchstoßpunkt über einen Randstreifen hinaus verschoben wird, erzielt man bessere Resultate mit

$$\Delta x = \frac{\min(S_h, S_\theta) - \min(S_t, S_\theta)}{2S_\theta} \tag{4.41}$$

Die mit dieser Methode zu erreichende Ortsauflösung ist eine komplexe Funktion, in die neben dem Signal/Rausch-Verhältnis auch die Landau-Fluktuationen als Funktion der pro Streifen zurückgelegten Wegstrecke eingehen [163]. In der Praxis konnte mit einem Detektor, der einen Streifenabstand von 50 μm und ein Signal/Rauschverhältnis von $S/N = 28:1$ hat, für Spuren, die den Detektor unter 30° durchqueren, eine Ortsauflösung von 13 μm gemessen werden [166].
Für sehr große Winkel ($\sin\theta > \frac{1}{4}\frac{S}{N}\frac{P}{d}$) erreicht man mit einer Variation des analogen Randstreifen-Algorithmus leicht bessere Auflösungen. Der einseitige analoge Randstreifen-Algorithmus verwendet nur die Amplitude eines der beiden Randstreifen und berechnet die Position mit Hilfe des Einfallswinkels θ:

$$\frac{x_{AHT,h}}{P} = \frac{x_h}{P} + \frac{1}{2} - \frac{S_h}{S_\theta} + \frac{d\tan\theta}{2P} \tag{4.42}$$

Bei allen vorgestellten Algorithmen ist zu berücksichtigen, daß bei Detektoren, die in einem Magnetfeld arbeiten, der rekonstruierte Teilchendurchgang eine systematische Verschiebung zur tatsächlichen Trajektorie aufweist. Für nicht-senkrechte Einfallswinkel kommt noch eine systematische Verschiebung durch δ-Elektronen hinzu. Diese Effekte müssen bei der Rekonstruktion korrigiert werden.

4.3.4.3 Vertexauflösungen

In Speicherring-Experimenten bilden Vertexdetektoren die innerste Komponente eines Systems aus konzentrischen Lagen von Spurendetektoren und Kalorimetern. Ihre Aufgabe ist es die Erzeugungsvertizes von geladenen Teilchen zu bestimmen. Die Ortsauflösung eines Vertexdetektors setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

$$\sigma^2_{Vertex} = \sigma^2_{Geometrie} + \sigma^2_{Vielfachstreuung} + \sigma^2_{Alignment} \tag{4.43}$$

$\sigma_{Geometrie}$ ist der geometrische Extrapolationsfehler. Er beträgt für einen Vertexdetektor bestehend aus zwei Lagen bei den Radien r_1 und r_2 mit den intrinsischen Auflösungen σ_1 bzw. σ_2

$$\sigma^2_{Geometrie} = \left(\frac{\sigma_1 r_2}{r_2 - r_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2 r_1}{r_2 - r_1}\right)^2 \tag{4.44}$$

$\sigma_{Vielfachstreuung}$ enthält die Auswirkung von Vielfachstreuung in der ersten Detektorlage und allen anderen Materialien zwischen Vertex und äußerster Detektorlage. Dabei handelt es sich bei Speicherring-Experimenten hauptsächlich um das Strahlrohr.

$$\sigma^2_{Vielfachstreuung} = \sum_i (R_i \Delta\theta_i)^2$$

mit

$$\Delta\theta_i \approx \frac{0.0136}{p_\perp[\mathrm{GeV/c}]}\sqrt{\frac{\Delta X_i}{X_0}}\left[1 + \frac{\log\frac{\Delta X_i}{X_0}}{26}\right] \tag{4.45}$$

$\Delta\theta_i$ ist die mittlere Winkelabweichung durch Vielfachstreuung, die ein Teilchen mit Transversalimpuls $p_\perp$ durch ein Material mit der Strahlungslänge ΔX_i am Radius R_i erfährt [167]. Summiert wird über alle Streulagen vor der äußersten Detektorlage.
Der letzte Term in Gleichung 4.43 enthält alle anderen Effekte, welche die Vertexmessung beeinflussen können, wie z.B. die Kalibration, die Ausrichtung der Detektorlagen zueinander oder die mechanische Stabilität.
Aus den genannten Beiträgen zum Meßfehler resultieren die Anforderungen an einen optimalen Vertexdetektor [154, 155]:

- Der Radius der ersten Lage r_1 sollte so klein wie möglich sein. Eine praktische Begrenzung ist durch das Strahlrohr gegeben.
- Ein großer Hebelarm $r_2 - r_1$.
- Eine hohe intrinsische Auflösung der Detektoren σ_i.
- So wenig ineffektives Material wie möglich vor der innersten Detektorlage.
- Eine hohe mechanische Stabilität und genaue Ausrichtung des Detektors.

4.3.5 Strahlungsschäden

Die Vertexregion an Teilchenbeschleunigern, das Haupteinsatzgebiet für Siliziumstreifendetektoren, zeichnet sich durch eine hohe Strahlenrate aus. Die Strahlenbelastung kann zu irreversiblen Schädigungen der Detektoren und der Ausleseelektronik führen. Die Folgen von Strahlungsschäden sind z.B. erhöhte Leckströme und Verarmungsspannungen in den Detektoren sowie Schwellenverschiebungen von MOS-Transistoren.

In Siliziumdetektoren wird das Kristallgitter geschädigt, indem Atome aus ihren Positionen verschoben werden [168]. Dies erzeugt ungebundene Ionen und freie Gitterplätze. Die Ionen und die freien Gitterplätze sind bei Zimmertemperatur beweglich und können rekombinieren. Kommt es jedoch zu Bindungen untereinander oder an Fremdatomen entstehen Defektkomplexe, die stabil und unbeweglich sein können. Die Defektkomplexe unterbrechen die Kristallsymmetrie und können zudem verschiedene Ladungszustände annehmen. Der nötige Energieaufwand zur Änderung zwischen zwei Ladungszuständen bestimmt das Energieniveau des Defektkomplexes innerhalb der Bandlücke.

Abhängig vom Ladungszustand und den Energieniveaus der Defektkomplexe dominieren verschiedene Effekte in der Verarmungszone eines Detektors [169]:

- Defekte mit Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke erzeugen einen erhöhten Leckstrom durch Abgabe von Elektronen und Löchern bei der Änderung ihres Ladungszustandes.

- In Form von metastabilen Zuständen können Elektronen und Löcher eingefangen und später wieder abgegeben werden. Dieser Effekt wird durch Energieniveaus, die nicht zu dicht an den Bandgrenzen liegen, bestimmt.

- Geladene Defekte resultieren in einer Änderung der Raumladung und können die Verarmungsspannung beeinflussen.

Die Prozesse, die zu Strahlungsschäden führen, sind komplex und beinhalten eine Vielzahl von atomaren und chemischen Wechselwirkungen. Im allgemeinen beschränken sich Studien auf eine Parametrisierung der veränderten Materialeigenschaften. Dazu gehören die Lebensdauer und die Einfangwahrscheinlichkeit der Ladungsträger (Leckstrom und Ladungssammlungseffizienz) sowie die effektive Dotierung (Verarmungsspannung).

Die Stabilität der Defekte ist temperaturabhängig. Wärmezufuhr kann Defekte verschieben oder aufbrechen (*Thermal Annealing*). Dies trifft für einen Teil der Defekte schon bei Zimmertemperatur zu.

Bestrahlung führt bei Silizium zu einer Erhöhung der effektiven Akzeptorendichte [170]. n-Silizium wird bei Erhöhen der Strahlenrate zuerst intrinsisch und später zu p-Silizium. Bei Aussetzen der Bestrahlung geht die effektive p-Dotierung kurzfristig wieder zurück, steigt aber langfristig an (*Reverse Annealing*). Dieser Effekt kann durch Betreiben der Detektoren bei einer Temperatur von $T \approx 0°C$ unterdrückt werden [171].

Eine weitere Schädigung der Detektoren erfolgt, wenn im Siliziumdioxid durch ionisierende Strahlung Elektron-Loch-Paare erzeugt werden [172]. Die Elektronen haben im Siliziumdioxid eine hohe Beweglichkeit und stellen kein Problem dar, im Gegensatz zu den Löchern, die extrem langsam sind und von Einfangzentren an der Si-SiO_2-Grenzschicht gebunden werden können. Durch das Einfangen von Löchern entsteht eine positive Raumladung in der Oxidschicht. Dies führt zu Schwellenverschiebungen von MOS-Transistoren und hohen Feldstärken in den Detektoren.

4.4 Andere Detektormaterialien

In der Tabelle 4.1 sind einige Charakteristika der in der Hochenergiephysik neben Silizium am häufigsten verwendeten Halbleiter Germanium, Galliumarsenid und Diamant aufgeführt. Die Eigenschaften der Halbleiter werden in den Abschnitten 4.4.1 – 4.4.3 vorgestellt. Im Hinblick auf den Einsatz von Vertexdetektoren an zukünftigen Hadronbeschleunigern sind die Untersuchungen zur Strahlungshärte der Materialien interessant.

Eigenschaft		Si	Ge	GaAs	Diamant
Kernladungszahl		14	32	31/33	6
Massenzahl		28.1	72.6	144.6	12.0
Bandlücke	[eV]	1.12	0.66	1.42	5.5
Strahlungslänge X_0	[cm]	9.4	2.3	2.3	18.8
mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares	[eV]	3.6	2.9	4.1	~ 13
mittlerer Energieverlust dE/dx	[MeV/cm]	3.9	7.5	7.7	3.8
mittleres erzeugtes Signal[14]	[e^-/μm]	110	260	173	~ 50
Intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i	[cm^{-3}]	$1.5 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{13}$	$1.8 \cdot 10^{6}$	$< 10^3$
Elektronenbeweglichkeit	[cm^2/Vs]	1500	3900	8500	1800
Löcherbeweglichkeit	[cm^2/Vs]	450	1900	400	1200

Tabelle 4.1: Vergleich einiger Charakteristika von Halbleitern (aus [114, und Referenzen darin]). Die Angaben gelten für eine Temperatur von $T = 300$ K.

4.4.1 Germanium

Die ersten Halbleiterdetektoren wurden aus Germanium hergestellt [173]. Sie dienten zur spektroskopischen Messung von α-Teilchen. Zudem wurden instrumentierte Lagen bzw. Blöcke aus Germanium in einer Reihe von Fixed Target-Experimenten als aktive Ziele verwendet [174, 175]. Wegen der geringen Bandlücke von 0.66 eV ist die erzeugte Ladung pro absorbierter Energie etwa zweieinhalb mal so groß wie in Silizium. Aufgrund der hohen intrinsischen Ladungsträgerkonzentration ist es jedoch notwendig, pn-Übergänge aus Germanium bei kryogenen Temperaturen (~ 100 K) und einigen hundert Volt Sperrspannung zu betreiben. Aus diesem Grund hat sich Germanium nicht als Material für Spurendetektoren durchgesetzt.

4.4.2 Galliumarsenid

pn-Übergänge aus Galliumarsenid haben ein sehr gutes Verhältnis von erzeugter Ladungsmenge zu Rauschuntergrund. Ein minimalionisierendes Teilchen erzeugt in Galliumarsenid etwa 1.5 mal so viele Elektron-Loch-Paare wie in Silizium, und das thermische Rauschen ist wegen der größeren Bandlücke unterdrückt. Ein Problem ist, daß nur ein Bruchteil der erzeugten Ladungsträger die Ausleseelektroden erreicht. Die Ladungssammlungseffizienz hängt stark vom verwendeten Material ab. In Detektoren aus hochreinem, epitaktisch gewachsenen Galliumarsenid konnten hohe Effizienzen erreicht werden [114]. Diese Verfahren sind jedoch teuer und es können nur relativ dünne Wafer (≤ 100 μm) hergestellt werden. Dickere Detektoren werden aus halb-isolierendem LEC-Galliumarsenid (*Liquid Encapsulated Czochralski*)

[14] Die beobachtbaren Signale hängen von der Ladungssammlungseffizienz ab, die nur bei Silizium und Germanium etwa 100% beträgt.

hergestellt, das als Dopanten z.B. Chrom enthält, um den Widerstand des Materials durch Erzeugung von Ladungsfallen zu erhöhen [176]. In solchen Detektoren liegen typische Ladungssammlungseffizienzen bei etwa 50%. Diese Werte können nur bei großen elektrischen Feldstärken erreicht werden [177, 178]. Aus diesem Grund werden Galliumarseniddetektoren in der Regel bei hohen Sperrspannungen betrieben. Ein wesentlicher Vorteil gegenüber Silizium ist die Strahlungshärte von Galliumarsenid. Detektoren, die einer Strahlenbelastung von $4 \cdot 10^{14}$ Neutronen/cm^2 ausgesetzt wurden, blieben funktionsfähig. Die Leckströme vervierfachten sich und das Signal reduzierte sich auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes [179, 180]. Ein Photonenfluß von 100 Mrad führte zu keiner Veränderung der Detektorparameter. Außerdem prädestiniert die hohe Beweglichkeit der Elektronen Galliumarsenid zur Anwendung in zukünftigen Hadronspeicherringen mit hoher Auslesefrequenz. Heutige aus Galliumarsenid gefertigte Streifendetektoren erreichen ein Signal/Rausch-Verhältnis von $\sim$ 13:1 für senkrechten Einfall. Bei einem Streifenabstand von 200 μm und einer Streifenbreite von 100 μm, konnte mit ihnen eine Ortsauflösung von $\sim$ 20 μm in den Bereichen zwischen den Auslesestreifen erreicht werden [181].

4.4.3 Diamant

Eine weitere Alternative als Material für Streifendetektoren ist Diamant. Seine Vorteile liegen in einer hohen Strahlungshärte, hervorragenden mechanischen und thermischen Eigenschaften sowie einer großen Strahlungslänge. Weiterhin hat Diamant im Vergleich mit Silizium hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten und sehr geringe Leckströme.

Diamantdetektoren werden im CVD-Prozeß (*Chemical Vapour Deposition*) hergestellt. Dabei wächst die Diamantschicht in einer polykristallinen Säulenstruktur [182]. Die Größe der Kristallkörner beträgt auf der Substratseite $\sim$ 1 μm und wächst mit der Materialdicke. Aus diesem Grund läßt man die Diamantschicht auf etwa 500 μm wachsen und entfernt anschließend $\sim$ 200 μm auf der Substratseite. Auf der Wachstumsseite werden etwa 25 μm entfernt, um eine glatte Oberfläche zu erhalten. Danach werden sukzessive die Elektrodenmetalle aufgebracht: Chrom und Gold. Chrom bildet mit Diamant einen guten elektrischen Kontakt in Form einer Carbidstruktur, während Gold das Chrom vor Oxidation schützt. Zudem erlaubt Gold gute Bondverbindungen zu den Auslesechips.

Wegen des hohen spezifischen Widerstandes von Diamant ist es nicht nötig, einen *pn*-Übergang durch Dotierung zu erzeugen. Über die Elektroden wird direkt an das intrinsische Material eine Spannung (150 – 200 V/300 μm) angelegt. Ein minimalionisierendes Teilchen erzeugt 5000 Elektron-Loch-Paare in 100 μm Diamant. Es gelangen jedoch nicht alle Ladungsträger zu den Ausleseelektroden. Ein Maß für die Güte eines Diamantdetektors ist die mittlere Distanz, die sich Elektronen und Löcher nach ihrer Erzeugung voneinander entfernen, bevor sie rekombinieren (Ladungssammlungslänge). Sie konnte in den letzten Jahren von unter einem Mikrometer auf $\sim$ 80 μm erhöht werden. Mit Detektorprototypen wurde im Teststrahl eine Ortsauflösung von 26 μm (100 μm Streifenabstand) bei einem Signal/Rausch-Verhältnis von 6.2:1 erreicht [183]. Das Signal betrug 1400 $\pm$ 180 Elektronen.

Im Hinblick auf ihre Einsetzbarkeit in zukünftigen Hadronspeicherringen wurden Diamantdetektoren auf Strahlunghärte untersucht [183]. Die Resultate zeigen bei kleinen Photonendosen (^{60}Co) einen Anstieg der Signalhöhe um 60% und keinen Abfall bis 10 Mrad. Dieser Effekt wird der Sättigung von Störstellen im unbestrahlten Material zugeschrieben. α-Teilchen (5 MeV) hinterließen bis Dosen von 10^{12} cm^{-2} keinen Effekt. Nach längerer Bestrahlung (10^{14} cm^{-2}) fiel die Signalhöhe auf die Hälfte ab. Detektoren, die mit 10^{19} Neutronen/cm^2 bestrahlt wurden, waren noch in der Lage minimalionisierende Teilchen nachzuweisen.

Wenn es gelingt, mit der Ladungssammlungslänge auch das Signal in Diamantdetektoren zu vergrößern, so ist Diamant ein guter Kandidat, um als Vertexdetektormaterial für kommende

Hadronbeschleuniger eingesetzt zu werden.

4.5 Andere Spurendetektoren in der Hochenergiephysik

Alle heutzutage in der Hochenergiephysik verwendeten Spurendetektoren beruhen auf dem Prinzip, daß bewegte geladene Teilchen einen Bruchteil ihrer Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung entlang ihrer Trajektorie an das sie umgebende Medium abgeben. Bis zur Erfindung der Vieldrahtproportionalkammer 1960 durch Charpak [184, 185] wurden überwiegend fotografische Methoden zur Aufzeichnung und Rekonstruktion von Teilchenspuren verwendet. Unter anderem führten die hohen Untergrundraten im Vergleich zu den seltenen interessanten Ereignissen bei Beschleunigerexperimenten dazu, daß heute im wesentlichen elektronisch auslesbare Spurendetektoren eingesetzt werden. An dieser Stelle wird ein kurzer Überblick über die am häufigsten eingesetzten Spurendetektoren gegeben [186]. Ein tabellarischer Vergleich der Detektoren hebt die Stellung von Siliziumstreifendetektoren unter den ortsauflösenden Detektoren hervor (Abschnitt 4.5.6).

4.5.1 Kernemulsion

Bei Kernemulsionen handelt es sich um spezielle fotografische Schichten, die als Detektor benutzt werden. Sie bestehen im wesentlichen aus Silberbromidkristallen in einer Gelatineschicht. Der Durchgang eines geladenen Teilchens bewirkt eine chemische Veränderung in den Silberbromid-Körnern. Es entsteht, wie bei der Belichtung eines üblichen Films, ein latentes Bild. Beim Entwickeln der bestrahlten Emulsion wird dieses latente Bild durch Reduktion der Silberionen zu metallischem Silber in ein bleibendes Bild der Teilchenspur verwandelt. Durch einen hohen Silberbromidanteil und Verwendung geringer Körnergrößen können Auflösungen bis zu 1 μm erreicht werden. Ein prinzipieller Nachteil ist der Verlust jeglicher Zeitinformation.

4.5.2 Blasenkammer

Bei früheren Fixed Target-Experimenten wurden Blasenkammern als Spurendetektoren eingesetzt. In einer Blasenkammer erzeugt ein bewegtes geladenes Teilchen Dampfbläschen in einer durch Expansion überhitzten Flüssigkeit. Diese Bläschenspuren werden gleichzeitig von verschiedenen Kameras fotografiert. Die Fotos erlauben dann eine dreidimensionale Rekonstruktion des Ereignisses. Die Hauptgründe für die abnehmende Bedeutung von Blasenkammern an Beschleunigerexperimenten sind: die geringe Wiederholungsrate aufgrund der Expansionsdauer, die nicht-selektive Aufnahme von Fotos[15], die zeitintensive Analyse der Aufnahmen und die Wechselwirkungsgeometrie der kollidierenden Strahlen [187].

4.5.3 Funken- und Streamerkammer

Funkenkammern bestehen aus einem gasgefüllten Volumen mit mehreren parallelen Plattenelektroden, die alternierend mit einer gepulsten Hochspannungsquelle oder dem Erdpotential verbunden sind. Nach dem Teilchendurchgang wird zwischen den Elektroden kurzzeitig ($\sim$ 100 ns) ein elektrisches Feld hoher Feldstärke (20 kV/cm) angelegt. Entlang der Teilchenspur finden zwischen den Elektroden Funkendurchbrüche statt, die stereoskopisch fotografiert werden. Moderne Funkenkammern bestehen aus kreuzweise angeordneten Paralleldrahtschichten und können somit elektronisch ausgelesen werden. Funkenkammern erreichen

[15] Blasenkammern lassen sich nicht durch einen Trigger auslösen.

Ortsauflösungen bis zu 200 μm. Sie haben den Nachteil, daß das Absaugen der entstandenen Ladungen Totzeiten im Bereich einiger hundert Mikrosekunden bedingt.
Streamerkammern erreichen eine Verbesserung der Ortsauflösung ($\sim 50\ \mu$m) dadurch, daß in ihnen ein stärkeres elektrisches Feld (> 30 kV/cm) über eine kürzere Zeitspanne (~ 10 ns) angelegt wird. Die entstehenden Funken entwickeln sich so nur zu kurzen Entladungskanälen ($2-3$ mm), aus denen fotografisch leicht eine Teilchenspur rekonstruiert werden kann.

4.5.4 Drahtkammer

Proportionalzählrohre gehören zu den ältesten Detektoren zum Nachweis ionisierender Strahlung. Sie bestehen aus einem gasgefüllten Metallzylinder auf negativem Potential mit einem dünnen zentrierten Signaldraht auf positivem Potential. Die bei der Ionisation freigesetzten Elektronen bewegen sich in Richtung Anodendraht und erhalten im radialsymmetrischen elektrischen Feld soviel Energie, daß sie weitere Atome ionisieren können. Die Gasverstärkung, d.h. die Anzahl der Sekundärelektronen pro Initialionenpaar beträgt typischerweise 10^5 und ist unabhängig von der Anzahl der Primärelektronen, daher der Name Proportionalzähler.
Mit der Einführung der Vieldrahtproportionalkammer durch Charpak [184, 185] wurde es möglich, mit dem Prinzip des Proportionalzählers Ortsauflösungen im Bereich von 500 μm zu erreichen. Bei einer Vieldrahtproportionalkammer werden viele Anodendrähte zwischen zwei Kathodenebenen (Metallplatten oder Drähte) gespannt. Dadurch ist es möglich, relativ große Flächen zu überdecken.
Eine Weiterentwicklung der Vieldrahtproportionalkammer ist die Driftkammer. Dabei werden zusätzlich zu Signal- und Kathodendrähten sog. Felddrähte verwendet, die über weite Strecken ein weitgehend homogenes elektrisches Feld erzeugen. In diesem Feld erreichen die Elektronen schnell ihre Sättigungsgeschwindigkeit, so daß die Zeit zwischen der Entstehung der Ionen und dem Ankommen der Elektronen auf dem Signaldraht näherungsweise proportional zur Entfernung vom Draht ist. Dieses Prinzip erlaubt es, die gute Ortsauflösung von 150 μm bei einer Vergrößerung des Detektorvolumens unter Beibehaltung der Anzahl der Signaldrähte zu erhalten.
Eine deutliche Verbesserung der Ortsauflösung kann mit Mikrostreifenkammern [188] erreicht werden. Bei Mikrostreifenkammern werden Flächenanoden und Kathodenstreifen mit fotolithografischen Methoden auf ein isolierendes Substrat geätzt. Dadurch sind Elektrodenabstände bis zu einer Größenordnung kleiner als bei Vieldrahtproportionalkammern möglich. Es wurden Ortsauflösungen bis zu 20 μm erreicht.

4.5.5 Silizium-Driftkammer, CCD und Pixeldetektor

Außer in Form von Streifendetektoren wird Silizium in anderen Detektoren mit hoher Ortsauflösung eingesetzt. Die wichtigsten Anwendungen sind Silizium-Driftkammern, CCDs (*Charge Coupled Device*) und Pixel-Detektoren [169].
Das Driftkammer-Prinzip konnte erfolgreich auf Silizium als Detektormaterial übertragen werden. Wie bei Siliziumstreifendetektoren stellt der gesamte Wafer das sensitive Material dar. Die feldformenden Elektroden sowie die Ausleseanoden werden in Form von p^+-Streifen realisiert, die auf beiden Seiten des Detektors aufgebracht werden können. Das durch transversale Verarmung erzeugte elektrische Feld ermöglicht es, das gesamte Detektorvolumen als Driftraum zu benutzen. Aufgrund der hohen Beweglichkeit der Ladungsträger ist eine schnelle Ortsbestimmung durch die Driftzeitmessung möglich [189, 190].
Bei CCDs werden die durch ionisierende Teilchen verursachten Ladungen durch zweidimensionale, räumliche Modulation des elektrischen Feldes lokal in Potentialminima (Zellen) fixiert. Bei der Auslese werden die in den einzelnen Zellen gespeicherten Ladungen sequentiell zur

Ausleseelektronik transportiert. Dieses Verfahren erlaubt eine hohe Ortsauflösung in zwei Dimensionen ohne Ambiguitäten bei der Spurrekonstruktion. CCDs werden hauptsächlich als optische Sensoren in Videokameras eingesetzt. Der Nachteil von CCDs für den Einsatz in Hochenergiephysik-Experimenten ist die zeitaufwendige sequentielle Auslese und die kontinuierliche Sensitivität für ionisierende Teilchen während der Auslese. Aus diesem Grund sind CCDs nur in Experimenten mit niedrigen Wechselwirkungsraten anwendbar. Ein Beispiel ist der Vertexdetektor des SLD Experimentes am Stanford Linear Collider [191], mit dem Ortsauflösungen in der xy- und der z-Koordinate von 5 μm bzw. 6 μm erreicht wurden [192]. Pixel-Detektoren bestehen aus einer zweidimensionalen Diodenmatrix. Entweder wird die Ausleseelektronik im Detektor integriert (monolithisch) [193] oder der Detektor wird mit einem Auslesechip mit den gleichen geometrischen Ausmaßen durch *Flip Chip*-Technologie verbunden [194]. Jede Diode (Pixel) hat einen eigenen Vorverstärker und eine eigene Diskriminatorstufe. Dies erlaubt, bei der Auslese nur Pixel mit Signalinformation zu berücksichtigen. Die schnellere Auslese ist ein wesentlicher Vorteil gegenüber der CCD-Technologie. Es konnten Ortsauflösungen von ~ 3 μm und ~ 15 μm in zwei Koordinaten erreicht werden [193].

4.5.6 Vergleich der Spurendetektoren

In Tabelle 4.2 wird ein Überblick über die verschiedenen Detektoren mit Ortsauflösung gegeben. Vergleicht man die Eigenschaften, wird deutlich, warum Siliziumstreifendetektoren zur Zeit das bevorzugte Verfahren für Vertexdetektoren an Beschleunigern mit hoher Datenrate darstellen.

Detektortyp	Ortsauflösung [μm]	Totzeit [ms]	elektr. Auslese	Vorteile	Nachteile
Kernemulsion	2 – 5	—	nein	Ortsaufl.	keine Zeitaufl.
Blasenkammer	8 – 100	$\sim 10^2$	nein	—	nicht triggerbar
Funkenkammer	100 – 200	0.01 – 1	ja	einf. Aufbau	Totzeit
Streamerkammer	30 – 300	0.03 – 0.1	nein	—	Totzeit
Proportionalkammer	100 – 700	—	ja	Zeitaufl.	—
Driftkammer	50 – 200	—	ja	Ortsaufl.	—
Mikrostreifenkammer	20 – 70	—	ja	Ortsaufl.	—
Streifendetektor	3 – 7	—	ja	Ortsaufl.	—
Silizium-Driftkammer	5 – 20	—	ja	Ortsaufl.	Fertigung
CCD	5×6	—	ja	Ortsaufl.	serielle Auslese
Pixeldetektor	3×15	—	ja	Ortsaufl.	Fertigung

Tabelle 4.2: Vergleich einiger Eigenschaften der vorgestellten Ortsdetektoren (aus [186] und den im Text genannten Referenzen).

Kapitel 5

Elektronische Auslese von Mikrostreifendetektoren

An die Auslesesysteme von Mikrostreifendetektoren werden hohe Anforderungen gestellt. Dies gilt sowohl für die Auslesechips als auch für die Steuer- und Auslesemodule. Im ersten Abschnitt (5.1) dieses Kapitels wird ein Überblick über Auslesesysteme von Mikrostreifendetektoren an laufenden und geplanten Experimenten gegeben. Der zweite Teil (5.2) stellt die Anforderungen an das Auslesesystem der Siliziumdetektoren des H1-Detektors dar. Die einzelnen Komponenten dieses Systems werden in den Abschnitten 5.3 – 5.5 detailliert beschrieben.

5.1 Existierende und geplante Auslesesysteme

Nachdem die ersten Mikrostreifendetektoren an Fixed Target-Experimenten ihre Fähigkeit im Gebiet der Charm- und Bottom-Physik unter Beweis gestellt hatten, und der Stand der technischen Entwicklung es erlaubte, wurden auch Experimente an Speicherringen mit Vertexdetektoren aus Siliziumstreifendetektoren ausgestattet. Viele Experimente haben aufgrund der schnell fortschreitenden Entwicklung bereits eine erweiterte und verbesserte Version ihres Vertexdetektors installiert. Einige planen sogar eine dritte Version.
Der Trend in der Detektorentwicklung geht in Richtung höhere Effizienz und bessere Vertexauflösung durch rauschärmere Verstärkerelektronik und Erhöhung der Anzahl der Auslesekanäle (mehr Detektorlagen, 2-Koordinaten-Messung). Nach den Plänen für zukünftige Beschleuniger sollen hohe Luminositäten unter anderem durch Verkürzung des Bunch Crossing Abstandes erreicht werden. Die größten Anforderungen an die Auslesesysteme zukünftiger Vertexdetektoren stellen die hohe Zahl der Auslesekanäle und die extrem engen Zeitbeschränkungen dar. In Tabelle 5.1 sind exemplarisch die Parameter einiger Vertexdetektoren von Speicherring-Experimenten aufgeführt. Einige von ihnen nehmen bereits Daten, andere sind noch in der Entwicklungsphase.

5.1.1 Auslesechips

Die geringe Signalamplitude von Siliziumstreifendetektoren erfordert, daß sich rauscharme Vorverstärker in unmittelbarer Nähe der Detektoren befinden. Als die ersten Mikrostreifendetektoren entwickelt wurden, verwendete man spezielle *Fanout*-Boards, um die Streifen mit der Verstärkerelektronik zu verbinden. Aus diesem Grund wurden Streifendetektoren zuerst bei Fixed Target-Experimenten eingesetzt, bei denen die Elektronik in der Nähe der Detektoren außerhalb des sensitiven Bereichs untergebracht werden kann. Bei Experimenten mit kollidierenden Strahlen ist dieser Platz nicht vorhanden, und es mußten Lösungen in

Experiment	OPAL	CDF	H1	HERA-B	ATLAS
Speicherring	LEP	TEVATRON	HERA	HERA	LHC
Status	Betrieb	Betrieb	Betrieb	Planung	Planung
Referenz	[134]	[195, 196]	[197]	[198]	[199]
Lagen	2	4	2 (8)	17	6 (6)
Koordinaten	$r\phi,z$	$r\phi,z$	$r\phi,z$ (θ,ϕ)	x,y	$r\phi,z,\theta,\phi$
Auslesestreifen	30k	46k	82k (131k)	165k	3.7M (140M)
Bunch Crossing:					
Abstand [μs]	22	3.5	0.096	0.096	0.025
Frequenz [MHz]	0.045	0.29	10.4	10.4	40
Auslesechip	MX7	SVX-H	APC	—	—
Auslesefrequenz [MHz]	1.6	2 (analog) 10 (reduziert)	2	—	—
Digitalisierung [Bit]	10	12	12	—	—

Tabelle 5.1: Vergleich einiger Vertexdetektoren an Hochenergieexperimenten. Die Angaben für den H1-Detektor beziehen sich auf den zentralen bzw. rückwärtigen (in Klammern) Silizium-Spurendetektor. Beim ATLAS-Detektor beziehen sich die ersten Angaben auf die Streifendetektoren und die eingeklammerten auf das Pixel-Detektorsystem.

Form hochintegrierter (*VLSI*[1]), anwendungsspezifischer Schaltkreise (*ASICs*[2]) gefunden werden. Heute werden diese Auslesechips kompakt in CMOS-Technologie hergestellt und belegen typischerweise eine Fläche von < 0.5 cm^2 pro 100 Auslesestreifen.
Neben dem kompakten Design ist der Hauptgrund für die Verwendung der CMOS-Technologie die geringe Verlustleistung von Schalt- und Verstärkerkomponenten. Die Frontend-Elektronik von Vertexdetektoren mit $\sim 10^5$ Auslesestreifen erzeugt Wärme im Innern des Detektors, die abgeführt werden muß, um das thermische Rauschen der Detektoren nicht signifikant zu vergrößern.
Die geringe Signalamplitude und der kurze zeitliche Abstand zwischen zwei Ereignissen erfordern schnelle und rauscharme Vorverstärker mit hoher Verstärkung. Die Integrationszeit von üblichen Vorverstärkern liegt im Bereich ~ 1 μs und sollte die Zeit zwischen zwei Ereignissen nicht wesentlich überschreiten, da sonst Zeitinformation verlorengeht.
Auslesechips verarbeiten mehrere Detektorstreifen (i.allg. 128) parallel und bringen die verstärkten Signale seriell auf eine gemeinsame Ausleseleitung (Multiplexing). Viele Auslesesysteme lesen mehrere Auslesechips nacheinander über dieselbe Leitung aus. Das Multiplexing ist notwendig, da in der Regel im Detektor kein Platz für eine hohe Anzahl von Ausleseleitungen vorhanden ist. Das maximale Verhältnis von Detektorstreifen pro Ausleseleitung wird durch die Forderung nach einer möglichst geringen Totzeit beschränkt, da bei den derzeitig existierenden Auslesechips während der Frontend-Auslese keine weiteren Daten genommen werden können.
Bei HERA und zukünftigen Experimenten an Speicherringen mit einem Bunch Crossing-Abstand von ≤ 100 ns ist es nicht mehr möglich, eine Triggerentscheidung zwischen zwei Ereignissen zu treffen[3]. Der Auslesechip muß die Signale bis zur Triggerentscheidung speichern. Dies erfordert eine Pipelinearchitektur der Signalspeicher, wobei die Länge der Pipeline durch die Triggerverzögerung gegeben ist.

[1] *Very Large Scale Integrated*
[2] *Application Specific Integrated Circuits*
[3] Zum Vergleich: Der Bunch Crossing Abstand vom LEP-Speicherring beträgt 22 μs, der vom TEVATRON zur Zeit 3.5 μs.

Eine weitere Anforderung an Auslesechips zukünftiger Hadron-Speicherringe ist ihre Strahlungshärte. Beim ATLAS-Detektor am LHC wird im Bereich der innersten Siliziumdetektoren eine Strahlenbelastung von 3.4 Mrad/Jahr und $5.9 \cdot 10^{13}$ Neutronen/cm^2/Jahr erwartet [199]. Aus diesem Grund werden derzeit, nicht nur für die Detektoren, sondern auch für die Frontend-Elektronik, intensiv strahlungsharte Technologien untersucht, die diesen Belastungen standhalten können.
Es ist nicht möglich, allen Anforderungen gleichermaßen gerecht zu werden. Insbesondere die gleichzeitige Optimierung der Eigenschaften schnell, rauscharm und leistungsarm steht im Widerspruch zu den Gesetzen der Elektrotechnik. Verschiedene Forschungsgruppen haben unterschiedliche Auslesechips entwickelt, die heute in Experimenten der Hochenergiephysik eingesetzt werden. In Tabelle 5.2 sind die wesentlichen Eigenschaften der gebräuchlichsten Auslesechips aufgeführt. Im Folgenden werden die Chips der MX-Familie, der SVX-Chip und ein Chip für den zukünftigen Einsatz in einem LHC-Experiment näher erklärt. Der bei H1 verwendete Auslesechip APC wird detailliert in Abschnitt 5.3.1 beschrieben. Daneben gibt es eine Reihe von Chips, die zu Detektortests verwendet werden oder noch in der Entwicklungsphase sind (z.B. [200, 201, 202]). Sie eignen sich zum Teil besser für die Auslese im Laboraufbau als die erwähnten Chips, da die Priorität auf geringes Rauschen gelegt wurde, auf Kosten von Geschwindigkeit und Leistungsverbrauch.

Chip		MX6	MX7	CAMEX64	SVX-H	APC
Referenz		[203, 204]	[205, 134, 206]	[207, 208]	[209, 210]	[197, 211, 212]
Experiment		DELPHI	OPAL	ALEPH, CLEO	CDF, L3, WA89	H1
CMOS-Prozeß	[μm]	3	1.5	3.5	1.2	1.0
Kanäle		128	128	64	128	128
Kanalabstand	[μm]	48	50	100	48	44
Fläche	[mm^2]	7.1×6.2	6.3×6.7	6.4×5.0	6.3×6.3	3.5×6.3
Integrationszeit	[μs]	~ 1	1.8	~ 1	1	0.096
Leistung/Kanal	[mW]	1.6	2.0	1.5	1.3	0.28
ENC	[e$^-$]	$340{+}20C$	$350{+}15C$	$335{+}30C$	$350{+}58C$	$450{+}30C$
Strahlungshärte[4]	[krad]	> 40	50	20	1000	200
Besonderheit		—	—	—	red. Auslese	Pipeline

Tabelle 5.2: Vergleich der gebräuchlichsten Auslesechips für Siliziumstreifendetektoren.

5.1.1.1 Der MX-Chip

Die Eigenschaften des MX-Chips wurden seit 1989 bezüglich Rauscharmut und Strahlungshärte kontinuierlich bis zur aktuellen Version MX7 verbessert [213, 205, 203, 134]. Der Chip wurde hauptsächlich zur Benutzung in den Vertexdetektoren der LEP-Experimente DELPHI und OPAL entwickelt.
Der Chip enthält 128 Vorverstärker mit Sample-and-Hold-Stufe und digital gesteuerter Auslese. Die Version MX7 konnte durch Verbesserung des Vorverstärkerschaltkreises das Äquivalentrauschen auf $ENC = 350{+}15/\mathrm{pF}$ reduzieren. Der strahlungsharte 1.5μm-CMOS-Prozeß erlaubt einen Betrieb des Chips bis zu 50 krad.

[4] Die Angaben beziehen sich auf die Strahlenrate, bei welcher der Auslesechip nicht mehr funktionsfähig ist. Im allgemeinen führen schon geringere Strahlenbelastungen zu internen Leckströmen, welche die Datenqualität reduzieren.

Im OPAL-Detektor wird der MX7-Chip nicht direkt durch externe Steuermodule betrieben, sondern erhält seine Steuersignale von einem lokalen Decoder Chip. Bei dem Decoder Chip handelt es sich um einen kommerziellen, ungepackten, programmierbaren Baustein [134, 214].

5.1.1.2 Der SVX-Chip

Der SVX-Chip wurde für den Silizium-Vertexdetektor des CDF-Experimentes am $p\overline{p}$-Speicherring TEVATRON am FERMILAB entwickelt. Er enthält 128 ladungsempfindliche Vorverstärker, jeweils gefolgt von einer Sample-and-Hold-Stufe, einem Schwellwertspeicher, einem Komparator und einem Latch-Speicher. Ein digitaler Schaltkreis steuert die Auslese.
Der SVX-Chip verfügt über eine interne Treffererkennung, indem er die analogen Signale der Auslesestreifen mit einem gespeicherten Schwellwert vergleicht. Werden Treffer erkannt, so wird dieses durch Setzen des Latch-Speichers markiert. In einer reduzierten Auslese ist es möglich, nur die Adressen und Amplituden der Treffer und ihrer Nachbarstreifen auszulesen. Die Information der Nachbarstreifen ist wichtig zur Ortsmessung geneigter Spuren, bei denen unter Umständen nicht alle beteiligten Streifen die eingestellte Schwelle überschreiten. Werden nur die Adressen der Treffer ausgelesen (digitale Auslese), so kann dies bis zu einer Frequenz von 20 MHz erfolgen.
Der SVX-Chip existiert in den Versionen SVX-D und SVX-H. Der SVX-D-Chip ist rauschärmer [215], während der SVX-H-Chip auf Strahlungshärte optimiert wurde.

5.1.1.3 Ein Chip für LHC

Die Forschungsgruppe RD20 am CERN entwickelt zur Zeit einen Chip für das CMS-Experiment am pp-Speicherring LHC [216, 217]. Der Chip verfügt über 128 Auslesekanäle. Jeder Kanal enthält einen leistungsarmen Vorverstärker und einen 128 Ereignisse tiefen Pipelinespeicher.
Die Anstiegszeit des Vorverstärkers beträgt ~ 50 ns, was dazu führt, daß die Signale aufgrund der Bunch Crossing Frequenz des LHC (40 MHz) über mehrere Pipelinespeicher verteilt gespeichert werden. Ein integrierter Entfaltungsmechanismus extrahiert die Signale und ordnet sie eindeutig einem bestimmten Bunch Crossing zu.
Der Chip wird in einem strahlungsharten 1.2μm-CMOS-Prozeß gefertigt. Prototypen hielten Strahlenbelastungen von > 10 Mrad stand.

5.1.2 Steuer- und Auslesemodule

Steuermodule (Sequenzer) generieren die Signalsequenzen zum Betrieb der Frontend-Chips und zur Synchronisation mit den Auslesemodulen. Abhängig vom verwendeten Auslesechip werden sie in Frequenz, Anzahl der Steuersignale und Komplexität der Sequenzen (Endlosschleifen, bedingte Sprünge usw.) dem Experiment angepaßt [195, 205]. Der Programmspeicher der Steuermodule enthält üblicherweise den Code für die Datennahme, für die Frontend-Auslese und für Funktionalitäts- und Kalibrationsmessungen.
Die Aufgabe der Auslesemodule besteht in der Digitalisierung der analogen Detektorsignale und einer ersten Datenreduktion durch Treffersuche und Untergrundunterdrückung. Diese Operationen werden i.allg. seriell für ≥ 1000 Auslesekanäle durchgeführt, abhängig von der zur Verfügung stehenden Auslesezeit. Die Funktionsweise eines Auslesemoduls wird am Beispiel des bei DELPHI und OPAL eingesetzten SIROCCO IV-FastBus-Moduls näher erläutert.
Das SIROCCO IV-FastBus-Modul [218] enthält zwei unabhängige Kanäle, um die Analogdaten zu verarbeiten. Nach der Digitalisierung durch einen 10-Bit Flash-AD-Wandler werden die Daten in einem von vier Frontend-Speichern gespeichert. Anschließend werden die Daten

von einem digitalen Signalprozessor (DSP) verarbeitet. Der DSP bestimmt die Pedestalwerte und deren Standardabweichungen, führt eine Pedestal- und Common Mode-Subtraktion durch und untersucht die Daten auf Treffer. Die gefundenen Treffer eines Ereignisses werden in einem geeigneten Datenformat in einen von vier Ausgangs-Speichern geschrieben. Von dort sind sie dem weiteren Datenakquisitions-System asynchron zugänglich. Die letzten beiden Bits einer eindeutigen Ereignisnummer entscheiden, in welchen der vier Frontend- und Ausgangsspeicher die Daten gelesen bzw. geschrieben werden.

5.2 Anforderungen an das H1-Auslesesystem

Die H1-Siliziumstreifendetektoren enthalten zusammen etwa 213000 Auslesestreifen. Diese müssen mit der Bunch Crossing-Frequenz von 10.4 MHz (d.h. alle 96 ns) ausgelesen werden und die Signale bis zur Entscheidung der ersten Triggerstufe gespeichert werden.
Die hohe Anzahl der Auslesekanäle und das beschränkte Platzangebot im Innern des H1-Detektors erfordern Auslesechips mit extrem leistungsarmen Vorverstärkern und ein serielles Auslesen von $\sim$ 1000 Auslesekanälen über eine gemeinsame analoge Ausleseleitung. Die Vorverstärker der Auslesechips müssen trotz geringer Leistung hinreichend schnell sein, um eine Anstiegszeit in der Größenordnung des Bunch Crossing-Abstandes von 96 ns zu erreichen. Neben den Ausleseleitungen für die Analogsignale muß auch die Zahl der Steuerleitungen für die Frontend-Chips minimiert werden. Dies kann mit einem hierarchisch aufgebauten System von Frontend-Chips erreicht werden, das ein Demultiplexen seriell codierter Steuersignale erlaubt.
Die hohe Datennahmefrequenz führt beim H1-Detektor dazu, daß die Entscheidung der ersten Triggerstufe erst $\sim$ 25 Bunch Crossings nach dem auslösenden Ereignis fällt. Um die Daten des betreffenden Ereignisses noch auslesen zu können, müssen sie mindestens für die Entscheidungszeit in einer Pipeline-Struktur gespeichert werden.
Die Auslesechips müssen hinreichend strahlungshart sein, um bei einer jährlichen Dosis von $\sim$ 15 krad im Bereich der Siliziumdetektoren [82] mehrere Jahre effektiv Daten zu nehmen.
Die Analogdaten erzeugen bei der Digitalisierung ein Datenvolumen von $\sim$ 320 kByte/Ereignis. Das Auslesemodul muß parallel zur Auslese die Daten auf Treffer untersuchen und darf nur die komprimierte Information bestehend aus Trefferadressen und Trefferamplituden zum Ereignis beitragen lassen.
Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurde das bei H1 verwendete Auslesesystem entwickelt. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten beschrieben. Dazu gehören das Frontend-System (5.3) mit seinen Hauptbestandteilen dem Auslesechip APC und dem Decoder Chip sowie das Steuer- und Auslesemodul OnSiRoC (5.4).

5.3 Das Frontend-System

Das Frontend-System der Siliziumdetektoren von H1 ist hierarchisch strukturiert. Die Auslesechips werden von einem lokalen Decoder Chip gesteuert. Der wesentliche Vorteil dieser Struktur ist, daß mit nur vier Kontrollsignalen die gesamte Funktionalität des Systems gesteuert werden kann. Der verwendete Auslesechip APC wird in Abschnitt 5.3.1 beschrieben und der Decoder Chip in Abschnitt 5.3.2.

5.3.1 Der Analog Pipeline Chip

Die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors werden mit dem Analog Pipeline Chip (APC) ausgelesen [219]. Der schnelle, rausch- und leistungsarme Auslesechip, der die Signale von

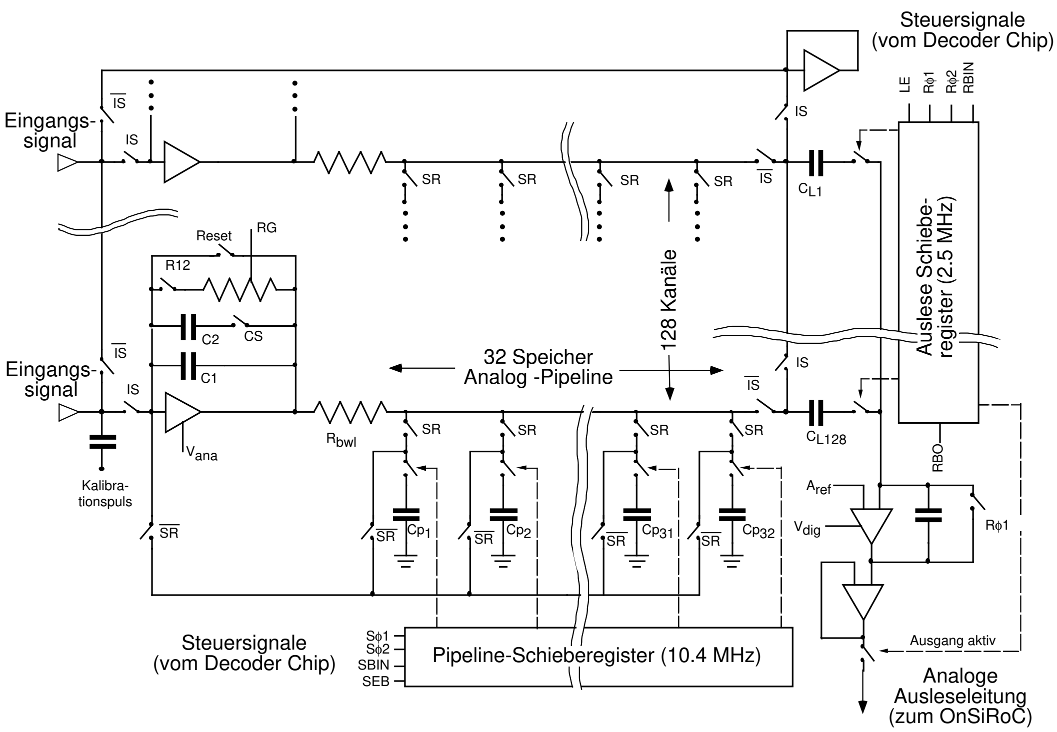


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des APC-Schaltkreises.

128 Auslesestreifen parallel verarbeiten kann, wurde speziell für die Anforderungen des H1-Auslesesystems entwickelt. Das bedeutet im wesentlichen 10.4 MHz Datennahmefrequenz, 2.5 MHz Auslesefrequenz und einen Analog-Pipelinespeicher.

Der Schaltkreis des APCs ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Jeder Auslesekanal besteht aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker und einem 32 Ereignisse tiefen Analog-Pipelinespeicher, in dem die Signale während der Datennahme gespeichert und nach einem externen Triggersignal seriell ausgelesen werden. Der Analog-Pipelinespeicher besteht aus 32, in Switched-Capacitor-Technik geschalteten, Kondensatoren, welche die Ausgangsspannung des Vorverstärkers speichern können. Die gespeicherten Signale werden bei der Auslese der Pipelinespeicher ein zweites Mal durch den Vorverstärker verstärkt und auf den Latch-Kondensatoren C_{L_i} (i $= 1 - 128$) gespeichert. Die doppelte Benutzung desselben Verstärkers hat den Vorteil der automatischen Arbeitspunktanpassung und der reduzierten Leistungsaufnahme. Die Auslese erfolgt über die Latch-Kondensatoren C_{L_i}. Durch ein digitales Ausleseschieberegister gesteuert, werden die 128 Kanäle nacheinander mit dem Ausgangsverstärkersystem verbunden. Die Latch-Kondensatoren C_{L_i} haben dabei folgende Funktionen: sie entkoppeln die DC-Arbeitspunkte von Vorverstärker und Ausgangsverstärker, die aus unterschiedlichen Spannungsquellen (V_{ana}, V_{dig}) versorgt werden, sie ermöglichen eine erste Untergrundunterdrückung durch analoge Differenz- und Summenbildung beliebiger Pipelinespeicher, und sie bilden zusammen mit dem Ausgangsverstärkersystem eine weitere Verstärkungsstufe des Chips. Durch die Möglichkeit, den Signalausgang eines, nicht mit der Auslese beschäftigten APCs, in einen hochohmigen Zustand zu versetzen (Tri-State-Mechanismus), können mehrere APCs über dieselbe Ausleseleitung seriell ausgelesen werden.

Der APC wird im 1μm-SACMOS-Prozeß [220] hergestellt. Der Prozeß erlaubt bei einer minimalen Zellgröße von einem Mikrometer ein sehr kompaktes Design. Ein Auslesekanal hat eine Breite von 44 μm und jeder Pipelinespeicher eine Tiefe von 50 μm. Zusammen mit dem Platz für die Verstärker und die Bondflächen ergibt sich für den APC eine Fläche von $3.5 \times 6.3\,\mathrm{mm}^2$.

5.3.1.1 Der Vorverstärker

Der Vorverstärker (siehe Abbildung 5.2), eine einzelne invertierende Push-Pull-Verstärkerstufe, besteht aus einem n- und einem p-Feldeffekttransistor. Die Transistoren arbeiten strommodulierend und wirken gegenseitig als Last. Es resultiert eine Schaltung mit hoher Eingangstranskonduktanz und minimalem weißen Rauschen [221]. Der Vorverstärker stellt bei einer Leistung von 280 μW einen seriellen Äquivalentwiderstand von 400 Ω dar [222].

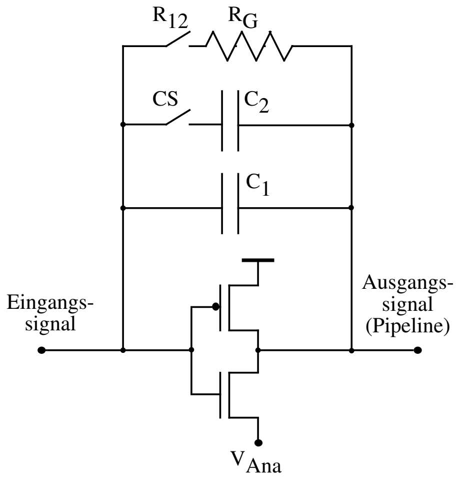


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung eines APC-Vorverstärkers.

Die Miller-Kapazität $C_M = (A+1) \cdot C_1$ wird durch die, parasitär durch die Transistoren erzeugte, Kapazität $C_1 = 0.45$ pF definiert. Bei der erreichten Leerlaufverstärkung von $A = 200$ beträgt die Miller-Kapazität $C_M = 90$ pF. Liegt die kapazitive Kopplung zwischen den Auslesestreifen eines Detektors in der Größenordnung der Miller-Kapazität, verteilt sich die Signalladung eines Auslesestreifens auch auf die Nachbarstreifen.

Der bandbreiten-beschränkende Widerstand R_{bwl} bildet zusammen mit den Pipeline-Kondensatoren $C_{p,i} = 0.95$ pF einen RC-Filter (Tief-Paß). Die resultierende Anstiegszeit des Vorverstärkers $(10-90\%)$ beträgt ~ 80 ns [82].

Über den regelbaren Entladewiderstand R_G gleicht sich das Potential der Pipeline nach einem Signalpuls wieder der Eingangsspannung an. Dies geschieht mit einer Entladungszeit von einigen hundert Nanosekunden[5]. R_G wird während der Detektorauslese mit Hilfe des Schalters R_{12} hinzugeschaltet. Mit Hilfe des RESET-Schalters kann der Vorverstärker kurzgeschlossen werden und das Pipelinepotential auf den Arbeitspunkt des Vorverstärkers eingestellt werden. Dies wird bei der Rücklese der gespeicherten Signale ausgenutzt. Bei höheren Signalamplituden kann durch das Schließen des Schalters CS der Kondensator $C_2 = 0.95$ pF zugeschaltet werden und damit die Verstärkung A reduziert werden.

Der Vorverstärker in Form einer invertierenden Push-Pull-Stufe bedingt eine starke Abhängigkeit des Versorgungsstromes I_{ana} von der Versorgungsspannung V_{ana}. Den gleichen Effekt wie eine Spannungsänderung zeigen strahlungsinduzierte Verschiebungen der Schwellen der

[5] Der Widerstand ist durch einen MOSFET-Transistor realisiert. Die genannte Entladungszeit ergibt sich bei Anlegen von 5 V an das Gate von R_G. Der Widerstand beträgt im nicht-kontaktierten Fall $R_G = 2$ MΩ, was in einer Entladungszeit von $\tau \approx 2$ μs resultiert.

Feldeffekttransistoren. Dies kann mit Hilfe einer Konstantstromquelle an Stelle einer Konstantspannungsquelle für die Versorgung des Vorverstärkers umgangen werden. Die geringe Trefferhäufigkeit einzelner Auslesestreifen erlaubt einen stromgesteuerten Verstärker, der den Vorteil besitzt, V_{ana} auf strahlungsinduzierte Verschiebungen zu korrigieren. Messungen der Strahlungshärte ergaben, daß der Korrekturmechanismus bis zu einer Bestrahlung von $\sim$ 200 krad arbeitet. Ab etwa 100 krad verschlechtert sich jedoch zunehmend das Gesamtverhalten des APCs aufgrund interner Leckströme [219]. Während der Bestrahlung wurde der Chip nicht mit Spannung versorgt. Erfolgt die Bestrahlung beim Betrieb des APCs, so ist er ab etwa 100 krad nicht mehr funktionsfähig [223].

5.3.1.2 Die Analog-Pipeline

Die Analog-Pipeline eines Auslesekanals besteht aus 32 Speicherkondensatoren, die durch kurzzeitiges Anlegen an den Vorverstärker dessen Ausgangsspannung speichern. Jeder Kondensator wird durch drei schaltbare n-Feldeffekttransistoren angesprochen. Die Schalter SR (*Sample-Read*) und $\overline{\mathsf{SR}}$[6] (*Sample-Read Bar*) arbeiten komplementär und verbinden alle Pipelinespeicher parallel mit dem Ausgang bzw. Eingang des Vorverstärkers. Der dritte Transistor wird mit Hilfe des digitalen Pipeline-Schieberegisters geschaltet. Mit den Pulsen Sϕ1 und Sϕ2 (2-Phasen-Takt) wird das Bit SBIN (*Sample Bit In*) durch das Pipeline-Schieberegister getaktet[7]. Das Bit SEB (*Sample Enable Bar*) aktiviert das Pipeline-Schieberegister. Bei SEB = 0 werden die Schalter geschlossen, bei denen sich ein Bit im Schieberegister befindet, bei SEB = 1 hat der Inhalt des Schieberegisters keine Auswirkung auf die Schalter.

5.3.1.3 Die Steuerung

Beim Betreiben des APCs unterscheidet man drei verschiedene Phasen:

- die Datennahme, während der die Detektorsignale in den Pipelinespeichern gespeichert werden,
- die Datenaufbereitung, d.h. Rücklesen der Signale und Untergrundunterdrückung durch Speicheroperationen,
- die APC-Auslese, während der die Signale aller 128 Kanäle seriell über eine Leitung ausgelesen werden.

Zu Beginn der Datennahme werden die Inhalte des Pipeline-Schieberegisters und des Auslese-Schieberegisters gelöscht und die Auslesestreifen des Detektors durch Schließen der Schalter IS (*Input Select*) mit den Vorverstärkern verbunden. Ebenfalls geschlossen werden die Schalter SR und R_{12}, während der Schalter RESET geöffnet bleibt. Das Pipeline-Schieberegister ist aktiv (SEB = 0) und ein SBIN-Bit wird mit Hilfe der Pulse Sϕ1 und Sϕ2 mit der gewünschten Frequenz durch das Schieberegister getaktet. Dadurch schließen und öffnen sich nacheinander alle Schalter der 32 Ereignisse tiefen Pipeline und speichern die Ausgangsspannung des Vorverstärkers in konstanten Zeitabständen ab. Verläßt das Bit am Ende die Pipeline, so wird synchron ein neues SBIN-Bit am Anfang hineingetaktet.
Nach einem Triggersignal wird die Pipeline angehalten und die gespeicherten Daten des betreffenden Ereignisses aufbereitet. Die Aufbereitung der Daten besteht im wesentlichen aus

[6]Die Signale $\overline{\mathsf{SR}}$ und $\overline{\mathsf{IS}}$ entsprechen logisch den invertierten Signalen SR bzw. IS und werden intern vom APC erzeugt.

[7]Die Signale Sϕ1 und Sϕ2 werden in den 96 ns zur Speicherung der Detektorsignale eines Bunch Crossings in vier Phasen von je 24 ns folgendermaßen gesetzt: 1. nur Sϕ1 gesetzt, 2. kein Signal gesetzt, 3. nur Sϕ2 gesetzt und 4. kein Signal gesetzt.

der Unterdrückung von konstantem und niederfrequentem Untergrund durch Subtraktion eines leeren Pipelinespeichers von dem Pipelinespeicher, der das triggerauslösende Ereignis enthält. Zuerst werden die Detektorstreifen durch Öffnen von IS (Schließen von $\overline{\mathsf{IS}}$) von den Vorverstärkern getrennt und mit einem zusätzlichen, kurzgeschlossenen Verstärker verbunden. Dadurch werden, insbesondere bei DC-gekoppelten Detektoren, die Leckströme der Streifen während der Aufbereitungs- und Auslesephase abgeführt. Der Entladewiderstand RG wird durch Öffnen von R_{12} getrennt und der Vorverstärker durch Schließen von RESET kurzgeschlossen. Somit werden alle durch Schaltvorgänge (SR, $\overline{\mathsf{SR}}$, usw.) induzierten Ladungen gelöscht. Das Pipeline-Schieberegister wird inaktiv durch Setzen des SEB-Bits. In diesem Zustand wird jetzt durch die Taktpulse $\mathsf{S}\phi1$ und $\mathsf{S}\phi2$ das Pipeline-Bit zu dem Speicher *vor* dem triggerauslösenden Ereignis getaktet. Der RESET-Schalter wird geöffnet und anschließend werden durch kurzzeitiges Aktivieren der Pipeline (SEB = 0) die gespeicherten Ladungen des betreffenden Bunch Crossings über den Vorverstärker zurückgelesen. Die rechte Seite der Latch-Kondensatoren C_{L_i} befindet sich durch Setzen von LE auf dem Arbeitspunkt-Potential des Ausgangsverstärkers. Die Ladungen werden gespeichert, indem durch Öffnen der Latch-Schalter (LE = 0) die Kondensatoren vom Ausgangsverstärker entkoppelt werden. Anschließend wird der Vorverstärker kurzgeschlossen und das Pipeline-Schieberegister etwa drei Positionen weitergetaktet. An dieser Position befinden sich die Signale des triggerauslösenden Ereignisses[8]. Durch Aktivieren des Pipeline-Schieberegisters werden die Ladungen wiederum über den Vorverstärker auf die Latch-Kondensatoren C_{L_i} gebracht. Die Potentialdifferenz der beiden Kondensatorplatten entspricht der Ladungsdifferenz der beiden Pipelinespeicher. Durch diese Prozedur wird konstanter oder niederfrequenter Untergrund frühestmöglich unterdrückt.

Die untergrund-subtrahierten Daten der 128 Streifen sind jetzt auf den Latch-Kondensatoren C_{L_i} gespeichert und zur seriellen Auslese bereit. Die Auslese wird über das Auslese-Schieberegister gesteuert, das baugleich mit dem Pipeline-Schieberegister ist. Durch das Hineintakten des Auslese-Bits RBIN mit den Taktpulsen $\mathsf{R}\phi1$ und $\mathsf{R}\phi2$ wird der Ausgang des APCs vom hochohmigen in den aktiven Zustand gebracht. Mit dem $\mathsf{R}\phi2$-Puls wird der Ausgangsverstärker geladen. Die Anstiegszeit $(10 - 90\%)$ liegt für den CST bei $\sim$ 200 ns. Sie wird beschränkt durch die Lastkapazität der Signalleitung auf dem Hybriden [224]. Dadurch wird eine Auslesefrequenz von maximal 2 MHz erreicht. Bei geeigneter Beschaltung des APC-Ausgangs sind bis zu 5 MHz Auslesefrequenz möglich [225]. Während des $\mathsf{R}\phi1$-Pulses wird die Ladung auf dem Vorverstärker für nachfolgende Pulse innerhalb von $\sim$ 100 ns vollständig gelöscht. Die Versorgungsspannung für den Ausgangsverstärker $V_{dig} = 5$ V ist die gleiche, die für die Steuerung der beiden Schieberegister verwendet wird. Die Signale am APC-Ausgang werden analog zu einer von außen anlegbaren Spannung A_{ref} addiert. Wird der Anschluß für A_{ref} nicht kontaktiert, so stellt sich ein Wert von $V_{dig}/2 = 2.5$ V ein.

Die Rauschamplitude des APCs beträgt bei HERA-Bedingungen und für den beschriebenen Subtraktions-Algorithmus $ENC = 450 + 30/\mathrm{pF}$ als Funktion der Lastkapazität am Vorverstärker [211, 212]. Für Funktionalitäts- und Kalibrationsmessungen ist ein für alle Vorverstärker paralleler Kalibrationspuls-Eingang vorhanden.

5.3.2 Der Decoder Chip

Der Decoder Chip (siehe Abbildung 5.3) dient als Multiplexer/Demultiplexer-Chip des Front-end-Systems. Seine Hauptaufgabe besteht darin, mit vier Steuersignalen des OnSiRoCs die 14 unterschiedlichen Schalter des APCs zu kontrollieren. Weitere Funktionen des Decoder Chips sind: die Erzeugung des Kalibrationspulses für den APC und die Regelung der Stromquelle

[8] Wegen der Entladungszeit des Vorverstärkers von einigen hundert Nanosekunden sind die Signale in mehreren Pipelinespeichern gespeichert.

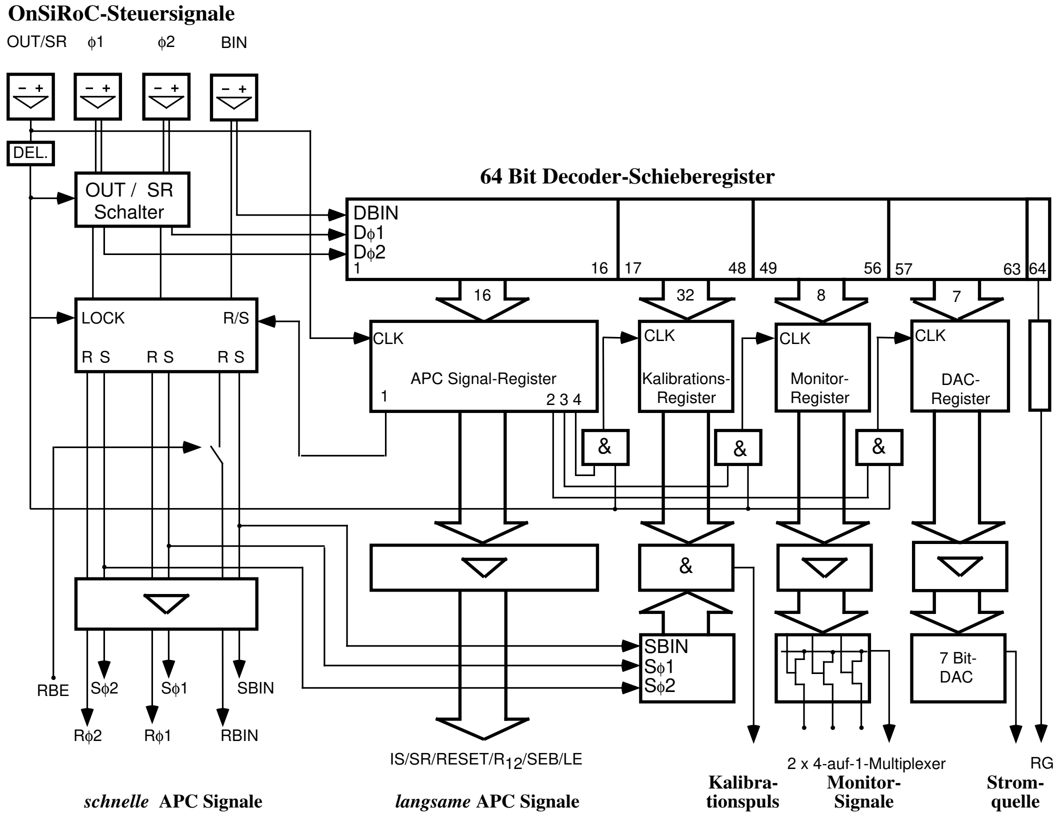


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Decoder Chips.

für die APC-Vorverstärker. Außerdem kann der Decoder Chip wahlweise eine von bis zu acht möglichen Monitorspannungen auf die Ausleseleitung legen. Der Decoder Chip wird im gleichen 1μm-SACMOS-Prozeß gefertigt wie der APC und belegt eine Fläche von 1.2×2.4 mm^2. Ein Decoder Chip bedient bei H1 bis zu 5 APCs auf einem Hybriden.
Der Decoder Chip verfügt über zwei grundsätzlich verschiedene Mechanismen zur Erzeugung der Steuersignale. Die *schnellen* Signale (z.B. die Taktpulse Sϕ1, Sϕ2, SBIN usw.) werden direkt an den APC weitergegeben, während die *langsamen* Signale seriell in ein Schieberegister getaktet werden und anschließend parallel an den APC angelegt werden. Die Bezeichnungen *schnell* und *langsam* beziehen sich dabei auf die Dauer, die der Decoder Chip braucht, um aus einem OnSiRoC-Signal das entsprechende APC-Sinal zu erzeugen. Neben den Bits für die APC-Steuerung werden auch die Mechanismen für den Kalibrationspuls, die Stromquelle und die Monitorspannungen über das Schieberegister kontrolliert. Die Funktionen der 64 einzelnen Bits des Decoder-Schieberegisters sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

5.3.2.1 APC-Steuerung

Der APC benötigt zum Betrieb während der Datennahme und Auslese insgesamt 14 Steuersignale. Diese Signale werden aus Platzgründen nicht einzeln über Leitungen zu den APCs gebracht, sondern direkt vom Decoder Chip aus vier OnSiRoC-Steuersignalen (OUT/SR, ϕ1, ϕ2 und BIN) generiert. Die *langsamen* Signale zum Steuern der Schalter RESET, SR, IS, usw. werden erzeugt, indem das Decoder-Bit OUT/SR $= 0$ gesetzt wird, und ein BIN-Bit mit den Taktpulsen ϕ1 und ϕ2 in das Decoder-Schieberegister getaktet wird. Diese Schalter werden nur in der Datenaufbereitungsphase und nicht während der Datennahme und der Auslese geschaltet. Die *schnellen* Signale für die Datennahme und die Auslese (Sϕ1, Sϕ2, SBIN, Rϕ1, Rϕ2 und RBIN) werden direkt vom OnSiRoC an den APC weitergegeben, wenn das Bit OUT/SR = 1 gesetzt ist. Ob die Pulse für das Pipeline-Schieberegister oder die Pulse für das Auslese-Schieberegister erzeugt werden, entscheidet das erste Bit im Decoder-Schieberegister.

5.3.2.2 Kalibrationspuls-Mechanismus

Der Decoder Chip kann mit Hilfe eines integrierten Kalibrationspuls-Mechanismus an jeder Stelle der APC-Pipeline einen Signalpuls für Kalibrationsmessungen einkoppeln. Dies geschieht parallel für die 128 Vorverstärker. Die 32 Bits 17 – 48 im Decoder-Schieberegister entsprechen dabei den Pipelinespeichern des APCs. Zum Beispiel wird durch Setzen der Bits 17 – 17+n auf 1 und der übrigen auf 0, zwischen dem Speicher n und n+1 der APC-Pipeline ein Kalibrationspuls eingekoppelt. Zu diesem Zweck enthält der Decoder Chip ein zweites digitales Schieberegister, das baugleich mit dem Pipeline-Schieberegister auf dem APC ist. Die Synchronisation erfolgt durch gleichzeitiges Takten der beiden Schieberegister.

5.3.2.3 Monitor-Mechanismus

Die Bits 49 – 56 aktivieren die Eingänge von zwei 4-auf-1-Multiplexer. Sie werden dazu verwendet, eine von acht möglichen Monitorspannungen auf die Analogsignalleitung zu legen. Strahlungsschäden und Temperaturschwankungen können durch Messen der Spannungsabfälle über den APC-Vorverstärkern bzw. über einen *NTC*[9]-Widerstand beobachtet werden.

5.3.2.4 Stromquelle

Die Bits 57 – 63 des Decoder-Schieberegisters entsprechen den Eingangsbits eines integrierten 7-Bit-DA-Wandlers. Dieser steuert eine Stromquelle für die APC-Vorverstärker in Form eines externen Bipolar-Transistors [226].

Bit	Funktion
1	steuert, ob aus ϕ1, ϕ2 und BIN die Taktpulse für das Pipeline-Schieberegister oder das Auslese-Schieberegister des APCs erzeugt werden.
2–4	bei gesetztem Bit wird beim nächsten OUT$\rightarrow$SR-Übergang das Kalibrations- (2), das Monitor- (3) oder das DAC-Register (4) neu geschrieben.
5–11	APC-Steuersignale: IS, SR, RESET, R_{12}, CS, SEB, LE
12–15	frei verfügbar, z.B. durch internes Bonden auf den RBE-Eingang, können die Signale von verschiedenen Decoder Chips gesteuerten APCs seriell auf eine Ausleseleitung gelegt werden.
16	schaltet einen FET-Schalter zwischen zwei Anschlüssen
17–48	bei gesetztem Bit wird der Kalibrationspuls an der entsprechenden Position im Pipeline-Schieberegister des APCs gesetzt.
49–56	schließen die 8 Schalter von zwei 4-auf-1-Multiplexer
57–63	Steuerung des 7-Bit-DA-Wandlers
64	zur Variation des Rückkopplungswiderstandes R_G der APC-Vorverstärker

Tabelle 5.3: Funktionen der Bits des Decoder-Schieberegisters.

[9] *Negative Temperature Coefficient*

5.3.3 Hybrid und Datenübertragung

Hybride dienen als Träger für die Auslesechips und zusätzliche aktive und passive *SMD*-Bauteile[10]. Dazu gehören i.allg. Verstärker, Widerstände und Kapazitäten. Die Hybride werden direkt an die Siliziumstreifendetektoren geklebt und bestehen meistens aus Materialien mit hoher Wärmeleitfähigkeit, so daß über sie die Wärmeleistung der Auslesechips abgeführt werden kann. Die Hybride der 1995 in H1 installierten Detektoren (CST und BST-r) unterscheiden sich in einigen Details.
Der CST-Hybrid [224] ist beidseitig bestückt und aus Aluminiumnitrit gefertigt. Er enthält zusätzlich zu 5 APCs, einem Decoder Chip und passiven SMD-Bauteilen einen Bipolar-Transistor zur Erzeugung des Konstantstromes für die APC-Vorverstärker. Der Decoder Chip wird optisch über Multimode-Lichtleitern und eine 5 cm vom Hybrid entfernte PIN-Diode angesteuert. Die Auslese der analogen Detektorsignale erfolgt ebenfalls optisch über eine LED-Diode. Die zweite elektro-optische Wandlung geschieht vor dem OnSiRoC. Die Auslesechips der BST-r-Detektoren befinden sich auf einem *PCB*[11]-Hybrid. Er enthält zusätzlich einen Verstärker als Leitungstreiber für die konventionelle Auslese mit Kupferkabeln. Zwischen den Hybriden und dem OnSiRoC befinden sich auf einem Repeater-Modul in der Nähe der Siliziumdetektoren Verstärker, Spannungswandler und -regulatoren.

5.4 Das Steuer- und Auslesemodul OnSiRoC

Das VME-Modul[12] OnSiRoC (*Online Silicon Readout Controller*) wurde als zentrales Element des Auslesesystems der Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors entwickelt. Dazu wurde es den Betriebsparametern des HERA-Speicherrings, des Frontend-Systems und der H1-Datenakquisition angepaßt. Seine Hauptaufgaben sind das Frontend-System APC/Decoder-Chip zu betreiben, dessen Daten zu verarbeiten und an das H1-Datenakquisitionssystem weiterzugeben. Gleichzeitig kann der OnSiRoC verwendet werden, um Siliziumdetektoren als autarkes System zu betreiben, indem die Signale des H1-Triggersystems simuliert werden. Programme, Frequenzen und Versorgungsspannungen sind weitgehend konfigurierbar. Im Abschnitt 5.4.1 werden die wichtigsten Funktionen des OnSiRoCs beschrieben. Abschnitt 5.4.2 erklärt die Standardbetriebsmodi und in Anhang A sind Datenformate, Spezifikationen, Standardkonfigurationen usw. tabellarisch aufgeführt. Außerdem ist in Anhang A eine Beschreibung sämtlicher Steckerbelegungen und der Frontplatte aufgeführt.

5.4.1 Aufbau

Der Abschnitt 5.4.1.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Funktionen des OnSiRoCs, die in den Abschnitten 5.4.1.2 – 5.4.1.7 detailliert beschrieben werden.

5.4.1.1 Überblick

Der OnSiRoC enthält alle Funktionen und Versorgungsspannungen, die zum Betrieb und zur Auslese von Siliziumstreifendetektoren mit dem APC/Decoder-Chip-System im H1-Detektor oder als unabhängiges System nötig sind. Dazu gehören vor allem:

- eine programmierbare Steuereinheit (*Sequenzer*), die den OnSiRoC steuert und die Kontrollsignale für den Decoder-Chip liefert,

[10] *Surface Mounted Device*
[11] *Printed Circuit Board*
[12] VME ist ein industrieller Standard. Er bezieht sich auf den VME-Datenbus und die Steckerbelegungen und Spannungsversorgungen im VME-Crate [227].

- vier parallele Auslesekanäle, von denen jeder die Daten von bis zu 2048 Streifen bzw. 16 APCs verarbeiten kann,
- vier unabhängige Sätze von je drei Spannungsversorgungen: analoge und digitale Betriebsspannung für den APC und den Decoder-Chip und die Sperrspannungen für die Streifendetektoren.

Der funktionale Aufbau des OnSiRoCs ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Der Sequenzer: Der OnSiRoC wird vom Sequenzer gesteuert. Der Sequenzer ist ein programmierbarer Prozessor, der aus Speicherbausteinen und Transceivern mit Registern besteht. Programme für unterschiedliche Betriebsmodi (siehe Abschnitt 5.4.2) können gespeichert und über Startadressen gestartet werden.
Der Sequenzerspeicher enthält alle Steuersequenzen, um den OnSiRoC und den Decoder-Chip während der Datennahme und Auslese zu steuern. Jede Sequenz besteht aus 32 Bits: 16 Datenbits und 16 Adressbits. 8 Datenbits kontrollieren den OnSiRoC, während die übrigen den Decoder-Chip steuern oder als Monitorsignale dienen. Die 16 Adressbits dienen als Sprungadresse auf die nächste Sequenz. Dadurch hat jede Sequenz eine eindeutige Folgesequenz. Es ist möglich Endlosschleifen zu programmieren, die durch ein externes Triggersignal unterbrochen werden können (z.B. während der Datennahme).
Der Sequenzerspeicher bietet Platz für 128k Sequenzen. Die maximale Programmgröße beträgt 64k. Dies stellt keine Limitierung für den Programmcode für die Datennahme und Auslese dar. Typischerweise sind die Programme einige tausend Sequenzen lang. Die Programme für die Datennahme und Auslese liegen an definierten Stellen im Sequenzerspeicher und können durch externe Triggersignale gestartet werden.

Signalverarbeitung: Während der Frontend-Auslese werden die Analogsignale pedestalsubtrahiert, digitalisiert und gespeichert. Ein Trefferdetektor untersucht die digitalen Daten auf Treffer und speichert diese in einem Trefferspeicher.
Vor der Digitalisierung durch einen 12 Bit, 10 MHz AD-Wandler werden die Analogdaten pedestalsubtrahiert. Pedestalwerte für die 32 APC-Pipelinespeicher der Auslesestreifen sind in einem Pedestalspeicher gespeichert. Die digitalisierten Werte werden im Rohdatenspeicher gespeichert und in einem Trefferdetektor mit programmierbaren Schwellen und Trefferbreiten untersucht. Nach der Frontend-Auslese werden nur die gefundenen Treffer weiterverarbeitet. Es ist aber auch weiterhin möglich, den gesamten Rohdatenspeicher auszulesen (z.B. zur Bestimmung der Pedestals).
Der Pedestalspeicher kann dazu verwendet werden, die gesamte Funktionalität des OnSiRoCs ohne analoge Eingangssignale zu testen. Dabei werden Testmuster oder simulierte Ereignisse in den Pedestalspeicher geschrieben und so behandelt, als kämen sie von den Streifendetektoren.

Die Spannungsquellen: Für jeden der vier Auslesekanäle existiert ein vollständiger Satz von Spannungsquellen, um die Siliziumdetektoren und die Auslesechips zu betreiben. Alle Spannungen werden potentialunabhängig erzeugt und können separat eingeschaltet werden. Die Werte der Sperrspannungen können über den VME-Bus eingestellt werden und die Sperrströme können digitalisiert ausgelesen werden.

5.4.1.2 Der Sequenzer

Der Sequenzer ist die zentrale Steuereinheit des OnSiRoCs. Er steuert die Auslesechips über den Decoder Chip und diejenigen Funktionseinheiten des OnSiRoCs, die während der Daten-

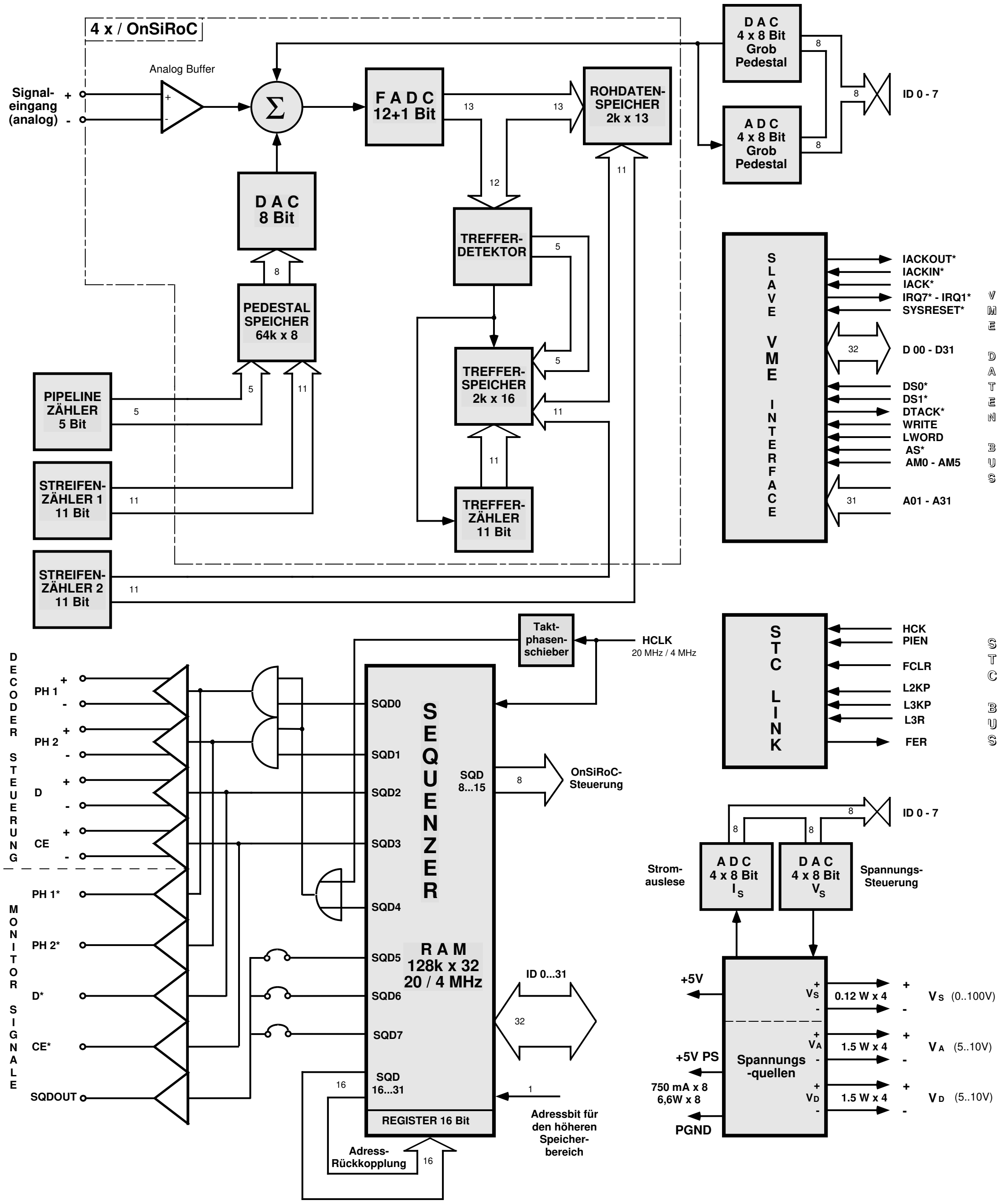


Abbildung 5.4: Funktionales Blockschaltbild des OnSiRoCs mit den Hauptkomponenten Sequenzer, 4 parallele Auslesekanäle, Spannungsquellen, VME- und STC-Verbindungen.

nahme und Auslese benutzt werden.
Der Sequenzer besteht im wesentlichen aus zwei Speicherbereichen (siehe Abbildung 5.5): einem Adressspeicher und einem Datenspeicher. Beide sind 16 Bit breit und 128k Sequenzen tief. Der sequentielle Ablauf von Programmen wird durch die Selbstrückkopplung des Adressspeichers ermöglicht. Die durch eine anliegende Adresse angesteuerten Daten des Adressspeichers werden mit dem nächsten Takt über ein Rückkopplungsregister wieder an den Adresseingang angelegt. Durch das Laden geeigneter Programme können so beliebig viele Sequenzen nacheinander durchlaufen werden. Das Ansteuern einer schon durchlaufenen Adresse führt im Programmablauf zu einer Endlosschleife.

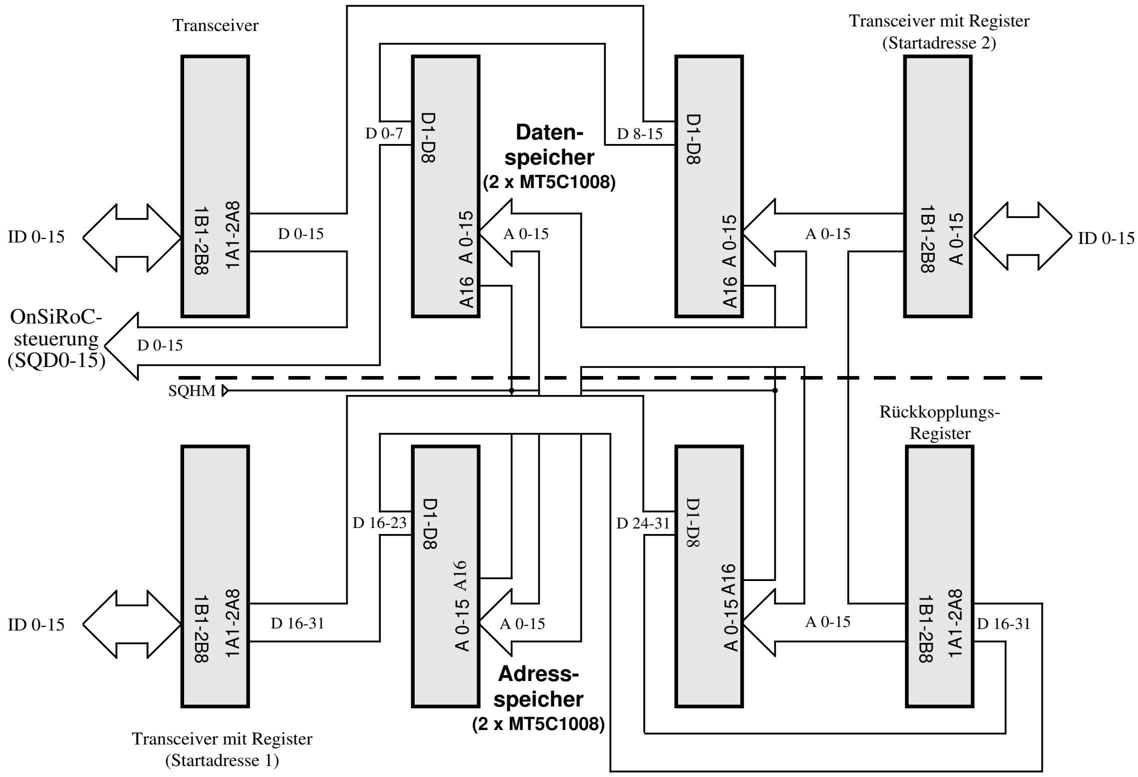


Abbildung 5.5: Funktionales Blockschaltbild des Sequenzers mit Datenbussen: A0–15: 16-Bit Adressbus des Adress- und Datenspeichers, D0–15: 16-Bit Datenbus des Datenspeichers, D16–31: 16-Bit Datenbus des Adressspeichers und ID0–15: interne Erweiterung des VME-Busses.

Die Steuerung des OnSiRoCs erfolgt über den Datenspeicher des Sequenzers. Parallel zu den Adressen des Adressspeichers werden die Adressen des Datenspeichers angelegt und die Datenausgänge erzeugen so die 16 Steuerbits SQD0–15. Im Sequenzerspeicher können sich gleichzeitig mehrere Programme befinden. Um ein bestimmtes Programm im Sequenzer zu starten, aktiviert man eines von zwei Startadressen-Registern. Dadurch wird die im Register gespeicherte Startadresse an den Adressspeicher angelegt und das Programm gestartet. Das Aktivieren einer Startadresse geschieht entweder mit Hilfe eines VME-Befehls oder über ein Trigger-Signal (siehe Abschnitt 5.4.2). Das Speichern der Startadressen erfolgt über den VME-Bus. Neben den in den Registern gespeicherten Startadressen ist es außerdem möglich, ein Programm zu starten, indem man direkt durch einen VME-Zugriff über das Rückkopplungsregister die Adresse des Adressspeichers anspricht.
Ein Sequenzerprogramm besteht aus Binärcode und kann maximal 64k Sequenzen (256 kByte) lang sein. Zur einfachen und übersichtlichen Programmierung von Sequenzerprogram-

men wurde der Compiler OSCA [228] entwickelt. OSCA konvertiert Textdateien, die in einer Metasprache geschrieben sind, in Sequenzercode [229]. In dieser Sprache kann man Makros, Wiederholungen und Endlosschleifen programmieren. Gleichzeitig übernimmt das Programm die Speicherverwaltung des Sequenzerspeichers.
Die Datenbits des Sequenzers (SQD0–15) steuern die Auslesechips und wichtige Funktionen des OnSiRoCs. Die OnSiRoC-Funktionen werden von den höheren Bits (SQD8–15) angesprochen:

SQD 8: Das Bit SQD8 erlaubt die Umschaltung der Taktfrequenz des OnSiRoCs zwischen dem 20.8 MHz Sequenzertakt und einem untersetzten Takt. Die Untersetzung ist konfigurierbar und liegt zwischen 1:2 und 1:16 (siehe Abschnitt A.4.1). Mit dieser Funktion kann der Code von identischen, aufeinanderfolgenden Sequenzen kompakt im Sequenzerspeicher programmiert werden.

SQD 10/11: Die Bits SQD10 und SQD11 aktivieren jeweils einen Streifenzähler. SQD10 inkrementiert den Streifenzähler des Pedestalspeichers und führt zur Bildung der Pedestalspannung am Ausgang des DA-Wandlers. SQD11 inkrementiert den Streifenzähler des Rohdatenspeichers und schreibt die digitalen Werte des AD-Wandlers in den Rohdatenspeicher. Beide Bits zusammen dienen zur Synchronisierung von Pedestal- und Rohdatenspeicher. Zusätzlich wird die Digitalisierung mit dem Plateauwert der Analogamplitude der APCs synchronisiert.

SQD 9/12: Ein 5-Bit Pipelinezähler ermöglicht die korrekte Aufbereitung der in der APC-Pipeline gespeicherten Signale. SQD9 inkrementiert den Pipelinezähler. Ist SQD12 aktiv, so erzeugt das logische 5-fach UND der Pipelinezählerbits einen Puls am Datenausgang D des OnSiRoCs. Damit wird während der Datennahme und -aufbereitung automatisch das SBIN-Bit in das Pipelineschieberegister des APCs getaktet, wenn der Pipelinezähler am Ende der Pipeline angekommen ist.

SQD 13: Nach gesetztem Bit SQD13 kann die Frontend-Pipeline nur Daten nehmen, wenn das PIEN-Signal aktiv ist. PIEN kann entweder das *STC*[13]-Signal des zentralen Triggersystems sein, oder intern erzeugt werden (siehe Abschnitt 5.4.1.7).

SQD 14: Das Bit SQD14 dient durch Erzeugen des SQHM-Signals[14] als 17. Adressbit des Sequenzers. Dadurch wird es ermöglicht, den höheren Speicherbereich des Sequenzerspeichers anzusprechen.

SQD 15: SQD15 wird nach erfolgter Frontend-Auslese gegeben. Es setzt im Statusregister das FER-Bit und generiert einen Interrupt, der die Datenakquisition zum Auslesen der Datenspeicher veranlaßt (siehe Abschnitt 5.4.1.7).

Die niederwertigen Bits SQD0–7 kontrollieren die Auslesechips und erlauben die Beobachtung des Programmablaufs an bestimmten Stellen durch das Setzen von Triggersignalen.

SQD 0–3: Die Bits SQD0–3 erzeugen auf der Frontplatte auf dem F2-Stecker und an den LEMO-Monitorausgängen die Steuersignale PH1, PH2 , D und CE für den Decoder-Chip (siehe Abschnitt 5.3.2[15]).

[13] *Subsystem Trigger Controller*
[14] *Sequenzer High Memory*
[15] Die Signale PH1, PH2, D und CE entsprechen den Decoder Chip-Signalen $\phi 1$, $\phi 2$, BIN und OUT/SR. Die unterschiedliche Nomenklatur ist historisch bedingt.

SQD 4: Wird das Bit SQD4 nicht gesetzt, so werden die Taktpulse $\phi 1$ und $\phi 2$ (sofern aktiv) nach der halben Taktphase abgeschnitten. Damit kann die Datennahme mit dem APC mit einem 20.8 MHz Sequenzertakt erfolgen. Bei individuell gesetzten Pulsen wäre ein 41.6 MHz Takt erforderlich (siehe Abschnitt 5.3.1.2).

SQD 5–7: Die Bits SQD5–7 erzeugen einen Signalpuls auf der Frontplatte am LEMO-Stecker SQDOUT. Dieser Puls kann zum Triggern benutzt werden. Welches Bit ein Signal am LEMO-Ausgang erzeugt, ist konfigurierbar (siehe Abschnitt A.4.1).

5.4.1.3 Digitalisierung und Pedestalsubtraktion

Der OnSiRoC erlaubt die parallele Verarbeitung von vier verschiedenen Eingangsspannungen. In jedem der vier Analogkanäle können maximal 2048 Werte sequenziell digitalisiert und gespeichert werden. Die Digitalisierung erfolgt mit einer 12 Bit Auflösung und einer maximalen Frequenz von 10 MHz[16]. Mit dem OnSiRoC ist eine Subtraktion gespeicherter Pedestalwerte von den Eingangsamplituden möglich, so daß die Werte vor dem Trefferdetektor auf ein gemeinsames Niveau gebracht werden können. Da die Pedestals im allgemeinen zeitlich relativ stabil sind, ist es möglich, sie aus den Daten zu berechnen und die Werte im Pedestalspeicher zu speichern. Unkorrigierte, stark voneinander abweichende Pedestals der einzelnen Streifen reduzieren die Effizienz der Treffererkennung (siehe Abschnitt 5.4.1.4) und können sie sogar unmöglich machen. Bei geeigneter Wahl der Werte kann die gesamte Funktionalität der OnSiRoC-Signalverarbeitung einschließlich der Treffererkennung ohne äußere Signale getestet werden.

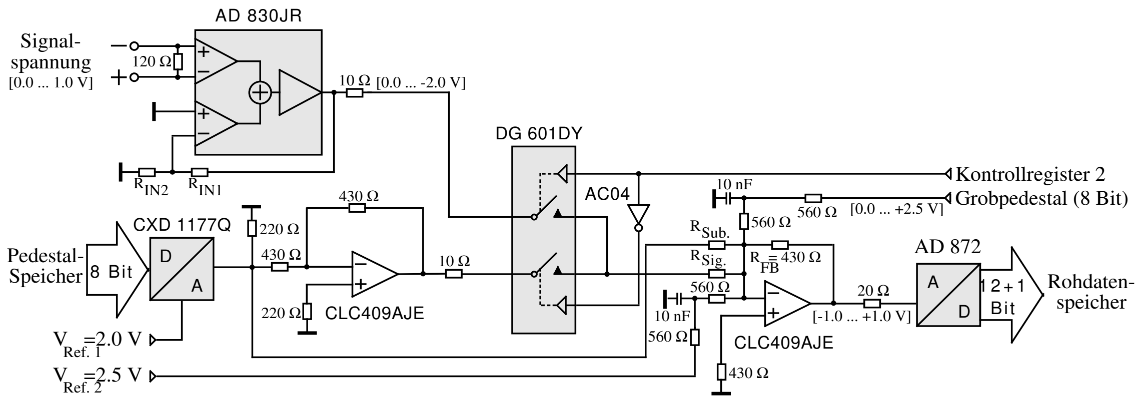


Abbildung 5.6: Blockschaltbild der Komponenten zur Digitalisierung und Pedestal-Subtraktion eines OnSiRoC-Analogkanals.

Das Blockschaltbild eines Analogkanals ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Der dynamische Eingangsbereich der Signalspannung liegt zwischen 0.0 und 1.0 Volt. Er ist gegeben durch die Wahl der Eingangsverstärkung und die Anpassung an den Digitalisierungsbereich des AD-Wandlers. Die Eingangsverstärkung entspricht dem Verhältnis $-\frac{R_{IN1}+R_{IN2}}{R_{IN2}}$ und wurde auf -2.0 eingestellt ($R_{IN1} = R_{IN2} = 560\ \Omega$). Eine Addition einer 1.0 Volt Referenzspannung[17] vor einem invertierenden Verstärker paßt die resultierende Spannung an den Eingangsbereich des AD-Wandlers AD872 [230] von -1.0 bis $+1.0$ Volt an. Der AD872 ist ein 12 + 1 Bit Flash-AD-Wandler, der mit einer maximalen Frequenz von 10 MHz betrieben werden kann.

[16] In H1 wird der APC gegenwärtig mit 2 MHz ausgelesen. Der Trefferdetektor im OnSiRoC arbeitet fehlerlos bis 5 MHz.

[17] Die 1.0 Volt Referenzspannung wird aus $V_{Ref.2}$ generiert: $2.5\ \mathrm{V} \cdot \frac{R_{FB}}{2 \cdot 560\Omega} \sim 1\ \mathrm{V}$.

Das dreizehnte Bit ist das sogenannte Bereichsbit OTR (*Out of Range*) und gibt an, ob die Spannung innerhalb des digitalisierbaren Bereichs des AD-Wandlers liegt. Die digitalen Daten werden anschließend in den Rohdatenspeicher geschrieben. Dies geschieht mit der doppelten Auslesefrequenz, da jeweils die Daten der Kanäle 1/2 und 3/4 über einen Datenbus in dieselben Speicherbausteine geschrieben werden (siehe Abbildung 5.8). Das Schreiben erfolgt dabei gleichzeitig für die Kanäle 1/3 und 2/4.
Die Pedestalsubtraktion wird parallel zur Datennahme durchgeführt. Im Pedestalspeicher befinden sich die, aus einer Mittelung von vorherigen Ereignissen bestimmten, Pedestals der einzelnen Streifen und Pipelinespeicher. Der Pedestalspeicher bietet Platz für 256 kByte[18]. Die Werte werden mit einem 8 Bit DA-Wandler CXD1177Q [231] in eine Spannung umgewandelt und analog von der Eingangsspannung subtrahiert. Bei geringen Pedestalvariationen kann die 12 Bit Auflösung des AD-Wandlers trotz 8 Bit Auflösung des DA-Wandlers erreicht werden. Zu diesem Zweck wählt man das Widerstandsverhältnis $R_{FB}/R_{Sub.} \approx 1/16$, so daß das *LSB*[19] des DA-Wandlers derselben Spannung wie das LSB des AD-Wandlers entspricht. Die Subtraktion eines 8 Bit Grobpedestals pro Analogkanal erlaubt ein Verschieben des Subtraktionsbereichs innerhalb des gesamten dynamischen Bereichs des AD-Wandlers. Variieren die Pedestals über mehr als 1/16 des dynamischen Bereichs, so kann eine Subtraktion adäquat erfolgen, indem man das Widerstandsverhältnis $R_{FB}/R_{Sub.}$ vergrößert. Dies reduziert allerdings die 12 Bit Auflösung des Gesamtsystems.
Der Pedestalspeicher kann neben seiner eigentlichen Funktion auch dazu benutzt werden, die Funktionalität des gesamten Ausleseweges ohne äußere Spannungen zu testen. Dafür existiert eine zusätzliche Leitung zwischen dem Pedestalspeicher und dem AD-Wandler. In diesem Testmodus wird der Eingangsverstärker durch den Schalter DG601DY isoliert. Die in Spannungen gewandelten Pedestalwerte werden ein zweites Mal invertiert. Das Widerstandsverhältnis $R_{FB}/R_{Sig.} \approx 1$ ist so gewählt, daß die Spannungen nicht reduziert werden und somit der gesamte dynamische Bereich des DA-Wandlers auf den vollen Bereich des AD-Wandlers abgebildet wird. Über $R_{Sub.}$ wird allerdings 1/16 der Pedestalspannung subtrahiert, so daß effektiv 15/16 des AD-Wandlerbereichs durch die Werte im Pedestalspeicher ausgesteuert werden können. Durch Laden geeigneter Pedestaldateien in den Pedestalspeicher (z.B. Zufallswerte, simulierte Ereignisse) kann neben Linearität und Rauschverhalten des DAC/ADC-Systems auch die Funktionalität und Effizienz des Trefferdetektors bestimmt werden.

5.4.1.4 Datenreduktion und Speicherung

Die Rohdaten werden nach der Digitalisierung parallel zur Speicherung in den Rohdatenspeicher, zur Untersuchung auf Treffer in den Trefferdetektor getaktet. Der Trefferdetektor vergleicht die Rohdatenamplituden mit einem über den VME-Bus einstellbaren Schwellwert. Außerdem läßt sich noch eine Mindesttrefferbreite einstellen. Erst wenn diese überschritten wird, wird ein Treffer akzeptiert und ein Trefferzähler inkrementiert. Die Adresse des Treffers wird zusammen mit seiner Breite in einen Trefferspeicher geschrieben. In Abbildung 5.7 ist der Trefferdetektor schematisch dargestellt.
Die Analogkanäle 1/2 und 3/4 benutzen jeweils denselben Datenbus, um vom AD-Wandler zum Rohdatenspeicher zu gelangen. Die Daten auf diesem mit der doppelten Auslesefrequenz getakteten Bus werden vom Trefferdetektor auf Treffer untersucht. Den Eingang des Trefferdetektors bilden zwei seriell kaskadisch geschaltete 8-Bit Komparatoren, an deren Eingang die 12-Bit Rohdaten anliegen. Solange die Datenamplitude am Eingang die in den Registern der Komparatoren gespeicherte Schwelle nicht überschreitet, bleiben beide LT-Ausgänge (*less*

[18] 2048 Streifen × 4 Analogkanäle × 32 APC Pipelinespeicher × 8 Bit Pedestalwert
[19] *Least Significant Bit*

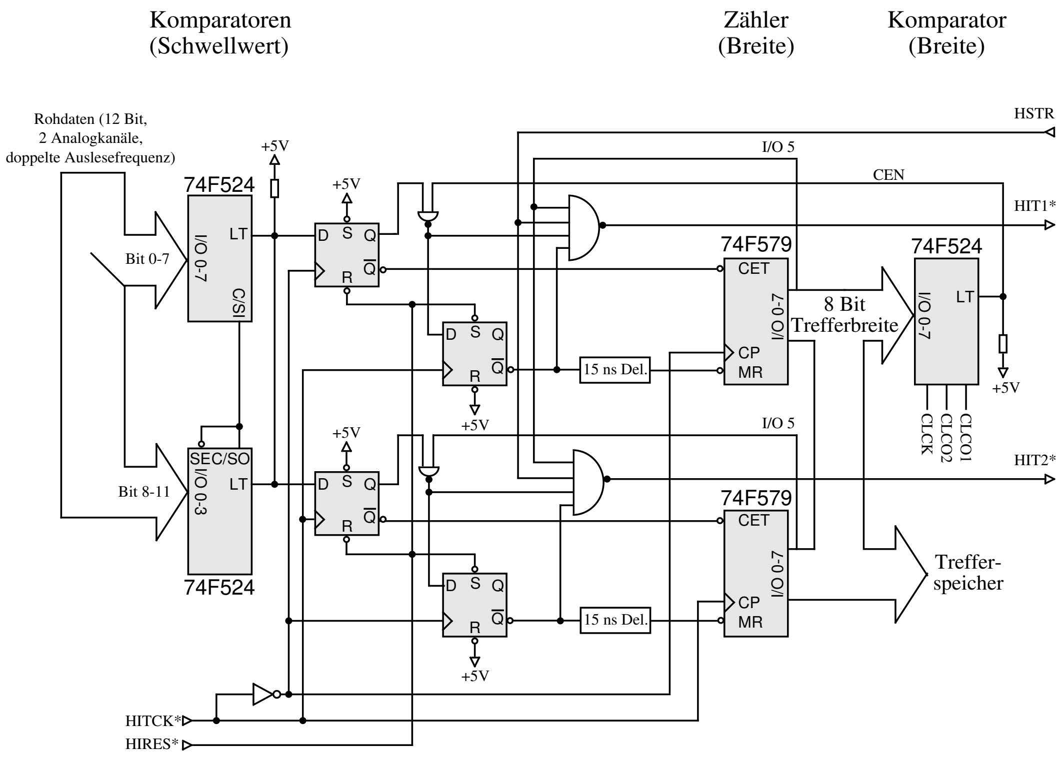


Abbildung 5.7: Blockschaltbild des Trefferdetektors. Die Graphik zeigt die Kanäle 1/2. Für die Kanäle 3/4 ist der Aufbau identisch.

than) auf logisch Null. Mit dem HITCK*-Puls[20], einem Taktpuls, der mit der einfachen Auslesefrequenz läuft, wird die Null in die ersten beiden Flip-Flops getaktet. Dadurch geht der Datenausgang Q der ersten Flip-Flops auf logisch Null und die der anderen beiden auf logisch Eins. Diese Werte entsprechen den Startwerten der Flip-Flops, die sie vor der Auslese durch ein Zurücksetzen mit dem HIRES*-Signal einnehmen. In diesem Zustand liegt an den Zählern 74F579 am MR-Eingang (*master reset*) ständig eine logische Eins an, so daß diese nicht durch den HITCK*-Puls inkrementiert werden.

Beim ersten Streifen, der über dem eingestellten Schwellwert liegt, geht je nach Höhe der Schwelle mindestens einer der beiden LT-Ausgänge auf logisch Eins. Dadurch werden die beiden Flip-Flops des betreffenden Analogkanals umgesetzt, was ein Zurücksetzen des entsprechenden Zählers verhindert, und zwar so lange, bis wieder ein Streifen unter dem Schwellwert liegt und die Flip-Flops in ihren Ausgangszustand bringt. Der Inhalt der Zähler entspricht der aktuellen Trefferbreite im jeweiligen Kanal. Bei einer maximalen Trefferbreite von 32 Streifen wird der Zähler automatisch zurückgesetzt. Die aktuelle Trefferbreite liegt am nachfolgenden Komparator 74F524 an und wird mit der eingestellten Mindesttrefferbreite verglichen. Bei einer positiven Entscheidung erzeugt der LT-Ausgang einen positiven CEN-Puls.

Das Ende eines Treffers, entweder durch Abfallen der Datenamplitude oder dadurch, daß die Trefferbreite von 32 Streifen überschritten ist, setzt die Flip-Flops wieder in ihren Ausgangszustand zurück. Der Zustand, in dem der Dateneingang D und der invertierte Datenausgang $\overline{\mathsf{Q}}$ des zweiten Flip-Flops, zusammen mit dem HSTR-Puls[21] logisch Eins sind, erzeugt mit dem CEN-Puls am vierfach UND-Gatter (invertierend) ein HIT*-Puls. Der HIT*-Puls speichert die

[20] Alle mit einem Stern (*) gekennzeichneten Signale sind bei nicht gesetztem Bit aktiv (*active low*).

[21] Taktpuls mit der doppelten Auslesefrequenz

Streifennummer und die Breite des Treffers im Trefferspeicher ab und läßt die Leuchtdiode des entsprechenden Kanals auf der Frontplatte aufleuchten. Die Speicherung des Treffers führt zur Inkrementation des Trefferzählers des Analogkanals.

5.4.1.5 Spannungsversorgung

Der OnSiRoC enthält für jeden Analogkanal einen Satz von drei unabhängigen Spannungsquellen zum Betrieb der Frontend-Chips und der Siliziumdetektoren: V_{ana}, V_{dig} und V_{Sperr}. Die Spannungen liegen auf dem F2-Stecker auf der Frontplatte. Alle Spannungen sind individuell über VME-Befehle ein- und ausschaltbar.
Die Analogspannung V_{ana} und die Digitalspannung V_{dig} sind über Potentiometer zwischen 5 und 10 V einstellbar. Bei einer Maximalleistung von 1.9 W betragen die Spannungsschwankungen weniger als 30 mV. Die Sperrspannung V_{Sperr} kann über den VME-Bus in einem Bereich von 0 – 100 V eingestellt werden. Der Sperrstrom I_{Sperr} kann digitalisiert und in einem Bereich von 0 – 1 mA ausgelesen werden. Die maximale Leistung beträgt 0.12 W. Dabei betragen die Spannungsschwankungen $\sim$ 160 mV, werden jedoch durch passive Filter auf dem Frontend-Hybrid auf weniger als 15 mV reduziert.
Bei allen Spannungsquellen handelt es sich um regulierende Spannungsquellen[22]. Die Frequenz der Regulierungsintervalle wird benutzt, um eine Überlastung der Spannungsquellen festzustellen [232, 233]. Im Fall einer Überlastung werden die Spannungsquellen automatisch abgeschaltet. Dieses Verfahren erlaubt jederzeit eine Überprüfung des Betriebsstatus und ist tolerant gegenüber kurzfristigen Überlastungen (z.B. während des Einschaltens).
Die Spannungsquellen benutzen nicht die gewöhnlichen Crate-Versorgungsspannungen[23]. Um den Einfluß der Regulierungsprozesse der Spannungsquellen auf die Analogsignale zu minimieren, werden unabhängige Versorgungsspannungen über eine erweiterte Backplane (siehe Abschnitt A.3.2) zugeführt.

5.4.1.6 VME-Ansteuerung

Ein OnSiRoC wird im VME-Crate über seine Moduladresse angesprochen. Die Basisadresse im 24 Bit Adressraum A24 ist mechanisch einstellbar (Jumper), wobei durch die 4 Bits A16–A19 die individuelle Moduladresse eingestellt wird. Bei Verwendung der erweiterten OnSiRoC-Backplane ist kein Einstellen der Moduladresse notwendig (siehe Abschnitt A.3.2).
Der OnSiRoC verfügt über einen Satz von 83 verschiedenen VME-Befehlen (siehe Anhang A.3.1). Damit lassen sich insgesamt 256 Basisadressen mit unterschiedlicher Wortlänge ansprechen. Das Ansprechen aller Adressen sämtlicher Register und Speicherbausteine, u.a. des Pedestalspeichers (256 kByte), des Sequenzerspeichers (512 kByte) und des Rohdatenspeichers (16 kByte), wird durch eine komplexe interne Logik realisiert (siehe Abbildung 5.8). Diese Logik besteht im wesentlichen aus 20 programmierbaren Bausteinen (GALs[24] [234]) und erlaubt es, neben einfachen Schreib- und Lesebefehlen auch komplexe zusammengesetzte Befehle zu verarbeiten. So kann z.B. durch wiederholtes Anwenden von nur zwei verschiedenen Befehlen[25] der gesamte Rohdatenspeicher durch 2048×2 32-Bit Lesezugriffe ausgelesen werden. Bei beiden Befehlen werden zuerst an der anliegenden Streifennummer die Daten von zwei Analogkanälen parallel gelesen und anschließend wird nach jedem Lesezugriff automatisch der Streifenzähler 2 für den Rohdatenspeicher inkrementiert, so daß für den nächsten

[22] *Switching Power Supplies*
[23] Ein Crate ist eine Halterung für mehrere Elektronikmodule. Die Module werden i.allg. über die Rückseite (*Backplane*) mit Versorgungsspannungen gespeist und können mit einem Datenbus verbunden sein.
[24] *Generic Array Logic*
[25] Die Speicherstruktur des Rohdatenspeichers benötigt einen Befehl für die Analogkanäle 1/3 und einen zweiten Befehl für die Analogkanäle 2/4.

Zugriff schon die richtige Adresse anliegt. Sollen nur bestimmte Daten z.B. Treffer ausgelesen werden, so ist dies durch Setzen von Streifenzähler 2 (vorher aus dem Trefferspeicher gelesen) und Lesen an der entsprechenden Position möglich. Bei einer Auslese von Treffern und Nachbarstreifen ist eine Kombination der beiden Methoden sinnvoll.

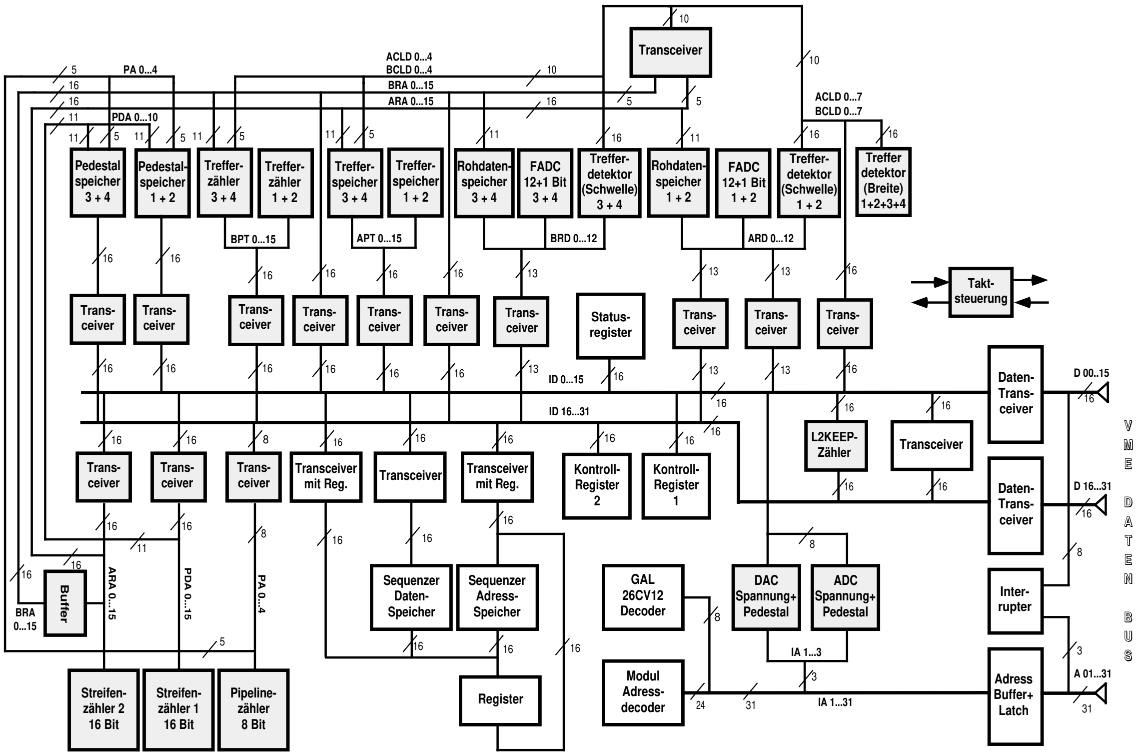


Abbildung 5.8: Internes Datenbus-System des OnSiRoCs und Anbindung an den VME-Bus.

Die Kommunikation des OnSiRoCs mit dem Triggersystem erfolgt über einen erweiterten VME-Bus (siehe Anhang A.3.2). Dies geschieht über den J2-Stecker der modifizierten Backplane des OnSiRoC-Crates. Der OnSiRoC erhält die Signale HCK, PIEN, FCLR, L2KEEP, L3KEEP und L3REJECT. Das einzige Ausgangssignal des OnSiRoCs ist das FER-Signal.

5.4.1.7 Kontroll- und Statusregister

Neben den Transceivern und Registern, die über interne Datenbusse den Zugriff auf die verschiedenen Speicher und Zähler ermöglichen, verfügt der OnSiRoC über zwei Kontrollregister und ein Statusregister. Die Kontrollregister dienen zur Einstellung von statischen Betriebsparametern (Verwendung der Triggersignale des H1-Detektors oder als eigenständiges System, Einschalten der Spannungsquellen, usw.) und das Statusregister erlaubt die Überprüfung des Betriebszustandes.

Kontrollregister 1: Durch das Kontrollregister 1 wird die Reaktion des OnSiRoCs auf die Signale des H1-Triggersystems festgelegt, intern Signale für die Datennahme im Laboraufbau generiert und die Art der VME-Bus-Interrupts festgelegt. Die 16 Bits des Kontrollregisters 1 haben folgende Funktionen:

PEN*: (*Pedestals enable*) Schaltet den DA-Wandler des Pedestalspeichers ein.

CLKINT: (*Internal Clock*) Erlaubt neben dem externen HERA-Takt von 41.639 MHz (vierfache Bunch Crossing-Frequenz) die Verwendung eines integrierten Quarzoszillators mit der gleichen Frequenz zum unabhängigen Betrieb.

PION: (*Pipeline On*) Aktiviert das interne PIEN-Signal, unabhängig vom PIEN-Signal des zentralen Trigger-Systems.

PIOFF: (*Pipeline Off*) Deaktiviert das PIEN-Signal des zentralen Trigger-Systems für den OnSiRoC.

FCOFF: (*Fast Clear Off*) Deaktiviert das FCLR-Signal des zentralen Trigger-Systems für den OnSiRoC.

FEREN*: (*Frontend Ready Enable*) Erlaubt dem OnSiRoC sein FER-Signal über den VME-Bus an das Triggersystem zu senden.

L2OFF: (*L2-Keep Off*) Deaktiviert das L2KEEP-Signal des zentralen Trigger-Systems für den OnSiRoC.

L2AUTO: (*L2-Keep Automatic*) Erlaubt die Standardkommunikation mit dem Triggersystem: Nach einem FCLR wird der Sequenzer an der Startadresse 1 gestartet und nach einem L2KEEP-Signal an der Startadresse 2. Am Ende der Auslese wird durch ein SQD15-Bit des Sequenzers ein FER-Signal erzeugt (siehe Abschnitt 5.4.2).

CSEN*: (*Control Signals Enable*) Deaktiviert den Ausgang der vier Steuersignale für den Decoder Chip.

IRMOD1,2: (*Interrupt Mode*) Mit Hilfe der beiden IRMOD-Bits sind insgesamt vier verschiedene Interrupt-Modi einstellbar. Sind beide Bits ausgeschaltet, ist der erzeugte Interrupt Request intern. Wird in diesem Fall ein SQD15-Bit vom Sequenzer gesetzt, so generiert dies ein IRON-Bit im Statusregister. Bei gesetzten Bits werden externe Interrupt Requests, deren Priorität konfigurierbar ist, über den VME-Bus an das VME-Master-Modul geschickt (siehe Abschnitt A.4.1).

IRD0–4: (*Interrupt Data*) Dient im Fall eines Interrupt Requests als zusätzliche Information für das VME-Master-Modul über die Art des Interrupts.

Kontrollregister 2: Das Kontrollregister 2 steuert mit 16 Bits die Spannungsquellen und aktiviert den Signaleingang der vier Analogkanäle unabhängig voneinander. Drei Bits pro Analogkanal erlauben das Ein- bzw. Abschalten der Spannungsquellen V_{ana}, V_{dig} und V_{Sperr}. Mit den übrigen vier Bits kann zwischen der Auslese über den Signaleingang und dem Testweg gewählt werden.

Statusregister: Das Statusregister enthält Information über den momentanen Betriebszustand des OnSiRoCs. Jedes Signal vom zentralen Triggersystem bewirkt eine Änderung der Konfiguration der Statusbits. Die zentrale Datenakquisition kann durch Lesen des Statusregisters eindeutig feststellen in welchem Modus sich der OnSiRoC befindet.

CLKON: (*Sequenzer Clock On*) Aktiv, wenn der Sequenzer in Betrieb ist.

PION: (*Pipeline On*) Aktiv, bei laufender Pipeline, d.h. der APC speichert Detektordaten in den Pipelinespeichern.

L2DON: (*L2 Delay On*) Das L2DON-Bit wird unmittelbar nach einem L2KEEP-Signal gesetzt und erst nach der Auslese der OnSiRoC-Datenspeicher von der Datenakquisition zurückgesetzt. Es verhindert ein sofortiges Auslesen des Frontend-Systems als Reaktion auf ein erneutes L2KEEP-Signal. Erst nach dem Zurücksetzen kann auf das zweite L2KEEP-Signal reagiert werden.

L2PON: (*L2 Prompt On*) Wird nach einem L2KEEP-Signal gesetzt und erst nach der Frontend-Auslese durch ein SQD15-Bit zurückgenommen.

FER: (*Frontend Ready On*) Aktiv, wenn die Auslese des Frontend-Systems abgeschlossen ist. Das Signal wird vom Sequenzer durch ein SQD15-Bit generiert. Ein L2KEEP-Signal deaktiviert das Signal.

IRON: (*Interrupt On*) Im Fall, daß die Interrupt Mode Bits im Kontrollregister 1 beide null sind, wird das interne Interrupt-Signal IRON mit einem SQD15-Bit gesetzt. Das heißt ein Ereignis in den Datenspeichern wartet darauf, von der Datenakquisition ausgelesen zu werden. Nach der Auslese wird das IRON-Bit von der Datenakquisition zurückgesetzt.

L2KON: (*L2Keep On*) Identisch mit L2PON.

L3KON: (*L3Keep On*) Wird bei einem L3KEEP-Signal gesetzt und mit einem FCLR- oder L3REJECT-Signal zurückgesetzt.

L3RON: (*L3Reject On*) Wird bei einem L3REJECT-Signal gesetzt und mit einem FCLR-Signal zurückgesetzt.

PSON1–4: (*Power Supply On*) Aktiv, wenn V_{ana} und V_{dig} eines Analogkanals eingeschaltet sind, d.h. das Frontend-System funktionsfähig ist.

5.4.2 Betriebsmodi

Der OnSiRoC verfügt über zwei Standardmodi: die Datennahme (5.4.2.1), bei der Detektorsignale in der Analog-Pipeline der APCs gespeichert werden und die Auslese der Daten (5.4.2.2) eines in einem bestimmten Pipelinespeicher gespeicherten Ereignisses. Zudem ist über den Decoder Chip die Auslese bestimmter Monitorspannungen (5.4.2.3) möglich.

5.4.2.1 Datennahme

Der Datennahmezyklus beinhaltet das Initialisieren des APC/Decoder Chip-Systems und anschließend das Einlesen der Detektorsignale in die Speicher der APC-Analogpipeline. Gestartet wird dieser Prozeß mit dem FCLR-Signal der zentralen Triggerlogik (siehe Abschnitt 3.2.2.4). Bei Abwesenheit der Signale der zentralen Triggerlogik, z.B. im Laboraufbau, kann das FCLR-Signal durch einen VME-Zugriff simuliert werden.
Das FCLR-Signal bewirkt im OnSiRoC ein Zurücksetzen des Pipelinezählers und den Start des Sequenzers an der in Startadresse 1 gespeicherten Adresse. An dieser Position im Sequenzerspeicher befindet sich nach Konvention [229] der Code zum Aufsetzen der APCs und zum Start des Pipelinebetriebs in einer Endlosschleife.
Das Initialisieren des APC/Decoder Chip-Systems besteht aus mehreren Schritten (siehe Abschnitt 5.3.1). Das Pipeline-Schieberegister wird gelöscht, damit kein Bit aus vorherigen Datennahmen mehr als eine Speicherkapazität gleichzeitig öffnet. Die Latch-Schalter werden geschlossen, um die Pipeline auf einem definierten Potential während der Datennahme zu halten. Zum Abschluß der Initialisierung wird das komplette Decoder-Schieberegister einschließlich der Bits für die Stromquelle geschrieben. Nach dem Aufsetzen der APCs wird das

Sequenzer-Bit SQD13 gesetzt. Anschließend wird die Pipeline gestartet und läuft dann in einer Endlosschleife bis zu einer L2KEEP-Entscheidung.
Während der Datennahme wird der Sequenzer durch Nichtsetzen von SQD8 mit dem 20.8 MHz Takt getaktet. Die Taktsignale für das Pipeline-Schieberegister (Sϕ1, Sϕ2) werden durch alternierendes Setzen von SQD0 und SQD1 bei aktivem SQD3 generiert. Das Nichtsetzen von SQD4 verkürzt die aktive Phase (*Duty Cycle*) von SQD0 und SQD1 auf 24 ns. Bei laufender Pipeline sind die Bits SQD9 und SQD12 aktiv. Dadurch wird der Pipelinezähler aktiviert, und wenn das Pipeline-Bit den letzten Pipelinespeicher verläßt, automatisch ein neues SBIN-Bit in das Pipeline-Schieberegister hineingetaktet. Die Bits SQD2, SQD5–8, SQD10–11 und SQD13–15 bleiben während der Datennahme inaktiv.

5.4.2.2 Auslese von Detektorsignalen

Das L2KEEP-Signal der zentralen Triggerlogik initiiert die Auslese der APCs. Dazu gehört das Aufbereiten der in der Pipeline gespeicherten Daten und die serielle Auslese von maximal 16 APCs pro Analogkanal. Statt über die Backplane kann das L2KEEP-Signal auch durch einen VME-Zugriff generiert werden. Außerdem ist es möglich, die Auslese durch ein Trigger-Signal (CosmicStop) über die Frontplatte zu starten.
Durch ein L2KEEP-Signal wird der Streifenzähler des Rohdatenspeichers auf den Anfang des Speichers gesetzt. Der Zähler für den Pedestalspeicher wird an den Anfang des Speicherbereichs für die entsprechende Pipelinekapazität des APCs gesetzt. Der Trefferdetektor wird initialisiert und die Trefferzähler werden auf null gesetzt. Danach startet der Sequenzer an Startadresse 2 das Programm zur Datenaufbereitung und Auslese der APCs.
Die Steuerung der APC-Schalter zur Datenaufbereitung erfolgt wie in Abschnitt 5.3.1.3 beschrieben. Aufgrund des durch die Verzögerung der L1-Triggerentscheidung bedingten Nachlaufs der Pipeline befindet sich das Pipeline-Bit nicht am triggerauslösenden Ereignis. Zuerst wird das Pipeline-Bit für die Speichersubtraktion eine Kapazität vor das betreffende Ereignis getaktet, um es von einem nachfolgenden zu subtrahieren. Durch Setzen der Bits SQD9 und SQD12 wird gewährleistet, daß das Pipeline-Bit bei Verlassen der Pipeline wieder hineingetaktet wird. Die Taktpulse werden bei der Datenaufbereitung mit 10.4 MHz entweder direkt in die beiden APC-Schieberegister oder zum Setzen der APC-Schalter in das Decoder-Schieberegister getaktet.
Im Anschluß an die Datenaufbereitung befinden sich die Detektorsignale des auszulesenden Ereignisses auf den Latch-Kapazitäten der APCs. Der OnSiRoC generiert zur Auslese die Taktpulse für das APC-Auslese-Schieberegister mit dem schnellen 20.8 MHz Sequenzer-Takt. Dadurch kann eine kurze Reset-Phase ($\sim$ 100 ns) und eine relativ lange Anstiegszeit ($\sim$ 400 ns) des APC-Ausgangsverstärkers erzeugt werden. Zu diesem Zweck werden die Taktpulse Rϕ1 und Rϕ2 durch Setzen von SQD4 nicht nach 50% der aktiven Phase abgeschnitten. Die Bits SQD10 und SQD11 werden am Ende der Rϕ2-Phase kurzzeitig aktiv gesetzt und takten damit den Pedestalwert vom Pedestalspeicher an den Eingang des AD-Wandlers bzw. die digitalisierte Amplitude vom Ausgang des AD-Wandlers in den Rohdatenspeicher. Gleichzeitig werden die Streifenzähler des Pedestalspeichers und des Rohdatenspeichers inkrementiert. Während der seriellen Auslese der APCs bleiben die Bits SQD9 und SQD12–15 inaktiv.
Das Ende der Auslese signalisiert der Sequenzer durch Setzen der Bits SQD13 und SQD15. Dadurch wird der FER-Puls an die zentrale Triggerlogik geschickt, und der OnSiRoC ist für eine erneute Datennahme bereit.

5.4.2.3 Auslese von Monitorspannungen

Der OnSiRoC kann durch Steuerung des Decoder Chips eine von 8 möglichen Monitorspannungen des Frontend-Systems auf den analogen Signaleingang legen. Diese werden mit den gleichen Sequenzer-Steuerbefehlen für den OnSiRoC digitalisiert und im Rohdatenspeicher gespeichert. Diese Möglichkeit wurde 1995 im CST dazu verwendet, 4 Monitorspannungen auszulesen. Dies waren die Analogspannung der APC-Vorverstärker V_{ana}, zwei Referenzspannungen, die von einem AD580-Chip auf dem Hybrid zur Kalibration der optischen Übertragungsleitung [224] erzeugt werden und der Spannungsabfall über einem NTC-Widerstand zur Messung der Temperatur.

Eine Monitormessung kann jederzeit durch ein kurzes Sequenzer-Programm über die entsprechende Startadresse durchgeführt werden. Um Veränderungen der Monitorspannungen während der Datennahme von H1 zu beobachten, werden die Spannungen im Anschluß an die serielle Auslese der Detektorsignale ausgelesen und können sofort analysiert werden.

5.5 Die Datenakquisition

Die Datenakquisition der Siliziumstreifendetektoren [235] ist einer von zwölf Zweigen der zentralen Datenakquisition von H1. Sie ist in Abbildung 5.9 schematisch dargestellt. Die OnSiRoCs sind in drei VME-Crates untergebracht. Die 16 OnSiRoCs im ersten Crate sind mit dem CST verbunden, während die insgesamt 24 OnSiRoCs der anderen beiden Crates für die BST-Detektoren zuständig sind. Die Kommunikation mit der zentralen Datenakquisition und dem zentralen Triggersystem erfolgt über ein Master Auslese Crate bzw. über ein STC-Crate. Ein Master Monitor Crate dient zur Überprüfung von Systemparametern.

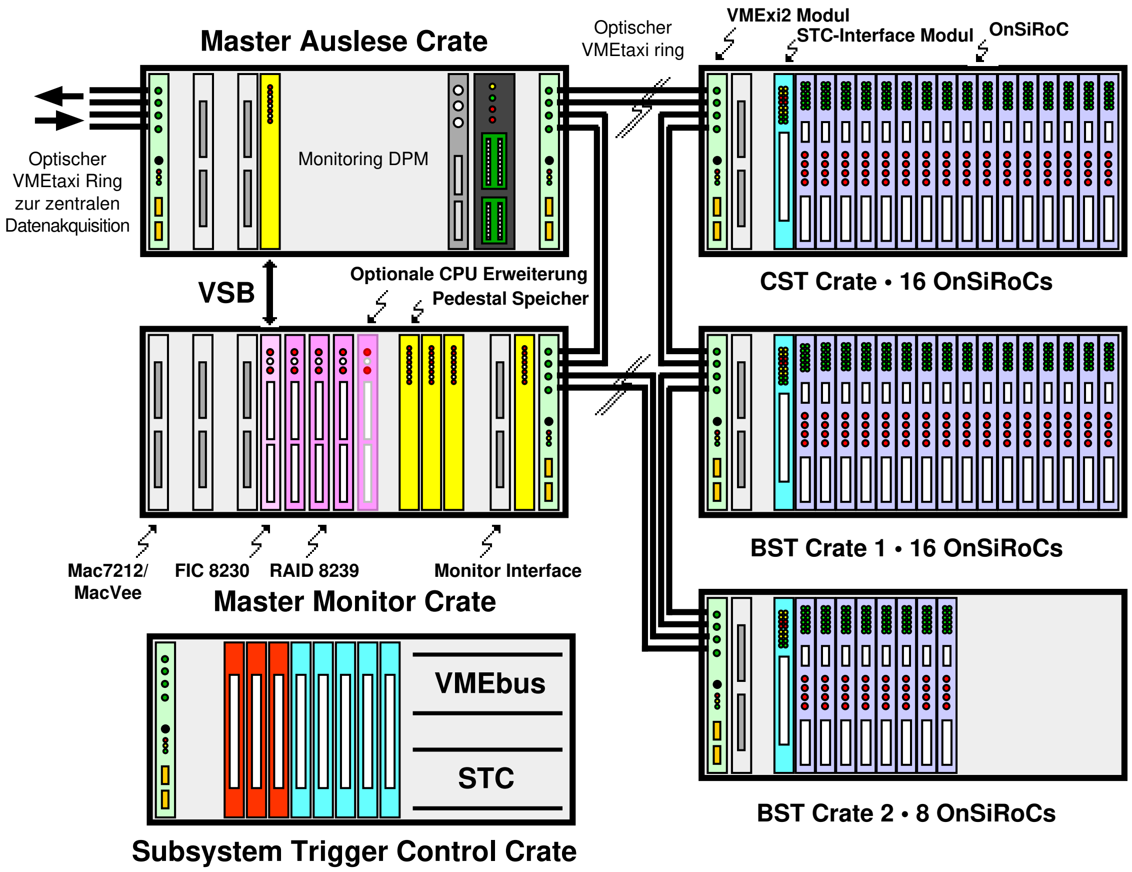


Abbildung 5.9: Datenakquisition der H1-Siliziumstreifendetektoren.

Für die Datenübertragung und zur Kommunikation untereinander über einen Lichtleiterring befindet sich in jedem Crate ein VMExi2-Modul [236, 237]. Die gleiche Technik wird für die Verbindung zwischen dem Master Auslese Crate und der zentralen Datenakquisition verwendet. Die Taximodule enthalten einen 50 MHz 68030 Prozessor und 250 MHz Taxi-Chips, die eine Datentransferrate von bis zu 55 MByte/s ermöglichen. Integrierte Speicherbausteine erlauben eine Zwischenspeicherung von Ereignisdaten, um Datenstaus zu vermeiden. Die Programme für den Datentransfer sind anwendungsspezifisch auf Geschwindigkeit und Effizienz optimiert.

Im Master Auslese Crate befinden sich neben den Taxi-Modulen Prozessor- und Speichermodule. Die Speichermodule enthalten die ladbaren Sequenzerprogramme und die Pedestalwerte für alle Auslesestreifen und APC-Pipelinespeicher. Außerdem werden sie als Zwischenspeicher für die Ereignisdaten verwendet, bevor diese vollständig, oder nach der Analyse im Master Auslese Crate reduziert, an die zentrale Datenakquisition weitergegeben werden. Die Prozessor-Module dienen in erster Linie zur Analyse der ausgelesenen Daten, z.B. zur Schwerpunktbestimmung eines Treffers aus den Amplituden der zugehörigen Streifen. Zudem aktualisieren sie kontinuierlich die Pedestalwerte durch Auslese und Analyse der Rohdatenspeicherinhalte.

Das Master Monitor Crate enthält neben einer Verbindung zu Monitorsystemen Prozessor- und Speichermodule zur Berechnung von Histogrammen und Ereignisbildern. Diese erlauben eine ständige Überprüfung der Datenqualität während der Datennahme.

Die Kommunikation zwischen den OnSiRoC-Crates und dem zentralen Triggersystem erfolgt mittels eines STC-Interface-Moduls [238] pro OnSiRoC-Crate und verschiedenen Modulen im STC-Crate. Die Module im STC-Crate erlauben verschiedene Betriebsmodi einer Detektorkomponente von H1 mit unterschiedlichen Stufen der Unabhängigkeit vom zentralen Triggersystem [101].

Zur Steuerung des Systems dienen drei Macintosh Quadra Computer. Ein Computer steuert die Datenakquisition über das Master Auslese Crate. Der zweite ermöglicht eine Überprüfung der Datenqualität in Form von Histogrammen und Ereignisbildern, während der dritte den Status verschiedener Betriebsparameter überwacht.

Die Daten aller Zweige der H1-Datenakquisition werden mit einer Frequenz von 200 Ereignissen/s und einer durchschnittlichen Größe von 60 kByte/Ereignis über einen Lichtleiterring zu der aus 32 RISC-Prozessoren bestehenden Filterfarm transportiert und dort rekonstruiert. Die Filterfarm ist gleichzeitig die vierte Stufe des zentralen Triggersystems (siehe Abschnitt 3.2.2.5).

Kapitel 6

Untersuchungen und Meßergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messungen am und mit dem OnSiRoC erläutert. Dazu gehören die Messungen am OnSiRoC ohne Frontend-System sowie der Einsatz des OnSiRoCs im Gesamtsystem. Der erste Abschnitt (6.1) beschreibt die Qualität der Digitalisierung und der Pedestalsubtraktion sowie die Effizienz des Trefferdetektors. Im zweiten Teil (6.2) wird dargestellt, wie der OnSiRoC im Laboraufbau und innerhalb des H1-Detektors zum Einsatz gekommen ist. Die Ergebnisse der Messungen werden in Abschnitt 6.3 zusammengefaßt.

6.1 OnSiRoC

Im Verlauf der Entwicklung des OnSiRoCs wurden zahlreiche Funktionalitätsmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse entsprachen in den meisten Fällen den Erwartungen. Bei festgestellten Abweichungen wurde der OnSiRoC entsprechend modifiziert. Es wurden quantitative Messungen zur Bestimmung der Qualität des Analogteils (6.1.1) und der Effizienz des Trefferdetektors durchgeführt (6.1.2).

6.1.1 Analogteil

Bei der Digitalisierung einer analogen Größe in eine Zahl mit endlich vielen Bits entsteht in Folge der begrenzten Auflösung ein systematischer Fehler. Dieser Fehler wird als Quantisierungsfehler bezeichnet. Er beträgt bei AD-Wandlern ± 0.5 LSB und bei DA-Wandlern die entsprechende Spannung $\pm 0.5\ \mathrm{U_{LSB}}$. Reale AD-Wandler und DA-Wandler weisen neben dem unvermeidlichen Quantisierungsfehler noch Offsetfehler b und Verstärkungsfehler a auf. Beide Fehler werden bei der weiteren Verarbeitung der Daten automatisch korrigiert: Der Offsetfehler b addiert sich konstant zu dem Pedestalniveau und wird bei der Datenrekonstruktion zusammen mit diesem von den Rohdaten subtrahiert (siehe Abschnitt 5.4.1.3). Der Verstärkungsfehler a führt zu einer Änderung der Rohdatenamplituden aller Streifen in einem Analogkanal. Dies hat keine Auswirkung auf das Signal/Rausch-Verhältnis und die Ortsrekonstruktion eines Treffers. Ein weiterer Fehler, der nicht automatisch durch die Rekonstruktion berücksichtigt wird, ist die Nichtlinearität. Den Linearitätsfehler eines DA-Wandlers untersucht man, indem man eine Gerade an die Meßpunkte (digitale Amplitude gegen Eingangsspannung) anpaßt. Die maximale Abweichung von dieser Geraden abzüglich des Quantisierungsfehlers stellt die totale Nichtlinearität dar [239]. Eine unkorrigierte Nichtlinearität bedingt systematische Fehler in der Ladungsmessung der Signalstreifen und führt so zu einer Reduktion der Ortsauflösung.

6.1.1.1 Linearität der AD-Wandler

Die Linearität der Digitalisierung des AD-Wandlers AD872 im OnSiRoC wurde mit Hilfe einer Gleichspannungsquelle am Signaleingang eines Analogkanals gemessen. Dazu wurde die Eingangsspannung U_{In} zwischen 50 mV und 900 mV variiert. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 6.1 (a) zu sehen. Eine Geradenanpassung an die Meßpunkte $A_{ADC}(U_{In})$ liefert die Verstärkung a_{ADC} und den Offset b_{ADC} für einen Analogkanal:

$$A_{ADC} = a_{ADC} \cdot LSB_{ADC}/V \cdot U_{In} + b_{ADC} \cdot LSB_{ADC}. \tag{6.1}$$

Aus der Abweichung der einzelnen Meßpunkte von der angepaßten Geraden ΔA_{ADC} (siehe Abbildung 6.1(b)) läßt sich die totale Nichtlinearität der Digitalisierung zu weniger als $\pm$ 0.08% ($\pm$3 LSB) bestimmen. Dies ist verträglich mit der Spezifikation von $\pm$2.5 LSB für den AD-Wandler AD872 [230]. Die Nichtlinearität läßt sich durch einen quadratischen Term in der Funktion $A_{ADC}(U_{In})$ beschreiben. Terme höherer Ordnung sind nicht signifikant.
Die Genauigkeit der Digitalisierung ist größer als die Abweichungen zwischen den verschiedenen Analogkanälen eines OnSiRoCs. Diese hohe Genauigkeit macht eine individuelle Kalibration der eingesetzten AD-Wandler notwendig, wenn mit dem OnSiRoC absolute Spannungen gemessen werden sollen (z.B. zur Temperaturmessung).

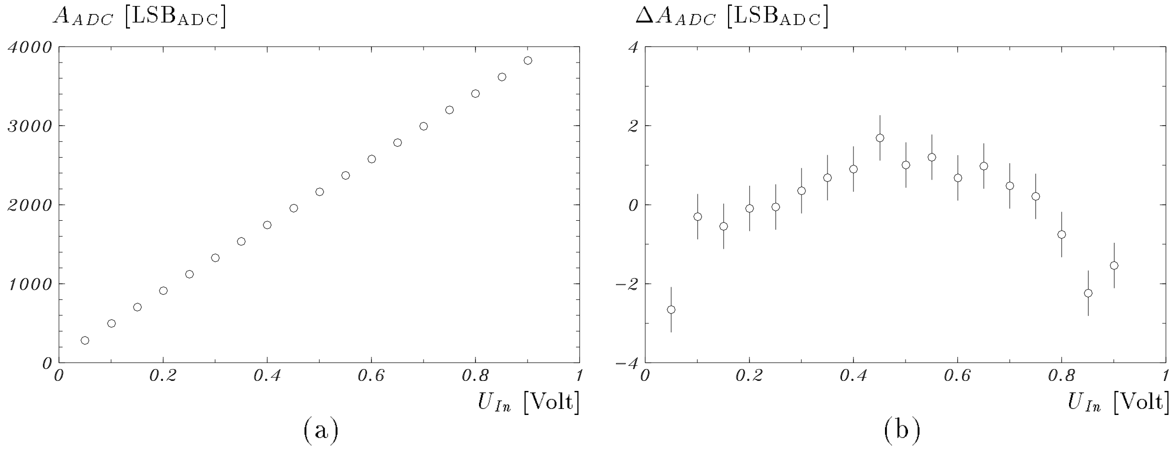


Abbildung 6.1: (a) Linearität und (b) totale Nichtlinearität der im OnSiRoC verwendeten AD-Wandler.

6.1.1.2 Linearität der Pedestalsubtraktion

Zur Bestimmung der Linearität des DA-Wandlers wurde eine Pedestaldatei in den Pedestalspeicher geladen und im Testmodus (siehe Abschnitt 5.4.1.3) auf den Rohdatenspeicher abgebildet. Um systematische Fehler durch die Pedestalwerte zu vermeiden, wurden die Pedestals durch einen Zufallsgenerator über den gesamten dynamischen Bereich gleichverteilt. Eine Geradenanpassung an die Funktion $A_{ADC}(A_{DAC})$ (siehe Abbildung 6.2 (a)) liefert die Verstärkung $a_{DAC/ADC}$ und den Offset $b_{DAC/ADC}$ für das DAC/ADC-System:

$$A_{ADC} = a_{DAC/ADC} \cdot LSB_{ADC}/LSB_{DAC} \cdot A_{DAC} + b_{DAC/ADC} \cdot LSB_{ADC}. \tag{6.2}$$

Die totale Nichtlinearität des DAC/ADC-Systems ergibt sich aus Abbildung 6.2 (b) zu etwa $\pm$0.25% ($\pm$10 LSB$_{ADC}$). Die Nichtlinearität des Gesamtsystems ist die Summe der Nichtlinearitäten von DA-Wandler und AD-Wandler, so daß die totale Nichtlinearität des DA-Wandlers zu ±0.15% (±6 LSB_{ADC}) berechnet wird. Die Nichtlinearität des DAC/ADC-Systems wird durch einen quadratischen Term in der Übertragungsfunktion dominiert.

Im ungünstigsten Fall eines stark asymmetrischen 2-Streifen-Treffers führt die Nichtlinearität des DAC/ADC-Systems zu einem systematischen Fehler in der Ortsrekonstruktion von $\sim 0.1\ \mu$m, so daß keine Korrektur für die Bestimmung der Ortskoordinaten im Siliziumdetektor erforderlich ist.

Der statistische Fehler (Standardabweichung), mit dem ein Wert im Testmodus vom Pedestalspeicher (8 Bit) in den Rohdatenspeicher (12 Bit) übertragen wird, beträgt bei einer Auslesefrequenz von 5.2 MHz 2.7 ± 0.3 LSB_{ADC}. Dies spricht für eine sehr konstante Schrittweite des DA-Wandlers, und der Fehler trägt nicht signifikant zum Rauschen des Detektorauslesesystems bei. Die Verstärkungen und Offsets der Pedestalsubtraktion verschiedener Analogkanäle unterscheiden sich im Rahmen der Spezifikationen: Verstärkung $a_{DAC/ADC} = 14.95 \pm 0.09$, Offset $b_{DAC/ADC} = 89.9 \pm 3.3$. Um die volle Auflösung der Pedestalsubtraktion zu erhalten, muß jedes DAC/ADC-System individuell kalibriert werden.

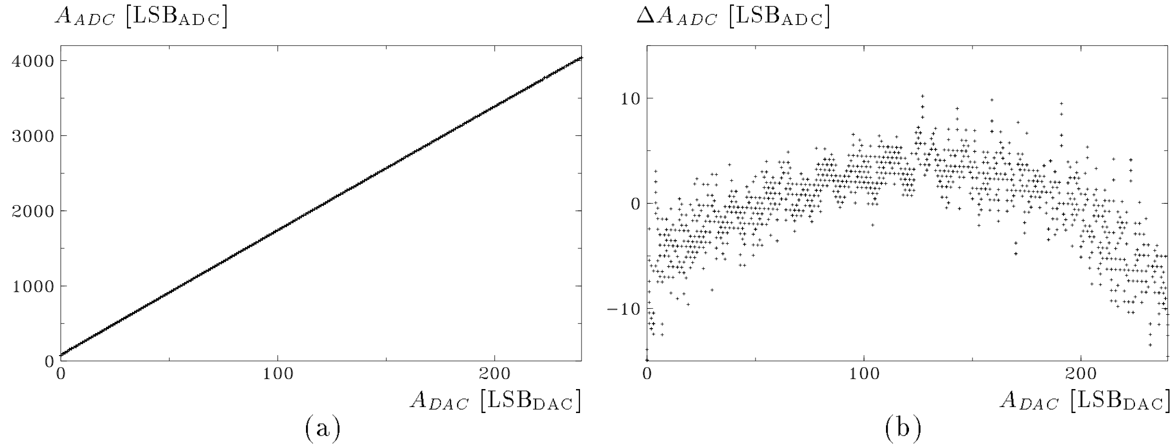


Abbildung 6.2: (a) Linearität und (b) totale Nichtlinearität des DAC/ADC-Systems im Testmodus.

6.1.2 Der Trefferdetektor

Die Funktionalität des Trefferdetektors wurde mit Hilfe des Testweges überprüft (siehe Abschnitt 5.4.1.3). Bei dieser Methode werden simulierte Ereignisse in den Pedestalspeicher geladen. Die Ereignisse bestehen aus einem flachen Untergrund und Treffern mit variabler Breite. Die Pedestalwerte werden in den Rohdatenspeicher getaktet und durchlaufen parallel den Trefferdetektor. Die Adressen und Breiten der gefundenen Treffer werden in den Trefferspeicher geschrieben. Ein Vergleich der Pedestaldaten mit dem Trefferspeicher erlaubt die Bestimmung der Effizienz des Trefferdetektors. Um nicht von der Übertragungsungenauigkeit beeinflußt zu werden, wurde der Amplitudenschwellwert des Trefferdetektors in die Mitte zwischen dem Untergrund (0 LSB_{DAC}) und der deutlich davon abgehobenen Signalhöhe (128 LSB_{DAC}) gelegt.

Bis zu der Designfrequenz von 5.2 MHz wurden stets alle Treffer in Position und Breite eindeutig identifiziert. Selbst bei der doppelten Frequenz arbeiteten die Trefferdetektoren der meisten Analogkanäle fehlerlos. Der Grund dafür, daß sich einige Trefferdetektoren verzählten, liegt darin, daß bei dieser Geschwindigkeit die Spezifikationen einiger Komponenten bereits überschritten sind.

6.2 Detektorauslese

Im Jahr 1995 wurden die ersten Siliziumstreifendetektoren mit dem OnSiRoC ausgelesen. In den folgenden Abschnitten werden Messungen mit den verschiedenen Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors beschrieben (BST-ϕ-Detektoren (6.2.1), BST-r-Detektoren (6.2.2) und CST-Detektoren (6.2.3)).

6.2.1 BST-ϕ-Detektoren

Die erste Inbetriebnahme eines kompletten Auslesesystems, vom Streifendetektor bis zu den vom OnSiRoC aufgezeichneten Rohdaten, fand in einem Laboraufbau statt. Dabei konnten durch Messungen direkt an den Auslesechips (z.B. der Versorgungsspannungen und der Synchronizität der Steuersignale) die Betriebsparameter und Steuerprogramme während des Betriebs optimiert werden. Mit dem optimierten System wurden minimalionisierende Teilchen durch ϕ-Streifendetektoren für den BST nachgewiesen und dynamische Parameter dieser Detektoren bestimmt.

6.2.1.1 Aufbau

Das System (siehe Abbildung 6.3) zur Aufzeichnung von Teilchendurchgängen in Silizium besteht aus folgenden Komponenten:

- einer Strontium-Quelle (^{90}Sr, $E_{e^-} = 2.28$ MeV) mit einer Aktivität von 4.1 MBq,
- einem 300 μm dicker Siliziumstreifendetektor mit 384 Auslesestreifen,
- einem Hybrid, bestückt mit 3 APCs, einem Decoder Chip und einem Verstärker,
- einem Adapter, als Zwischenstück zwischen den Kabeln vom OnSiRoC und den Kaptonkabeln vom Hybrid und zur Einspeisung von Kalibrationspulsen und zusätzlichen Versorgungsspannungen,
- einem OnSiRoC mit Datenakquisition,
- einem Triggersystem, bestehend aus NIM-Elektronikmodulen und einem Pulsgenerator.

Als Streifendetektor wurde ein Detektor (SSD-ϕ-14) aus einer Vorserie von zehn ϕ-Detektoren für den BST verwendet. Die Detektoren sind in Abschnitt 3.3.2.2 beschrieben. Bei allen Detektoren der Vorserie wurden Leckströme und Verarmungsspannungen vor dem Kleben und Bonden gemessen [106]. Der Leckstrom betrug für den verwendeten Detektor $I_{Leck} = 0.5\ \mu$A bei einer Temperatur von $T = 23°$ C und einer Sperrspannung von $U_{Sperr} = 70$ V. Die Verarmungsspannung des Detektors beträgt $V_{Depl.} \approx 50$ V. Nach dem Bonden erhöhte sich der Wert für den Leckstrom auf $I_{Leck} = 2.2\ \mu$A bei gleichen Betriebsparametern.
Um die ϕ-Detektoren auslesen zu können, wurde ein Keramikhybrid entwickelt, der an die geometrischen Dimensionen der Detektoren angepaßt ist. Der Hybrid bietet Platz für drei APCs, die gegenüber den Bondflächen auf dem Detektor sitzen. Die APCs erhalten ihre Steuersignale vom OnSiRoC über den Decoder Chip. Um die analogen Signale vom APC über 30 m Kabel zum OnSiRoC zu bringen, befindet sich ein schneller Video-Verstärker CLC412 [240] als Leitungstreiber auf dem Hybrid. Alle Versorgungsspannungen und Steuersignale werden über zwei *ZIF*-Stecker[1] für 20-polige Kaptonkabel vom Adapter auf den Hybrid gebracht. Zusätzlich befinden sich noch einige passive SMD-Bauteile auf dem Hybrid (Widerstände und Dämpfungskapazitäten).

[1] *Zero Insertion Force*

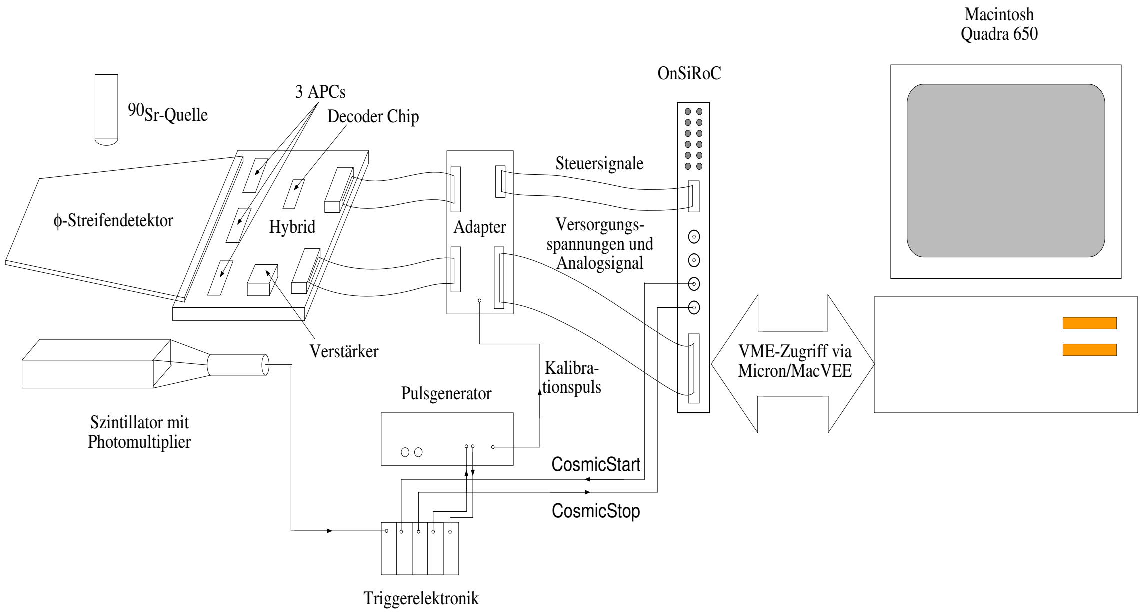


Abbildung 6.3: Laboraufbau zur Detektion von 2.28 MeV Elektronen einer ^{90}Sr-Quelle mit einem Siliziumstreifendetektor.

Mit dem Adapter werden die Steuersignale und Versorgungsspannungen vom OnSiRoC auf die entsprechenden Leitungen der Kaptonkabel gebracht. Weiterhin werden von externen Spannungsquellen eine zusätzliche Versorgungsspannung $-V_{Dig} = -5$ V für den Video-Verstärker und die Referenzspannung A_{Ref} für den APC-Ausgang auf den Hybrid gebracht. Ein externer Anschluß für Kalibrationspulse ermöglicht es dem Triggersystem, Pulse an den Kalibrationspulseingang der APCs zu legen. Die Stromquelle für die APC-Vorverstärker wird durch einen niederohmigen Spannungsteiler aus der Versorgungsspannung V_{Ana} des OnSiRoCs realisiert.

Das Triggersystem (siehe Abbildung 6.4) übernimmt im Laboraufbau die Aufgaben des H1-Triggersystems. Es besteht aus einem Szintillator mit Photomultiplier und anschließendem Diskriminator, einem RS-Flip-Flop aus NIM-Elektronikmodulen und einem Pulsgenerator HP4042A [241]. Als Reaktion auf ein Elektron der ^{90}Sr-Quelle im Szintillator erzeugt das Triggersystem ein Triggersignal mit einer einstellbaren Verzögerung. Die Verzögerung entspricht der Entscheidungszeit der ersten Triggerstufe bei H1 (L1KEEP). Die Aufgabe des RS-Flip-Flops (PipelineActive) besteht in der Blockierung eines zweiten Triggersignals, solange der OnSiRoC mit der Frontend-Auslese beschäftigt ist. Bei Kalibrationsmessungen erzeugt das Triggersystem den Kalibrationspuls für die APCs. Zur Kommunikation zwischen dem OnSiRoC und dem Triggersystem während der Datennahme werden die CosmicStart/Stop-Stecker auf der OnSiRoC-Frontplatte verwendet (siehe Abschnitt 5.4.2.2 und Anhang A.2.2).

Die Ansteuerung des OnSiRoCs über den VME-Bus erfolgt durch einen Macintosh Quadra 650 über eine Micron/MacVee-Schnittstelle. Für die Speicherung der ausgelesenen Daten zur späteren Analyse ist eine externe 500 MB Festplatte vorhanden. Die Speicherkapazität entspricht 32k Ereignissen bei Auslese des gesamten OnSiRoC-Rohdatenspeichers.

Die Software für den Betrieb des Datennahme-Systems besteht aus den Programmen `OSCA` [228], `SiTest` [242], `Zaradann` [243] und `SiRun` [244]. Das Programm `OSCA` wird verwendet, um die binären Sequenzer-Programme zu erzeugen. `SiTest` erlaubt ein Ansteuern der VME-Adressen eines selektierten OnSiRoCs über seine Moduladresse und das Laden und Auslesen der OnSiRoC-Speicher (Sequenzer, Rohdaten, Pedestals, usw.) aus bzw. in Dateien. `Zaradann`

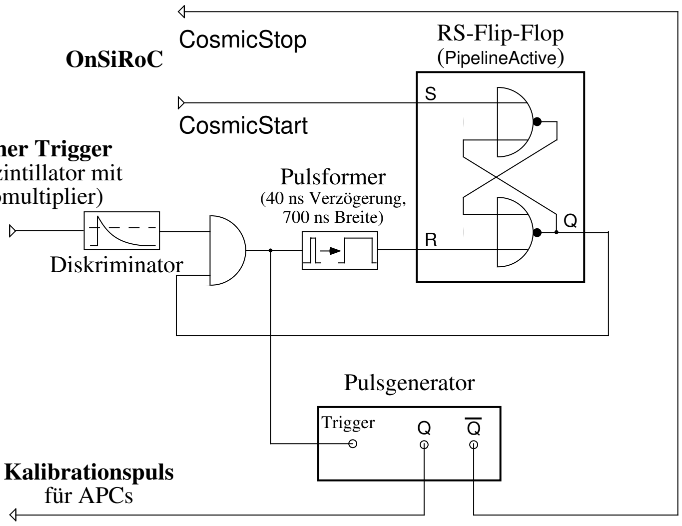


Abbildung 6.4: Schaltung der Triggerelektronik.

ist ein Programm zur sequentiellen Ausführung von VME-Befehlen. Es wird im wesentlichen für die Initialisierung des OnSiRoCs (z.B. Sequenzer-Startadressen schreiben, Spannungsversorgungen einstellen) verwendet. Das Programm `SiRun` führt die eigentliche Datennahme durch. Es startet die APC-Pipeline, initialisiert das Triggersystem und speichert nach erfolgter Frontend-Auslese die Daten vom OnSiRoC auf der Festplatte.

Die Aufzeichnung der Detektordaten mit dem OnSiRoC und dem Triggersystem unter der Kontrolle von `SiRun` verläuft folgendermaßen: Zuerst wird der OnSiRoC initialisiert und der Sequenzer- und der Pedestalspeicher geladen. Danach beginnt die eigentliche Datennahme durch das Starten von `SiRun`. Das Programm sendet ein FCLR-Signal (VME) an den OnSiRoC, der darauf mit dem Start des Sequenzer-Programms an Startadresse 1 zur Initialisierung der APCs und zum Einlesen der Detektordaten in die Pipelinespeicher reagiert. Nach einigen Mikrosekunden[2] sendet `SiRun` einen CosmicStart-Puls, welcher der Trigger-Elektronik durch Setzen des PipelineActive-Flip-Flops mitteilt, daß ab jetzt ein Ereignis zum Auslesen akzeptiert wird. Von diesem Zeitpunkt an wartet der OnSiRoC auf ein Ereignis, d.h. einen CosmicStop-Puls am entsprechenden LEMO-Eingang. Bis dahin speichern die APCs die Detektordaten alle 96 ns in die Pipelinespeicher. Ein externes Triggersignal setzt den PipelineActive-Flip-Flop zurück und erzeugt einen durch den Pulsgenerator um eine einstellbare Zeitspanne verzögerten CosmicStop-Puls am OnSiRoC. Der CosmicStop-Puls läßt den Sequenzer an Startadresse 2 die APC-Auslese starten. Nach Beendigung der Auslese setzt der Sequenzer das IRON-Bit im OnSiRoC-Statusregister. `SiRun` überprüft ab dem CosmicStart-Puls ständig dieses Bit und beginnt im positiven Fall mit der Auslese der OnSiRoC-Daten. Dabei kann es sich je nach Voreinstellung um Rohdaten, Treffer oder Treffer mit benachbarten Streifen[3] handeln. Nachdem die Daten auf der Festplatte gespeichert sind, beginnt der Zyklus von neuem. Die Daten werden mit einer maximalen Frequenz von 20 – 30 Ereignissen/s aufgezeichnet. Die Frequenz wird durch das Schreiben der Daten auf die Festplatte limitiert.

[2] Es muß gewährleistet sein, daß sich die APCs nicht mehr in der Initialisierungsphase befinden.

[3] Aus den Streifen in der Umgebung des Treffers kann der Common Mode-Untergrund berechnet werden, ohne den gesamten Rohdatenspeicher auszulesen.

6.2.1.2 Kalibrationspulse

Funktionalitätstests des Auslesesystems erfolgten mit Hilfe von Kalibrationspulsen. Dabei ging es vor allem um die optimale Synchronisation zwischen dem Triggersignal und den Subtraktionsspeichern des Pipeline-Schieberegisters, so daß für alle 32 Pipelinespeicher das Signal mit maximaler Amplitude ausgelesen wird.
Die Kapazitäten der Koppelkondensatoren für die Kalibrationspulse auf dem APC steigen innerhalb von vier Auslesestreifen äquidistant von 40 fF auf 160 fF an [245]. Dieses Muster wiederholt sich pro APC 32 mal. Dadurch ergibt sich am Ausgang des APCs bei der seriellen Auslese eine charakteristische Stufenfunktion (siehe Abbildung 6.5 (a)). Durch Variation der Subtraktionsspeicher kann die Pulsform hinter dem APC-Vorverstärker mit einer Schrittweite von 96 ns abgetastet werden (siehe Abbildung 6.5 (b)). Mit dieser Methode wurden die für die Subtraktion optimalen Pipelinespeicher bestimmt. Aus der Größe der Kalibrationspulse am OnSiRoC-Eingang und den Kapazitäten der Koppelkondensatoren wird das wahrscheinlichste Signal für ein minimalionisierendes Teilchen auf 400 ± 200 $\mathrm{LSB_{ADC}}$ abgeschätzt[4].

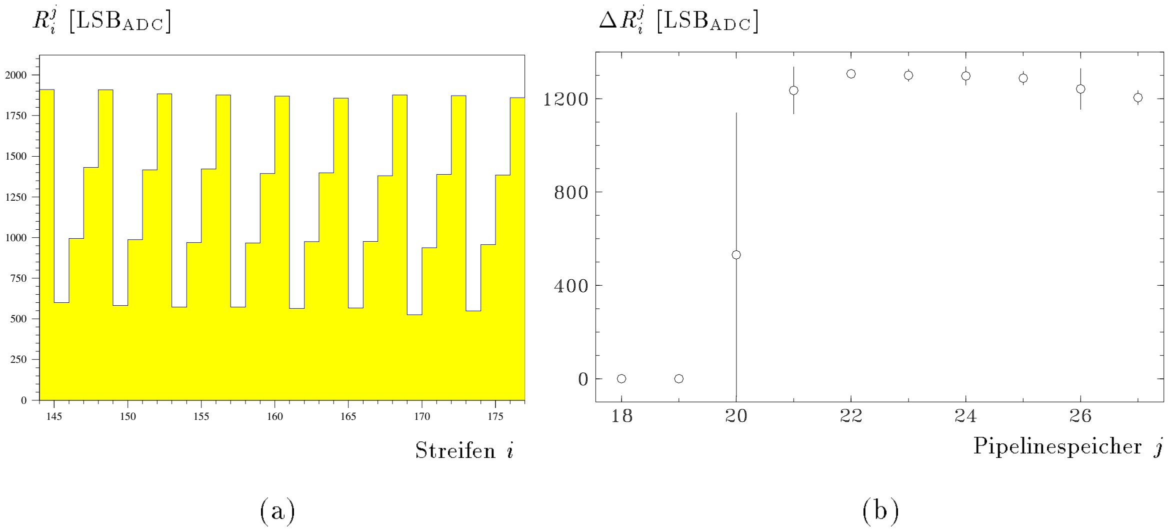


Abbildung 6.5: (a) Typisches Muster der APC-Signalamplituden bei der Einkopplung von Kalibrationspulsen. (b) Durch Variation der Subtraktionsspeicher ermittelte Pulsform hinter dem APC-Vorverstärker. Der Kalibrationspuls wurde zwischen den Pipelinespeichern 19 und 20 eingekoppelt.

6.2.1.3 β-Strahler

Mit dem in Abschnitt 6.2.1.1 beschriebenen Aufbau wurden mehrere Datensätze bei verschiedenen Betriebsparametern aufgezeichnet. Die Datensätze Nr. 716 und Nr. 717 wurden unter Bedingungen genommen, die den Bedingungen im H1-Detektor angepaßt waren: die Pipeline-Frequenz betrug 10.4 MHz und die APC-Auslesefrequenz 1.6 MHz. Die Daten wurden bei einer Temperatur von 23°C aufgezeichnet. Der Leckstrom des Streifendetektors betrug 2.2 μA bei einer Sperrspannung von 70 V. Bei dem Datensatz Nr. 716 wurden die Signale des unbestrahlten Detektors aufgenommen, während sich bei Nr. 717 der Detektor zwischen der ^{90}Sr-Quelle und dem Szintillator befand. Beide Datensätze enthalten die Rohdaten von

[4] Die größte Ungenauigkeit dieser Abschätzung liegt in der Präzision, mit der Kapazitäten dieser Größe hergestellt werden können ($\sim 50\%$) [246]. Umgekehrt können die Kapazitäten durch Messen der wahrscheinlichsten Ladungsdeposition eines minimalionisierenden Teilchens bestimmt werden.

10000 Ereignissen. Um Aussagen über die Detektor- und Signaleigenschaften, wie z.B. Signal/Rausch-Verhältnis, Trefferbreiten usw. machen zu können, wird Datensatz der Nr. 716 als Untergrund-Datensatz verwendet.
Die Rohdatenamplitude R_i^j (Streifen $i = 1-384$, Ereignis j) eines einzelnen Auslesestreifens setzt sich aus seinem individuellen Pedestal P_i, dem ereignisabhängigen Common-Mode C^j, dem statistischen Rauschuntergrund N_i^j und der, durch ionisierende Elektronen, verursachten Signalamplitude S_i^j zusammen:

$$R_i^j = P_i + C^j + N_i^j + S_i^j \tag{6.3}$$

Um die Signale vom Untergrund zu separieren, wird der systematische Untergrundanteil (P_i, C^j) aus den Daten bestimmt und von den Rohdaten subtrahiert. Die Treffersuche wird dann auf die untergrundunterdrückten Rohdaten angewendet.

Die Pedestals P_i und ihre Standardabweichungen $\sigma_{P,i}$: Zu Beginn der Untersuchung wurden Startwerte der Pedestals P_i^0 und ihrer Standardabweichungen $\sigma_{P,i}^0$ berechnet. Diese wurden anschließend mit jedem Ereignis aktualisiert. Die Startwerte für die Streifenpedestals P_i^0 wurden aus den ersten 1000 Ereignissen bestimmt, die über die 32 Pipelinespeicher statistisch gleichverteilt sind. Aus den ≈ 30 Messungen pro Pipelinespeicher wurde jeweils der Median der Rohdaten berechnet. Dieses Verfahren reduziert im Gegensatz zur Mittelwertbildung den verfälschenden Einfluß von Treffern in den betreffenden Streifen. Anschließend wurden die Startwerte der Standardabweichungen $\sigma_{P,i}^0$ der Streifenpedestals aus den gleichen Ereignissen bestimmt. Zu diesem Zweck wurde bereits der ungewichtete Mittelwert aller pedestalsubtrahierten Einträge eines APCs als Common Mode (wie in Gleichung 6.5, mit identischen $\sigma_{P,i}$) von den Rohdaten subtrahiert. Die berechneten Standardabweichungen entsprechen dem normalverteilten Rauschuntergrund. Um auf zeitliche Veränderungen der Betriebsparameter (z.B. Spannungsdrift, Temperaturschwankungen) reagieren zu können, wurden die Werte $\sigma_{P,i}^j$ und P_i^j mit jedem Ereignis aktualisiert (siehe Gleichung 6.4). Dabei wurden die Aktualisierungsgewichte $g_P = 0.2$ und $g_{\sigma_P} = 0.05$ gewählt. Streifen, die einen identifizierten Treffer enthalten oder sich in der Nähe ($\pm$ 3 Streifen) eines Treffers befinden, werden für das entsprechende Ereignis nicht aktualisiert.

$$P_i^j = (1-g_P)\cdot P_i^{j-1} + g_P \cdot (R_i^j - C^j)$$

$$\sigma_{P,i}^j = \sqrt{(1-g_{\sigma_P})\cdot\left(\sigma_{P,i}^{j-1}\right)^2 + g_{\sigma_P}\cdot\left(R_i^j - C^j - P_i^j\right)^2} \tag{6.4}$$

In den Abbildungen 6.6 (a) und (b) sind die Pedestals P_i und ihre Standardabweichungen $\sigma_{P,i}$ eines exemplarischen Pipelinespeichers (Speicher 24) gezeigt. Bei den Pedestalwerten sind die Grenzen der Auslesechips bei den Streifen 128 und 256 zu erkennen. Einige Streifen zeigen wesentlich höhere Werte als ihre Nachbarn, was aber nicht zwangsläufig in einem erhöhten Rauschen resultiert. Die Streifen 0 – 15 zeigen ein erhöhtes Rauschen, das durch Einschwingvorgänge des APC/Verstärker-Systems bedingt ist. Bei langsamerer Auslese sind entsprechend weniger Streifen betroffen. Die Überhöhung der Pedestals bei den Streifen 20 – 80 gegenüber einem linearen Verhalten als Funktion der Streifenzahl ist auf einen lokalen Effekt auf dem Hybrid zurückzuführen, der auch bei APCs auf Hybriden ohne Streifendetektor beobachtet wird.

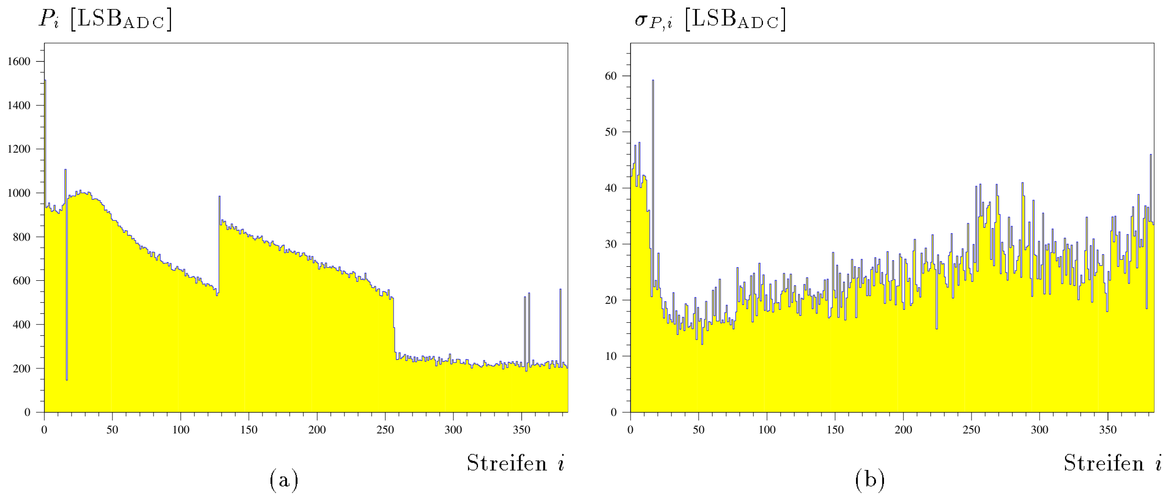


Abbildung 6.6: (a) Pedestalwerte P_i und (b) deren Standardabweichungen $\sigma_{P,i}$ der Auslesestreifen $i = 1-384$ des Siliziumstreifendetektors SSD-ϕ-14 (Pipelinespeicher 24).

Der Common Mode C^j: Der Mittelwert, der mit $1/\sigma^2_{P,i}$-gewichteten, pedestalsubtrahierten Rohdaten, bildet den Common Mode C^j eines Auslesechips:

$$C^j = \frac{\sum_{i=1}^{128} \left(R_i^j - P_i\right) \sigma_{P,i}^{-2}}{\sum_{i=1}^{128} \sigma_{P,i}^{-2}} \tag{6.5}$$

Der Common Mode des ersten APCs in der seriellen Auslese ist für die ersten 2000 Ereignisse in Abbildung 6.7 (a) als Funktion der Ereignisnummer dargestellt. In Abbildung 6.7 (b) ist der Common Mode dieser Ereignisse histogrammiert. Mit einer Standardabweichung von ~ 70 LSB$_{\mathrm{ADC}}$ liegt er in der Größenordnung von 2 – 3 Pedestalstandardabweichungen. Die Verteilung ist asymmetrisch mit Ausläufern zu niedrigen Werten. Der Einfluß des Common Mode wird in Abbildung 6.8 deutlich. Hier sind die pedestalsubtrahierten Rohdaten zweier benachbarter Auslesestreifen gegeneinander aufgetragen. Die noch nicht auf den Common Mode korrigierten Daten (Abbildung 6.8 (a)) weisen im Gegensatz zu den korrigierten (Abbildung 6.8 (b)) eine starke Korrelation auf. Vor der Common Mode-Korrektur beträgt der Korrelationskoeffizient für die Amplituden der beiden Streifen $\rho_{i,i+1} = 0.76$ und nach der Korrektur $\rho_{i,i+1} = -0.03$.

Datensatzsubtraktion: Siliziumstreifendetektoren haben im allgemeinen ein geringes Verhältnis von Treffern pro Ereignis zur Anzahl ihrer Auslesestreifen. Dies führt bei einem moderaten Signal/Rausch-Verhältnis von 10:1 – 15:1 dazu, daß statistisch immer Pedestalfluktuationen als Treffer fehlidentifiziert werden, sofern die Schwelle, ab der ein Treffer akzeptiert wird, nicht zu einer starken Reduktion der Effizienz führt. Um Treffer eindeutig zu verifizieren, bedarf es externer Spurendetektoren, die jedoch im Laboraufbau nicht zur Verfügung standen. Die Aussagen über die Treffereigenschaften sind daher statistischer Natur.
Die Datensätze Nr. 716 und Nr. 717 wurden unter denselben äußeren Bedingungen aufgezeichnet (Temperatur, Auslese- und Datennahmefrequenz, usw.). Der einzige Unterschied zwischen den Datensätzen ist, daß bei Nr. 716 keine Elektronen Ladung im Detektor de-

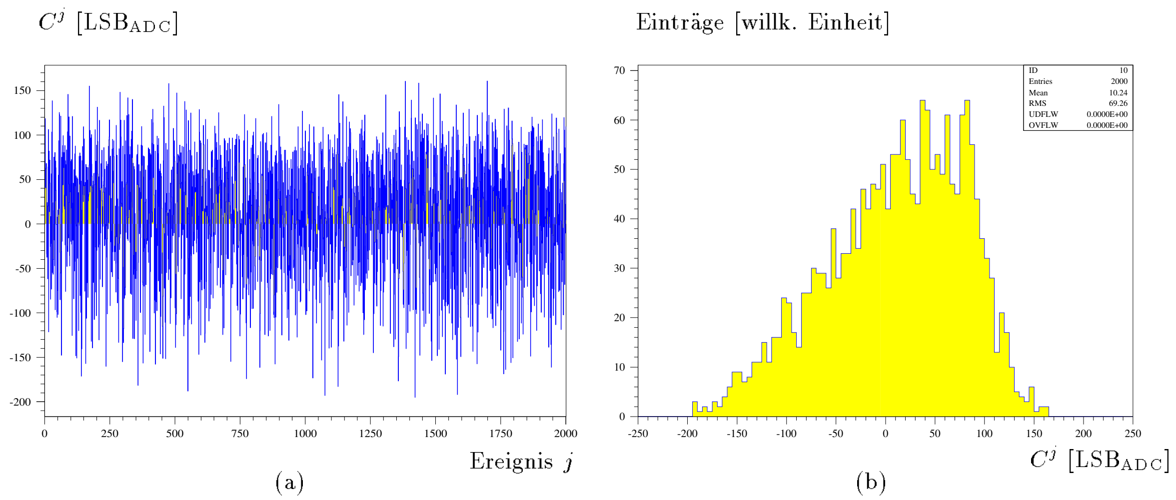


Abbildung 6.7: (a) Common Mode als Funktion der Ereignisnummer. (b) Common Mode-Verteilung.

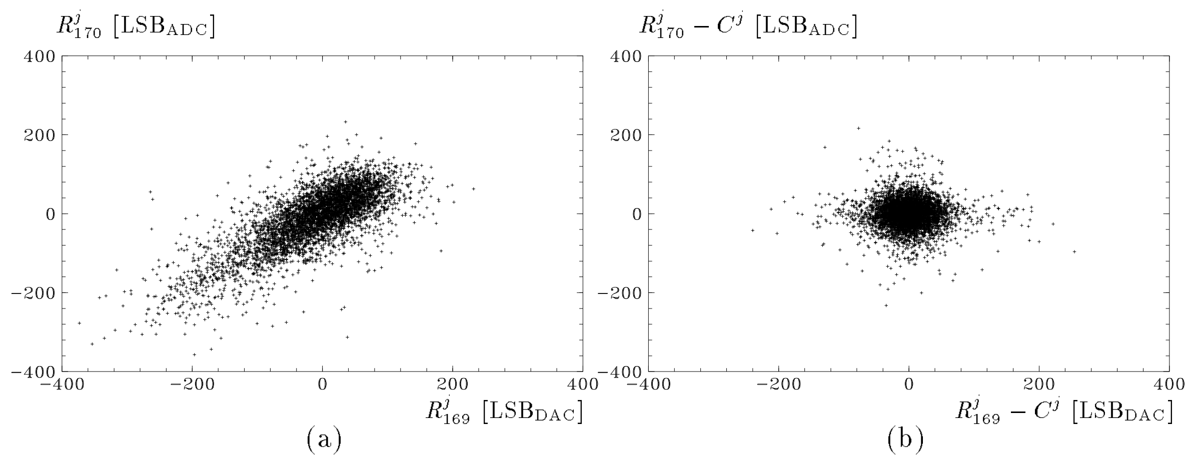


Abbildung 6.8: Auswirkungen des Common Mode C^j auf die Rohdatenamplitude R^j: Rohdatenamplitude R^j zweier benachbarter Streifen (a) vor und (b) nach Subtraktion des Common Mode C^j.

ponierten, während bei Nr. 717 die Elektronen, die den Detektor durchquerten, auch die Auslese initiierten. Der Datensatz Nr. 717 enthält demnach zu den in beiden Datensätzen fehlidentifizierten Treffern auch die Signalpulse der Elektronen. Eine binweise Subtraktion in den Histogrammen der Treffereigenschaften liefert die Eigenschaften der Signalpulse.

Bestimmung der wahrscheinlichsten Trefferbreite: Aufgrund der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Mechanismen verteilt sich die deponierte Ladung eines ionisierenden Teilchens auf unterschiedlich viele Auslesestreifen. Die Effizienz eines Algorithmus zur Treffersuche hängt von der Trefferbreite ab (siehe Abschnitt 4.3.4.1). Aus diesem Grund wird vor der Suche nach Treffern die wahrscheinlichste Trefferbreite bestimmt.
Die geometrischen Größen, welche die Trefferbreite bestimmen, sind vor allem die Einfallswinkel der ionisierenden Teilchen. Einfallswinkel der Elektronen zur Detektorebene $\theta \neq 0$ und $\phi \neq 0$ führen zu einer Vergrößerung der Trefferbreite[5]. Die Trefferbreite wächst im Mittel proportional mit $1/\cos\theta$. Der Effekt des Winkels ϕ ist wesentlich geringer. Durch die verlängerte Strecke im Silizium steigt die Wahrscheinlichkeit, δ-Elektronen zu emittieren. Diese führen zu einer Verbreiterung des Treffers. Um einen hinreichend senkrechten Polarwinkel θ zu gewährleisten, wurden zur Bestimmung der Trefferbreite und für Effizienzberechnungen nur die Streifen 130 – 200 verwendet. Diese Streifen liegen direkt zwischen dem Szintillator und der β-Quelle. Dadurch wird der Polarwinkel auf $(\Delta\theta)_{max} = \pm 13.5°$ ($1/\cos(\Delta\theta)_{max} = 1.03$) beschränkt. ϕ wird durch die effektive Detektorfläche auf den Bereich $-59.7° < \phi < 44.7°$ eingeschränkt. Auf den Effekt der δ-Elektron-Erzeugung wird bei der Bestimmung des Signal/Rausch-Verhältnisses für senkrechten Einfall korrigiert. Die Trefferbreite hängt zudem vom Ort des Teilchendurchgangs auf dem Detektor ab. Die ϕ-Detektoren haben einen radiusabhängigen Streifenabstand. Dies führt bei schnellen Signalpulsen zu einer radiusabhängigen kapazitiven Kopplung zu den Nachbarstreifen. Die ermittelte Trefferbreite bezieht sich also auf den senkrechten Einfall bezüglich θ, einem mittleren Winkel von $|\overline{\phi}| = 26.1°$ und einem mittleren Streifenabstand von 97.5 μm.
Zur Bestimmung der wahrscheinlichsten Trefferbreite wurde die Effizienz des Treffersuch-Algorithmus als Funktion der Fensterbreite w bestimmt. Ein Treffer wird akzeptiert, wenn der Quotient aus Ladungssumme der zum Treffer gehörigen Streifen Q_w und quadratischem Mittel der Pedestalstandardabweichungen $\sqrt{<\sigma_w^2>}$ die Schwelle T_1 überschreitet. Zur Bestimmung der Trefferbreite wurde die Schwelle mit $T_1 = 8$ gewählt. Daraus ergibt sich das Kriterium, ab dem ein Treffer im Streifen i akzeptiert wird:

$$\frac{Q_w}{\sqrt{<\sigma_w^2>}} = \frac{\sum_{k=0}^{w-1}\left(R_{i+k}^j - C^j - P_{i+k}\right)}{\sqrt{\frac{1}{w}\sum_{k=0}^{w-1}\sigma_{P,i+k}^2}} > T_1 = 8 \tag{6.6}$$

Die Schwelle $T_1 = 8$ ist niedrig genug, um nicht in die Landau-Verteilung zu schneiden (siehe Abbildung 6.10 (a)), was dazu führen würde, daß das Ergebnis durch den hochenergetischen Ausläufer der Landau-Verteilung dominiert wird. Andererseits führt eine Verringerung der Schwelle auf $T_1 = 6$ noch zu einer Erhöhung der gefundenen Treffer um $16.5 \pm 3.9\%$. Die räumliche Verteilung der zusätzlichen Treffer ist jedoch flach und zeigt kein Maximum in der Region des Szintillators, wie die übrigen Treffer (siehe Abbildung 6.10 (b)). Diese Treffer haben also keinen Trigger ausgelöst. Die Ursache für diesen Untergrund ist die hohe Aktivität der Strontiumquelle. Die Ladungen von Treffern in der Analog-Pipeline aus vorherigen

[5] Die hier verwendeten Winkel θ und ϕ sind lokale Winkel bezüglich des Siliziumstreifendetektors. Ihre Orientierung wird in Abschnitt 4.3.4.2 erklärt. Die Winkel sind **nicht** identisch mit den gleichnamigen Winkeln im H1-Koordinatensystem.

Ereignissen sind wegen der Entladungszeit des Vorverstärkers noch nicht vollständig gelöscht und erzeugen so räumlich flach verteilte Treffer mit niedriger Ladung. Hinzu kommen nicht mit dem Trigger korrelierte Signale von Elektronen, die von der Aluminiumabschirmung in Detektorrichtung gestreut werden.
Bei der Bestimmung der Breite eines gefundenen Treffers w_{Hit} bildet der Streifen innerhalb des Fensters mit dem höchsten Signal/Rausch-Verhältnis den Trefferkeim. Ausgehend von diesem Streifen werden alle benachbarten Streifen mit einer Ladung $(R_i^j - C^j - P_i)/\sigma_{P,i} > T_2 = 2$ als zu dem Treffer gehörig betrachtet. Die in den ersten 5000 Ereignissen gefundenen Treffer sind mit den entsprechenden Fensterbreiten in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die meisten Treffer werden bei einer Fensterbreite $w = 2$ gefunden. Bei Fensterbreiten von 1 und 2 Streifen werden am häufigsten 2-Streifen-Treffer gefunden. Daraus ergibt sich eine wahrscheinlichste Trefferbreite von 2 Streifen. Auf die Breite $w = 2$ wird auch das Trefferfenster für den verwendeten Treffersuch-Algorithmus festgelegt.

w	1-Streifen-Treffer	2-Streifen-Treffer	3-Streifen-Treffer	>3-Streifen-Treffer	alle Treffer	fehlid. Treffer/Ereignis/384 Streifen
1	466±29	507±23	253±16	287±17	1503±44	$(41.2\pm2.9)\cdot10^{-3}$
2	265±21	786±32	360±19	348±19	1759±47	$(44.4\pm3.0)\cdot10^{-3}$
3	127±16	374±21	384±21	359±19	1244±39	$(25.4\pm2.3)\cdot10^{-3}$
4	50±13	152±15	173±15	350±19	725±31	$(25.4\pm2.3)\cdot10^{-3}$
5	59± 9	69± 9	81± 9	249±16	458±22	$(3.6\pm0.8)\cdot10^{-3}$

Tabelle 6.1: Effizienz der Trefferdetektion für Trefferfenster mit unterschiedlicher Breite w.

Treffereigenschaften: Mit einer Fensterbreite von 2 Streifen und einer Schwelle zur Akzeptanz eines Treffers von $T_1 = 8$ wurden die Ereignisse im Bereich zwischen den Streifen 130 und 200 auf Treffer untersucht. Wiederum ergibt sich die Breite des Treffers w_{Hit} aus den Nachbarstreifen des Trefferkeims, für die $(R_i^j - C^j - P_i)/\sigma_{P,i} > T_2 = 2$ gilt. Das Signal eines Treffers Q_{Hit} berechnet sich als Summe der Signale aller zum Treffer gehörigen Streifen:

$$Q_{Hit} = \sum_{w_{Hit}} (R_{i+k}^j - P_{i+k} - C^j) \tag{6.7}$$

Das Rauschen des Treffers N_{Hit} ist das quadratische Mittel der Standardabweichungen dieser Streifen:

$$N_{Hit} = \sqrt{\frac{1}{w_{Hit}} \sum_{w_{Hit}} \sigma_{P,i}^2} \tag{6.8}$$

Ein Ereignis mit einem potentiellen 1-Streifen-Treffer mit einem Signal/Rausch-Verhältnis von $(S/N)_{Hit} = Q_{Hit}/N_{Hit} \sim 13{:}1$ ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Der Treffer ist in den Rohdaten schon deutlich zu erkennen, obwohl diese im wesentlichen durch die Pedestals dominiert sind (siehe Abbildung 6.9 (a)). Nach Subtraktion der Pedestals und des Common Mode (20.2 ± 2.2 LSB$_{\mathrm{ADC}}$) und einer Division durch $\sigma_{P,i}$ hebt sich der Treffer deutlich von dem normalverteilten Untergrund mit dem Mittelwert null und der Breite eins ab (siehe Abbildung 6.9 (b)).
Die Ladungsverteilung aller gefundenen Treffer hat ihr Maximum bei 330 ± 40 LSB$_{\mathrm{ADC}}$ mit einem FWHM-Wert[6] von 266 ± 40 LSB$_{\mathrm{ADC}}$. Der Mittelwert beträgt 655 ± 3 LSB$_{\mathrm{ADC}}$. Dividiert man die Ladung der Treffer Q_{Hit} durch das über die zum Treffer gehörigen Streifen gemittelte

[6] *Full Width Half Maximum*

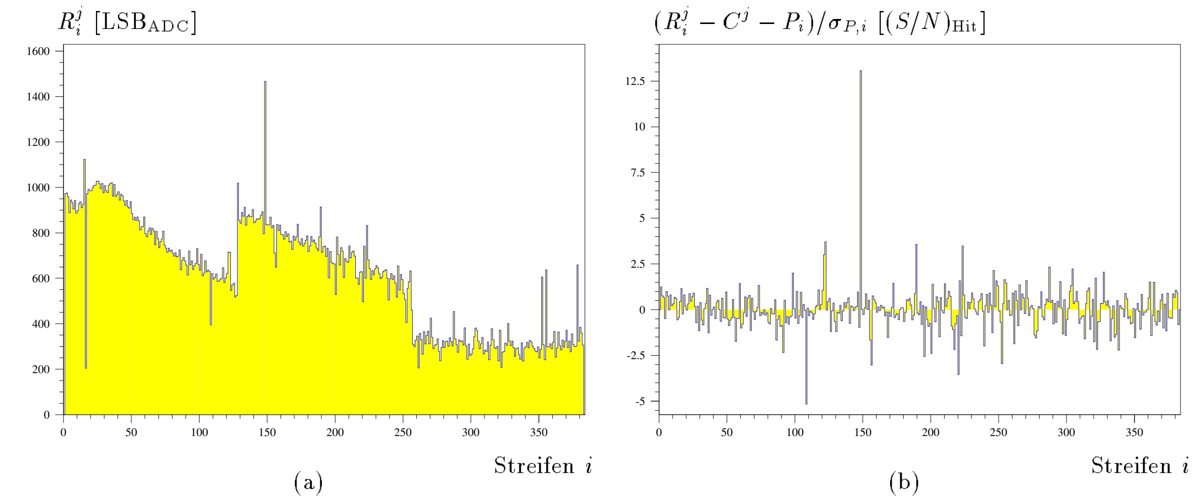


Abbildung 6.9: (a) Rohdaten und (b) Pedestal- und Common Mode-subtrahierte Werte dividiert durch $\sigma_{P,i}$ (Datensatz Nr. 717, Ereignis 209). Ein Kandidat für einen 1-Streifen-Treffer befindet sich bei dem Streifen 149.

Rauschen N_{Hit}, so erhält man die Signal/Rausch-Verteilung in Abbildung 6.10 (a). Aus dem wahrscheinlichsten Energieverlust folgt mit einer mittleren Standardabweichung der Pedestals von $\sigma_P = 23.5 \pm 2.8$ LSB$_{\mathrm{ADC}}$ ein Signal/Rausch-Verhältnis von $S/N \sim (14.0 \pm 1.7)$:1 mit einer Breite von $\Delta_{S/N,FWHM} = 12.0 \pm 1.7$. Die Ortsverteilung der gefundenen Treffer (siehe Abbildung 6.10 (b)) spiegelt die geometrische Akzeptanz des Szintillators wieder.

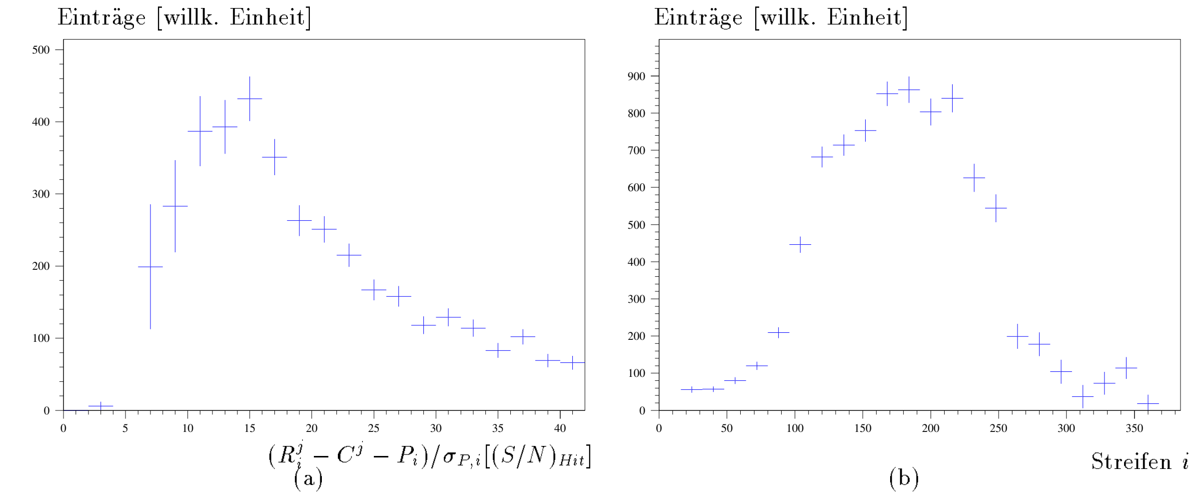


Abbildung 6.10: (a) Signal/Rausch-Verteilung und (b) Verteilung als Funktion der Ortskoordinate aller gefundenen Treffer der Ereignisse aus den Datensätzen Nr. 716 und Nr. 717.

Winkelkorrektur: Die mittlere Verlängerung der Teilchentrajektorie im Silizium durch eine Abweichung von $\theta = 0°$ liegt in der Größenordnung von 1%. Wegen dieser geringen Abweichung wird auf den Einfluß von θ bezüglich der deponierten Ladung nicht korrigiert. Die ϕ-Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Wertes und der Breite der Signal/Rausch-Verteilung wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation aus den Daten herausgefaltet. Für einen Einfallswinkel $\phi = 0°$ erhält man ein wahrscheinlichstes Signal/Rausch-Verhältnis von $S/N = (13.3 \pm 1.8)$:1. Die Breite der Verteilung beträgt $\Delta_{S/N,FWHM} = 7.4 \pm 1.5$. Die winkelkorrigierte Verteilung der deponierten Ladungen hat ihr Maximum bei 314 ± 42 LSB$_{\mathrm{ADC}}$ mit einer Breite von $\Delta_{Q_{Hit},FWHM} = 175 \pm 27$ LSB$_{\mathrm{ADC}}$. Dies ist im Rahmen der Fehler verträglich mit dem erwarteten Wert aus den Kalibrationspulsmessungen.

ϕ-Detektoren im BST: Für die Beurteilung der Einsatzfähigkeit der ϕ-Detektoren im BST sind das Signal/Rausch-Verhältnis und die Rate der fehlidentifizierten Treffer die entscheidenden Größen. Mit dem gemessenen Signal/Rausch-Verhältnis von $S/N = (13.3 \pm 1.8)$:1 für den senkrechten Teilchendurchgang minimalionisierender Teilchen und $(44.4 \pm 3.0) \cdot 10^{-3}$ fehlidentifizierten Treffern/Ereignis/384 Streifen ist es möglich, die Detektoren im BST einzusetzen. Zudem ist zu berücksichtigen, daß die Detektoren der Vorserie Leckströme aufweisen, die doppelt so groß sind, wie die spezifizierten [106]. Detektoren mit den angestrebten Leckströmen sollten die Teilchendetektion noch verbessern.

Effizienz des OnSiRoC-Trefferdetektors Der Trefferdetektor des OnSiRoCs ist entwickelt worden, um Ladungsdepositionen in Siliziumstreifendetektoren mit unterschiedlichen, aber zeitlich konstanten Streifenpedestals (Pedestalsubtraktion, keine Common Mode-Subtraktion) zu finden. Die Common Mode-Schwankungen reduzieren die Effizienz des Trefferdetektors und erhöhen die Anzahl fehlidentifizierter Treffer. Bezüglich der Effizienz ist es interessant, die Anzahl der 1- und 2-Streifen-Treffer zu betrachten, da diese mit hoher Wahrscheinlichkeit aus Teilchendurchgängen unter senkrechtem Einfall stammen, wie sie in den BST-ϕ-Detektoren des H1-Detektors zu erwarten sind. $\epsilon_{1,2}$ ist die Effizienz bezüglich der 1- und 2-Streifentreffer. In Tabelle 6.2 ist die Effizienz $\epsilon_{1,2}$ des OnSiRoC-Trefferdetektors für unterschiedliche Schwellwerte T_1 aufgetragen. Als Referenzmessung ($\epsilon_{1,2} = 100$ %) wird die Messung mit der Fensterbreite $w = 2$, angewandter Common Mode-Subtraktion und den Schwellen $T_1 = 8$ und $T_2 = 2$ genommen (siehe Tabelle 6.1). Die vorgegebene Fensterbreite für den OnSiRoC beträgt $w = 1$ Streifen und die Pedestals wurden mit dem Gewicht $g_P = 0.1$ aktualisiert. Bei der Bestimmung der Standardabweichungen $\sigma^0_{P,i}$ wird der Common Mode nicht subtrahiert und die Standardabweichungen $\sigma^0_{P,i}$ werden nicht aktualisiert[7]. Wie zu erwarten, geht die Effizienz $\epsilon_{1,2}$ der gefundenen Treffer mit steigender Schwelle T_1 stark zurück. Umgekehrt steigt die Rate der fehlidentifizierten Treffer mit fallender Schwelle T_1 stark an. Deutlich wird die fehlende Common Mode-Subtraktion auch in dem höheren Anteil der Treffer mit einer Streifenbreite > 3. Nachbarstreifen von Treffern, welche die Schwelle T_1 überschreiten, liegen häufig über der Schwelle T_2, und verbreitern dadurch den gefundenen Treffer. Anhand dieser Werte wird die Notwendigkeit deutlich, bei einem moderaten Signal/Rausch-Verhältnis den Common Mode adäquat zu berücksichtigen, um keine Einbußen in der Effizienz und/oder eine erhöhte Rate an fehlidentifizierten Treffern hinnehmen zu müssen.

Effizienz der Pedestal-Aktualisierung: Pedestaldrifts erfordern ein kontinuierliches Aktualisieren der Pedestalwerte, damit systematische Verschiebungen nicht die Effizienz der Trefferdetektion reduzieren. Die optimalen Gewichte für die Aktualisierung g_P und g_σ lassen sich aus den Daten ermitteln. Die Aktualisierungsgewichte werden nicht ausschließlich

[7] Diese Methode reduziert in erster Linie die Effizienz der Trefferdetektion. Würde man den Common Mode bei der Bestimmung der $\sigma_{P,i}$ berücksichtigen, so würde die Anzahl der fehlidentifizierten Treffer stärker ansteigen.

T_1	1-Streifen-Treffer	2-Streifen-Treffer	≥3-Streifen-Treffer	alle Treffer	Effizienz $\epsilon_{1,2}$ [%]	fehlid. Treffer/Ereignis/384 Streifen
8	168±13	184±14	387±19	719± 27	33.5±2.2	(0.8± 0.4)·10^{-3}
7	238±16	238±16	457±22	933± 31	45.3±3.1	(2.8± 0.7)·10^{-3}
6	322±19	301±18	587±25	1209± 36	59.3±3.3	(8.2± 1.3)·10^{-3}
5	399±25	369±21	787±29	1555± 44	73.1±4.1	(37.8± 2.7)·10^{-3}
4	392±39	366±27	1523±42	2393± 63	72.1±5.2	(160.0± 5.7)·10^{-3}
3	301±68	765±45	4967±79	6023±113	101.0±8.6	(677.2±11.6)·10^{-3}

Tabelle 6.2: Effizienz des OnSiRoC-Trefferdetektors als Funktion der Schwelle T_1.

durch die Variation der Größen gegeben, sondern auch durch die Rate der Ausreißer und die Effizienz, Treffer zu identifizieren. Die Gewichte sind ein Kompromiß, um einerseits auf die Variation der Größen angemessen reagieren zu können, und andererseits eine Verfälschung der Größen durch Ausreißer und nicht identifizierte Treffer hinreichend schnell zu unterdrücken. Die berechneten Effizienzen für verschiedene Gewichte sind in Tabelle 6.3 eingetragen. Die Effizienzen sind auf den Wert bei $g_P = 0.10$ und $g_{\sigma_P} = 0.05$ normiert. Man erhält die höchsten Werte für Gewichte zwischen 0.1 und 0.2. Zu niedrige Gewichte ($\leq 0.02 \hat{=} 2.5$ s) korrigieren kurzzeitige Schwankungen nicht hinreichend schnell genug. Bei zu großen Gewichten ($\geq 0.33 \hat{=} 150$ ms) unterliegt die Bestimmung der Pedestals und ihrer Standardabweichungen starken Schwankungen und reduziert somit die Effizienz der Trefferdetektion.

g_P	g_{σ_P}	1-Streifen-Treffer	2-Streifen-Treffer	≥3-Streifen-Treffer	alle Treffer	Effizienz $\epsilon_{1,2}$ [%]	fehlid. Treffer/Ereignis/384 Streifen
0.33	0.05	227±31	752±46	1054±37	2003±67	74.1±6.3	(244.4±7.0)·10^{-3}
0.20	0.05	212±25	852±36	825±30	1889±53	101.2±5.6	(91.2±4.3)·10^{-3}
0.10	0.05	265±21	786±32	708±27	1759±47	100.0±0.0	(44.4±3.0)·10^{-3}
0.05	0.05	276±20	758±31	664±26	1698±45	98.4±5.0	(31.8±2.5)·10^{-3}
0.02	0.05	249±19	747±30	635±25	1631±44	94.8±4.8	(26.4±2.2)·10^{-3}
0.01	0.05	254±19	734±29	635±25	1608±43	94.0±4.8	(23.2±3.1)·10^{-3}
0.002	0.05	256±18	713±29	635±24	1564±42	92.2±5.3	(18.6±1.9)·10^{-3}
0.10	0.33	175±29	878±47	914±37	2166±67	100.1±6.4	(226.6±6.7)·10^{-3}
0.10	0.20	218±26	887±39	914±31	2019±57	106.0±5.9	(121.0±4.9)·10^{-3}
0.10	0.10	249±24	861±35	815±29	1925±68	105.6±5.6	(73.4±3.8)·10^{-3}
0.10	0.05	265±21	786±32	708±27	1759±47	100.0±0.0	(44.4±3.0)·10^{-3}
0.10	0.02	233±17	679±28	557±24	1469±41	86.6±4.4	(18.2±1.9)·10^{-3}
0.10	0.01	204±15	576±25	478±22	1258±37	74.2±3.9	(8.0±1.3)·10^{-3}

Tabelle 6.3: Effizienz der Trefferdetektion bei verschiedenen Aktualisierungsgewichten g_p und g_{σ_P} für $T_1 = 8$ und $T_2 = 2$.

6.2.2 BST-r-Detektoren

In der ersten Einbauphase 1995 waren vier Ebenen des BST im H1-Detektor installiert. Jede Ebene war mit 2 von insgesamt 16 möglichen r-Streifendetektoren bestückt. Die Detektoren wurden mit dem kompletten Auslesesystem, bestehend aus dem Auslesechip APC, dem Decoder Chip und dem OnSiRoC, ausgelesen. Aufgrund von Instabilitäten in der Spannungszuführung konnte die erste Detektorebene nicht betrieben werden.
Pro Ereignis wurden im Mittel 2 Treffer in jedem r-Streifendetektor (680 Streifen) gefunden. Die Treffer wurden zu Spuren kombiniert und der Schnittpunkt mit der Strahlachse rekonstruiert (Vertex). Dabei wurden nur Treffer mit einem Signal/Rausch-Verhältnis $(S/N)_{Hit} > 5$

berücksichtigt. Der rekonstruierte Vertex wurde mit einem Vertex, der unabhängig mit dem zentralen Spurendetektor rekonstruiert wurde, verglichen. Die Differenz der Positionen der beiden Vertizes bildet einen signifikanten Peak bei null mit einer Breite von etwa 10 cm (FWHM) über einem flachen kombinatorischen Untergrund [247].
Die Treffer der Spuren, deren rekonstruierter Vertex mit dem vom zentralen Spurendetektor bestimmten Vertex übereinstimmte, wurden zur Bestimmung der Trefferparameter verwendet. Aus ihnen konnte ein Signal/Rausch-Verhältnis von $S/N \approx 11{:}1$ bestimmt werden. Die gleichen Treffer dienten zur Bestimmung der Ortsauflösung. Aus den Treffern in den beiden äußeren Ebenen wurde der Durchstoßpunkt der Spur in der mittleren Ebene berechnet. Die Entfernung des dichtesten[8] Treffers zu dem Durchstoßpunkt wurde in einer Residuenverteilung histogrammiert. Die Breite dieser Residuenverteilung beträgt weniger als 100 μm [247].
In einem Strahltest wurde mit einer Kopie des in H1 installierten BST-Systems die Effizienz der r-Streifendetektoren gemessen. Bei einem Signal/Rausch-Verhältnis von $S/N \approx 13{:}1$ konnten 96% der erwarteten Treffer nachgewiesen werden. Dies gilt bei im Mittel 98% intakten Streifen pro Detektor. Das höhere Signal/Rausch-Verhältnis beim Strahltest ist im wesentlichen auf ein 30% höheres Rauschen innerhalb des H1-Detektors zurückzuführen. Dies resultiert aus der erhöhten Temperatur von 35°C in der BST-Region, verursacht durch die Teilchenstrahlen und die Elektronik des zentralen Spurendetektors [247].

6.2.3 CST-Detektoren

Die beiden unteren Halblagen des CST wurden vor der Datennahmeperiode 1995 in den H1-Detektor eingebaut und in Betrieb genommen. Die Auslese der installierten Detektoren erfolgte mit insgesamt 8 OnSiRoCs. Aufgrund eines Lecks im Wasserkühlsystem des CST konnte die Wärmeleistung der Hybride nur mit Hilfe der Strahlrohrkühlung abtransportiert werden. Die erhöhte Temperatur führte zu einem erhöhten Rauschen, was die Detektion von Treffern beim Betrieb aller Detektoren beeinträchtigte. Aus diesem Grund wurden Daten untersucht, bei denen nur 4 von insgesamt 32 installierten CST-Leitern, 2 in der inneren und 2 in der äußeren Lage bei gleichem Azimutwinkel ϕ, ausgelesen wurden[9]. Die Temperatur betrug während der Datennahme ~ 36 °C [248]. Es wurden Treffer gefunden und mit Hilfe des zentralen Spurendetektors identifiziert. Aus den Daten wurden die Trefferbreiten, die Detektionseffizienzen und der Untergrund durch fehlidentifizierte Treffer berechnet. Die Ortsauflösung des Detektors wurde nicht bestimmt, da die Position des Detektors relativ zum zentralen Spurendetektor noch nicht kalibriert war (Alignment). Beim unausgerichteten CST ist die systematische Unsicherheit in der Ortsbestimmung größer als die intrinsische Auflösung des Detektors.
Es wurden insgesamt 6212 Ereignisse des Datensatzes R123624 mit Information aus dem CST untersucht. Der Datensatz enthält die unsubtrahierten, mit 1.0 MHz digitalisierten Rohdaten des CST. Die Information über den Pipelinespeicher wurde nicht mit ausgelesen, so daß die berechneten Pedestalwerte und ihre Standardabweichungen eine Mittelung über die 32 Pipelinespeicher sind. Genauer genommen wird nur über 30 Speicher gemittelt. 2 Pipelinespeicher waren während der Datennahme inaktiv. Ereignisse, die bei diesen Pipelinespeichern einen Trigger auslösten, wurden nicht für die Betrachtung der Daten verwendet. Aufgrund der ungünstigen Bedingungen wurden nur die Treffereigenschaften der p-Seiten untersucht. Für die n-Seiten sind die Signale wegen der größeren Kapazitäten durch die zweite Metallisierung

[8] Bei einer hohen Rate von fehlidentifizierten Treffern führt die Methode zu einem systematischen Fehler. Bei nur zwei Treffern pro 680 Auslesestreifen und der hohen Ortsauflösung ist dieser vernachlässigbar.

[9] Zwei der acht ausgelesenen Halbleitern wurden wegen einer deutlich niedrigeren Effizienz von der Untersuchung ausgeschlossen. Die beiden Halbleitern wurden von derselben Spannungsquelle versorgt.

schlechter vom Untergrund zu trennen.

Die Pedestals P_i und ihre Standardabweichungen $\sigma_{P,i}$: Die Pedestals P_i und ihre Standardabweichungen $\sigma_{P,i}$ wurden mit der in Abschnitt 6.2.1.3 angegebenen Methode bestimmt und aktualisiert. Die Aktualisierungsgewichte betrugen $g_P = 0.1$ und $g_{\sigma_P} = 0.05$. Die Standardabweichungen der meisten Streifen ($> 96.5\%$) liegen in einem Bereich von $\sigma_{P,i} = 20 - 50$ $\mathrm{LSB_{ADC}}$. Etwa 3.2% der Streifen haben ein erhöhtes Rauschen mit Werten bis zu 200 $\mathrm{LSB_{ADC}}$. Sie stellen bei dem verwendeten Treffer-Algorithmus ineffektive Bereiche des Detektors dar. Dies gilt ebenso für die 0.3% der Streifen, die bei der Mehrzahl der Ereignisse in der Sättigung der AD-Wandler lagen und von der Untersuchung ausgeschlossen wurden. Die Standardabweichungen der Pedestals $\sigma_{P,i}$ der verwendeten Streifen enthalten aufgrund der Mittelung über mehrere Pipelinespeicher einen systematischen Beitrag $\sigma_{Pipeline}$, der nicht auf statistischem Rauschen beruht. Dieser Beitrag wird aus den Labormessungen zu $\sigma_{Pipeline} < 10$ $\mathrm{LSB_{ADC}}$ abgeschätzt. Er wirkt sich somit für die betrachteten Daten nicht entscheidend aus. Bei optimierten Datennahmebedingungen ergibt sich ein erhöhtes Rauschen von etwa $20 - 50\%$ für die CST- bzw. die BST-ϕ-Detektoren bei Vernachlässigung der unterschiedlichen Pedestals der verschiedenen Pipelinespeicher.

Der Common Mode C^j: Der Common Mode C^j wurde wiederum mit Formel 6.5 für jeden APC und jedes Ereignis individuell bestimmt. Vergleicht man die Common Mode-Variationen als Funktion der Zeit für verschiedene APCs (siehe Abbildung 6.11 (a)), so wird der globale Charakter dieser Größe deutlich. Der Grund für das korrelierte Verhalten der APCs liegt darin, daß die 10 APCs mit zwei Detektoren verbunden sind, die von derselben Sperrspannung V_{Sperr} versorgt werden. Die Vorverstärker werden von derselben Versorgungsspannung V_{ana} gespeist. Die Common Mode-Werte benachbarter APCs weisen einen Korrelationskoeffizienten von $\rho_{i,i+1} = 0.94 \pm 0.02$ auf. Betrachtet man den ersten und letzten APC eines Detektors, so erhält man Werte von $\rho_{0,4} = 0.86 \pm 0.07$. Das korrelierte Verhalten besteht auch über eine Detektorgrenze hinweg, solange die Detektoren mit denselben Spannungen versorgt werden. Der Common Mode der beiden am weitesten auseinanderliegenden APCs von zwei Detektoren weist noch einen Korrelationskoeffizienten von $\rho_{0,9} = 0.72 \pm 0.07$ auf (siehe Abbildung 6.11 (b)). Die Korrelation im Common Mode über viele APCs erlaubt eine Bestimmung des Common Mode aus den Daten weniger Auslesestreifen (z.B. durch Medianbildung, um Abweichungen durch Treffer zu vermeiden). Dies kann für eine schnelle Treffersuche parallel zur Datennahme verwendet werden.

Trefferidentifikation: Mit Hilfe der Spurinformation der zentralen Jetkammer CJC und den Z-Kammern CIZ und COZ wurden die pedestal- und Common Mode-subtrahierten Rohdaten auf Treffer untersucht. Mit dem zentralen Spurendetektor rekonstruierte Spuren wurden mit einem gemeinsamen Vertex verbunden (`H1REC` [249], CJKT-Bank). Die Spuren mußten den in Tabelle 6.4 aufgeführten Anforderungen genügen: Der extrapolierte Durchstoßpunkt der Spur muß in beiden Koordinaten innerhalb einer Halbleiter liegen und darf einen bestimmten Fehler in der $r\phi$-Koordinate nicht überschreiten. Außerdem wird verlangt, daß der Polarwinkel der Spur hinreichend genau bestimmt ist. Die z-Koordinate des Ursprungs der Spur muß im Bereich des CST liegen. Diese Anforderungen gewährleisten eine Wahrscheinlichkeit von 87.0%, daß eine in den CST extrapolierte Spur den effektiven Bereich der entsprechenden Halbleiter durchquert.
Die CST-Halbleitern, die von mindestens einer rekonstruierten Spur durchquert wurden, wurden in der Nähe des Durchstoßpunktes auf Treffer untersucht. Mit dieser Methode kann der

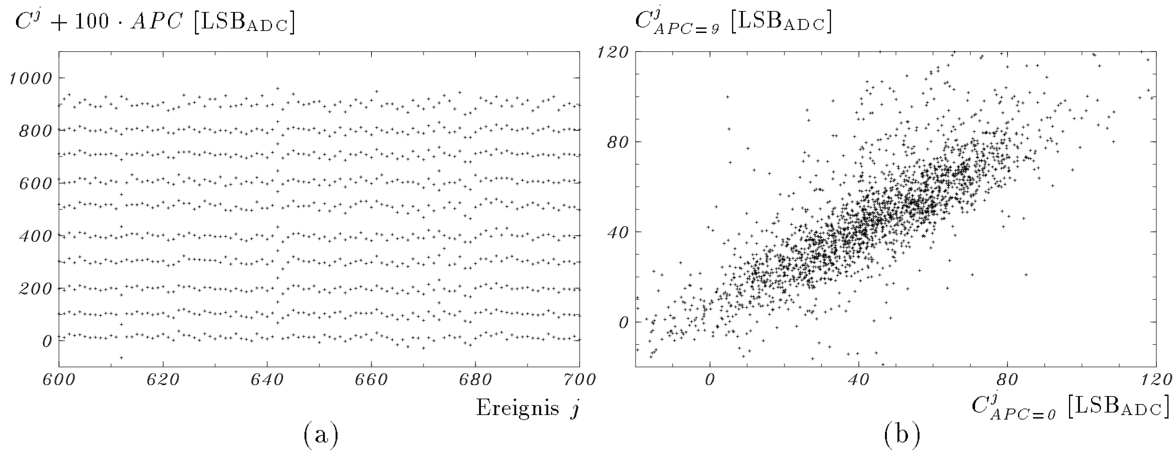


Abbildung 6.11: (a) Common Mode für 10 APCs von den Siliziumstreifendetektoren zweier benachbarter Halbleitern, die mit denselben Versorgungsspannungen gespeist wurden, über 100 Ereignisse. (b) Common Mode-Korrelation der beiden am weitesten entfernten APCs 0 und 9.

Parameter		Bereich	Spurbank
I_{Strip} $(r\phi)$		$0 - 639$	CJKT (extrapoliert)
I_{Strip} (z)		$0 - 639$	CJKT (extrapoliert)
$\sigma_{r\phi}$	[mm]	< 1.0	CJKT (extrapoliert)
σ_θ	[rad]	< 0.03	CJKT
$\|z_0\|$	[cm]	< 30.0	CJKT

Tabelle 6.4: Spuranforderungen zur Trefferidentifikation mit dem zentralen Spurendetektor.

Anteil an fehlidentifizierten Treffern stark reduziert werden, da nur in einem kleinen Bereich, welcher der Ortsauflösung der Teilchentrajektorie entspricht, nach Treffern gesucht wird.
In Abbildung 6.12 (a) ist für Halbleitern, die von genau einem geladenen Teilchen durchquert wurden, die Distanz aller gefundenen Treffer zum Durchstoßpunkt der Teilchentrajektorie Δx aufgetragen ($T_1 = 6$, $T_2 = 2$, $w = 2$). In der Verteilung ist ein Signal bei null über einem flachen Untergrund zu erkennen. Das Signal entsteht durch richtige Zuordnungen, während die Untergrundeinträge aus fehlidentifizierten Treffern resultieren. Die Breite des Signals von etwa 25 Streifen (FWHM) entspricht einer räumlichen Ausdehnung von 1.25 mm. Sie wird durch die Abweichung des Detektorortes von der Nominalposition und der Ortsauflösung des zentralen Spurendetektors dominiert. Die Signalregion zur Charakterisierung der Trefferparameter wird definiert als $x_{min,Sig.} = 0 < |\Delta x| < x_{max,Sig.} = 30$ Streifen. Der Untergrund für die Signalregion wird in Bereichen, die hinreichend weit vom erwarteten Durchstoßpunkt entfernt sind, bestimmt ($x_{min,BG} = 100 < |\Delta x| < x_{max,BG} = 130$). Die endliche Ausdehnung des Detektors führt zu einer Abnahme der Untergrundeffizienz ϵ_{BG} mit der Position des Durchstoßpunktes von der Detektormitte zum Detektorrand. Die Untergrundeffizienz ϵ_{BG} ergibt sich als Funktion der Fensterbreite und -position:

$$\epsilon_{BG}(x_{min}, x_{max}) = 1 - \left(\frac{x_{min} + x_{max}}{320}\right). \tag{6.9}$$

Die Anzahl der Untergrundeinträge in der Signalregion $N_{BG}(Sig.)$ läßt sich aus den fehlidentifizierten Treffern in der Untergrundregion $N_{BG}(BG)$ berechnen:

$$N_{BG}(Sig.) = N_{BG}(BG) \cdot \frac{\epsilon_{BG}(Sig.)}{\epsilon_{BG}(BG)}. \tag{6.10}$$

Die Anzahl der richtig identifizierten Treffer in der Signalregion $N_{Sig.}(Sig.)$ ist die Differenz

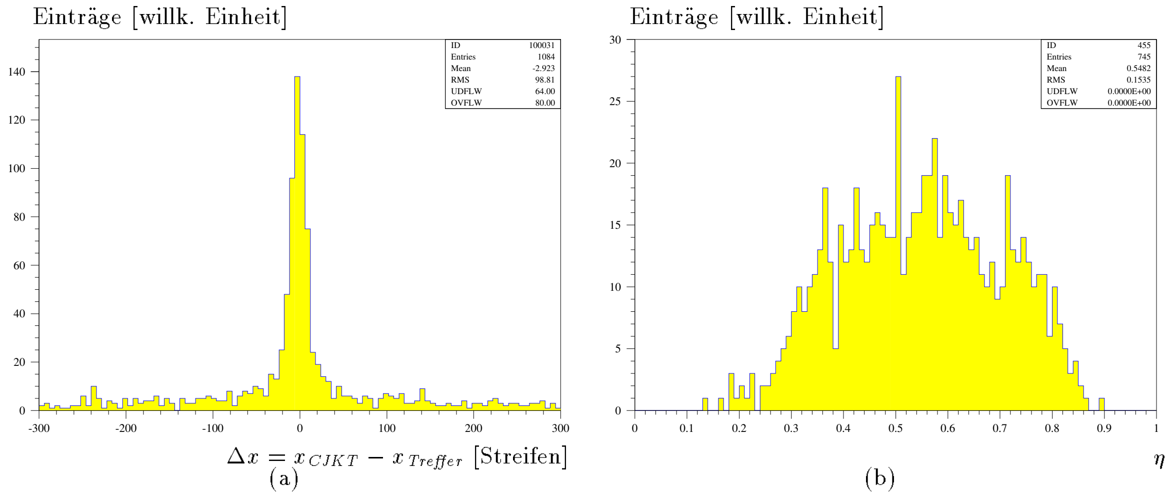


Abbildung 6.12: Extrapolierte Spuren des zentralen Spurendetektors zu Treffern im CST: (a) Residuenverteilung (b) η-Verteilung für 2-Streifen-Treffer (identifizierte und fehlidentifizierte).

zwischen allen Einträgen $N_{Sig.+BG}(Sig.)$ und den fehlidentifizierten Einträgen $N_{BG}(Sig.)$. Bei der Bestimmung der Effizienz ϵ_{Link}, eine mit dem zentralen Spurendetektor rekonstruierte Teilchenspur dem richtigen Treffer im CST zuzuordnen, muß berücksichtigt werden, daß die Spuren mit endlicher Auflösung in den CST extrapoliert werden und dieser nicht ausgerichtet ist. Dadurch ergibt sich die geometrische Effizienz $\epsilon_{Geom.} = 0.87$ für die Extrapolation der Spuren N_{all} in den effektiven Bereich des CST. Die Effizienz ϵ_{Link} berechnet sich zu

$$\epsilon_{Link} = \frac{N_{Sig.+BG}(Sig.) - N_{BG}(Sig.)}{N_{all} \cdot \epsilon_{Geom.}}. \tag{6.11}$$

Die Effizienz ϵ_{Link} beschreibt den CST für die bei der Datennahme vorherrschenden Bedingungen. Bei 100% intakten Auslesestreifen erhöht sie sich um $\sim 4\%$. ϵ_{Link} wurde zunächst als Funktion der Schwelle T_1 untersucht. Dabei wurde $T_2 = 2$ und $w = 2$ gesetzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 aufgeführt. Bis zu der niedrigsten Schwelle von $T_1 = 4$ steigt die Effizienz ϵ_{Link} richtig zugeordneter Treffer kontinuierlich an. Das langsame Ansteigen mit sinkender Schwelle T_1 und der geringe absolute Wert von ϵ_{Link} bedeuten, daß das Maximum der Landau-Verteilung bis zu dieser Schwelle nicht erfaßt wurde und kleiner ist als das vierfache des mittleren Rauschens. Die Treffer, die gefunden wurden, stammen von Spuren, die viel Energie in den Siliziumstreifendetektoren deponiert haben. Dies sind vor allem niederenergetische Protonen und Teilchen mit einem hohen Energieverlust durch δ-Elektronen.

T_1	N_{all}	$N_{Sig.+Bg}(Sig.)$	$N_{BG}(BG)$	ϵ_{link} [%]
4	725±27	394±20	77±9	47.9±4.0
5	743±27	345±19	36±6	46.7±3.6
6	651±26	285±17	22±5	45.7±3.7
7	681±26	289±17	16±4	45.6±3.4
8	669±26	265±16	9±3	43.7±3.3
9	683±26	258±16	5±2	42.4±3.2

Tabelle 6.5: Trefferdetektionseffizienz des CST als Funktion der Schwelle T_1.

Die Effizienz ϵ_{Link} wurde auch als Funktion der Fensterbreite w untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.6 aufgeführt. Die höchste Effizienz erhält man bei einer Fensterbreite von $w = 2$ Streifen. Die Ursache dafür, daß die meisten Untergrundtreffer bei einer Fensterbreite von $w \geq 2$ gefunden wurden, ergab eine Untersuchung der Symmetrie der 2-Streifen-Treffer mit Hilfe der η-Verteilung (siehe Abbildung 6.12 (b) und Abschnitt 4.3.4.2). Diese zeigt, daß im Mittel signifikant mehr 2-Streifen-Treffer mit $\eta > 0.5$ als mit $\eta < 0.5$ gefunden wurden. Die Ursache dafür war die zu kurze Reset-Zeit des APC-Ausgangsverstärkers während der Datennahme von $t_{Reset} = 50$ ns. Im Laboraufbau konnte gezeigt werden, daß ein Erhöhen auf $t_{Reset} = 100$ ns diesen Effekt verschwinden läßt. Dieser Effekt führt zu keiner wesentlichen Verschlechterung des Signal/Rausch-Verhältnisses, da er Signal und Untergrund gleichermaßen betrifft. Unkorrigiert verbreitert er jedoch die Treffer asymmetrisch und führt so zu einem systematischen Fehler in der rekonstruierten Ortskoordinate des Treffers sowie zu einer erhöhten Rate von fehlidentifizierten Treffern bei Treffersuch-Algorithmen mit einer Fensterbreite $w \geq 2$. Neben dieser künstlichen Verbreiterung der Treffer ist zu berücksichtigen, daß Treffer von Teilchen, die einen hohen Energieverlust erleiden, im Mittel breiter sind, als die Treffer minimalionisierender Teilchen. Die ermittelte wahrscheinlichste Trefferbreite von $w = 2$ ist eine Obergrenze für minimalionisierende Teilchen in den CST-Detektoren.

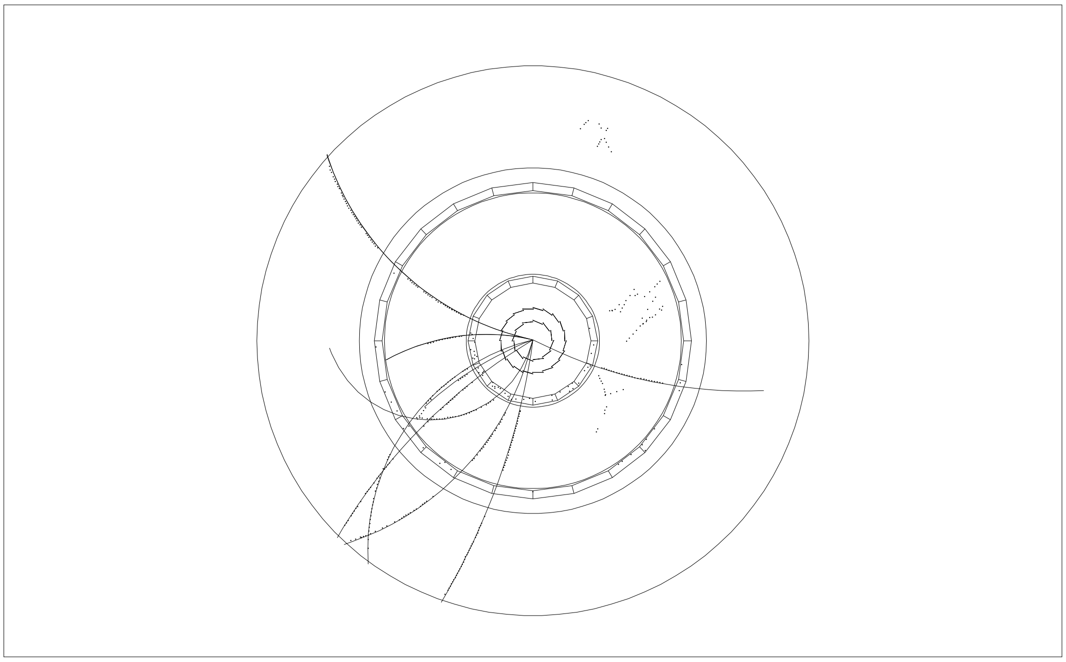
w	N_{all}	$N_{Sig.+Bg}(Sig.)$	$N_{BG}(BG)$	ϵ_{link} [%]
1	688±26	261±16	7±3	42.2±3.1
2	651±26	285±17	22±5	45.7±3.7
3	665±26	261±16	33±6	38.3±3.4
4	602±25	191±14	25±5	30.8±2.5
5	612±25	133±12	20±5	20.5±2.7

Tabelle 6.6: Trefferdetektionseffizienz des CST als Funktion der Fensterbreite w.

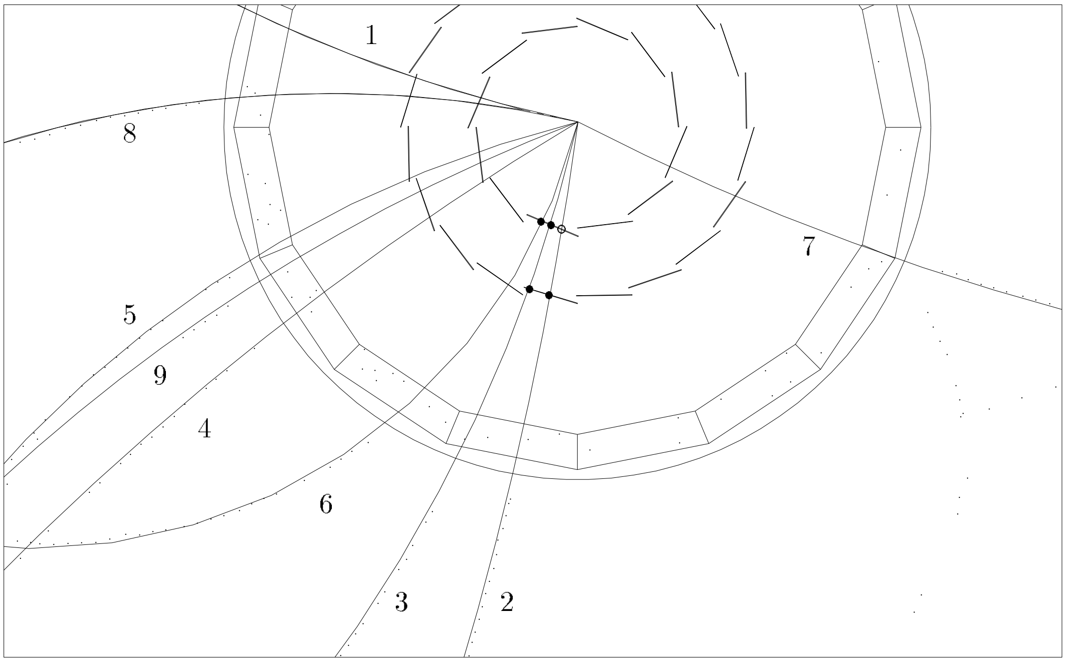
In Abbildung 6.13 ist ein Ereignis mit 9 rekonstruierten Spuren im zentralen Spurendetektor dargestellt. Die Spuren 2, 3 und 6 (Spurnummer in der CJKT-Bank) durchstießen dabei die ausgelesenen Halbleitern des CST. Die identifizierten Treffer sind durch Kreise markiert. Für die Spur 6 konnte nur in der inneren Halbleiter ein Treffer identifiziert werden. Die Spur 3 hat jeweils einen identifizierten Treffer in der inneren und der äußeren Lage. Bei Spur 2 wurde ein Treffer in der äußeren Lage eindeutig identifiziert, in der inneren Lage wurden jedoch zwei Treffer in dem Bereich ±30 Streifen um den Durchstoßpunkt gefunden.

6.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der Analogteil des OnSiRoCs ist bis zu Frequenzen von 10 MHz für eine rauscharme Digitalisierung und eine Pedestalsubtraktion der Signalamplituden von Siliziumstreifendetektoren geeignet. Die totalen Nichtlinearitäten der Übertragungsfunktionen sind für die Ortsrekonstruktion vernachlässigbar. Sie können für genauere Messungen durch einen quadratischen Term beschrieben und bei der Datenrekonstruktion berücksichtigt werden. Der Trefferdetektor des OnSiRoCs wurde mit simulierten, *idealen* Ereignissen getestet und arbeitet bis zu einer Frequenz von 5.2 MHz fehlerfrei.
Die bei H1 eingesetzten Detektoren (BST-ϕ-Detektoren, BST-r-Detektoren und CST-Detektoren) wurden erfolgreich mit dem OnSiRoC betrieben und die ausgelesenen Rohdaten untersucht. Bei allen Detektoren konnten Treffer durch ionisierende Teilchen nachgewiesen werden. Es zeigte sich, daß systematische Effekte komplexere Methoden der Datenreduktion erfordern, als in dem Trefferdetektor des OnSiRoCs verwirklicht wurden. Nicht-senkrechter Teilcheneinfall, Common Mode-Variationen und Pedestaldrifts führen bei Nichtberücksichtigung zu einer starken Reduktion der Identifikationseffizienz und/oder zu einem hohen Anteil fehlidentifizierter Treffer. Eine Anwendung der beschriebenen Methoden parallel zur Datennahme



(a)



(b)

Abbildung 6.13: Ereignis mit 9 rekonstruierten Spuren im zentralen Spurendetektor: (a) Gesamtansicht in der $r\phi$-Perspektive und (b) Ausschnitt. Die Treffer im CST sind durch Kreise markiert. Eindeutig identifizierte Treffer sind als ausgefüllte Kreise dargestellt. Der hohle Kreis entspricht zwei Treffern, die in der Signalregion um den Durchstoßpunkt der Spur gefunden wurden (Ereignis 9089, Datensatz R123624).

ermöglicht es, Treffer mit hoher Sicherheit zu erkennen und damit eine wirksame Datenreduktion durchzuführen. Die flexibelste Lösung zur Anwendung komplexer Methoden bieten schnelle Prozessoren zusammen mit Speicherbausteinen für die individuellen Streifenparameter (Pedestals und ihre Standardabweichungen).
Die Ergebnisse zeigen, daß bei einer effizienten Trefferidentifizierung die Detektoren einsetzbar sind und es möglich sein wird, die angestrebten physikalischen Messungen durchzuführen[10].

[10] Dabei wird davon ausgegangen, daß der CST mit intakter Kühlung ein vergleichbares Signal/Rausch-Verhältnis auf der p- und auf der n-Seite erreicht, wie die Detektoren des BST.

Kapitel 7

Nachweis von $D^{*\pm}$-Mesonen unter Verwendung von Siliziumstreifendetektoren

Das Hauptanwendungsfeld von Vertexdetektoren ist das Gebiet der schweren Quarks. Schwere Quarks werden bei HERA dominant in der Photon-Gluon-Fusion bei kleinem Q^2 (Photoproduktion) produziert. Mit der hohen Ortsauflösung des zentralen Siliziumspurendetektors CST ist man bei H1 in der Lage, Produktions- und Zerfallsvertex von Hadronen mit schweren Quarks zu separieren. Dadurch können Untergrundereignisse, die bei HERA im wesentlichen aus der Photoproduktion leichter Quarks stammen, stark reduziert werden. Die Effektivität einer solchen Untergrundunterdrückung wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen für den Zerfall $D^{*+} \to D^0 \pi_s^+$ mit $D^0 \to K^- \pi^+$ untersucht[1].
Im ersten Abschnitt dieses Kapitels (7.1) wird die Δm-Methode zur Rekonstruktion von D^{*+}-Mesonen erklärt und die Kinematik des betrachteten Zerfallskanals sowie des Hauptuntergrundes vorgestellt. Der zweite Teil (7.2) beschreibt die für die Monte-Carlo-Studien verwendete Simulation des H1-Detektors. In Abschnitt 7.3 werden die Ergebnisse der D^{*+}-Rekonstruktion für die generierten Ereignisse gezeigt und in Abschnitt 7.4 mit der von der H1-Collaboration durchgeführten Analyse der 1994 genommenen Daten verglichen. Im letzten Teil (7.5) wird die Verbesserung der Spur- und Vertexrekonstruktion durch den CST bestimmt. Ausgehend von den in der H1-Untersuchung gemachten Schnitten wird die Untergrundunterdrückung durch die zusätzliche Forderung nach einem Sekundärvertex untersucht.

7.1 Nachweis von D^{*+}-Mesonen

Etwa 30% der primären Charm-Quarks fragmentieren in ein D^{*+}-Meson (siehe Abschnitt 2.6.1.1). Das D^{*+}-Meson zerfällt zu $68.1 \pm 1.3\%$ in ein D^0-Meson und ein geladenes Pion. Der einfachste Zerfall des D^0-Mesons in zwei geladene Teilchen ist $D^0 \to K^-\pi^+$. Er hat ein Verzweigungsverhältnis von $4.01 \pm 0.14\%$. Daraus ergibt sich, daß nur etwa 0.83% der primär erzeugten Charm-Quarks in dem Kanal

$$\underbrace{c \xrightarrow{31\%} D^{*+} \xrightarrow{68\%} D^0\ \pi_s^+ \xrightarrow{4\%} (K^-\ \pi^+)\ \pi_s^+}_{0.83\%} \tag{7.1}$$

nachzuweisen sind [75].

[1] Der Zerfall $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$ steht in diesem Kapitel immer auch stellvertretend für den ladungskonjugierten Zerfall $D^{*-} \to \bar{D}^0\pi_s^-$ mit $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$.

Bei HERA liegt der Wirkungsquerschnitt zur Produktion von Charm-Quarks in der Größenordnung von $\sim 1\ \mu$b [74, 250]. Der Wirkungsquerschnitt der Photon-Gluon-Fusion wird durch die Erzeugung leichter Quarks dominiert. Diese können in Jets fragmentieren. Die Ereignisse mit Jets stellen den wichtigsten Untergrund beim Nachweis von Hadronen mit Charm-Quarks dar. Dieser Nachweis erfordert spezielle Methoden zur Untergrundunterdrückung. Eine bewährte Methode zum Nachweis von D^{*+}-Mesonen ist die Δm-Methode [251, 252].

7.1.1 Die Δm-Methode

Bei der Δm-Methode wird das D^{*+}-Meson über den starken Zerfall

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \tag{7.2}$$

nachgewiesen. Das D^0-Meson wird über einen seiner hadronischen oder semileptonischen Zerfallskanäle nachgewiesen. Ein einfach zu rekonstruierender Zerfall, bei dem das D^0-Meson in zwei geladene Teilchen zerfällt, ist $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Die Massendifferenz zwischen dem D^{*+}-Meson und dem D^0-Meson liegt nur wenig oberhalb der Pionmasse $m_{\pi^+} = 139.57$ MeV/c^2 [75]:

$$\begin{aligned} m_{D^{*+}} &= 2010.0 \pm 0.5\ \mathrm{MeV/c^2} && (7.3)\\ m_{D^0} &= 1864.6 \pm 0.5\ \mathrm{MeV/c^2} && (7.4)\\ \Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} &= 145.42 \pm 0.05\ \mathrm{MeV/c^2} && (7.5) \end{aligned}$$

Die kinetische Energie des Pions (Q-Wert) aus dem D^{*+}-Zerfall beträgt im Ruhesystem des D^{*+}-Mesons

$$Q \equiv m_{D^{*+}} - m_{D^0} - m_{\pi^+} = 5.8\ \mathrm{MeV/c^2}. \tag{7.6}$$

Aufgrund der geringen Massendifferenz Δm hat das Pion nur einen geringen Impuls im Ruhesystem des D^{*+}-Mesons $p^*_{\pi_s^+}$. Er beträgt

$$p^*_{\pi_s^+} = 39.6\ \mathrm{MeV/c}. \tag{7.7}$$

Wegen seines geringen Impulses wird das Pion aus dem D^{*+}-Zerfall als langsames (*slow*) oder weiches (*soft*) Pion π_s^+ bezeichnet. Der geringe Impuls des langsamen Pions erlaubt es, die Massendifferenz zwischen dem D^{*+}-Meson und dem D^0-Meson Δm wesentlich genauer zu bestimmen, als die Masse des D^{*+}-Mesons.
Die Δm-Methode profitiert vom stark eingeschränkten Phasenraum aufgrund der engen kinematischen Grenzen des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$. Sie erlaubt eine Untersuchung des D^{*+}-Zerfalls mit hoher Genauigkeit und geringem Untergrund.

7.1.2 Kinematik des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_s^+$ und des Untergrundes

Die Untersuchung der Untergrundunterdrückung wurde auf Monte-Carlo-Ereignisse des Ereignisgenerators `Pythia 5.7` [253] angewandt.
Zur Untersuchung des D^{*+}-Nachweises dienten ≈ 56000 generierte $c\bar{c}$-Ereignisse, bei denen mindestens ein D^{*+}-Meson im Kanal $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_s^+$ zerfällt. Das Charm-Quark-Paar wird im direkten Kanal der Photoproduktion erzeugt. Die aufgelöste Komponente des Photons wurde nicht berücksichtigt.
Ereignisse mit D^{*+}-Mesonen oder allgemeiner mit Charm-Quarks weisen die kinematischen Charakteristiken von Photoproduktionsereignissen auf. Die Charm-Quarks werden vorwiegend in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung erzeugt, und nur etwa 30% der Charm-Quarks

liegen im Bereich des zentralen Spurendetektors ($20° < \theta < 160°$). Der Transversalimpuls liegt im Mittel bei der Masse des Charm-Quarks $\langle p_{\perp,c} \rangle \approx 1.5$ GeV. Ereignisse mit Charm-Quarks weisen keine ausgeprägte Jet-Struktur auf.
Der differentielle Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Charm-Quarks als Funktion des Transversalimpulses $p^*_{\perp,c}$ im $c\bar{c}$-Schwerpunktsystem[2] hat die Form

$$\frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dp^{*2}_{\perp,c}} \propto \frac{\sqrt{1 - \frac{4m^2_\perp c^4}{\hat{s}}}}{m^4_\perp}, \tag{7.8}$$

wobei die transversale Masse $m_\perp$ folgendermaßen definiert ist [254]:

$$m^2_\perp \equiv p^{*2}_{\perp,c}/c^2 + m^2_c. \tag{7.9}$$

Zusammen mit dem Bremsstrahlungsspektrum der vom Elektron abgestrahlten Photonen ergibt sich, daß die Charm-Quarks dominant an der Schwelle $\hat{s} \approx 4m^2_c c^4$ produziert werden und der Wirkungsquerschnitt für hohe Transversalimpulse proportional zu $p^{-4}_{\perp,c}$ abfällt.
Charm-Quarks fragmentieren hart, d.h. das Charm-Quark tragende Hadron übernimmt fast den gesamten Impuls des Charm-Quarks [75]. Daraus resultiert eine starke Korrelation zwischen dem Polarwinkel und dem Transversalimpuls des primären Charm-Quarks und des D^{*+}-Mesons [78, 255]. Der Transversalimpuls und der Polarwinkel der generierten D^{*+}-Mesonen ist in Abbildung 7.1 (a,b) dargestellt.

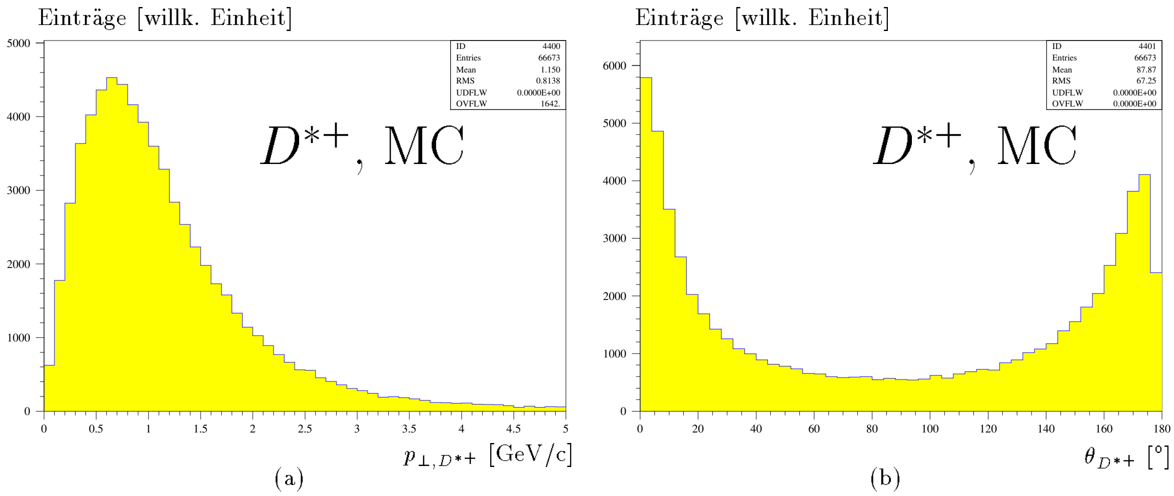


Abbildung 7.1: (a) Transversalimpuls $p_{\perp,D^{*+}}$ und (b) Polarwinkel $\theta_{D^{*+}}$ der in der Photon-Gluon-Fusion bei HERA erzeugten D^{*+}-Mesonen.

Um ein D^{*+}-Meson im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+_s$ zu rekonstruieren, müssen alle seine Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Für die Rekonstruktion der Spurparameter werden bei H1 der zentrale Spurendetektor und der zentrale Siliziumdetektor verwendet. Mit dem zentralen Spurendetektor werden Teilchen erfaßt, die in einem Polarwinkelbereich von $20° < \theta < 160°$ liegen. Das Magnetfeld von 1.15 T innerhalb des Detektors verlangt einen Mindesttransversalimpuls von etwa 75 MeV/c, damit geladene Teilchen die zentrale Jetkammer CJC erreichen. Die Rekonstruktionseffizienz steigt in einem Transversalimpulsbereich

[2]In kollinearer Näherung ist der Transversalimpuls im $c\bar{c}$-System gleich dem Transversalimpuls im Labor-System: $p^*_\perp = p_\perp$.

zwischen 90 MeV/c und 120 MeV/c von null auf den Maximalwert von $98 \pm 2\%$ an [256]. Transversalimpulse und Polarwinkel der Zerfallsprodukte K^-, π^+ und π_s^+ sind in Abbildung 7.2 (a – f) dargestellt. Für das langsame Pion, dessen wahrscheinlichster Transversalimpuls bei etwa 60 MeV/c liegt, ergibt sich eine geringere Rekonstruktionseffizienz als für das Kaon und das Pion aus dem D^0-Zerfall.
Der Hauptuntergrund beim Nachweis schwerer Quarks sind die ebenfalls in der Photoproduktion erzeugten leichten Quarks. Das im harten Subprozeß erzeugte primäre Quarkpaar bildet in der Fragmentation Jets (Jet-Jet-Ereignisse). Zur Untersuchung des Untergrundes wurden Jet-Jet-Ereignisse mit leichten Quarks generiert. Diese enthalten sowohl den direkten Prozeß der Photon-Gluon-Fusion als auch den aufgelösten Prozeß, der bei der Erzeugung leichter Quarks signifikant zum Wirkungsquerschnitt beiträgt [257]. Die topologischen Eigenschaften dieser Ereignisse unterscheiden sich nicht wesentlich von denen mit Charm-Quarks. Die Masse der leichten Quarks erlaubt die Produktion von Quark-Antiquark-Paaren unterhalb der Schwelle $\hat{s} \approx 4m_c^2c^4$, was im Mittel zu niedrigeren Transversalimpulsen führt. Die mittlere Spurmultiplizität im zentralen Spurendetektor für die D^{*+}-Ereignisse und die Jet-Jet-Ereignisse ist in Abbildung 7.3 (a,b) dargestellt. Sie ist im Mittel etwa 20% höher für die Jet-Jet-Ereignisse.
Untergrundereignisse aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen können aufgrund ihrer Topologie und der Position ihres Primärvertexes wirksam reduziert werden. VDM-Ereignisse zeichnen sich im wesentlichen durch weiche Prozesse mit kleinen Transversalimpulsen ($p_\perp \leq 1$ GeV/c) aus, und können durch eine Forderung nach einem Mindesttransversalimpuls unterdrückt werden.

7.2 Detektorsimulation

Der Nachweis von Teilchenreaktionen mit dem H1-Detektor wurde durch das Programm `H1PSI` simuliert [258]. `H1PSI` enthält eine parametrisierte Simulation der einzelnen Detektorkomponenten. Die Simulation beinhaltet den Teilchennachweis und die Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektor (z.B. Vielfachstreuung und Energieverlust). `H1PSI` simuliert die Ereignisse im H1-Detektor in drei Schritten:

- Selektion der Teilchen, welche die Vertexregion verlassen, Vernachlässigung von Teilchen, die im Strahlrohr verschwinden, Berechnung der Teilchentrajektorien, Berücksichtigung von Zerfällen, sekundären Wechselwirkungen und Vielfachstreuung,
- Parametrisierung und Verschmierung der Genauigkeit der Spurparameter durch die Subdetektoren,
- Kombination der Information verschiedener Subdetektoren.

Für die Untersuchungen zur Untergrundunterdrückung beim Nachweis von D^{*+}-Mesonen wurden bei der Simulation der zentrale Spurendetektor, der zentrale Silizium-Spurendetektor CST und das Strahlrohr verwendet.

7.2.1 Der zentrale Spurendetektor

Der zentrale Spurendetektor besteht aus der zentralen Jetkammer CJC und den Z-Kammern CIZ und COZ. Er wird in `H1PSI` in einer vereinfachten Geometrie durch einen Doppelzylinder beschrieben. Die Spuren der geladenen Teilchen werden innerhalb dieses Volumens durch eine Helix angenähert. Aus der Länge der Trajektorie innerhalb der Zylinder wird die

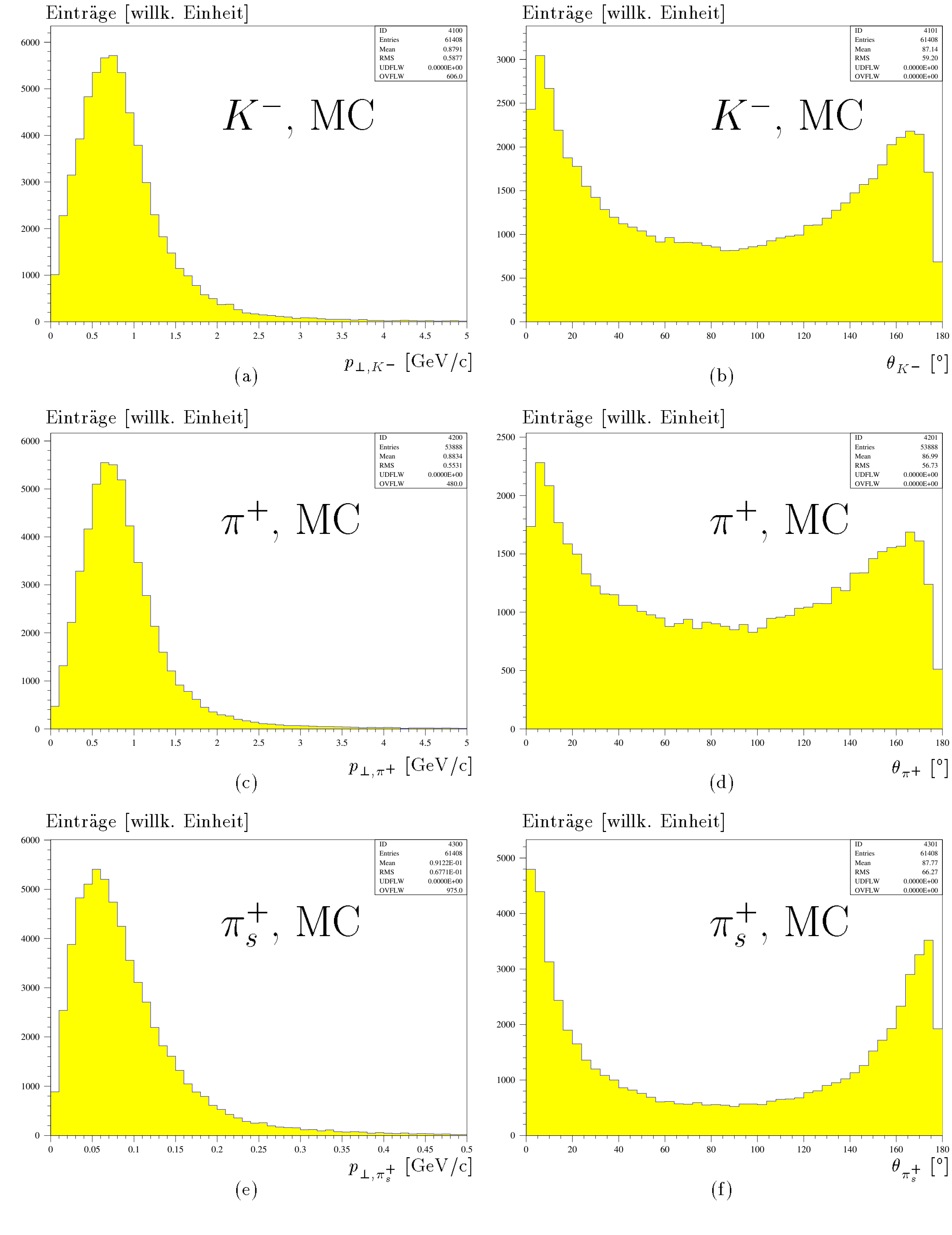


Abbildung 7.2: Transversalimpulse und Polarwinkel der Zerfallsprodukte der D^{*+}-Mesonen in der Photon-Gluon-Fusion bei HERA: (a) Transversalimpuls $p_{\perp,K^-}$ und (b) Polarwinkel θ_{K^-} des Kaons, (c) Transversalimpuls $p_{\perp,\pi^+}$ und (d) Polarwinkel θ_{π^+} des Pions, (e) Transversalimpuls $p_{\perp,\pi_s^+}$ und (f) Polarwinkel $\theta_{\pi_s^+}$ des langsamen Pions.

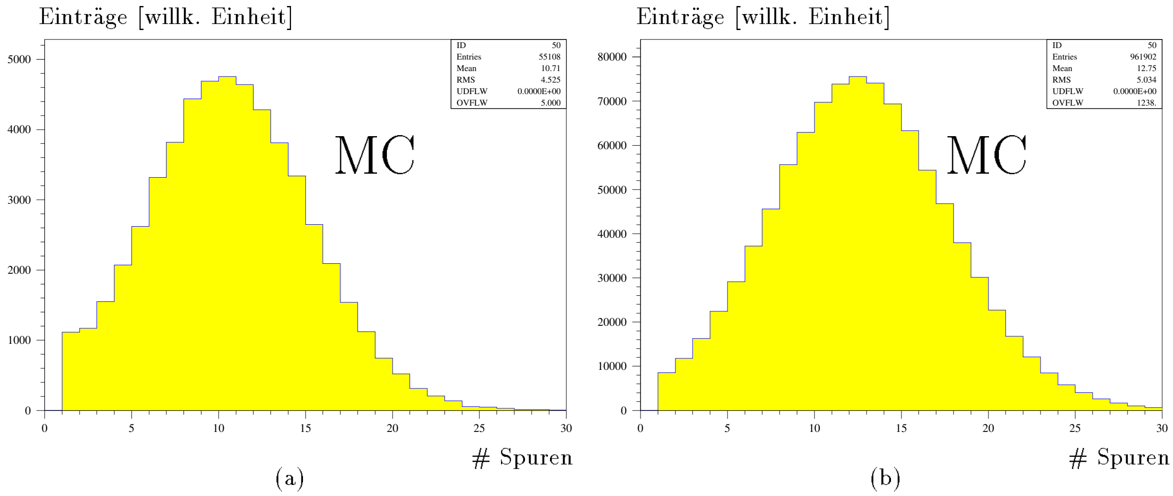


Abbildung 7.3: Multiplizität der rekonstruierten geladenen Spuren im zentralen Spurendetektor ($20° < \theta < 160°$, $p_\perp > 80$ MeV/c) für (a) die Ereignisse mit D^{*+}-Mesonen und (b) für die Jet-Jet-Ereignisse.

Anzahl der Treffer in den verschiedenen Kammern berechnet, die zusammen mit den entsprechenden Einzeltrefferauflösungen (siehe Abschnitt 3.2.1.1) in die parametrisierten Spurauflösungen eingehen. Eine reduzierte Rekonstruktionseffizienz für dicht beieinanderliegende Spuren (Doppelspurauflösung) wird berücksichtigt.

7.2.2 Der zentrale Silizium-Spurendetektor

Der CST wird durch zwei Zylinder beschrieben. Diese befinden sich an den Radien der Streifendetektoren und gehen mit den Ortsauflösungen von $\sigma_{r\phi} = 10\ \mu$m bzw. $\sigma_z = 12.5\ \mu$m in die Messung der Spurparameter ein. Es ergeben sich Auflösungen für den Ursprung der Teilchenspuren bei senkrechtem Durchgang von:

$$\sigma_{r\phi} = \frac{63\ \mu\text{m}}{p_\perp[\text{GeV}]} \oplus 25\ \mu\text{m} \tag{7.10}$$

$$\sigma_z = \frac{63\ \mu\text{m}}{p_\perp[\text{GeV}]} \oplus 30\ \mu\text{m} \tag{7.11}$$

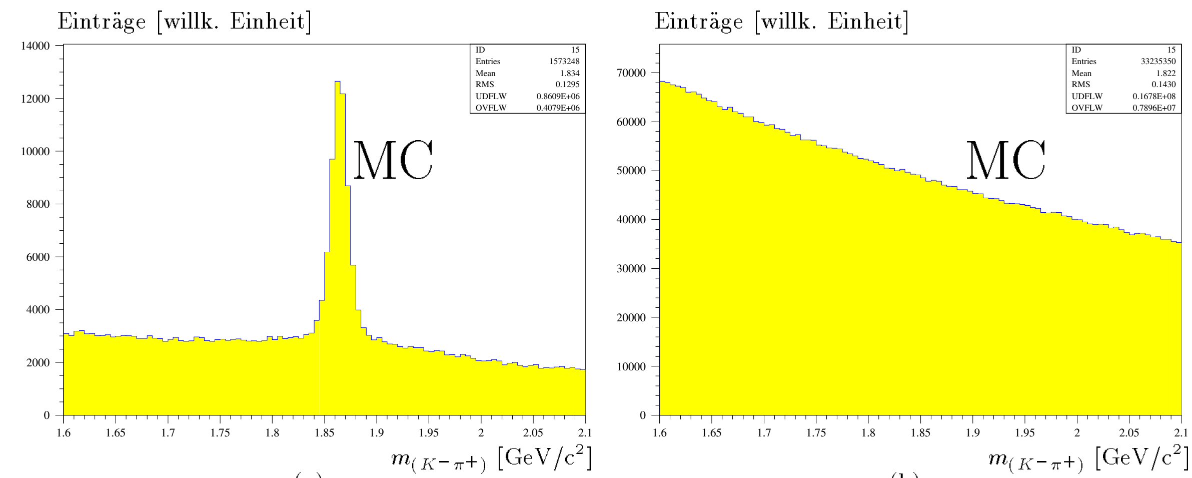
Die Genauigkeit der Messung des Transversalimpulses verbessert sich durch den CST ab etwa $p_\perp \geq 1$ GeV/c signifikant (20% bessere Auflösung). Das zusätzliche Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem zentralen Spurendetektor wurde bei der Berechnung der Vielfachstreuung berücksichtigt.

7.2.3 Das Strahlrohr

Es wurden zwei verschiedene Versionen von `H1PSI` verwendet. In der Version, die dem H1-Detektor von 1994 entspricht, ist der CST nicht implementiert. Das Strahlrohr ist in diesem Fall ein 2 mm dickes kohlefaserverstärktes Kunststoffrohr mit einer 150 μm dicken Aluminisierung mit einem Radius von 9.5 cm. Es entspricht einer Dicke von 1% Strahlungslänge X_0. In Zukunft wird dieses Strahlrohr durch ein aluminisiertes Kohlefaserrohr mit einem Radius von 4.5 cm ersetzt. Bei einer Aluminisierungsstärke von 100 μm und einer verringerten 0.8 mm dünnen Kohlefaserschicht wird eine Materialbelegung von 0.3% Strahlungslänge X_0 erreicht. Diese Werte wurden für die Simulation mit dem installierten CST verwendet.

7.3 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion eines D^{*+}-Mesons erfordert zuvor die Rekonstruktion seiner Zerfallsprodukte. Diese sind im betrachteten Zerfallskanal ein geladenes Kaon und zwei entgegengesetzt geladene Pionen. Zuerst wird das D^0-Meson rekonstruiert. Dafür wird aus allen Kombinationen von zwei entgegengesetzt geladenen Spuren mit einem Mindesttransversalimpuls ($p_\perp > 250$ MeV/c) die invariante Masse des Zweispur-Systems bestimmt. Dabei wird für die Massen der Teilchen die Annahme gemacht, daß es sich bei den Spuren um ein Kaon und ein Pion handelt. In Abbildung 7.4 (a,b) sind die Verteilungen für die invariante Masse des $(K^-\pi^+)$-Systems für die D^{*+}-Ereignisse und die Untergrundereignisse dargestellt. Deutlich ist das D^0-Signal in den D^{*+}-Ereignissen bei der Masse des D^0-Mesons von $m_{D^0} = 1.865$ GeV/c^2 zu erkennen. Der Untergrund unter dem Signal resultiert aus falschen Spurkombinationen und Massenhypothesen. In den Untergrundereignissen befindet sich erwartungsgemäß kein Signal.



(a) (b)

Abbildung 7.4: Verteilung der invarianten Masse des hypothetischen $(K^-\pi^+)$-Systems: (a) für Ereignisse, bei denen ein D^{*+}-Meson im Kanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$ zerfällt und (b) für Jet-Jet-Ereignisse.

D^0-Kandidaten, die in einem Fenster von ± 80 MeV/c^2 um die D^0-Masse liegen, werden mit einer dritten Spur kombiniert. Die dritte Spur wird als langsames Pion angenommen und muß die gleiche Ladung haben, wie die Pion-Spur des D^0-Kandidaten. Für das langsame Pion wird ein Mindesttransversalimpuls verlangt ($p_\perp > 100$ MeV/c), um eine hinreichend hohe Rekonstruktionseffizienz zu gewährleisten. Die Differenz der invarianten Massen vom D^{*+}-Kandidaten und vom D^0-Kandidaten werden in das Δm-Histogramm eingetragen (siehe Abbildung 7.5). Deutlich erkennt man im Δm-Histogramm der D^{*+}-Ereignisse ein Signal bei einer Massendifferenz $\Delta m = 145.4$ MeV/c^2 über einem flachen Untergrund (siehe Abbildung 7.5 (a)). In den Jet-Jet-Ereignissen hat der Untergrund eine andere Form (siehe Abbildung 7.5 (b)), deren Ursache die starke Vergrößerung des Phasenraumes mit wachsender Massendifferenz ist.
Die Einträge in den Histogrammen 7.5 (a) und (b) entsprechen nicht derselben integrierten Luminosität. Zur Unterdrückung des Untergrundes aus Jet-Jet-Ereignissen wird oft ein Min-

desttransversalimpuls des rekonstruierten D^{*+}-Mesons verlangt. Bei einem Mindesttransversalimpuls von $p_{\perp,D^{*+}} \geq 2.5$ GeV/c erhält man ohne weitere Schnitte ein Signal/Untergrund-Verhältnis von etwa 1:1. Dabei wird als Signalregion ein Bereich von ± 2.5 MeV/c^2 um die Massendifferenz $\Delta m = 145.4$ MeV/c^2 gewählt. Die in Tabelle 7.1 aufgeführten Schnitte wurden zur Signalfindung auf die Monte-Carlo-Ereignisse angewendet.

Parameter	Bereich
$p_\perp(\pi+)$	> 250 MeV/c
$p_\perp(K^-)$	> 250 MeV/c
$p_\perp(\pi_s^+)$	> 100 MeV/c
$\lvert m(K^-\pi^+) - m_{D^0}\rvert$	< 80 MeV/c^2
$p_\perp(D^{*+})$	> 1.0 GeV/c
$\lvert m(K^-\pi^+\pi_s^+) - m(K^-\pi^+) - \Delta m\rvert$	< 2.5 MeV/c^2

Tabelle 7.1: Angewandte Schnitte zum Nachweis eines D^{*+}-Signals in den Monte-Carlo-Ereignissen.

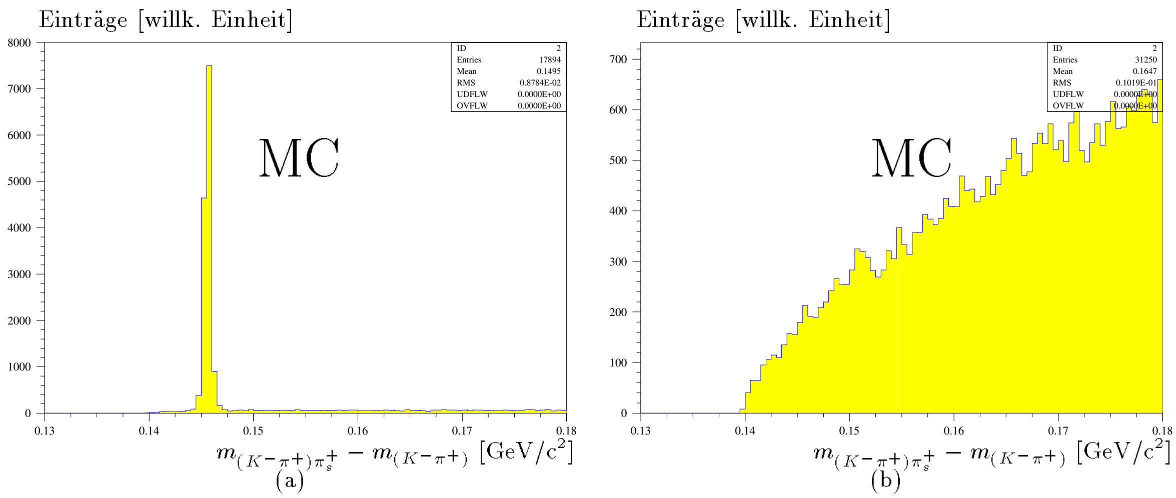


Abbildung 7.5: Massendifferenz-Verteilung (a) für Ereignisse, bei denen ein D^{*+}-Meson im Kanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$ zerfällt, und (b) für Jet-Jet-Ereignisse.

7.4 D^{*+}-Mesonen im H1-Detektor

Seit 1992 werden die bei HERA mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten auf D^{*+}-Mesonen untersucht [255]. Aktuelle Analysen von H1 und ZEUS geben Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D^{*+}-Mesonen in Photoproduktion, tiefunelastischer Streuung und diffraktiven Ereignissen an [259]–[262].
Zur Untersuchung von D^{*+}-Mesonen in der Photoproduktion ($0.28 < y < 0.65$, $Q^2 < 0.01$ GeV^2/c^2) wurden die 1994 mit dem H1-Detektor genommenen Daten analysiert [259, 262]. Dabei wurde die im vorherigen Abschnitt dargestellte Rekonstruktionsmethode mit den in Tabelle 7.2 aufgeführten Schnitten bei der Datenselektion angewandt.
Nach den angegebenen Schnitten ist in Abbildung 7.6 deutlich ein Signal in der Region 143 MeV/c^2 $< \Delta m <$ 148 MeV/c^2 zu erkennen. Der Untergrund kann aus den falschen Ladungskombinationen für die Pion- und die Kaon-Kandidaten aus dem D^0-Zerfall abgeschätzt werden. Es ergibt sich in der Signalregion ein Signal/Untergrund-Verhältnis von etwa 5:7.

Parameter	Bereich
$p_\perp(\pi+)$	> 500 MeV/c
$p_\perp(K^-)$	> 500 MeV/c
$p_\perp(\pi_s^+)$	> 120 MeV/c
$\|m(K^-\pi^+) - m_{D^0}\|$	< 80 MeV/c^2
$p_\perp(D^{*+})$	> 2.5 GeV/c
$\|m(K^-\pi^+\pi_s^+) - m(K^-\pi^+) - \Delta m\|$	< 2.5 MeV/c^2

Tabelle 7.2: Schnitte zum Nachweis eines D^{*+}-Signals in den H1-Daten von 1994 [259].

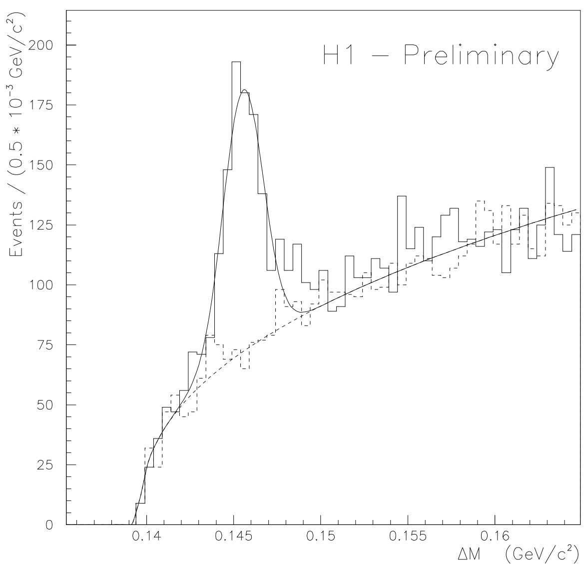


Abbildung 7.6: Massendifferenz-Verteilung für die H1-Daten von 1994 [259].

7.5 Untergrundunterdrückung

Ein wirksames Mittel, den Untergrund aus Jet-Jet-Ereignissen zu unterdrücken, ist die Forderung nach einem hohen Transversalimpuls des rekonstruierten D^{*+}-Mesons. Bei D^{*+}-Ereignissen liegt der Transversalimpuls des rekonstruierten D^{*+}-Mesons im Mittel bei etwa $\langle p_{\perp,D^{*+}}\rangle \approx 1.2$ GeV/c (siehe Abbildung 7.1 (a)). Zufällige Spurkombinationen in den Jet-Jet-Ereignissen, die in der Signalregion liegen, führen in den meisten Fällen zu einem niedrigen Transversalimpuls des D^{*+}-Meson-Kandidaten. Der Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{c\bar{c}}/dp_{\perp,c}^{*2} \propto p_{\perp,c}^{*-4}$ (siehe Gleichung 7.8) bei hohen Transversalimpulsen führt jedoch auch zu einer Unterdrückung des D^{*+}-Signals.
Eine andere Möglichkeit, Untergrund zu unterdrücken, besteht in der Messung der Zerfallslänge des relativ langlebigen D^0-Mesons. Das D^0-Meson zerfällt nach einem Zerfallsgesetz. Nach einer Zeit t sind von einer großen Menge von Teilchen N_0 zum Zeitpunkt t_0 noch

$$N(t) = N_0 \exp\left(-(t_0 - t)/\tau\right) \tag{7.12}$$

vorhanden[3]. Die Lebensdauer eines Teilchens τ gibt an, nach welcher Zeit die Menge N_0 auf $1/e$ ($\sim 37\%$) der Anfangsmenge abgefallen ist. In dieser Zeit legt das betrachtete D^0-Meson die Zerfallslänge

[3] Dabei ist t die Eigenzeit im Ruhesystem des betreffenden Teilchens.

$$l_{decay} = \beta\gamma c\tau \quad \text{mit} \quad \beta\gamma = \frac{p_{D^0}}{m_{D^0} c} \tag{7.13}$$

zurück. Die Lebensdauer des D^0-Mesons beträgt $\tau_{D^0} = 0.415 \pm 0.004$ ps. Das entspricht einer Zerfallslänge von 133.4 ± 1.2 μm bei einem Impuls des D^0-Mesons von 2 GeV/c. Damit liegt die mittlere Zerfallslänge in der gleichen Größenordnung wie die Ortsauflösung des CST.
Beim Zerfall eines D^0-Mesons stammen die Spuren der Zerfallsprodukte nicht vom Primärvertex des Ereignisses, sondern vom Zerfallsvertex des D^0-Mesons (Sekundärvertex). Es gibt zwei bewährte Methoden, mit denen Sekundärvertizes nachgewiesen werden können: die Zerfallslängen-Methode und die Impakt-Parameter-Methode. Bei der Zerfallslängen-Methode wird sowohl der Primärvertex als auch der Sekundärvertex aus geladenen Spuren rekonstruiert. Der Abstand zwischen den beiden Vertizes ist die Zerfallslänge l_{decay}.

$$l_{decay} = |\vec{r}_{PVX} - \vec{r}_{SVX}| \tag{7.14}$$

Die Impakt-Parameter-Methode bestimmt die kürzeste Entfernung einer Teilchenspur zum Primärvertex. Sie wird sowohl in drei Dimensionen als auch in der Projektion in die xy-Ebene angewandt. Das Verfahren wird hauptsächlich bei Vertexdetektoren, die eine wesentlich bessere Auflösung in der xy-Ebene als in der z-Koordinate besitzen, benutzt. Zerfälle, bei denen nur ein geladenes Teilchen vom Sekundärvertex kommt, z.B. der τ-Lepton-Zerfall in ein geladenes Lepton und zwei Neutrinos, können nur durch die Impakt-Parameter-Methode untersucht werden.
Mit dem CST lassen sich Vertizes in drei Dimensionen mit hoher Genauigkeit bestimmen, so daß der Zerfall $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$, bei dem zwei geladene Spuren vom Sekundärvertex kommen, mit der Zerfallslängen-Methode untersucht werden kann. Es ist möglich, durch Rekonstruktion des Produktions- und des Zerfallsvertexes des D^0-Mesons die Zerfallslänge des Teilchens zu messen. Der Produktionsvertex ist der Primärvertex des Ereignisses, und der Zerfallsvertex ist der gemeinsame Vertex vom Kaon- und Pion-Kandidaten aus dem D^0-Meson-Zerfall. Die Forderung nach einer minimalen Zerfallslänge ist eine effektive Unterdrückung des Untergrundes aus Jet-Jet-Ereignissen mit leichten Quarks, bei denen die Fragmentationsprodukte unmittelbar am Primärvertex erzeugt werden.

7.5.1 Sekundär- und Primärvertexauflösung

Die Bestimmung der Zerfallslänge eines D^0-Mesons erfordert die Rekonstruktion seines Produktions- und seines Zerfallsvertexes. Der Zerfallsvertex (Sekundärvertex) wird durch Anpassen der rekonstruierten Spuren vom Kaon- und Pion-Kandidaten aus dem D^0-Zerfall auf einen gemeinsamen Ursprung berechnet. Zur Berechnung der Koordinaten des gemeinsamen Vertexes aus den Spurparametern und deren Kovarianzmatrix wurde die Subroutine `VVVOTC` [263] verwendet. Die Routine berechnet außerdem die Fehler der Vertex-Koordinaten und deren Kovarianzen.
Ein Vergleich der Auflösungen mit und ohne installiertem Vertexdetektor zeigt eine wesentliche Verbesserung in der Vertexrekonstruktion durch die hohe Ortsauflösung der Siliziumstreifendetektoren. Berechnet man die Sekundärvertizes aller Ereignisse, bei denen das Kaon und das Pion aus einem D^0-Zerfall rekonstruiert wurden und einen Transversalimpuls $p_\perp > 250$ MeV/c haben, und histogrammiert die Residuen bezüglich der generierten Zerfallsvertizes, so erhält man die Vertexauflösungen. Ohne Vertexdetektor betragen die mittleren Auflösungen für die x- und y-Koordinate $\sigma_{SVX,x,y} = 340$ μm und für die z-Koordinate $\sigma_{SVX,z} = 650$ μm (siehe Abbildung 7.7 (a,c,e)). Der Vertexdetektor verbessert die Werte etwa um einen Faktor 5 in der xy-Ebene und um einen Faktor 6.5 in der z-Koordinate. Man

erhält für die x- und y-Koordinate eine mittlere Auflösung von $\sigma_{SVX,x,y} = 72\ \mu$m und für die z-Koordinate eine mittlere Auflösung von $\sigma_{SVX,z} = 96\ \mu$m (siehe Abbildung 7.7 (b,d,f)).
Die Auflösung des rekonstruierten Sekundärvertexes ist abhängig von der Auflösung der Spurparameter der beiden Einzelspuren und damit vom Transversalimpuls der Zerfallsprodukte des D^0-Mesons. Die Überlagerung von Ereignissen mit unterschiedlichen Transversalimpulsen der Teilchen führt zu nicht-gaussischen Ausläufern der Residuenverteilungen.
Der Primärvertex wird aus allen Spuren, die nicht zu den D^0-Zerfallsprodukten gehören, rekonstruiert. Potentiell befinden sich unter diesen Spuren auch Teilchen, die vom Zerfall des zweiten Charm-Quarks und damit nicht vom Primärvertex stammen. Allerdings führt die mittlere Spurmultiplizität und das $\exp(-t/\tau)$-Verhalten des Zerfalls dazu, daß die Genauigkeit, mit welcher der Primärvertex auch unter Vernachlässigung dieses Effektes bestimmt werden kann, noch höher ist als die Genauigkeit des Sekundärvertexes. Die Auflösungen für den Primärvertex betragen ohne Vertexdetektor $\sigma_{PVX,x,y} = 230\ \mu$m für die x- und y-Koordinate und $\sigma_{PVX,z} = 500\ \mu$m für die z-Koordinate (siehe Abbildung 7.8 (a,c,e)). Unter Verwendung des Vertexdetektors können die Auflösungen stark verbessert werden. Sie betragen $\sigma_{PVX,x,y} = 20\ \mu$m für die x- und y-Koordinate bzw. $\sigma_{PVX,z} = 60\ \mu$m für die z-Koordinate (siehe Abbildung 7.8 (b,d,f)).
Die Auflösung des rekonstruierten Primärvertexes ist abhängig von der Anzahl der zur Rekonstruktion verwendeten Spuren und von deren Transversalimpulsen. Die Einträge von Ereignissen mit unterschiedlichen Parametern in den Residuenverteilungen führen zu nicht-gaussischen Ausläufern.
Das beste Verfahren zur Bestimmung des Primärvertexes ohne Vertexdetektor [255] besteht in der Messung der mittleren Strahlposition über viele Ereignisse (Laufvertex). Die Fehler ergeben sich dann aus den Dimensionen der Teilchenstrahlen. Die radialen Ausdehnungen betragen etwa $\sigma_x \approx 300\ \mu$m und $\sigma_y \approx 50\ \mu$m. Die z-Koordinate wird für jedes Ereignis rekonstruiert. Ohne Vertexdetektor ist eine Trennung von Primärvertex und Sekundärvertex nur bei sehr hohen Zerfallslängen möglich. Die hohe Genauigkeit der Vertexbestimmung mit dem CST macht es möglich, den Primärvertex und den Sekundärvertex für jedes Ereignis mit hoher Genauigkeit zu bestimmen.

7.5.2 Bestimmung der Zerfallslänge

Die rekonstruierte Zerfallslänge ist die Entfernung zwischen dem Primärvertex und dem Sekundärvertex. Dies entspricht der Flugstrecke des D^0-Mesons. Aus den rekonstruierten Impulsen des Kaons und des Pions kann die Flugrichtung des D^0-Mesons bestimmt werden. Bei exakter Rekonstruktion liegt der Impuls des D^0-Mesons parallel zur rekonstruierten Flugstrecke. Histogrammiert man den Kosinus des Winkels α zwischen dem D^0-Impuls und der Strecke Primärvertex–Sekundärvertex (siehe Abbildung 7.9 (a,b)), so erhält man bei D^{*+}-Ereignissen eine Verteilung mit einem Peak in Vorwärtsrichtung ($\cos\alpha = 1$), kaum Einträgen im Zentralbereich und einem kleinen Peak in Rückwärtsrichtung ($\cos\alpha = -1$). Der Peak bei $\cos\alpha = 1$ resultiert im wesentlichen aus Ereignissen mit großen Zerfallslängen, bei denen $\cos\alpha$ gut bestimmt ist. Die Einträge im Zentralbereich stammen von Zerfällen mit kleinen Zerfallslängen. Dabei kann $\cos\alpha$ nur mit einem großen Fehler bestimmt werden. Der Peak in Rückwärtsrichtung resultiert aus der besseren Auflösung des Sekundärvertexes in der xy-Ebene als in der z-Koordinate. Die Einträge stammen von D^0-Kandidaten, bei denen die xy-Koordinate des Sekundärvertexes gut rekonstruiert ist, aber die z-Position auf die der Flugrichtung entgegengesetzten Seite des Primärvertexes rekonstruiert wurde. Bei den Jet-Jet-Ereignissen ist die Verteilung symmetrisch zu $\cos\alpha = 0$ mit mehr Einträgen im Zentralbereich als bei den D^{*+}-Ereignissen. Dies resultiert aus den isotropen Spurkombinationen, bei denen die Richtung des D^0-Mesons nicht mit der rekonstruierten Strecke

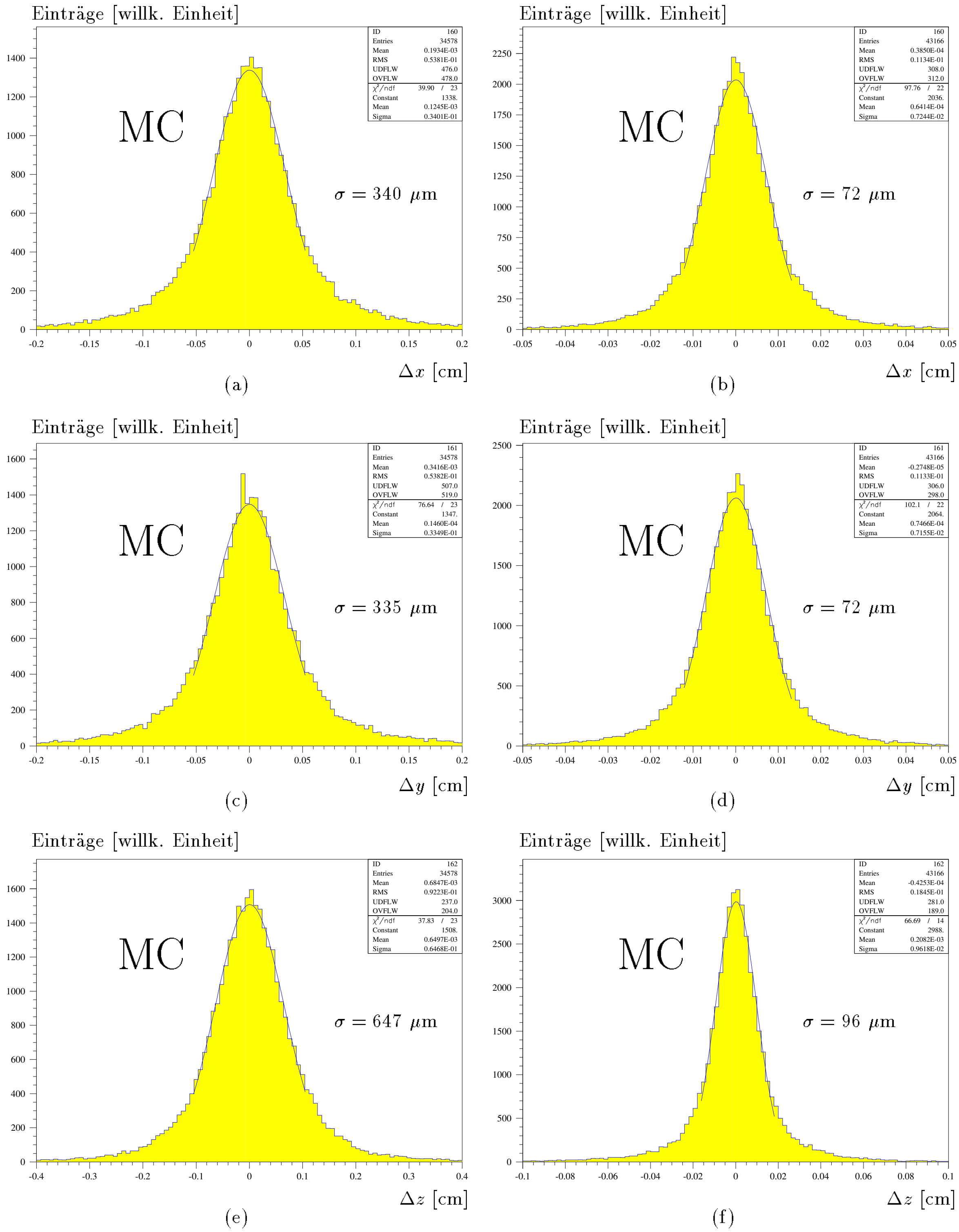


Abbildung 7.7: Sekundärvertexauflösung für rekonstruierte D^0-Zerfälle: (a) x-Auflösung (ohne Vertexdetektor), (b) x-Auflösung (mit Vertexdetektor), (c) y-Auflösung (ohne Vertexdetektor), (d) y-Auflösung (mit Vertexdetektor), (e) z-Auflösung (ohne Vertexdetektor), (f) z-Auflösung (mit Vertexdetektor).

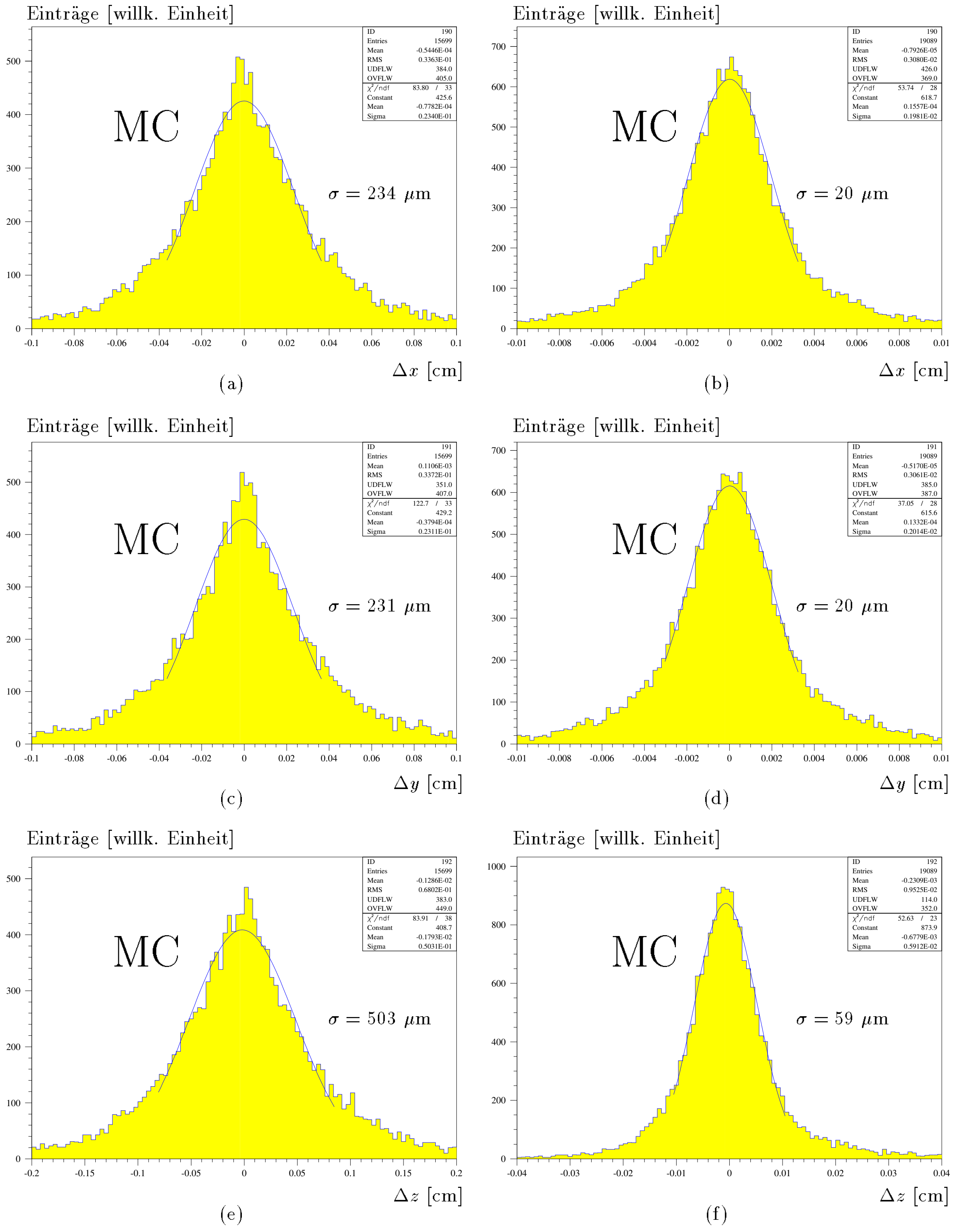


Abbildung 7.8: Primärvertexauflösung für rekonstruierte D^{*+}-Zerfälle: (a) x-Auflösung (ohne Vertexdetektor), (b) x-Auflösung (mit Vertexdetektor), (c) y-Auflösung (ohne Vertexdetektor), (d) y-Auflösung (mit Vertexdetektor), (e) z-Auflösung (ohne Vertexdetektor), (f) z-Auflösung (mit Vertexdetektor).

Primärvertex-Sekundärvertex korreliert ist. Ein Schnitt auf $\cos\alpha$ verbessert die Qualität der akzeptierten Ereignisse und reduziert den Untergrund. Bei einem Schnitt $\cos\alpha > 0.8$ wird der Untergrund auf $\sim 22\%$ reduziert und die Signalstatistik verringert sich auf $\sim 51\%$. Das Signal/Untergrund-Verhältnis wird um einen Faktor 2.3 verbessert. Dies gilt, so lange kein Schnitt auf die Zerfallslänge gemacht wird, da $\cos\alpha$ und die Zerfallslänge stark korreliert sind. Der $\cos\alpha$-Schnitt ist in guter Näherung unabhängig vom Transversalimpuls des D^{*+}-Mesons.

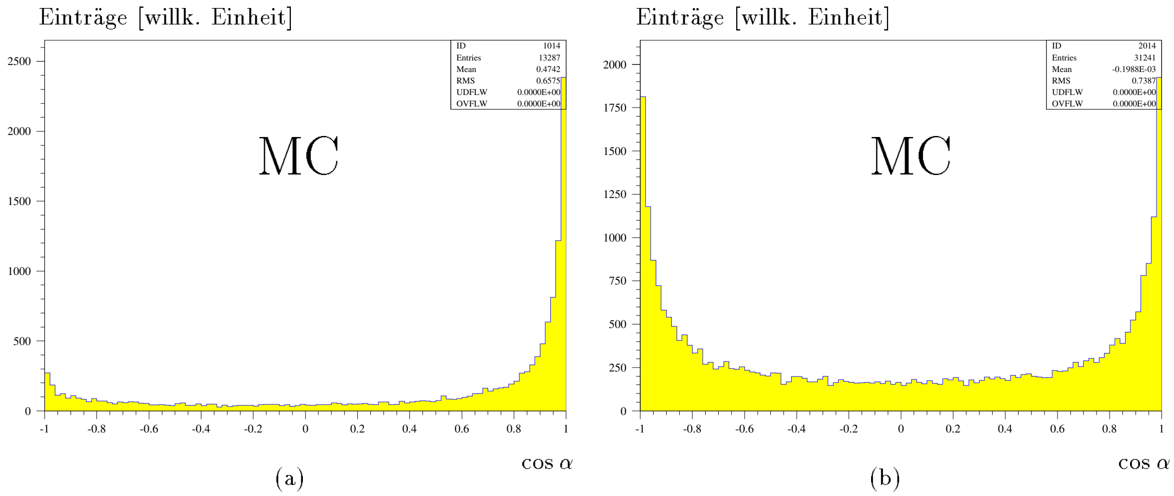


Abbildung 7.9: Winkel $\cos\alpha$ zwischen dem rekonstruierten D^0-Impuls und der Strecke Primärvertex–Sekundärvertex: (a) für D^{*+}-Ereignisse und (b) für Jet-Jet-Ereignisse. Es wurde kein Schnitt auf die Zerfallslänge oder die Sekundärvertexsignifikanz gemacht.

Die Verbesserung der Rekonstruktion durch den CST wird deutlich, wenn man die Verteilung der vorzeichenabhängigen Zerfallslänge

$$l^{\pm}_{decay} = |\vec{r}_{PVX} - \vec{r}_{SVX}| \, \frac{\cos\alpha}{|\cos\alpha|} \tag{7.15}$$

betrachtet (siehe Abbildung 7.10 (a,b)). Die Einträge bei negativen Zerfallslängen sind eine Folge der begrenzten Ortsauflösung. Der Anteil der negativen Einträge ist ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion.
Die Signifikanz S_{SVX}, daß es sich um Teilchen handelt, die vom Sekundärvertex stammen, wird als Quotient zwischen der rekonstruierten, vorzeichenabhängigen Zerfallslänge $l^{\pm}_{decay}$ und dem Fehler dieser Größe ausgedrückt:

$$S_{SVX} = \frac{l^{\pm}_{decay}}{\sigma_{l^{\pm}_{decay}}} \tag{7.16}$$

Dabei berechnet sich der Fehler der Zerfallslänge $\sigma_{l^{\pm}_{decay}}$ aus den Fehlern und Kovarianzen der Vertexrekonstruktion für den Primärvertex und den Sekundärvertex. Die Forderung nach einer minimalen Signifikanz $S_{SVX} > S_{SVX,min}$ für den Sekundärvertex-Kandidaten unterdrückt Untergrundereignisse stärker als Ereignisse mit rekonstruierten D^0-Zerfällen. Die Verteilung der Sekundärvertexsignifikanz für die richtig rekonstruierten D^{*+}-Mesonen mit und ohne CST ist in Abbildung 7.11 dargestellt. Ohne den CST würde die Forderung nach einer Mindestsignifikanz zu einer starken Reduktion des Signals führen.

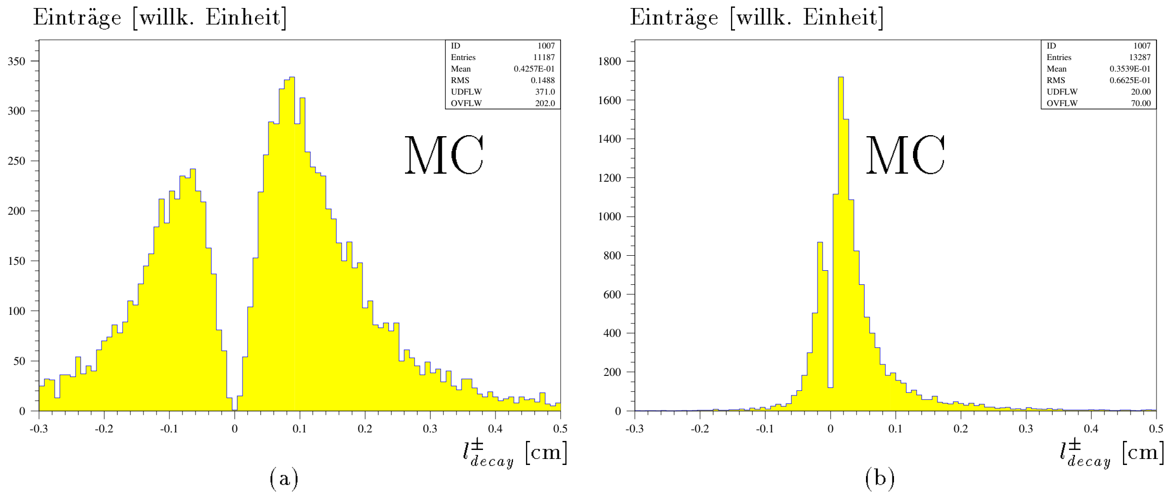


Abbildung 7.10: Vorzeichenabhängige Zerfallslänge $l^{\pm}_{decay}$ der rekonstruierten D^0-Mesonen: (a) ohne Vertexdetektor und (b) mit Vertexdetektor.

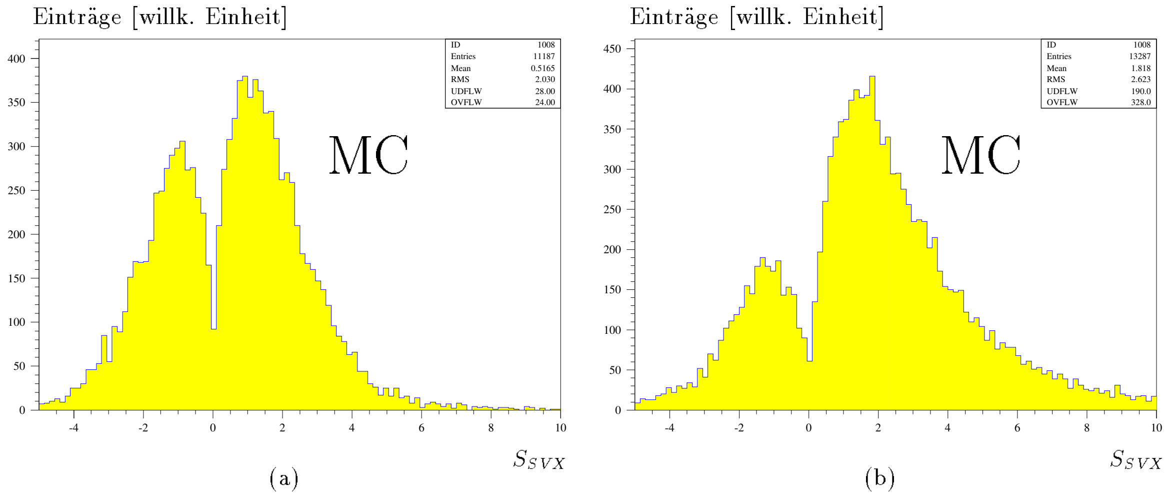


Abbildung 7.11: Sekundärvertexsignifikanz S_{SVX} der rekonstruierten D^0-Mesonen: (a) ohne Vertexdetektor und (b) mit Vertexdetektor.

7.5.3 Schnitte zur Untergrundunterdrückung im Transversalimpuls und in der Sekundärvertexsignifikanz

Die Effizienz der Untergrundunterdrückung durch die zusätzliche Forderung nach einer minimalen Signifikanz für den Sekundärvertex wurde mit Hilfe der generierten Monte-Carlo-Ereignisse untersucht. Bei der Δm-Methode wurden die in Abschnitt 7.3 beschriebenen Schnitte angewandt und zusätzlich für den Winkel zwischen dem D^0-Impuls und der Zerfallsstrecke $\cos\alpha > 0.8$ gefordert. Um die Ergebnisse mit der H1-Analyse vergleichen zu können, wurde jeweils die Anzahl der Ereignisse für D^{*+}- und Jet-Jet-Daten auf die Zahl der bei einem Transversalimpulsschnitt von $p_{\perp,D^{*+}} > 2.5$ GeV/c ohne Sekundärvertexsignifikanz gefundenen D^{*+}-Kandidaten normiert: Es wurden die D^{*+}-Mesonen gezählt, bei denen die drei Zerfallsprodukte richtig rekonstruiert wurden und die rekonstruierte Massendifferenz in der Signalregion des Δm-Histogramms lag. Diese Zahl wurde durch die bei einem Transversalimpulsschnitt von $p_{\perp,D^{*+}} > 2.5$ GeV/c ohne Sekundärvertexsignifikanz richtig rekonstruierten D^{*+}-Mesonen geteilt. Die Spurkombinationen der Jet-Jet-Ereignisse, die nach den angegebenen Schnitten in der Signalregion des Δm-Histogramms liegen, stellen den Untergrund dar. Auch diese wurden auf den Wert der bei einem Transversalimpulsschnitt von $p_{\perp,D^{*+}} > 2.5$ GeV/c ohne Sekundärvertexsignifikanz gefundenen Kandidaten geteilt. Der Quotient der beiden normierten Zählungen stellt das Signal/Untergrund-Verhältnis dar. Die Ergebnisse für verschiedene Transversalimpulsschwellen und minimale Sekundärvertexsignifikanzen sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Bei den fehlenden Einträgen wurde in den Jet-Jet-Ereignissen kein fehlidentifizierter D^{*+}-Kandidat in der Signalregion gefunden. Um die Ergebnisse mit den in der H1-Analyse gemachten Schnitten vergleichen zu können, muß außerdem die Untergrundunterdrückung auf 22% und die Reduktion der Signalstatistik um 49% durch den $\cos\alpha$-Schnitt berücksichtigt werden.

S_{SVX}	> 0.0	> 1.0	> 2.0	> 3.0	> 4.0
$p_{\perp,D^{*+}}$					
> 1.0	3.01±0.07 20.14±3.19 **0.15±0.02**	2.65±0.06 12.00±1.93 **0.22±0.04**	1.99±0.05 3.81±0.66 **0.52±0.12**	1.40±0.04 0.52±0.14 **2.69±0.73**	0.96±0.03 0.12±0.06 **8.00±4.01**
> 1.5	2.33±0.06 9.02±1.47 **0.26±0.04**	2.05±0.05 5.21±0.88 **0.39±0.07**	1.54±0.04 1.81±0.19 **0.85± 0.09**	1.08±0.03 0.26±0.09 **4.15±1.60**	0.75±0.02 0.10±0.05 **7.50±3.76**
> 2.0	1.54±0.04 3.31±0.58 **0.47±0.08**	1.36±0.04 1.71±0.33 **0.79±0.16**	1.02±0.03 0.57±0.15 **1.78± 0.47**	0.71±0.02 0.05±0.04 **14.20±11.37**	0.48±0.02 — —
> 2.5	1.00±0.00 1.00±0.00 **1.00±0.00**	0.88±0.03 0.52±0.14 **1.69±0.46**	0.65±0.02 0.12±0.06 **5.43±2.71**	0.44±0.03 — —	0.30±0.01 — —
> 3.0	0.70±0.02 0.45±0.12 **1.56±0.42**	0.61±0.02 0.24±0.08 **2.54±0.85**	0.45±0.02 0.05±0.04 **9.00±7.21**	0.30±0.01 — —	0.20±0.01 — —

Tabelle 7.3: Anzahl der rekonstruierten D^{*+}-Kandidaten für die in Tabelle 7.1 gemachten Schnitte und $\cos\alpha > 0.8$ bei verschiedenen Transversalimpulsschnitten und Signifikanzschnitten normiert auf den Wert bei $p_{\perp,D^{*+}} > 2.5$ GeV/c und $S_{SVX} > 0.0$: Signal (obere Zeile), Untergrund aus Jet-Jet-Ereignissen (mittlere Zeile) und Quotient der beiden Größen (Signal/Untergrund-Verhältnis, **fett**, untere Zeile). Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler der Zählungen. Dabei wurde der Fehler für den Normierungswert gleich null gesetzt und auf die betreffenden Quotienten umgerechnet.

Die in Tabelle 7.3 dargestellten Ergebnisse zeigen, daß die zusätzliche Forderung nach einer minimalen Sekundärvertexsignifikanz die Untergrundereignisse wesentlich stärker reduziert als die richtig rekonstruierten D^{*+}-Mesonen. Die Forderung nach einer minimalen Sekundärvertexsignifikanz $S_{SVX} > 3.0$ reduziert das Signal um etwa 50%, erhöht aber gleichzeitig das Signal/Untergrund-Verhältnis um einen Faktor ~ 20. Die Faktoren aufgrund des $\cos\alpha$-Schnittes liefern insgesamt eine Verbesserung des Signal/Untergrund-Verhältnisses um einen Faktor ~ 45 bei einer Reduktion der Signalstatistik auf 25% für die Zerfallslängen-Methode.

Ohne die explizite Forderung nach einer Sekundärvertexsignifikanz aber unter Berücksichtigung der Richtung des D^0-Mesons ($\cos\alpha > 0.8$) resultiert ein Untergrund von etwa 2% in der Signalregion aus falschen Spurkombinationen in den D^{*+}-Ereignissen (siehe Abbildung 7.5). Der Wert ist unabhängig vom gewählten Transversalimpulsschnitt. Bei etwa 25% dieses Untergrundes wird das richtig rekonstruierte D^0-Meson mit einem falschen Kandidaten für das langsame Pion kombiniert. Dieser Untergrund kann durch die Forderung nach einer Mindestsekundärvertexsignifikanz auf unter 1% reduziert werden (siehe Tabelle 7.4). Der Anteil der Ereignisse mit falsch rekonstruiertem langsamen Pion steigt durch einen Sekundärvertexschnitt bis auf etwa 40% des verbleibenden Untergrundes aus D^{*+}-Ereignissen an. Für diese Ereignisse ist ein Schnitt auf die Sekundärvertexsignifikanz nicht sensitiv.

S_{SVX}	> 0.0	> 1.0	> 2.0	> 3.0	> 4.0
$p_{\perp,D^{*+}}$	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
	1.96±0.17	1.70±0.17	1.28±0.17	1.08±0.18	1.09±0.22
> 1.0	0.27±0.05	0.32±0.06	0.36±0.09	0.37±0.12	0.42±0.16
	1.88±0.19	1.56±0.18	1.12±0.18	0.92±0.19	0.87±0.22
> 1.5	0.27±0.06	0.31±0.07	0.35±0.11	0.35±0.14	0.40±0.19
	1.83±0.22	1.50±0.22	1.06±0.21	0.91±0.23	0.81±0.27
> 2.0	0.25±0.07	0.30±0.09	0.32±0.13	0.40±0.19	0.44±0.27
	1.78±0.28	1.38±0.26	1.00±0.26	0.88±0.29	0.58±0.29
> 2.5	0.20±0.08	0.21±0.10	0.20±0.13	0.22±0.17	0.25±0.28
	1.92±0.34	1.55±0.33	1.06±0.32	0.87±0.36	0.64±0.37
> 3.0	0.19±0.09	0.23±0.11	0.18±0.14	0.17±0.18	0.33±0.38

Tabelle 7.4: Untergrund aufgrund von falschen Spurkombinationen in den D^{*+}-Ereignissen (obere Zeile) und der relative Anteil an diesem Untergrund, bei dem das richtig rekonstruierte D^0-Meson mit einem falschen Kandidaten für das langsame Pion kombiniert wurde (untere Zeile).

7.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Verwendung des CST bei der Spurrekonstruktion ermöglicht es, den Ereignisvertex (Primärvertex) für jedes Ereignis mit hoher Genauigkeit zu messen. Die Ortsauflösung für den Primärvertex kann um etwa einen Faktor 10 auf $\sigma_{PVX,x,y} = 20$ μm für die x- und y-Koordinate bzw. $\sigma_{PVX,z} = 60$ μm für die z-Koordinate verbessert werden. Dabei tragen im Mittel 8 Spuren zur Vertexrekonstruktion bei.

Die Untersuchung der Sekundärvertexauflösung anhand von D^{*+}-Ereignissen, bei denen ein D^0-Meson in ein Kaon und ein Pion zerfällt, ergibt eine Verbesserung der Ortsauflösung um die Faktoren 5 und 6.5 in der xy-Ebene bzw. in der z-Koordinate. Die Auflösungen mit dem CST betragen $\sigma_{SVX,x,y} = 72$ μm für die x- und y-Koordinate bzw. $\sigma_{SVX,z} = 96$ μm für die z-Koordinate.

Mit den erreichten Auflösungen kann die Differenz zwischen Primärvertex und Sekundärvertex mit einer Genauigkeit bestimmt werden, die in der Größenordnung der Zerfallslänge des

D^0-Mesons liegt. Die Messung des Betrages und der Richtung der Zerfallsstrecke kann verwendet werden, um Untergrundereignisse für den D^{*+}-Nachweis wirksam zu unterdrücken. Die in Untergrundereignissen fehlrekonstruierten D^{*+}-Kandidaten kommen vom Primärvertex. Die Forderung nach einer minimalen Signifikanz für die Zerfallslänge reduziert den Untergrund wirksam und führt zu einem moderaten Verlust an richtig rekonstruierten D^{*+}-Mesonen. Eine Mindestsignifikanz von $S_{SVX} \geq 3$ bei einem Winkel $\cos\alpha > 0.8$ zwischen dem D^0-Impuls und der Zerfallsstrecke erhöht das Verhältnis von richtig rekonstruierten D^{*+}-Mesonen zu fehlrekonstruierten D^{*+}-Kandidaten aus Untergrundereignissen um einen Faktor ~ 45. Dabei wird die Anzahl der richtig rekonstruierten D^{*+}-Mesonen um einen Faktor ~ 4 reduziert. Aufgrund der zu geringen Statistik von Untergrundereignissen konnte die Untergrundunterdrückung bei einer höheren Mindestsekundärvertexsignifikanz nicht untersucht werden. Berücksichtigt man den gemeinsamen Trend in den Zeilen von Tabelle 7.3, ist zu erwarten, daß eine höhere Sekundärvertexsignifikanz zu einer stärkeren Unterdrückung des Untergrundes als zu einer Reduktion der Signalstatistik führt.
Der Untergrund aus D^{*+}-Ereignissen, bei denen ein D^0-Meson richtig rekonstruiert wird, aber statt des langsamen Pions eine andere Spur mit dem D^0-Meson kombiniert wird, kann durch eine Forderung nach einer Sekundärvertexsignifikanz nicht reduziert werden. Dazu müssen Schnitte angewandt werden, welche die Kinematik des D^{*+}-Zerfalls berücksichtigen.
Mit der Methode der Sekundärvertexsignifikanz kann ein wesentlicher Beitrag zur Untergrundunterdrückung bei der Untersuchung von seltenen Zerfällen des D^0-Mesons erreicht werden. Um Verzweigungsverhältnisse in der Größenordnung von $\sim 10^{-4}$ messen zu können, müssen Mindestsekundärvertexsignifikanzen von $S_{SVX} > 4$ gefordert werden und zusätzliche Schnitte, welche die Kinematik des D^{*+}-Zerfalls berücksichtigen, gemacht werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Der H1-Detektor wurde zu Beginn der Datennahmeperiode 1995 um ein System aus Siliziumdetektoren erweitert. Das System besteht aus dem zentralen Silizium-Spurendetektor CST und dem rückwärtigen Silizium-Spurendetektor BST und verfügt in seiner endgültigen Ausbaustufe über mehr als 213000 Auslesekanäle.
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Steuer- und Auslesemodul OnSiRoC als zentrales Modul der Auslesekette der Siliziumdetektoren ausgehend vom Entwurf bis zu seinem Einsatz im H1-Detektor weiterentwickelt.
Die ersten acht OnSiRoCs konnten 1995 erfolgreich im H1-Detektor betrieben werden:

- Das Frontend-System bestehend aus den APC-Auslesechips und dem Decoder Chip wurde in drei verschiedenen Betriebsmodi durch die Signale des OnSiRoCs gesteuert: Datennahme, Signalauslese und Monitormessungen. Das Einlesen der Detektorsignale in die APC-Pipelinespeicher erfolgte synchron zur 10.4 MHz Bunch Crossing Frequenz von HERA. Die APCs wurden nach einem positiven Triggersignal mit einer Frequenz von 1.6 MHz ausgelesen. Zudem konnten Monitormessungen zur Bestimmung der Temperatur und von Versorgungsspannungen parallel zur Datennahme durchgeführt werden.

- Die analogen Detektorsignale konnten nach erfolgter Frontend-Auslese mit einer Auflösung von 12 Bit digitalisiert und die Rohdaten zur weiteren Rekonstruktion und Analyse abgespeichert werden. Dabei lieferte der OnSiRoC keinen signifikanten Beitrag zum Rauschuntergrund des Gesamtsystems.

- Die Versorgungsspannungen für die Vorverstärker der APCs und die digitalen Schalter der Frontend-Chips sowie die Sperrspannungen für die Siliziumdetektoren konnten zuverlässig betrieben werden.

- Die Kommunikation mit dem zentralen Triggersystem und der Datenakquisition von H1 konnte zu einem reibungslosen Betrieb gebracht werden.

Der OnSiRoC kann unabhängig vom H1-Triggersystem zum Betrieb von Siliziumdetektoren als autarkes System eingesetzt werden. Diese Möglichkeit wurde für Messungen an ϕ-Detektoren für den BST in einem Laboraufbau ausgenutzt.
Mit allen untersuchten Detektoren (CST, BST-r und BST-ϕ) konnten ionisierende Teilchen nachgewiesen werden: Die Untersuchung der Daten, die mit den in H1 installierten Siliziumdetektoren genommen wurden, ergab Signal/Rausch-Verhältnisse von weniger als 4:1 für den CST und etwa 11:1 für die r-Detektoren des BST. Das unbefriedigende Signal/Rausch-Verhältnis des CST ist im wesentlichen auf die relativ hohe Betriebstemperatur zurückzuführen,

die durch den Ausfall der Wasserkühlung bei der Datennahme bedingt war. Bei intakter Kühlung wird das Signal/Rausch-Verhältnis für die CST-Detektoren und die BST-r-Detektoren höchstens 15:1 betragen. Die ϕ-Detektoren des BST wiesen ein Signal/Rausch-Verhältnis von 13:1 im Laboraufbau auf.

Anhand der ausgelesenen Daten wurden die Möglichkeiten einer Datenreduktion durch Trefferidentifizierung mit dem OnSiRoC untersucht. Der integrierte Trefferdetektor arbeitet für Signale, die signifikant über einem zeitlich konstanten Untergrund liegen, bis 5.2 MHz fehlerfrei. Bei den untersuchten Detektoren führt jedoch neben dem moderaten Signal/Rausch-Verhältnis noch ein systematischer Untergrund von Common Mode-Schwankungen und Pedestaldrifts zu einer Verschlechterung der Trefferidentifizierung. Diese komplexen Effekte können mit dem Trefferdetektor des OnSiRoCs nur unzureichend oder unter Vergrößerung der Totzeit des Gesamtdetektors korrigiert werden.

Daher wird in Zukunft zusätzlich ein schneller Prozessor eingesetzt, der unter Verwendung der in dieser Arbeit dargestellten Verfahren in der Lage ist, parallel zur Datennahme eine effiziente Datenreduktion durchzuführen. Das angestrebte System verfügt durch Programmierbarkeit über eine hinreichend große Flexibilität, so daß auch auf sich ändernde Verhältnisse adäquat reagiert werden kann.

Der CST arbeitet als Vertexdetektor mit hoher Ortsauflösung. Damit wird es mit H1 erstmals möglich sein, Zerfallsvertizes von Hadronen mit schweren Quarks vom Primärvertex zu separieren (Zerfallslängenrekonstruktion). In einer Monte-Carlo-Studie wurde der Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ untersucht, wobei Schnitte auf den Quotienten aus der Zerfallslänge und ihrem Fehler (Signifikanz S_{SVX}) sowie auf den Winkel α zwischen dem D^0-Impuls und der Strecke Primärvertex-Sekundärvertex gemacht wurden. Es konnte gezeigt werden, daß durch die Forderung nach einer Mindestsignifikanz von $S_{SVX} \geq 3$ und $\cos\alpha > 0.8$ das Signal/Untergrund-Verhältnis für den Hauptuntergrund von etwa 5:7 um einen Faktor $\sim$ 45 auf $\sim$ 32:1 verbessert werden kann. Dabei wird die Statistik für das Signal nur um einen Faktor 4 reduziert. Die Methode der Zerfallslängenrekonstruktion wird in Zukunft ein wesentlicher Bestandteil bei der Untersuchung von seltenen Zerfällen von D-Mesonen sein.

Anhang A

Der OnSiRoC: Daten und Spezifikationen

In diesem Teil der Arbeit werden die für den Betrieb wichtigen technischen Aspekte des OnSiRoCs dargestellt. Der erste Abschnitt A.1 enthält eine Übersicht über die technischen Daten des OnSiRoCs. In Abschnitt A.2 wird ein Überblick über die Belegung der verschiedenen Stecker und Kontroll-Leuchtdioden auf der Frontplatte gegeben. Die erweiterte Belegung der VME-Stecker und die verschiedenen Register des OnSiRoCs werden in Abschnitt A.3 erläutert. Die Standardkonfigurationen für den Betrieb innerhalb des H1-Systems und im Laboraufbau sowie Standardprozeduren (z.B. Initialisierung) werden in Abschnitt A.4 beschrieben. Den Abschluß bildet Abschnitt A.5, in dem die Datenformate der verschiedenen Speicherbereiche auf dem OnSiRoC aufgelistet werden.

A.1 Technische Daten

Der OnSiRoC ist ein VME-Modul bestehend aus einem Motherboard und einem Piggyback. Das Motherboard, ein 12-lagiges Printed Circuit Board, ist auf der Vorderseite überwiegend mit SMD-Komponenten bestückt. Das Modul ist 233 mm hoch (6 Einheiten (6H)) und 220 mm tief. Das 14-lagige Piggyback ist auf der Vorder- und Rückseite bestückt. Es ist ebenfalls ein Printed Circuit Board und hat eine Fläche von 165×115 mm^2. Es ist vollständig mit SMD-Komponenten bestückt.
Zum Betrieb benötigt der OnSiRoC ein VME-Crate mit erweiterter Backplane. Die Backplane muß auf dem J2-Stecker über eine -5V-Spannungsversorgung für den internen Gebrauch und eine zusätzliche $+5$V-Spannungsversorgung zum Betrieb der Spannungsquellen verfügen. Bei dem Betrieb im H1-Detektor werden außerdem die Signale zur Kommunikation mit dem Triggersystem über den J2-Stecker geführt.
In Tabelle A.1 sind die wichtigsten Parameter des OnSiRoCs aufgeführt.

Sequenzer		
Speicher	128k Sequenzen	
Sequenzlänge	32 Bit	
Datenbits	15	
Adressbits	17	
Frequenz	1.28 – 20.4 MHz	
Steuersignale für den Decoder Chip		
Anstiegszeit	$\sim$ 5 ns	
Amplitude	$\pm$ 400 mV (nach 30 m Kabel)	
Digitalisierung		
max. Frequenz	10.4 MHz	
Genauigkeit	12 + 1 Bit	
Rohdatenspeicher	$4 \times 2048 \times 16$ Bit = 16 kByte	
Pedestalsubtraktion		
Genauigkeit	8 Bit	
Offset	8 Bit Grobpedestal	
Bereich	1/16 – 1/1 des FADC-Eingangs	
Pedestalspeicher	$32 \times 4 \times 2048 \times 8$ Bit = 256 kByte	
Spannungsquellen (vierfach)	Beschränkung	Bereich
V_{ana}	1.9 W	5 – 10 V
V_{dig}	1.9 W	5 – 10 V
V_{Sperr}	0.12 W	0 – 100 V
VME-Ansteuerung		
J1	Standard (siehe Abschnitt A.3.2)	
J2	erweitert (siehe Tabelle A.8)	
Platine	Motherboard	Piggyback
Größe	220×233 mm^2	115×165 mm^2
Stärke	2.1 mm	1.8 mm
Lagen	12	14
Leiterbahnbreite	0.18 mm	

Tabelle A.1: Einige Parameter des OnSiRoC-Moduls [264].

A.2 Die Frontplatte

Die Frontplatte des OnSiRoCs (siehe Abbildung A.1) enthält ein Leuchtdiodenfeld, 9 LEMO-Stecker, einen 20-poligen Stecker F1 und einen 50-poligen Stecker F2. Die Stecker F1 und F2 enthalten alle Verbindungsleitungen, die zum Betrieb des Frontend-Systems notwendig sind. Die Bedeutung der einzelnen Leuchtdioden und die Signalbelegung der Stecker werden in den Abschnitten A.2.1 – A.2.2 erläutert.

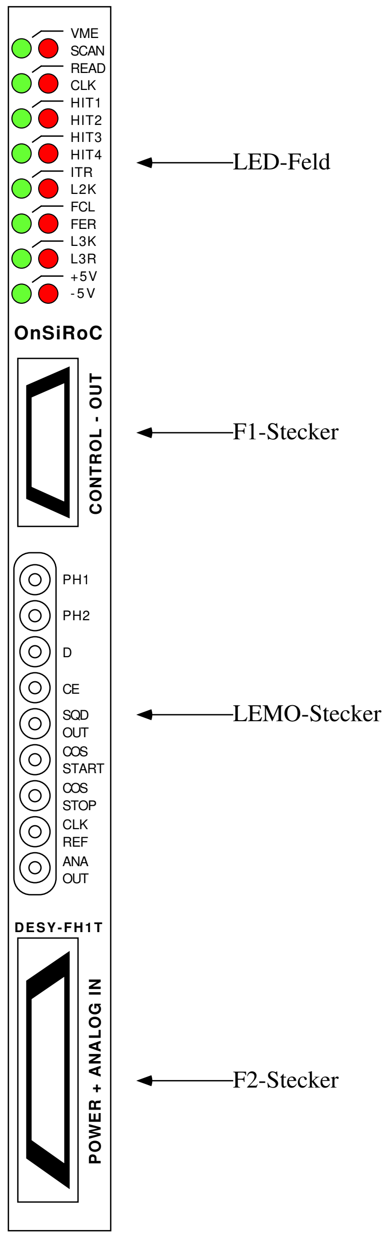


Abbildung A.1: Die OnSiRoC-Frontplatte (Die Leuchtdioden auf der linken Seite sind grün, die auf der rechten Seite rot.).

A.2.1 LED-Feld

Das LED-Feld besteht aus 8 grünen (linke Reihe) und 8 roten (rechte Seite) Leuchtdioden, die den aktuellen Status des OnSiRoCs anzeigen (siehe Tabelle A.2).

Diode	OnSiRoC-Status
VME	Aktiver VME-Zugriff.
SCAN	Der OnSiRoC befindet sich in der Datennahmephase.
READ	Der OnSiRoC befindet sich in der Auslesephase.
CLK	Aktiver Taktpuls.
HIT1–4	Im Trefferdetektor des betreffenden Kanals wurde ein Treffer detektiert.
ITR	Interrupt-Puls am Ende der Auslesephase.
L2K	L2KEEP-Puls, intern generiert oder vom STC-L2KEEP-Puls abgeleitet.
FCL	FCLR-Puls, intern generiert oder vom STC-FCLR-Puls abgeleitet.
FER	FER-Puls am Ende der Auslesephase.
L3K	L3KEEP-Puls, intern generiert oder vom STC-L3KEEP-Puls abgeleitet.
L3R	L3REJECT-Puls, intern generiert oder vom STC-L3REJECT-Puls abgeleitet.
+5V	+5 V Versorgungsspannung auf der VME-Backplane vorhanden.
−5V	−5 V Versorgungsspannung auf der erweiterten VME-Backplane vorhanden.

Tabelle A.2: Bedeutung der Leuchtdioden auf der OnSiRoC-Frontplatte.

A.2.2 Die LEMO-Stecker

Über die 9 LEMO-Stecker können Spannungen und Signale zu Funktionalitätstests oder Monitorzwecken abgegriffen werden (siehe Tabelle A.3). Außerdem dienen sie zur Kommunikation mit einem externen Triggersystem, wenn nicht der J2-Stecker des VME-Busses in Verbindung mit den STC-Modulen und dem zentralen Triggersystem von H1 verwendet wird. Die Signale auf den obersten vier LEMO-Steckern sind identisch mit den gleichnamigen Sequenzer-Signalen auf dem F1-Stecker (siehe Abschnitt A.2.3). Es ist möglich, diese Stecker zu deaktivieren (siehe Abschnitt A.4.1). Das Signal auf dem SQD OUT-Stecker wird ebenfalls vom Sequenzer erzeugt und kann für Triggerzwecke verwendet werden. Die Signale auf dem COS Start- und dem COS Stop-Stecker dienen zur Kommunikation des OnSiRoCs mit einem externen Triggersystem außerhalb des H1-Detektors (siehe Abschnitt A.4.2.2). Das Signal auf dem COS Start-Stecker wird vom OnSiRoC erzeugt, das Signal auf dem COS Stop-Stecker wird vom OnSiRoC empfangen. Der Clk Ref-Stecker ist mit einem Referenztakt belegt. Auf dem Stecker Ana Out kann die pedestalsubtrahierte Signalamplitude eines Analogkanals abgegriffen werden. Der Analogkanal ist wählbar (siehe Abschnitt A.4.1). Bis auf beim Stecker Ana Out handelt es sich bei allen Signalen um Standard NIM-Signale.

A.2.3 Der F1-Stecker

Über den Stecker F1 steuert der OnSiRoC den Decoder Chip (siehe Tabelle A.4). Die Sequenzer-Signale CE, D, PH1 und PH2 (siehe Abschnitt 5.4.1.2) sind durch Leitungen auf dem Erdpotential PGND voneinander getrennt.

A.2.4 Der F2-Stecker

Der Stecker F2 enthält die Betriebsspannungen V_{ana} und V_{dig} für die Frontend-Chips APC und Decoder Chip, die Sperrspannungen V_{Sperr} für die Siliziumstreifendetektoren und die Analog-Signalleitungen für die vier Analogkanäle (siehe Tabelle A.5).

Bezeichnung	Funktion
PH1	PH1-Signal
PH2	PH2-Signal
D	D-Signal
CE	CE-Signal
SQD OUT	Sequenzer-Bits SQD5–7 (jumperbar, siehe Abschnitt A.4.1)
COS Start	CosmicStart-Puls zum Aktivieren einer externen Triggerlogik
COS Stop	CosmicStop-Puls als externes Triggersignal
Clk Ref	Referenztakt
Ana Out	Analogamplitude (jumperbar, siehe Abschnitt A.4.1)

Tabelle A.3: Bedeutung der LEMO-Stecker auf der OnSiRoC-Frontplatte.

PIN	Belegung
5/6	+/− CE
9/10	+/− D
13/14	+/− PH2
17/18	+/− PH1
alle übrigen	PGND

Tabelle A.4: Steckerbelegung des F1-Steckers [264].

PIN	Belegung
1/2	+/− V_{dig} 4
3/4	+/− V_{dig} 3
5/6	+/− V_{dig} 2
7/8	+/− V_{dig} 1
13/14	+/− V_{ana} 4
17/18	+/− V_{ana} 3
21/22	+/− V_{ana} 2
25/26	+/− V_{ana} 1
27/28	+/− V_{Sperr} 4
29/30	+/− V_{Sperr} 3
31/32	+/− V_{Sperr} 2
33/34	+/− V_{Sperr} 1
37/38	+/− SI 4
41/42	+/− SI 3
45/46	+/− SI 2
49/50	+/− SI 1
alle übrigen	PGND

Tabelle A.5: Steckerbelegung des F2-Steckers [264].

A.3 VME-Befehle und Steckerbelegung

A.3.1 VME-Befehle

Alle Register und Speicherbereiche des OnSiRoCs lassen sich mit insgesamt 83 Befehlen über den VME-Bus ansprechen. In den Tabellen A.6 und A.7 sind die Adressen der Befehle aufgelistet. Die Angaben W und L in der Spalte *Länge* stehen dabei für *Word* (16-Bit Zugriff) bzw. *Long Word* (32-Bit Zugriff).

Funktion	Adresse	Länge	Lesen	Schreiben
Sequenzer				
Startadresse 1+2	34	L		•
Startadresse 3	38	W		•
Taktpuls	3A	W		•
oberer Speicherbereich	6C	L	•	•
unterer Speicherbereich	30	L	•	•
Sequenzer, Kontrollregister aktiv	1D	W		•
Sequenzer, Kontrollregister nicht aktiv	1B	W		•
Streifenzähler (CC) und Pipelinezähler (PC)				
CC1 inkr.	D2	W		•
CC2 inkr.	2C	W		•
CC1 Reset	CC	W		•
CC2 Reset	CE	W		•
CC1+2 Reset	D0	W		•
PC inkr.	2E	W		•
PC Reset	D4	W		•
CC1 + PC	C8	L	•	•
CC2 + PC	28	L	•	•
CC1+2 + PC Reset	D6	W		•
Digitalisierung und Streifenzähler 2 (CC2)				
FADC 1+3	10	L	•	
FADC 2+4	14	L	•	
FADC Takt 1+2+3+4	3C	W		•
Kanal 1+3	08	L	•	•
Kanal 2+4	0C	L	•	•
Kanal 1+3, CC2 inkr.	A4	L	•	•
Kanal 2+4, CC2 inkr.	A8	L	•	•
Kanal 1+3 von FADC	F4	L		•
Kanal 2+4 von FADC	F8	L		•
Kanal 1+3 von FADC, CC2 inkr.	A0	L		•
Kanal 2+4 von FADC, CC2 inkr.	BC	L		•
Pedestalsubtraktion und Streifenzähler 1 (CC1)				
Grobpedestal 1	98	W	•	•
Grobpedestal 2	9A	W	•	•
Grobpedestal 3	9C	W	•	•
Grobpedestal 4	9E	W	•	•
DAC-Takt	68	W		•
Pedestalspeicher 1+2+3+4	20	L	•	•
Pedestalspeicher 1+2+3+4, CC1 inkr.	24	L	•	•
Pedestalspeicher 1+2+3+4, PC inkr.	C0	L	•	•
Trefferdetektor				
Kanal 1+2 Reset	4C	W		•
Kanal 3+4 Reset	4E	W		•
Kanal 1+2+3+4 Reset	50	W		•
Set + Takt	48	L		•
Schwelle	40	L	•	•
Breite	52	W	•	•
aktuelle Breite	44	W	•	

Tabelle A.6: VME-Befehle [264].

Funktion	Adresse	Länge	Lesen	Schreiben
Kontroll- und Statusregister				
Kontrollregister 1+2	04	L		•
Statusregister	C4	W	•	
Triggersignale				
FCLR	76	W		•
L2Keep	78	W		•
L2Reject	7A	W		•
L2-Delay Reset	7C	W		•
FER Reset	7E	W		•
L3Keep	FC	W		•
L3Reject	FE	W		•
CosmicPrestart	DA	W		•
CosmicStart	DC	W		•
CosmicStop	D8	W		•
L2Keep Counter	14	L	•	•
L2Keep Counter Reset	66	W		•
V_{Sperr} **und** I_{Sperr}				
Kanal 1	90	W	•	•
Kanal 2	92	W	•	•
Kanal 3	94	W	•	•
Kanal 4	96	W	•	•
Globale Funktionen				
OnSiRoC Reset mit Kontrollregister	84	W		•
OnSiRoC Reset ohne Kontrollregister	88	W		•
Taktschleife Start	70	W		•
Taktschleife Stop	72	W		•
Taktteiler Reset	74	W		•
Interrupter Test	F0	W		•
Interrupter Set	80	W		•
Interrupter Clear	82	W		•
Trefferzähler (HC) und Trefferspeicher				
HC 1+3	54	L	•	•
HC 2+4	58	L	•	•
HC 1+2 inkr.	5C	W		•
HC 3+4 inkr.	5E	W		•
HC 1+2+3+4 inkr.	60	W		•
HC 1+2 Reset	62	W		•
HC 3+4 Reset	64	W		•
HC 1+2+3+4 Reset	66	W		•
Kanal 1+3	E8	L	•	•
Kanal 2+4	EC	L	•	•
Kanal 1+3, HC 1+3 inkr.	E0	L	•	•
Kanal 2+4, HC 2+4 inkr.	E4	L	•	•
Kanal 1, CC2 + Rohdaten, CC2 inkr.	AC	L	•	
Kanal 2, CC2 + Rohdaten, CC2 inkr.	B0	L	•	
Kanal 3, CC2 + Rohdaten, CC2 inkr.	B4	L	•	
Kanal 4, CC2 + Rohdaten, CC2 inkr.	B8	L	•	

Tabelle A.7: VME-Befehle (Fortsetzung) [264].

A.3.2 VME-Stecker J1 und J2

Die Steckerbelegung für den VME-Stecker J1 entspricht der Standardbelegung [227]. Die Spalten A und C des J2-Steckers wurden um Triggersignale, zusätzliche Spannungsversorgungen und Bits für die globale Moduladresse erweitert (siehe Tabelle A.8).
Die Signale der zentralen Triggerlogik von H1 liegen in den Reihen 1 – 5 und 8 – 9. Die Signale GMA1+2+4+8 in den Reihen 6 und 7 stellen vier Bits einer geographischen Moduladresse dar. Auf der erweiterten OnSiRoC-Backplane sind je nach Position im Crate diese 4 Bits durch Jumper gesetzt. Das hat den Vorteil, daß sich der Benutzer nicht um die Moduladresse der OnSiRoCs zu kümmern braucht, sondern die Module entsprechend ihrer geographischen Position (links 0, rechts 15) ansprechen kann. In den Reihen 21 – 28 liegen die Anschlüsse für die zusätzliche +5V-Spannungsversorgung. Mit dieser Spannungsversorgung werden die Spannungsquellen für das Frontend-System V_{ana}, V_{dig} und V_{Sperr} betrieben. Die −5V-Spannungsversorgung in den Reihen 30 – 32 wird intern im OnSiRoC verwendet. Sie ist auch ohne Verwendung der OnSiRoC-Spannungsquellen für den Betrieb erforderlich.

Reihe	Spalte A	Spalte B	Spalte C
1	+HCK	+5V	−HCK
2	+PIEN	GND	−PIEN
3	+L2K	RESERVED	−L2K
4	+FCLR	A24	−FCLR
5	+FER	A25	−FER
6	GMA8	A26	GMA4
7	GMA2	A27	GMA1
8	+L3K	A28	−L3K
9	+L3R	A29	−L3R
10		A30	
11		A31	
12		GND	
13		+5 V	
14		D16	
15		D17	
16		D18	
17		D19	
18		D20	
19		D21	
20		D22	
21	+5V PS	D23	+5V PS
22	+5V PS	D24	+5V PS
23	+5V PS	GND	+5V PS
24	+5V PS	D25	+5V PS
25	PSGND	D26	PSGND
26	PSGND	D26	PSGND
27	PSGND	D26	PSGND
28	PSGND	D26	PSGND
29		D30	
30	GND	D31	GND
31	GND	GND	GND
32	−5V	+5V	−5V

Tabelle A.8: Erweiterte Belegung des J2-Steckers [264].

A.4 Konfiguration und Standardeinstellungen

A.4.1 Jumperkonfiguration

Der OnSiRoC verfügt über 7 verschiedene Jumperfelder zur Einstellung unterschiedlicher Konfigurationen. Eine schematische Darstellung in Abbildung A.2 zeigt die Positionen der Jumperfelder auf dem OnSiRoC. Die Jumper haben die folgenden Funktionen:

SQD Out: Der gesteckte Jumper entscheidet, welches der Sequenzer-Bits SQD5–7 auf dem LEMO-Stecker SQD Out auf der Frontplatte einen Signal-Puls erzeugt. Der linke Steckplatz entspricht SQD5, der mittlere SQD6 und der rechte SQD7. Es ist maximal ein Jumper zu stecken. Die Konfiguration richtet sich nach dem verwendeten Sequenzer-Code. Es wird keine Standardkonfiguration empfohlen.

Decoder Chip-Monitorsignale: Die Jumper ermöglichen, daß die Steuersignale für den Decoder Chip parallel zum F1-Stecker auch auf den LEMO-Steckern $\phi 1$, $\phi 2$, D und CE zugänglich sind. Ist der rechte Jumper gesteckt, so sind die LEMO-Stecker aktiv, ist der linke Jumper gesteckt, sind die LEMO-Stecker nicht aktiv. Es wird empfohlen genau einen der beiden Jumper zu stecken. Dies sollte aufgrund der Nützlichkeit der Monitorsignale immer der linke sein, zumal dadurch keine nachteiligen Effekte auftreten.

Analogsignal-Monitor: Der Jumper entscheidet, welcher der vier Analogkanäle als Monitorkanal dient. Die pedestalsubtrahierte Signalamplitude dieses Kanals kann über den LEMO-Stecker ANA OUT auf der Frontplatte abgegriffen werden. Die Kanalnummer steigt von oben nach unten mit dem Steckplatz. Es ist maximal ein Jumper an die Position des gewünschten Analogkanals zu stecken. Dies erlaubt eine schnelle Überprüfung der Analogsignale und der Funktionalität der Pedestalsubtraktion.

Taktteiler: Der Sequenzer kann mit dem Bit SQD8 während des Betriebs zwischen zwei verschiedenen Frequenzen wechseln. Mit den Taktteiler-Jumpern kann die Frequenz des langsamen Sequenzer-Taktes auf einen Bruchteil des schnellen 20.8 MHz-Taktes eingestellt werden. Die Jumper bilden eine 4 Bit Zahl n, wobei von links nach rechts die Wertigkeit der Bits abnimmt. Die resultierende Frequenz beträgt $\frac{20.8}{n+1}$ MHz. Es wird empfohlen mindestens einen Jumper zu stecken. Jede beliebige Konfiguration ist möglich. Maximal können alle vier Jumper gleichzeitig gesteckt werden. Die endgültige Konfiguration richtet sich nach dem Sequenzer-Code und der gewünschten Frequenz.

VME-Adresse: Mit diesen Jumpern wird die VME-Adresse des OnSiRoCs eingestellt. Die Basisadresse des OnSiRoCs sollte im 24 Bit Adressraum auf $Fx0000 eingestellt sein. Der oberste Jumper entspricht dem Adressbit A8 und der unterste A31. Ein ungesteckter Jumper bedeutet ein aktives Bit. Die Standardkonfiguration wird durch Setzen von A8 – A15 und Nichtsetzen von A20 – A31 erreicht. Die Bits A16 – A19 entsprechen der individuellen OnSiRoC-Nummer. Per Konvention liegt das Modul mit der niedrigsten Nummer an der am weitesten links gelegenen Position im Crate. Es können bis zu 16 OnSiRoCs individuell pro Crate numeriert werden. Die Bits A0 – A7 entsprechen den Registern und Speicheradressen auf dem OnSiRoC.

VME-Interrupts: Die Jumper aktivieren die VME-Interrupts IRQ1–7. Die Interrupt-Nummer steigt von unten nach oben mit der Jumperposition. Da die VME-Interrupts zur Zeit nicht verwendet werden, wird empfohlen keinen Jumper zu stecken.

VME-Interrupt-Priorität: Die beiden Jumper stellen eine 2-Bit Zahl dar, die der Priorität der erzeugten Interrupts entspricht.

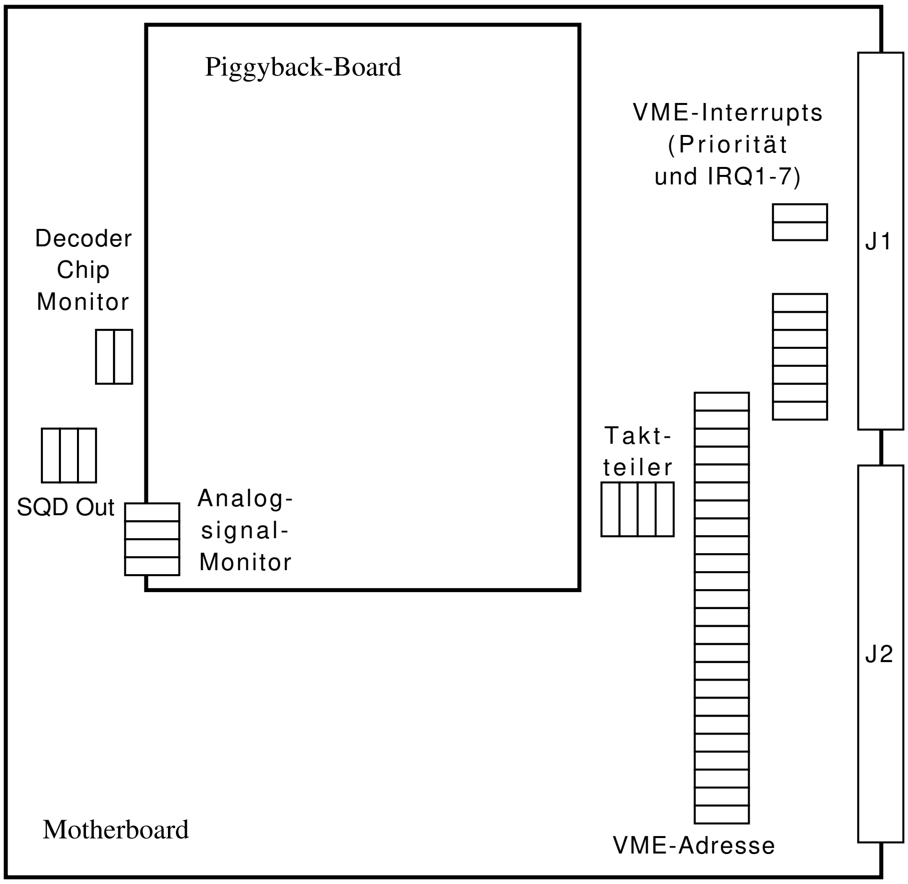


Abbildung A.2: Position der OnSiRoC-Jumperfelder.

A.4.2 Betrieb

Bevor der OnSiRoC das Frontend-System steuern und die Daten verarbeiten kann, müssen in einer Initialisierungsphase einige Speicher und Register geladen werden. Dies erfolgt mit Hilfe der in den Tabellen A.6 und A.7 aufgeführten VME-Befehle. In diesem Abschnitt wird die Initialisierung (A.4.2.1) des OnSiRoCs und die Datennahme (A.4.2.2) beschrieben. Wird zur Ansteuerung des OnSiRoCs ein Macintosh Computer verwendet, so sind die folgenden Programme nützlich: `OSCA` [228], `SiTest` [242], `Zaradann` [243] und `SiRun` [244]. Ihre Anwendung wird in Abschnitt 6.2.1.1 beschrieben.

A.4.2.1 Initialisierung

Zur Initialisierung des OnSiRoCs gehören die folgenden Schritte:

- Kontrollregister 1 und 2 laden,
- Startadressen 1 und 2 laden,
- Sperrspannungen einstellen,
- Grobpedestal laden,
- Trefferdetektorschwelle und -breite laden,
- Zähler, Register und Flip-Flops zurücksetzen,
- Sequenzer laden,
- Pedestalspeicher laden.

Die Konfiguration von Kontrollregister 1 unterscheidet sich für den Betrieb im H1-Detektor bzw. im Laboraufbau (siehe Tabelle A.9). Bei H1 kommuniziert der OnSiRoC über den J2-Bus mit dem zentralen Triggersystem und wird mit dem HERA-Takt getaktet. Im Laboraufbau generiert der OnSiRoC seinen eigenen Takt und reagiert auf VME-Befehle über den Standard J1-Bus und über die Frontplatten-LEMO-Stecker. Im Kontrollregister 2 werden die Analogeingänge aktiviert und die Spannungsquellen V_{ana} und V_{dig} eingeschaltet[1]. Die Spannungsquellen für die Detektoren sollten erst nach Setzen der Sperrspannung V_{Sperr} eingeschaltet werden.

	Kontrollregister 1	Kontrollregister 2
H1-Detektor	$00A0	$0000
Laboraufbau	$01DB	$0000

Tabelle A.9: Kontrollregisterkonfiguration in der Initialisierungsphase.

Die einzustellenden Sperrspannungen ergeben sich aus den individuellen Verarmungsspannungen der verwendeten Detektoren. Die Parameter im Zusammenhang mit der Treffererkennung (Pedestalwerte, Trefferdetektorschwellen usw.) sind Erfahrungswerte und damit vom benutzten Frontend-System abhängig. Außerdem können sie zeitlichen Schwankungen unterliegen, die durch erneutes Setzen der Parameter angepaßt werden müssen.
Bei H1 erfolgt die Initialisierung automatisch vor Beginn der Datennahme über die zentrale Datenakquisition. Im Laboraufbau ist es bequem für das Setzen der Register eine `Zaradann`-Datei zu verwenden und anschließend den Sequenzerspeicher und den Pedestalspeicher mit dem Programm `SiTest` zu laden.

[1] Wenn nicht alle Spannungsquellen mit dem Frontend-System verbunden sind, können diese ausgeschaltet bleiben.

A.4.2.2 Datennahme

Nach der Initialisierung sind die Sperrspannungen V_{Sperr} für die Detektoren durch Setzen von Kontrollregister 1 einzuschalten (siehe Tabelle A.10). Im Laboraufbau ist auch Kontrollregister 2 erneut zu setzen. In der Initialisierungsphase ist das Pipelinesignal deaktiviert und dadurch ein Lesen des Sequenzerspeichers möglich. Mit der neuen Konfiguration wird das Pipelinesignal aktiviert. Dies kann entweder das PIEN-Signal des zentralen Triggersystems sein oder intern generiert werden.

	Kontrollregister 1	Kontrollregister 2
H1-Detektor	\$00A0	\$0FFF
Laboraufbau	\$01DF	\$0FFF

Tabelle A.10: Kontrollregisterkonfiguration während der Datennahme.

Die Reaktion auf die Signale des Triggersystems unterscheidet sich für den Betrieb im H1-Detektor bzw. im Laboraufbau: Bei H1 erhält der OnSiRoC die Triggersignale über den J2-Bus. Ein L2KEEP-Signal setzt das L2PON-Bit im Statusregister (bei nicht gesetztem L2DON-Bit) und der OnSiRoC beginnt mit der Frontend-Auslese. Befindet sich noch ein zuvor ausgelesenes Ereignis im Rohdaten- und Trefferspeicher ist das L2DON-Bit gesetzt. Sobald die Speicher vom Datenakquisitionssystem ausgelesen wurden, wird das L2DON-Bit gelöscht und die Frontend-Auslese an Startadresse 2 im Sequenzer kann beginnen. Während der Frontend-Auslese ist das FER-Bit im Statusregister nicht gesetzt. Nach der Frontend-Auslese setzt der Sequenzer die Bits SQD13+15, wodurch das FER-Bit gesetzt wird und der Sequenzer anhält. Die Datenakquisition liest das Ereignis aus dem Treffer- und Rohdatenspeicher und setzt anschließend das L2DON-Bit zurück. Nachdem alle Subdetektoren ihr FER-Signal an das Triggersystem gesendet und das entsprechende L3-Triggersignal bestätigt haben, sendet das Triggersystem ein FCLR-Signal. Ein FCLR-Signal kann nach Konvention zu einem beliebigen Zeitpunkt gesendet werden und zum Start eines neuen Datennahmezyklus führen. Der OnSiRoC startet nach einem FCLR-Signal den Sequenzer an Startadresse 1 und initialisiert damit die Frontend-Chips und beginnt dann mit der Datensammlung in die Pipelinespeicher der APCs.

Im Laboraufbau übernimmt das Programm `SiRun` zusammen mit einem externen Trigger die Auslese des OnSiRoCs und die Erzeugung der Triggersignale. Zu Beginn der Datennahme wird der Sequenzer durch einen COSMIC PRE-START-VME-Befehl (identisch mit dem VME-Befehl FCLR) an Startadresse 1 gestartet. Ein externer Trigger erzeugt durch einen NIM-Puls auf dem COS Stop-LEMO-Stecker auf der Frontplatte ein internes L2KEEP-Signal und veranlaßt den OnSiRoC zur Frontend-Auslese. Das Triggersystem muß gewährleisten, daß von diesem Zeitpunkt bis zum erneuten Anlauf der Frontend-Pipelines kein weiteres COSMIC STOP-Signal eintrifft. Nach abgeschlossener Frontend-Auslese setzt der Sequenzer die Bits SQD13+15. Dadurch wird im Statusregister das Interrupt-Bit IRON gesetzt. Das Programm `SiRun` prüft dieses Bit ständig und erkennt, daß sich ein Ereignis im Treffer- bzw. Rohdatenspeicher befindet. Dieses Ereignis kann ausgelesen und auf der Festplatte gespeichert werden. Danach wird der Sequenzer über ein COSMIC PRE-START-Signal erneut gestartet. Ein NIM-Puls auf dem COS Start-LEMO-Stecker signalisiert der Triggerelektronik, daß der OnSiRoC zur erneuten Frontend-Auslese bereit ist.

A.5 Speicherorganisation und Datenformate

Die großen, zusammenhängenden Speicherbereiche auf dem OnSiRoC Sequenzerspeicher, Rohdatenspeicher, Pedestalspeicher und Trefferspeicher können z.B. mit dem Programm `SiTest` [242] in Form von Dateien geladen werden. Der Aufbau der Dateien entspricht dabei im wesentlichen der Hardware-Struktur des betreffenden Speicherbereichs.

A.5.1 Sequenzerspeicher

Der Sequenzerspeicher ist 32 × 128k Sequenzen groß. Jede Sequenz besteht aus 32 Bits. Die höherwertigen 16 Adressbits SQA0–15 bestimmen die Adresse der nächsten Sequenz, zusammen mit dem Bit SQD14, welches den Speicherbereich festlegt. Werden beide Speicherbereiche verwendet, so ist jeweils eine `OSCA`-Datei in den unteren und oberen Speicherbereich zu laden. Die Datenbits SQD0–13,15 steuern die OnSiRoC-Funktionen während des Betriebs (siehe Abschnitt 5.4.1.2). Zur Erzeugung der Sequenzer-Datei dient das Programm `OSCA` [228]. Es setzt Befehle einer Metasprache in einen ladbaren Binärcode um [229]. Dabei übernimmt `OSCA` auch die komplette Speicherorganisation des Sequenzerspeichers: Die ersten 256 Adressen dienen als Sprungadresse zu den eigentlichen Programmen. Per Konvention sind die Startadressen 1 und 2 für die Datennahme bzw. die Frontend-Auslese reserviert [229].

A.5.2 Rohdatenspeicher

Die Rohdaten werden mit einer Auflösung von 12 Bit digitalisiert (Raw0–11) und ein 13. Bit (Raw12) gibt an, ob die Analogamplitude bei der Digitalisierung im Eingangsbereich des AD-Wandlers lag. Liegt die Analogamplitude außerhalb des Eingangsbereichs des AD-Wandlers, wird Raw12 gesetzt. Bei zu niedriger Amplitude werden die Bits Raw0–11 auf null gesetzt, bei zu hoher auf eins. Um das Datenformat auf zwei Byte anzupassen, werden die Bits Raw0–12 in die niedrigsten 13 Bits eines 2 Byte Wortes geschrieben und die verbleibenden 3 höchstwertigen Bits mit Einsen aufgefüllt. Die einzelnen Fälle sind in Tabelle A.11 aufgeführt.

Amplitude	Raw15–13	Raw12	Raw11–0	Gesamt
Normal	111	0	12 Bit Amplitude	Exxx
Underflow	111	1	0000 0000 0000	F000
Overflow	111	1	1111 1111 1111	FFFF

Tabelle A.11: Rohdatenformat.

Die Struktur des Rohdatenspeichers wird durch den zeitlichen Ablauf der Digitalisierung und der Abspeicherung der Rohdaten bestimmt (siehe Abschnitt 5.4.1.3). Der gesamte Rohdatenspeicher umfaßt 16 kByte. Die ersten 8 kByte enthalten alternierend die Daten der Analogkanäle 1 und 3 , die anderen 8 kByte die der Analogkanäle 2 und 4. Die Rohdaten Raw_j^i (Analogkanal i, Auslesestreifen j) sind dabei in Ausleserichtung sortiert:

$$\begin{array}{c} \mathrm{Raw}_0^3,\ \mathrm{Raw}_0^1,\ \ldots,\ \mathrm{Raw}_{2047}^3,\ \mathrm{Raw}_{2047}^1, \\ \ddots \\ \mathrm{Raw}_0^4,\ \mathrm{Raw}_0^2,\ \ldots,\ \mathrm{Raw}_{2047}^4,\ \mathrm{Raw}_{2047}^2. \end{array}$$

A.5.3 Pedestalspeicher

Im Pedestalspeicher sind die 8 Bit-Pedestals von 4 × 2048 Streifen für alle 32 APC-Pipelinespeicher gespeichert. Dies entspricht einer Speichergröße von 256 kByte. Der Pedestalspeicher ist dabei folgendermaßen strukturiert:

$$\left.\begin{array}{llll} \mathrm{Ped}_0^4 & \mathrm{Ped}_0^3 & \mathrm{Ped}_0^2 & \mathrm{Ped}_0^1 \\ \vdots & & & \\ \mathrm{Ped}_{2047}^4 & \mathrm{Ped}_{2047}^3 & \mathrm{Ped}_{2047}^2 & \mathrm{Ped}_{2047}^1 \end{array}\right\} \text{Pipelinespeicher}_0$$
$$\ddots$$
$$\left.\begin{array}{llll} \mathrm{Ped}_0^4 & \mathrm{Ped}_0^3 & \mathrm{Ped}_0^2 & \mathrm{Ped}_0^1 \\ \vdots & & & \\ \mathrm{Ped}_{2047}^4 & \mathrm{Ped}_{2047}^3 & \mathrm{Ped}_{2047}^2 & \mathrm{Ped}_{2047}^1 \end{array}\right\} \text{Pipelinespeicher}_{31}$$

A.5.4 Trefferspeicher

Die Anzahl der in einem Analogkanal gefundenen Treffer ist in den vier Trefferzählern (HC1–4) gespeichert. Die Trefferspeicher der Analogkanäle enthalten nach der Frontend-Auslese die Adressen und die Breiten der gefundenen Treffer. Dabei bezieht sich die angegebene Adresse auf den ersten Streifen hinter dem gefundenen Treffer. Das Format, in dem ein Treffer im Trefferspeicher abgespeichert wird, ist in Tabelle A.12 dargestellt.

Hit15–11	Hit10–0
5-Bit Trefferbreite	11-Bit Trefferadresse

Tabelle A.12: Trefferformat.

Literaturverzeichnis

[1] F. Jaquet und A. Blondel. Detectors for charged current events. *Interner Bericht DESY 79-48*, pages 391–394, 1979. Proceedings of the study of an *ep* facility for Europe, Hrsg. U. Amaldi, DESY, Hamburg.

[2] H1 Collaboration, S. Aid et al. A measurement and QCD analysis of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at HERA. *Interner Bericht DESY 96-39*, 1996. Zur Veröffentlichung in Nucl. Phys.

[3] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$. *Nucl. Phys.*, B439:471–502, 1995.

[4] H1 Collaboration, I. Abt et al. Scaling violations of the proton structure function F_2 at small x. *Phys. Lett.*, B321:161–167, 1994.

[5] H1 Collaboration, I. Abt et al. Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low x region at HERA. *Nucl. Phys.*, B407:515–538, 1993.

[6] H1 Collaboration, I. Abt et al. Observation of deep inelastic scattering at low x. *Phys. Lett.*, B299:385–393, 1992.

[7] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of the proton structure function F_2 at low x and low Q^2 at HERA. *Interner Bericht DESY 95-193*, 1995. Zur Veröffentlichung in Z. Phys.

[8] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of the proton structure function F_2 from the 1993 HERA data. *Z. Phys.*, C65:379–398, 1995.

[9] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of the proton structure function F_2 in *ep* scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B316:412–426, 1993.

[10] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Initial study of deep inelastic scattering with ZEUS at HERA. *Phys. Lett.*, B303:183–197, 1993.

[11] K. Prytz. Approximate determination of the gluon density at low x from the F_2 scaling violations. *Phys. Lett.*, B311:286–290, 1993.

[12] H1 Collaboration, S. Aid et al. A direct determination of the gluon density in the proton at low x. *Nucl. Phys.*, B449:3–21, 1995.

[13] H1 Collaboration, S. Aid et al. The gluon density of the proton at low x from a QCD analysis of F_2. *Phys. Lett.*, B354:494–505, 1995.

[14] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Extraction of the gluon density of the proton at small x. *Phys. Lett.*, B345:576–588, 1995.

[15] M. Schmelling. Measurements of the strong coupling constant and tests of the structure of QCD. *Interner Bericht CERN PPE/95-129*, 1995. Zur Veröffentlichung in Proceedings of XV International Conference on Physics in Collision, Krakau, Polen.

[16] H1 Collaboration, S. Aid et al. Energy flow in the hadronic final state of diffractive and non-diffractive deep inelastic scattering at HERA. *Interner Bericht DESY 96-14*, 1996. Zur Veröffentlichung in Z. Phys.

[17] H1 Collaboration, S. Aid et al. Jets and energy flow in photon-proton collisions at HERA. *Interner Bericht DESY 95-219*, 1995. Zur Veröffentlichung in Z. Phys.

[18] H1 Collaboration, S. Aid et al. Transverse energy and forward jet production in the low x regime at HERA. *Phys. Lett.*, B356:118–128, 1995.

[19] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. A study of the fragmentation of quarks in ep collisions at HERA. *Nucl. Phys.*, B445:3–24, 1995.

[20] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Determination of the strong coupling constant from jet rates in deep inelastic scattering. *Phys. Lett.*, B346:415–425, 1995.

[21] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Energy flow and charged particle spectra in deep inelastic scattering at HERA. *Z. Phys.*, C63:377–390, 1994.

[22] H1 Collaboration, I. Abt et al. A measurement of multi-jet rates in deep inelastic scattering at HERA. *Z. Phys.*, C61:59–66, 1994.

[23] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Measurement of the hadronic final state in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B298:469–478, 1992.

[24] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of α_s from jet rates in deep inelastic scattering. *Phys. Lett.*, B363:201–216, 1995.

[25] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Jet production in high Q^2 deep inelastic ep scattering at HERA. *Z. Phys.*, C67:81–92, 1995.

[26] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of multiplicity and momentum spectra in the current region of the Breit frame at HERA. *Z. Phys.*, C67:93–107, 1995.

[27] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Hadronic energy distributions in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B306:158–172, 1993.

[28] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Observation of two-jet production in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B306:158–172, 1993.

[29] H1 Collaboration, S. Aid et al. Measurement of the e^+ and e^- induced charged current cross section at HERA. *Z. Phys.*, C67:565–576, 1995.

[30] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. First measurement of the charged current cross section at HERA. *Phys. Lett.*, B324:241–248, 1994.

[31] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of charged and neutral current ep deep inelastic scattering cross sections at high Q^2. *Phys. Rev. Lett.*, 75:1006–1011, 1995.

[32] H1 Collaboration, S. Aid et al. Comparison of deep inelastic scattering with photoproduction interactions at HERA. *Phys. Lett.*, B358:412–422, 1995.

[33] C.F. von Weizsäcker. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. *Z. Phys.*, 88:612, 1934.

[34] E.J. Williams. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, 45:729, 1934.

[35] H1 Collaboration, S. Aid et al. Measurement of the total photon proton cross section and its decomposition at 200 GeV centre of mass energy. *Interner Bericht DESY 95-162*, 1995. Zur Veröffentlichung in Z. Phys.

[36] H1 Collaboration, I. Abt et al. Total photoproduction cross section measurement at HERA energies. *Phys. Lett.*, B298:374–384, 1992.

[37] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of the total and partial photon cross sections at 180 GeV center of mass energy. *Z. Phys.*, C63:391–408, 1994.

[38] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. A measurement of $\sigma_{tot}^{\gamma p}$ at $\sqrt{s} = 210$ GeV. *Phys. Lett.*, B297:465–477, 1992.

[39] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Inclusive charged particle cross sections in photoproduction at HERA. *Phys. Lett.*, B328:176–186, 1994.

[40] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Observation of direct processes in photoproduction. *Phys. Lett.*, B322:287–299, 1994.

[41] T.H. Bauer et al. The hadronic properties of the photon in high-energy interactions. *Rev. Mod. Phys.*, 50:261, 1978.

[42] H1 Collaboration, S. Aid et al. Elastic and inelastic photoproduction of J/ψ mesons at HERA. *Interner Bericht DESY 96-37*, 1996. Zur Veröffentlichung in Nucl. Phys.

[43] H1 Collaboration, S. Aid et al. Elastic photoproduction of ρ^0 mesons at HERA. *Interner Bericht DESY 95-251*, 1995. Zur Veröffentlichung in Nucl. Phys.

[44] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Photoproduction of J/ψ mesons at HERA. *Phys. Lett.*, B338:507–518, 1994.

[45] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of elastic ϕ photoproduction at HERA. *Interner Bericht DESY 96-2*, 1996. Zur Veröffentlichung in Phys. Lett.

[46] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C69:39–54, 1995.

[47] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of the cross section for the reaction $\gamma p \to J/\psi p$ with the ZEUS detector at HERA. *Phys. Lett.*, B350:120–134, 1995.

[48] H1 Collaboration, S. Aid et al. Elastic electroproduction of ρ and J/ψ mesons at large Q^2 at HERA. *Interner Bericht DESY 96-23*, 1996. Zur Veröffentlichung in Nucl. Phys.

[49] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Exclusive ρ^0 production in deep inelastic electron-proton scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B356:601–616, 1995.

[50] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Single inclusive parton cross sections in photoproduction and the photon structure. *Nucl. Phys.*, B445:195–218, 1995.

[51] H1 Collaboration, I. Abt et al. Measurement of inclusive jet cross sections in photoproduction at HERA. *Phys. Lett.*, B314:436–444, 1993.

[52] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Hard scattering in γp interactions. *Phys. Lett.*, B297:205–213, 1992.

[53] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Study of the photon remnant in resolved photoproduction at HERA. *Phys. Lett.*, B354:163–177, 1995.

[54] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Observation of hard scattering in photoproduction at HERA. *Phys. Lett.*, B297:404–416, 1992.

[55] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. First measurement of the deep inelastic structure of proton diffraction. *Phys. Lett.*, B348:681–696, 1995.

[56] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Observation of hard processes in rapidity gap events in γp interactions at HERA. *Nucl. Phys.*, B435:3–22, 1995.

[57] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA. *Nucl. Phys.*, B429:477–502, 1994.

[58] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of the diffractive cross section in deep inelastic scattering. *Interner Bericht DESY 96-18*, 1996. Zur Veröffentlichung in Z. Phys.

[59] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Rapidity gaps between jets in photoproduction at HERA. *Phys. Lett.*, B369:55–68, 1996.

[60] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Diffractive hard photoproduction at HERA and evidence for the gluon content of the pomeron. *Phys. Lett.*, B356:129–146, 1995.

[61] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of the diffractive structure function in deep inelastic scattering at HERA. *Z. Phys.*, C68:569–584, 1995.

[62] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Observation of hard scattering in photoproduction events with a large rapidity gap at HERA. *Phys. Lett.*, B346:399–414, 1995.

[63] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Comparison of energy flows in deep inelastic scattering with and without a large rapidity gap. *Phys. Lett.*, B338:483–496, 1994.

[64] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Observation of jet production in deep inelastic scattering with a large rapidity gap at HERA. *Phys. Lett.*, B332:228–243, 1994.

[65] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B315:481–493, 1993.

[66] H1 Collaboration, S. Aid et al. A search for leptoquarks at HERA. *Interner Bericht DESY 95-233*, 1995. Zur Veröffentlichung in Phys. Lett.

[67] H1 Collaboration, S. Aid et al. Leptoquarks and compositeness scales from a contact interaction analysis of deep inelastic $e^{\pm}p$ scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B353:578–588, 1995.

[68] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. A search for leptoquarks and squarks at HERA. *Z. Phys.*, C64:545–558, 1994.

[69] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. A search for heavy leptons at HERA. *Phys. Lett.*, B340:205–216, 1994.

[70] H1 Collaboration, I. Abt et al. A search for leptoquarks, leptogluons and excited leptons in H1 at HERA. *Nucl. Phys.*, B396:3–26, 1993.

[71] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. A search for excited fermions in electron-proton-collisions at HERA. *Z. Phys.*, C65:627–647, 1995.

[72] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Search for excited electrons using the ZEUS detector. *Phys. Lett.*, B316:207–218, 1993.

[73] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Search for leptoquarks with the ZEUS detector. *Phys. Lett.*, B306:173–186, 1993.

[74] R.K. Ellis und P. Nason. QCD radiative corrections to the photoproduction of heavy quarks. *Nucl. Phys.*, B312:551, 1989.

[75] Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al. Review of particle properties. *Phys. Rev.*, D50(3):1173–1827, 1994.

[76] S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani. Weak interactions with lepton-hadron symmetrie. *Phys. Rev.*, D2:1285–1292, 1970.

[77] R. van Woudenberg et al. Gluon density determination from open charm events at HERA. Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Hamburg, 1991. Hrsg.: W. Buchmüller und G. Ingelman.

[78] F. Ould-Saada. Determination of the gluon structure function using tagged charm events with the H1 detector at HERA. *Interner Bericht H1-11/91-199*, 1991.

[79] L. Wolfenstein. $D^0 - \bar{D}^0$ mixing. *Phys. Lett.*, B164:170, 1985.

[80] L.L. Chau. Quark mixing in weak interactions. *Phys. Rep.*, 95:1, 1983.

[81] A. Freyberger et al. Limits on flavor changing neutral currents in D^0 meson decays. *Interner Bericht Cornell University CLNS 96/1389 und CLEO 96-1*, 1996.

[82] J. Bürger et al. Technical proposal to build silicon tracking detectors for H1. *Interner Bericht H1 06/92-226 und PRC 92/01*, 1992.

[83] M.W. Schulz. Untersuchung von Methoden zur Kalibration der H1-Jetkammer. *Interner Bericht DESY FH1T-93-1*, 1993. Dissertation Universität Hamburg.

[84] G. Wolf. HERA: Physics, machine and experiments. *Interner Bericht DESY 86-89*, 1986.

[85] H1 Collaboration, I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Interner Bericht DESY 93-103*, 1993.

[86] H1 Collaboration, I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Interner Bericht DESY H1 96-01*, 1996.

[87] J. Bürger et al. The central jet chamber of the H1 experiment. *Nucl. Instr. and Meth.*, A279:217–222, 1989.

[88] S. Prell. Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors. *Interner Bericht DESY FH1T-92-4*, 1992. Diplomarbeit Universität Hamburg.

[89] R. Vick. Inklusive Spektren geladener Hadronen aus der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung – erste Untersuchungen mit dem H1-Detektor bei HERA, 1994. Dissertation Universität Hamburg.

[90] J. Haack. Kalibration der äußeren z-Driftkammer des HERA-Experimentes H1. *Interner Bericht DESY-Zeuthen 94-3*, 1994. Dissertation Humboldt-Universität Berlin.

[91] K. Müller et al. Construction and performance of a thin cylindrical multiwire proportional chamber with cathode pad readout for the H1 experiment. *Nucl. Instr. and Meth.*, A312:457–466, 1992.

[92] H1 Collaboration. Technical proposal to upgrade the backward scattering region of the H1 detector. *Interner Bericht DESY PRC 93/02*, 1993.

[93] B. Andrieu et al. H1 Calorimeter Group. The H1 liquid argon calorimeter system. *Interner Bericht DESY 93-78*, 1993.

[94] P. Loch. Kalibration des H1 Flüssig-Argon-Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtsmethode für Teilchenjets. *Interner Bericht DESY H1-10/92-253*, 1992. Dissertation Universität Hamburg.

[95] H. Bethe und W. Heitler. *Proc. Roy. Soc.*, A146, 1934.

[96] D. Handschuh. Studien zum Protoneninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung. *Interner Bericht DESY FH1T-93-3*, 1994. Dissertation Universität Hamburg.

[97] C. Schmidt. Untersuchung der Photoproduktion von J/Ψ-Mesonen durch Myonennachweis am ep-Speicherring HERA. *Interner Bericht DESY F11/F22-93-1*, 1993. Dissertation Universität Hamburg.

[98] R. Sell. Untersuchung der J/Ψ-Produktion über den Zerfall $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ am ep-Speicherring HERA. *Interner Bericht DESY F11/F22-95-2*, 1995. Dissertation Universität Hamburg.

[99] S. Eichenberger et al. A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals. *Nucl. Instr. and Meth.*, A323:532, 1992.

[100] T. Wolff. A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment. *Nucl. Instr. and Meth.*, A323:537–541, 1992.

[101] H. Krehbiel. The H1 Trigger Control System. *Interne H1-Trigger-Note H1-12/88-101*, 1988.

[102] K. Stolze. Untersuchungen von Siliziumdetektoren für den *Backward Silicon Tracker* beim HERA Experiment H1, 1993. Diplomarbeit Technische Universität Chemnitz-Zwickau.

[103] N. Wulff. Energy measurement with the BST. *Interner Bericht H1-Note H1-09/91-191*, 1991.

[104] N. Wulff. Design studies for the BST ϕ-strip detector. *Interner Bericht H1-Note H1-06/92-227*, 1992.

[105] J. Bürger. Request for bids on BST-ϕ detectors, 1993.

[106] M. Schreckenberg. Testmessungen an Prototypen der H1-ϕ-Streifen-Silizium-Detektoren. *Interner Bericht DESY FH1T-95-4*, 1995. Diplomarbeit Universität Hamburg.

[107] H. Henschel et al. A silicon pad detector L1 trigger for deep inelastic scattering at low x and Q^2. *Interner Bericht H1-Note H1-04/92-211 (1992)*, 1992.

[108] C. Kittel. *Quantum Theory of Solids*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1963.

[109] J. Singh. *Semiconductor Devices: An Introduction*. Electrical and Computer Engineering Series. McGraw-Hill, Inc., New York, 1994.

[110] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1981.

[111] S.M. Sze. *Semiconductor Devices: Physics and Technology*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1985.

[112] J. Rahn. Depletion characteristics of silicon microstrip detectors. *Interner Bericht Santa Cruz Institute for Particle Physics SCIPP 93/12*, 1993.

[113] S.M. Sze. *VLSI Technology*. McGraw Hill, New York, 1988.

[114] G. Hall. Semiconductor particle tracking detectors. *Reports on Progress in Physics*, 57:481–531, 1994.

[115] M. Momayezi. Characteristics and tolerance to radiation of the silicon detectors used in the hadron-electron separator of ZEUS. *Interner Bericht DESY F35D-92-5*, 1993. Dissertation Universität Hamburg.

[116] J. Kemmer. Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process. *Nucl. Instr. and Meth.*, 169:499–502, 1980.

[117] B. Hyams et al. A silicon counter telescope to study short-lived particles in high-energy hadronic interactions. *Nucl. Instr. and Meth.*, 205:99–105, 1983.

[118] J. Bürger. Siliziumstreifendetektoren. Vortrag im Doktorandenseminar DESY-F11/F22 am 8.1.1993.

[119] A. Bischoff et al. Breakdown protection and long-term stabilisation for silicon detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A326:27–37, 1993.

[120] R. Horisberger. Solid state detectors. *Interner Bericht Paul Scherrer Institut PSI-PR-91-38*, 1990. Proceedings of III ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, Rio de Janeiro, Brasilien.

[121] S. Okuno. New insulator film of integrated capacitor for a silicon strip detector. Proceedings of the Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference, San Francisco, Kalifornien, USA, 1993.

[122] S. Okuno. A stacked dielectric film for a silicon strip detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A361:91–96, 1995.

[123] G. Batignani et al. Development and performance of double sided silicon strip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A310:160–164, 1991.

[124] M. Burns et al. Progress in the construction of the DELPHI microvertex detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A326:27–37, 1993.

[125] P.P. Allport et al. FOXFET biassed microstrip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A310:155–159, 1991.

[126] M. Laakso. Operation and radiation resistance of a FOXFET biasing structure for silicon strip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A326:214–221, 1993.

[127] J. Ellison et al. Punch-through currents and floating strip potentials in silicon detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1(36):267–271, 1989.

[128] G. Batignani et al. Double-sided readout silicon strip detectors for the ALEPH minivertex. *Nucl. Instr. and Meth.*, A277:147–153, 1989.

[129] L. Bosisio et al. Development of double side readout silicon strip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A273:677–681, 1988.

[130] B. Avset. A new microstrip detector with double-sided readout. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 37(3):1153–1161, 1990.

[131] K. Saito. Basic characters of silicon microstrip detectors with double layer aluminium electrodes. *Nucl. Instr. and Meth.*, A326:204–208, 1993.

[132] D. Pitzl et al. Evaluation of double sided, ac-coupled double metal silicon strip detectors for H1 in HERA. *Nucl. Instr. and Meth.*, A348:454–460, 1993.

[133] M. Acciarri et al. The L3 silicon microvertex detector: installation and results on 1993 performance. *Nucl. Instr. and Meth.*, A360:103–109, 1995.

[134] P.P. Allport et al. The OPAL silicon strip microvertex detector with two coordinate readout. *Nucl. Instr. and Meth.*, A346:476–495, 1994.

[135] G. Hall. Ionization energy losses of highly relativistic charged particles. *Nucl. Instr. and Meth.*, 220:356–362, 1984.

[136] N. Bohr. *Philos. Mag.*, 25:10–31, 1913.

[137] F. Bloch. Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. *Annalen der Physik*, 1933. Folge 5, Band 16.

[138] R.M. Sternheimer. Density effect for the ionization loss of charged particles. *Phys. Rev.*, 145(1):247–250, 1966.

[139] U. Fano. Penetration of protons, alpha particles and mesons. *Ann. Rev. Nucl. Part. Science*, pages 1–66, 1963.

[140] S. Hancock et al. Energy-loss distributions for single particles and several particles in a thin silicon absorber. *Nucl. Instr. and Meth.*, B1:16–22, 1984.

[141] S. Hancock et al. Energy loss and energy straggling of protons and pions in the momentum range 0.7 to 115 GeV/c. *Phys. Rev.*, 28(2):615–620, 1983.

[142] ICRU. Stopping power for electrons and positrons. *ICRU report*, 37, 1984.

[143] L. Landau. *J. Phys.*, 8:201, 1944.

[144] P.V. Vavilov. Ionization losses of high-energy heavy particles. *Sov. Phys. JETP*, 5(4):749–751, 1957.

[145] P. Shulek et al. Fluctuations of ionization loss. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 4(3), 1967.

[146] W.W.M. Allison und J.H. Cobb. Relativistic charged particle identification by energy loss. *Ann. Rev. Nucl. Part. Science*, 30:253–298, 1980.

[147] H. Bichsel und R. Saxon. Comparison of calculational methods for straggling in thin absorbers. *Phys. Rev.*, A11(4):1286–1296, 1974.

[148] H. Bichsel. Straggling in thin silicon absorbers. *Rev. Mod. Phys.*, 60(3):663–699, 1988.

[149] V.C. Ermilova. Fluctuations and the most probable values of relativistic charged particle energy loss in thin gas layers. *Nucl. Instr. and Meth.*, 145:555–563, 1977.

[150] K.Y. Akimov und V.V. Ivanov. Energy losses of fast charged particles in thin silicon detectors. *Interner Bericht Dubna E1-93-115*, 1993.

[151] H. Bichsel. *Phys. Rev.*, B1:2854, 1970.

[152] ICRU. Average energy required to produce an ion pair. *ICRU report*, 31, 1979.

[153] C.J.S. Damerell. Vertex detectors. *Techniques and Concepts of High-Energy Physics IV*, 164, 1986. NATO ASI Series B, Hrsg. Thomas Ferbel.

[154] V. Lüth. Vertex detectors. Proceedings of the Twentieth SLAC Summer Institute on Particle Physics, 1992.

[155] A. Schwarz. Heavy flavour physics at colliders with silicon strip vertex detectors. *Phys. Rept.*, 238:1–133, 1994.

[156] E. Belau et al. Charge collection in silicon strip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 214:253–260, 1983.

[157] K. Seeger. *Semiconductor Physics*. Springer Series in solid-state sciences (40). Springer-Verlag, Berlin, 1985. 3. Auflage.

[158] E. Barberis et al. Measurement of interstrip and coupling capacitances of silicon microstrip detectors. Proceedings of the International Symposium on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors, Hiroshima, Japan, 1993.

[159] E. Barberis et al. Capacitances in silicon microstrip detectors. Proceedings of the Nuclear Science Symposium, Orlando, Florida, 1992.

[160] C. Levier. Capacitance in silicon strip detectors. *Senior Thesis, University of California, Interner Bericht Santa Cruz Institute for Particle Physics SCIPP 92/26*, 1992.

[161] J. Straver et al. One micron spatial resolution with silicon strip detectors. *Interner Bericht CERN PPE/94-26*, 1994.

[162] V. Chabaud et al. Beam test results from a prototype for the DELPHI microvertex detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A292:75, 1990.

[163] R. Turchetta. Spatial resolution of silicon microstrip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A335:44–58, 1993.

[164] R.A. Boie und V. Radeka. Centroid finding method for position-sensitive detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 178:543–554, 1980.

[165] L. Hubbeling et al. Measurement of spatial resolution of a double-sided ac-coupled microstrip detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A310:197–202, 1991.

[166] R. Brenner et al. Measurement of the spatial resolution of double-sided double-metal ac-coupled silicon microstrip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A326:189–197, 1993.

[167] A. Schwarz. Silicon strip vertex detectors at Z^0 factories. Proceedings of Workshop B factories: The state of the art in accelerators, detectors and physics, SLAC, Stanford, Kalifornien, USA, 1992.

[168] H.W. Kraner et al. Radiation damage in silicon detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 225:615, 1984.

[169] G. Lutz und A. Schwarz. Silicon devices for charged-particle track and vertex detection. *Ann. Rev. Nucl. Part. Science*, 45:295–335, 1995.

[170] H.J. Ziock et al. Temperature dependence of radiation damage and its annealing in silicon detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 40(4):344, 1993.

[171] H.J. Ziock et al. Temperature dependence of the radiation induced change of depletion voltage in silicon PIN detectors. *Interner Bericht Los Alamos National Laboratory LA-UR-93-3811 und Santa Cruz Institute for Particle Physics SCIPP 93/40*, 1993.

[172] H.E. Boesch. Hole transport and trapping in field oxides. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 32(6), 1985.

[173] K.G. McKay. *Phys. Rev.*, 84:829–832, 1951.

[174] S.R. Amendolia. A monolithic germanium target with 100 microns granularity for life-time measurement of charmed particles. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-30(1):98–102, 1983.

[175] G. Bellini et al. A vertex detector to search for beauty. *Nucl. Instr. and Meth.*, 225:619–626, 1984.

[176] N.J.C. Spooner et al. Bulk GaAs ionization detectors for WIMP searches. *Nucl. Instr. and Meth.*, A310:227–231, 1991.

[177] F. Nava et al. Influence of electron traps on charge-collection efficiency in GaAs radiation detectors. *Interner Bericht CERN PPE/94-50*, 1994.

[178] W. Braunschweig et al. Charge collection efficiencies and reverse current densities of GaAs detectors. *Interner Bericht RWTH Aachen PITHA 94/67*, 1994. Beitrag zu 4th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Villa Olmo.

[179] T. Kubicki et al. Investigation on damage of GaAs detectors caused by neutrons (peak energy 1 MeV) and ^{60}Co photons. *Interner Bericht RWTH Aachen PITHA 94/67*, 1994. Beitrag zu 4th International Conference on Advanced Technology an Particle Physics, Como, Villa Olmo.

[180] K. Lübelsmeyer et al. Investigation of the radiation damage of GaAs detectors by neutrons and photons. *Interner Bericht RWTH Aachen PITHA 94/43*, 1995.

[181] W. Braunschweig et al. Measurement on a GaAs microstrip detector with 50 GeV/c electrons. *Interner Bericht RWTH Aachen PITHA 94/42*, 1994.

[182] F. Borchelt et al. First measurements with a diamond microstrip detector. *Interner Bericht CERN PPE/94-113*, 1994. Zur Veröffentlichung in Nucl. Inst. and Meth.

[183] W. Dulinski et al. Diamond detectors for future particle physics experiments. *Interner Bericht CERN PPE/94-222*, 1994. Beitrag zu XXVIIth Conference on High Energy Physics, Glasgow, Großbritannien.

[184] G. Charpak et al. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nucl. Instr. and Meth.*, 62:235–268, 1968.

[185] G. Charpak. Evolution of automatic spark chambers. *Ann. Rev. Nucl. Part. Science*, 20:195, 1970.

[186] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung.* Teubner-Studienbücher. Teubner, Stuttgart, 1992. 3. Auflage.

[187] D.H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics.* Addison-Wesley, Menlo Park, 1987. 3. Auflage.

[188] A. Oed. Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instr. and Meth.*, A263:351–359, 1988.

[189] E. Gatti und P. Rehak. Silicon drift chambers — first results and optimum processing of signals. *Nucl. Instr. and Meth.*, A225:608–614, 1984.

[190] E. Gatti et al. Semiconductor drift chambers for position and energy measurements. *Nucl. Instr. and Meth.*, A235:224–234, 1985.

[191] C.J.S. Damerell. A CCD based vertex detector for SLD. *Nucl. Instr. and Meth.*, A288:236–239, 1990.

[192] M.G. Strauss et al. Performance of the SLD CCD pixel vertex detector and design of an upgrade. *Interner Bericht SLAC PUB-6686*, 1994. Beitrag zu the XXVIIth Conference on High Energy Physics, Glasgow, Großbritannien.

[193] W. Snoeys et al. First beam results from a monolithic silicon pixel detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A326:144–149, 1993.

[194] F. Antinori et al. Experience with a 30 cm^2 silicon pixel plane in CERN experiment WA97. *Nucl. Instr. and Meth.*, A360:91–97, 1995.

[195] D. Amidei. The silicon vertex detector of the Collider Detector at Fermilab. *Nucl. Instr. and Meth.*, A350:73–130, 1994.

[196] S. Seidel. The CDF silicon vertex detector SVX and its upgrades. *Interner Bericht FERMILAB-Conf-94/377-E*, 1993. Proceedings of Second Workshop on Vertex Detectors, Lake Bohinj, Slowenien.

[197] J. Bürger et al. The readout system of the H1 silicon detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A367:422–427, 1995.

[198] T. Lohse et al. HERA-B – proposal. *Interner Bericht DESY PRC94/02*, 1994.

[199] W.W. Armstrong et al. ATLAS – technical proposal. *Interner Bericht CERN LHCC-94-43*, 1994.

[200] O. Toker et al. VIKING, a CMOS low noise monolithic 128 channel frontend for silicon strip detector readout. *Nucl. Instr. and Meth.*, A340:572–579, 1994.

[201] K. Borer et al. Readout electronics development for the ATLAS silicon tracker. *Nucl. Instr. and Meth.*, A360:193–196, 1995.

[202] J. Antos et al. The SVX II silicon vertex detector upgrade at CDF. *Nucl. Instr. and Meth.*, A360:118–124, 1995.

[203] J. Ardelan et al. Noise evaluation and improvement of the LAL-RAL microplex readout chip for the DELPHI μ-vertex detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A315:393–396, 1992.

[204] V. Chabaud et al. The DELPHI silicon strip microvertex detector with double sided readout. *Interner Bericht CERN PPE/95-86*, 1995. Zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth.

[205] P.P. Allport et al. The OPAL silicon microvertex detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A324:34–52, 1993.

[206] G. Bagliesi et al. Testbeam results from prototypes for the upgraded ALEPH vertex detector. *Interner Bericht CERN PPE/94-153*, 1994.

[207] W. Buttler et al. Low noise - low power monolithic multiplexing readout electronics for silicon strip detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A273:778–783, 1988.

[208] H.-G. Moser. Experience with the ALEPH silicon vertex detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A310:490–492, 1991.

[209] S.A. Kleinfelder et al. A flexible 128 channel silicon strip detector instrumentation integrated circuit with sparse data readout. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 35(1):171–175, 1988.

[210] P. Azzi et al. SVX′, the new CDF silicon vertex detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, A360:137–140, 1995.

[211] G. Klaiber. Eigenschaften des analogen Verstärker- und Speicherchips APC128 zur Auslese von Siliziumdetektoren. *Interner Bericht ETHZ-IPP 95-5*, 1995. Diplomarbeit ETH Zürich.

[212] D. Pitzl. Persönliche Mitteilung, 1996.

[213] J.C. Stanton. A low power low noise amplifier for a 128 channel detector read-out chip. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 36(1):522–527, 1989.

[214] Actel Corp. ACT 1010A Field Programmable Gate Arrays.

[215] W. Brückner et al. Silicon μ-strip detectors with SVX chip readout. *Nucl. Instr. and Meth.*, A348:444–448, 1994.

[216] G. Hall. Front end electronics for silicon tracking at LHC. Proceedings of the Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference, San Francisco, Kalifornien, USA, 1993.

[217] M. Raymond et al. Radiation hard electronics for LHC. *Nucl. Instr. and Meth.*, A360:162–165, 1995.

[218] N. Bingefors und M. Burns. SIROCCO IV front end readout processor for the DELPHI microvertex. Proceedings of International Conference on Impact of Digital Microelectronics and Microprocessors on Particle Physics, Triest, Italien, 1988.

[219] R. Horisberger und D. Pitzl. A novel readout chip for silicon strip detectors with analog pipeline and digitally controlled analog signal processing. *Nucl. Instr. and Meth.*, A326:92–99, 1993.

[220] FASELEC AG. Binzstr. 44, 8045 Zürich, Schweiz.

[221] P.R. Gray und R.G. Meyer. *Analog Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1984.

[222] H. Niggli. Ladungssammlung in doppelseitigen Silizium-Streifendetektoren für H1. *Interner Bericht ETHZ-IPP 94-5*, 1994. Diplomarbeit ETH Zürich.

[223] D. Pitzl. Persönliche Mitteilung, 1996.

[224] W. Erdmann et al. Optical analog readout and control of the Central Silicon Vertex Detector of H1 at HERA. *Interner Bericht Paul Scherrer Institut PSI-PR-95-21 und ETH Zürich ETHZ-IPP/PR-95-6*, 1995. Zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth.

[225] R. Horisberger. Persönliche Mitteilung, 1995.

[226] W. Erdmann. Decoder Chip - Funktionsbeschreibung. Interne Note, 1993.

[227] VMEBus International Trade Association. The VMEBus specification, 1987.

[228] S. Prell. OSCA – OnSiRoC Sequencer Compiler Application, 1995.

[229] S. Prell. OSCA-Manual, 1995.

[230] Analog Devices. Complete 12-Bit 10 MSPS Monolithic A/D Converter AD872. Technische Beschreibung.

[231] SONY. 8-Bit 40 MSPS YC 2-Channel D/A Converter. Semiconductor Integrated Circuit Data Book: A/D, D/A Converter, 1993.

[232] T. Novak. Switching power supplies. Seminarvortrag DESY/FEC, November 1995.

[233] J. Bürger et al. Online readout and control unit for silicon tracking detectors, 1996. Zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth.

[234] Lattice Semiconductor Corporation. Lattice Data Book, 1994.

[235] W.J. Haynes. SiVMEXI — H1 Silicon Trackers: VMEtaxi Data Acquisition. *Interner Bericht, Version 2.1*, 1994.

[236] E. Pietarinen. VMEBus cross interface module with high speed fibre optic links: VMExi. *Interner Bericht Universität Helsinki HU-SEFT-1991-14*, 1991.

[237] Micro-Research Oy. VMExi/M2 – a fibre-optic readout system, 1993. Helsinki, Finnland.

[238] W. Zimmermann. STC interface master/slave unit. *Interner Bericht DESY*, 1994.

[239] U. Tietze und C. Schenk. *Halbleiterschaltungstechnik*. Springer-Verlag, Berlin, 1993. 10. Auflage.

[240] Comlinear Corporation. CLC412: Dual Wideband Video Op. Amp. Databook: Solutions with Speed, 1993/94.

[241] Hewlett Packard. Pulse Generator HP4042A.

[242] G.W. Noyes. SiTest, 1994.

[243] M. Landon. Zaradann 1.1.0, 1994.

[244] G.W. Noyes. SiRun, 1994.

[245] D. Pitzl. Persönliche Mitteilung, 1995.

[246] D. Pitzl. Persönliche Mitteilung, 1996.

[247] H1 Collaboration. Upgrade of the H1 backward silicon tracker. *Interner Bericht DESY PRC 96/02*, 1996.

[248] M. Wagener. Persönliche Mitteilung, 1996.

[249] H1REC. Standard Software der H1 Collaboration.

[250] S. Frixione et al. Total cross-sections for heavy flavour production at HERA. *Phys. Lett.*, B348:633, 1995.

[251] S. Nussinov. Possible effects of charmed particle resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1672–1675, 1975.

[252] G.J. Feldmann et al. Observation of the decay $D^{*+} \to D^0\pi^+$. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1313–1315, 1977.

[253] T. Sjöstrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comp. Phys. Comm.*, 82:74–90, 1994.

[254] G.A. Schuler. Heavy flavour production in high energy electron-proton collisions: Theoretical issues and expectations at HERA and beyond. *Interner Bericht DESY 89-18*, 1989.

[255] A. Gellrich. Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA. *Interner Bericht DESY FH1T-94-2*, 1994. Dissertation Universität Hamburg.

[256] W. Erdmann. Untersuchung der Photoproduktion von D*-Mesonen am *ep*-Speicherring HERA, 1996. Dissertation ETHZ Zürich Nr. 11441.

[257] W.J. Stirling und Z. Kunzt. Photoproduction of large transverse momentum jets at HERA. Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, 1987. Hrsg.: R.D. Peccei.

[258] A. Fedotov et al. PSI — parametrized simulation for H1. Standard Software der H1 Collaboration.

[259] H1 Collaboration, S. Aid et al. Photoproduction of $D^{*\pm}$ mesons in electron-proton collisions at HERA. Beitrag zu International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brüssel, Belgien, 1995.

[260] H1 Collaboration, S. Aid et al. Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ production in deep inelastic *ep* scattering at HERA. Beitrag zu International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brüssel, Belgien, 1995.

[261] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Study of $D^*(2010)^\pm$ production in ep collisions at HERA. *Phys. Lett.*, B349:225–237, 1995.

[262] H1 Collaboration, S. Aid et al. Photoproduction of $D^{*\pm}$ mesons in electron-proton collisions at HERA. *Interner Bericht DESY 96-55*, 1996.

[263] C. Grab. VVV0TC. Standard Software der H1 Collaboration.

[264] W. Zimmermann. VME controller OnSiRoC 2. *Interner Bericht DESY/FH1T*, 1995. Status 12.04.1995.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung und der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Bürger für die enge Zusammenarbeit und seine ständige Diskussionsbereitschaft. Darüber hinaus war es nicht zuletzt auch die freundschaftliche Atmosphäre, die ein effektives Arbeiten ermöglichte.

Bei Herrn Prof. Dr. V. Blobel bedanke ich mich für die hilfreichen Ratschläge und die kritischen Kommentare in der letzten Phase der Arbeit und für die Übernahme des Erstgutachtens.

Ich danke Herrn Prof. Dr. P. Schmüser für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Ich bedanke mich bei den Mitgliedern der H1-Collaboration, in deren Rahmen diese Arbeit entstand. Die angenehme Arbeitsatmosphäre hat sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Insbesondere der Siliziumdetektor-Gruppe sei an dieser Stelle für die fruchtbaren Diskussionen und die gute Zusammenarbeit gedankt.

Ebenso gilt mein Dank allen Mitarbeitern der Gruppen FH1T und FEC. Hervorzuheben sind Herr Dipl.-Ing. W. Zimmermann, der den OnSiRoC entworfen hat und damit den Grundstein für diese Arbeit legte, und Herr Dr. K. Hansen, mit dem ich häufig über die Rolle der Hochtechnologie in der Elementarteilchenphysik diskutieren konnte.

Ein besonderer Dank für die freundschaftliche Atmosphäre und Zusammenarbeit gilt meinen Mitdoktoranden Herrn Dr. D. Düllmann, Herrn Dr. A. Gellrich, Herrn Dipl.-Phys. M. Kausch und Herrn Dipl.-Phys. J. Steinhart. Hervorheben möchte ich Herrn Dr. D. Düllmann, der auf jedes Computerproblem eine Antwort wußte, und Herrn Dr. A. Gellrich, der mit seinem Wissen über D^{*+}-Mesonen bei der Monte-Carlo-Analyse mit guten Ratschlägen hilfreich war.

Für das Korrekturlesen der Arbeit bedanke ich mich bei Herrn Dr. J. Bürger, Herrn Dr. A. Gellrich, Herrn Dipl.-Phys. M. Kausch und Frau Dipl.-Biol. K. Prell.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau Konstanze, die mich während der gesamten Dauer der Arbeit motiviert und unterstützt hat und der diese Arbeit für die vielen einsamen Wochenenden gewidmet ist.