Auswertung der Daten des HERA-B Vertexdetektors im Hinblick auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Siliziumstreifenzähler

Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Dipl.-Phys. (USA) Wolfgang Wagner
aus Neuwied am Rhein

München, den 01.12.1999

1. Gutachter: Herr Prof. Dr. Christian Kiesling
2. Gutachter: Herr Prof. Dr. Dietrich Habs

Tag der mündlichen Prüfung: 25.02.2000

Zusammenfassung

Das HERA-B Experiment am Deutschen Elektronensynchrotron in Hamburg dient der Untersuchung der CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen. Der Schwerpunkt des Experiments liegt auf der Messung der CP-Asymmetrie im Zerfallskanal $B^0 \to J/\psi K_S^0$. Zur Identifikation der B-Mesonen und zur Bestimmung der zeitabhängigen CP-Asymmetrie muss die Zerfallslänge $\overline{\Delta l}$ der B-Mesonen mit einer Auflösung von $\sigma_{\Delta l} \leq 500\,\mu$m gemessen werden. Zu diesem Zweck besitzt HERA-B einen Vertexdetektor, der auf doppelseitigen Siliziumstreifendetektoren, die in einem Roman-Pot-System montiert sind, basiert.

Eine wichtige Anforderung an den Vertexdetektor ist eine eigenständige Spurrekonstruktion, die mit einer Effizienz von über 95% arbeitet. Um dieses Ziel zu erreichen, müssen die Treffer auf den Streifenzählern mit einer Effizienz von über 99% selektiert und der Anteil des Rauschens an den Treffern maximal unterdrückt werden. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher die Charakterisierung der verwendeten Siliziumstreifenzähler und der Nachweis ihrer Eignung für das HERA-B Experiment. Zum einen wurden dazu Messungen mit Siliziumstreifenzählern auf einem Laserteststand vorgenommen und mit neu entwickelten Modellrechnungen verglichen, zum anderen wurden erste Daten des Vertexdetektors vom Frühjahr 1999 ausgewertet.

Silizium wird für Licht im Wellenlängenbereich zwischen 850 und 1100 nm zunehmend durchlässig. Mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahls ist es daher möglich, den Durchgang minimal-ionisierender Teilchen auf einem Laborteststand zu simulieren. Mit einem durchstimmbaren Farbstofflaser wurden unter anderem die Ladungsteilung zwischen den Auslesestreifen der in HERA-B verwendeten Siliziumstreifenzähler sowie das Verarmungsverhalten der Detektoren präzise untersucht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden detailierte Modellrechnungen entwickelt, die die Messergebnisse sehr gut erklären.

Die Auswertung der Daten, die während der Inbetriebnahme des Vertexdetektors im Frühjahr 1999 genommen wurden, konzentriert sich auf die Untersuchung der Ladungsverteilung innerhalb der Treffer und auf die Analyse der Verteilung der Trefferbreiten. Insbesondere wird die Abhängigkeit dieser Verteilungen von den Selektionsschnitten untersucht. Ferner werden die Unterschiede zwischen den beiden in HERA-B eingesetzten Detektortypen, p-Spray- und p-Stopp-Detektoren mit bzw. ohne Implantatszwischenstreifen auf der n-Seite, herausgearbeitet. Die gemessenen Verteilungen lassen sich hervorragend mit einer ausführlichen Modellrechnung, die alle relevanten Parameter der Detektoren erfasst, beschreiben.

Die Ergebnisse der Datenauswertung — sowohl der Daten vom Laserteststand als auch aus dem Experiment selbst — bestätigen die Erwartungen aus dem Detektorentwurf in exzellenter Weise und charakterisieren die eingebauten Siliziumstreifenzähler als für die Anwendung in HERA-B sehr gut geeignet.

Abstract

The HERA-B experiment at the DESY laboratory in Hamburg is dedicated to measuring CP-violation in the decays of neutral B-mesons. The primary purpose of the experiment is the measurement of the CP-asymmetry in the decay channel $B^0 \to J/\psi K^0_S$. In order to identify the B-mesons and to determine the time-dependent asymmetry, the decay length $\overline{\Delta l}$ of the B-mesons must be measured to an accuracy of $\sigma_{\Delta l} \leq 500\,\mu$m. To achieve this aim, HERA-B has a vertex detector which is based on double-sided silicon strip detectors mounted in a Roman pot system. One important specification of the vertex detector is to allow independent tracking with an efficiency above 95%. Therefore, it is required to select hits on the strip detectors with an efficiency above 99% and optimize the suppression of noise. This thesis describes a detailed investigation of the behaviour of the silicon strip detectors used in the vertex detector.

The first part presents measurements performed in the laboratory using a tunable infrared dye laser to simulate the passage of charged particles through the detector. This includes measurements of the charge division between adjacent readout strips and mapping of the detector depletion. The results of the measurements agree excellently with the predictions from a detailed model calculation carried out in this thesis.

The second part of the thesis the analysis of data recorded with the HERA-B vertex detector during the commissioning run of spring 1999. The analysis focusses on the investigation of cluster shapes and cluster sizes. In particular, the dependence of these distributions from the selection cuts is analyzed. Additionally, the differences between the two detector designs used, p-spray and p-stop detectors with intermediate strip or without respectively, are worked out. The measured distributions agree very well with the predictions from a model calculation taking all relevant detector parameters into account.

The results of the data analysis — from the laser as well as from the HERA-B experiment — confirm the expectations from the design and characterize the silicon strip detectors as very well suited for application within HERA-B.

Inhaltsverzeichnis

Meiner Frau Su-Yu

Einleitung

Messungen des Verhältnisses von Antiprotonen zu Protonen in der kosmischen Strahlung, $\overline{p}/p = 4.6 \cdot 10^{-5}$ [1], und das Fehlen von Annihilationsstrahlung im kosmischen Gammaspektrum deuten darauf hin, dass im Universum die Materie gegenüber der Antimaterie bei weitem überwiegt. In allen beobachteten Teilchenreaktionen wird Materie und Antimaterie hingegen zu gleichen Teilen erzeugt, zum Beispiel in der e^+e^--Paarbildung. Daher nehmen die meisten kosmologischen Modelle an, dass im frühen Universum gleichviel Materie wie Antimaterie vorhanden war. Es stellt sich die Frage, wie es im Laufe der Entwicklung des Universums zur Entstehung eines Ungleichgewichts zwischen Materie und Antimaterie gekommen ist. Quantitativ wird dieses Missverhältnis durch den Quotienten aus der Baryonenzahldichte n_B und der Entropiedichte s beschrieben: $n_B/s \simeq 5 \cdot 10^{-11}$ [2]. Dabei ist s im heutigen Universum in guter Näherung proportional zur Photonenzahldichte n_γ: $s = 7.04\, n_\gamma$ [3].

Die Prozesse, die im frühen Universum zum Ungleichgewicht zwischen Baryonen und Antibaryonen führten, fasst man unter dem Begriff der *Baryogenese* zusammen. Im Jahre 1967 stellte A. Sacharow drei Bedingungen auf, die erfüllt sein müssen, damit Baryogenese stattfinden kann [4, 5]:

1. Das Universum befindet sich nicht im Zustand des thermischen Gleichgewichts.

2. Es gibt Reaktionen von Elementarteilchen, die die Baryonenzahl verletzen. Diese Prozesse sind aktiv, wenn sich das Universum außerhalb des thermischen Gleichgewichts befindet. Sie sind jedoch eingefroren, wenn das Universum im thermischen Gleichgewicht ist.

3. Die *CP-Symmetrie*, die Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie, ist verletzt.

In elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen zeigten Präzisionsmessungen keine Verletzung der CP-Symmetrie, wohl aber in der schwachen Wechselwirkung [6]. Dieser Effekt liegt in der Größenordnung von 10^{-3} und wurde im System der neutralen Kaonen entdeckt. Ob die Stärke dieses Effekts zur Erklärung der Asymmetrie zwischen Baryonen und Antibaryonen ausreicht, ist noch umstritten. Die Mehrheit der Kosmologen vertritt den Standpunkt, dass zusätzliche Quellen von CP-Verletzung benötigt werden [5].

Durch die Messung von CP-Asymmetrien in den Zerfällen von B-Mesonen erwartet man eine Präzisierung des Verständnisses der CP-Verletzung im gültigen Standardmodell der Elementarteilchen. Zudem besitzt das B-System große Sensitivität auf neue, bisher unbekannte Formen der CP-Verletzung. Daher werden seit Anfang der 90er Jahre weltweit große Anstrengungen unternommen, Experimente zu konzipieren und aufzubauen, die in der Lage sind, die CP-Verletzung im B-System nachzuweisen und genau zu untersuchen. Unter anderen wird an der Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA) des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY) in Hamburg das HERA-B Experiment aufgebaut.

Der Schwerpunkt des Messprogramms von HERA-B liegt auf der Messung der CP-Asymmetrie im Kanal $B^0 \longrightarrow J/\psi K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$. Die präzise Bestimmung des Zerfallsortes, des Zerfallsvertex, der B-Mesonen ist für deren Identifikation und insbesondere für die Messung der zeitabhängigen CP-Asymmetrie entscheidend. Zur genauen Vermessung des B-Zerfallsvertex besitzt HERA-B einen Vertexdetektor aus Siliziumstreifenzählern. Der Vertexdetektor führt eine eigenständige Mustererkennung durch und liefert Spursegmente, die mit den Spuren des restlichen Spursystems in Übereinstimmung gebracht werden. Um eine effiziente und schnelle Spurfindung zu ermöglichen, müssen die wahren Treffer auf den Streifenzählern sehr gut vom Untergrundrauschen unterschieden werden können.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Charakterisierung der im Vertexdetektor verwendeten Siliziumstreifenzähler, um deren Eignung für den Einsatz in HERA-B in Übereinstimmung mit dem Detektorentwurf nachzuweisen. Zum einen wird die Signalformation auf den Siliziumzählern mit Hilfe eines Laserteststands untersucht. Zum anderen enthält diese Arbeit eine Analyse der Daten, die im Jahr 1998 und im Frühjahr 1999 mit dem HERA-B Vertexdetektor genommenen wurden.

Der Inhalt dieser Arbeit gliedert sich in sechs Kapitel: Im ersten Kapitel werden die Symmetrieoperationen der Ladungskonjugation C und der Paritätsoperation P vorgestellt. Es wird dargelegt, wie CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen erklärt werden kann und warum die Betrachtung des Zerfallskanals $B^0 \longrightarrow J/\psi K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ besonders vorteilhaft ist. Im zweiten Kapitel wird der Aufbau des HERA-B Experiments beschrieben, während sich Kapitel drei dem Entwurf und der Technologie des Vertexdetektors widmet. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Siliziumstreifenzählern und den Detektormodulen, als dem Teil des Vertexsystems, der vom Max-Planck-Institut (MPI) für Physik verantwortet wird.

In Kapitel vier wird das Lasersystem beschrieben, das zur Untersuchung der Streifenzähler am MPI für Physik aufgebaut wurde. Insbesondere werden die Messungen zur Untersuchung der Ladungsteilung zwischen den Detektorstreifen vorgestellt. Es wird ein Modell zur Beschreibung der Messergebnisse entwickelt, in dem die Signalformation im Siliziumzähler simuliert wird. Desweiteren werden Messungen präsentiert, die zur Untersuchung der Verarmung des Detektors dienen. In Kapitel fünf werden Ergebnisse der Inbetriebnahme des HERA-B Vertexdetektors während der Datennahmeperiode 1998/1999 vorgestellt. Zur Überwachung der Datenqualität wurde ein Programmpaket entwickelt, das die Daten des Vertexdetektors aus dem Datenstrom des Datennahmesystems kopiert und Überwachungshistogramme füllt. Es werden Ergebnisse für das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen und die Besetzungszahlen der Detektoren präsentiert. Ferner wird das Vorgehen zur Synchronisation des Vertexdetektors mit dem HERA-Taktsignal diskutiert. Kapitel sechs enthält eine Untersuchung der Eigenschaften der Treffer auf den Siliziumstreifenzählern. Für die Treffer, die Spuren zugeordnet wurden, werden die Verteilung von Signal-zu-Rauschen, die Verteilung der Ladung auf die Streifen eines Treffers und die Verteilung der Trefferbreiten untersucht. Zum Schluss folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 1

Die Verletzung der CP-Symmetrie

Ein wichtiges Konzept zur Analyse eines physikalischen Systems ist die Suche nach einer Transformation T, unter der die Gleichungen, welche das System beschreiben, ihre Form beibehalten. Ein System, das diese Bedingung erfüllt, wird als *symmetrisch* und die Gleichungen werden als *forminvariant* bezüglich T bezeichnet. Die große Bedeutung einer *Symmetrie* liegt in ihrer engen Verknüpfung mit einer Erhaltungsgröße des Systems. Dieser fundamentale Zusammenhang wurde in allgemeiner Form zum ersten Mal 1917 von Emmy Noether für *kontinuierliche Symmetrietransformationen*, welche durch einen Satz kontinuierlicher Parameter beschrieben werden, theoretisch prägnant formuliert und bewiesen [7]. Beispiele für kontinuierliche Symmetrietransformationen sind die Rotation und die Translation im Raum. In der klassischen Mechanik werden aus der zeitlichen Translationsinvarianz die Energieerhaltung, aus der räumlichen Translationsinvarianz die Impulserhaltung und aus der Rotationsinvarianz die Drehimpulserhaltung hergeleitet [8]. In der Elektrodynamik führt die Eichinvarianz auf die Ladungserhaltung [9]. In der Quantenmechanik wird aus der Invarianz des Hamiltonoperators H unter einer Symmetrieoperation $U = e^{i\epsilon F}$, wobei F ein hermitescher Operator und ϵ ein reeller Parameter ist, ein Erhaltungssatz für den Erwartungswert von F abgeleitet [10].

1.1 Parität und Ladungskonjugation

Neben den kontinuierlichen Symmetrietransformationen gibt es auch diskrete Symmetrien, zu denen zum Beispiel die Paritätsoperation und die Ladungskonjugation gehören.

Paritätsoperation

Die Raumspiegelung am Koordinatenursprung wird als *Paritätsoperation* bezeichnet und mittels des Operators $\mathbf{P}$ auf quantenmechanische Zustände angewendet: $\mathbf{P}\,\Psi(\vec{\mathbf{r}}) = \Psi(-\vec{\mathbf{r}})$. Die zweimalige Anwendung von $\mathbf{P}$ ergibt die Identität: $\mathbf{P}^2 = \mathbf{1}$. $\mathbf{P}$ ist ein unitärer Operator mit den Eigenwerten ± 1, welche als *Parität* der Eigenzustände von $\mathbf{P}$ bezeichnet werden. Hadronen sind Eigenzustände von $\mathbf{P}$. Insbesondere tragen Mesonen mit Bahndrehimpuls l die Parität $P = (-1)^{l+1}$ [11].

Paritätsverletzung

Sowohl in der elektromagnetischen als auch in der starken Wechselwirkung ist die Parität erhalten, nicht jedoch in der schwachen Wechselwirkung. Im Jahre 1956 schlugen T. D. Lee und C. N. Yang [12] einen Test der Paritätserhaltung in der schwachen Wechselwirkung vor, der ein Jahr später von C. S. Wu in Brookhaven experimentell realisiert wurde [13]. Im Experiment wurden die Spins radioaktiver Kobaltkerne im Magnetfeld ausgerichtet und die Flugrichtung der Elektronen aus dem β-Zerfall aufgezeichnet.

$$\mathrm{Co}^{60}(J=5) \quad \longrightarrow \quad \mathrm{Ni}^{60*}(J=4) \ + \ e^- + \ \overline{\nu}_e \qquad J \equiv \text{Kernspin} \tag{1.1}$$

Die Messungen ergaben, dass die Elektronen häufiger entgegengesetzt als parallel zum Spin des Kobaltkerns emittiert werden. Wäre die Parität erhalten, müssten die Wahrscheinlichkeiten für die Emission eines Elektrons parallel bzw. entgegengesetzt zum Magnetfeld gleich sein. Die beobachtete Asymmetrie stellt daher einen experimentellen Nachweis der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung dar und lässt sich mit der longitudinalen Polarisation der Antineutrinos und Elektronen erklären. Teilchen mit einer Spinkomponente parallel zur Flugrichtung werden als *rechtshändig*, Teilchen mit einer Spinkomponente entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung als *linkshändig* bezeichnet. Die Theorie der schwachen Wechselwirkung sagt für den β-Zerfall die Emission von rechtshändigen Antineutrinos und linkshändigen Elektronen voraus. Auf Grund der Drehimpulserhaltung müssen die Spins der Elektronen und der Antineutrinos — beide haben Spin 1/2 — parallel zum Kernspin sein. Daher werden die Elektronen entgegengesetzt zum Kernspin emittiert.

Ladungskonjugation

Die Ladungskonjugation, dargestellt durch den Operator **C**, ist ebenfalls eine diskrete Symmetrieoperation und verwandelt ein Teilchen in sein Antiteilchen. Alle internen Quantenzahlen wechseln das Vorzeichen [11]. Nur diejenigen Elementarteilchen, die ihre eigenen Antiteilchen sind, sind Eigenzustände von **C**. Dazu zählen unter anderen das Photon, das π^0, das η und das ρ^0. Ein gebundener Zustand, bestehend aus einem Quark und einem Antiquark, mit Gesamtdrehimpuls l und Gesamtspin s hat den **C**-Eigenwert $C = (-1)^{l+s}$ [11]. Experimentell hat sich die Ladungskonjugation in der elektromagnetischen und in der starken Wechselwirkung als erhaltene Symmetrie erwiesen, während sie in der schwachen Wechselwirkung verletzt ist [6].

1.2 Die CP-Symmetrie

Wenn auch die schwache Wechselwirkung weder unter **P** noch **C** invariant ist, so nahm man doch sehr lange Zeit an, dass zumindest das Produkt **CP** eine erhaltene Symmetrieoperation darstellt. Im Zerfall des Pions wird die CP-Erhaltung bestätigt. Der beobachtete schwache Zerfall eines π^+ in ein rechtshändiges μ_R^+ — rechtshändig im Ruhesystem des π^+ — und ein linkshändiges $\nu_{\mu,L}$ transformiert sich unter **C** bzw. **P** zu nicht beobachteten Zerfällen [14]:

$$\pi^+ \to \mu_R^+ + \nu_{\mu,L} \quad \stackrel{\mathbf{P}}{\Longrightarrow} \quad \pi^+ \to \mu_L^+ + \nu_{\mu,R} \tag{1.2}$$

$$\pi^+ \to \mu_R^+ + \nu_{\mu,L} \quad \stackrel{\mathbf{C}}{\Longrightarrow} \quad \pi^- \to \mu_R^- + \overline{\nu}_{\mu,L} \tag{1.3}$$

Das Postulat, dass weder rechtshändige Neutrinos noch linkshändige Antineutrinos in der Natur vorkommen, findet seine Rechtfertigung. Erst die kombinierte Symmetrieoperation **CP** ergibt wieder einen in der Natur mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftretenden Zerfall:

$$\pi^+ \to \mu_R^+ + \nu_{\mu,L} \quad \stackrel{\mathbf{CP}}{\Longrightarrow} \quad \pi^- \to \mu_L^- + \overline{\nu}_{\mu,R} \tag{1.4}$$

1.3 CP-Verletzung im Kaonsystem

Im Jahr 1964 lieferte eine Gruppe unter Cronin und Fitch den ersten experimentellen Nachweis dafür, dass die CP-Symmetrie im System der neutralen Kaonen verletzt ist [15]. Neutrale Kaonen werden mittels der starken Wechselwirkung in den Zuständen $|K^0\rangle$ und $|\overline{K^0}\rangle$ erzeugt, beispielsweise in Pion-Proton-Kollisionen: $\pi^- + p^+ \longrightarrow K^0 + \Lambda$. In Experimenten wird beobachtet, dass ein Kaonstrahl, der zum Produktionszeitpunkt t_0 nur aus $|K^0\rangle$-Zuständen besteht, zu einer späteren Zeit $t > t_0$ auch einen $|\overline{K^0}\rangle$-Anteil enthält [6]. Diesen Vorgang bezeichnet man als *Zustandsmischung*. Er bewirkt, dass ein neutrales Kaon, welches zum Zeitpunkt t_0 als $|K^0\rangle$ oder $|\overline{K^0}\rangle$ erzeugt wurde, zur Zeit $t > t_0$ durch eine Linearkombination der beiden starken Eigenzustände beschrieben wird [6]:

$$|K(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\overline{K^0}\rangle\ . \tag{1.5}$$

Zum Studium der CP-Symmetrie ist es sinnvoll, die normierten CP-Eigenzustände

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle + |\overline{K^0}\rangle\right) \quad \text{und} \quad |K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle - |\overline{K^0}\rangle\right) \tag{1.6}$$

zu bilden, welche die Eigenwertgleichungen $\mathbf{CP}|K_1\rangle = +|K_1\rangle$ und $\mathbf{CP}|K_2\rangle = -|K_2\rangle$ erfüllen. Bis 1964 nahm man an, dass $|K_1\rangle$ und $|K_2\rangle$ mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung $|K_S^0\rangle$ und $|K_L^0\rangle$ identisch seien, denn so konnte man die Existenz eines langlebigen und eines kurzlebigen Kaons mit den Lebensdauern

$$\tau_L = (51.7 \pm 0.4)\ \text{ns} \qquad \text{und} \qquad \tau_S = (0.08934 \pm 0.00008)\ \text{ns} \qquad [16]$$

gut erklären. Das kurzlebige Kaon wurde mit $|K_1\rangle$ identifiziert, dem CP-geraden Zustand, der nur in einen Zweipionendzustand zerfallen kann, da dieser auch CP-gerade ist. Der CP-ungerade Zustand $|K_2\rangle$ kann umgekehrt nur in drei Pionen, nicht jedoch in zwei zerfallen. Der Lebensdauerunterschied wird qualitativ damit erklärt, dass im Zweipionzerfall mehr kinetische Energie und somit ein größerer Phasenraum zur Verfügung steht als beim Dreipionzerfall, was zu einer größeren Zerfallsbreite führt. Experimentell werden jedoch auch Zerfälle des $|K_L^0\rangle$ in zwei Pionen gefunden. Für die Amplitudenverhältnisse

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\mathcal{A}(K_L \to \pi^+\pi^-)}{\mathcal{A}(K_S \to \pi^+\pi^-)} \quad \text{und} \quad \eta_{00} \equiv \frac{\mathcal{A}(K_L \to \pi^0\pi^0)}{\mathcal{A}(K_S \to \pi^0\pi^0)} \tag{1.7}$$

werden die Absolutwerte

$$|\eta_{+-}| = (2.285 \pm 0.019) \cdot 10^{-3} \qquad \text{und} \qquad |\eta_{00}| = (2.275 \pm 0.019) \cdot 10^{-3}$$

gemessen [16]. Zu den beobachteten Zweipionzerfällen des K_L^0 tragen die folgenden zwei CP-verletzenden Prozesse bei:

1. CP-Verletzung in der K^0–$\overline{K^0}$-Mischung bewirkt, dass die Wahrscheinlichkeit für die Umwandlung eines K^0 in ein $\overline{K^0}$ nicht gleich der Wahrscheinlichkeit für die Umwandlung eines $\overline{K^0}$ in ein K^0 ist. Dies hat zur Folge, dass $|K_L^0\rangle$ und $|K_S^0\rangle$ nicht genau den CP-Eigenzuständen entsprechen, sondern durch eine Linearkombination aus $|K_1\rangle$ und $|K_2\rangle$ gegeben sind [17]:
$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\overline{\varepsilon}|^2}}\left(|K_2\rangle + \overline{\varepsilon}|K_1\rangle\right) \quad \text{und} \quad |K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\overline{\varepsilon}|^2}}\left(|K_1\rangle + \overline{\varepsilon}|K_2\rangle\right) . \qquad (1.8)$$
Die physikalischen Zustände werden zwar durch einen CP-Eigenzustand dominiert, besitzen aber auch eine kleine Beimischung des anderen CP-Eigenzustands, der mit dem Koeffizienten $\overline{\varepsilon}$ gewichtet ist. Die CP-Verletzung in der Mischung wird als *indirekte CP-Verletzung* bezeichnet.

2. *Direkte CP-Verletzung* tritt auf, wenn der CP-Eigenzustand $|K_2\rangle$ in einen Endzustand mit umgekehrtem CP-Eigenwert zerfällt: $K_2 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ oder $K_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0$.

Die Amplitudenverhältnisse (1.7) lassen sich als Summe aus indirekter CP-Verletzung, parametrisiert durch ϵ, und direkter CP-Verletzung, gegeben durch den Parameter ϵ', schreiben [18]:
$$\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon' \qquad \text{und} \qquad \eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon' .$$
In der Wu-Yang-Phasenkonvention gilt [18]: $\epsilon = \overline{\epsilon}$. Prinzipiell ist $\overline{\epsilon}$ aber keine Observable, sondern von der für $|K^0\rangle$ und $|\overline{K^0}\rangle$ gewählten Phasenkonvention abhängig [18]. Die direkte CP-Verletzung ist gegenüber der indirekten um drei Größenordnungen unterdrückt. Es bedurfte aufwendiger Präzisionsmessungen um das Verhältnis von direkter zu indirekter CP-Verletzung, ausgedrückt durch die Größe ϵ'/ϵ, zu bestimmen. Dabei wird der folgende Zusammenhang zwischen den Ratenverhältnissen zur Extraktion von ϵ'/ϵ verwendet:
$$\left|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right|^2 \approx 1 - 6\,\frac{\epsilon'}{\epsilon} \qquad (1.9)$$
Die Experimente E731, NA31, KTeV und NA48 erhalten folgende Werte:

E731	(1993)	$\epsilon'/\epsilon = (0.74 \pm 0.60) \cdot 10^{-3}$	[16] ,
NA31	(1993)	$\epsilon'/\epsilon = (2.3 \pm 0.65) \cdot 10^{-3}$	[16] ,
KTeV	(1999)	$\epsilon'/\epsilon = (2.8 \pm 0.41) \cdot 10^{-3}$	[19] ,
NA48	(1999)	$\epsilon'/\epsilon = (1.85 \pm 0.73) \cdot 10^{-3}$	[20] .

Durch die Messungen von KTeV und NA48 wurde die lange umstrittene Frage, ob es direkte CP-Verletzung gibt, positiv entschieden und die Messung von NA31 bestätigt.

1.4 Die schwache Wechselwirkung

Im Standardmodell der Teilchenphysik gibt es drei Gruppen von Elementarteilchen: die *Leptonen*, die *Quarks* und die *Eichbosonen*. Leptonen und Quarks tragen Spin $\frac{1}{2}$, sind somit Fermionen und werden, wie in Tab. 1.1 angegeben, in drei Generationen angeordnet. Jedes der Quarks trägt eine spezifische Quantenzahl, die man als *Flavor* bezeichnet.

Generation	1	2	3
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

Tabelle 1.1: Leptonen und Quarks. Zu den Leptonen gehören das Elektron, das Myon und das Tau, welche die negative Elementarladung tragen. Die drei Neutrinos, das Elektron-, Myon- und Tauneutrino, sind elektrisch neutral. Die Quarks heißen: up, down, charm, strange, top und bottom. Die Quarks der oberen Reihe (u,c und t) tragen die elektrische Ladung +2/3 e, die der unteren Reihe (d, s und b) die Ladung -1/3 e [11]. Zu jedem Lepton und jedem Quark existiert ein Antiteilchen mit gleicher Masse, aber umgekehrter elektrischer Ladung, soweit vorhanden. Die Elementarteilchen werden, wie in der Tabelle angedeutet, zu *Dubletts* zusammengefasst.

Insgesamt gibt es sechs Flavorquantenzahlen, die mit den Anfangsbuchstaben der Quarks abgekürzt werden. Ein s-Quark ist durch $S = -1$ und $U = D = C = B = T = 0$ charakterisiert [11]. Zu jedem Quark gibt es ein Antiquark, das die entsprechende negative Quantenzahl trägt. Für ein $\overline{s}$ gilt also: $S = +1$ [11].

Die vier bekannten Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen werden durch den Austausch von Eichbososnen beschrieben, welche ganzzahligen Spin tragen und als Quanten der Kraftfelder aufgefasst werden. Das elektromagnetische Feldquant ist das *Photon*. Die schwache Kraft wird durch Austausch der massiven Bosonen W^+, W^- und Z^0 vermittelt und acht *Gluonen* sind Träger der starken Kraft. Ein endgültiger Nachweis der Quantelung des Gravitationsfelds steht noch aus. Das entsprechende Feldquant wird als *Graviton* bezeichnet.

Die schwache Wechselwirkung basiert auf zwei grundlegenden Prozessen: Beim Austausch eines W^+ oder W^- spricht man von einem Prozess des *geladenen schwachen Stroms*. Den Austausch eines Z^0 bezeichnet man als *neutralen schwachen Strom*. CP-Verletzung tritt im Standardmodell der Teilchenphysik nur bei der Kopplung der W-Bosonen an Quarks auf. Daher steht der geladene Strom im Mittelpunkt der folgenden Betrachtungen.

Ein typisches Beispiel für eine Wechselwirkung des geladenen Stroms, die die CP-Symmetrie erhält, ist der Myonzerfall, der im Feynmandiagramm der Abb. 1.1a schematisch dargestellt ist. Die invariante Amplitude $\mathcal{A}$ des Myonzerfalls ist in erster Ordnung durch das Produkt der Operatoren des geladenen Stroms gegeben [14]:

$$\mathcal{A} = \frac{4G}{\sqrt{2}} \cdot J^{\lambda}_{(\mu)} J^{\dagger}_{(e)\lambda} \tag{1.10}$$

Die aufsteigenden und absteigenden Leiteroperatoren sind definiert durch

$$J^{\lambda}_{(\mu)} = \overline{\mathbf{\Psi}}_{(\nu_\mu)} \gamma^{\lambda} \frac{1}{2}(1-\gamma^5) \mathbf{\Psi}_{(\mu)} \quad \text{und} \quad J^{\dagger}_{(e)\lambda} = \overline{\mathbf{\Psi}}_{(e)} \gamma_{\lambda} \frac{1}{2}(1-\gamma^5) \mathbf{\Psi}_{(\overline{\nu_e})} \; . \tag{1.11}$$

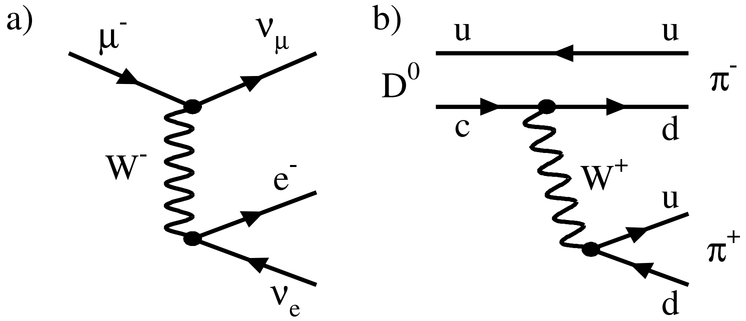

Abbildung 1.1: a) Feynmandiagramm des Myonzerfalls: $\mu^- \longrightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$. Das W^--Boson vermittelt eine Kopplung zwischen dem Myon- und dem Elektrondublett. b) Feynmandiagramm des Zerfalls $D^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$. Die Zeit läuft in den Diagrammen von links nach rechts. Teilchen, die rückwärts in der Zeit laufen, sind Antiteilchen.

Dabei ist G die Fermikonstante und γ^λ sind die Diracmatrizen. Die Spinoren $\overline{\mathbf{\Psi}}_{(\nu_\mu)}$, $\mathbf{\Psi}_{(\mu)}$, $\overline{\mathbf{\Psi}}_{(e)}$ und $\mathbf{\Psi}_{(\overline{\nu_e})}$ repräsentieren die beteiligten Teilchen. Der Faktor $\gamma^\lambda(1-\gamma^5)$ erzeugt die V-A-Struktur (Vektor-Axialvektor-Struktur) des geladenen Stroms.

Im Leptonsektor tritt der geladene Strom nur innerhalb der Dubletts der drei Generationen auf. Übergänge der Art $\mu^- \longrightarrow \nu_e + W^-$ werden nicht beobachtet. Die Elektronzahl, die Myonzahl und die Tauzahl sind separat erhalten. Im Quarksektor treten jedoch Übergänge zwischen den Generationen wie $s \longrightarrow u + W^-$ auf, zum Beispiel im Kaonzerfall $K^- \longrightarrow \pi^0 + \mu^- + \overline{\nu}_\mu$. Wechselwirkungen dieser Art werden im Standardmodell dadurch möglich, dass die W-Bosonen an die schwachen Eigenzustände (d', s', b'), die man durch Rotation der Masseneigenzustände (d, s, b) erhält, koppeln:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

Die unitäre Matrix $\mathbf{V}$, die die Rotation der Zustände vermittelt, ist nach Cabbibo, Kobayashi und Maskawa benannt und wird als CKM-Matrix bezeichnet. Basenwechsel werden in der Quantenmechanik durch unitäre Matrizen vollzogen [21]. Bezogen auf (1.12) ergibt sich die Unitarität von $\mathbf{V}$ als Folgerung aus der Bedingung, dass die rotierten Zustände $\begin{pmatrix} d' & s' & b' \end{pmatrix}^T$ Basis des Unterraums $\mathcal{E}_{dsb}$ sein sollen, der von $\begin{pmatrix} d & s & b \end{pmatrix}^T$ aufgespannt wird. Die W-Bosonen koppeln an die folgenden drei Dubletts:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

Statt $\begin{pmatrix} d & s & b \end{pmatrix}^T$ könnten auch die Zustände $\begin{pmatrix} u & c & t \end{pmatrix}^T$ rotiert werden. Die Wahl, welches Triplett rotiert wird, ist reine Konvention [17]. Der *geladene schwache Strom* zwischen Quarks wird mit Hilfe der CKM-Matrix als

$$J^\mu = \begin{pmatrix} \overline{u} & \overline{c} & \overline{t} \end{pmatrix} \frac{1}{2}\gamma^\mu \left(1-\gamma^5\right) \mathbf{V}_{\mathrm{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

geschrieben [14]. Als Beispiel sei der Zerfall $D^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ besprochen, der in Abb. 1.1b dargestellt ist. Auf Quarkebene handelt es sich um die Reaktion $c \longrightarrow du\overline{d}$. In erster Ordnung erhält man

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \frac{4G}{\sqrt{2}} \cdot J^{\mu}_{(ud)} J^{\dagger}_{(dc)\mu} = \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot \left(\overline{\mathbf{\Psi}}_u \gamma^\mu \left(1-\gamma^5\right) V_{ud} \mathbf{\Psi}_d \right) \left(\overline{\mathbf{\Psi}}_d \gamma_\mu \left(1-\gamma^5\right) V_{dc} \mathbf{\Psi}_c \right)^\dagger \\ &= \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot V_{ud} V^*_{cd} \cdot \left(\overline{\mathbf{\Psi}}_u \gamma^\mu \left(1-\gamma^5\right) \mathbf{\Psi}_d \right) \left(\overline{\mathbf{\Psi}}_c \gamma_\mu \left(1-\gamma^5\right) \mathbf{\Psi}_d \right) \end{aligned} \tag{1.14}$$

als Amplitude. Der adjungierte Operator

$$\mathcal{A}^\dagger = \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot V^*_{ud} V_{cd} \cdot \left(\overline{\mathbf{\Psi}}_d \gamma^\mu \left(1-\gamma^5\right) \mathbf{\Psi}_u \right) \left(\overline{\mathbf{\Psi}}_d \gamma_\mu \left(1-\gamma^5\right) \mathbf{\Psi}_c \right) \tag{1.15}$$

beschreibt die Reaktion der Antiteilchen $\overline{c} \longrightarrow \overline{d}\overline{u}d$. Da die Elemente der CKM-Matrix im Allgemeinen komplexwertig sein können, gilt: $V^*_{ud}V_{cd} \neq V_{ud}V^*_{cd}$. Die Amplituden $\mathcal{A}$ und $\mathcal{A}^\dagger$ besitzen daher unterschiedliche komplexe Phasen, die man auch als *schwache Phasen* bezeichnet. In den Abschnitten 1.8 und 1.10 wird gezeigt, wie auf Grund der Existenz dieser schwachen Phasen CP-Verletzung im Standardmodell auftritt.

Existierten lediglich zwei Generationen von Quarks, wäre die CKM-Matrix eine 2×2-Matrix und alle komplexen Phasen ließen sich durch Umeichen der Quarkfelder im geladenen Strom eliminieren. Die Imaginärteile der Matrixelemente hätten keine physikalischen Konsequenzen. Im Falle dreier Generationen wird die Quarkmischung jedoch durch eine 3×3-Matrix vermittelt und es ist nicht mehr möglich, alle Phasen der Matrix in den sechs zur Verfügung stehenden Quarkfeldern zu absorbieren. Tatsächlich wurde die 3×3-Matrix $\mathbf{V}$ von Kobayashi und Maskawa im Jahr 1972 erstmals eingeführt, um CP-Verletzung im Standardmodell zu ermöglichen [22]. Die Hinzunahme eines dritten Fermiondubletts war jedoch nur einer von vielen Vorschlägen zur Beschreibung von CP-Verletzung. Erst mit der Entdeckung der dritten Generation von Elementarteilchen, die im Leptonsektor mit dem ersten Nachweis des τ im Jahr 1975 [23] und im Quarksektor mit der Entdeckung des $\Upsilon(1S)$ im Jahr 1977 [24] begann, erwies sich die komplexe Phase der CKM-Matrix als zwangloser Weg zur Implementation von CP-Verletzung im Standardmodell.

1.5 Die Parametrisierung der CKM-Matrix

Die Standardparametrisierung der CKM-Matrix geschieht über drei Winkel, θ_{12}, θ_{23} und θ_{13}, sowie eine Phase, δ_{13} [25]:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

In (1.16) werden die Abkürzungen $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ und $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ verwendet. Die Indizes i und j fungieren als Generationsnummern, denn der Winkel θ_{ij} parametrisiert die Mischung der entsprechenden Generationen.

Um die Hierarchie der Matrixelemente in Bezug auf ihre Größe deutlich zu machen und viele Anwendungen zu vereinfachen, wird häufig die Wolfensteinparametrisierung mit dem Parametersatz (λ, A, ρ, η) verwendet [26]:

$$\mathbf{V} \simeq \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1-\rho-i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \ . \tag{1.17}$$

Es handelt sich um eine Entwicklung im Parameter $\lambda = |V_{us}|$. Alle vier Parameter sind reell, wobei η den CP-verletzenden Imaginärteil der Matrixelemente beschreibt. Für sehr präzise Rechnungen reicht diese Entwicklung nicht aus und es werden Korrekturen höherer Ordnung angebracht. Dies lässt sich in eleganter Weise realisieren, indem man die Parameter (λ, A, ρ, η) mit der Festsetzung

$$\lambda \equiv s_{12} \qquad \lambda^2 A \equiv s_{23} \qquad \lambda^3 A(\rho - i\eta) \equiv s_{13} e^{-i\delta} \tag{1.18}$$

über die Standardparametrisierung definiert und Korrekturterme berechnet [27]. Es ergeben sich die folgenden korrigierten Matrixelemente:

$$V_{cd} = -\lambda - iA^2\lambda^5\eta \ , \quad V_{ts} = -\lambda^2 A - iA\lambda^4\eta \ \text{ und } \ V_{td} = \lambda^3 A \left\{1 - (\rho + i\eta)\left(1 - \lambda^2/2\right)\right\} \ .$$

Die Korrekturen zu V_{cs}, V_{us} und V_{cb} sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\lambda^6)$, $\mathcal{O}(\lambda^7)$ und $\mathcal{O}(\lambda^8)$ und werden vernachlässigt.

1.6 Unitaritätsbeziehungen

Die Unitarität der CKM-Matrix hat große Bedeutung für das Verständnis der Physik der Quarkmischung. Die *Unitaritätsbedingung*

$$\mathbf{V}\mathbf{V}^\dagger = \mathbf{V}^\dagger\mathbf{V} = \mathbf{1} \tag{1.19}$$

liefert sechs Gleichungen, welche die Orthogonalität je zweier Zeilen bzw. je zweier Spalten wiedergeben.

$$\sum_{\alpha=u,c,t} V_{\alpha i} V_{\alpha j}^* = 0 \qquad i \neq j \ \text{ und } \ i,j \in \{d,s,b\} \tag{1.20}$$

$$\sum_{i=d,s,b} V_{\alpha i} V_{\beta i}^* = 0 \qquad \alpha \neq \beta \ \text{ und } \ \alpha,\beta \in \{u,c,t\} \tag{1.21}$$

Jede der *Orthogonalitätsgleichungen* (1.20) und (1.21) lässt sich als Dreiecksrelation auffassen, wobei jeder Term einer Gleichung einem Vektor in der komplexen Ebene entspricht [28]. Die Relation

$$\Delta_{db} \ : \qquad V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.22}$$

ist in Abb. 1.2a als Dreieck dargestellt. Setzt man in die Orthogonalitätsgleichungen die Ausdrücke der Wolfensteinparametrisierung ein, so erhält man eine Abschätzung der

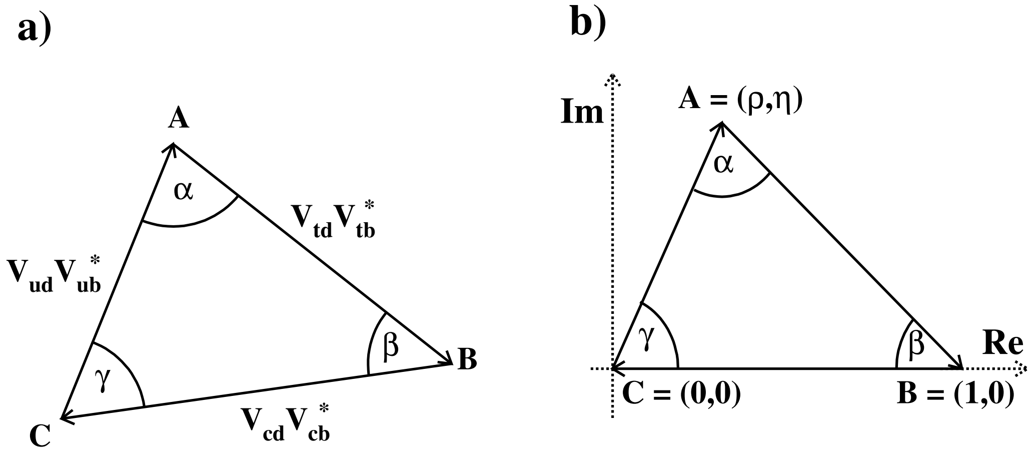

Abbildung 1.2: Das Unitaritätsdreieck Δ_{db}. a) unnormiert, b) normiert.

Seitenlängen der Dreiecke in Potenzen des Entwicklungsparameters λ. Es zeigt sich, dass lediglich (1.22) und die Gleichung

$$\Delta_{ut} \quad : \qquad V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0$$

Dreiecke beschreiben, deren Seitenlängen alle von der Größenordnung λ^3, also ungefähr gleich groß, sind. Daher sind alle drei Winkel in diesen Dreiecken relativ groß. In den anderen vier Dreiecken tritt jeweils eine sehr kurze Seite auf, sodass der ihr gegenüberliegende Winkel sehr klein und schwierig zu messen ist. Die Seitenlängen der Dreiecke Δ_{db} und Δ_{ut} unterscheiden sich allerdings nur in Termen der Größenordnung λ^5. Das Dreieck Δ_{db} ist im Rahmen der B-Physik gut vermessbar und steht daher im Zentrum der Aufmerksamkeit experimenteller und theoretischer Bemühungen. Es wird deshalb auch häufig als „das Unitaritätsdreieck" bezeichnet.

Die drei Winkel des Unitaritätsdreiecks werden mit α, β und γ bezeichnet und sind durch die Phasendifferenz der den Winkel einschließenden Seiten gegeben [29]:

$$\alpha \equiv arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \qquad \beta \equiv arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \qquad \gamma \equiv arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \tag{1.23}$$

Da der Imaginärteil des Terms $V_{cd}V_{cb}^*$ von der Ordnung $\mathcal{O}(\lambda^7)$ ist, wird er in sehr guter Näherung vernachlässigt. Das Unitaritätsdreieck in Abb. 1.2a lässt sich dann so skalieren, dass die Seite $\overline{BC}$ die Länge 1 hat und auf der reellen Achse liegt. Verwendet man zusätzlich die Wolfensteinparametrisierung für die Matrixelemente, so erhält man die einfache Darstellung von Abb. 1.2b [25].

Invariante schwache Phasen

Wie bereits in (1.14) gezeigt, beinhalten Übergangsamplituden $\mathcal{A}$ des schwachen geladenen Stroms ein Produkt aus CKM-Matrixelementen. Dieses Produkt besitzt im Allgemeinen einen Imaginärteil, d.h. eine komplexe Phase, die auch als *CKM-Phase* oder *schwache Phase* bezeichnet wird [29]. Diese Phase hat keine physikalische Relevanz, wenn sich die Übergangswahrscheinlichkeit P einfach aus einer einzigen Amplitude $\mathcal{A}$ ergibt: $P \propto |\mathcal{A}|^2$. Der Phase kommt jedoch Bedeutung zu, wenn sich die Übergangswahrscheinlichkeit aus der *Interferenz* mehrerer, zum Beispiel zweier Amplituden ergibt: $P \propto |\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2|^2$. Typischerweise tritt dann in P ein Produkt von Matrixelementen der Gestalt

$$\frac{V_{\alpha k} V^*_{\alpha j}}{V_{\beta k} V^*_{\beta j}} \qquad \text{mit der Phase} \qquad \phi = arg \left(\frac{V_{\alpha k} V^*_{\alpha j}}{V_{\beta k} V^*_{\beta j}} \right)$$

auf. Entscheidend ist, dass ein solches Produkt und somit auch der Winkel ϕ unabhängig von der gewählten Phasenkonvention ist. Die Umeichung des Quarkfeldes β zum Beispiel wirkt auf die Phase von $V_{\beta k}$ und $V^*_{\beta j}$ mit umgekehrtem Vorzeichen, sodass das Produkt unverändert bleibt. Insbesondere sind die Winkel der Unitaritätsdreiecke solche invarianten Phasen.

1.7 Status der Vermessung des Unitaritätsdreiecks

Abb. 1.3 zeigt, wie weit es schon gelungen ist, die Form des Unitaritätsdreiecks einzuschränken [30]. Die experimentelle Bestimmung der folgenden vier Größen geht in diese Rechnung ein:

1. Das Verhältnis $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ beschränkt die Position des Apex des Unitaritätsdreiecks auf einen Ring um $(0,0)$. Die Untersuchung inklusiver semileptonischer B-Zerfälle ohne Charmquarks liefert einen Wert von $|V_{ub}|/|V_{cb}| = 0.093 \pm 0.016$ [30].

2. Der Parameter ϵ, der die Stärke der indirekten CP-Verletzung im Kaonsystem beschreibt, schränkt die Spitze des Dreiecks auf einen Bereich um eine Hyperbel ein. In Abb. 1.3 wird der aktuelle Wert von $|\epsilon| = (2.280 \pm 0.019) \cdot 10^{-3}$ [16] verwendet.

3. Die Massendifferenz Δm_d zwischen den Masseneigenzuständen der neutralen B^0_d-Mesonen liefert einen Ring um (1,0) als erlaubten Bereich. Es wird der Weltdurchschnittswert von $\Delta m_d = (0.471 \pm 0.016)\,\hbar\,\mathrm{ps}^{-1}$ [30] benutzt.

4. Das aktuelle Limit auf die Massendifferenz der B^0_s-Mesonen von $\Delta m_s > 12.4\,\hbar\,\mathrm{ps}^{-1}$ (95% C.L.) [31] beschränkt den Apex auf eine Halbkreisfläche mit dem Zentrum im Punkt (1,0). Erst die Fortschritte des Jahres 1998 bei der Bestimmung dieser Untergrenze bewirkten, dass Δm_s eine Einschränkung der Form des Unitaritätsdreiecks darstellt. Im Jahr 1997 war dies noch nicht der Fall, siehe Ref. [25].

Aus einer Anpassung der experimentellen Daten und der Theorie ergeben sich für den Apex des Unitaritätsdreiecks die Koordinaten:

$$\rho = 0.160^{+0.094}_{-0.070} \qquad \text{und} \qquad \eta = 0.381^{+0.061}_{-0.058} \quad [30].$$

Für die Winkel erhält man die Werte

$$\sin 2\alpha = 0.06^{+0.35}_{-0.42}\ , \quad \sin 2\beta = 0.75 \pm 0.09 \ \text{ und } \ \gamma = \left(67^{+11}_{-12}\right)^\circ \quad [30].$$

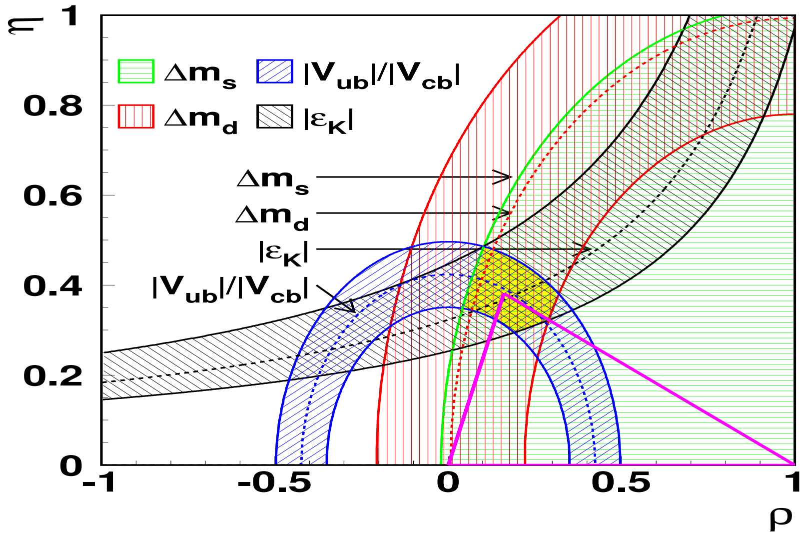

Abbildung 1.3: Erlaubter Bereich für den Apex des Unitaritätsdreiecks. Vier Messgrößen gehen in diese Darstellung ein: die Massendifferenz Δm_d der B_d^0-Mesonen, die Massendifferenz Δm_s der B_s^0-Mesonen, der Parameter ϵ, der die indirekte CP-Verletzung im Kaonsystem beschreibt und das Verhältnis $|V_{ub}|/|V_{cb}|$, das aus inklusiven charmquarklosen semileptonischen B-Zerfällen extrahiert wird. Abb. nach Ref. [30].

Diese indirekte Bestimmung von $\sin 2\beta$ besitzt einen Fehler, den die für die direkte Messung konzipierten Experimente nach einem Jahr Laufzeit unter Designbedingungen anstreben. Das Ziel der Experimente ist es, durch präzise Messungen eine Überbestimmung des Unitaritätsdreiecks zu erreichen und die zu Grunde liegende Theorie der Quarkmischung sowie die Implementation von CP-Verletzung in der CKM-Matrix auf ihre Richtigkeit zu überprüfen. In Bezug auf Abb. 1.3 bedeutet dies, dass sich alle erlaubten Bereiche in einer Region überlappen müssen.

1.8 CP-Verletzung im Zerfall geladener B-Mesonen

Anhand von Zerfällen geladener B-Mesonen lässt sich gut demonstrieren, wie CP-Verletzung auf Grund der Interferenz von mindestens zwei Amplituden mit unterschiedlicher schwacher Phase zu Stande kommt [32]. Man betrachte die Zerfälle $B^+ \longrightarrow f$ und $B^- \longrightarrow \overline{f}$, wobei f ein beliebiger Endzustand und $\overline{f}$ der dazu CP-konjugierte Zustand ist. Zum Zerfall $B^+ \longrightarrow f$ mögen zwei Amplituden, $\mathcal{A}_1$ und $\mathcal{A}_2$, beitragen. Der Zerfall $B^- \longrightarrow \overline{f}$ ist dann durch die CP-konjugierten Amplituden $\overline{\mathcal{A}}_1$ und $\overline{\mathcal{A}}_2$ gegeben:

$$\mathcal{A}_k = M_k e^{i\delta_k} e^{i\alpha_k} \qquad \overline{\mathcal{A}}_k = M_k e^{-i\delta_k} e^{i\alpha_k} \qquad k \in \{1, 2\} \; . \tag{1.24}$$

Die Amplituden sind durch ihren Absolutbetrag M_k, die *CKM-Phase* δ_k und die *starke Phase* α_k, die ihre Ursache in Endzustandswechselwirkungen hat, festgelegt. Die CP-Operation kehrt das Vorzeichen der schwachen Phase um, weil im *geladenen Strom* des CP-konjugierten Prozesses die komplex konjugierten Matrixelemente des ursprünglichen Prozesses auftreten. Die starke Wechselwirkung ist hingegen CP-erhaltend, sodass die starke Phase ihr Vorzeichen nicht wechselt.

Die Zerfallsraten $\Gamma^+ \equiv \Gamma(B^+ \to f)$ und $\Gamma^- \equiv \Gamma(B^- \to \overline{f})$ ergeben sich durch kohärente Addition der Amplituden:

$$\Gamma^+ = |\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2|^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2M_1M_2\cos(\varphi_w + \psi_s) \quad \text{und} \tag{1.25}$$
$$\Gamma^- = \left|\overline{\mathcal{A}}_1 + \overline{\mathcal{A}}_2\right|^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2M_1M_2\cos(-\varphi_w + \psi_s)\ . \tag{1.26}$$

Dabei sind $\varphi_w = \delta_1 - \delta_2$ die *relative schwache Phase* und $\psi_s = \alpha_1 - \alpha_2$ die *relative starke Phase* der beiden Teilamplituden. Falls $\varphi_w \neq 0$ und $\psi_s \neq 0$ sind, gilt $\Gamma^+ \neq \Gamma^-$ und die *CP-Symmetrie* ist verletzt. CP-Verletzung kommt also durch unterschiedliche schwache Phasen der interferierenden Amplituden in CP-konjugierten Prozessen zu Stande. Da der Kosinus eine gerade Funktion ist, muss im oben diskutierten Fall der direkten CP-Verletzung auch die relative starke Phase ungleich Null sein, damit CP-Verletzung auftritt.

Durch Messung von Γ^+ und Γ^- lässt sich *direkte CP-Verletzung* im B-System nachweisen. Die CP-Verletzung tritt direkt in den Zerfallsamplituden auf, ohne dass Zustandsmischung, wie im neutralen Kaonsystem, eine Rolle spielt. Die schwache Phase φ_w lässt sich allerdings nur schwer extrahieren, denn die Absolutbeträge M_1 und M_2 sowie die starke Phase ψ_s sind in den meisten Fällen unbekannt. Die Gleichungen (1.25) und (1.26) weisen daher vier Unbekannte auf, sodass das Gleichungssystem unterbestimmt ist. Zur Bestimmung der relativen schwachen Phase φ_w eignet sich das System der neutralen B-Mesonen besser, wie in den nächsten Abschnitten gezeigt wird.

1.9 Zustandsmischung neutraler B-Mesonen

Analog zum Kaonsystem befinden sich neutrale B-Mesonen, die in den Eigenzuständen der starken Wechselwirkung $|B^0\rangle$ und $|\overline{B^0}\rangle$ zum Zeitpunkt t_0 erzeugt wurden, zur Zeit $t > t_0$ auf Grund von Mischungsprozessen der schwachen Wechselwirkung in einem quantenmechanischen Mischzustand

$$|B(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\overline{B^0}\rangle\ , \tag{1.27}$$

dessen Zeitentwicklung durch die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}\right)\begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

festgelegt ist [33]. Die Naturkonstanten c und $\hbar$ wurden in dieser Notation gleich eins gesetzt. $\mathbf{M}$ ist die Massenmatrix und $\mathbf{\Gamma}$ die Zerfallsmatrix. Beide sind hermitesche 2×2-Matrizen. Der *Zustandsmischung* liegen schwache Wechselwirkungsprozesse zweiter Ordnung zu Grunde, die schematisch durch die Kastendiagramme in Abb. 1.4 wiedergegeben werden. Der Hamiltonoperator

$$\mathbf{H} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma} \quad \text{wird durch} \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} A & p^2 \\ q^2 & A \end{pmatrix} \qquad A, p, q, \in \mathbf{C} \tag{1.29}$$

parametrisiert [33]. Diagonalisiert man die Matrix, erhält man die Eigenwerte $\mu_{L,H} = A \pm pq$ und die dazugehörigen Masseneigenzustände

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\overline{B^0}\rangle \quad \text{und} \quad |B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\overline{B^0}\rangle\ , \tag{1.30}$$

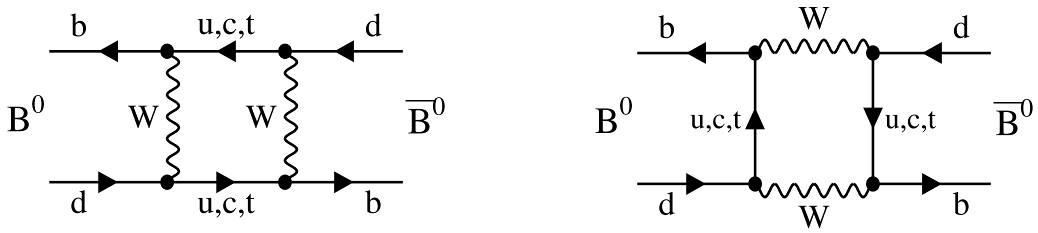

Abbildung 1.4: Kastendiagramme zur Beschreibung der Mischung eines B^0 in ein $\overline{B^0}$ [33]. Die Diagramme, die ein Topquark in der Schleife enthalten, dominieren den Prozess auf Grund der großen Masse des Topquarks. Die Flavorquantenzahl ändert sich um $\Delta B = 2$.

wobei der Index L den leichten (light) und H den schweren (heavy) Zustand kennzeichnet. Der Hamiltonoperator $\mathbf{H}$ ist in (1.29) so angesetzt, dass er nicht hermitesch ist und komplexe Eigenwerte besitzt[1]. Die Eigenwerte werden in Real- und Imaginärteil zerlegt: $m_L - i\Gamma_L/2 \equiv \mu_L$ und $m_H - i\Gamma_H/2 \equiv \mu_H$. Dabei sind $m_{L,H}$ die Massen und $\Gamma_{L,H}$ die Zerfallsraten der Eigenzustände $|B_{L,H}\rangle$ [34]. Der Variablensatz $(m_L, m_H, \Gamma_L, \Gamma_H)$ wird durch

$$\overline{m} \equiv (m_H + m_L)/2\,, \quad \Delta m \equiv m_H - m_L\,, \quad \overline{\Gamma} \equiv (\Gamma_H + \Gamma_L)/2 \;\text{ und }\; \Delta\Gamma \equiv \Gamma_H - \Gamma_L$$

ersetzt. Die Differenz der Zerfallsbreiten $\Delta\Gamma$ wird durch jene Zerfallskanäle hervorgerufen, in die sowohl ein B^0 als auch ein $\overline{B^0}$ zerfallen können. Das inklusive Verzweigungsverhältnis dieser Kanäle liegt in der Größenordnung von 10^{-3}. Vorsichtige Abschätzungen ergeben: $\Delta\Gamma/\Gamma \leq 10^{-2}$ [35]. Daher wird $\Delta\Gamma \equiv 0$ und $\Gamma \equiv \overline{\Gamma}$ gesetzt. Für die Eigenwerte erhält man somit die Substitution:

$$\mu_L = \frac{1}{2}\left(2\overline{m} - \Delta m - i\Gamma\right) \qquad \text{und} \qquad \mu_H = \frac{1}{2}\left(2\overline{m} + \Delta m - i\Gamma\right)\,.$$

Der Anfangszustand des Systems zum Zeitpunkt t_0 sei durch

$$|B_{phy}(t_0)\rangle = c_L|B_L\rangle + c_H|B_H\rangle \tag{1.31}$$

gegeben. Die Zeitentwicklung des physikalischen Zustands in Abhängigkeit der Eigenwerte und Eigenvektoren des Hamiltonoperators ist durch

$$|B_{phy}(t)\rangle = c_L e^{-i\mu_L(t-t_0)}|B_L\rangle + c_H e^{-i\mu_H(t-t_0)}|B_H\rangle \tag{1.32}$$

gegeben [21]. Man wählt $t_0 = 0$ und ersetzt gemäß (1.30) die Masseneigenzustände durch $|B^0\rangle$ und$|\overline{B^0}\rangle$. Für die beiden reinen Anfangszustände

$$|B^0_{phy}(t=0)\rangle = |B^0\rangle \qquad \text{und} \qquad |\overline{B^0_{phy}}(t=0)\rangle = |\overline{B^0}\rangle$$

ergibt sich folgende Zeitentwicklung der physikalischen Zustände:

$$|B^0_{phy}(t)\rangle \;=\; e^{-\Gamma t/2}e^{-i\overline{m}t}\left\{\mathsf{c}(t)|B^0\rangle + i\left(\frac{q}{p}\right)\mathsf{s}(t)|\overline{B^0}\rangle\right\} \quad \text{und} \tag{1.33}$$

$$|\overline{B^0_{phy}}(t)\rangle \;=\; e^{-\Gamma t/2}e^{-i\overline{m}t}\left\{i\left(\frac{p}{q}\right)\mathsf{s}(t)|B^0\rangle + \mathsf{c}(t)|\overline{B^0}\rangle\right\}\,, \tag{1.34}$$

[1] Hermitesche Operatoren besitzen nur reelle Eigenwerte und sind daher zur Beschreibung des Zerfalls der B-Mesonen ungeeignet.

wobei die Funktionen $\mathsf{c}(t)$ und $\mathsf{s}(t)$ Abkürzungen für

$$\mathsf{c}(t) = \cos\left(\frac{\Delta m}{2}\,t\right) \qquad \text{und} \qquad \mathsf{s}(t) = \sin\left(\frac{\Delta m}{2}\,t\right)$$

sind. Der in diesem Abschnitt vorgestellte Mechanismus der Zustandsmischung gilt nicht nur für $B^0(=B^0_d)$-Mesonen, sondern analog auch für die K^0-, D^0- und B^0_s-Mischung. Die Charakteristika des jeweiligen Systems werden durch die Variablen p, q, Δm, $\overline{m}$, $\overline{\Gamma}$ und $\Delta\Gamma$ parametrisiert.

Im B^0_d-System nutzt man aus, dass für die Nicht-Diagonalelemente der Massen- und der Zerfallsmatrix folgende Hierarchie gilt [36]: $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$. Daher kann

$$\left|\frac{q}{p}\right| = \sqrt{\left|\frac{M^*_{12} - i\Gamma^*_{12}/2}{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}\right|} \simeq \sqrt{\left|\frac{M^*_{12}}{M_{12}}\right|} \tag{1.35}$$

gesetzt werden. Im Gegensatz zum Kaonsystem wird die Mischung im B-System durch Zustände unterschiedlicher Masse und nicht unterschiedlicher Lebensdauer beschrieben. Auf Grund von (1.35) wird $|q/p| = 1$ gesetzt. Die Phase von q/p definiert man als $2\phi_m$, die *Mischungsphase*: $e^{-i2\phi_m} \equiv q/p$ [29]. Diese Näherung bedeutet, dass die *indirekte CP-Verletzung*, welche durch die Interferenz verschiedener Mischungsamplituden zu Stande kommt, vernachlässigt wird. Die Gleichung $|q/p| = 1$ besagt, dass die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein B^0 in ein $\overline{B^0}$ oszilliert, gleich groß wie die Wahrscheinlichkeit ist, dass sich ein $\overline{B^0}$ in ein B^0 umwandelt.

1.10 CP-Verletzung im Zerfall neutraler B-Mesonen

In einem Zerfallskanal f, in den sowohl ein B^0 als auch ein $\overline{B^0}$ zerfallen kann, ist CP-Verletzung durch die Interferenz der folgenden zwei Zerfallswege möglich: Ein B^0 zum Beispiel kann direkt in den Endzustand f zerfallen oder mittelbar, indem es sich zuerst in ein $\overline{B^0}$ umwandelt und dann zerfällt:

$$\begin{tikzcd} B^0 \arrow[rr] \arrow[dr] & & f \\ & \overline{B^0} \arrow[ur] & \end{tikzcd}$$

Die Gesamtamplitude für ein ursprünglich als B^0 bzw. $\overline{B^0}$ erzeugtes B-Meson ergibt sich, indem man das Matrixelement der physikalischen Zustände aus (1.33) und (1.34) mit dem Endzustand $|f\rangle$ bildet:

$$\langle f|\,\mathcal{H}\,|B^0_{phy}(t)\rangle = e^{-\Gamma t/2} e^{-i\overline{m}t}\left\{\mathsf{c}(t)\langle f|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle + i\left(\frac{q}{p}\right)\mathsf{s}(t)\langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle\right\} \tag{1.36}$$

$$\langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0_{phy}}(t)\rangle = e^{-\Gamma t/2} e^{-i\overline{m}t}\left\{i\left(\frac{p}{q}\right)\mathsf{s}(t)\langle f|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle + \mathsf{c}(t)\langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle\right\} \tag{1.37}$$

Zur Vereinfachung der weiteren Rechnung werden zwei wesentliche Annahmen über die Matrixelemente gemacht [32]:

1. Die Amplituden $\langle f|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle$ und $\langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle$ sind durch eine einzige *CKM-Phase* dominiert. Entweder trägt zu jeder Amplitude nur ein Feynmandiagramm bei oder die beteiligten Teilamplituden besitzen, zumindest in sehr guter Näherung, die gleiche schwache Phase. Diese Annahme bedeutet, dass CP-Verletzung direkt in diesen Amplituden ausgeschlossen wird.

2. Der Endzustand $|f\rangle$ ist ein Zweikörperzustand und die Spins der Zerfallsprodukte sind dergestalt, dass nur eine Partialwelle auftritt. Deshalb hängen die Matrixelemente nicht von kinematischen Variablen ab.

Die Matrixelemente lassen sich dann wie folgt zerlegen [32]:

$$\langle f|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle = M_1 e^{i\delta_1} e^{i\alpha_1} \quad \text{und} \quad \langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle = M_2 e^{-i\delta_2} e^{i\alpha_2}\ . \tag{1.38}$$

M_1 und M_2 sind die Absolutbeträge der Amplituden, δ_1 und δ_2 die schwachen sowie α_1 und α_2 die starken Phasen. Die Amplituden für die CP-konjugierten Prozesse ergeben sich aus diesem Ansatz zu

$$\langle \overline{f}|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle = M_1 e^{-i\delta_1} e^{i\alpha_1} \quad \text{und} \quad \langle \overline{f}|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle = M_2 e^{i\delta_2} e^{i\alpha_2}\ . \tag{1.39}$$

Setzt man die Beziehungen (1.38) und (1.39) in die zeitabhängigen Amplituden (1.36) und (1.37) sowie in die analogen Gleichungen für den Endzustand $|\overline{f}\rangle$ ein, dann lassen sich die zeitabhängigen Zerfallsraten berechnen [32]:

$$\Gamma_f(t) \equiv \left|\langle f\,|\,\mathcal{H}\,|\,B^0_{phy}(t)\rangle\right|^2 \qquad \overline{\Gamma}_f(t) \equiv \left|\langle f\,|\,\mathcal{H}\,|\,\overline{B^0_{phy}}(t)\rangle\right|^2 \tag{1.40}$$

$$\Gamma_{\overline{f}}(t) \equiv \left|\langle \overline{f}\,|\,\mathcal{H}\,|\,B^0_{phy}(t)\rangle\right|^2 \qquad \overline{\Gamma}_{\overline{f}}(t) \equiv \left|\langle \overline{f}\,|\,\mathcal{H}\,|\,\overline{B^0_{phy}}(t)\rangle\right|^2 \tag{1.41}$$

$$\Gamma_f(t) = e^{-\Gamma t}\left\{\mathsf{c}^2(t)M_1^2 + \mathsf{s}^2(t)M_2^2 + 2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\sin(\varphi_w+\psi_s)\right\} \tag{1.42}$$

$$\overline{\Gamma}_{\overline{f}}(t) = e^{-\Gamma t}\left\{\mathsf{c}^2(t)M_1^2 + \mathsf{s}^2(t)M_2^2 + 2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\sin(-\varphi_w+\psi_s)\right\} \tag{1.43}$$

$$\overline{\Gamma}_f(t) = e^{-\Gamma t}\left\{\mathsf{c}^2(t)M_2^2 + \mathsf{s}^2(t)M_1^2 - 2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\sin(\varphi_w+\psi_s)\right\} \tag{1.44}$$

$$\Gamma_{\overline{f}}(t) = e^{-\Gamma t}\left\{\mathsf{c}^2(t)M_2^2 + \mathsf{s}^2(t)M_1^2 - 2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\sin(-\varphi_w+\psi_s)\right\} \tag{1.45}$$

In diesen Gleichungen steht $\varphi_w = 2\phi_m + \delta_1 + \delta_2$ für die *relative schwache Phase* der interferierenden Amplituden und $\psi_s = \alpha_1 - \alpha_2$ für die *relative starke Phase.*

Ziel der Experimente ist es, φ_w für möglichst viele Zerfallskanäle zu bestimmen, denn als invariante Phase eines Produkts von CKM-Matrixelementen liefert φ_w Informationen zur Struktur der CKM-Matrix. Die starke Phase ist im Allgemeinen unbekannt. Falls die beteiligten schwachen Prozesse CP-invariant wären, so würde

$$\Gamma_f(t) = \overline{\Gamma}_{\overline{f}}(t) \quad \text{und} \quad \overline{\Gamma}_f(t) = \Gamma_{\overline{f}}(t)$$

gelten [32]. Dazu ist $\varphi_w = 0$ eine notwendige Bedingung, welche jedoch generell nicht erfüllt ist. Um die Verletzung der CP-Symmetrie quantitativ zu beschreiben, definiert man die zeitabhängigen Asymmetrien:

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma_f(t) - \overline{\Gamma}_{\overline{f}}(t)}{\Gamma_f(t) + \overline{\Gamma}_{\overline{f}}(t)} \qquad \text{und} \qquad \overline{\mathcal{A}}_{CP}(t) = \frac{\overline{\Gamma}_f(t) - \Gamma_{\overline{f}}(t)}{\overline{\Gamma}_f(t) + \Gamma_{\overline{f}}(t)} \tag{1.46}$$

Unter Verwendung von (1.42) bis (1.45) erhält man für die Asymmetrien:

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\sin\varphi_w\cos\psi_s}{\mathsf{c}^2(t)M_1^2+\mathsf{s}^2(t)M_2^2+2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\cos\varphi_w\sin\psi_s} \quad \text{und} \tag{1.47}$$

$$\overline{\mathcal{A}}_{CP}(t) = \frac{-2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\sin\varphi_w\cos\psi_s}{\mathsf{c}^2(t)M_2^2+\mathsf{s}^2(t)M_1^2-2\mathsf{c}(t)\mathsf{s}(t)M_1M_2\cos\varphi_w\sin\psi_s} \tag{1.48}$$

Anders als bei Zerfällen geladener B-Mesonen ist es möglich, die vier Unbekannten, M_1, M_2, φ_w und ψ_s, zu bestimmen, da die zeitabhängige Asymmetrie beliebig viele Messpunkte liefern kann.

Zerfälle in CP-Eigenzustände

Spezialisiert man den Formalismus auf Zerfälle in CP-Eigenzustände, so vereinfacht sich der Ausdruck für die Asymmetrie erheblich. Die Abhängigkeit von der starken Phase ψ_s und den Absolutbeträgen der Amplituden verschwindet. Sei also $|f\rangle$ ein CP-Eigenzustand und η_f der dazugehörige CP-Eigenwert:

$$\mathbf{CP}|f\rangle = |\overline{f}\rangle = \eta_f|f\rangle \qquad\qquad \eta_f \in \{-1;+1\}\ .$$

Zusammen mit (1.38) und (1.39) gilt für die Amplituden $\langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle$ und $\langle\overline{f}|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle$:

$$\begin{aligned}\langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle &= \eta_f\langle\overline{f}|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle &&= \eta_f M_1 e^{-i\delta_1}e^{i\alpha_1} \quad \text{und}\\ \langle\overline{f}|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle &= \eta_f\langle f|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle &&= \eta_f M_1 e^{i\delta_1}e^{i\alpha_1}\ .\end{aligned}$$

Folglich gilt: $M_2 = M_1 \equiv M$, $\alpha_2 = \alpha_1 \equiv \alpha$ und $(\delta_2 - (1-\eta_f)\cdot\pi/2) = \delta_1 \equiv \delta$. Der Zerfall lässt sich daher durch die beiden Amplituden

$$\langle f|\,\mathcal{H}\,|B^0\rangle = Me^{i\delta}e^{i\alpha} \quad \text{und} \quad \langle f|\,\mathcal{H}\,|\overline{B^0}\rangle = \eta_f Me^{-i\delta}e^{i\alpha} \tag{1.49}$$

beschreiben. Es treten nur noch zwei Zerfallsraten

$$\Gamma(t) = e^{-\Gamma t}M^2\left\{1+\eta_f\sin(\Delta m\, t)\sin\varphi_w\right\} \quad \text{und} \tag{1.50}$$

$$\overline{\Gamma}(t) = e^{-\Gamma t}M^2\left\{1-\eta_f\sin(\Delta m\, t)\sin\varphi_w\right\} \tag{1.51}$$

auf, welche die Asymmetrie

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \eta_f\sin\varphi_w\sin(\Delta m\, t) \tag{1.52}$$

bilden. Die relative schwache Phase $\varphi_w = 2\,(\phi_m+\delta)$ lässt sich also aus Zerfällen in CP-Eigenzustände besonders einfach bestimmen. Der Zerfallskanal dieser Klasse, der zur Zeit die meiste Beachtung findet, ist $B^0 \longrightarrow J/\psi K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$.

1.11 Der goldene Zerfallskanal $\mathbf{B^0 \longrightarrow J/\psi K_s^0}$

Der Endzustand $f = J/\psi K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ wird als goldener Kanal bezeichnet, da zum einen die theoretischen Unsicherheiten bei der Extraktion der schwachen Phase ϕ_w sehr gering sind und dieser Kanal zum anderen in der Zerfallskette

$$\begin{array}{ccccc} B^0 & \longrightarrow & J/\psi & + & K_s^0 \\ & & \downarrow & & \downarrow \\ & & \mu^+\mu^- \,/\, e^+e^- & & \pi^+\pi^- \end{array}$$

experimentell relativ einfach rekonstruiert werden kann. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist der goldene Kanal ein CP-Eigenzustand mit Eigenwert $\eta_{\psi K} = -1$.

Als $c\bar{c}$-Bindungszustand ist das J/ψ ein Eigenzustand der Ladungskonjugation. Der Gesamtspin der Quarks im J/ψ beträgt $s = +1$ und der relative Bahndrehimpuls $l = 0$. Somit gilt für den C-Eigenwert $C = (-1)^{l+s} = -1$. Als Meson besitzt das J/ψ die Parität $P = (-1)^{l+1} = -1$. Der CP-Eigenwert des J/ψ ist daher $\eta_\psi = +1$. Durch Nachweis des K_S^0 im Zerfallskanal $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ wählt man die CP-gerade Komponente des K_S^0, K_1, aus: $\eta_K = +1$. Der CP-Eigenwert des Endzustandes $J/\psi\, K_S^0(\to \pi^+\pi^-)$ ergibt sich gemäß:

$$\eta_{\psi K} = \eta_\psi \cdot \eta_K \cdot (-1)^l \ ,$$

wobei l der Bahndrehimpuls zwischen den Zerfallsprodukten ist. Da sowohl das B^0 als auch das K_s^0 Spin 0 tragen, das J/ψ aber Spin 1 hat, ist der Bahndrehimpuls zwischen den beiden Zerfallsprodukten auf $l = 1$ festgelegt. Das B^0 zerfällt also im goldenen Kanal in einer eindeutigen Partialwelle, nämlich einer p-Welle. Der CP-Eigenwert von $J/\psi\, K_S^0(\to \pi^+\pi^-)$ beträgt daher $\eta_{\psi K} = -1$.

Die schwache Phase φ_w setzt sich für den goldenen Zerfall aus drei Beiträgen zusammen: $\varphi_w = 2(\phi_{m,B_d} + \delta + \phi_{m,K})$. Die Mischung der B-Mesonen liefert die Phase ϕ_{m,B_d}, die sich aus den Kastendiagrammen in Abb. 1.4 ergibt. Die Diagramme mit Up- oder Charmquark in der Schleife werden gegenüber dem Diagramm mit dem Topquark wegen dessen größerer Masse vernachlässigt. Aus dem *Baumdiagramm* in Abb. 1.5a ergibt sich die schwache Phase δ des Zerfalls selbst. Da das K_S^0 als neutrales Kaon ebenfalls der Mischung unterliegt, muss ferner noch die Phase $\phi_{m,K}$ für diesen Prozess berücksichtigt werden. Die Phasen ergeben sich aus den Beziehungen [36]:

$$e^{-i2\phi_{m,B_d}} \equiv \left(\frac{q}{p}\right)_{B_d^0} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \tag{1.53}$$

$$\eta_{\psi K} \cdot e^{-i2\delta} \equiv \frac{\langle J/\psi K_S^0|\, \mathcal{H}\, |\overline{B^0}\rangle}{\langle J/\psi K_S^0|\, \mathcal{H}\, |B^0\rangle} = \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}} \tag{1.54}$$

$$e^{-i2\phi_{m,K}} \equiv \left(\frac{q}{p}\right)_{K^0} = \frac{V_{cs}V_{cd}^*}{V_{cs}^*V_{cd}} \tag{1.55}$$

$$\tag{1.56}$$

Für die schwache Phase erhält man somit:

$$\begin{aligned} \varphi_w &= -arg\left(e^{-i2(\phi_{m,B_d}+\delta+\phi_{m,K})}\right) = -arg\left(\left(\frac{q}{p}\right)_{B_d^0} \cdot \frac{\langle J/\psi K_S^0|\, \mathcal{H}\, |\overline{B^0}\rangle}{\langle J/\psi K_S^0|\, \mathcal{H}\, |B^0\rangle} \cdot \frac{1}{\eta_{\psi K}} \cdot \left(\frac{q}{p}\right)_{K^0}\right) \\ &= -arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \cdot \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}} \cdot \frac{V_{cs}V_{cd}^*}{V_{cs}^*V_{cd}}\right) = 2 \cdot arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) = 2\beta \ . \end{aligned} \tag{1.57}$$

Die CP-Asymmetrie ergibt sich infolge dessen zu:

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = -\sin 2\beta \sin(\Delta m\, t) \ . \tag{1.58}$$

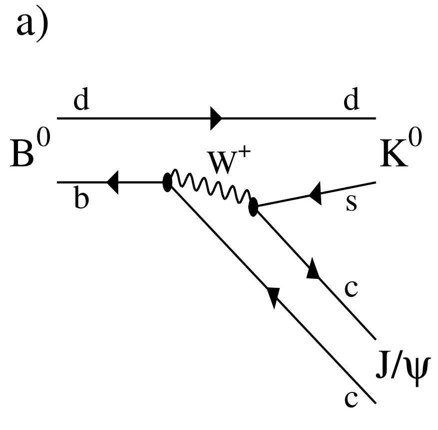

Abbildung 1.5: Feynmandiagramme des Zerfalls $B^0 \to J/\psi K^0$. a) Das Baumdiagramm dominiert die Zerfallsamplitude bei weitem. b) Das gluonische Pinguindiagramm ist farbunterdrückt, da das J/ψ ein Farbsinglettzustand ist, und besitzt außerdem in sehr guter Näherung die gleiche schwache Phase — modulo π — wie das Baumdiagramm.

Der Pinguinbeitrag zum goldenen Zerfall

Auch zum goldenen Zerfall gibt es einen kleinen Beitrag höherer Ordnung, der schematisch in Abb. 1.5b dargestellt ist. Ein Feynmandiagramm dieser Art bezeichnet man als *Pinguindiagramm*. Kennzeichnend für diesen Typ von Feynmandiagrammen ist, dass das W-Boson von derselben Quarklinie absorbiert wird, von der es auch emittiert wurde. Ferner wird vom Quark in der Schleife ein neutrales *Eichboson* abgestrahlt. Bei Abstrahlung eines *Gluons* spricht man von einem *gluonischen Pinguindiagramm*, bei Abstrahlung eines Z^0 oder eines *Photons* von einem *elektroschwachen Pinguindiagramm*. Der in Abb. 1.5b dargestellte Prozess ist unterdrückt und, unter Vernachlässigung der u- und c-Quarkschleifen, zum Produkt $V_{tb}V_{ts}^*$ proportional, welches in sehr guter Näherung die gleiche Phase — modulo π — besitzt wie $V_{cb}V_{cs}^*$ [33]. Aus diesen Gründen muss man den Pinguinbeitrag nicht weiter für die Analyse berücksichtigen.

Bisherige Messungen

Bisher haben zwei Experimente, OPAL [37] und CDF [38], Messwerte für $\sin 2\beta$ aus dem goldenen Zerfall vorgelegt:

$$\text{OPAL} \quad (1998) \quad \sin 2\beta = 3.2^{+1.8}_{-2.0} \pm 0.5 \qquad [39]\ ,$$

$$\text{CDF} \quad (1999) \quad \sin 2\beta = 0.79^{+0.41}_{-0.44} \qquad [40]\ .$$

Die OPAL-Kollaboration hat 24 Kandidaten im Kanal $B^0 \to J/\psi + K^0_S$ mit einer Reinheit von 60% selektiert. Der erste Fehler ist statistisch, der zweite systematisch. Die CDF-Analyse benutzt ungefähr 400 Ereignisse. Es ist der Gesamtfehler, kombiniert aus statistischem und systematischem Anteil, angegeben. Das CDF-Resultat besagt, dass $\sin 2\beta$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 93% zwischen 0 und 1 liegt.

In den nächsten Jahren werden die Experimente BABAR [41] am SLAC[2] und BEL-

[2] Stanford Linear Accelerator Center.

LE [42] am KEK[3], die beide auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz arbeiten, sowie das HERA-B Experiment [43] am DESY und CDF am Fermilab den goldenen Zerfallskanal untersuchen und Messwerte für $\sin 2\beta$ liefern.

1.12 Messung der zeitintegrierten Asymmetrie

Statt der zeitabhängigen Raten (1.50) und (1.51) von Zerfällen in CP-Eigenzustände lassen sich auch die entsprechenden zeitintegrierten Raten

$$N_\tau = \int_\tau^\infty \Gamma(t)\, dt \quad \text{und} \quad \overline{N}_\tau = \int_\tau^\infty \overline{\Gamma}(t)\, dt \tag{1.59}$$

messen. Die Integration in (1.59) beginnt zum Zeitpunkt $\tau > t_0 = 0$ und nicht zum Zeitpunkt der Erzeugung $t_0 = 0$. Man verlangt eine minimale Lebensdauer der B-Mesonen, bevor sie zerfallen. Dieses Vorgehen dient dazu, B-Mesonen mit ihrer relativ langen Lebensdauer von $\tau_{B^0} = (1.56 \pm 0.04)$ ps [16] von anderen Teilchen zu unterscheiden[4]. Nach Ausführung der Integration in (1.59) ergibt sich:

$$N_\tau = M^2 e^{-\Gamma\tau} \left\{ \frac{1}{\Gamma} + \frac{\eta_f \sin\varphi_w}{\Gamma^2 + \Delta m^2} \left[\Gamma \sin(\Delta m\, \tau) + \Delta m \cos(\Delta m\, \tau) \right] \right\} \tag{1.60}$$

$$\overline{N}_\tau = M^2 e^{-\Gamma\tau} \left\{ \frac{1}{\Gamma} - \frac{\eta_f \sin\varphi_w}{\Gamma^2 + \Delta m^2} \left[\Gamma \sin(\Delta m\, \tau) + \Delta m \cos(\Delta m\, \tau) \right] \right\} \tag{1.61}$$

Mit diesem Ergebnis ergibt sich die *Asymmetrie der zeitintegrierten Raten*:

$$\mathcal{A}_{CP,\tau} = \frac{N_\tau - \overline{N}_\tau}{N_\tau + \overline{N}_\tau} = \frac{\eta_f \Gamma \sin\varphi_w}{\Gamma^2 + \Delta m^2} \left\{ \Gamma \sin(\Delta m\, \tau) + \Delta m \cos(\Delta m\, \tau) \right\} \; . \tag{1.62}$$

Die Methode der zeitintegrierten Messung ist allerdings nur dann anwendbar, wenn die beiden B-Mesonen nicht in einem kohärenten Zustand erzeugt werden, stellt also eine Option für Experimente an hadronischen Maschinen, zum Beispiel D0 und CDF am Tevatron oder HERA-B, dar. Die B-Mesonfabriken BABAR und BELLE arbeiten auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz. Dort entstehen die B-Mesonen aus dem Zerfall des $\Upsilon(4S)$ und befinden sich solange in einem kohärenten Zustand bis eines von ihnen zerfällt. Deshalb ist die zeitintegrierte Messung in diesem Fall nicht sinnvoll.

[3] Japanisches Forschungszentrum für Hochenergiephysik in Tsukuba, Japan.

[4] Experimentell wird kein Lebensdauerschnitt vorgenommen, sondern eine minimale Flugstrecke $\Delta x = \gamma(\tau - t_0)\beta c$ der B-Mesonen im Laborsystem verlangt. Um dies zu realisieren, müssen die B-Mesonen eine hinreichende kinetische Energie haben, sodass die mittlere Flugstrecke $\overline{\Delta x}$ groß genug ist, um vom Detektor gemessen zu werden. Da der Impuls der B-Mesonen kein fester Wert ist, sondern durch eine statistische Verteilung gegeben ist, entspricht ein fester Schnitt auf die Flugstrecke Δx keineswegs einem festen Schnitt auf die Lebensdauer. Dieser Gesichtspunkt wird in der folgenden Betrachtung, deren Anliegen es ist, den prinzipiellen Formalismus für die zeitintegrierte Messung vorzustellen, nicht berücksichtigt.

Kapitel 2

Das HERA-B Experiment

HERA-B ist eines von vier Experimenten am HERA-Speicherring am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg. Das Hauptziel des Experiments ist die Messung der CP-Asymmetrie im goldenen Zerfallskanal $B^0 \to J/\psi + K_s^0$. Darüber hinaus sind weitere Untersuchungen geplant, unter anderen die Messung der CP-Asymmetrie in den Kanälen $B^0 \to \pi^+\pi^-$ und $B_s^0 \to J/\psi\phi$. Ferner stehen die Bestimmung der CKM-Matrixelemente $|V_{ub}|$ und $|V_{cb}|$, die Suche nach B_s^0-Mischung sowie die Beobachtung von b-Baryonen auf dem Programm [44].

2.1 Der HERA-Speicherring

HERA ist ein Doppelspeicherring für Elektronen und Protonen mit einer Länge von 6335.8 m [45]. Die beiden Teilchenstrahlen werden in separaten Strahlrohren mit entgegengesetzter Umlaufrichtung geführt. Die gespeicherten Protonen haben eine Strahlenergie von $E_s = 920$ GeV, die Elektronen von 27.5 GeV. In zwei der vier Wechselwirkungszonen kollidieren die beiden Teilchenstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 318.1$ GeV. Dort stehen die beiden Experimente H1 [46] und ZEUS [47], deren Schwerpunkt auf der Untersuchung der Protonstruktur mittels tiefinelastischer ep-Streuung liegt. Das HERMES Experiment [48] arbeitet nur mit dem Elektronenstrahl und untersucht die Spinstruktur des Protons und des Neutrons mit Hilfe eines internen Gastargets. HERA-B wiederum nutzt nur den Protonenstrahl und der Elektronenstrahl wird mit Hilfe von Kompensationsmagneten ungehindert durch das Experiment hindurchgeführt.

Der HERA-Protonenring wird mit einer Taktfrequenz von 10.41 MHz betrieben. Ein RF-Zeitfenster[1] besitzt somit eine Länge von 96.06 ns. Der Speicherring fasst insgesamt 220 RF-Zeitfenster, von denen aber nur 180 mit Protonenpaketen gefüllt sind, um eine sichere Injektion und Extraktion des Protonenstrahls zu ermöglichen [49]. Daraus ergibt sich eine mittlere Protonenpaketrate von

$$\overline{R}_{pp} = 180/220 \cdot 10.41\,\mathrm{MHz} = 8.52\,\mathrm{MHz}\ .$$

Das Füllschema des Protonenrings ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die natürliche Lebensdauer des Protonenstrahls ist durch Wechselwirkungen mit dem Restgas auf circa 1000 Stunden

[1] Radiofrequenz-Zeitfenster, englisch: RF-bucket.

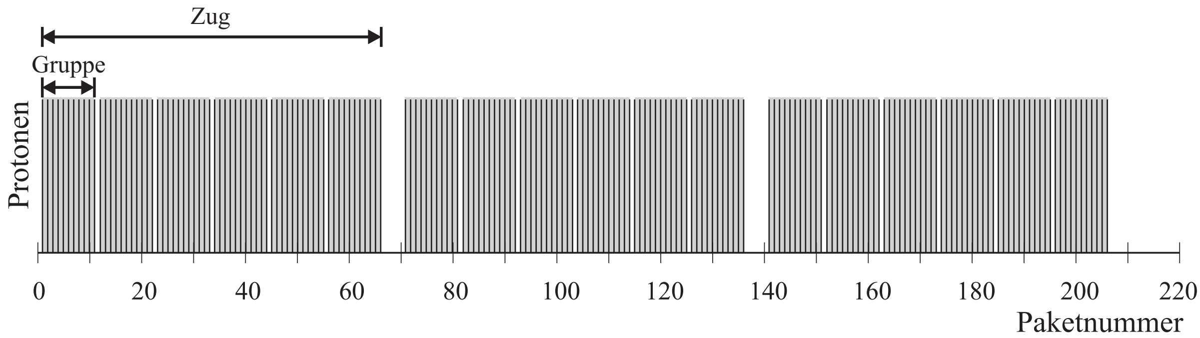

Abbildung 2.1: Das Füllschema des Protonenrings. Von den 220 RF-Zeitfenstern sind nur 180 mit Protonenpaketen gefüllt. Das Füllschema wird durch die Struktur der Vorbeschleuniger und die Notwendigkeit einer sicheren Injektion und Extraktion des Strahls festgelegt. Zehn aufeinanderfolgende Protonenpakete bilden eine Gruppe. Sechs Gruppen sind zu einem Zug zusammengeschlossen, wobei zwischen den Gruppen eines Zuges jeweils ein RF-Zeitfenster unbesetzt ist. Drei Protonenzüge füllen den HERA-Ring. Zwischen dem ersten und dem zweiten sowie dem zweiten und dem dritten Zug gibt es jeweils fünf leere Zeitfenster. Zwischen dem dritten und dem ersten sind 15 Zeitfenster nicht gefüllt [49].

begrenzt [50]. Finden ep-Kollisionen statt, beträgt die Lebensdauer des Protonenstrahls typischerweise 100 Stunden, die des Elektronenstrahls zehn Stunden. In der Regel wird der Elektronenring während einer Protonfüllung zweimal mit Elektronen gefüllt.

2.2 Produktion von b$\bar{\text{b}}$-Paaren

Bei HERA-B werden $b\bar{b}$-Paare durch inelastische Wechselwirkungen von Protonen aus dem Halo des HERA-Protonenstrahls mit den Nukleonen eines Drahttargets erzeugt:

$$p + N \longrightarrow b\bar{b} + X \tag{2.1}$$

Die Energie der Reaktion im Schwerpunktsystem[2] beträgt $\sqrt{s} = 41.6\,\text{GeV}$. Der totale Wirkungsquerschnitt pro Nukleon, $\sigma_{b\bar{b}}$, für die Reaktion (2.1) ist nur sehr ungenau bekannt. Sowohl die theoretischen Vorhersagen als auch die Messwerte weisen große Fehler auf. Die Berechnungen im Rahmen der Quantenchromodynamik werden mit Hilfe der Störungstheorie ausgeführt, wobei Korrekturen der Ordnung α_s^3 berücksichtigt werden. Obwohl formal von höherer Ordnung, können diese Korrekturen genauso stark beitragen wie die ersten Terme der Störungsreihe, welche von der Ordnung α_s^2 sind [51]. Es wird davon ausgegangen, dass in der niedrigsten Ordnung die Gluon-Gluon-Fusion gegenüber der Quark-Antiquark-Annihilation im Verhältnis 85% zu 15% dominiert [44].

Die großen Fehler der experimentellen Werte rühren zum einen von der relativ geringen Datenmenge her, zum anderen ist der den Experimenten zugängliche Phasenraum begrenzt, sodass zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts über einen großen Bereich des Phasenraums extrapoliert werden muss. Die Annahmen die dazu gemacht werden müssen, tragen erheblich zu den Fehlern bei [54]. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick der theoretischen Vorhersagen und der experimentellen Ergebnisse.

[2] $\sqrt{s} = \sqrt{2M_{Nuk}E_s c^2 + 2M_{Nuk}^2 c^4}$ mit $M_{Nuk} \simeq 0.94\ \text{GeV}/c^2$ und $E_s = 920\,\text{GeV}$.

Autor / Experiment	Jahr	Strahlenergie	$\sigma_{b\bar{b}}$ pro Nukleon	Target-material	Ref.
P. Nason et al.	1989	920 GeV	14^{+18}_{-10} nb	–	[52]
M. L. Magano	1997	920 GeV	6–150 nb	–	[53]
E789	1995	800 GeV	(5.7 ± 2.0) nb	Au	[54]
E771	1999	800 GeV	43^{+28}_{-18} nb	Si	[55]

Tabelle 2.1: Theoretische Vorhersagen und Ergebnisse der Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts pro Nukleon für die Reaktion $p + N \rightarrow b\bar{b} + X$. Die theoretischen Werte wurden aus Diagrammen in den angegebenen Referenzen abgelesen. Die Ablesegenauigkeit liegt bei rund 5%. Die Fehlergrenzen der Vorhersagen ergeben sich durch die Variation der effektiven b-Quarkmasse und der Energieskala μ, bei der die starke Kopplungskonstante ausgewertet wird [52].

Bei der Planung des HERA-B Experiments im Jahr 1994 [56] wurde von einem Wert von $\sigma_{b\bar{b}} = 12$ nb ausgegangen. Diese Annahme stützte sich auf die Ergebnisse aus Ref. [52]. Die Strahlenergie war zu diesem Zeitpunkt noch 820 GeV. Im Jahr 1998 wurde die Strahlenergie des Protonenrings auf 920 GeV angehoben. Man geht davon aus, dass sich $\sigma_{b\bar{b}}$ durch diese Maßnahme um ungefähr 10–15% erhöht. Der Absolutwert ist jedoch nach wie vor nur ungenau bekannt, insbesondere da die beiden existierenden Messungen stark voneinander abweichen. Die Messung von $\sigma_{b\bar{b}}$ bei 920 GeV wird daher die erste wichtige Aufgabe von HERA-B sein.

Die Fragmentation der $b\bar{b}$-Paare in b-Hadronen erfolgt nicht vollkommen symmetrisch bezüglich der Produktion von Teilchen und Antiteilchen: Simulationen ergeben beispielsweise, dass in 42% der Fälle ein $\overline{B^0}$-Meson gebildet wird. Die Wahrscheinlichkeit für ein B^0-Meson dagegen ist etwas höher, nämlich 43% [44]. Der Grund dafür ist, dass die wechselwirkenden Nukleonen d-Quarks als Valenzquarks enthalten, aber keine $\bar{d}$-Quarks. Bei der Bestimmung der CP-Asymmetrie muss diese Produktionsasymmetrie zwischen B^0- und $\overline{B^0}$-Mesonen berücksichtigt werden. Die Messung der Asymmetrie bei der Produktion von B^+- und B^--Mesonen dient zur Kontrolle der Simulation.

2.3 Flavormarkierung neutraler B-Mesonen

Bei der Diskussion der CP-Verletzung im B^0-System, Abschnitt 1.10, wurden Zerfälle in einen Endzustand f betrachtet, in den sowohl ein B^0 als auch ein $\overline{B^0}$ zerfallen kann. Zur Berechnung der CP-Asymmetrie in diesen Zerfällen muss festgestellt werden, in welchem Anfangszustand das B-Meson erzeugt wurde. Die Methoden zur Bestimmung des ursprünglichen Mesonflavors fasst man unter dem Begriff der *Flavormarkierung* zusammen. Zur weiteren Beschreibung der verschiedenen Methoden nehmen wir an, dass das $\bar{b}$-Quark als B^0-Meson fragmentiert und schließlich in den Signalkanal J/K^0_s zerfällt[3]. Aus

[3]Die folgende Argumentation kann analog auch für ein b-Quark und ein $\overline{B^0}$ geführt werden. Dazu müssen die erwähnten Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt werden.

dem b-Quark kann sich zum Beispiel ein $\overline{B^0}$, ein B^-, ein $\overline{B^0_s}$, ein Λ^0_b oder ein Ξ^0_b bilden. Der Zerfall dieses zweiten b-Hadrons kann zur Flavormarkierung herangezogen werden und wird deshalb *Markierungskanal* genannt. Die reinste Markierungsmethode ist eine vollständige Rekonstruktion des b-Hadrons im Markierungskanal in exklusiven Zerfallsmoden. Dies ist jedoch nur mit sehr geringer Effizienz möglich. Deshalb werden inklusive Markierungsmethoden angewendet:

1. **Leptonmarkierung**
   Zerfällt das b-Hadron im Markierungskanal semileptonisch, so lässt sich aus der Ladung des Leptons auf das Flavor des b-Hadrons im Markierungskanal und damit auf das Flavor des B-Mesons im Signalkanal schließen. Das b-Quark im Markierungskanal kann beispielsweise über die Zerfallskette $b \to c + W^-$ und $W^- \to \mu^- \overline{\nu}_\mu$ zerfallen. Ein hochenergetisches μ^- im Markierungskanal deutet somit auf ein b-Quark im Mutterteilchen, während ein μ^+ auf ein $\overline{b}$-Quark hindeutet. Zerfällt das c-Quark aus der obigen Zerfallskette auch semileptonisch zum Beispiel gemäß $c \to s + \mu^+ \nu_\mu$, so kann das μ^+ als vom b-Quark kommend fehlinterpretiert werden, welches zu einer falschen Markierung führt.

2. **Kaonmarkierung**
   Die dominante Zerfallskette $b \to c \to s$ ermöglicht eine Identifizierung des b-Hadronflavors durch den Nachweis geladener Kaonen. Ein $K^-(\overline{u}s)$ signalisiert ein b-Quark im Markierungskanal, ein $K^+(u\overline{s})$ ein $\overline{b}$-Quark.

3. **Ladungsmarkierung**
   Ein geladenes b-Hadron im Markierungskanal ermöglicht es, das Flavor über die Rekonstruktion des Ladungsvorzeichens zu bestimmen. Zu diesem Zweck summiert man die Ladung aller Teilchen, deren Spuren vom Zerfallsort des b-Hadrons ausgehen, auf. Die resultierende Ladungssumme dient als Indikator für das Flavor des Mutterteilchens. Bei negativer Ladung enthält der Markierungskanal wahrscheinlich ein b-Quark, bei positiver Ladung ein $\overline{b}$-Quark. Ist die Ladung annähernd Null, liegt wahrscheinlich kein geladenes b-Hadron vor und die Ladungsmarkierung lässt keine Aussage über das Flavor des Mutterteilchens zu.

Neben den oben genannten Markierungsmethoden gibt es auch solche, welche nur die Information aus dem Signalkanal verwenden. Sie werden deshalb *signalseitige Markierungen* (same-side tags) genannt.

1. **Fragmentationsmarkierung**
   Lokale Ladungserhaltung bei der Fragmentation eines $\overline{b}$-Quarks im Signalkanal sorgt dafür, dass ein B^0-Meson häufig von einem π^+-Meson begleitet wird. Gelingt es, dass π^+ zu rekonstruieren, lässt sich auf das Flavor des b-Hadrons zurückschließen. Umgekehrt zeigt ein π^- ein $\overline{B^0}$ im Signalkanal an.

2. **B**-Markierung**
   In ungefähr 30% der Fälle ist das B^0-Meson im Signalkanal durch den Zerfall $B^{**} \to B^0\pi^+$ entstanden [57]. Durch Rekonstruktion des π^+ lässt sich feststellen, dass ein B^0 vorliegt.

Methode	ϵ	D	κ	p
Lepton	16.1%	0.43	0.17	71.4%
Kaon	46.0%	0.36	0.24	68.0%
Ladung	96.4%	0.16	0.16	58.1%
B^{**}	81.9%	0.21	0.19	60.5%

Tabelle 2.2: Markierungseffizienz ϵ, Abschwächungsfaktor D, Markierungsstärke κ und Markierungsreinheit p für die Lepton-, Kaon-, Ladungs- und B^{**}-Markierung. Die Werte sind Ref. [44] und Ref. [59] entnommen.

Keine der genannten Methoden ist perfekt. Für ein Experiment zur Untersuchung der CP-Verletzung ist es deshalb entscheidend, die Qualität und die Effizienz der verwendeten Markierungen quantitativ genau zu verstehen. Zur Charakterisierung der Markierungen werden vier Kenngrößen verwendet: die *Markierungseffizienz* ϵ, der *Abschwächungsfaktor* D, die *Markierungsstärke* κ und die *Markierungsreinheit* p. Für N_B rekonstruierte Zerfälle von neutralen B-Mesonen, von denen N_k korrekt und N_f falsch markiert wurden, wird definiert [58]:

$$\epsilon \equiv \frac{N_k + N_f}{N_B}, \qquad D \equiv \frac{N_k - N_f}{N_k + N_f}, \qquad \kappa \equiv D\sqrt{\epsilon} \qquad \text{und} \qquad p \equiv \frac{N_k}{N_k + N_f}\,. \tag{2.2}$$

Der Abschwächungsfaktor D gibt an, wie stark die im Experiment beobachtete CP-Asymmetrie $A_{CP,beob}$ gegenüber der tatsächlich bestehenden Asymmetrie A_{CP} durch falsche Markierungen verringert wird:

$$A_{CP,beob} = D \cdot A_{CP} \qquad D < 1\;.$$

Um die Markierungskenngrößen für den HERA-B Detektor zu bestimmen, wurden umfangreiche Simulationsrechnungen vorgenommen [44]. Die Ergebnisse der Studien sind in Tabelle 2.2 für vier der fünf vorgestellten Methoden angegeben. Die Leptonmarkierung besitzt die größte Reinheit, aber auch die geringste Effizienz. Die Ladungsmarkierung besitzt umgekehrt eine sehr große Effizienz von 96.4%, aber eine um rund 10% kleinere Reinheit als die Lepton- und Kaonmarkierung. Die Kaonmarkierung weist mit einer relativ großen Reinheit von 68.0% und einer mäßigen Effizienz von 46.0% die größte Markierungsstärke auf. Zwischen den einzelnen Markierungen bestehen starke Korrelationen, die berücksichtigt werden müssen, wenn man die Kenngrößen für eine Kombination der einzelnen Markierungen berechnet. Als kombinierte statistische Markierungsstärke der Lepton-, Kaon-, und Ladungsmarkierung ergibt sich $\kappa_{kombi} = 0.31 \pm 0.03$ [44].

Falsche Markierungen treten zum einen auf Grund mehrdeutiger Signaturen und fehlerhafter Teilchenrekonstruktion auf, zum anderen gibt es eine zusätzliche Quelle für Fehlmarkierungen, wenn das b-Hadron im Markierungskanal ein neutrales B-Meson ist. In diesem Fall kann es zur Mischung des Mesons im Markierungskanal kommen und das Flavor des primären Mesons wird falsch identifiziert. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein B_q^0-Meson (q = s,d) vor seinem Zerfall mischt, ist durch

$$\begin{aligned} f_q &= \frac{\int_0^\infty \left|\langle \overline{B_q^0} | B_{q,phys}^0(t)\rangle\right|^2 \, dt}{\int_0^\infty \left|\langle \overline{B_q^0} | B_{q,phys}^0(t)\rangle\right|^2 \, dt + \int_0^\infty \left|\langle B_q^0 | B_{q,phys}^0(t)\rangle\right|^2 \, dt} \\ &= \frac{1}{\Gamma_q} \cdot \int_0^\infty e^{-\Gamma_q t} \sin^2\left(\frac{\Delta m_q}{2} t\right) \, dt = \frac{x_q^2}{2(1+x_q)} \end{aligned} \qquad (2.3)$$

gegeben, wobei $x_q = \Delta m_q / \Gamma_q$ der Mischungsparameter ist. m_q ist die Massendifferenz der Masseneigenzustände und Γ_q ist die Zerfallsbreite. In (2.3) wurde ein Schnitt auf die Lebensdauer der B-Mesonen nicht berücksichtigt. Mit $x_d = 0.723 \pm 0.032$ [16] und $x_s > 19.1$ [60] erhält man $f_d = 0.17 \pm 0.02$ und $f_s \simeq 0.5$. Die Wirkung der Mischungsfehlmarkierung wird durch den Abschwächungsfaktor

$$D_{m,q} = \frac{(1-f_q)N_B - f_q N_B}{N_B} = 1 - 2f_q$$

ausgedrückt. Für B_d^0-Mesonen erhält man $D_{m,d} = 0.66$, für B_s^0-Mesonen $D_{m,s} \simeq 0$. Diejenigen B^0-Zerfälle, welche mit B_s^0-Mesonen markiert werden, tragen somit nicht zur beobachteten Asymmetrie bei.

2.4 Der Messfehler und die notwendige Datenmenge

Um eine statistisch signifikante Messung von $\sin 2\beta$ zu erhalten, wird ein Messfehler von $\Delta \sin 2\beta \leq 0.1$ angestrebt. Es stellen sich die Fragen: Wie viele rekonstruierte B-Mesonen werden dazu benötigt? Wie viele inelastische Wechselwirkungen müssen dazu am Drahttarget stattfinden? Wie lange wird es dauern, bis die erforderliche Datenmenge angesammelt sein wird? Der Messfehler von $\sin 2\beta$ ist durch

$$\Delta \sin 2\beta = \frac{s_\tau}{\kappa_{kombi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_B}} \qquad (2.4)$$

gegeben, wobei N_B die Anzahl der rekonstruierten B-Mesonen — sowohl B^0 als auch $\overline{B^0}$ — ist [43]. κ_{kombi} ist die kombinierte Markierungsstärke und s_τ ist der sogenannte statistische Faktor, der den Beitrag des Lebensdauerschnitts zum Fehler parametrisiert [44]. Für einen Schnitt bei $0.7\,\tau_B$ gilt: $s_\tau \approx 1.4$. κ_{kombi} ist die in Abschnitt 2.3 angegebene kombinierte Markierungsstärke. Daraus ergibt sich, dass circa $N_B \approx 2200$ rekonstruierte B-Mesonen benötigt werden, um einen Messfehler von 0.1 zu erhalten.

Die Anzahl der erforderlichen inelastischen Wechselwirkungen ergibt sich gemäß

$$N_{in} = \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{b\bar{b}}} \cdot \frac{1}{w_f v_z(\epsilon_\mu + \epsilon_e)} \cdot N_B \ , \qquad (2.5)$$

wobei $w_f \simeq 0.8$ [43] die Wahrscheinlichkeit dafür ist, dass ein $b\bar{b}$-Paar in ein B^0 oder ein $\overline{B^0}$ fragmentiert. v_z ist das Verzweigungsverhältnis für die Zerfallskette $B^0 \to J/\psi + K_s^0 \to \mu^+\mu^-/e^+e^- + \pi^+\pi^-$. ϵ_μ und ϵ_e sind die Effizienzen für die Selektion von Ereignissen mit Myon- bzw. Elektronpaaren.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$B^0 \to J/\psi(1S) + K^0$	$(8.9 \pm 1.2) \cdot 10^{-4}$
$K^0 = 0.5 K_S^0 + 0.5 K_L^0$	0.5
$J/\psi(1S) \to \mu^+ + \mu^-$	$(6.02 \pm 0.19)\%$
$J/\psi(1S) \to e^+ + e^-$	$(6.01 \pm 0.19)\%$
$K_S^0 \to \pi^+ + \pi^-$	$(68.61 \pm 0.28)\%$
v_z	$(1.84 \pm 0.25) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 2.3: Verzweigungsverhältnisse, die zur Berechnung von v_z, dem Verzweigungsverhältnis für $B^0 \to J/\psi(1S) + K_S^0 \to \mu^+\mu^-/e^+e^- + \pi^+\pi^-$, benötigt werden. Alle Zahlenwerte sind aus Ref. [16] entnommen.

Gemäß Tabelle 2.3 ergibt sich: $v_z = (1.84 \pm 0.25) \cdot 10^{-5}$. Dabei wird ausgenutzt, dass für die beiden Zerfallsmodi, $\mu^+\mu^-$ und e^+e^-, der gleiche Wert v_z angesetzt werden kann, weil die Verzweigungsverhältnisse $VV(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$ und $VV(J/\psi \to e^+e^-)$ innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{b\bar{b}}$ ist, wie in Abschnitt 2.2 dargelegt, nur sehr ungenau bekannt. Die folgende Abschätzung kann daher nur als grobe Richtschnur gelten. Als $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitt wird $\sigma_{b\bar{b}} = 14$ nb (Tabelle 2.1) angenommen. Der inelastische Wirkungsquerschnitt pro Nukleon beträgt $\sigma_{in} = 13$ mb [43]. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Ereignisse mit Myonen bzw. Elektronen und Positronen, ϵ_μ und ϵ_e, wurden in Monte-Carlo-Simulationsrechnungen bestimmt [43]: $\epsilon_\mu = 0.166$ und $\epsilon_e = 0.084$. Die geometrische Akzeptanz des HERA-B Detektors, Filtereffizienzen sowie Effizienzen für Mustererkennung und Teilchenidentifikation wurden berücksichtigt. Ferner fließen kinematische Schnitte und der Schnitt auf die Zerfallslänge der B-Mesonen ein. Laut Gleichung (2.5) ergibt sich, dass ungefähr $6 \cdot 10^{14}$ inelastische Wechselwirkungen am Drahttarget von HERA-B erzeugt werden müssen, um den angestrebten Messfehler zu erreichen.

Man geht davon aus, dass die effektive Laufzeit des Experiments im Mittel bei 10^7 s pro Jahr liegt. Damit wäre eine Wechselwirkungsrate von 60 MHz nötig, um $6 \cdot 10^{14}$ Wechselwirkungen in einem Jahr zu erzeugen. Bei der Wahl der Wechselwirkungsrate gehen jedoch auch andere Gesichtspunkte ein, darunter die Besetzungszahlen der Subdetektoren. Die Designrate von HERA-B wurde daher auf 40 MHz festgelegt. Je nach dem Wert von $\sigma_{b\bar{b}}$, zwischen 4 und 75 nb, kann die Messzeit für 2200 B-Mesonen zwischen 5 Jahren und 3 Monaten betragen.

2.5 Der Aufbau des Experiments im Überblick

Im HERA-B Experiment werden Protonen aus dem Außenbereich des Protonenstrahls, dem *Strahlhalo*, mit den Nukleonen eines Drahttargets zur Wechselwirkung gebracht. HERA-B ist daher als Vorwärtsspektrometer konzipiert und besitzt eine konische Form.

Aufsicht und Seitenansicht des HERA-B Detektors sind in Abb. 2.2 gegeben. Das

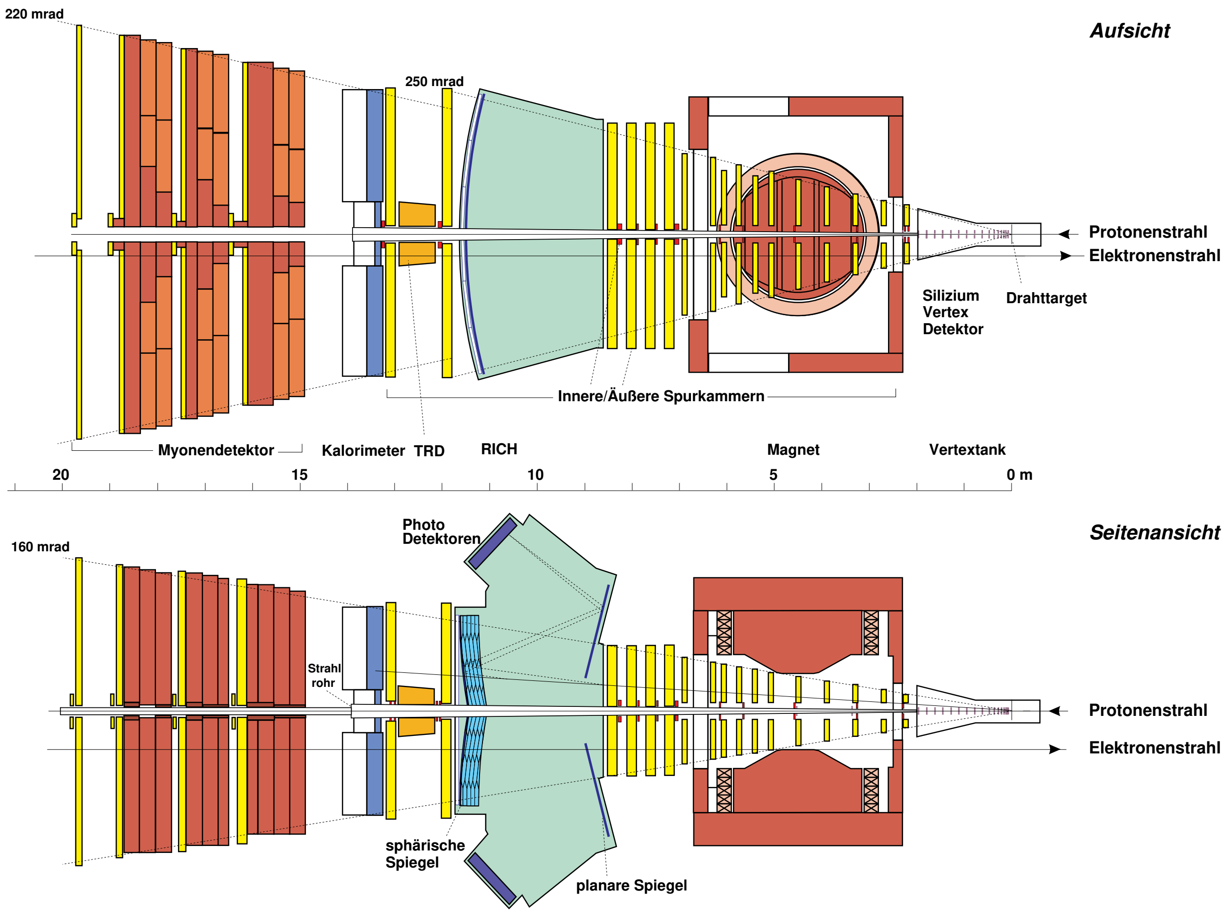

Abbildung 2.2: Aufsicht und Seitenansicht des HERA-B–Detektors.

Drahttarget und der Siliziumvertexdetektor befinden sich in einem 2.20 m langen Vakuumtank, durch den der HERA-Protonenstrahl hindurchgeführt wird. Der Vertexdetektor hat die Aufgabe primäre und sekundäre Vertizes mit hoher Ortsauflösung zu vermessen. Als *primären Vertex* bezeichnet man den Ort der inelastischen Wechselwirkung eines Protons mit dem Target. Ein *sekundärer Vertex* ist der Zerfallsort eines langlebigen ($\tau \geq 10^{-12}$ s) Teilchens. Bei HERA-B geht es in erster Linie um die Rekonstruktion des Zerfallsortes von b-Hadronen, deren Lebensdauer ungefähr 1.5 ps beträgt. Eine ausführliche Darstellung der Aufgaben und des Designs des Siliziumvertexdetektors wird in Kapitel 3 gegeben. An den Vertexdetektor schließt sich der Spektrometermagnet an, der zur Impulsmessung geladener Teilchen benötigt wird. Im Magneten und dahinter befinden sich die inneren (strahlnahen) und äußeren (strahlfernen) Spurkammern. Zur Unterscheidung von Pionen und Kaonen besitzt HERA-B einen Ringbild-Čerenkovzähler (RICH = Ring Imaging Cherenkov Counter). Ein elektromagnetisches Kalorimeter dient zur Energiemessung und zur Identifikation von Elektronen und Positronen. Im strahlnahen Bereich gibt es zusätzlich einen Übergangsstrahlungsdetektor (TRD = Transition Radiation Detector), um auch bei einem hohen Teilchenfluss Elektronen und Positronen von Hadronen trennen zu können. In den massiven Abschirmschilden des Myondetektors werden Hadronen absorbiert. Lediglich Myonen mit einem Impuls größer als 4.5 GeV/c dringen durch die Abschirmung hindurch und werden so identifiziert. Das HERA-B Experiment hat eine geometrische Akzeptanz von 10–160 mrad in der Vertikalen und 10–220 mrad in der Horizontalen. Im Folgenden werden die Subdetektoren des HERA-B Experiments einzeln vorgestellt.

2.5.1 Das Targetsystem

Das Target von HERA-B besteht aus zwei Stationen mit je vier Drähten: zwei senkrechte Drähte, links und rechts vom Strahl, und zwei waagrechte Drähte, oberhalb und unterhalb des Strahls. Der Abstand zwischen beiden Stationen beträgt 4 cm [50]. In Strahlrichtung besitzen die Drähte eine Ausdehnung von 500 μm. Senkrecht zum Strahl beträgt die Dicke 50 μm. Als Drahtmaterial wurden verschiedene Materialien getestet: Kohlenstoff, Aluminium, Titan, Eisen und Kupfer [50]. Mit wachsender Massenzahl A steigt zwar das Verhältnis $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{inelast}$ an, aber die Anzahl geladener Spuren und somit die Besetzungszahl der Detektoren steigt ebenfalls [44]. Leichtere Materialien rufen zudem einen geringeren targetinduzierten Untergrund bei den Kollisionsexperimenten ZEUS und H1 hervor als schwere Targetmaterialien [50].

Das transversale Dichteprofil des Protonenstrahls entspricht annähernd einer Gaußfunktion. Die Targetdrähte werden zur Erzeugung von Wechselwirkungen im Außenbereich des Protonenstrahls zwischen 4–6 σ der Dichteverteilung positioniert [50]. Mit Hilfe von Schrittmotoren können die Drähte bewegt werden. Um die Targetrate konstant zu halten und die Wechselwirkungen möglichst gleichmäßig auf die Drähte zu verteilen, wird ein Echtzeitprogramm verwendet, das die Position der Drähte ständig anpasst. Die Wechselwirkungsrate wird während der Test- und Aufbauphase mit Szintillationszählern und Silizium-PIN-Dioden bestimmt [50]. Nach der vollständigen Fertigstellung des HERA-B Experiments wird die Detektorinformation zur Steuerung der Targetdrähte verwendet werden.

Um bei einer Protonenpaketrate von 8.52 MHz die Designwechselwirkungsrate von 40 MHz zu erreichen, müssen durchschnittlich 4.7 Wechselwirkungen pro Protonenpaket stattfinden. HERA-B muss folglich in der Lage sein, mehrere überlagerte Ereignisse gut voneinander zu trennen. Darin liegt der Grund für die Verwendung von zwei Targetstationen mit insgesamt acht Drähten.

Targeteffizienz

Der Targetbetrieb soll die anderen Experimente am Speicherring nicht beeinträchtigen. Das bedeutet in erster Linie, dass die Luminosität von H1 und ZEUS nicht verringert und die Untergrundraten dieser Experimente nicht wesentlich erhöht werden dürfen. Der Leitgedanke zum Einsatz eines Drahttargets bei HERA-B ist daher, die Protonen im *Strahlhalo* für Wechselwirkungen zu nutzen. Die Haloprotonen tragen nicht mehr zur Luminosität der Kollisionsexperimente bei und werden früher oder später durch Kollimatoren entfernt. Um eine hohe Wechselwirkungsrate zu erreichen, muss das Drahttarget möglichst alle Protonen, die ins Halo diffundieren, absorbieren. Die Effizienz, mit der dies gelingt, nennt man die *Targeteffizienz* $\epsilon_t = R_t/R_{gv}$ [49]. R_t und R_{gv} sind die Target- bzw. Gesamtverlustrate des Strahls. Bisher konnte eine Targeteffizienz von 60–65% erreicht werden [50].

Tatsächlich reicht die natürliche Verlustrate an Protonen nicht ganz aus, um die Designrate von 40 MHz zu erreichen. Dies wird an einer groben Abschätzung deutlich: Typischerweise besitzt der Protonenstrahl eine Stromstärke von 80 mA. Das entspricht 10^{13} gespeicherten Protonen. Aus der Lebensdauer des Strahls von 100 Stunden ergibt sich somit eine Verlustrate von knapp unter 30 MHz [50]. Die Targetdrähte müssen deshalb über das Halo hinaus in die Ränder des Protonenstrahls hineinschneiden. Die Lebensdauer des Strahls wird infolgedessen auf circa 50 Stunden abgesenkt. Dieser Wert liegt jedoch immer noch über der Lebensdauer des Elektronenstrahls von rund zehn Stunden, die die Luminositätslebensdauer wesentlich bestimmt. Insofern beeinträchtigt der Targetbetrieb bei HERA-B die Luminosität von H1 und ZEUS nicht.

2.5.2 Der Spektrometermagnet

Um den Impuls geladener Elementarteilchen bestimmen zu können, ist hinter dem Vertexdetektor ein Magnet mit einer integrierten Feldstärke von 2.1 Tm [61] aufgestellt. Das Zentrum des Magneten ist 4.5 m vom Drahttarget entfernt, sodass circa 85% der K^0_S-Mesonen bis dorthin zerfallen sind [43]. Im Zerfallskanal $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ kann daher aus der Krümmung der Spuren der geladenen Pionen deren Impuls und damit der Impuls des K^0_S gemessen werden. Der Magnet begrenzt die geometrische Akzeptanz des Spektrometers auf den Winkelbereich kleiner als 160 mrad in der Vertikalen und kleiner als 250 mrad in der Horizontalen.

Der Magnet ist aus zehn normalleitenden Kupferspulen aufgebaut und besitzt ein 580 t schweres Rückführjoch aus Eisen, mit dem der magnetische Fluß außerhalb des Magneten begrenzt wird. Sowohl der Protonen- als auch der Elektronenstrahl müssen möglichst unbeeinflusst durch den Magneten hindurchgeführt werden. Die Ablenkung des Protonenstrahls im Magnetfeld von HERA-B wird durch drei zusätzliche Korrekturmagnete strahlaufwärts vom Experiment kompensiert. Der Elektronenstrahl wird im Magneten durch ein Strahlrohr hoher Permeabilität abgeschirmt. Zusätzlich sind mehrere Kompensationsspulen angebracht [43].

2.5.3 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient der Mustererkennung und der Spurrekonstruktion. Desweiteren stellen die Spurkammern Informationen für das Filtersystem, siehe Abschnitt 2.5.9, zur Verfügung. Das Spursystem ist in zwei Bereiche unterteilt: einen inneren und einen äußeren.

Die inneren Spurkammern

Im strahlnahen Bereich wird ein maximaler Fluss von $2 \cdot 10^4$ $\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mm}^{-2}$ an minimalionisierenden Teilchen erwartet [62]. Die Zellen klassischer Drahtkammern sind zu groß, um eine kleine Besetzungszahl zu ermöglichen. Eine zufriedenstellende Mustererkennung wäre nicht möglich. Daher besteht das innere Spurkammersystem von HERA-B aus Gasmikrostreifenkammern (MSGCs = Micro Strip Gaseous Chambers). Diese Technologie erlaubt durch lithographische Strukturierung der Grundplatte einen Abstand der Anodenstreifen von 300 μm. Damit kann die maximale Besetzungszahl unter 5% gehalten

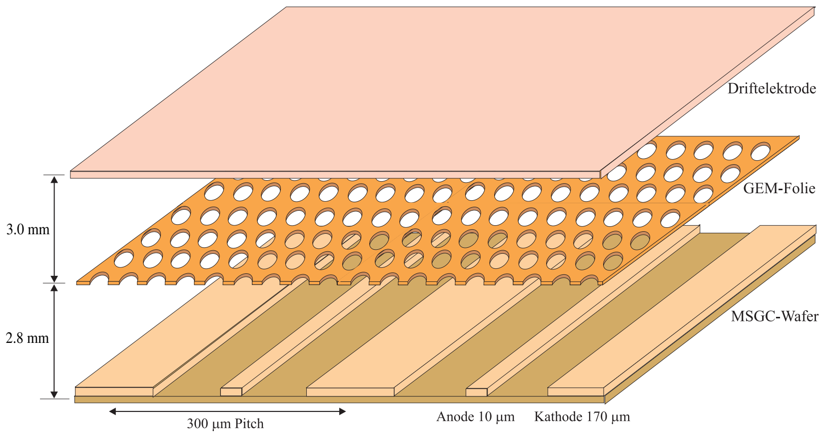

Abbildung 2.3: Skizze eines GEM-MSGC-Moduls. Zwischen der Driftelektrode und der Grundplatte mit den Anoden- und Kathodenstreifen ist die GEM-Folie aufgespannt, deren Basismaterial eine 50 μm dicke Kaptonfolie ist. Die Folie ist beidseitig mit 7 μm Kupfer beschichtet und perforiert [65]. Der Lochabstand beträgt 140 μm. Zwischen den beiden Seiten der Folie wird eine Spannung von ungefähr 400 V angelegt [65]. Im Bereich der Löcher entsteht daher ein starkes elektrisches Feld. Passieren durch Primärionisation erzeugte Elektronen auf ihrem Driftweg diesen Hochfeldbereich, kommt es zur Sekundärionisation. Die Gasverstärkung wird auf zwei Bereiche, den GEM und die Anodenregion, aufgeteilt. Deshalb können geringere Kathodenspannungen angelegt werden, sodass Überschläge zwischen Anode und Kathode vermieden werden. Typischerweise wird am GEM eine Gasverstärkung von 30, an der Anode von 100 erreicht. Abb. nach Ref. [64].

werden [62]. In Strahltests zeigte sich, dass Standard-Gasmikrostreifenkammern durch hadronische Strahlung zerstört werden. Stark ionisierende Teilchen rufen Gasentladungen hervor, die die Anodenstreifen beschädigen [62]. Durch Verwendung der neuartigen GEM-MSGC-Technologie[4] [63] können Strahlenschäden durch Hadronen vermieden werden [64]. Abb. 2.3 zeigt eine schematische Zeichnung eines GEM-MSGC-Moduls.

Das innere Spurkammersystem besteht aus zehn Stationen mit je zwei bis acht Detektorlagen. Jede Lage setzt sich aus vier MSGC-Modulen zusammen. Der Winkelbereich von 10–100 mrad wird abgedeckt. Dies entspricht einem radialen Abstand vom Strahl von 6–36 cm [62]. Um eine optimierte Trefferrekonstruktion zu ermöglichen, werden Module mit drei verschiedenen Streifenorientierungen montiert: $-5°$, $0°$ und $+5°$ zur Vertikalen. Die angestrebte Impulsauflösung des inneren Spursystems beträgt $\Delta p/p \approx 2 \cdot 10^{-5}\, p\,[\mathrm{GeV}/c] \oplus 4 \cdot 10^{-3}$ [43].

Die äußeren Spurkammern

Im äußeren Spurkammersystem kann die Granularität größer gewählt werden, da die Dichte des Teilchenflusses geringer ist. Dort kommen Wabendriftkammern mit einem Zelldurchmesser von 5 mm bzw. 10 mm zum Einsatz. Diese Technologie eignet sich sehr gut für eine Massenproduktion und ist relativ preiswert. Das äußere Spursystem besitzt 15 Stationen. Die Besetzungszahl der Kammern liegt unter 15%. Als Driftgas wird eine Mischung aus $Ar/CF_4/CO_2$ im Verhältnis 65:30:5 verwendet [66]. Eine Impulsauflösung

[4] GEM = Gas Electron Multiplier.

von $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-5}\, p\,[\mathrm{GeV}/c] \oplus 5 \cdot 10^{-3}$ wird erreicht [43]. Das äußere Spursystem erstreckt sich von 100–250 mrad. Dies entspricht einem radialen Abstand vom Strahl von 36–300 cm.

2.5.4 Der Ringbild-Čerenkovzähler

Bewegen sich geladene Teilchen in einem Medium mit Brechungsindex n und einer Geschwindigkeit $v > c/n$, so senden sie Licht aus. Dieses Phänomen bezeichnet man als *Čerenkoveffekt*. Das Licht wird unter dem charakteristischen Winkel θ_c relativ zur Flugrichtung ausgesandt [67]: $\cos\theta_c = 1/(\beta n)$. Durch Messung des Čerenkovwinkels θ_c kann die Teilchengeschwindigkeit v bestimmt werden. Kennt man außerdem noch den Impuls des Teilchens aus Messungen des Spursystems, so lässt sich die Masse berechnen. Čerenkovzähler werden daher zur Teilchenidentifikation eingesetzt. Bei HERA-B besteht die primäre Aufgabe in der Unterscheidung von Kaonen und Pionen, um die Flavormarkierung mit geladenen Kaonen zu ermöglichen.

Der Ringbild-Čerenkovzähler [68] von HERA-B besteht aus einem Stahltank an dessen Rückwand zwei sphärische Halbebenen aus jeweils 52 hexagonalen Spiegelsegmenten montiert sind [43]. Der Radius der beiden Sphären beträgt 11.5 m, sodass die Kreismittelpunkte in der Targetregion liegen. Das Čerenkovlicht wird von den sphärischen Spiegeln auf ein Feld planarer Spiegel reflektiert und von dort auf eine Matrix von Photomultipliern abgebildet. Um die Effizienz der Lichtsammlung zu erhöhen, ist jedem Photomultiplier ein Linsensystem vorgeschaltet. Eine Effizienz von 65% wird erreicht [69].

Als Radiatorgas wird C_4F_{10} verwendet, sodass die Emissionsschwelle von Čerenkovlicht für Pionen bei einem Impuls von 2.7 GeV/c und für Kaonen bei 9.6 GeV/c liegt [43]. Eine Trennung von Pionen und Kaonen ist im Impulsbereich von 4–80 GeV/c möglich, wobei ein Kaon mit Impuls zwischen 4–12 GeV/c als Nicht-Pion identifiziert wird [69]. Ungefähr 90% der Kaonen bei HERA-B haben einen Impuls zwischen 4–60 GeV/c und können mit Hilfe des Ringbild-Čerenkovzählers identifiziert werden [69].

2.5.5 Der Übergangsstrahlungsdetektor

Passieren geladene Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Medien verschiedener Dielektrizitätskonstante, so senden sie *Übergangsstrahlung* aus. Durch den Einbau von Schaumstoffen oder dünnen Folien mit Luftspalten ins Experiment lässt sich dieser Effekt gezielt hervorrufen. Die Strahlung ist auf einen Kegel mit Öffnungswinkel $1/\gamma$ — γ ist der Dilatationsfaktor — konzentriert und liegt im Röntgenbereich zwischen 5–15 keV [44]. Die Intensität der Strahlung steigt mit dem Dilatationsfaktor γ an, hauptsächlich weil sich die mittlere Energie der Röntgenquanten erhöht [67]. Elektronen deponieren daher im Mittel mehr Energie im Detektor als Pionen oder andere Teilchen und werden so unterschieden.

HERA-B verwendet als Radiatormaterial Polypropylenfasern und detektiert die Röntgenquanten mit Proportionalzählrohren, die aus mit Polyimid beschichteter Kaptonfolie bestehen [70]. Der Übergangsstrahlungsdetektor von HERA-B hat die Aufgabe Elektronen in der strahlnahen Region mit hoher Spurdichte zu identifizieren. Sowohl die Qualität der *Leptonmarkierung* als auch die J/ψ-Rekonstruktion im e^+e^--Kanal profitieren davon. Eine Effizienz von 95% und eine Unterdrückung von Hadronen um einen Faktor 10^{-2} werden angestrebt [70]. Der Nachweis von Übergangsstrahlung ist bei HERA-B für Teilchen mit einem Dilatationsfaktor $\gamma \geq 2000$ möglich. Dies entspricht einer Elektronenergie von $E_e \geq 1$ GeV und einer Pionenergie von $E_\pi \geq 280$ GeV.

2.5.6 Das elektromagnetische Kalorimeter

Bei hohen Energien, einigen GeV, verlieren Elektronen und Positronen ihre Energie beim Durchqueren von Materie hauptsächlich auf Grund von Bremsstrahlung. Die Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie wird durch e^+e^--Paarbildung dominiert [71]. Durch das Ineinandergreifen beider Mechanismen bildet sich ein *elektromagnetischer Schauer*. Ein *elektromagnetisches Kalorimeter* hat die Aufgabe die Schauerenergie zu messen und so die Energie des Primärteilchens zu ermitteln. Kalorimeter werden häufig als Sandwich aus Lagen aktiven und passiven Materials gebaut. Nur ein Bruchteil der Energie des Schauers wird nachgewiesen. Diese Schauerzähler werden daher als *Sampling-Kalorimeter* bezeichnet. Die Stichprobenfluktuationen verschlechtern zwar die Auflösung, aber die Verwendung stark absorbierender passiver Schichten erlaubt eine kompakte und preiswerte Bauweise. Zwei Konstanten charakterisieren die verwendeten Materialien: die *Strahlungslänge* X_0 und der *Molièreradius* R_m. X_0 ist als die mittlere Schichtdicke eines Materials definiert, nach deren Durchquerung ein hochenergetisches Elektron oder Positron seine primäre Energie bis auf einen Bruchteil $1/e$ auf Grund von Bremsstrahlung eingebüßt hat [72]. Der Molièreradius R_m ist durch die Gleichung $R_m = 21\,\text{MeV} \cdot X_0/E_c[\text{MeV}]$ definiert, wobei E_c die kritische Energie ist, bei der der Energieverlust der Elektronen und Positronen durch Ionisation gleich dem Energieverlust durch Bremsstrahlung ist. 99% der Schauerenergie werden in einem Zylinder mit Radius $3R_m$ deponiert [67].

HERA-B besitzt ein Sampling-Kalorimeter mit sogenannter *Schaschlikauslese* [73]. Eine *Kalorimeterzelle* besteht aus sich abwechselnden Lagen von Absorber- und Szintillatormaterial und wird von mehreren Lichtleitern durchzogen, die das Licht der einzelnen Szintillatorschichten sammeln und auf einen Photomultiplier führen. Als Lichtleiter werden Fasern verwendet, die die Wellenlänge des Lichts verschieben. Das Kalorimeter ist in drei Bereiche unterschiedlicher Zellgranularität eingeteilt: den inneren, mittleren und äußeren Teil mit den jeweiligen transversalen Zellmaßen von 22.3×22.3 mm^2, 55.75×55.75 mm^2 und 111.5×111.5 mm^2 [43]. Jeder Bereich enthält rund 2000 Kalorimeterzellen. Im Innenbereich wird eine W-Ni-Fe-Legierung als Absorber verwendet, im mittleren und äußeren Bereich Blei. Wolfram erlaubt mit einer Strahlungslänge von $X_0 = 0.35$ cm [16] eine kompakte Bauweise. Für Blei gilt im Vergleich: $X_0 = 0.56$ cm [16], aber es ist preisgünstiger. Im inneren Kalorimeter wird Wolfram vor allem deshalb verwendet, weil es mit $R_m = 1.02$ cm [16] einen deutlich kleineren Moliéreradius hat als Blei mit $R_m = 2.56$ cm. Dies ist entscheidend, um häufigen Schauerüberlapp zu verhindern [74]. Das Kalorimeter besitzt eine Energieauflösung von

$$\begin{aligned} \Delta E/E &= 17\%/\sqrt{E\,[\text{GeV}]} \oplus 1.6\% \quad \text{im inneren und} \\ \Delta E/E &= 9.5\%/\sqrt{E\,[\text{GeV}]} \oplus 1.0\% \quad \text{im mittleren und äußeren} \end{aligned} \tag{2.6}$$

Teil. Die Ortsauflösung $\sigma_{x,y}$ in den drei Bereichen beträgt 1.2, 4.2, bzw. 10 mm [43].

Der Kalorimeter-Vorfilter

Das Kalorimeter liefert ein schnelles Signal für den Vorfilter der ersten Filterstufe, siehe Abschnitt 2.5.9. Für alle Kalorimeterzellen wird geprüft, ob sie als Zentralzelle eines Treffers in Frage kommen. Eine Trefferregion wird als 3×3-Matrix von Kalorimeterzellen definiert. Der Vorfilter verlangt,

1. dass die Energie der Zentralzelle über einer Schwellenenergie E_{sw} liegt,
2. dass die Zentralzelle die höchste Energie in der Trefferregion aufweist und
3. dass die Gesamtenergie der Trefferregion die Schwelle von $2E_{sw}$ überschreitet [76].

Sind diese Bedingungen erfüllt, so wird die Trefferregion vom Vorfilter als Suchbereich (Region of Interest) markiert.

Die Hauptaufgabe des Kalorimeters liegt in der Identifikation von Elektronen und Positronen. Insbesondere müssen Elektronen und Positronen von Pionen getrennt werden. Die Effizienz der Elektronenidentifizierung und die Pionenunterdrückung sind stark vom Impuls der Teilchen abhängig [44]. Die Rekonstruktion des Zerfalls $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ist mit einer Effizienz von rund 80% möglich. 99.7% aller falschen Kombinationen werden unterdrückt [75].

2.5.7 Das Myonsystem

Das Myonsystem von HERA-B besteht aus vier Messstationen und drei Absorberlagen aus Stahl und Stahlbeton mit einer Gesamtdicke von 3.15 m [43]. Die Abschirmung setzt eine Schwelle für den Impuls der Myonen von 4.5 GeV/c. Zum Nachweis von Teilchen werden Proportionalkammern verschiedener Zellgröße und Proportionalzählrohre eingesetzt.

Der Myonenvorfilter

Die Proportionalkammern der dritten und vierten Messstation liefern die Eingangssignale für den Myonenvorfilter. Jede Zelle im inneren Bereich der dritten Station ist mit vier Zellen der vierten Station in Koinzidenz geschaltet. Im äußeren Bereich der dritten Station ist eine Zelle mit acht Zellen der vierten Station verbunden. Tritt eine entsprechende Koinzidenz auf, so werden die getroffenen Zellen vom Myonenvorfilter als Suchbereich markiert.

2.5.8 Kammern für einen Transversalimpulsfilter

Zur Selektion von Ereignissen mit Teilchen hohen Transversalimpulses werden im Magneten drei Lagen aus Driftzellen verschiedener Größe — im Außenbereich Proportionalrohre — eingesetzt. Die Kammern sind so in Koinzidenz geschaltet, dass Teilchen mit $p_t > 1.5$ GeV/c ein Vorfiltersignal auslösen. Die Kammern für den Transversalimpulsfilter werden im Folgenden kurz als $\mathrm{HP_t}$-Kammern bezeichnet, die dazugehörige Selektionselektronik als $\mathrm{HP_t}$-Vorfilter. Das primäre Ziel des $\mathrm{HP_t}$-Systems ist die Auswahl von B^0-Zerfällen in ein $\pi^+\pi^-$-Paar. Studien zeigen, dass für diesen Kanal eine Effizienz von 25% erreicht wird [77].

2.5.9 Das Filter- und das Datennahmesystem

Das Filtersystem ist vierstufig konzipiert und hat die Aufgabe, jene RF-Zeitfenster, in denen physikalisch interessante Ereignisse stattgefunden haben, herauszufiltern. Die Betriebsfrequenz des Filtersystems ist gleich der Taktfrequenz des HERA-Protonenrings und beträgt 10.41 MHz. Die Protonenpaketrate ist allerdings, wie in Abschnitt 2.1 erläutert, nur 8.52 MHz.

Drei Vorfilter speisen das Filtersystem mit Eingangssignalen: der Vorfilter des elektromagnetischen Kalorimeters, der Vorfilter der Myonkammern und der $\mathrm{HP_t}$-Vorfilter. Die Vorfilter legen Suchbereiche fest, die die Ausgangspunkte für die weitere Rekonstruktion bilden.

Die 1. Filterstufe

Die von den Vorfiltern definierten Suchbereiche werden an die erste Filterstufe weitergegeben und mit den Treffern aus vier Spurkammerstationen — zwei vor und zwei hinter dem Čerenkovzähler — kombiniert. Spursegmente werden definiert und die Impulse der Teilchen grob berechnet [61].

Der wichtigste Filtermodus ist der J/ψ-Filter. Die Spuren von Elektronen und Positronen werden zu e^+e^--Paaren und die Spuren von Myonen zu $\mu^+\mu^-$-Paaren kombiniert. Für jedes dieser Paare wird die invariante Masse berechnet. Die erste Filterstufe akzeptiert nur die Ereignisse, bei denen die Masse eines der Paare in einen Akzeptanzbereich um die J/ψ-Masse fällt. Für Myonpaare ist das Massenfenster 2.5–3.5 GeV/c^2, für Elektron-Positronpaare 2.0–3.5 GeV/c^2. Dabei wird der Energieverlust durch Bremsstrahlung vor dem Auftreffen der Elektronen bzw. Positronen auf das Kalorimeter durch die niedrigere Schwelle berücksichtigt [44]. Parallel dazu können ein Zweileptonfilter oder ein Zweihadronfilter implementiert werden. Typischerweise werden Schwellen für den Transversalimpuls von 1 GeV/c für Leptonen und 1.5 GeV/c für Hadronen gesetzt.

Alle Subdetektoren behalten ihre Detektorinformation für einen Zeitraum von rund 12 μs in einem Zwischenspeicher. Dieser Zeitraum verbleibt der ersten Filterstufe für die Entscheidung, die Daten dieses RF-Fensters an die zweite Filterstufe weiterzugeben oder zu verwerfen. Die Algorithmen der ersten Filterstufe werden auf speziell für HERA-B konzipierten Prozessoreinheiten abgearbeitet. Die Ereignisrate wird von der ersten Filterstufe auf 50 kHz reduziert. Folgende Effizienzen werden Simulationen zu Folge erreicht [77]:

$$\begin{aligned}
&B^0 \to J/\psi + X\,, \quad \text{mit} \quad J/\psi \to \mu^+ + \mu^- &:&\quad \epsilon = 55\%\,,\\
&B^0 \to J/\psi + X\,, \quad \text{mit} \quad J/\psi \to e^+ + e^- &:&\quad \epsilon = 35\% \quad \text{und}\\
&B^0 \to \pi^+\pi^- &:&\quad \epsilon = 25\%\,.
\end{aligned}$$

Die 2. Filterstufe

Nach einer positiven Entscheidung der 1. Filterstufe werden alle Subdetektoren ausgelesen. Das Datennahmesystem basiert auf VME-Einschubkarten[5], die jeweils sechs SHARC-

[5] VME = **V**ersa **M**odule **E**urocard [78].

Triggerstufe	Eingangsrate	Bearbeitungszeit	Reduktionsfaktor
1	10 MHz	12 μs	200
2	50 kHz	7 ms	100
3	500 Hz	100 ms	10
4	50 Hz	4 s	2.5

Tabelle 2.4: Charakteristische Größen der Filterstufen von HERA-B, nach Ref. [80].

Prozessoren[6] tragen. Die SHARC-Karten sind auf die einzelnen Detektoreinheiten verteilt und dienen der dezentralen Zwischenspeicherung der Daten für die zweite Filterstufe. Die Programme der zweiten Filterstufe laufen auf einer PC-Farm mit 240 Knoten, die mit den Datenspeichern über eine zentrale Schalt-Schnittstelle (switch) verbunden sind [79].

Unter Verwendung der Informationen aus allen Stationen des Spursystems werden die Spurparameter neu berechnet und durch den Magneten zum Vertexdetektor zurückverfolgt. Die Bereiche, in denen die Spuren die Detektorlagen des Vertexdetektors schneiden, werden als Suchbereiche im Vertexdetektor festgelegt. Die Daten aus den Suchbereichen des Vertexdetektors werden aus den Zwischenspeichern auf den SHARC-Karten in die Prozessoren der PC-Farm geladen. Die Spuren werden mit Hilfe der Treffer im Vertexdetektor verbessert und in die Targetregion extrapoliert. Von den J/ψ-Kandidaten wird verlangt, dass sie einen gemeinsamen Vertex haben. Um Daten mit B-Mesonkandidaten anzureichern, wird zusätzlich verlangt, dass der J/ψ-Vertex einen Mindestabstand vom primären Vertex am Target hat. Ein typischer Vertexschnitt im HERA-B Experiment liegt bei einer Zerfallslänge von rund 4 mm. Die Datenrate wird durch die zweite Filterstufe auf 500 Hz reduziert.

Die 3. Filterstufe

Für den Standard-Filtermodus des HERA-B Experiments, den J/Ψ-Filter, ist die Reduktion der Ereignisrate auf der zweiten Filterstufe ausreichend, um die Daten direkt an die vierte Filterstufe weiterzuleiten. Im Falle anderer Filtermodi, bei denen auf der zweiten Filterstufe kein sekundärer Vertex verlangt wird, muss mit Hilfe der dritten Filterstufe ein zusätzlicher Reduktionsfaktor von zehn erreicht werden [80].

Die Programme der dritten Filterstufe laufen auf derselben PC-Farm wie die der zweiten Stufe. Die Daten der einzelnen Detektoren werden zu einer kompletten Dateneinheit zusammengesetzt. Eine eigenständige Mustererkennung im gesamten Vertexdetektor wird vorgenommen. Primäre und sekundäre Vertizes werden bestimmt.

[6]SHARC = **S**uper **H**arvard **Arc**hitecture ist ein Markenname für digitale Signalprozessoren der Firma Analog Devices.

Die 4. Filterstufe

Die vierte Filterstufe wird auf einer weiteren PC-Farm mit rund 200 Knoten realisiert [79]. Es wird eine vollständige Rekonstruktion und Klassifikation der Ereignisse vorgenommen. Kalibrations- und Alignierungskonstanten der Detektorkomponenten werden berechnet. Des Weiteren wird die Datenqualität kontrolliert [81].

Tabelle 2.4 fasst charakteristische Größen der vier Filterstufen zusammen. Am Ende der Filterkette werden Ereignisse mit einer Rate von 20 Hz zunächst auf Festplatte und dann auf Magnetband gespeichert. Pro Jahr werden rund 20 TByte Daten aufgezeichnet [79].

Kapitel 3

Der Siliziumvertexdetektor

Der Vertexdetektor hat die Aufgabe, die Orte der primären inelastischen Wechselwirkungen am Target, die *primären Vertizes*, und die Zerfallsorte langlebiger[1] Teilchen, die *sekundären Vertizes*, präzise zu vermessen. Bei HERA-B steht die Rekonstruktion der sekundären Vertizes von B-Mesonen im Vordergrund. Außerdem dient der Vertexdetektor zur unabhängigen Spurerkennung, insbesondere von Spuren, die unter großen Winkeln zur Strahlachse — bis zu 250 mrad — verlaufen.

Für die Konzeption des Vertexdetektors ist es wichtig, die Verteilung der Zerfallslänge Δl der B-Mesonen im Experiment zu kennen, denn danach richtet sich, welche Ortsauflösung vom Vertexsystem gefordert wird. Da die Werte für die mittlere Zerfallslänge $\overline{\Delta l}$ in den Entwurfsdokumenten des HERA-B Experiments [44, 43] mit einer Strahlenergie von 820 GeV berechnet wurden, wurde $\overline{\Delta l}$ für diese Arbeit in einer einfachen Monte-Carlo-Studie mit einer Strahlenergie von 920 GeV — der Strahlenergie seit 1998 — neu bestimmt. Die Ergebnisse der Simulation werden kurz in Abschnitt 3.1 vorgestellt, bevor in Abschnitt 3.2 die Anforderungen an den Vertexdetektor von HERA-B formuliert werden.

3.1 Die Kinematik der B-Mesonen in HERA-B

Insgesamt wurden 10^5 Ereignisse am HERA-B-Target mit einer Strahlenergie von 920 GeV simuliert. Die Bildung eines $b\bar{b}$-Paares und die Fragmentation in ein B^0-Meson wurden erzwungen. Aus der Simulation wurden die Verteilungen folgender kinematischer Variablen gewonnen: Impuls p, Transversalimpuls p_t, Zerfallslänge Δl und Zerfallszeit Δt. Um die Wirkung eines Vertexschnitts zu illustrieren, wurde bei $\Delta l = 4\,\mathrm{mm}$ ein Schnitt auf die Zerfallslänge vorgenommen. Das entspricht dem bei HERA-B vorgesehenen Standardschnitt von $8\,\sigma_z$ [44]. Nach dem Vertexschnitt bleiben 67.0% der B-Mesonen übrig. Abb. 3.1 zeigt die Ergebnisse der Simulation mit und ohne Vertexschnitt. Tabelle 3.1 gibt die Mittelwerte und die Medianwerte der Verteilungen an. Die mittlere Zerfallslänge $\overline{\Delta l}$ ohne Vertexschnitt beträgt 11.8 mm. Die Form der Verteilung der Zerfallszeit nach dem Vertexschnitt muss bei der Berechnung der zeitintegrierten Asymmetrie — vergleiche Abschnitt 1.12 — berücksichtigt werden.

[1]In der Hochenergiephysik gelten Teilchen mit Lebensdauern von $\tau \geq 10^{-12}\,\mathrm{s}$ als langlebig.

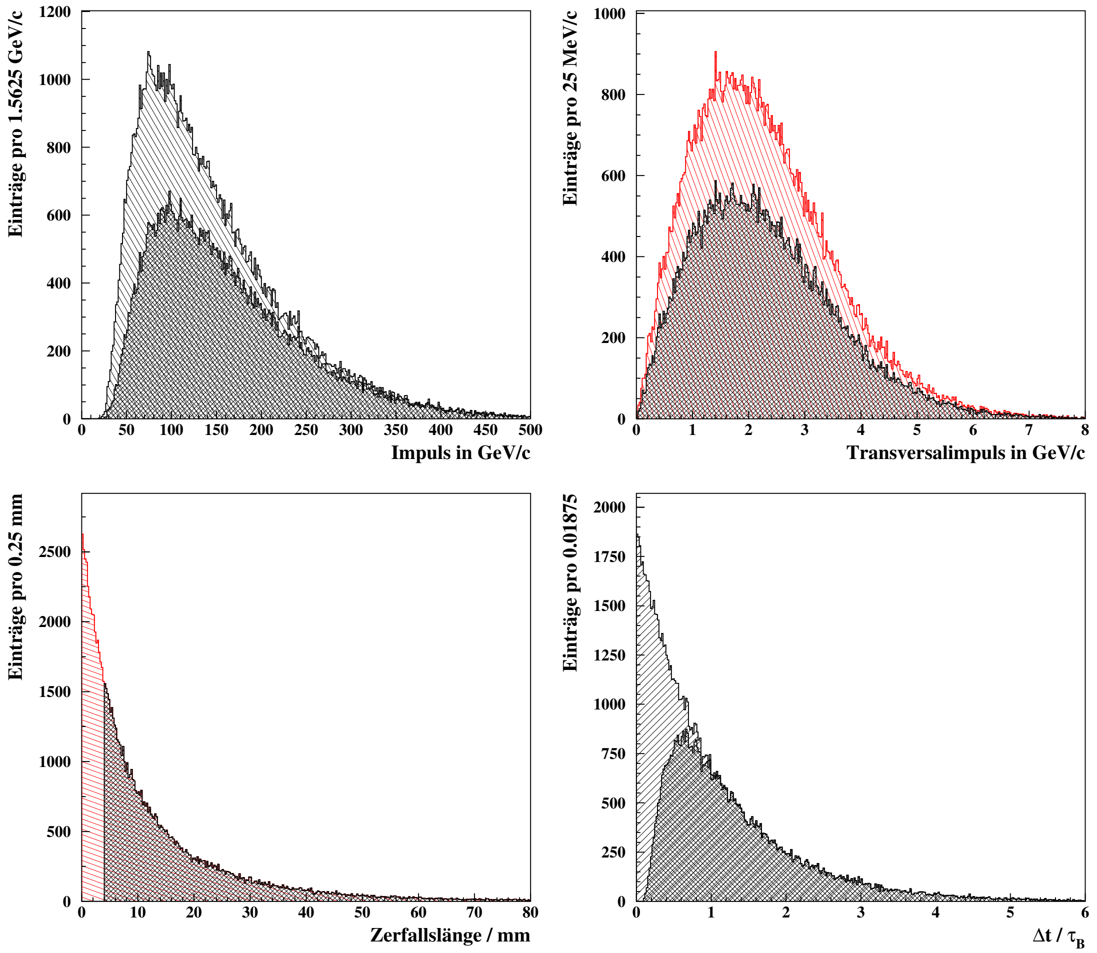

Abbildung 3.1: Gezeigt werden die Impulsverteilung, die Transversalimpulsverteilung, die Verteilung der Zerfallslänge $\overline{\Delta l}$ und die Verteilung der Zerfallszeit Δt von B^0-Mesonen aus Monte-Carlo-Ereignissen. Die schraffierten Histogramme geben die Verteilungen ohne Vertexschnitt, die karierten Histogramme die Verteilungen mit Vertexschnitt an. Die Ereignisse wurden mit der Version 02-06-r2 des Simulations- und Rekonstruktionspakets ARTE für eine Strahlenergie von $E_s = 920\,\mathrm{GeV}$ generiert.

Kinematische Größe	Mittelwert ohne Schnitt	Mittelwert mit Schnitt	Median ohne Schnitt	Median mit Schnitt
Impuls p	145 GeV/c	161 GeV/c	126 GeV/c	134 GeV/c
Transversalimpuls p_t	2.26 GeV/c	2.31 GeV/c	2.09 GeV/c	1.99 GeV/c
Zerfallslänge $\overline{\Delta l}$	11.8 mm	16.8 mm	7.1 mm	11.1 mm
Zerfallszeit $\Delta t/\tau_B$	1.00	1.36	0.68	1.01

Tabelle 3.1: Mittelwerte und Mediane der Verteilungen kinematischer Variablen des B^0-Zerfalls im HERA-B Experiment. Die Werte wurden unter Verwendung von 100000 Monte-Carlo-Ereignissen gewonnen.

3.2 Anforderungen an den Vertexdetektor

Im Folgenden werden die Anforderungen an den Vertexdetektor im HERA-B Experiment diskutiert.

- **Gute Ortsauflösung**
  Um eine gute Messung der zeitabhängigen CP-Asymmetrie zu erhalten, ist es notwendig, die Zerfallslänge Δl der B-Mesonen hinreichend gut zu vermessen. Das Verhältnis von longitudinaler Auflösung σ_z und mittlerer Zerfallslänge $\overline{\Delta l}$ sollte unter 0.1 liegen. Um primäre und sekundäre Vertizes effizient voneinander zu trennen, wird eine transversale Auflösung von $\sigma_{x,y} \approx 25\,\mu$m und eine longitudinale Auflösung von $\sigma_z \approx 500\,\mu$m angestrebt [43]. Für diesen Wert von σ_z gilt: $\sigma_z/\overline{\Delta l} \approx 4\%$.

- **Eigenständige Spurfindung**
  Der Vertexdetektor soll eine eigenständige Mustererkennung und Spurfindung leisten, um eine bessere Zuordnung von Spuren des Spursystems im Magneten mit Treffern im Vertexdetektor zu erreichen. Pro Messstation müssen deshalb mindestens drei Messlagen, die je eine Projektion einer Spur messen, vorhanden sein.

- **Niedrige Besetzungszahl**
  Die Besetzungszahl der Kanäle des Vertexdetektors muss trotz hoher Spurdichte unterhalb von 5% gehalten werden. Dies erfordert eine hohe Granularität des Detektors. Pro RF-Zeitfenster durchqueren rund 120 geladene Teilchen den Detektor [44].

- **Doppeltrefferauflösung**
  Der Vertexdetektor muss in der Lage sein, zwei Treffer, die im Abstand von 200 μm voneinander liegen, aufzulösen. Dies bezeichnet man als die Doppeltrefferauflösung.

- **Geringe Materialmenge**
  Die Materialmenge im Detektor muss minimiert werden, um die Ablenkung der Teilchen auf Grund von Vielfachstreuung so gering wie möglich zu halten.

- **Strahlungsresistenz**
  Der hohe Teilchenfluss in HERA-B führt auf die Dauer zur Schädigung der Detektoren. Die Flussdichte ist im Wesentlichen nur vom radialen Abstand $R_\perp$ zum Strahl abhängig und kann folgendermaßen parametrisiert werden:

  $$\Phi(R_\perp) = \Phi_1 \cdot (r_1/R_\perp)^2 \tag{3.1}$$

  Dabei ist Φ_1 der Teilchenfluss am strahlnächsten Streifen im Abstand r_1 vom Strahl. Aus Simulationen erhält man: $\Phi_1 = 3 \cdot 10^7$ cm^{-2}s^{-1} [44]. Der Teilchenfluss ist durch Hadronen mit kinetischen Energien über 1 GeV dominiert, davon sind circa 75% Pionen [44]. Insbesondere bedeutet (3.1), dass die Strahlenbelastung in HERA-B stark inhomogen ist. Der integrierte Fluss am strahlnächsten Punkt entspricht einer jährlichen Dosis von 100 kGy, unter der Annahme einer effektiven Laufzeit von 10^7 s [43]. Die Elemente des Vertexdetektors müssen diese Dosis aushalten und voll arbeitsfähig bleiben. Ein jährlicher Austausch von Komponenten des Systems ist akzeptabel.

- **Verhältnis von Signal-zu-Rauschen**
  Das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen sollte für alle Bereiche des Vertexdetektors vor Bestrahlung über 20 liegen und nach Bestrahlung den Wert von 10 nicht unterschreiten.

- **Geometrische Akzeptanz**
  Der Vertexdetektor muss den Winkelbereich von 10 bis 250 mrad abdecken. Insbesondere muss der Vertexdetektor zur Rekonstruktion von Spuren, die unter großen Winkeln in der Vertikalen zwischen 160 und 250 mrad verlaufen, beitragen. Um eine Akzeptanz bis hinab zu 10 mrad zu erreichen, muss der aktive Bereich der Detektoren bis auf einen Abstand von 10 mm zum Strahl positioniert werden.

- **Keine Störung des Protonenstrahls**
  Der Betrieb des Vertexdetektors darf die Stabilität des Protonenstrahls nicht negativ beeinflussen. Insbesondere muss berücksichtigt werden, dass die Breite des Protonenstrahls während der Injektion wesentlich größer ist als während des Luminositätsbetriebs. Eine freie Apertur von mindestens 20 mm um das Strahlzentrum wird daher während der Injektion benötigt. Außerdem darf der Druck im Protonenstrahlrohr nicht über 10^{-8} mbar steigen.

- **Zwischenspeicher für Daten**
  Die Daten des Vertexdetektors müssen für mindestens 12 μs zwischengespeichert werden. Dieser Zeitraum wird der ersten Filterstufe für eine Entscheidung eingeräumt.

- **Totzeitlose Auslese**
  Die Auslese des Vertexdetektors muss ohne Totzeit ablaufen, das heißt, während der Auslese kann der Zwischenspeicher weiterhin mit neuen Ereignissen gefüllt werden.

- **Schnelle Anstiegszeit des Vorverstärkers**
  Die Zeitstruktur des Protonenstrahls gibt die Datennahmefrequenz der Ausleseelektronik zu 10.42 MHz vor. Um Ereignisse in aufeinander folgenden RF-Zeitfenstern trennen zu können, ist ein Vorverstärker mit kurzer Anstiegs- und Abfallzeit, zusammen deutlich unter 96.06 ns, erforderlich.

Um die oben genannten Anforderungen zu erfüllen, hat sich HERA-B für den Bau eines Vertexdetektors, basierend auf doppelseitigen Siliziumstreifenzählern, entschieden, welche in beweglichen Töpfen in einem Vakuumtank montiert werden. Bevor in den Abschnitten 3.5 bis 3.9 der Entwurf der Streifenzähler und der Aufbau des Gesamtsystems beschrieben wird, werden in Abschnitt 3.3 die Funktionsweise und in Abschnitt 3.4 die Strahlenschäden von Siliziumstreifenzählern diskutiert.

3.3 Die Funktionsweise von Siliziumstreifenzählern

Als Ausgangsmaterial für Siliziumstreifendetektoren dient eine Scheibe eines Siliziumeinkristalls, der das *Substrat* des Zählers bildet. Typischerweise besitzt das Substrat eine Dicke von 300 μm. Obwohl es sich bei dem Substrat um hochreines Material han-

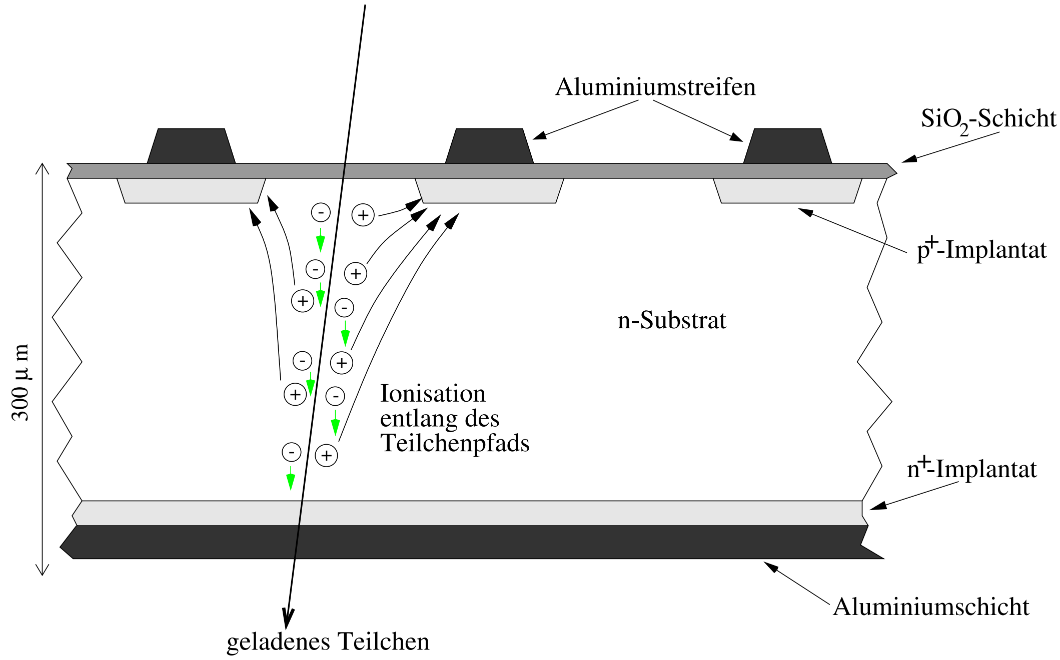

Abbildung 3.2: Aufbau und Funktionsweise eines einseitig strukturierten Siliziumstreifenzählers. Die Dicke der Implantate und Aluminiumstreifen ist circa 1 μm und in der Zeichnung nicht maßstabsgerecht. Die Spannungszufuhr ist in dieser Skizze nicht dargestellt. Dieses Thema wird in Abschnitt 3.5 ausführlich behandelt.

delt, enthält das Kristallgitter immer noch Fremdatome, deren Konzentration die elektrische Leitfähigkeit des Siliziumsubstrats bestimmt. Silizium besitzt vier Valenzelektronen. Fremdatome mit mehr Valenzelektronen fungieren beim Einbau ins Kristallgitter als *Elektronendonatoren*, Atome mit weniger Valenzelektronen als *Elektronenakzeptoren*. Sind die Akzeptoren im Kristall in der Überzahl, so ist der Kristall vom *p-Typ*. Überwiegen die Donatoren, handelt es sich um einen *n-Typ-Kristall*. In industriell hergestellten Siliziumeinkristallen stellt Phosphor die größte Verunreinigung dar. Sie sind daher vom n-Typ. Abb. 3.2 zeigt schematisch den Aufbau und die Funktionsweise eines einseitigen Siliziumstreifenzählers, der auf einem n-Typ-Substrat basiert.

Auf der Oberseite wurden Streifen von Akzeptoratomen implantiert. Da die Konzentration an Akzeptoren in diesen Streifen sehr hoch ist, insbesondere höher als die Donatorenkonzentration des Substrats, bezeichnet man sie als *p^+-Implantatsstreifen*. Bor wird zum Beispiel für solche Implantationen verwendet. Die Detektorseite mit den p^+-Streifen bezeichnet man als *p-Seite*. Die p^+-Streifen werden durch eine Siliziumoxidschicht von den darüber liegenden Aluminiumstreifen, welche mit je einem Vorverstärkerkanal verbunden sind, getrennt. Das Oxid isoliert Implantatsstreifen und Elektronik elektrisch voneinander. Zwischen den Detektorstreifen und dem Vorverstärker besteht statt einer Ohmschen eine *kapazitiven Kopplung*. Auf diese Weise wird verhindert, dass der Detektorstrom durch den Vorverstärker fließt.

Auf der Rückseite des Zählers befindet sich eine gleichmäßige Implantation von Donatoratomen. Auf dieser n^+-Schicht ist eine unstrukturierte Aluminiumschicht aufgebracht. Diese Detektorseite bezeichnet man als *n-Seite* oder *Ohmsche Seite*, weil hier ein Ohmscher Kontakt zwischen Metallschicht und Halbleitersubstrat hergestellt wird. Da der Siliziumzähler nur auf einer Seite strukturiert ist, bezeichnet man ihn als *einseitigen Streifenzähler*.

p-n-Übergang und Verarmungszone

Auf der p-Seite bildet sich zwischen den p^+-Implantationen und dem Substrat ein *p-n-Übergang* aus, wie bei einer Diode. Durch Diffusion der freien Ladungsträger — der Elektronen im n-Substrat und der Löcher in den p^+-Streifen — kommt es zu deren Rekombination, sodass sich an der Grenzschicht eine *Verarmungszone* bildet, in der sich keine freien Ladungsträger mehr befinden. Auf der Substratseite dieser Zone entsteht durch Entfernung der Elektronen eine positive Raumladung. Im Grenzbereich des p^+-Implantats bildet sich durch Verlust der Löcher eine negative Raumladung. Die Raumladungen erzeugen ein elektrisches Feld, das dem Diffusionsstrom entgegenwirkt, sodass sich ein stationärer Zustand einstellt. Die resultierende elektrische Spannung zwischen n-Substrat und p^+-Streifen bezeichnet man als *Diffusionsspannung* U_{diff} [82]. Da die effektive Donatorkonzentration im Substrat N_{ds} um Größenordnungen kleiner ist als die Akzeptorkonzentration N_a in den Implantatsstreifen, ist die Verarmungszone stark asymmetrisch ausgeprägt: Sie erstreckt sich im Wesentlichen nur ins Substrat hinein.

Vollständige Verarmung des Detektors

Durch Anlegen einer äußeren *Betriebsspannung* U_B zwischen n- und p-Seite lässt sich die Verarmungszone zusätzlich vergrößern. Dabei wird die n-Seite auf positives Potential gegenüber der p-Seite gelegt. Dies entspricht der Schaltung einer Diode in Sperrrichtung. Die n-Seite kann über die Metallisierung direkt kontaktiert werden. Es gibt verschiedene Techniken, die Spannungszufuhr auf der p-Seite zu realisieren. Eine Möglichkeit besteht darin, die p^+-Implantatsstreifen an deren Enden über Polysiliziumwiderstände mit einem Spannung führenden Metallstreifen zu verbinden. Mit zunehmender Betriebsspannung breitet sich die Verarmungszone von der p-Seite her immer tiefer ins Substrat hinein aus, bis schließlich bei Überschreiten einer bestimmten Spannung U_{vvs} die n^+-Schicht erreicht wird. Das gesamte Substrat ist von freien Ladungsträgern verarmt. Die Schwellenspannung U_{vvs} heißt *volle Verarmungsspannung* und ist durch

$$U_{vvs} = \frac{eN_{ds}}{2\epsilon_s} \cdot b^2 \tag{3.2}$$

gegeben [84], wobei b die Dicke des Detektors und ϵ_s die Dielektrizitätskonstante des Substrats ist. Für Silizium gilt $\epsilon_s = 1.06 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{F/m}$. Mit einer Dicke von $b = 300\,\mu\mathrm{m}$ und einer für die meisten Anwendungen typischen Donatorkonzentration von 4 bis $18 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ergibt sich eine volle Verarmungsspannung zwischen 30 und 120 V.

Nachweis von Teilchendurchgängen

Siliziumdetektoren arbeiten als Festkörperionisationskammern [67]. Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor, so ionisiert es Gitteratome in einem Tubus entlang seiner Spur, dessen Durchmesser rund 1 μm beträgt. Es werden *Elektron-Loch-Paare* gebildet, die im elektrischen Feld getrennt werden und zu den Implantatszonen driften. Die Elektronen bewegen sich zur n-Seite, die Löcher driften zur p-Seite. Typische Driftzeiten sind 8 ns für Elektronen und 25 ns für Löcher. Die genaue Abhängigkeit der Driftzeiten von der vollen Verarmungsspannung, der Betriebsspannung und der Detektordicke werden in Kapitel 4 diskutiert. Durch transversale Diffusion während des Driftprozesses wird die ursprüngliche Ladungsverteilung aufgeweitet, sodass sie beim Erreichen der Implantate eine Halbwertsbreite von circa 6 μm hat.

Die Ortsinformation über den Teilchendurchgang kann von der strukturierten Seite abgeleitet werden. Die Ladungen werden auf den Implantatsstreifen gesammelt und induzieren Spiegelladungen auf den Metallstreifen, die mit einem ladungssensitiven Vorverstärker verbunden sind. Der Verstärker integriert das Signal auf und gibt es an die Auslesekette weiter. Man unterscheidet zwischen *analoger Auslese* und *digitaler Auslese*. Im ersten Fall wird das analoge Ladungssignal ausgelesen und steht zur Rohdatenaufbereitung zur Verfügung. Im Falle digitaler Auslese wird die auf den Auslesestreifen gesammelte Ladung bereits im Verstärkerbaustein mit einer festen Schwelle verglichen. Bei Überschreiten der Schwelle wird der Kanal als Treffer markiert. Nur diese digitale Information — Treffer oder kein Treffer — wird an die Auslesekette weitergegeben. Bei analoger Auslese hingegen ist es möglich, den Ladungsschwerpunkt der getroffenen Streifen zu bilden. Auf diese Weise erhält man einen besseren Schätzwert für den Ort des Teilchendurchgangs als bei digitaler Auslese. Allerdings ist der Aufwand zur Auslese der Detektoren auch bedeutend größer. Der in Abb. 3.2 vorgestellte einseitige Detektor liefert nur eine eindimensionale Projektion des Teilchendurchgangs in der Detektorebene. Um zwei Projektionen zu erhalten, ohne zwei Siliziumzähler aufzustellen, werden doppelseitige Siliziumstreifenzähler eingesetzt, die auf n- und p-Seite streifenförmig strukturiert sind. In der Regel verlaufen die Streifen auf der n- und p-Seite orthogonal zueinander. Siliziumstreifenzähler besitzen je nach Bauart eine Ortsauflösung von 1 μm bis 20 μm.

Energieverlust minimal-ionisierender Teilchen

Der mittlere differentielle Energieverlust dE/dx auf Grund von Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [72]. Der Energieverlust hängt von der Teilchenart und dem durchquerten Medium ab. Die prinzipielle Form der Energieverlustkurve ist jedoch immer gleich: Bei niedrigen Energien fällt die Kurve mit $1/\beta^2$ ab; bei hohen Energien tritt ein logarithmischer Anstieg auf, den man auch den *relativistischen Anstieg* nennt. Dazwischen liegt ein breites Minimum. Teilchen mit Energien in diesem Energiebereich heißen *minimal-ionisierende Teilchen*. Das Minimum liegt für die meisten Teilchenarten und Materialien im Bereich von $\beta\gamma = 3.0$ bis $\beta\gamma = 3.5$. In Experimenten der Hochenergiephysik befinden sich die meisten Teilchen in der Nähe des Minimums oder im leichten relativistischen Anstieg. In der praktischen Anwendung spricht man daher vereinfachend davon, dass minimal-ionisierende Teilchen den Detektor durchqueren.

Die Energieschwelle zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares wird durch die Bandlücke von Silizium, welche bei einer Temperatur von 300 K bei $E_g = 1.12\,\mathrm{eV}$ liegt [83], vorgegeben[2]. Im Mittel hingegen beträgt die Energie, die beim Durchgang eines minimal-

[2]Tatsächlich liegt die Energieschwelle geringfügig höher, da Silizium eine indirekte Bandlücke besitzt, d.h., dass das Minimum des Leitungsbandes im E-k-Dispersionsdiagramm nicht mit dem Maximum des

ionisierenden Teilchens zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares aufgewendet wird, $\overline{E} = 3.62\,\text{eV}$ bei 300 K [84]. Mehr als zwei Drittel dieser Energie werden in Gitterschwingungen des Kristalls umgesetzt. Der mittlere Energieverlust $\overline{E}$ ist um rund eine Größenordnung kleiner als die Ionisationsenergie von Gasen, die typischerweise bei 20–40 eV liegt [67].

Die Anzahl der im Detektor gebildeten Elektron-Loch-Paare ist statistisch verteilt und folgt einer Landau-förmigen Verteilung mit einem langen Ausläufer zu hohen Werten hin. Die Position des Maximums der Verteilung gibt die wahrscheinlichste Anzahl N_{wahr} von Elektron-Loch-Paaren an. Für eine Siliziumscheibe der Dicke 300 μm gilt bei senkrechtem Durchgang des Teilchens: $N_{wahr} \simeq 25000$ [85].

Sperrstrom

Bei Anlegen der Betriebsspannung U_B in Sperrrichtung fließt ein *Sperrstrom* I_s durch den Detektor, der sich aus zwei Anteilen, dem *Volumengenerationsstrom* I_{vg} und dem *Oberflächenstrom* I_o, zusammensetzt. Der Volumengenerationsstrom entsteht durch thermische Ladungsträgergeneration in der Verarmungszone und besitzt eine charakteristische Temperaturabhängigkeit [83]:

$$I_{vg} = A \cdot T^{3/2} \cdot e^{-E_{g0}/2kT} \tag{3.3}$$

Dabei ist A eine Proportionalitätskonstante und $E_{g0} = 1.16$ eV die zu 0 K extrapolierte Bandlücke von Silizium. Der Oberflächenstrom ist im Allgemeinen weniger temperaturabhängig als der Volumengenerationsstrom [83].

Elektronikrauschen

Das Rauschen eines angeschlossenen Verstärkers wird durch die *Äquivalenzladung des Rauschens ENC* beschrieben[3], welche sich aus drei Termen zusammensetzt [86, 87]:

$$ENC^2 = \underbrace{a_1 \cdot \frac{C_{ein}^2}{T_a}}_{\text{weißes Rauschen}} + \underbrace{a_2 \cdot I_s \cdot T_a}_{\text{Schrotrauschen}} + \underbrace{a_3 \cdot C_{ein}^2}_{\text{1/f}-\text{Rauschen}} \tag{3.4}$$

Der erste Term wird als *weißes Rauschen*, der zweite Term als *Schrotrauschen*, das durch den Sperrstrom hervorgerufen wird, und der dritte Term als *1/f-Rauschen* bezeichnet. C_{ein} ist die Lastkapazität am Eingang des Vorverstärkers, T_a die Anstiegszeit des Vorverstärkers und I_s der Sperrstrom. Die Konstanten a_1, a_2 und a_3 charakterisieren den konkreten Aufbau eines Verstärkers. Die erforderliche Anstiegszeit ist durch die Zeitstruktur des Beschleunigers vorgegeben, die Lastkapazität durch die Detektorgeometrie. Ein Absenken des Rauschens kann daher im Wesentlichen nur durch eine Verminderung des Sperrstroms erreicht werden. Dies macht gemäß (3.3) eine gute Kühlung des Detektors notwendig.

Valenzbandes zusammenfällt [83].

[3] ENC ≡ Equivalent Noise Charge.

3.4 Strahlenschädigung von Siliziumdetektoren

Sind Siliziumdetektoren hohen Teilchenflüssen ausgesetzt, kommt es zu einer signifikanten Schädigung der Gitterstruktur des Substrats. Gitteratome werden von ihren Gitterplätzen entfernt, sodass Leerstellen und Zwischengitteratome entstehen. Diese *Fehlstellen* neutralisieren *Elektronendonatoren* oder wirken als *Elektronenakzeptoren*. Mit zunehmender Bestrahlung sinkt somit die effektive Donatordichte und die Akzeptordichte steigt. Schließlich überwiegt die Akzeptordichte und das Substrat wandelt sich effektiv von einem n-Typ in einen p-Typ um. Diesen Vorgang nennt man *Typinversion*. Die effektive Dotierung des n-Typ-Substrats in Abhängigkeit vom integrierten Teilchenfluss Φ, der *Fluenz*, ist durch

$$N_{eff,s}(\Phi) = N_{0,s} e^{-\delta\Phi} - \beta\Phi \tag{3.5}$$

gegeben [88]. Dabei ist $N_{0,s}$ die ursprüngliche Donatorkonzentration im Substrat. Der Parameter δ beschreibt die Neutralisation von Donatoren und β die Akzeptorerzeugung. Messungen ergeben typische Werte von $\delta = (6.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}^2$ und $\beta = (8.1 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Die Typinversion findet bei einer Fluenz von rund 10^{12}–10^{13} cm^{-2} statt. Die oben genannte Strahlenschädigung wird in erster Linie durch den nicht-ionisierenden Energieverlust hervorgerufen und hat wichtige Auswirkungen auf die Betriebsparameter der Siliziumstreifendetektoren:

- **Veränderung der vollen Verarmungsspannung**
  Die *volle Verarmungsspannung* hängt nach (3.2) linear von der effektiven Dotierungsdichte ab. Zusammen mit (3.5) ergibt sich:

  $$U_{vvs}(\Phi) = \left| U_{vvs,0} \cdot e^{-\delta\Phi} - \frac{eb^2}{2\epsilon_0\epsilon} \beta \cdot \Phi \right| \tag{3.6}$$

  Nach starker Bestrahlung nimmt die volle Verarmungsspannung zunächst ab und steigt dann auf mehrere hundert Volt an. Da die Detektoren in HERA-B geometrisch ungleichmäßig bestrahlt werden, variiert auch die volle Verarmungsspannung. Um den Detektor überall vollständig zu verarmen, muss die höchste notwendige Betriebsspannung angelegt werden.

- **Anstieg des Volumengenerationsstroms**
  Der *Volumengenerationsstrom* steigt linear mit der Fluenz Φ an [85]:

  $$I_{vg}(\Phi) = I_{vg,0} + \alpha V \Phi \; . \tag{3.7}$$

  Dabei ist $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-17}\mathrm{A/cm}$ die Schädigungskonstante für minimal-ionisierende Protonen und Pionen und V das Volumen des Detektors. Der Anstieg des Sperrstroms bedingt nach (3.4) eine Erhöhung des Detektorrauschens.

- **Effizienz der Ladungssammlung**
  Mit zunehmender Strahlendosis sinkt die Effizienz der Ladungssammlung im Detektor, da Ladungsträger durch Fehlstellen eingefangen werden. Mit einer Zeitkonstante, die deutlich über der eines RF-Zeitfensters liegt, werden die Ladungen wieder freigesetzt. Messungen ergeben, dass die Signalhöhe, die durch ein minimal-ionisierendes Teilchen hervorgerufen wird, nach einer Fluenz von $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ auf 90%

des ursprünglichen Wertes absinkt [89]. Die Reduktion des Signals um 10% wirkt sich auf den Detektorbetrieb allerdings weniger stark aus als der oben angesprochene Anstieg der vollen Verarmungsspannung und des Volumengenerationsstroms.

3.5 Der Entwurf der Streifenzähler für HERA-B

Für den Vertexdetektor von HERA-B werden doppelseitige Siliziumstreifenzähler mit einer aktiven Fläche von 50×70 mm^2 eingesetzt. Die Gesamtfläche beträgt 53×73 mm^2. Die Zähler werden auf Standardsiliziumscheiben mit einem Durchmesser von 100 mm und einer Dicke von 280 μm produziert. Auf der n-Seite befinden sich 1280 metallisierte Auslesestreifen, auf der p-Seite 1024. Die Implantatsstreifen haben auf der n-Seite einen Abstand von 27.33 μm. Auf der p-Seite beträgt der Abstand 25.88 μm. Nur jeder zweite Streifen besitzt eine Metallisierung und wird ausgelesen. Der Abstand der Auslesestreifen ist somit 54.67 μm auf der n- und 51.75 μm auf der p-Seite. Die Implantatsstreifen, die nicht ausgelesen werden, bezeichnet man als *Zwischenstreifen*. Inwiefern die Zwischenstreifen die intrinsische Auflösung des Detektors verbessern, wird in Kapitel 4 anhand von Messungen mit einem Lasersystem erläutert.

An einigen Stellen werden auch einseitige Zähler eingesetzt. Deren Streifen sind geometrisch so angeordnet wie die Streifen der doppelseitigen auf der n-Seite. Es handelt sich jedoch um p$^+$–Implantate.

Die Streifenzähler für HERA-B werden im Halbleiterlabor des Max-Planck-Instituts für Physik in München und von der Firma SINTEF in Oslo hergestellt. Ausführliche Informationen zu den in HERA-B verwendeten Streifenzählern und zur Detektorsimulation finden sich in Ref. [90] und Ref. [91].

Strukturierung der p-Seite

Abb. 3.3 zeigt die Oberflächenstrukturierung auf der p-Seite der doppelseitigen Siliziumstreifenzähler. Über den Implantatsstreifen ist zusätzlich zur Oxidschicht eine 90 nm dicke Nitridschicht aufgebracht. Auf diese Weise wird die Ausbildung von Metallkanälen zwischen den Metallstreifen und den Implantatsstreifen verhindert, da die Wahrscheinlichkeit, dass sowohl die Oxid- als auch die Nitridschicht an der gleichen Stelle eine Lücke aufweisen, sehr gering ist. Prozesstechnisch wird das Nitrid zunächst ganzflächig aufgebracht und dann in den Bereichen zwischen den Implantatsstreifen abgetragen. Im Mittel sind ein oder zwei Auslesestreifen pro Detektorseite zum Substrat kurzgeschlossen.

Strukturierung der n-Seite

Auf der n-Seite kann eine einfache Strukturierung wie auf der p-Seite nicht funktionieren, denn in der Oxidschicht bilden sich an der Grenzfläche zum Substrat positive Oberflächenladungen. Ohne zusätzliche Strukturierung der n-Seite würden diese Ladungen eine Schicht von Elektronen im Substrat influenzieren, sodass die n$^+$-Streifen untereinander kurzgeschlossen wären und jegliche Ortsinformation verloren ginge. Um dies zu verhindern, wird eine zusätzliche p-Implantation zwischen den n$^+$-Streifen eingebracht. Zwei

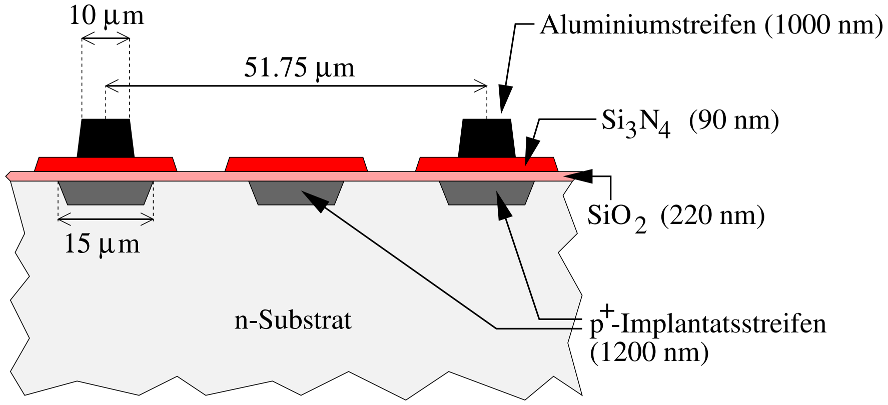

Abbildung 3.3: Oberflächenstrukturierung der p-Seite der Siliziumstreifenzähler für HERA-B. In der Zeichnung ist die Schichtdicke der Strukturen in Klammern hinter der Bezeichnung angegeben. Zahlenwerte nach Ref. [92, 95].

Möglichkeiten, diese Implantation zu realisieren, kommen bei den Zählern für HERA-B zum Einsatz:

1. **Die p-Stopp-Implantation:** Die Grundidee der p-Stopp-Lösung besteht darin, zwischen zwei n^+-Streifen einen p-Implantatsstreifen zu platzieren. Auf Grund des engen Streifenabstands auf den HERA-B-Zählern ist nicht genug Platz vorhanden, um jeden Streifen mit einer separaten p-Implantation — einer sogenannten Atollimplantation — zu umgeben. Deshalb wurde eine andere Variante der p-Stopp-Lösung realisiert, die in Abb. 3.4a und Abb.3.4b schematisch gezeigt wird. Die p-Implantation ist kein geschlossener Ring, sondern besteht aus einem p-Streifen, der die n^+-Streifen separiert und der an einem Ende von einem Haken abgeschlossen wird [92, 93]. Am anderen Ende, wo die Kontaktfelder für die Mikroschweißdrähte zur Anbindung des Zählers an die Auslesebausteine liegen, wird die p-Stopp-Implantation von einer Kammstruktur abgeschlossen. Zwischen den n^+-Streifen besteht nur noch eine hochohmige Verbindung über einen schmalen Kanal. Dies ist zur Isolation der Streifen ausreichend. Wären die p-Stopp-Implantationen alle miteinander verbunden, so wäre zwar die Isolation der n^+-Streifen noch besser, aber ein einziger Fehler in diesem globalen p-Stopp wirkte sich auf den ganzen Detektor aus. Deshalb müssen die p-Stopp-Implantationen der einzelnen Streifen voneinander getrennt sein.

2. **Die p-Spray-Implantation:** Auf der ganzen n-Seite wird eine gleichförmige p-Implantation aufgebracht, deren Dotierungsdichte allerdings geringer ist als bei einer p-Stopp-Implantation. Die p-Spray-Lösung hat gegenüber der p-Stopp-Lösung den Vorteil, dass die Detektoren strahlungsresistenter sind, da geringere interne Felder auftreten [94], und dass weniger Masken für die Implantationen benötigt werden. Allerdings beherrschen nicht alle Zulieferer die p-Spray-Technologie, denn der Dotierungsprozess muss sehr genau kontrolliert werden [94]. Das ist der Grund, warum bei HERA-B beide Lösungen verwendet werden.

   Für HERA-B wurden Detektoren in einer moderierten p-Spray-Technik produziert.

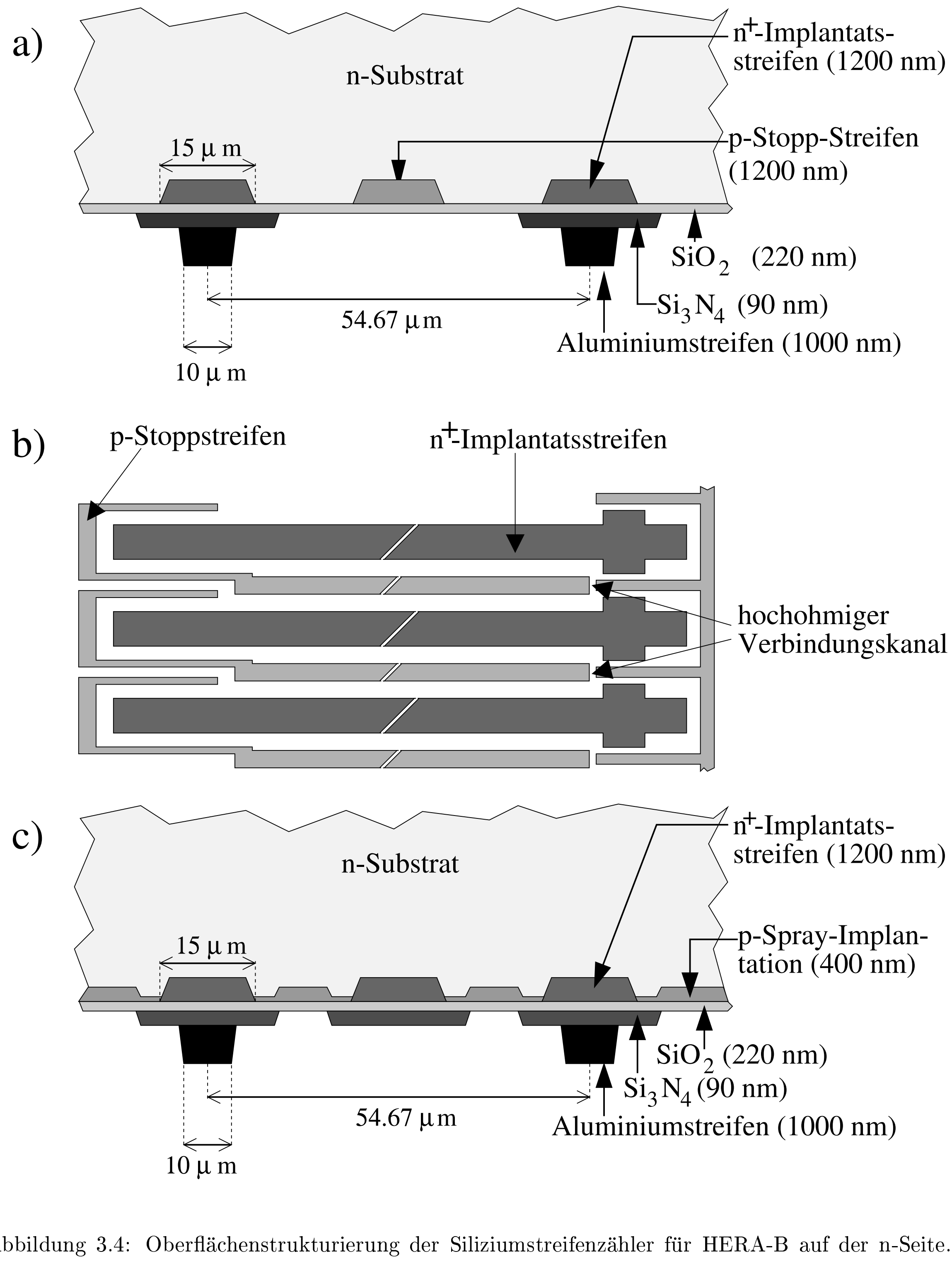

Abbildung 3.4: Oberflächenstrukturierung der Siliziumstreifenzähler für HERA-B auf der n-Seite. a) Querschnitt und b) Aufsicht der n-Seite eines Detektors mit p-Stopp-Implantation. c) Querschnitt der n-Seite mit moderierter p-Spray-Implantation. In den Zeichnungen ist die Schichtdicke der Strukturen in Klammern hinter der Bezeichnung angegeben. Zahlenwerte nach Ref. [92, 95].

Die Implantation ist in diesem Fall nicht gleichförmig, sondern wird in der Nähe der n^+-Streifen dünner. Technisch wird dies realisiert, indem der p-Implantationsschritt nach der Strukturierung der Nitridschicht, die zunächst gleichmäßig aufgebracht wird, vorgenommen wird. Die Implantationen müssen im Bereich der Nitridstreifen eine größere Schichtdicke durchqueren und dringen daher weniger tief in das Substrat ein [92]. Durch die moderierte p-Spray-Technik werden die internen Felder gegenüber der unmoderierten Variante weiter herabgesetzt und die Detektoren sind strahlungsresistenter [92, 95]. Abb. 3.4c zeigt die Schemazeichnung einer mit moderierter p-Spray-Implantation versehenen n-Seite.

Spannungszufuhr

Um eine gleichmäßige Feldverteilung im Detektor zu erreichen, ist es erforderlich, dass alle Implantatsstreifen einer Seite auf gleichem Potential liegen. Da die Streifen kapazitiv an den Vorverstärker gekoppelt sind, werden sie durch die Elektronik nicht auf ein definiertes Potential gelegt. Die Spannungsversorgung der Streifen erfolgt daher über separate Strukturen. Zwei verschiedene Technologien wurden erprobt: zum einen die *Punch-Through-Technologie* [96] und zum anderen die Spannungsversorgung über *Polysiliziumwiderstände.*

Abb. 3.5a illustriert den Punch-Through-Effekt auf der p-Seite des Detektors. Strahltests haben gezeigt, dass die Punch-Through-Technologie für HERA-B ungeeignet ist, da nach Bestrahlung das *1/f-Rauschen* zu stark steigt [87, 98]. Dies wird durch folgenden Mechanismus erklärt: Jeder Implantatsstreifen führt einen Teil des Volumengenerationsstroms. Elektronen und Löcher werden an den Streifen gesammelt und fließen über den Punch-Through-Kanal auf den Spannungsring. Der Widerstand zwischen Detektorstreifen und Spannungsring ist dynamisch und von der Potentialtiefe in diesem Bereich abhängig. Durch die Bestrahlung entstehen Störstellen, die freie Ladungsträger einfangen. Dadurch ändert sich die Potentialtiefe, der dynamische Widerstand und schließlich der Entladestrom vom Implantatsstreifen zum Spannungsring. Wird ein eingefangener Ladungsträger wieder freigegeben, so ändert sich der Stromfluss erneut. Einfang und Freigabe der Ladungsträger an den *Fehlstellen* sind statistische Prozesse und erhöhen das Rauschen des Detektors.

HERA-B hat sich für die Verwendung von Polysiliziumwiderständen zur Spannungsversorgung der Detektorstreifen entschieden. Diese Widerstände haben einen definierten Ohmschen Widerstand und das zusätzliche 1/f-Rauschen tritt nicht auf. Abb. 3.5b zeigt schematisch die Spannungsversorgung mit einem Polysiliziumwiderstand, der aus polykristallinem Silizium besteht.

Die Schutzringstruktur

In HERA-B werden die Detektoren wegen der $1/R_\perp^2$-Abhängigkeit des Teilchenflusses stark ungleichmässig geschädigt. Da der gesamte Detektor vollständig von freien Ladungsträgern verarmt sein soll, wird die Betriebsspannung U_B durch die volle Verarmungsspannung U_{vvs} in der am stärksten geschädigten, strahlnahen Region bestimmt. Es ist vorgesehen, die Detektoren mit Spannungen bis zu 500 V zu betreiben. Um unkontrollierte Ströme über den Rand des Detektors zu verhindern, ist das aktive Gebiet der

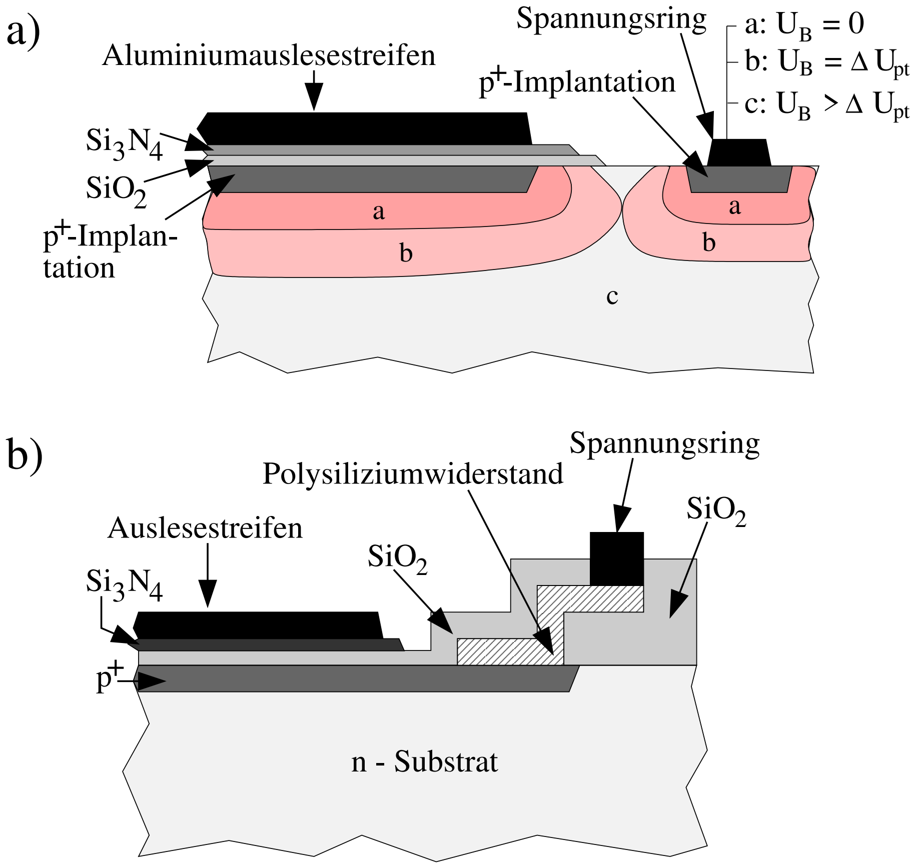

Abbildung 3.5: Methoden der Spannungszuführung auf der p-Seite des Detektors. a) Spannungszuführung mit Hilfe des Punch-Through-Effekts: Die Betriebsspannung wird an einen Spannungsring angelegt, der den aktiven Bereich mit den Streifen umgibt. Nach Überschreiten der Punch-Through-Spannung ΔU_{pt} ist der Bereich zwischen Spannungsring und Implantatsstreifen verarmt. Die Detektorstreifen liegen auf dem Potential $U_B - \Delta U_{pt}$. b) Über einen Polysiliziumwiderstand. Zeichnungen nach Ref. [97]. Auf der n-Seite erfolgt die Spannungszufuhr mit einem Polysiliziumwiderstand analog zur p-Seite. Statt der p^+-Streifen werden lediglich die n^+-Streifen kontaktiert.

Streifenzähler mit 20 Schutzringen umgeben, die einen definierten, stufenweisen Abfall des Potentials vom Spannungsring zur Detektorkante hin bewirken. In Abb. 3.6 ist ein Ausschnitt aus der Entwurfszeichnung der Siliziumstreifenzähler dargestellt.

Der Stereowinkel

In Abb. 3.6 wird deutlich, dass die Streifen schräg zur Detektorkante verlaufen. Der Drehwinkel der Streifen beträgt 2.5°. Stellt man zwei Detektoren mit den Rückseiten zueinander auf, so erhält man einen Stereowinkel von 5° zwischen den Streifen der beiden n- bzw. p-Seiten. Dies dient zum Auffinden der richtigen Kombination der gemessenen Koordinaten: Treten n Teilchen während eines RF-Zeitfensters durch einen Siliziumstreifenzähler, so gibt es n^2 Möglichkeiten, die Treffer auf der Vorder- und Rückseite eines Zählers miteinander zu kombinieren. Falsche Kombinationen werden als *Geistertreffer* bezeichnet. In Abb. 3.7 ist am Beispiel von drei Teilchendurchgängen dargestellt, wie

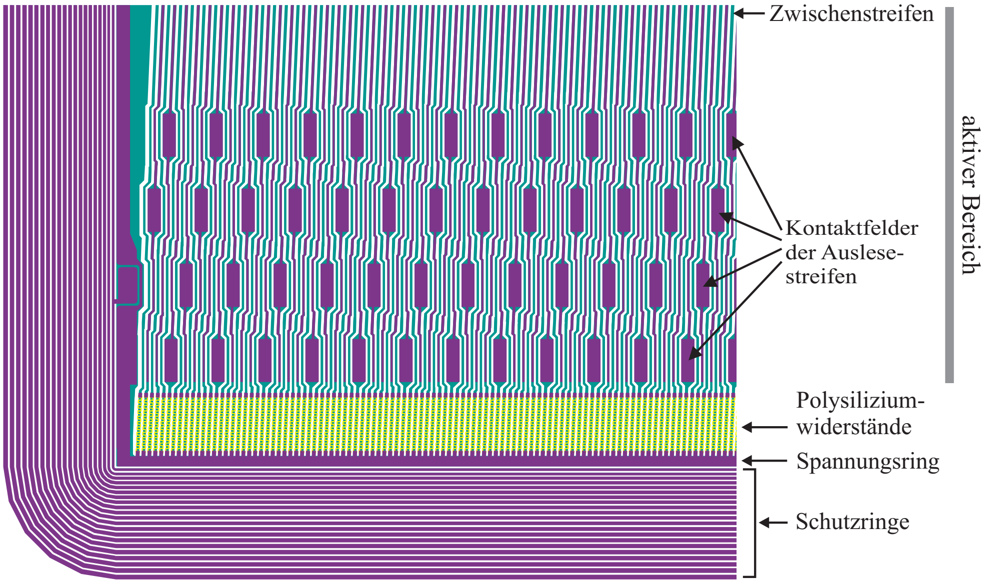

Abbildung 3.6: Ausschnitt aus der Entwurfszeichnung der Siliziumstreifenzähler (n-Seite). Zwanzig Schutzringe umgeben den aktiven Bereich des Detektors. Innen folgt auf die Schutzringe der breite Spannungsring, von dem die Polysiliziumwiderstände abgehen. Die metallisierten Auslesestreifen sind etwas dunkler als die Zwischenstreifen eingezeichnet. Die Auslesestreifen besitzen breite Kontaktfelder für die Mikroschweißdrähte. Aus Platzgründen sind die Kontaktfelder in vier Reihen angeordnet.

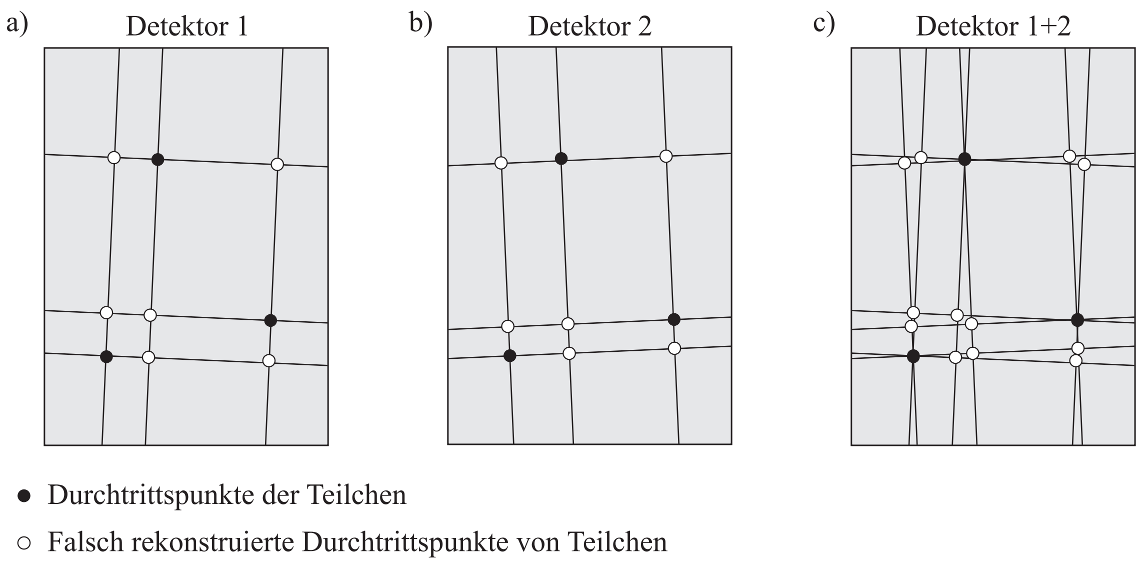

Abbildung 3.7: Unterdrückung von Geistertreffern mit Hilfe des Stereowinkels. In der Abbildung haben drei Teilchen die zwei Streifenzähler, die mit den Rückseiten zueinander positioniert sind, passiert. Die Streifen auf den beiden n-Seiten und den beiden p-Seiten haben jeweils einen Stereowinkel von 5° zueinander. Auf jeder Detektorseite wird eine Koordinate gemessen. Für einen Detektor ergeben sich somit neun mögliche Durchstoßpunkte. Durch Kombination der Information aus beiden Detektoren können die echten Treffer identifiziert werden. Die richtigen Punkte koinzidieren. Zeichnung aus Ref. [108].

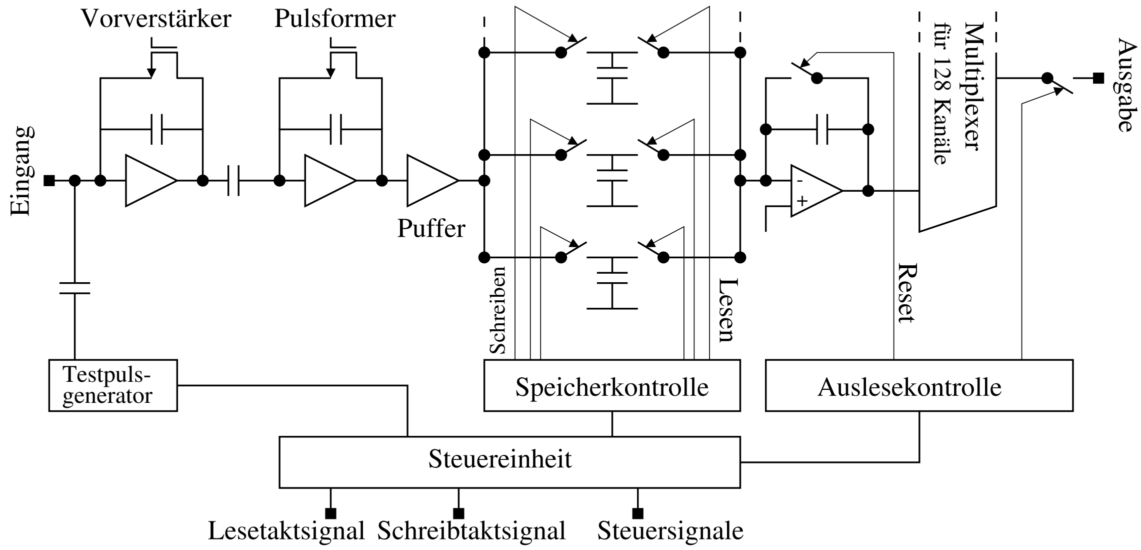

Abbildung 3.8: Schematische Zeichnung des Vorverstärkerbausteins HELIX. Einer der 128 Auslesekanäle und die Steuerelektronik sind dargestellt. Drei der 141 Zellen des Ereignisspeichers sind eingezeichnet. Die Zeichnung wurde gemäß Ref. [99] angefertigt.

mit Hilfe der Stereostellung der Detektoren Geistertreffer unterdrückt werden. Der Ausschluss von Geistertreffern von der Spurrekonstruktion ist deshalb von großer Bedeutung, weil der Vertexdetektor eine unabhängige Mustererkennung und Spurfindung leisten soll.

3.6 Der Auslesebaustein HELIX

Die Auslese der Streifendetektoren erfolgt mit dem Vorverstärkerbaustein HELIX [99], der mit einem Ereignisspeicher und einem Multiplexer ausgestattet ist. Der HELIX besitzt 128 Auslesekanäle. Für jeden Kanal stehen 141 Speicherzellen zur Verfügung. Abb. 3.8 zeigt eine schematische Zeichnung des HELIX-Auslesebausteins. Die Datennahmefrequenz wird in HERA-B gleich der Betriebsfrequenz des Protonenrings gewählt: 10.42 MHz. Die Speicherzellen werden mit dieser Frequenz zyklisch nacheinander mit dem Puffer am Ausgang der Vorverstärker- und Pulsformerstufe verbunden.

Über die Steuerleitungen wird das Signal der ersten Filterstufe eingespeist. Bei Eingang eines Filtersignals markiert die Steuereinheit jene Speicherzelle, die im Zyklus um eine festgelegte Anzahl von Zellen, die sogenannte *Latenz*, vor der Speicherzelle liegt, die aktuell mit dem Puffer verbunden ist. Die Latenz wird vor Beginn der Datennahme über die Steuerleitungen in ein Register der Steuereinheit geladen. Typischerweise liegt die Latenz bei 125 Zellen. Damit erfüllt der Vertexdetektor die Anforderung, der ersten Filterstufe 12 μs Zeit zur Entscheidung zu geben.

Bis zu acht Zellen können gleichzeitig als Treffer markiert sein. Die als getroffen markierten Zellen werden im nächsten Durchlauf der Datennahme übersprungen und nicht überschrieben, bis sie ausgelesen wurden. Bei einer Eingangsrate von 50 kHz für die zweite Filterstufe erhält der Vertexdetektor im Mittel alle 20 μs ein Filtersignal. Mit einer Auslesezeit von 15 μs und einem Ereignispuffer von acht Speicherzellen kommt der

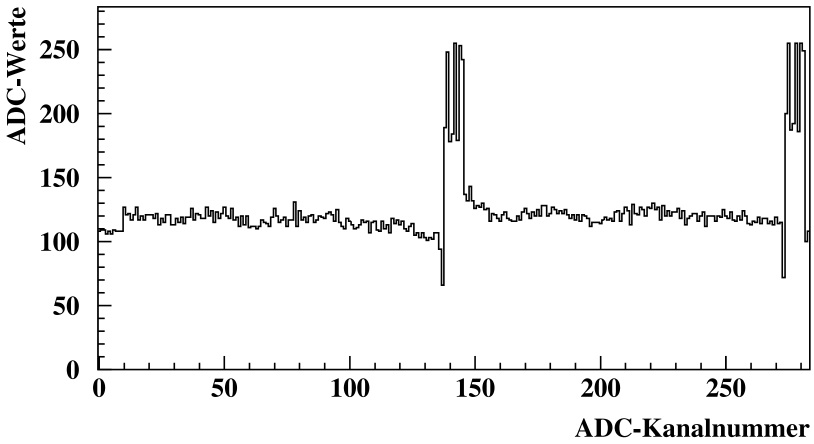

Abbildung 3.9: Analoge Rohdaten auf einer Ausleseleitung. Die Ausgabe von zwei HELIX-Bausteinen wird nacheinander auf eine Signalleitung gelegt. Die Analogdaten des ersten HELIX beginnen mit einer kleinen Stufe bei ADC-Kanalnummer 10 und enden bei 137. Es folgen die acht Bit der Zellennummer. Ab ADC-Kanal 146 beginnen die Daten des zweiten HELIX-Bausteins.

Vertexdetektor der geforderten totzeitlosen Auslese hinreichend nahe.

Die Anstiegszeit des Signals kann beim HELIX-Baustein zwischen 50 und 70 ns eingestellt werden. Die Abfallszeit liegt in der gleichen Größenordnung. Die Forderung, ein schnelles Signal innerhalb eines RF-Zeitfensters von 96.06 ns zu liefern, wird somit erfüllt.

Die 128 Kanäle des HELIX werden mit Hilfe eines Multiplexers sequentiell ausgegeben. Der HELIX-Baustein besitzt zusätzlich zu den 128 Signalkanälen noch einen Leerkanal, dessen Pulshöhe auf einem dem HELIX nachgeordneten Bauteil der Auslesekette, dem sogenannten Minicrate, von der Pulshöhe der Signalkanäle abgezogen wird. Auf diese Weise werden kohärente Schwankungen der Grundlinie, die allen Kanälen gemeinsam sind, korrigiert. Nach Ausgabe der Analogdaten wird die Nummer der ausgelesenen Zelle auf die Ausgabeleitung gelegt, und zwar digital kodiert als Acht-Bit-Zahl. Um Signalleitungen zu sparen, werden zwei HELIX-Bausteine nacheinander über die gleiche Signalleitung ausgelesen. Dies nennt man *Daisy-Chaining*. Abb. 3.9 zeigt die Rohdaten zweier HELIX-Bausteine auf einer Ausleseleitung. Um einen doppelseitigen Detektor auszulesen, werden insgesamt 18 HELIX-Bausteine benötigt, zehn auf der n- und acht auf der p-Seite. Die Daten werden auf neun Signalleitungen ausgegeben.

Der HELIX-Baustein ist bei weitem nicht so strahlungsresistent wie ein Siliziumzähler, sondern ist strahlungstolerant bis zu 2 kGy [99]. Deshalb können die HELIX-Bausteine nicht direkt an der Außenkante der Siliziumdetektoren platziert werden, sondern müssen 10 cm entfernt vom Strahl positioniert werden. Die Strahlendosis der Verstärkerbausteine ist deshalb gegenüber der maximalen Dosis des Detektors, welche 100 kGy beträgt, um einen Faktor 100 — gemäß (3.1) sinkt die Flussdichte mit $1/R_\perp^2$ — reduziert. Zur Verbindung von Detektor und Elektronik dient ein *Verdrahtungsträger*, dessen Leiterbahnen auf der p-Seite bis zu 16 cm lang sind. Die Detektorstreifen, die Leitungen auf dem Verdrahtungsträger und die Auslesekanäle auf dem HELIX-Baustein werden jeweils über Mikroschweißdrähte miteinander verbunden.

3.7 Der Aufbau des Vertexdetektorsystems

Die Siliziumstreifenzähler des Vertexdetektors befinden sich in verfahrbaren Töpfen, welche in einen 2.20 m langen Vakuumtank aus Edelstahl eingebaut werden. Der Protonenstrahl wird durch den Tank, in welchem das *primäre Vakuum* des HERA-Rings von unter 10^{-8} mbar herrscht, hindurchgeführt. Eine solche Anordnung bezeichnet man als *Roman-Pot-System*. Abb 3.10 zeigt den Vakuumtank des Vertexdetektors im Querschnitt. Innerhalb des Vakuumtanks befinden sich sieben Lagen von Siliziumstreifenzählern. Diese Detektorlagen werden auch als *Superlagen (SL)* bezeichnet.

Der Aufbau des Vertexsystems erfüllt vier wichtige Anforderungen aus Abschnitt 3.2:

1. Die Streifenzähler können so an den Strahl herangefahren werden, dass sich der aktive Bereich im Abstand von 10 mm zum Strahl befindet. Auf diese Weise wird der Winkelbereich von 10 bis 250 mrad abgedeckt.

2. Während der Injektion können die Töpfe mit den Zählern auf bis zu 35 mm Abstand vom Strahl zurückgezogen werden. Im Normalbetrieb reicht es jedoch aus, die Töpfe auf einen Abstand von 22 mm vom Strahl zurückzunehmen, um eine ausreichende freie Apertur für die Maschine während der Injektionsphase zu schaffen.

3. Da im HERA-B Experiment sehr viele Spuren unter kleinen Winkeln zur Strahlachse auftreten, dient ein Roman-Pot-System im Vergleich zu einem Standardstrahlrohr der Minimierung der Materialmenge, die ein Teilchen durchqueren muss, bevor es den ersten Messpunkt in einem der Detektoren hinterlässt. Abb. 3.11 zeigt schematisch einen Vergleich zwischen einem Aufbau mit einem Standardstrahlrohr und einem Roman-Pot-System.

4. Alle Spuren innerhalb der Akzeptanz durchqueren mindestens drei Superlagen mit insgesamt sechs Siliziumstreifenzählern. Für die Rekonstruktion jeder Spur stehen somit 12 Koordinaten zur Verfügung.

Die Siliziumstreifenzähler sind von 150 μm dünnen Aluminiumkappen umgeben, die durch elektrolytische Abscheidung auf einem Formstück hergestellt werden. Die Kappen schirmen die Siliziumzähler gegen die Spiegelströme des Protonenstrahls ab und trennen sie vom primären Vakuum im Tank. Die Dicke der Kappen ist allerdings zu gering, als dass sie dem Atmosphärendruck standhalten könnten. Daher müssen die Streifenzähler ebenfalls im Vakuum, dem *sekundären Vakuum*, betrieben werden. Ein Druck von 10^{-6} mbar wird erreicht.

Um die Strahlstabilität beim Durchgang des Protonenstrahls durch den Vakuumtank zu gewährleisten, wurden vier 5 μm dicke Stahlbänder angebracht, die den Protonenstrahl gegen den Vakuumtank, der als Hohlraumresonator wirkt, abschirmen [103]. In den Jahren 1997 und 1998 konnte gezeigt werden, dass dieser Aufbau die Anforderungen an das Vertexsystem bezüglich der Strahlstabilitätt erfüllt.

Die Töpfe des Vertexdetektors können zusätzlich in transversaler Richtung zum Strahl um ± 25 mm bezogen auf ihre Zentralposition verfahren werden. Die transversale Stellung der Töpfe wird regelmäßig im Abstand einiger Wochen zwischen zwei Standardpositionen gewechselt. Abb. 3.12 illustriert die beiden Stellungen. Die Strahlendosis wird auf

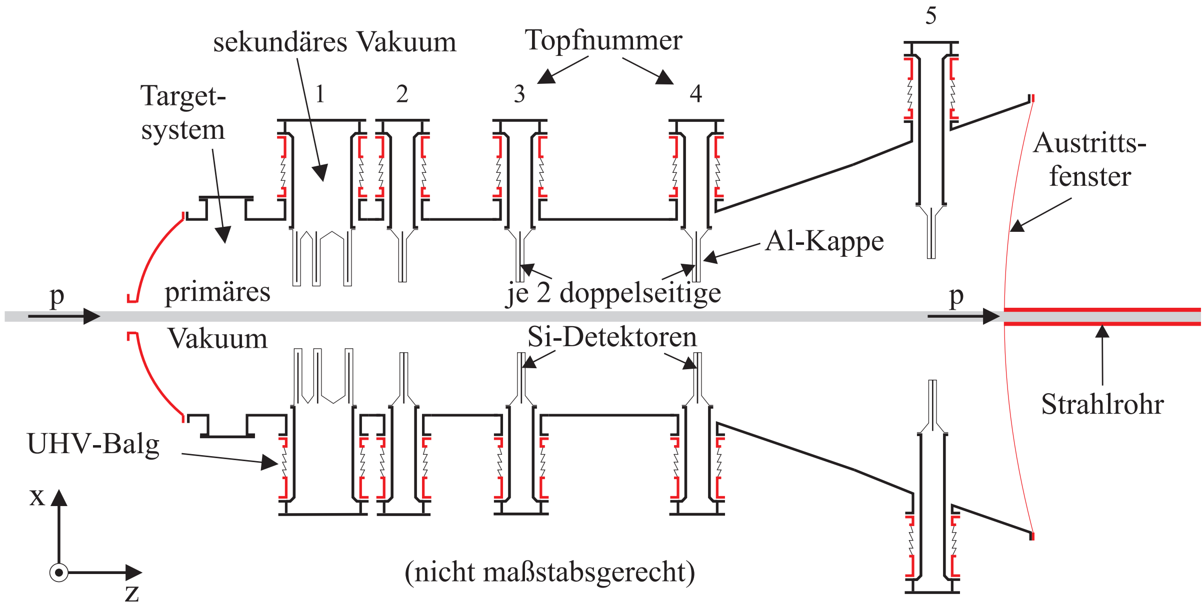

Abbildung 3.10: Schematische Zeichnung des Vertexdetektortanks. Im vorderen Bereich des Tanks befindet sich das Targetsystem. Die am Drahttarget produzierten Teilchen oder deren Zerfallsprodukte verlassen den Vakuumtank durch ein Austrittsfenster. Die Töpfe sind in vier Quadranten und fünf Stationen angeordnet. Die Töpfe der ersten Station beinhalten je drei Paare von Siliziumstreifenzählern. Die anderen Töpfe besitzen nur ein Paar. Bis zum vierten Topf ist der Vakuumtank zylinderförmig und läuft dann trichterförmig auseinander. Der Protonenstrahl durchläuft den Vakuumtank und wird an dessen Ende wieder in ein Strahlrohr eingekoppelt.

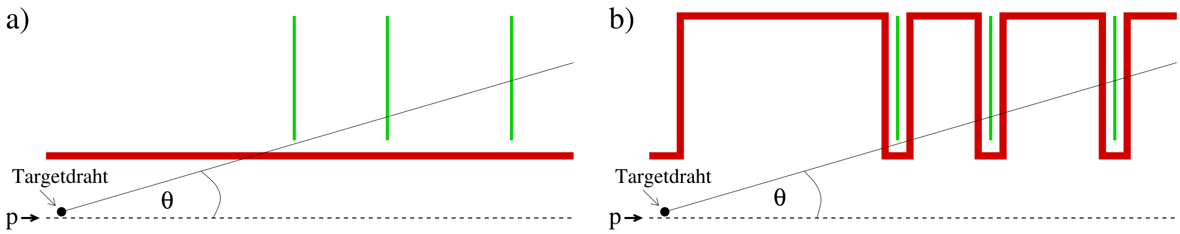

Abbildung 3.11: Schematischer Vergleich zwischen a) einem Standardstrahlrohr und b) einem Roman-Pot-System. In beiden Fällen ist die Spur eines Teilchens angegeben, die unter dem Winkel θ zur Strahlachse verläuft. Es sind jeweils die sensitiven Volumina dreier Detektoren eingezeichnet. Ist die Dicke des Strahlrohrs b, so durchdringt ein Teilchen, das unter dem Winkel θ zur Strahlachse vom Target austritt, eine Schichtdicke von $x_s = b/\sin\theta$. Ist die Dicke der Trennwand des Roman-Pot-Systems ebenfalls b, so durchquert ein Teilchen die Schichtdicke $x_1 = b/\cos\theta$. Da das sensitive Volumen der Detektoren nicht direkt an der radialen Innenkante der Töpfe beginnt, kommt es häufig vor, dass Teilchen einen Topf in der Spitze durchqueren und erst im dahinter liegenden Detektor den ersten Messpunkt hinterlassen, wie in b.) gezeigt. In diesem Fall durchquert ein Teilchen drei Trennwände und somit die Schichtdicke $x_3 = 3b/\cos\theta$. Bei einem typischen Wert von $\theta = 50\,\text{mrad}$ und $b = 150\,\mu\text{m}$ ergeben sich die Werte: $x_s = 3001\,\mu\text{m}$ und $x_3 = 450.6\,\mu\text{m}$. Für die Impaktparameterauflösung ergibt sich in diesem Beispiel eine Verbesserung durch Verwendung eines Roman-Pot-Systems um den Faktor $\sqrt{3001/450.6} = 2.58$.

diese Weise besser über die Siliziumdetektoren verteilt, sodass die Strahlenschäden geringer ausfallen. Insofern ist die transversale Verschiebbarkeit der Detektoren ein wichtiger Beitrag, um die Forderung nach einer Lebensdauer der Detektoren von einem Jahr zu erfüllen.

Die Position der Töpfe wird mit elektronisch auslesbaren Messstäben überwacht. Als zusätzliche Referenz dient ein Lasersystem. Die genaue Alignierung der Siliziumdetektoren erfolgt mit Hilfe von Teilchenspuren.

3.8 Die Detektormodule des Vertexdetektors

Die Siliziumstreifenzähler werden auf eine Trägerplatte aus Kohlefaser geklebt und über einen Verdrahtungsträger mit den Auslesebausteinen verbunden. Zusammen bilden die Bauteile ein *Detektormodul*. In Abb. 3.13 ist ein Modul schematisch gezeichnet. Zwei Module werden auf einen gemeinsamen Kühlblock montiert und bilden ein *Doppelmodul*, mit dem eine Messstation des Vertexdetektors ausgerüstet wird. Die Messstationen sind auf sieben Superlagen innerhalb des Vertextanks aufgeteilt, siehe Abb. 3.10. Um den unterschiedlichen Akzeptanzbereichen der verschiedenen Detektorlagen gerecht zu werden, müssen verschiedene Module gebaut werden, die sich im Wesentlichen in der Länge und im Material der Trägerstrukturen unterscheiden. In den ersten drei Superlagen, siehe Abb. 3.10, befindet sich die Elektronik nicht in der Akzeptanz. Deshalb wird der Detektor auf eine kurze Kohlefasergabel geklebt. Als Halterung für diese Gabel und die Elektronik dient ein Aluminiumträger mit drei Lamellen. Dieser Träger ist aus einem Stück drahterodiert, um die Wärmeleitung zu verbessern. In den Superlagen vier, fünf und sechs-vertikal werden Kohlefaserplatten als Träger verwendet, weil diese Module in der Akzeptanz des Detektors stehen und die Materialmenge minimiert werden muss.

Die Wärmeleitfähigkeit der Trägerplatten ist von großer Bedeutung, weil die Siliziumdetektoren im Vakuum betrieben werden und deshalb durch die Trägerstrukturen hindurch gekühlt werden müssen. Da die Module der Superlagen sechs-horizontal und sieben sehr lang sind, kommen Trägerplatten aus TPG[4] wegen der höheren Wärmeleitfähigkeit dieses Materials zum Einsatz. Eine TPG-Platte besteht aus einem Graphitkern mit einer Kohlefaserummantelung und besitzt einen Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten von $\lambda = 1300\,\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$ [101], während für eine Kohlefaserplatte $\lambda = 435\,\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$ gilt [100].

Die Siliziumstreifenzähler werden mit einem Silikonkleber auf die Trägerplatten geklebt. Beim Bau von Prototypmodulen zeigte sich, dass der Detekorsperrstrom bei Verwendung der üblichen Kleber auf Epoxidbasis stark ansteigt [102]. Der Grund dafür liegt in mechanischen Verspannungen, die beim Aushärten der Epoxidkleber auftreten. Durch Verwendung des elastischen Silikonklebers werden diese Spannungen vermieden. Obwohl der Silikonkleber ein Isolator ist, wird zur Sicherheit vor dem Aufbringen des Detektors eine 20 μm dünne Kaptonfolie auf die Trägerplatte geklebt.

Die Auslesestreifen des Detektors werden über einen Verdrahtungsträger mit den HELIX-Bausteinen verbunden. Die Länge des Verdrahtungsträgers wird durch die Anforderung, die Elektronik in einem Mindestabstand von 100 mm vom Strahl zu positionieren, vorgegeben. Der Verdrahtungsträger dient außerdem dazu, den Streifenabstand auf dem

[4] TPG = Thermal Pyrolithic Graphite.

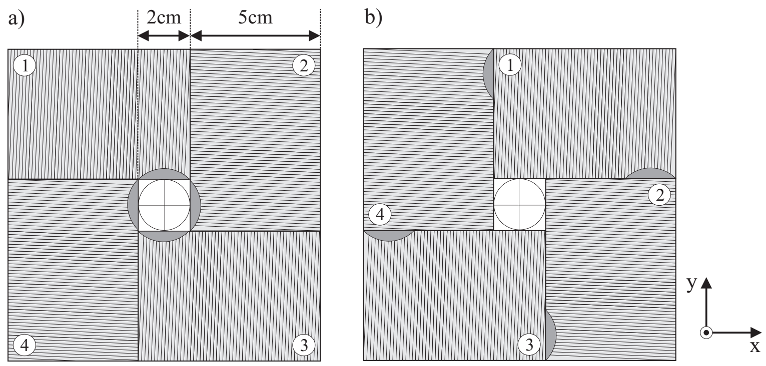

Abbildung 3.12: Transversale Stellungen der Streifenzähler zum Strahl. Zwischen den beiden Konfigurationen wird regelmäßig gewechselt, um die Strahlendosis besser über den Detektor zu verteilen.

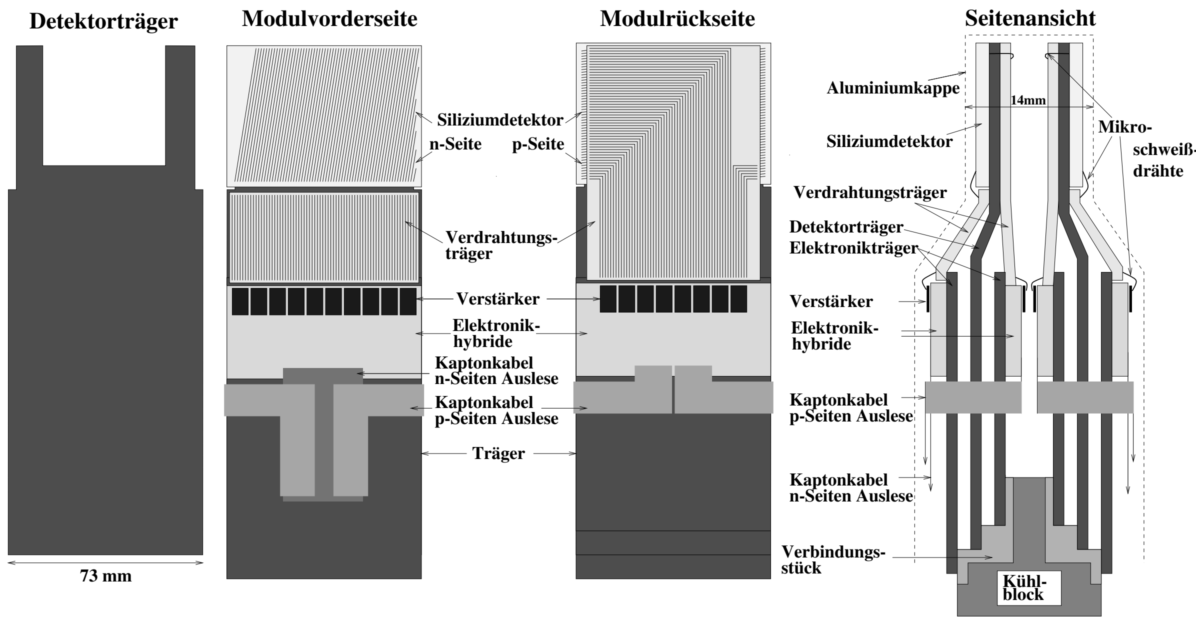

Abbildung 3.13: Aufbau eines Moduls des Siliziumvertexdetektors. Das dargestellte Modul ist für die Superlagen fünf und sechs-vertikal vorgesehen. Ganz links ist der Detektorträger aus Kohlefaser abgebildet. Im vorderen Bereich ist der Träger gabelförmig ausgeschnitten, um die Materialmenge in der Akzeptanz zu minimieren. In der Mitte der Zeichnung ist jeweils die Aufsicht auf die Modulvorderseite bzw. die Modulrückseite gezeigt. Vorne auf die Detektorgabel wird der Siliziumstreifendetektor aufgeklebt. Auf der Rückseite wird der Detektor fast vollständig vom Verdrahtungsträger abgedeckt. Die Auslesebausteine werden auf einen Hybridträger aufgeklebt, der die Verteilung der Steuersignale und Versorgungsspannungen an die einzelnen HELIX-Bausteine übernimmt. Die Elektronikhybride sind über Kaptonkabel mit der Auslesekette verbunden. Die Wärmeentwicklung der Elektronik ist sehr groß: 2–3 mW pro Kanal [100]. Das sind rund 9–14 W pro Doppelmodul. Da sich die gesamte Anordnung im Vakuum befindet, muss über die Trägerstrukturen gekühlt werden. Um den Detektor nicht durch die Elektronik aufzuheizen, werden die Elektronikhybride und der Siliziumdetektor auf separate Trägerplatten montiert. Dies ist in der Seitenansicht ganz rechts dargestellt. Die drei Trägerplatten werden durch ein Verbindungsstück aus Aluminium zusammengehalten. Zwei solcher Module werden an einen Kühlblock angeschlossen und bilden ein Doppelmodul.

Bauteil	Material	X_0	Ref.	Dicke d	d/X_0
Kappe	Aluminium	8.9 cm	[16]	150 μm	0.17%
Detektor	Silizium	9.36 cm	[16]	280 μm	0.30%
Trägerplatte für den Detektor	Kohlefaser-Epoxyd-Platte K1100X	26 cm	[100]		
	für SL1–SL4			600 μm	0.23%
	für SL5/SL6v			700 μm	0.27%
	TPG-Platte	19 cm	[98]		
	für SL6h/SL7v			700 μm	0.37%
	für SL7h			1100 μm	0.58%
Verdrahtungsträger	Kapton	28.6 cm	[16]	420 μm	0.15%
	Kupfer	1.46 cm	[16]	8 μm	0.06%

Tabelle 3.2: Strahlungslänge X_0 und Dicke d der Materialien eines Doppelmoduls im aktiven Bereich des Siliziumstreifenzählers.

Detektor (54.67 μm bzw. 51.75 μm) an den Abstand der Kontaktfelder auf den HELIX-Bausteinen (41.4 μm) anzupassen. Die Verbindung der Detektorstreifen zu den Leiterbahnen auf dem Verdrahtungsträger und die Verbindung von den Leiterbahnen zu den Kontaktfeldern auf den Auslesebausteinen wird durch Mikroschweißdrähte hergestellt, die mit Ultraschall aufgebracht werden.

Die Leiterbahnen auf dem Verdrahtungsträger sind aus Kupfer und besitzen eine Dicke von 7 μm auf der p- und 8 μm auf der n-Seite. Das Basismaterial der Verdrahtungsträger besteht aus einer Kaptonfolie, um eine flexible Anbindung zwischen Detektor und Elektronik zu ermöglichen. Auf der Folie befinden sich die Leiterbahnen beidseitig im Abstand von 200 μm, wobei die Streifen auf beiden Seiten um 100 μm versetzt sind. Ein effektiver Streifenabstand von rund 50 μm wird erreicht, indem zwei Folien um 50 μm versetzt übereinander geklebt werden. Dazwischen befindet sich eine Isolationsschicht.

3.8.1 Die Materialbilanz eines Doppelmoduls

Beim Entwurf der Detektormodule wurde großer Wert darauf gelegt, die Materialmenge in der Akzeptanz gering zu halten, um die Vielfachstreuung zu minimieren. Tabelle 3.2 gibt die Strahlungslänge X_0 und die Dicke d der verwendeten Materialien an. Für die Strahlungslänge eines Doppelmoduls ergeben sich folgende Zahlen:

1. Für eine Spur, die nicht durch die Detektorträger geht: 1.36% X_0.

2. Für eine Spur, die die Detektorträger durchquert: 1.82% X_0 für SL1–SL4, 1.90% X_0 für SL5/SL6v, 2.13% X_0 für SL6h/SL7v und 2.52% X_0 für SL7h.

3.8.2 Impaktparameterauflösung

Der Vertexdetektor hat die Aufgabe, Spuren mit hoher Präzision in den Bereich vor den ersten Messpunkt zu extrapolieren. Spuren, die von der gleichen Wechselwirkung am Targetdraht stammen oder vom Zerfall eines Teilchens herrühren, bilden einen Vertex. Tatsächlich ist die Spurfindung niemals perfekt und die Spuren besitzen einen Abstand vom Vertex. Den Abstand einer Spur vom Vertex bezeichnet man als *Impaktparameter*. Die Standardabweichung der Verteilung der Impaktparameter heißt *Impaktparameterauflösung* σ_{imp} und setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: der intrinsischen Detektorauflösung σ_{int} und einer Komponente σ_{vs}, die den Einfluss der Vielfachstreuung wiedergibt. Beide addieren sich quadratisch zu σ_{imp} [44]:

$$\sigma_{imp}^2 = \sigma_{int}^2 + \sigma_{vs}^2 \; . \tag{3.8}$$

Die intrinsische Auflösung hängt vom Abstand h der Auslesestreifen auf dem Detektor ab. Auf der n-Seite ist $h_n = 54.67\,\mu$m, auf der p-Seite gilt $h_p = 51.75\,\mu$m. Für eine digitale Auslese des Detektors ergäbe sich $\sigma_{int} = h/\sqrt{12} \simeq 16\,\mu$m auf der n-Seite und $15\,\mu$m auf der p-Seite. Weil die Streifenzähler jedoch analog ausgelesen werden, ist die Auflösung deutlich besser. Für die folgenden Betrachtungen wird die konservative Annahme von $\sigma_{int} \approx 10\,\mu$m gemacht.

Unter Vielfachstreuung versteht man die wiederholte elastische Coulombstreuung an den Kernen und Elektronen des Detektormaterials [71]. Bei Hadronen trägt auch die starke Wechselwirkung zur Streuung bei [72]. In den allermeisten Fällen erfährt das Teilchen eine Ablenkung um einen kleinen Winkel. σ_{vs} ist durch

$$\sigma_{vs} = \theta_{vs} \cdot d \qquad \text{mit} \tag{3.9}$$

$$\theta_{vs} = \frac{13.6\,\text{MeV/c}}{\beta p} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right) \tag{3.10}$$

gegeben [72]. Dabei ist d der Abstand des ersten Messpunktes vom Vertex [44], x die Materialmenge bis zum ersten Messpunkt und p der Impuls des Teilchens. Die Formel (3.10) gilt für einfach geladene Teilchen, ansonsten muss noch die Ladungszahl z berücksichtigt werden.

Als Beispiel wird eine typische Teilchenspur in HERA-B, welche unter einem Winkel von $\vartheta = 45\,$mrad verläuft und den ersten Messpunkt in Superlage 3 erzeugt, betrachtet. Es wird ferner angenommen, dass das Teilchen die Superlage 2 im nicht-aktiven Bereich des Siliziumzählers durchquert. Die durchlaufene Materialmenge x bis zum ersten Messpunkt setzt sich daher aus folgenden Beiträgen zusammen: Der Strahlungslänge eines Doppelmoduls in Superlage 2 sowie der Strahlungslänge einer Kappenwand und des Siliziumzählers in Superlage 3. Ferner muss berücksichtigt werden, dass das Teilchen die $5\,\mu$m dünnen Bänder der Hochfrequenzabschirmung durchquert. Bei der Berechnung der Materialmenge geht der Faktor $\sin\vartheta$ ein und es ergibt sich eine durchquerte Länge von $110\,\mu$m Stahl. Somit erhält man in der Summe

$$x = (1.36\% + 0.17\% + 0.3\% + 0.63\%)\,X_0 = 2.46\%\,X_0 \; .$$

Setzt man diesen Wert in (3.10) ein, macht für hochenergetische Teilchen die Näherung $\beta = 1$ und setzt in (3.9) $d = 224\,$mm den Abstand der dritten Superlage zum Target ein, so erhält man:

$$\sigma_{vs} = \frac{1.83\,\mathrm{MeV/c}}{p} \cdot 224\,\mathrm{mm} \tag{3.11}$$

Die Vielfachstreuung dominiert die Impaktparameterauflösung bis zu dem Impuls p, für den gilt: $\sigma_{vs}(p) > \sigma_{int} \approx 10\,\mu$m. Man erhält: $p < 41\,$GeV/c.

Für die Teilchen aus der Zerfallskette $B \to J/\psi K^0_S$ mit $J/\psi \to l^+l^-$ und $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ gilt, dass der Medianwert des Impulses für die Leptonen bei 34 GeV/c liegt und für Pionen bei 15 GeV/c [44]. Die Vielfachstreuung dominiert die Auflösung in beiden Fällen. Für die angegebenen Medianwerte ergibt sich für Spuren mit einem ersten Messpunkt in der dritten Superlage:

$$\sigma_{vs,}(p = 34\,\mathrm{GeV}/c) = 12\,\mu\mathrm{m} \quad \text{und} \quad \sigma_{vs,}(p = 15\,\mathrm{GeV}/c) = 27\,\mu\mathrm{m}\ .$$

Für die Impaktparameterauflösung gilt somit:

$$\sigma_{imp}(p = 34\,\mathrm{GeV}/c) = 16\,\mu\mathrm{m} \quad \text{und} \quad \sigma_{imp}(p = 15\,\mathrm{GeV}/c) = 29\,\mu\mathrm{m}\ .$$

Die Anforderungen an die Impaktparameterauflösung werden somit vom Vertexdetektor erfüllt.

3.9 Das Auslesesystem des Vertexdetektors

In Abb. 3.14 wird eine schematische Zeichnung der Auslesekette des Vertexdetektors als Teil des allgemeinen Datennahmesystems gezeigt. Der Datennahmeprozess für das gesamte HERA-B Experiment läuft auf einem zentralen Datennahmerechner und startet für die Datennahme notwendige Prozesse auf den Rechnern der einzelnen Subdetektoren.

Im Fall des Vertexdetektors werden Programme auf jenen VME-Rechnern ausgeführt, mit denen die FED-Steuerkarten[5] [104] und die SHARC-Karten angesprochen werden können. Diese Rechner laufen unter dem Echtzeitbetriebssystem LynxOS. Die ausgeführten Programme dienen der Initialisierung des Systems. Insbesondere werden die FED-Karten über die FED-Steuerkarte und die Verteilereinheiten geladen und die HELIX-Bausteine programmiert.

Empfängt die FED-Steuerkarte ein Filtersignal vom Datennahmesystem, so leitet sie das Signal an die HELIX-Bausteine weiter, welche die um die Latenzzeit zurückliegende Speicherzelle markieren. Die von den HELIX-Bausteinen ausgegebenen Analogsignale werden in den Minicrates in optische Signale umgesetzt, um bei der langen Übertragungsstrecke vom Vakuumtank zur Elektronikhütte kein zusätzliches Rauschen aufzugreifen. In der Elektronikhütte wandeln optische Empfänger die Analogsignale wieder in elektrische um. Diese Signale werden auf die Eingänge der FED-Karten gelegt und von 8-Bit breiten Analog-Digital-Wandlern digitalisiert. Die Digitalisierung läuft so lange, wie ein Gate-Signal von einem Referenz-HELIX-Baustein aktiv gehalten wird. Das Gate-Signal wird über die FED-Steuerkarte und die Verteilereinheiten an die FED-Karten weitergegeben. Von den FEDs werden die Digitaldaten über schnelle, mit 30 MHz getaktete, Verbindungen in die Speicher der SHARC-Karten geschrieben. Diese Speicherbausteine dienen als Zwischenspeicher der zweiten Filterstufe.

[5] FED = Front End Driver.

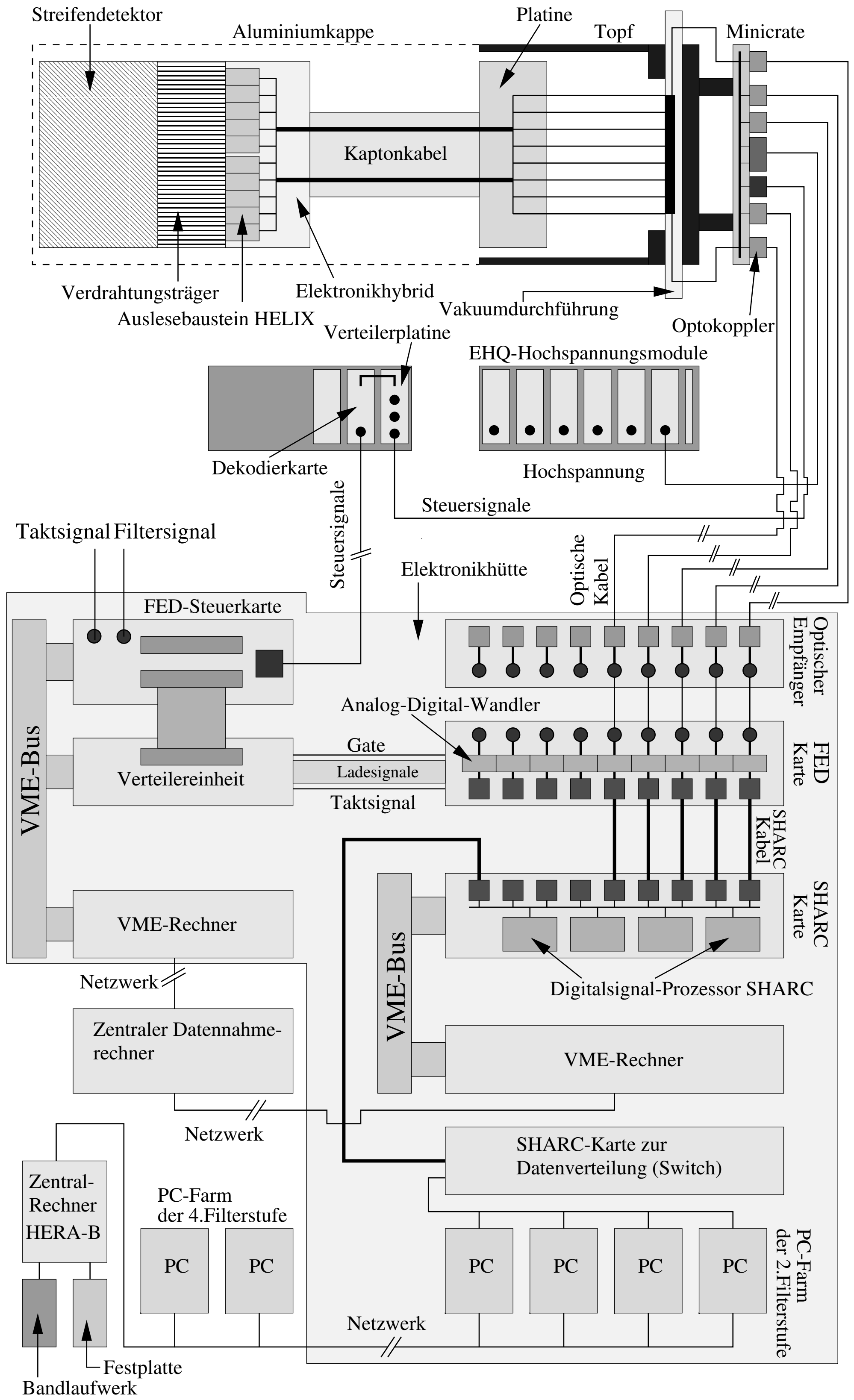

Abbildung 3.14: Schematische Zeichnung des Auslesesystems des Vertexdetektors.

Während der Inbetriebnahme des Vertexdetektors in der Datennahmeperiode 1998/99 wurde die Auslese mit 10 MHz betrieben, sodass die Auslese einer Daisy-Chain rund 30 μs dauerte. Ab Sommer 1999 läuft die Auslesekette mit einer Frequenz von 20 MHz, sodass 15 μs zur Auslese von zwei verketteten HELIX-Bausteinen ausreicht.

Aus den Messungen im Kalorimeter und dem Spursystem leitet die zweite Filterstufe Suchregionen im Vertexdetektor ab und fordert die entsprechenden Daten aus den Zwischenspeichern auf den SHARC-Karten an. Der kleinste anforderbare Suchbereich besteht aus den 128 Kanälen eines HELIX-Bausteins.

Akzeptiert die zweite Filterstufe das Ereignis, so werden die Daten des gesamten Vertexdetektors an die PC-Farm der zweiten Filterstufe weitergegeben. Jede SHARC-Karte des Vertexdetektors ist mit einer zentralen Schalt-Schnittstelle verbunden. Von dort werden die Daten auf die einzelnen Knoten der PC-Farm verteilt. Dabei wird ein komplettes Ereignis an einen PC gegeben, das nächste an einen anderen.

Auf den PCs der zweiten Filterstufe werden die Rohdaten des Vertexdetektors aufbereitet. Sockelbeträge (Pedestals) werden abgezogen und die Grundlinienschwingung (Common Mode) korrigiert. Die Daten werden nach Treffern durchsucht und in ein komprimiertes Datenformat überführt. Typischerweise wird ein Kompressionsfaktor von 20 erreicht. Die komprimierten Daten enthalten nur noch die Analoginformation aus den Detektorregionen mit Treffern und werden an die PC-Farm der vierten Filterstufe weitergegeben. Dort wird die Datenqualität überprüft. Danach werden die Daten zunächst auf Festplatte und später auf Magnetband geschrieben.

Kapitel 4

Untersuchung der Streifenzähler mit einem Infrarotlaser

Die Siliziumstreifenzähler müssen vor dem Einbau ins Experiment einer genauen Inspektion unterzogen werden. Dabei haben sich Lasersysteme vielfach bewährt [105, 106]. Zum einen gilt es zu überprüfen, ob die grundlegenden Detektoreigenschaften mit den Erwartungen, die sich aus den Entwurfsparametern ableiten lassen, übereinstimmen. Es reicht aus, diese allgemeinen Detektoreigenschaften an einigen wenigen Detektormodulen zu überprüfen.

Darüber hinaus muss jedes einzelne Modul einer Qualitätskontrolle unterzogen werden. Dabei steht das Auffinden defekter Streifen im Vordergrund. Um die Qualitätskontrolle der Streifenzähler von HERA-B zügig im Labor vorzunehmen, wurde am MPI für Physik ein Laserteststand basierend auf einem modulierten Halbleiterlaser aufgebaut [107, 108].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der bestehende Teststand um einen Farbstofflaser mit variabler Wellenlänge und um eine stark fokussierende Optik erweitert. Das Ziel der in diesem Kapitel präsentierten ersten Messungen mit dem neuen Lasersystem war die Untersuchung grundlegender Eigenschaften der Detektoren für HERA-B. Drei Aspekte standen dabei im Vordergrund:

1. Die Aufteilung der Ladung auf die Detektorstreifen, insbesondere die kapazitive Ladungsteilung am Zwischenstreifen. Die Untersuchung der Ladungsteilung ist für eine Abschätzung des Fehlers bei der Trefferrekonstruktion von Bedeutung. Außerdem dienen die Ergebnisse einer realistischen Implementation der Treffer im Detektorsimulationsprogramm.

2. Der Ladungsverlust am Zwischenstreifen auf Grund der Rückseitenkapazität. Ein Teil der am Zwischenstreifen gesammelten Ladung geht durch die kapazitive Kopplung an die Rückseite des Zählers verloren. Dieser Verlust sollte einen Anteil von 5 bis 10% nicht überschreiten, da sonst mit einer verminderten Effizienz der Streifenzähler zu rechnen ist.

3. Das Verarmungsverhalten des Detektors. Die an den Detektorstreifen gesammelte Ladung wurde in Abhängigkeit von der Betriebsspannung für verschiedene Wellenlängen des Laserlichts gemessen. Mit diesen Daten lässt sich die Ausbreitung der Verarmungszone in Abhängigkeit von der angelegten Betriebsspannung studieren.

Diese Messmethode wird bei der geplanten Untersuchung von bestrahlten Detektoren von Bedeutung sein.

Zum Verständnis der Messergebnisse zur Ladungsteilung wird in Abschnitt 4.6 ein Modell entwickelt, das die Formation der Ladungsverteilung im Siliziumdetektor simuliert. Dabei spielt die Verbreiterung der primären Ladungsverteilung auf Grund von transversaler Diffussion der Ladungsträger während des Driftprozesses eine entscheidende Rolle. Die Berechnung der Driftzeiten in Abhängigkeit von der vollen Verarmungsspannung und der Betriebsspannung im Rahmen des Models dient außerdem dazu, Empfehlungen für die Wahl der Betriebsspannung für die beiden verschiedenen Detektortypen in HERA-B abzuleiten.

Teile der in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse wurden bereits vorab in Ref. [109] veröffentlicht.

4.1 Der Aufbau des Lasersystems

Der Aufbau des Lasersystems ist schematisch in Abb. 4.1 dargestellt. Als Lichtquelle dient ein Farbstofflaser, der durch einen Stickstofflaser der Wellenlänge $\lambda = 337.1$ nm optisch gepumpt wird [110]. Der Resonator des Farbstofflasers besteht aus einer Farbstoffküvette, einem halbdurchlässigen Spiegel und einem drehbar gelagerten Reflexionsgitter. Einen solchen Aufbau bezeichnet man als Littrowanordnung [112]. Der Farbstoff wird vom Stickstofflaser zu breitbandiger Emission angeregt. Aber nur ein schmales Frequenzband wird durch das Abstimmgitter selektiert und in Laserresonanz gebracht. Das Licht des Farbstofflasers wird durch den halbdurchlässigen Spiegel ausgekoppelt. Eine spektrale Bandbreite von ± 1 nm wird erreicht. Drei organische Farbstoffe stehen zur Verfügung. Deren Wellenlängenbereich, Pulsenergie und Lasereffizienz sind in Tabelle 4.1 angegeben. Die Lasereffizienz ist als der Quotient aus der Pulsenergie des Farbstofflasers und der Pulsenergie des Stickstofflasers definiert. Abb. 4.2 zeigt das Spektrum der drei Farbstoffe. Der Bereich von 830–1050 nm wird weitgehend abgedeckt. Die Farbstoffe werden als Pulver geliefert. Zum Ansetzen der Farbstofflösung dient Dimethylsulfoxid (C_2H_6OS) als Lösungsmittel.

Die Zeitstruktur der Laserpulse wird durch den Stickstofflaser vorgegeben. Die zeitliche Pulsbreite ist kleiner als 500 ps. Die kurze Pulsbreite ist eine wichtige Eigenschaft, wenn es darum geht, Teilchendurchgänge zu simulieren. Die Wiederholfrequenz beträgt 10 Hz und wird durch Sättigungseffekte begrenzt. Durch Einbau einer Umwälzpumpe für den Farbstoff könnte die Wiederholfrequenz allerdings erhöht werden. Die Laserenergie des Stickstofflasers beträgt $(450 \pm 10)\ \mu$J. Ein Teil des Stickstofflaserstrahls wird an einem Strahlteiler abgezweigt und auf eine Photodiode gelenkt. Die Diode liefert ein schnelles elektrisches Signal, das als Filtersignal für die Ausleseelektronik verwendet wird.

An einem zweiten Strahlteiler werden 8% des Farbstofflaserpulses in die Faser eines Faserspektrometers eingekoppelt. Das Spektrometer dient zur Überwachung der Wellenlänge und der Amplitude des Laserlichts. Es basiert auf einem Beugungsgitter als dispersivem Element und einem Diodenfeld als Lichtdetektor [114]. Die Daten werden über eine PCMCIA-Karte von einem Laptop ausgelesen und auf dem Bildschirm angezeigt. Neben der Messung der Wellenlänge ist das Spektrometer ein wichtiges Instrument, um

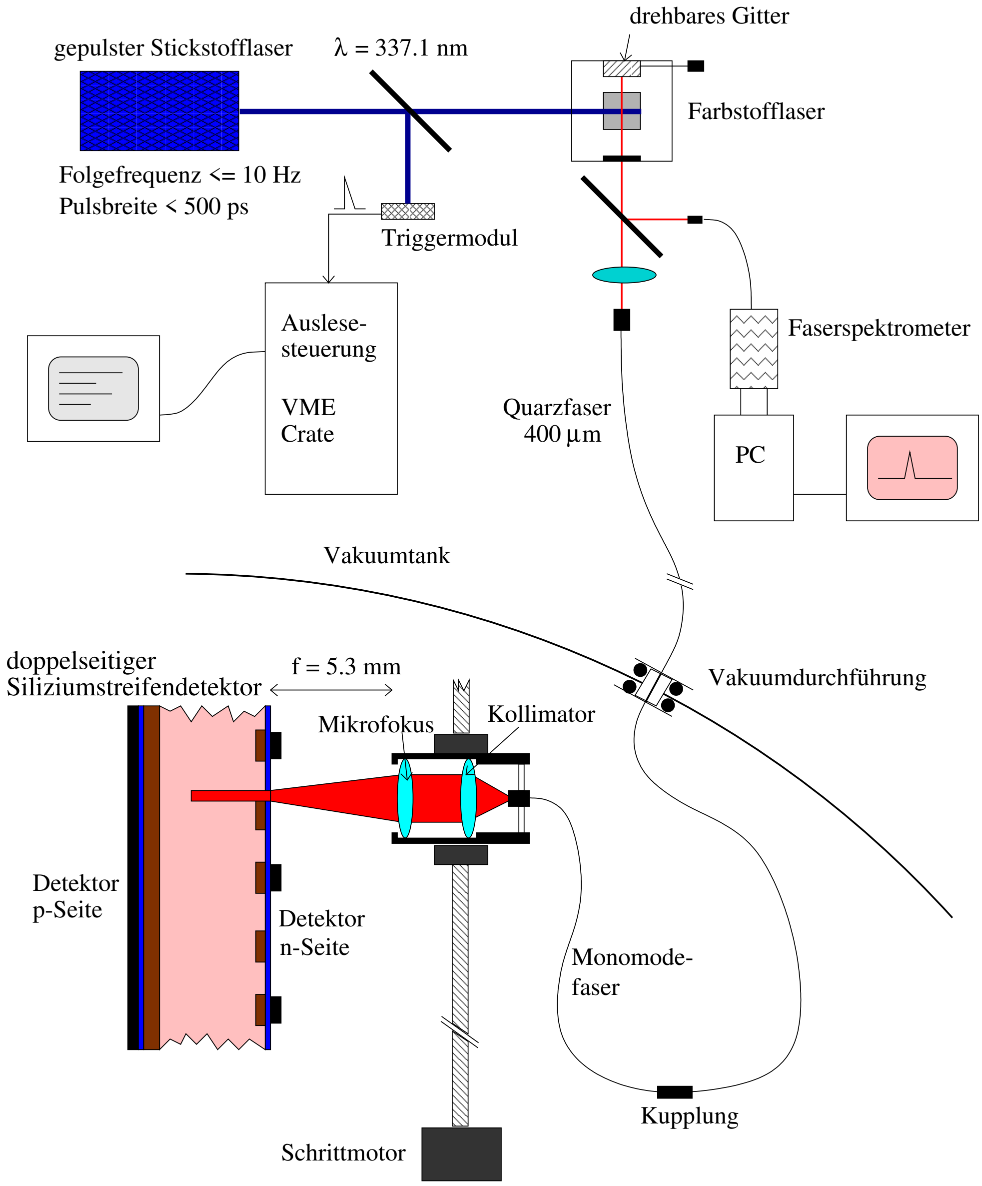

Abbildung 4.1: Skizze des Lasersystems.

Farbstoff	Abstimmbereich	Pulsenergie	Lasereffizienz
Styryl 9	830 - 880 nm	40 μJ	8.9%
IR 125	900 - 970 nm	25 μJ	5.5%
Styryl 20	990 - 1050 nm	20 μJ	4.4%

Tabelle 4.1: Eigenschaften der verwendeten Farbstoffe. Der Abstimmbereich, die Pulsenergie und die Lasereffizienz sind angegeben. Der Abstimmbereich wurde am Teststand ermittelt. Die Pulsenergie und die Lasereffizienz sind der Ref. [111] entnommen.

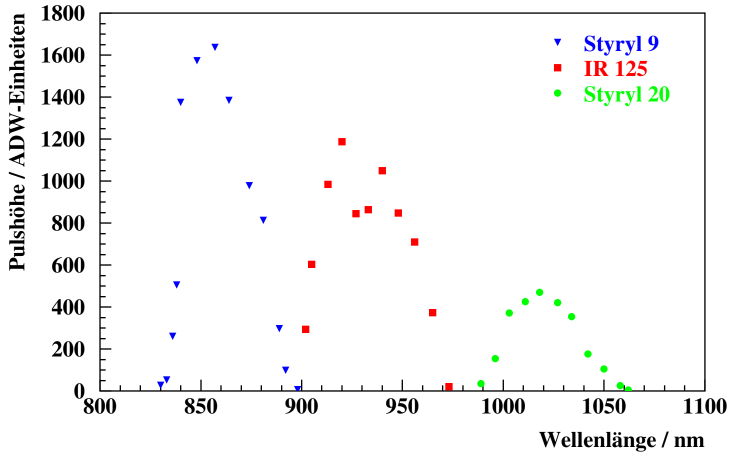

Abbildung 4.2: Spektra der Farbstoffe des Farbstofflasers. Dreiecke: Styryl 9; Quadrate: IR 125; Punkte: Styryl 20. Nach Daten aus Ref. [113].

die Alterung der Farbstoffe zu überwachen. Alte Farbstoffe weisen ein Absinken der Intensität, eine Aufweitung der Spektralbreite und eine Verschlechterung der Abstimmbarkeit auf, das heißt, dass der ausgekoppelte Laserpuls die gleiche Wellenlänge unabhängig von der Stellung des Abstimmgitters hat.

Der Hauptteil des Strahls wird vom Strahlteiler durchgelassen und mit Hilfe einer Sammellinse in eine Multimodenfaser mit 400 μm Durchmesser eingekoppelt. Die Faser besteht aus Quarzglas, das im relevanten Bereich des Infrarot eine hohe Transmission zulässt. Die in die Faser eingekoppelte Intensität kann durch Verschieben des Faserendes in Bezug auf die Linse verändert werden. Die beste Einkopplung liegt vor, wenn das Faserende im Brennpunkt der Linse steht. Eine Variation der Intensität um einen Faktor zehn ist so möglich.

Die Quarzfaser leitet den Laserpuls über eine Vakuumdurchführung in einen Vakuumtank, in dem der zu untersuchende Siliziumdetektor montiert ist. Da die Streifenzähler bei HERA-B im Vakuum betrieben werden und man auch im Labor möglichst realistische Bedingungen anstrebt, werden die Labormessungen ebenfalls im Vakuum vorgenommen. Die Detektoren werden über ihre Haltestrukturen gekühlt. Ein Vakuum von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar und eine Temperatur von 5° C werden erreicht. Innerhalb des Vakuumtanks wird der Laserstrahl aus der Quarzfaser in ein Bündel von sieben Monomodefasern eingekoppelt. Hierbei werden das Ende des Faserbündels und das der Quarzfaser mit Hilfe von SMA-Kupplungen aufeinander gesteckt. Eine gesonderte Kuppeloptik wird nicht verwendet, da für die Untersuchung der Siliziumzähler nur ein Bruchteil der ursprünglichen Laserenergie benötigt wird. Ein Verlust um einen Faktor 10^3, der sich rein von der Geometrie her ergibt, kann daher in Kauf genommen werden. Statt einer einzelnen Monomodefaser wurde ein Bündel gewählt, um eine Redundanz bei Beschädigung einer Faser zu gewährleisten. Desweiteren gibt ein Faserbündel die Möglichkeit, bei einer Weiterentwicklung des Lasersystems mit mehreren Laserstrahlen gleichzeitig auf einen Siliziumzähler zu scheinen. Dies ist nützlich, wenn man das System für Qualitätstests einsetzt. Man kann dann die Testzeit um einen Faktor fünf reduzieren. Außerdem könnten zwei Laserstrahlen zur Untersuchung der Doppeltrefferauflösung herangezogen werden. Für alle Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurde jedoch nur ein Laserstrahl verwendet.

Detektorseitig ist die Monomodefaser an eine Mikrofokusoptik angeschlossen, die aus einem Kollimator und einer Fokuslinse mit einer Brennweite von $f = 5.3\,\mathrm{mm}$ besteht. Dies erlaubt einen hinreichenden Abstand der Optik vom Siliziumzähler, sodass der Laserstrahl ohne Gefahr über den Streifenzähler verfahren werden kann. Zur Bewegung des Laserstrahls ist die Fokusoptik auf einem x-y-Schrittmotor montiert, der eine minimale Schrittweite von 1 μm erlaubt. Mit der Optik lässt sich der Laserstrahl auf einen Durchmesser von rund 6 μm fokussieren, siehe Abschnitt 4.4.2.

4.2 Motivation für Messungen mit unterschiedlicher Wellenlänge

Die Eindringtiefe von Licht in Silizium ändert sich im Wellenlängenbereich zwischen 800 und 1100 nm rapide, von einigen Mikrometern bis zu einigen Millimetern. Der Grund dafür liegt in der Energielücke von $E_g = 1.12\,\mathrm{eV}$ [83]. Oberhalb von $\lambda_g = hc/E_g = 1107\,\mathrm{nm}$ steht nicht mehr genug Energie zur Anregung der Elektronen ins Leitungsband zur Verfügung. Abb. 4.3a zeigt die Eindringtiefe von Licht aufgetragen gegen die Wellenlänge.

Der integrierte Energieverlust eines Laserpulses bis zu einer Tiefe y wird durch die Exponentialfunktion

$$E(y) = E_0 \cdot \left(1 - e^{-y/a}\right) \tag{4.1}$$

beschrieben, wobei E_0 die anfängliche Energie des Teils des Laserpulses ist, der bei $y = 0$ nicht reflektiert wurde, sondern in das Silizium eingedrungen ist. Die y-Achse verläuft dabei senkrecht zur Oberfläche der Siliziumscheibe. Der Laserstrahl fällt senkrecht zur Siliziumoberfläche ein, ist also parallel zur y-Achse.

Der Anstieg der Eindringtiefe mit der Wellenlänge kann dazu benutzt werden, die Energie des Laserpulses in unterschiedlichen Tiefen des Detektors zu deponieren. Dies wird anhand von Abb. 4.3b illustriert, in der der Schwerpunkt der Energiedeposition $\overline{A}$ entlang der Strahlachse in Abhängigkeit von der Wellenlänge eingezeichnet ist, wobei $\overline{A}$ durch

$$\overline{A} \equiv \frac{\int_0^b y \left(\frac{dE}{dy}\right) dy}{\int_0^b \left(\frac{dE}{dy}\right) dy} = a(\lambda) - b \cdot \frac{e^{-b/a(\lambda)}}{1 - e^{-b/a(\lambda)}} \tag{4.2}$$

gegeben ist. $b = 280\,\mu\mathrm{m}$ ist die Dicke des Detektors. $\overline{A}$ ändert sich von (12 ± 3) μm bei 800 nm bis (127 ± 3) μm bei 1050 nm. Die Fehler für $\overline{A}$ ergeben sich aus dem Fehler für $a(\lambda)$. Der Wert für 1050 nm liegt 9% unter dem, der für den gleichmäßigen Energieverlust eines minimal-ionisierenden Teilchens gilt: $\overline{A}_{mit} = b/2 = 140\,\mu\mathrm{m}$; das ist gerade die Mitte des Detektors. Die Ladungsverteilung, die durch einen Laserpuls mit $\lambda = 1050\,\mathrm{nm}$ erzeugt wird, entspricht somit, bezogen auf ihr Tiefenprofil, hinreichend gut der eines minimal-ionisierenden Teilchens. Die Energiedeposition in verschiedenen Detektortiefen eignet sich sehr gut dazu, das Verarmungsverhalten eines Siliziumdetektors zu untersuchen. Für spätere Studien ist insbesondere an eine Untersuchung von typinvertierten Detektoren gedacht.

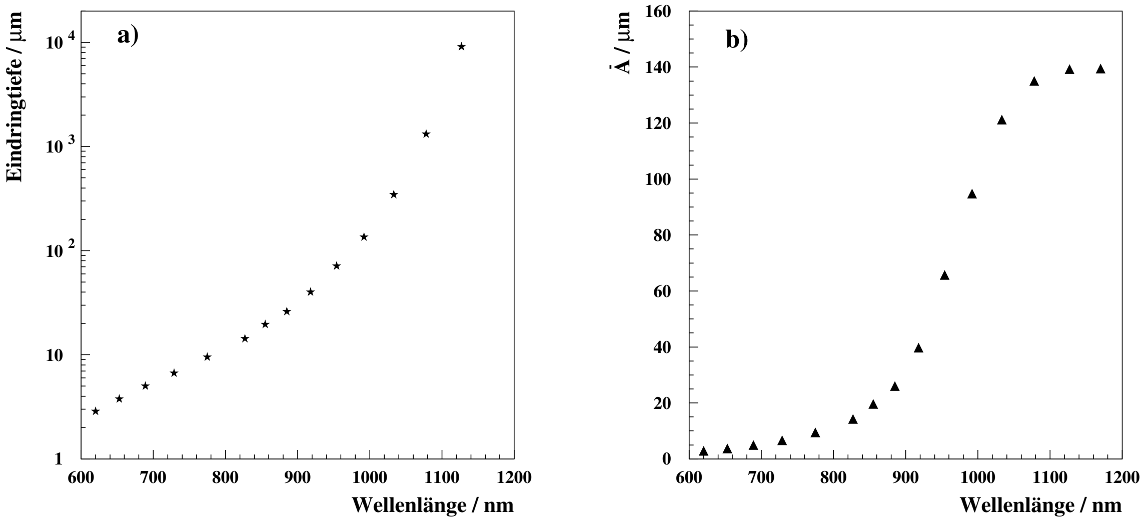

Abbildung 4.3: a) Die Eindringtiefe a von Licht in Silizium in Abhängigkeit von der Wellenlänge. b) Der Schwerpunkt des Energieverlusts $\overline{A}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge für eine Detektordicke von $b = 280\,\mu$m. Beide Kurven wurden aus Messwerten [115] des Absorptionskoeffizienten $\alpha = 1/a$ bei 298 K berechnet. Diese Messungen wurden an hochreinem Silizium vorgenommen. Die Energielücke E_g bewirkt keinen abrupten Sprung in der Eindringtiefe, weil außerdem noch die Anregung von Gitterschwingungen bei der Absorption eines Photons durch den Kristall und die ohnehin bestehende thermische Anregung der Elektronen eine Rolle spielen. Zum einen schrumpft mit abnehmender Photonenergie der Phasenraum für die Anregung von Gitterschwingungen und der Wirkungsquerschnitt für die Photonabsorption sinkt. Zum anderen kann auf Grund von thermischer Anregung der Elektronen im Kristall auch bei Photonenergien unterhalb der Bandlücke noch Absorption stattfinden.

4.3 Die Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik des Teststands musste während der Entwicklungsphase der Detektormodule mehrfach an die jeweilige Prototypelektronik angepasst werden. Die Daten, die in dieser Arbeit analysiert wurden, wurden mit den Prototypen des Jahres 1997 genommen, welche mit dem APC128-Auslesebaustein [117] ausgestattet waren. Die APC-Bausteine besitzen einen vergleichbaren Aufbau wie die in Abschnitt 3.6 beschriebenen HELIX-Bausteine und wurden für das H1-Experiment entwickelt. Der wichtigste Unterschied ist, dass der Ereignisspeicher des APC-Bausteins nur 32 Zellen tief ist und dass er daher für HERA-B ungeeignet ist. Außerdem ist die Auslesekette, die in Abb. 4.4 schematisch dargestellt ist, unterschiedlich.

Die Auslese wird von einem schnellen Filtersignal, das vom Stickstofflaser mit Hilfe einer Photodiode abgeleitet wird, initiiert. Das Filtersignal wird auf der Filterkontrollkarte zwischengespeichert und an den Signalgenerator weitergegeben. Die Kontrollkarte fängt weitere Filtersignale ab, solange die Auslese nicht abgeschlossen ist. Die Auslesekette ist also nicht totzeitlos. Der Signalgenerator leitet das Filtersignal an die APC-Bausteine weiter, die die Inhalte der getroffenen Zelle auf die Ausgabeleitungen legen. Dabei muss das Filtersignal dergestalt verzögert werden, dass es passend zur gewählten Latenzzeit beim Signalgenerator ankommt. Im Unterschied zum HELIX wird die Latenzzeit nicht in

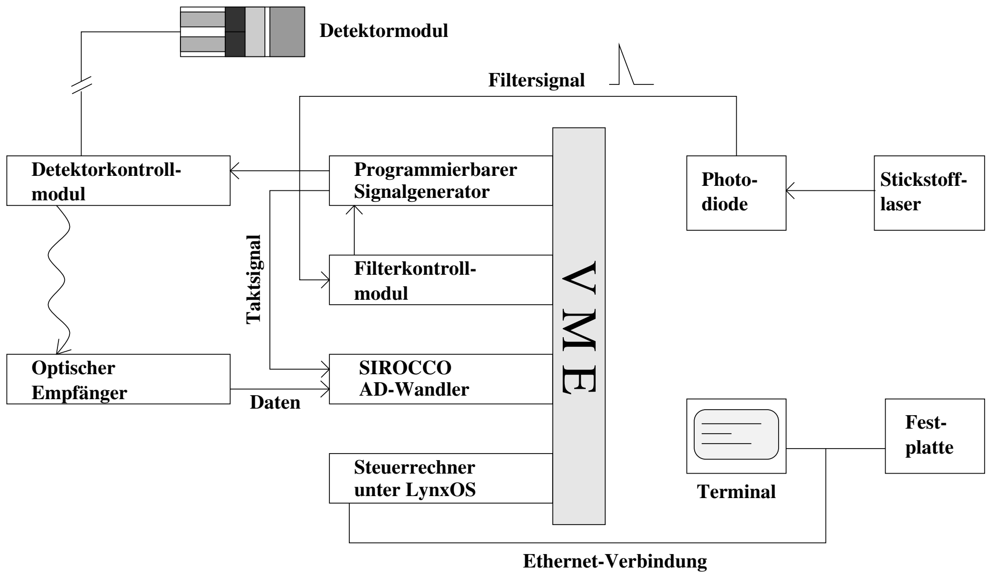

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Auslesekette für den APC-Auslesebaustein. Die Kontrollsignale für den APC werden von einem programmierbaren Signalgenerator erzeugt und über die Detektorkontrollmodule an die Auslesebausteine weitergegeben. Die Detektorkontrollmodule empfangen außerdem die Rohdaten, die sequentiell über vier Signalleitungen pro Modul ausgegeben werden. Die Signale werden von den Kontrollmodulen zu den Auslesecrates optisch übertragen. Für den Laborteststand ist die optische Übertragung nicht zwingend erforderlich, aber um die Vergleichbarkeit der Daten vom Teststand zu denen im Experiment zu gewährleisten, wurde im Labor genau die gleiche Auslesekette wie in HERA-B aufgebaut. Die vom optischen Empfänger umgewandelten Signale werden auf die Eingänge von Sirocco-Analog-Digital-Wandler [118] gelegt. Die Taktsignale für die Digitalisierung werden vom Signalgenerator erzeugt. Der Sirocco wurde in einem Modus betrieben, in dem die Anzahl der Digitalisierungen fest eingestellt war, in diesem Fall auf 768, um die maximale Anzahl von sequentiell ausgelesenen Kanälen, nämlich 640, abzudecken.

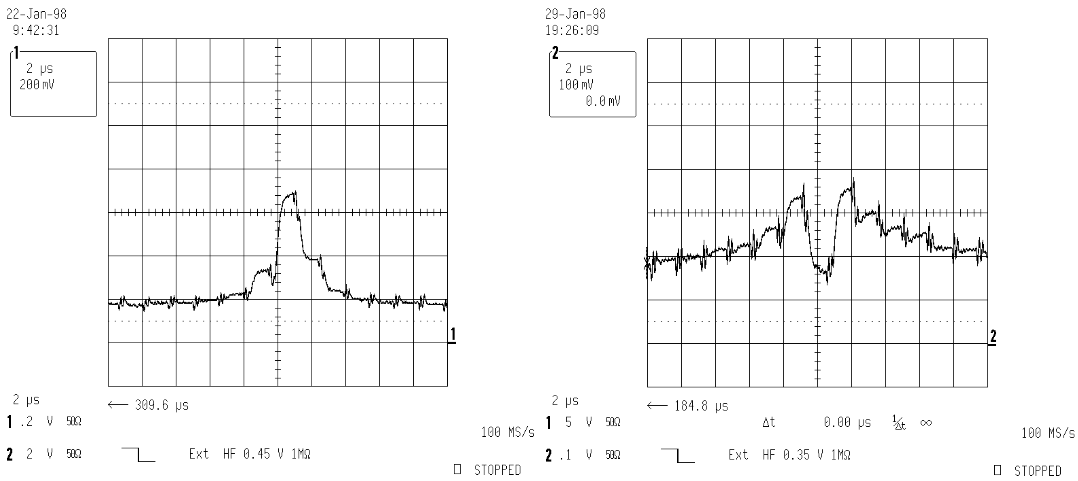

Abbildung 4.5: Oszilloskopbilder des Laserpulses. a.) Der Laserpuls ist gut fokussiert. Drei Streifen werden getroffen. b.) Der Laserpuls steht über einem defekten Streifen, sodass die Pulshöhe in der Mitte auf Null zurückgeht.

den APC-Bausteinen, sondern im Signalgenerator programmiert.

Der Teststand wurde mit einer Datennahmefrequenz von 5 MHz betrieben, weil Teile der Ausleseelektronik für die Prototypmodule nicht für die letztendlich im Experiment benötigten 10 MHz ausgelegt waren. Da die Filtersignale des Lasers asynchron zum Datennahmetakt kommen, darf das Filtersignal nur in einem kleinen Teil des Datennahmefensters akzeptiert werden. Ansonsten würde die Anstiegskurve des APC in das Pulshöhenspektrum des Laserpulses hineingefaltet. Ein Akzeptanzfenster von 20 ns — das Datennahmefenster ist 192 ns breit — reduziert die Filterrate von 10 Hz auf 1 Hz. Diese Reduktion könnte vermieden werden, wenn der Puls des Stickstofflasers synchron zum Datennahmetakt erzeugt wird. Der Stickstofflaser des bisherigen Aufbaus besitzt zwar einen Steuereingang, mit dem Laserpulse ausgelöst werden können, aber die Zeitstabilität eines Laserpulses in Bezug auf die auslösende Steuerflanke ist nicht ausreichend. Der Grund dafür ist, dass der Stickstofflaser von einer Funkenkammer gepumpt wird, deren Zündungszeitpunkt nicht zeitstabil zum Steuersignal ist. Die Streuung der Laserpulse beträgt rund 20 μs. Die Funkenkammer könnte durch ein Thyratron ersetzt werden, das die erforderliche Zeitstabilität, circa 2.5 ns [119], besitzt. Das Programmieren des Signalgenerators, die Auslese des AD-Wandlers und die Kontrolle der Schrittmotoren erfolgt durch ein Steuerprogramm, das auf einem Rechner unter dem Echtzeitbetriebssystem LynxOS läuft. Der Zugriff des Rechners auf die einzelnen Steuerkarten erfolgt über den VME-Bus. Abb. 4.5 zeigt zwei Oszilloskopbilder von Lasersignalen auf den Ausleseleitungen.

4.4 Untersuchung der Ladungsteilung

Die Untersuchung der Ladungsteilung an den Auslesestreifen der Siliziumstreifenzähler ist wichtig, um die Treffer im Detektorsimulationsprogramm richtig wiederzugeben und die Schnitte für die Trefferselektion im Experiment richtig zu setzen.

4.4.1 Rohdaten der Messungen zur Ladungsteilung

Zur Untersuchung der Ladungsteilung zwischen benachbarten Detektorstreifen wurde der fokussierte Laserstrahl mit einer Schrittweite von 1 μm quer zu den Streifen bewegt. Bei allen Messungen — auch zur Untersuchung der Ladungsteilung auf der p-Seite — wurde der Lichtpuls von der n-Seite her eingestrahlt, da die p-Seite fast vollständig vom Rückseitenverdrahtungsträger abgedeckt wird. Zur Messung der Ladungsteilung auf der p-Seite wurde der Laser entlang der Mitte zwischen zwei Streifen auf der n-Seite senkrecht zu den Streifen auf der p-Seite bewegt. Insgesamt wurden für jede Messung 150 Positionen angefahren. An jeder Position wurden 100 Laserpulse auf den Detektor abgefeuert. Die auf den Auslesestreifen gesammelte Ladung wurde registriert und der Mittelwert gebildet. Abb. 4.6 zeigt die Ladungsmittelwerte zweier benachbarter Auslesestreifen in Abhängigkeit von der Position des Laserstrahls, die vom Schrittmotor her bekannt ist. Die Skizze über dem Histogramm illustriert die Datennahme.

Befindet sich der Laserstrahl genau über einem Auslesestreifen, so erreicht die Pulshöhe auf Grund von Reflexion und Absorption am Aluminiumstreifen ein Minimum und fällt fast auf Null ab. Dies zeigt, dass der Durchmesser des Laserstrahls kleiner als die Breite

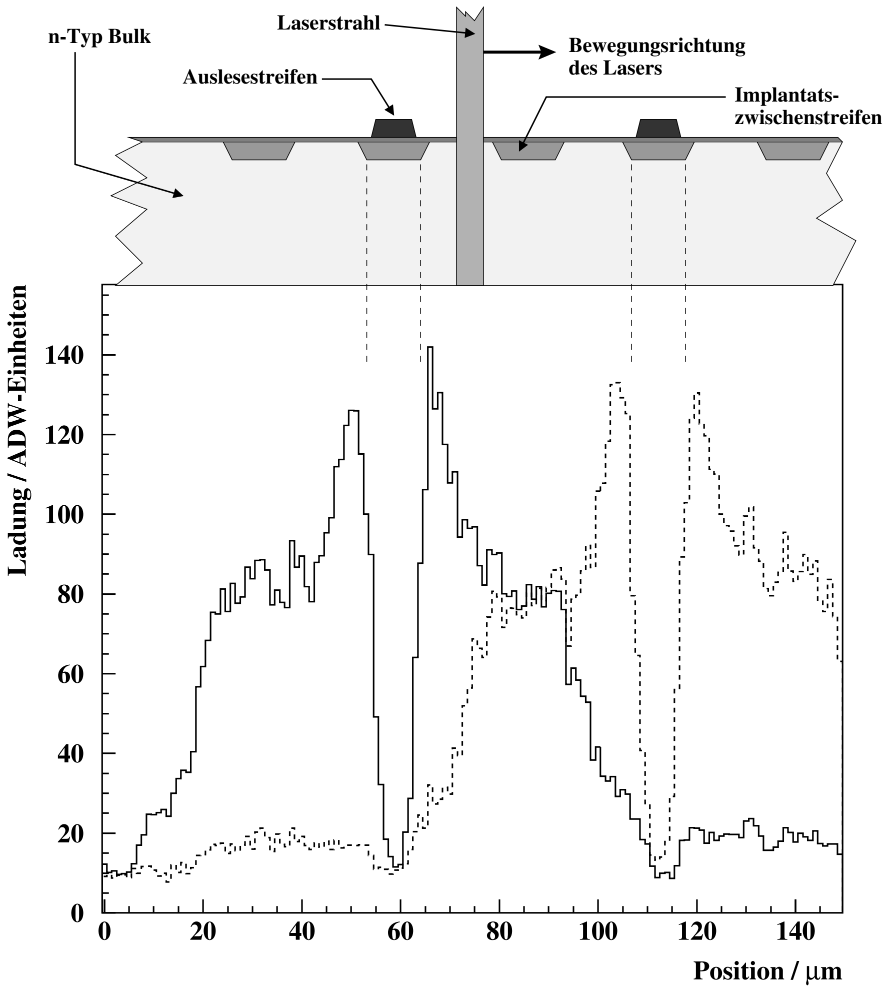

Abbildung 4.6: Rohdaten der Messungen zur Ladungsteilung auf der n-Seite. Gezeigt werden die Mittelwerte der Ladungen auf zwei benachbarten Auslesestreifen. Die Messung erfolgte bei einer Wellenlänge von $\lambda = (963 \pm 1)$ nm. Die Ladung, die auf einem Auslesestreifen gesammelt wird, steigt an, wenn sich der Laser den Streifen nähert. Sobald Teile des Laserstrahls über den Auslesestreifen sind, sinkt die Pulshöhe wieder ab, weil zwischen 85% und 95% des Laserlichts an den Aluminiumstreifen reflektiert wird. Der Teil des Lichts, der in das Aluminium eindringt erfährt zudem eine starke und schnelle Abschwächung, da die Eindringtiefe in Aluminium nur rund 8 nm beträgt, siehe dazu Tabelle 4.2.

eines Auslesestreifens ist. Bei der Untersuchung der Ladungsteilung auf der p-Seite wurde der Laser ebenfalls von der n-Seite her eingestrahlt, aber parallel zu den Streifen der n-Seite bewegt. Daher treten bei den Messungen auf der p-Seite keine Minima an den Auslesestreifen auf, wie in Abb. 4.7 zu sehen ist.

Die Zahlenwerte für den Reflexionsgrad in Tabelle 4.2 gelten für reines Silizium. Es sei angemerkt, dass die Verhältnisse für einen Siliziumstreifenzähler wesentlich komplizierter sind als für homogenes Silizium. Die Dicke der Oxid- und der Nitridschicht spielt eine entscheidende Rolle. Interne Reflexionen an diesen Schichtgrenzen führen zu Interferenzeffekten. Nummerische Simulationen ergeben für die Schichtdicken der HERA-B-Detektoren — die Oxidschicht ist 220 nm und die Nitridschicht ist 90 nm dick — Werte

	Aluminium	Silizium	bei Wellenlänge λ
Abschwächungskoeffizient k	8.309	$5.0 \cdot 10^{-3}$	827 nm
	10.01	$1.8 \cdot 10^{-4}$	1033 nm
Eindringtiefe a	7.9 nm	13 μm	827 nm
	8.2 nm	460 μm	1033 nm
Reflexionsgrad $R(\phi = 0)$	0.8678	0.327	827 nm
	0.9630	0.312	1127 nm

Tabelle 4.2: Abschwächungskoeffizient k, Eindringtiefe a und Reflexionsgrad für senkrechten Lichteinfall $R(\phi = 0)$ für Aluminium und Silizium [116]. Der Abschwächungskoeffizient ist der Imaginärteil des komplexen Brechungsindizes $N = n - ik$. Die Eindringtiefe wurde gemäß $a = \lambda/(4\pi k)$ berechnet.

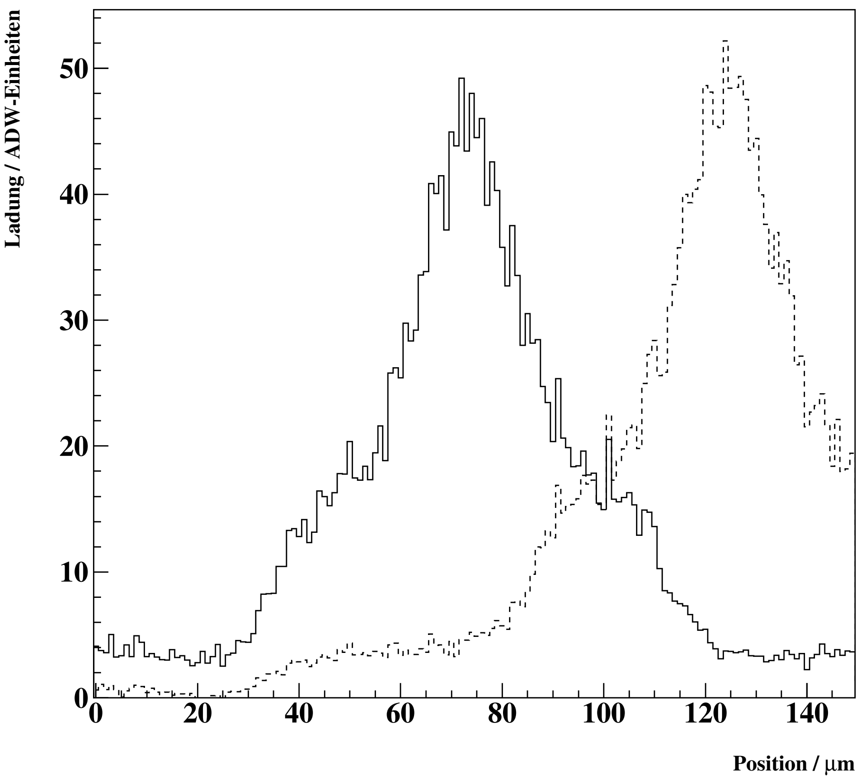

Abbildung 4.7: Rohdaten der Messungen zur Ladungsteilung auf der p-Seite. Gezeigt werden die Mittelwerte der Ladungen auf zwei benachbarten Auslesestreifen. Die Messung erfolgte bei einer Wellenlänge von $\lambda = (1037 \pm 1)$ nm. Bei der Messung der Ladungsteilung auf der p-Seite wird der Laser zwar ebenfalls von der n-Seite her eingestrahlt, aber entlang der n-Seitenstreifen bewegt. Daher treten keine Minima in den Kurven wie bei der Messung auf der n-Seite auf.

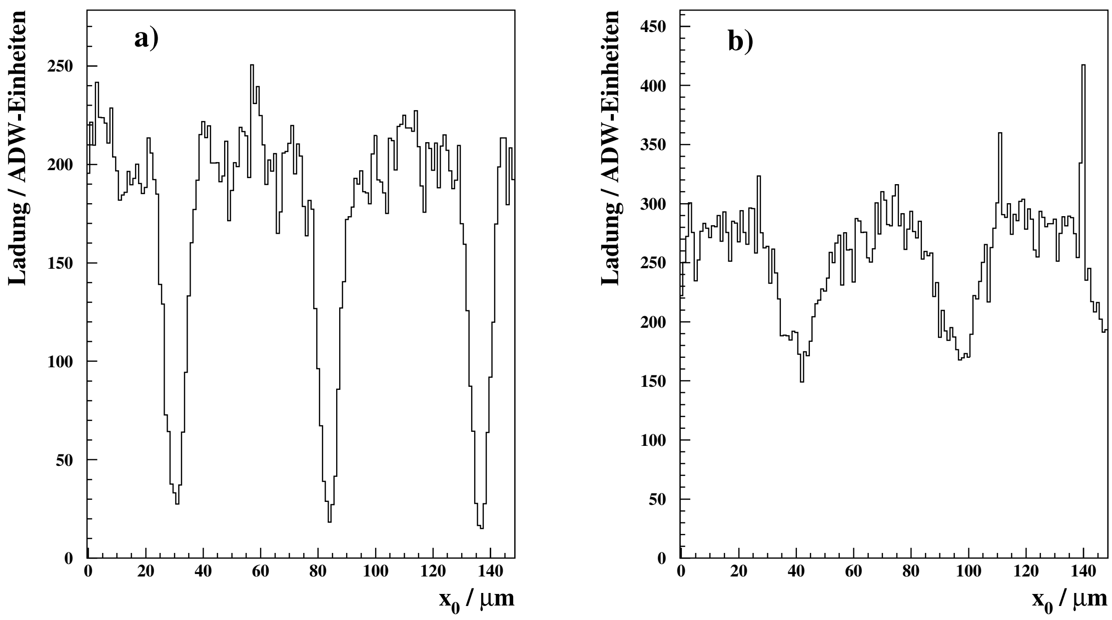

Abbildung 4.8: Gesamtladung der vom Laser hervorgerufenen Treffer für zwei verschieden stark fokussierte Laserstrahlen auf der n-Seite. Die Gesamtladung wird berechnet, indem die Ladung der vier den Laserstrahl umgebenden Streifen aufsummiert wird.

für den Reflexionsgrad von 0.25 bei 800 nm und 0.45 bei 900 nm [95].

4.4.2 Die Breite des Laserstrahls

Zur Interpretation der Laserdaten ist es wichtig, die laterale Ausdehnung des Laserstrahls auf der Siliziumoberfläche abzuschätzen. Bei der Justierung des Aufbaus wird der Siliziumzähler in der Fokalebene der Fokuslinse positioniert. Zur Abschätzung der Strahlausdehnung wird sich der Minima bedient, die auftreten, wenn der Laser über die Aluminiumstreifen der n-Seite verfahren wird. Zwei Methoden werden verwendet: Zum einen wird die Breite D der Minima, zum anderen deren Tiefe ausgenutzt.

Bei der ersten Methode geht man davon aus, dass der Querschnitt des Laserstrahls eine Kreisscheibe mit Durchmesser S ist, d.h., dass die Laserintensität am Rande des Strahls in steilen Flanken auf Null abfällt. Die volle Pulshöhe wird auf den Siliziumzählern nur dann erreicht, wenn der Laserstrahl nicht von den Aluminiumstreifen der Breite B verdeckt wird. Für jede vorgenommene Messung wird die mit dem Siliziumzähler nachgewiesene Gesamtladung als Funktion der Laserposition in einem Histogramm aufgetragen. In Abb. 4.8 werden zwei solcher Histogramme für zwei verschieden stark fokussierte Laserstrahlen gezeigt. Die Histogramme machen anschaulich, wie sich Breite und Tiefe der Minima je nach Fokussierung unterscheiden. Aus den Histogrammen wird der Abstand D der beiden Laserpositionen rechts bzw. links vom Auslesestreifen, bei denen die volle Pulshöhe gerade noch erreicht wird, bestimmt. Der Abstand D entspricht der Breite des Minimums. Die Strahlbreite S wird gemäß $S = D - B$ berechnet. Für die in Abb. 4.8a gezeigte Messung erhält man $S = (6 \pm 2)\,\mu$m. Für die Messung in Abb. 4.8b ergibt sich $S = (16 \pm 3)\,\mu$m.

Bei der zweiten Methode nimmt man ein Gaußisches Strahlprofil an. Aus den Messungen leitetet man die mittlere Gesamtladung Q_{max} zwischen den Streifen und die im Minimum nachgewiesene Ladung Q_{min} ab. Der Wert $\kappa_q = 1 - Q_{min}/Q_{max}$ gibt an, welcher Anteil der Laserintensität durch den Aluminiumstreifen am Eindringen in den Zähler gehindert wird.

Im nächsten Schritt muss berechnet werden, über welchen Bereich man eine normierte Gaußverteilung integrieren muss, um κ_q als Wert des Integrals zu erhalten. Dazu löst man die Gleichung

$$\kappa_q = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} e^{-\xi^2/2}\, d\xi \tag{4.3}$$

mit Hilfe einer Tabelle nach ξ_0 auf. Die Breite des Integrationsbereichs ist $2\xi_0$ und wird als Vielfaches der Breite $\sigma_{nG} = 1$ einer normierten Gaußverteilung angegeben. Andererseits entspricht die Breite des Integrationsbereichs der Breite B der Auslesestreifen, an denen das Laserlicht reflektiert wird. Daher gilt (Dreisatz): $B = 2\xi_0 \cdot \sigma$, wobei σ die Strahlbreite des Laserstrahls ist. B ist vom Detektorentwurf her bekannt. Für die HERA-B Detektoren gilt: $B = 10\,\mu$m. ξ_0 ergibt sich, wie oben beschrieben, aus der Messung. Somit gilt für die Breite eines Gaußischen Laserstrahls: $\sigma = B/(2\xi_0)$. Für die in Abb. 4.8a gezeigte Messung erhält man $\sigma = (3.6 \pm 0.2)\,\mu$m. Für die Messung in Abb. 4.8b ergibt sich $\sigma = (8.5 \pm 0.3)\,\mu$m.

4.4.3 Bestimmung der η-Funktion

Die Ladungsteilung zwischen zwei benachbarten Auslesestreifen L(links) und R(rechts) wird durch die η-Funktion

$$\eta(x_0) = \frac{PH_R(x_0)}{PH_L(x_0) + PH_R(x_0)} \tag{4.4}$$

beschrieben [120]. Dabei stehen PH_L und PH_R für die gemessenen Pulshöhen auf den Streifen. η ist eine Funktion der Position x_0 des Zentrums des Laserstrahls. Messungen der Ladungsteilung wurden bei verschiedenen Wellenlängen vorgenommen. Drei typische Beispiele, die hier als Messungen A, B und C bezeichnet werden, werden im Folgenden vorgestellt. Tabelle 4.3 stellt die Wellenlänge des Lasers, die daraus resultierende Eindringtiefe des Lichts und die Ausdehnung des Laserstrahls zusammen.

Abb. 4.9 zeigt die η-Funktion, die sich aus der Messung B auf der n-Seite des Detektors ergibt. In der Mitte zwischen den Auslesestreifen zeigt sich ein breites Plateau. In diesem Bereich wird die gesamte Ladung am Zwischenstreifen gesammelt. Auf den Auslesestreifen influenziert die Ladung am Zwischenstreifen Spiegelladungen, welche wiederum Ladungen auf den Aluminiumstreifen hervorrufen. Auf diese Weise sind die Zwischenstreifen kapazitiv an die Auslesestreifen gekoppelt. Das beobachtete Plateau zeigt eine gleichmäßige kapazitive Ladungsteilung über die gesamte Breite des Zwischenstreifens von 15 μm an. An den Kanten des Zwischenstreifens ist das Plateau wegen der endlichen Breite des Laserstrahls abgerundet. Befindet sich der Laserstrahl im Bereich um den Auslesestreifen, so werden 90% der Gesamtladung auf diesem Streifen gesammelt. 10% werden auf dem

Messung	λ / nm	a / μm	S / μm	σ / μm
A	866 $\pm$ 1	21.5 $\pm$ 1	6 $\pm$ 2	3.6 $\pm$ 0.2
B	963 $\pm$ 1	80 $\pm$ 4	4 $\pm$ 2	3.4 $\pm$ 0.2
C	1037 $\pm$ 1	380 $\pm$ 20	6 $\pm$ 2	3.8 $\pm$ 0.2

Tabelle 4.3: Wellenlänge λ, Eindringtiefe a und Strahlausdehnung $S(\sigma)$ der Messungen zur Ladungsteilung. Die Eindringtiefe a wurde aus den Ergebnissen in Ref. [115] berechnet, wie in Abschnitt 4.2 besprochen. Die Strahlausdehnung S bzw. σ wurden aus den Daten entnommen, wie in Abschnitt 4.4.2 diskutiert.

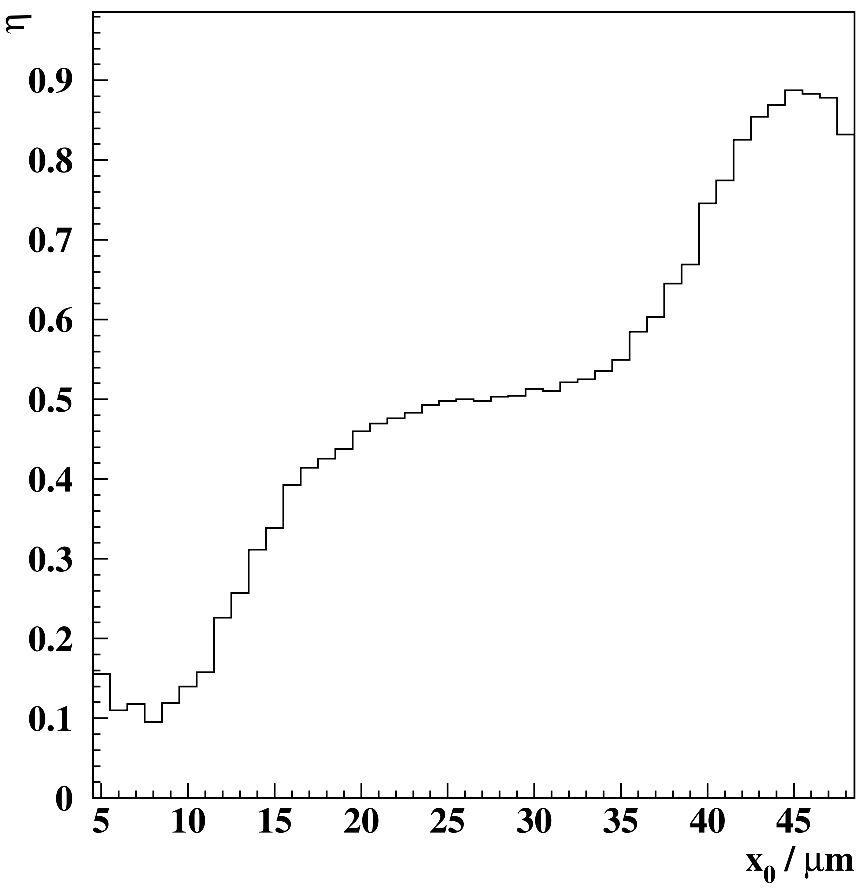

Abbildung 4.9: η-Funktion auf der n-Seite für Messung B ($\lambda = 963\,$nm). Unterhalb von $x = 5\,\mu$m und oberhalb von $x = 48\,\mu$m ist die Messung durch die Reflexion und Absorption des Lichts am Aluminiumstreifen gestört. Deswegen ist nur der Bereich dazwischen abgebildet. Die Betriebsspannung der Messung war 120 V.

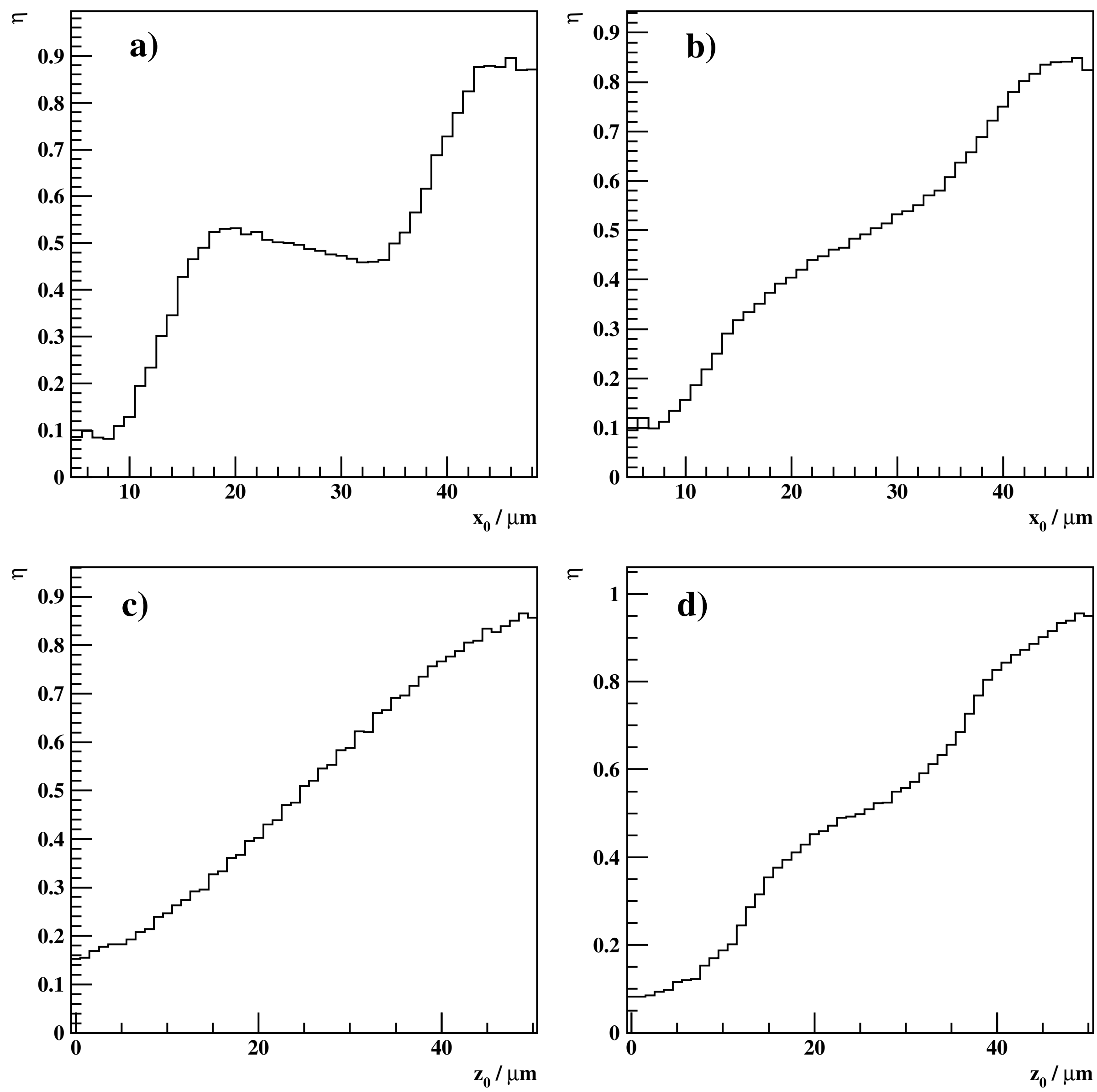

Abbildung 4.10: η-Funktionen für die Messung A mit $\lambda = 866\,\mathrm{nm}$ und die Messung C mit $\lambda = 1037\,\mathrm{nm}$. a) Messung A auf der n-Seite. b) Messung C auf der n-Seite. c) Messung A auf der p-Seite. d) Messung C auf der p-Seite. Die Betriebsspannung der Messung war 120 V. Die Koordinaten (x_0, z_0) geben die Position des Zentrums des Laserstrahls in der $x-z$-Ebene an. Abb. 4.12 zeigt eine Skizze des Koordinatensystems.

Nachbarstreifen nachgewiesen, zum einen, weil der Laserstrahl eine endliche Breite hat und zum anderen, weil auch die benachbarten Auslesestreifen über den Zwischenstreifen kapazitiv aneinander gekoppelt sind.

Abb. 4.10a und Abb. 4.10b zeigen die Ergebnisse der Messungen A und C auf der n-Seite. Für alle Messungen auf der n-Seite gilt, dass die η-Funktion im Bereich der Aluminiumstreifen nicht gemessen werden kann, weil das Laserlicht in diesem Bereich nicht in den Detektor eindringt. Daher zeigen die Histogramme für die n-Seite die Ergebnisse nur in einer 44 μm breiten Region zwischen den Aluminiumstreifen. Auf der p-Seite

— Abb. 4.10c und Abb. 4.10d — tritt dieses Problem nicht auf und die Daten für den gesamten Bereich zwischen zwei Streifenmitten werden angegeben.

Auf der n-Seite führt Messung A zu einem ungewöhnlichen Ergebnis: Im Bereich des Zwischenstreifens zeigt die Kurve kein Plateau, sondern vielmehr eine leicht z-artige Form. Ist der Laser über dem linken Teil des Zwischenstreifens, so wird mehr Ladung auf dem rechten Auslesestreifen influenziert als auf dem linken. Ist der Laser über dem rechten Teil des Zwischenstreifens, dann ist das Signal auf dem linken Auslesestreifen höher als auf dem rechten. Dieser Kurvenverlauf ist auf den ersten Blick unverständlich, lässt sich aber durch die Erzeugung einer hohen Ladungsdichte in der Region niedriger Feldstärke erklären. Die Eindringtiefe des Lichts, das in Messung A verwendet wurde, ist mit 20 μm relativ gering, sodass circa 9% der Ladung bereits im 2 μm breiten Oberflächenbereich nahe der n^+-Implantation deponiert werden. Auf die Löcher, die in dieser Region erzeugt werden, wirkt nur eine kleine Kraft, sodass sie diesen Bereich nicht während eines Datennahmezeitfensters verlassen. Sie wirken als stationäre Raumladungen und influenzieren eine Spiegelladung auf den Auslesestreifen, die das umgekehrte Vorzeichen hat wie die Spiegelladung der Elektronen auf dem Zwischenstreifen. Durch diesen Mechanismus wird die Pulshöhe auf dem Streifen, der dem Laser näher liegt, absenkt. Der beobachtete Effekt eines z-artigen Kurvenverlaufs tritt bei den Messungen B und C — Abb. 4.9 und Abb. 4.10b — nicht auf, weil in diesen Fällen weniger Energie im Oberflächenbereich deponiert wird. Je größer die Wellenlänge desto gleichmäßiger wird die Ladung entlang der Strahlachse im Detektor erzeugt. Es ist klar, dass Messung A nicht zur Abschätzung der für minimal-ionisierende Teilchen relevanten η-Funktion herangezogen werden kann.

Anders als in Messung B zeigt die η-Kurve der Messung C auf der n-Seite kein Plateau an der Position des Zwischenstreifens. Nur eine leichte Delle in der Kurve — Abb. 4.10b — ist sichtbar. Im Allgemeinen stellt man fest, dass sich die η-Kurven auf der n-Seite mit zunehmender Wellenlänge einer Geraden annähern. Das deutet darauf hin, dass die Ladungsverteilung, die von den Streifen gemessen wird, mit steigender Wellenlänge breiter wird. Auf der p-Seite ist das Verhalten genau umgekehrt. Je größer die Wellenlänge, desto mehr Struktur wird sichtbar. In Messung A auf der p-Seite — Abb. 4.10c — ist die η-Kurve fast linear. In Messung C — Abb. 4.10d — ist ein deutliches Abflachen der Kurve im Bereich des Zwischenstreifens sichtbar. Die Daten lassen den Schluß zu, dass die Breite der Ladungsverteilung, die an den Streifen der p-Seite ankommt, mit zunehmender Wellenlänge abnimmt.

Die Unterschiede in den η-Kurven für verschiedene Wellenlängen kommen durch eine Kombination zweier Effekte zu Stande: Die primäre Ladungsverteilung entlang der Strahlachse im Detektor ändert sich mit der Wellenlänge bzw. der entsprechenden Eindringtiefe. Desweiteren ist die transversale Aufweitung der Ladungsverteilung auf Grund transversaler Diffusion um so größer, je länger der Driftweg der Ladungen ist. Eine quantitative Beschreibung dieser Effekte wird im Abschnitt 4.6 mit dem Ziel vorgenommen, eine Vorhersage der gemessenen η-Kurven zu erhalten. Als Grundlage für das Modell wird im nächsten Abschnitt die Feldverteilung in einem Siliziumdetektor besprochen.

4.5 Der Feldverlauf in Siliziumstreifenzählern

Mit einem einfachen Modell lässt sich der Feld- und Potentialverlauf in einem Siliziumzähler herleiten. Den Ausgangspunkt bildet die Poissongleichung [67]:

$$\frac{d^2U(y)}{dy^2} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon_0 \epsilon}\ , \tag{4.5}$$

welche die Koordinate y senkrecht zur Siliziumscheibe in Betracht zieht. Dabei ist U das Potential im Siliziumzähler, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und ϵ die Dielektrizitätszahl für Silizium. ρ bezeichnet die effektive Ladungsdichte im Silizium. Der Feldverlauf in x- und z-Richtung wird als homogen angenommen. Im Modell wird die Annahme gemacht, dass die Verarmungszone keine freien Ladungsträger enthält und die Raumladung daher durch die effektive Akzeptorkonzentration N_a im p^+-Implantat und die effektive Donatorkonzentration N_{ds} im Substrat gegeben ist. Es wird eine vollständige Ionisierung aller Donator- und Akzeptoratome vorausgesetzt. Tatsächlich variieren die Elektronen- und Löcherkonzentrationen kontinuierlich [83]. Dieser Effekt wird jedoch in der folgenden Rechnung vernachlässigt.

Zunächst betrachten wir die Situation, in der der Detektor nur teilweise verarmt ist. Die Ladungsdichte ist dann durch

$$\rho(y) = \begin{cases} e\,N_{ds} & y_s \le y \le y_g \\ -e\,N_a & y_g < y \le y_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.6}$$

gegeben. Der Nullpunkt des y-Achse ist an der Grenze zwischen n^+-Schicht und Substrat gewählt. y_g gibt die Grenze zwischen p^+-Implantat und Substrat an. y_s beschreibt die Grenze zwischen verarmter und nicht-verarmter Zone im Substrat, während y_p die Grenze zwischen verarmter Zone und nicht-verarmter Zone im p^+-Implantat ist. Die einfache Integration der Poissongleichung (4.5) unter Verwendung von (4.6) liefert das elektrische Feld $E_y = -dU/dy$ und die zweite Integration das Potential $U(y)$. Die Integrationskonstanten werden durch die Randbedingungen

$$E_y(y_s) = 0\,, \quad E_y(y_p) = 0\,, \quad U(y_s) = U_B \quad \text{und} \quad U(y_p) = 0$$

bestimmt. Dabei ist U_B die Betriebsspannung des Siliziumdetektors. Die Endpunkte y_s und y_p werden durch die Forderung nach der Stetigkeit von E_y und U im Punkt y_g festgelegt. Es ergibt sich somit:

$$E_y(y) \;=\; \begin{cases} eN_{ds}/(\epsilon_0\epsilon)\left(y - y_g + \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_B}{eN_{ds}(1+N_{ds}/N_a)}}\right) & y_s \le y \le y_g \\ eN_a/(\epsilon_0\epsilon)\left(y_g - y + N_{ds}/N_a \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_B}{eN_{ds}(1+N_{ds}/N_a)}}\right) & y_g < y \le y_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.7}$$

$$U(y) \;=\; \begin{cases} U_B - eN_{ds}/(2\epsilon_0\epsilon)\left(y - y_g + \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_B}{eN_{ds}(1+N_{ds}/N_a)}}\right)^2 & y_s \le y \le y_g \\ eN_a/(2\epsilon_0\epsilon)\left(y - y_g - N_{ds}/N_a \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_B}{eN_{ds}(1+N_{ds}/N_a)}}\right)^2 & y_g < y \le y_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.8}$$

In den Abb. 4.11a und 4.11b ist der Feld- und Potentialverlauf in einem nicht vollständig verarmten Detektor schematisch dargestellt. Die Breite der Verarmungszonen im Substrat Δ_s und im p^+-Implantat Δ_p ergeben sich zu:

$$\Delta_s \;\equiv\; y_g - y_s = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_B}{eN_{ds}\,(1 + N_{ds}/N_a)}} \tag{4.9}$$

$$\Delta_p \;\equiv\; y_p - y_g = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_B}{eN_a\,(1 + N_a/N_{ds})}} \tag{4.10}$$

Für den Fall $N_a \gg N_{ds}$ gilt: $\Delta_s \gg \Delta_p$ und die Tiefe der Verarmungszone ist in sehr guter Näherung durch Δ_s gegeben. Die volle Verarmungsspannung lässt sich berechnen, indem man verlangt, dass die Verarmungszone sich über die ganze Dicke b des Detektors erstreckt. Aus $y_s = b$ ergibt sich gemäß (4.9) für die volle Verarmungsspannung:

$$U_{vvs} = \frac{eN_{ds}}{2\epsilon_0\epsilon} \cdot b^2 \tag{4.11}$$

Überschreitet die Betriebsspannung U_B die volle Verarmungsspannung U_{vvs}, müssen drei Zonen im Siliziumdetektor berücksichtigt werden: die n^+-Schicht, das n-Substrat und die p^+-Schicht. Die Verarmungszone erstreckt sich nun bis in die n^+-Schicht hinein. Im Modell findet die Ladungsdichte

$$\rho(y) = \begin{cases} e\,N_{dn} & y_n \le y \le 0 \\ e\,N_{ds} & 0 < y \le y_g \\ -e\,N_a & y_g < y \le y_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.12}$$

Verwendung, wobei y_n angibt, wie weit die Verarmungszone in den n^+-Bereich hineinreicht. Für den Feld- und Potentialverlauf ergibt sich unter Verwendung der Stetigkeitsbedigungen in $y = 0$ das Folgende:

$$E_y(y) \;=\; \begin{cases} eN_{dn}/(\epsilon_0\epsilon)\cdot(y - y_n) & y_n \le y \le 0 \\ eN_{ds}/(\epsilon_0\epsilon)\,y + eN_{dn}/(\epsilon_0\epsilon)y_n & 0 < y \le y_g \\ eN_a/(\epsilon_0\epsilon)\cdot(y_p - y) & y_g < y \le y_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.13}$$

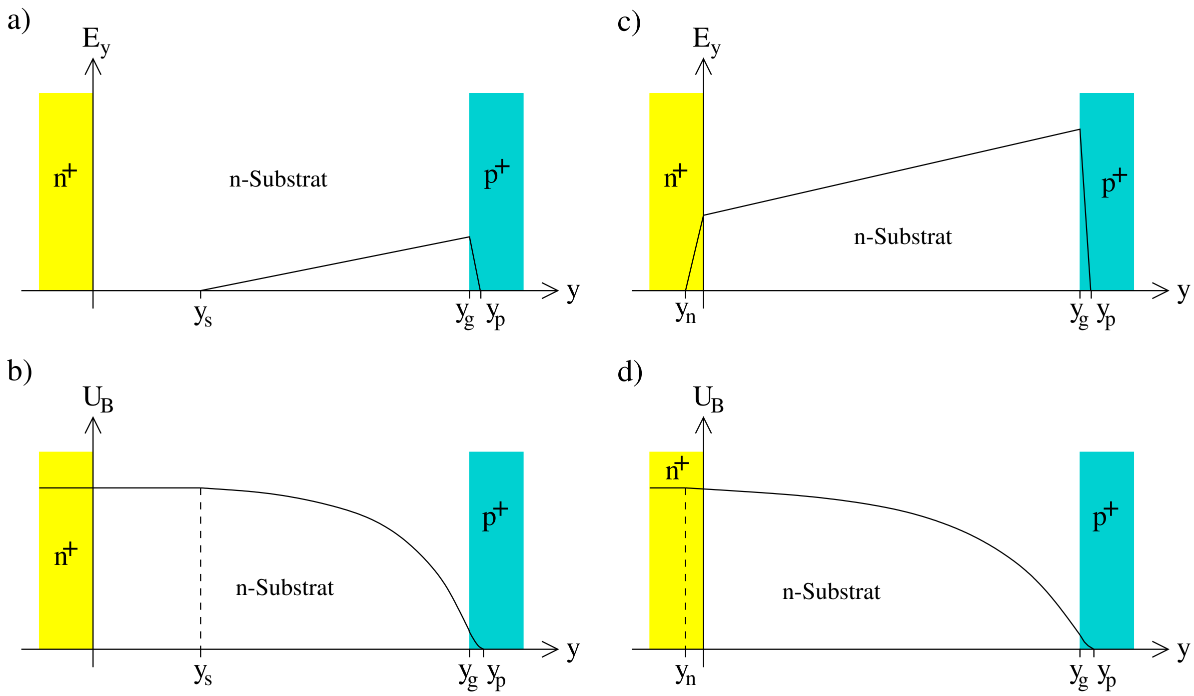

Abbildung 4.11: a) Feldverlauf und b) Potentialverlauf in einem nicht vollständig verarmten Siliziumstreifenzähler. c) Feldverlauf und d) Potentialverlauf in einem vollständig verarmten Siliziumstreifenzähler, dessen Betriebsspannung U_B über der Verarmungsspannung U_{vvs} gewählt ist.

$$U(y) = \begin{cases} U_B - eN_{dn}/(2\epsilon_0\epsilon)\,(y-y_n)^2 & y_n \le y \le 0 \\ U_B - eN_{ds}/(2\epsilon_0\epsilon)\cdot\left(y - \frac{N_{dn}}{N_{ds}}y_n\right)^2 + eN_{dn}/(2\epsilon_0\epsilon)\cdot & 0 < y \le y_g \\ \left(\frac{N_{dn}}{N_{ds}} - 1\right) y_n^2 & \\ eN_a/(2\epsilon_0\epsilon)\,(y_p - y)^2 & y_g < y \le y_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.14}$$

Die Parameter y_n und y_p lassen sich mit Hilfe der Stetigkeitsbedingung für E_y und U im Punkt y_g bestimmen. Sie wurden jedoch in den obigen Gleichungen nicht ersetzt, da die Formeln sonst sehr unübersichtlich werden. In Abb. 4.11c und 4.11d sind der Feld- und der Potentialverlauf schematisch gezeichnet. Zur vereinfachten Berechnung des Feldverlaufs im Substrat kann man den Potentialabfall in den Implantationszonen vernachlässigen. Mit dem Ansatz

$$E_y(y) = \frac{eN_{ds}}{\epsilon_0\epsilon}y + const. \qquad \text{und} \qquad \int_0^b E_y(y)\,dy = U_B \tag{4.15}$$

ergibt sich

$$E_y(y) = \frac{U_B - U_{vvs}}{b} + \frac{2U_{vvs}}{b^2}y \tag{4.16}$$

als die Feldstärke im Substrat.

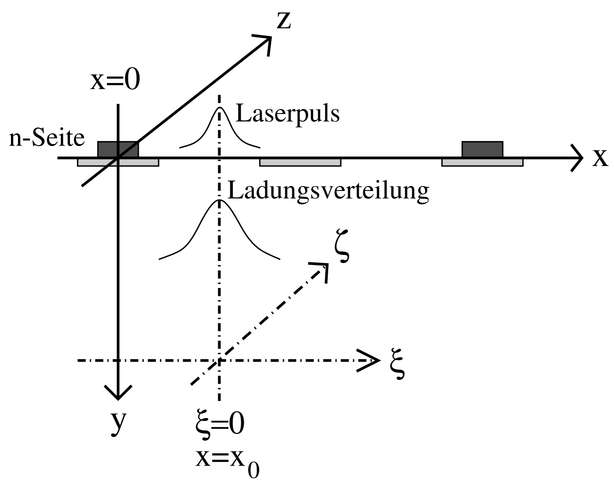

Abbildung 4.12: Koordinatensysteme der Modellrechnung. Das x-y-z-System ist bezogen auf den Detektor in Ruhe, während das $\xi - \zeta$-Koordinatensystem mit dem Laserstrahl über den Detektor wandert. Das Zentrum des Laserstrahls in der x-z-Ebene ist durch (x_0, z_0) gegeben.

4.6 Ein Modell zur Vorhersage von η-Kurven

Das in diesem Abschnitt entwickelte Modell dient der Vorhersage der mit Hilfe eines Laserstrahls gemessenen η-Kurven. Das Modell gibt eine analytische Beschreibung der Ladungsverteilungen an den Auslesestreifen an, welche auf der n-Seite mit $f(\xi)$ und auf der p-Seite mit $f(\zeta)$ bezeichnet werden. Die erhaltenen Verteilungen werden wiederum verwendet, um die η-Kurven zu berechnen. Dabei wird eine Rechnung [120] weiterentwickelt, die zur Vorhersage der von einem minimal-ionisierenden Teilchen hervorgerufenen Ladungsverteilung dient. Abb. 4.12 zeigt die im Modell verwendeten Koordinatensysteme. Im Modell wird das elektrische Feld im vollständig verarmten Detektor durch (4.16) beschrieben, unter der Annahme, dass $E_x = E_z = 0$ erfüllt ist. Der Driftprozess der Elektronen und der Löcher wird durch die Gleichungen

$$\frac{dy}{dt} = \mu_l E_y(y) \quad \text{und} \quad \frac{dy}{dt} = -\mu_e E_y(y) \tag{4.17}$$

beschrieben. Integriert man diese Gleichungen, so erhält man die Driftzeiten t_l der Löcher und t_e der Elektronen in Abhängigkeit vom Entstehungsort y des primären Elektron-Loch-Paares:

$$t_l(y) = \frac{b^2}{2\mu_l U_{vvs}} \cdot \ln\left(\frac{(U_B + U_{vvs})b}{(U_B - U_{vvs})b + 2U_{vvs}y}\right) \tag{4.18}$$

$$t_e(y) = \frac{b^2}{2\mu_e U_{vvs}} \cdot \ln\left(1 + \frac{2U_{vvs}y}{(U_B - U_{vvs})b}\right) \tag{4.19}$$

Abb. 4.13 zeigt den Kurvenverlauf der Driftzeiten für die Konstanten aus Tabelle 4.4.

Für minimal-ionisierende Teilchen ist die transversale Verteilung der Löcher bzw. der Elektronen an den Auslesestreifen auf der p- bzw. der n-Seite durch

$$f_{l(e)}(x) = \frac{1}{b\sqrt{2\pi}} \cdot \int_0^b \left[\frac{1}{\sqrt{2D_{l(e)}t_{l(e)}(y) + \delta^2}} \cdot \exp\left(\frac{-(x-x_0)^2}{4D_{h(e)}t_{h(e)}(y) + 2\delta^2}\right)\right] dy \tag{4.20}$$

gegeben [120]. Dabei ist δ die Breite der primären Ladungsverteilung vor der Diffusion. Vernachlässigt man die Divergenz des Laserstrahls, so ist δ eine Konstante entlang der Strahlachse. $D_{l(e)}$ ist die Diffusionskonstante der Löcher bzw. Elektronen. Gleichung (4.20) gilt für eine Ladungsverteilung, die von einem minimal-ionisierenden Teilchen erzeugt wurde und gleichförmig entlang der y-Achse ist. Um (4.20) der Ladungsverteilung, die durch einen Laserstrahl erzeugt wird, anzupassen, muss der Integrand mit der exponentiell abnehmenden Ladungsdichte

$$\frac{dQ}{dy} = \frac{e^{-y/a(\lambda)}}{(1-e^{-b/a(\lambda)})\cdot a(\lambda)} \tag{4.21}$$

gewichtet werden. Dabei ist dQ/dy so normiert, dass $\int_0^b \left(\frac{dQ}{dy}\right) dy = 1$ ist. Die Eindringtiefe $a(\lambda)$ ändert sich stark mit der Wellenlänge, wie in Abb. 4.3 gezeigt. Deshalb ist die Ladungsdichte dQ/dy auch von der Wellenlänge abhängig. Abb. 4.14 zeigt die Ladungsdichte für die drei Eindringtiefen, die zu den Wellenlängen der Messungen A, B und C gehören. Durch Hinzufügen der Ladungsdichte (4.21) erhält man aus (4.20) die Gleichung

$$f_{l(e)}(x) = \frac{N_0}{b\sqrt{2\pi}} \cdot \int_0^b \left[\frac{1}{\sqrt{\Delta^2_{l(e)}(y)+\delta^2}} \cdot \exp\left(\frac{-(x-x_0)^2}{2(\Delta^2_{l(e)}(y)+\delta^2)}\right) \cdot \frac{e^{-y/a}}{(1-e^{-\frac{b}{a}})a}\right] dy \tag{4.22}$$

für die Ladungsverteilung, die durch den Laser hervorgerufen wird. Dabei ist N_0 die Normierungskonstante, sodass gilt: $\int_{-\infty}^{+\infty} f_{l(e)}(x)\,dx = 1$. $\Delta^2_{l(e)}(y)$ ist das Quadrat der Verbreiterung der Ladungsverteilung auf Grund von Diffusion:

$$\Delta^2_{l(e)}(y) = 2 \cdot D_{l(e)} \cdot t_{l(e)}(y)\ . \tag{4.23}$$

Die Diffusionskonstante $D_{l(e)}$ ist mit der Mobilität der Ladungsträger über die *Einsteinrelation* [121] verbunden:

$$D_{l(e)} = \frac{\mu_{l(e)} k_B T_{\perp,l(e)}}{e} \tag{4.24}$$

Dabei ist k_B die Boltzmannkonstante und $T_{\perp,l(e)}$ die Temperatur des transversalen Rauschens für Löcher bzw. Elektronen. $T_{\perp,l(e)}$ hängt vom elektrischen Feld ab und ist deshalb keine Konstante entlang des Driftwegs der Ladungsträger. Die Variation ist jedoch nicht sehr stark: $T_{\perp,e} = 300\,\mathrm{K}$ für eine Feldstärke von $E_y = 1000\,\mathrm{kV/cm}$ und $T_{\perp,e} = 350\,\mathrm{K}$ für eine Feldstärke von $E_y = 6000\,\mathrm{kV/cm}$ [122]. Als Näherung wird in diesem Modell ein mittlerer Wert von $T_{\perp,l} = T_{\perp,e} = 320\,\mathrm{K}$ für Löcher und Elektronen angenommen. $\Delta^2_{l(e)}(y)$ hängt nicht von der Mobilität $\mu_{l(e)}$ ab, weil die Driftzeit $t_{l(e)}$ umgekehrt proportional zur Mobilität ist, während die Diffusionskonstante $D_{l(e)}$ proportional zu $\mu_{l(e)}$ ist.

Abb. 4.15 zeigt die Ladungsverteilung f_e der Elektronen auf der n-Seite und die Verteilung f_l der Löcher auf der p-Seite für drei verschiedene Eindringtiefen. Auf der n-Seite — Abb. 4.15a — gehört die breiteste Kurve zur größten Wellenlänge und die schmalste Kurve zur kleinsten Wellenlänge. Die Breite der Ladungsverteilung an den Auslesestreifen auf der n-Seite steigt mit der Wellenlänge an. Auf der p-Seite — Abb. 4.15b — ist die Situation umgekehrt: Je kürzer die Wellenlänge, desto breiter die Ladungsverteilung. Die Diffusionsverbreiterung macht sich auf der n- und der p-Seite umso stärker bemerkbar, je weiter der Schwerpunkt der Ladungsdeposition hin zur jeweils entgegengesetzten Detektorseite liegt.

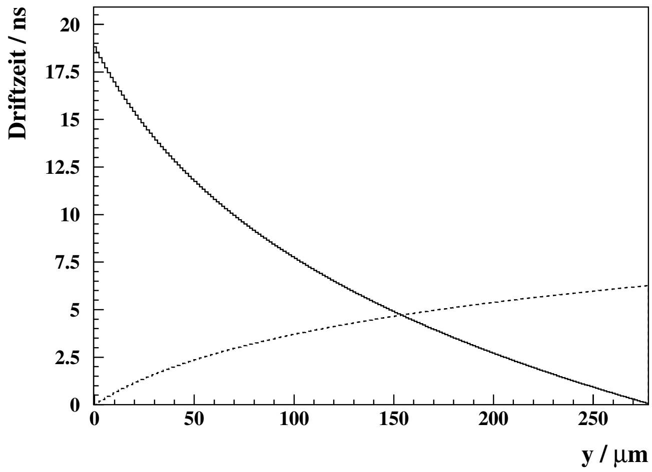

Abbildung 4.13: Driftzeiten von Löchern (volle Linie) und Elektronen (gestrichelte Linie) als Funktion der Tiefe y, in der das primäre Elektron-Loch-Paar im Detektor erzeugt wurde. Die verwendeten Konstanten sind in Tabelle 4.4 angegeben.

Betriebsspannung	U_B	120 V
volle Verarmungsspannung	U_{vvs}	90 V
Dicke des Detektors	b	280 μm
Mobilität der Löcher	μ_l	450 cm^2/Vs [16]
Mobilität der Elektronen	μ_e	1350 cm^2/Vs [16]
Temperatur des transversalen Rauschens	$T_{\perp,h(e)}$	320 K [122]

Tabelle 4.4: Konstanten, die in der Modellrechnung verwendet werden. Alle Messungen aus Abschnitt 4.4 wurden bei einer Betriebspannung von 120 V gemacht. Deshalb wurde dieser Wert auch für die Rechnung angesetzt. Die volle Verarmungsspannung wurde mit Hilfe der Messungen aus Abschnitt 4.11 bestimmt.

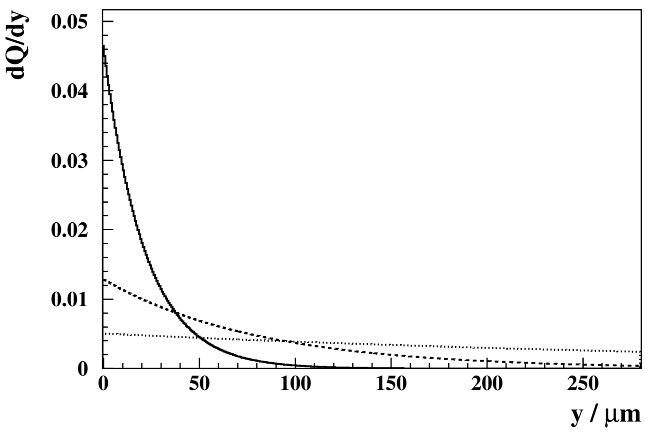

Abbildung 4.14: Die vom Laserlicht erzeugte Ladungsdichte entlang der Strahlachse für drei verschiedene Eindringtiefen. Messung A ($a = 21.5\,\mu$m, volle Linie), Messung B ($a = 80\,\mu$m, gestrichelte Linie) und Messung C ($a = 380\,\mu$m, gepunktete Linie).

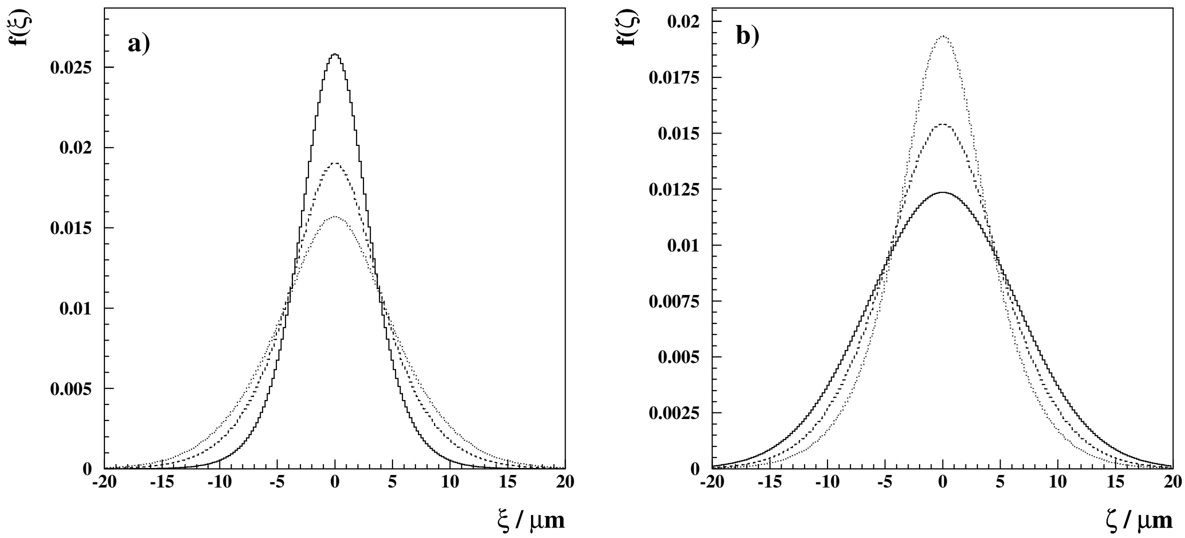

Abbildung 4.15: Ladungsverteilung an den Auslesestreifen für eine primäre Breite von $\delta = 2\mu$m. Die Ergebnisse der numerischen Integration von (4.22) werden für drei verschiedene Eindringtiefen gezeigt: $a = 21.5\,\mu$m, $\lambda = 866$ nm, volle Linie; $a = 80\,\mu$m, $\lambda = 963$ nm, gestrichelte Linie; $a = 380\,\mu$m, $\lambda = 1037$ nm, gepunktete Linie). a) zeigt die Verteilung auf der n-Seite und b) auf der p-Seite. Die Kurven illustrieren, wie sich Kombination aus verschiedenen Ladungsdichten entlang der Strahlachse und der transversalen Diffusion auswirkt. Die Verteilungen sind im $\xi - \zeta$-Koordinatensystem, das sich mit dem Laserstrahl bewegt, gezeichnet. Die Transformation vom x-z-System ins $\xi - \zeta$-System ist: $x \rightarrow \xi + x_0$ und $z \rightarrow \zeta + z_0$.

Ladungsverteilungen, wie die in Abb. 4.15 gezeigten, dienen als Ausgangspunkt, um die gemessenen η-Kurven zu beschreiben. Dabei ist δ ein freier Parameter, der so verändert wird, dass man die beste Anpassung der η-Kurven aus dem Modell an die Daten bekommt. Die Pulshöhen auf zwei benachbarten Auslesestreifen L(links) und R(rechts), deren Streifenmitten bei $x = 0$ bzw. $x = h$ liegen, ergibt sich gemäß der folgenden Formeln:

$$PH_L = 0.95 \int_{-\infty}^{0.25h} f(x)dx + 0.50 \int_{0.25h}^{0.75h} f(x)dx + 0.05 \int_{0.75h}^{+\infty} f(x)dx \; , \tag{4.25}$$

$$PH_R = 0.05 \int_{-\infty}^{0.25h} f(x)dx + 0.50 \int_{0.25h}^{0.75h} f(x)dx + 0.95 \int_{0.75h}^{+\infty} f(x)dx \; . \tag{4.26}$$

Drei Terme tragen zur Pulshöhe bei: Der erste entspricht der Ladung, die am Auslesestreifen L gesammelt wird. 95% dieser Ladung werden auf dem Streifen L nachgewiesen, während 5% durch kapazitive Kopplung ein Signal auf dem Nachbarstreifen R erzeugen. Das Verhältnis von 95:5 ist Ergebnis einer Anpassung an die Daten. Der mittlere Term in (4.25) und (4.26) repräsentiert die Ladung, die am Zwischenstreifen gesammelt wird. Diese Ladung teilt sich symmetrisch im Verhältnis 1:1 auf die beiden benachbarten Auslesestreifen auf. Der dritte Term gibt den Teil der Ladung wieder, der am Auslesestreifen R gesammelt wird. Auch in diesem Fall werden 95% der Ladung auf dem Streifen R selbst nachgewiesen, 5% auf dem benachbarten Streifen L.

Abb. 4.16 zeigt eine Überlagerung der gemessenen η-Kurven mit denen, die aus dem Modell durch Anpassung des Parameters δ erhalten werden. Tabelle 4.5 gibt die verwendeten Parameter an. Die primäre Breite der Ladungsverteilung, die durch ein minimal-

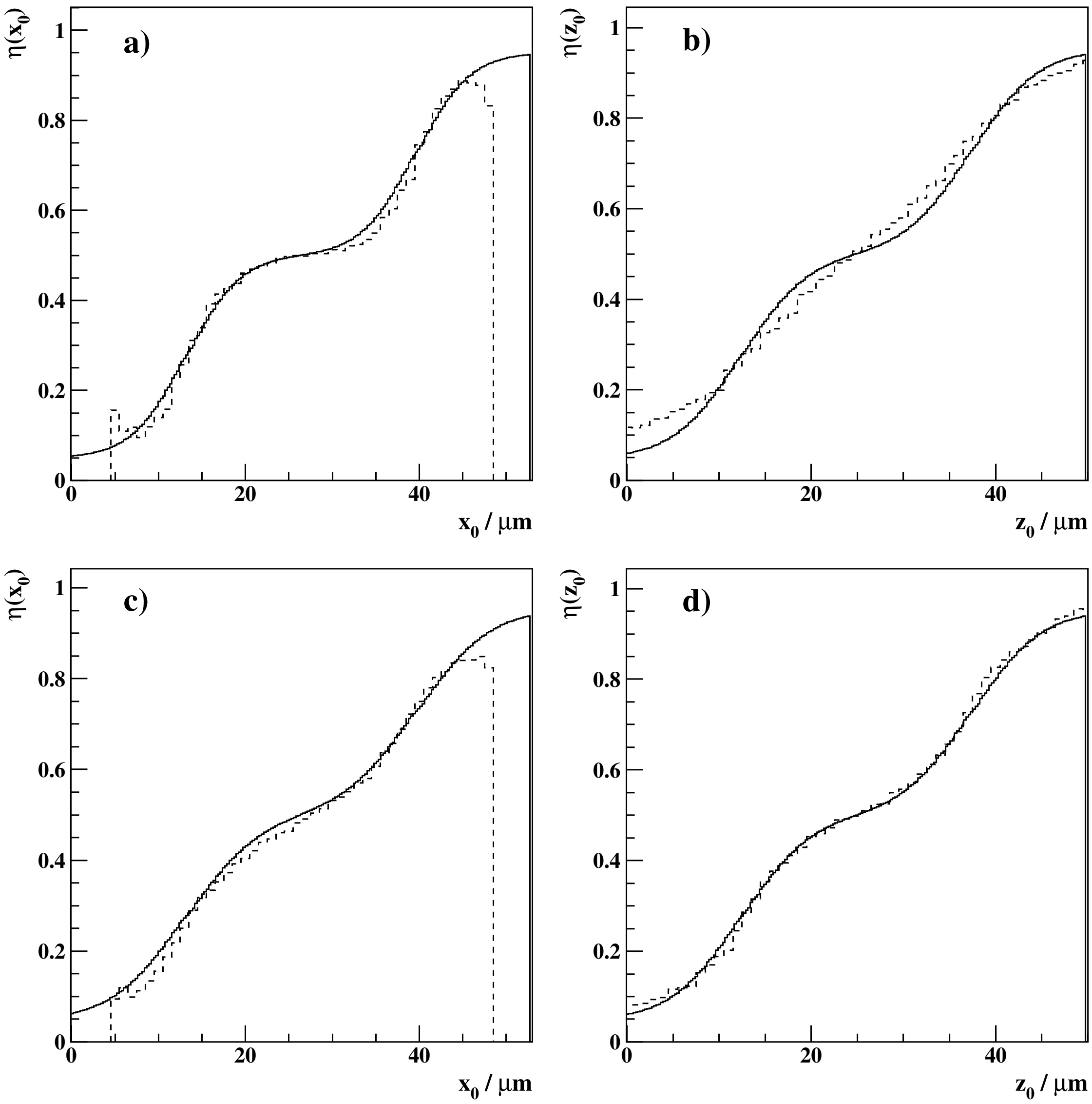

Abbildung 4.16: Überlagerung der gemessenen η-Kurven (gestrichelte Linien) mit denen aus dem Modell (durchgezogene Linie). a) Messung B (λ = 963 nm) auf der n-Seite; b) Messung B auf der p-Seite; c) Messung C (λ = 1037 nm) auf der n-Seite; d) Messung C auf der p-Seite. Die für die Anpassung verwendeten Werte sind in Tabelle 4.5 angegeben.

Messung	a	δ	gemessenes σ
B	80 μm	(3.0 ± 0.5) μm	(3.4 ± 0.2) μm
C	380 μm	(4.5 ± 0.5) μm	(3.8 ± 0.2) μm

Tabelle 4.5: Werte der Parameter, die für die Anpassung der η-Kurven verwendet werden: δ ist die primäre transversale Ausdehnung der Ladungsverteilung. a ist die Eindringtiefe des Laserlichts. Im Rahmen der Fehler stimmen die Werte für δ mit denen für das σ des Laserstrahls aus Tabelle 4.3 überein. Die gemessene Ausdehnung S des Laserstrahls kann nicht mit δ verglichen werden, da δ die Breite einer Gaußischen Ladungsverteilung festlegt.

ionisierendes Teilchen hervorgerufen wird, liegt bei $\delta_{mit} = 1.4\,\mu$m [120]. Mit dem Laser erhält man in Messung C ($\lambda = 1037$ nm) einen Wert von $\delta = (4.5 \pm 0.5)\,\mu$m. Die resultierende η-Funktion beschreibt die Daten — Abb. 4.16c und Abb. 4.16d — gut. In Messung B ($\lambda = 963$ nm) kann die η-Funktion für die n-Seite gut mit $\delta = (3 \pm 0.5)\,\mu$m beschrieben werden, Abb. 4.16a. Auf der p-Seite aber zeigen die Daten deutlich weniger Struktur als vorhergesagt. Dies lässt sich damit erklären, dass der im Modell angewandte einfache Ansatz für die transversale Diffusion nicht ausreicht, wenn ein Großteil der Ladung auf der den Auslesestreifen entgegengesetzten Seite erzeugt wird. Dies gilt insbesondere für Löcher, die auf der Niedrigfeldseite gebildet werden.

Prinzipiell könnte die beobachtete Diskrepanz auch durch die Divergenz des Laserstrahls hervorgerufen werden. Da die Abweichung bei Messung C — mit höherer Wellenlänge — nicht auftritt, ist aber anzunehmen, dass die Strahldivergenz keine Rolle spielt. Bei Berücksichtigung einer signifikanten Strahldivergenz im Rahmen des Modells stellt sich vielmehr heraus, dass die gemessene Struktur auf der p-Seite in Messung C — Abb. 4.16d — nicht mehr erklärt werden kann. Daraus wird der Schluß gezogen, dass die Strahldivergenz vernachlässigt werden kann.

Abb. 4.17 zeigt die Ladungsverteilungen an den Auslesestreifen, die für die Anpassung der η-Kurven in Abb. 4.16 verwendet werden. Die Halbwertsbreite der Ladungsverteilung zur Anpassung der η-Kurve in Abb. 4.16a ist mit 11.3 μm die kleinste und kommt der Ladungsverteilung eines minimal-ionisierenden Teilchens mit der Halbwertsbreite von 6 μm [120] am nächsten. Das bedeutet nicht, dass ein minimal-ionisierendes Teilchen in allen Aspekten durch die Lasermessung B am besten simuliert wird, sondern dass die Diffusion in diesem Fall eine geringere Wirkung entfalten kann als in den anderen drei Kurven von Abb. 4.16. Die Messung B ($\lambda = 963$ nm) auf der n-Seite eignet sich allerdings sehr gut dazu, die Ladungsteilung zwischen benachbarten Streifen zu untersuchen. Die Ergebnisse der Messung C ($\lambda = 1037$ nm) lassen sich mit einer Ladungsverteilung der Halbwertsbreite 15.6 μm auf der n-Seite — Abb. 4.16c — und 14 μm auf der p-Seite — Abb. 4.16d — reproduzieren. Für diese Messung ist die Breite der Ladungsverteilung auf der n-Seite nur wenig verschieden von der auf der p-Seite, weil in Messung C die Ladungsdichte entlang der Strahlachse innerhalb des Detektors nahezu gleichmäßig ist. Die Messungen bei der hohen Wellenlänge ($\lambda = 1037$ nm) sind am besten geeignet die Ladungsteilung auf der p-Seite zu untersuchen, wenn der Laser von der n-Seite her eingestrahlt wird.

4.7 Trefferrekonstruktion

In den meisten Anwendungen von Siliziumstreifenzählern werden die Signale, die an den Auslesestreifen registriert werden, dazu benutzt, den Durchstoßpunkt des einfallenden primären Teilchens oder des Laserstrahls zu rekonstruieren. Die übliche Methode zur Rekonstruktion der Teilchenposition ist, den Schwerpunkt der an den Streifen gesammelten Ladung zu berechnen. Wenn man nur zwei Streifen berücksichtigt, ist der Ladungsschwerpunkt durch das Produkt aus η-Funktion und Streifenabstand gegeben. Die Beiträge weiterer Streifen liegen bei rund 5% und werden in dieser Studie vernachlässigt. Abb. 4.18a zeigt die aus Messung B erhaltene η-Funktion auf der n-Seite. In Abb. 4.18b ist die rekonstrierte Koordinate $x_{0,rek.}$ gegen die vom Schrittmotor her bekannte Laserposition x_0

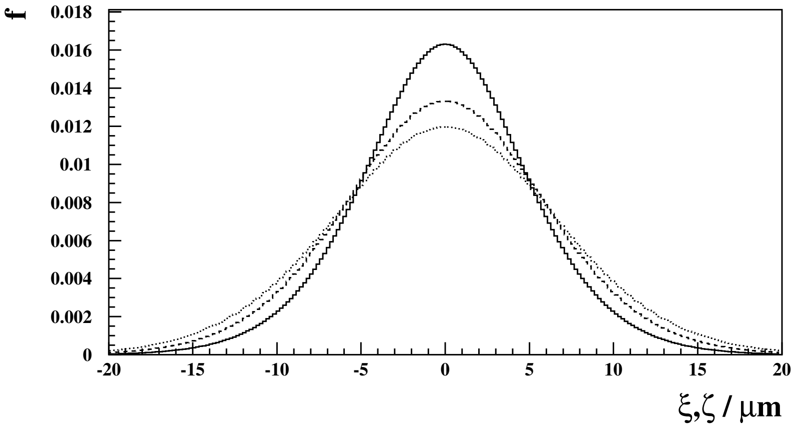

Abbildung 4.17: Ladungsverteilungen an den Auslesestreifen wie sie im Modell zur Anpassung der η-Kurven verwendet werden. Messung B auf der n-Seite: durchgezogene Linie; Messung C auf der n-Seite: gepunktete Linie; Messung C auf der p-Seite: gestrichelte Linie.

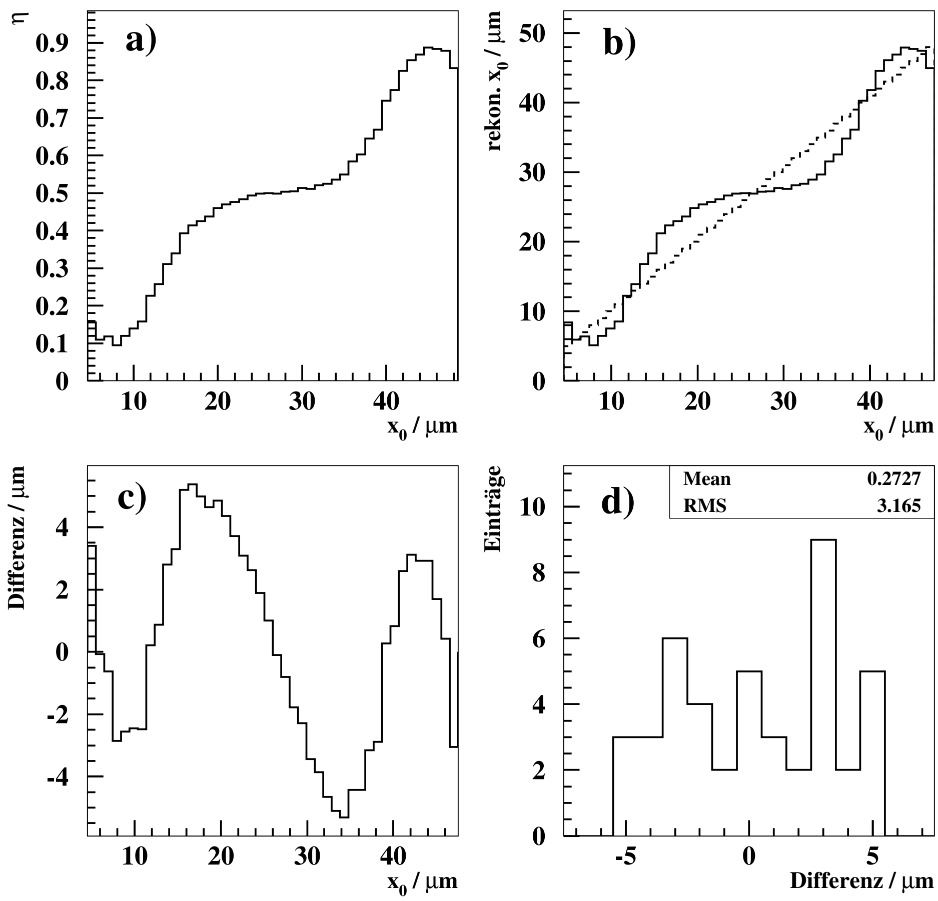

Abbildung 4.18: Trefferrekonstruktion mit Hilfe der Ladungsinformation. a) Die gemessene η-Funktion. In b) wird die rekonstruierte Position mit der hinreichend gut bekannten Position des Lasers verglichen. c) zeigt die Differenz zwischen der vom Schrittmotor her bekannten Laserposition und der mit der Ladungsinformation rekonstruierten Position als Funktion der bekannten Laserposition. In d) wird die Verteilung der Differenzen (Projektion) aus c) gezeigt. Die Standardabweichung beträgt 3.2 μm.

aufgetragen. Zum Vergleich ist auch die Ursprungsgerade x_0 gegen x_0 eingezeichnet.

Die größten Abweichungen zwischen der vom Schrittmotor her bekannten Laserposition x_0 und der mit Hilfe der Ladungsinformation rekonstruierten Position $x_{0,rek.}$ treten an den Kanten des Zwischenstreifens auf. Die Differenz $x_0 - x_{0,rek.}$ ist in Abb. 4.18c angegeben. Die Verteilung der Differenzen zeigt Abb. 4.18d. Die Standardabweichung der Differenz zwischen den beiden Positionswerten ist 3.2 μm. Man kann dies in Relation zur Auflösung eines Detektors mit digitaler Auslese setzen. Für die HERA-B-Detektoren mit einem Streifenabstand von 54 μm beträgt die digitale Auflösung

$$\sigma_{digi} = 54\,\mu\text{m}/\sqrt{12} = 15.6\,\mu\text{m}\ .$$

Man sieht an diesem Vergleich, dass die analoge Auslese verbunden mit einer einfachen Rekonstruktion des Ladungsschwerpunkts als Schätzwert für den Ort des Laserstrahls bzw. Teilchendurchgangs die intrinsische Auflösung entscheidend verbessert. Für minimalionisierende Teilchen erwartet man eine η-Kurve mit scharf ausgeprägten Flanken zwischen den Implantationsstreifen. Das bedeutet, dass sich die Qualität der Rekonstruktion mit Hilfe des Ladungsschwerpunkts verschlechtert, insbesondere werden die Fehler an den Kanten der Streifen größer.

Prinzipiell ist eine Verbesserung der Rekonstruktionsqualität möglich, wenn Algorithmen verwendet werden, die die η-Funktion berücksichtigen. Die Ergebnisse dieser Studie deuten jedoch darauf hin, dass die einfache Berechnung des Ladungsschwerpunkts bereits eine gute Rekonstruktion des Durchstoßpunkts ermöglicht und dass nicht sehr viel Spielraum für Verbesserungen durch Verwendung aufwendigerer Algorithmen vorhanden ist. Dies gilt insbesondere für Anwendungen, in denen die *Impaktparameterauflösung* nicht durch die intrinsische Auflösung, sondern durch Vielfachstreuung limitiert ist. Dies ist bei HERA-B der Fall, siehe dazu Abschnitt 3.8.2.

4.8 Die Untersuchung der maximalen Driftzeit

Um die Treffer im Vertexdetektor eindeutig einem der 96.06 ns langen RF-Zeitfenster des Protonenrings zuordnen zu können, wird von der Verstärkerelektronik eine Anstiegszeit des Signals verlangt, die deutlich unterhalb der Dauer eines RF-Zeitfenster liegt. Der HELIX-Baustein erfüllt mit einer Anstiegszeit von etwa 50 ns diese Forderung, siehe Abschnitt 3.6. Darüberhinaus ist es wichtig, dass das Detektorsignal am Eingang des Vorverstärkers ebenfalls hinreichend schnell ansteigt, höchstens mit der halben Anstiegszeit der Elektronik, also 25 ns. Um diese Anforderung zu erfüllen, muss die Betriebsspannung entsprechend hoch gewählt werden. In diesem Abschnitt werden zwei für die Detektoren von HERA-B typische Fälle diskutiert.

Die Anstiegszeit des Signals an den Auslesestreifen ist durch die Driftzeiten der Elektronen und der Löcher gegeben. Die maximale Driftzeit für Elektronen ergibt sich aus (4.19) mit $y = b$. Diese Maximalzeit wird von Elektronen benötigt, die von ihrem Entstehungsort auf der p-Seite über die ganze Dicke b des Detektors zur n-Seite driften. Die maximale Driftzeit für Löcher ergibt sich aus (4.18) mit $y = 0$. Es handelt sich um Löcher, die von der n-Seite zur p-Seite driften. Abb. 4.19 zeigt die maximale Driftzeit für Elektronen und Löcher als Funktion der Betriebsspannung U_B für zwei verschiedene Werte der vollen Verarmungsspannung U_{vvs}. Es werden die Werte $U_{vvs,1} = 90\,\text{V}$ und

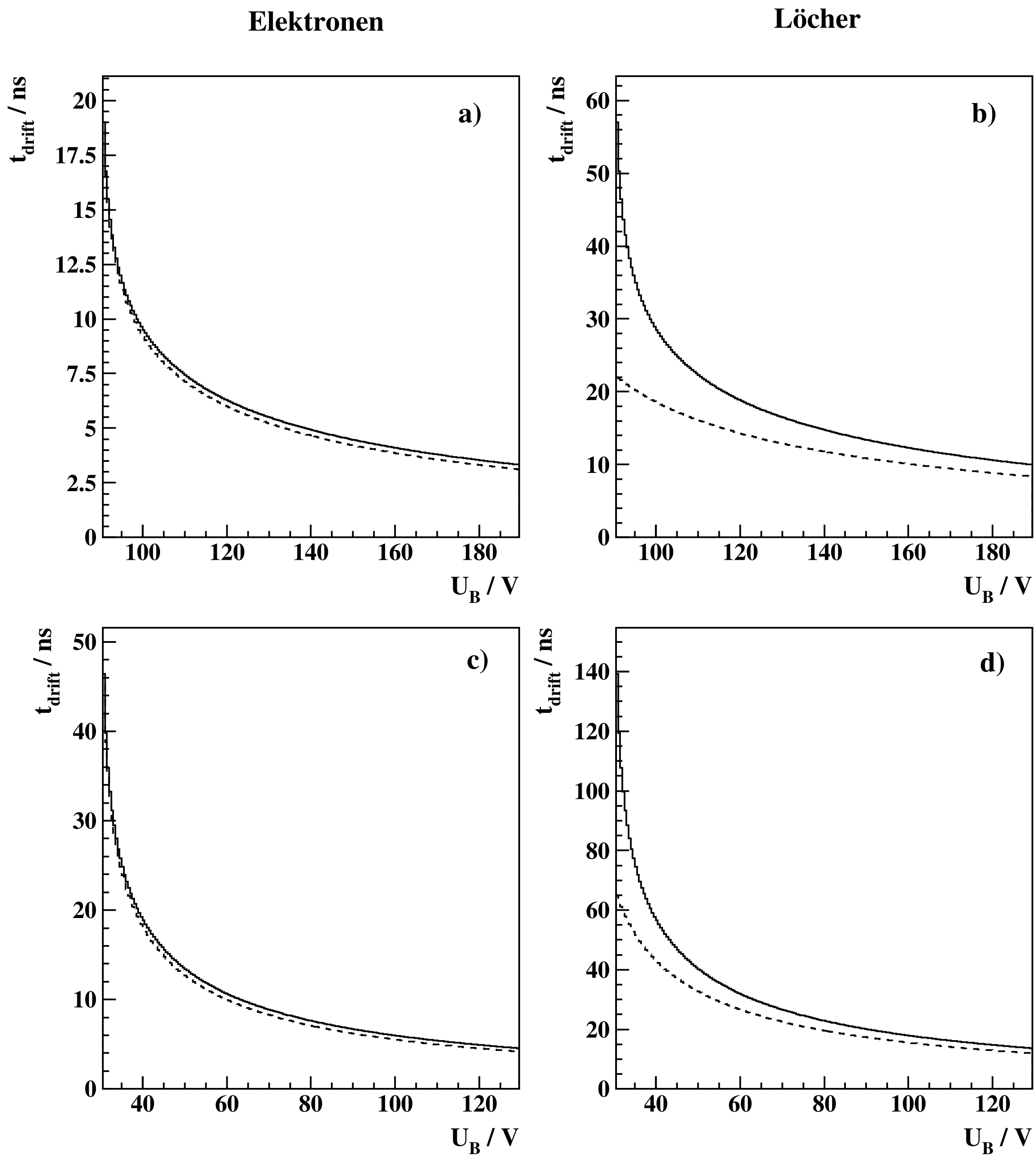

Abbildung 4.19: Maximale Driftzeiten in Abhängigkeit von der Betriebspannung. Die durchgezogene Linien geben die Driftzeiten an, nach denen 100% der Ladung an den Auslesestreifen gesammelt ist. Die gestrichelten Linien geben die Driftzeiten an, nach denen 90% der Ladung gesammelt ist. a) Maximale Driftzeit der Elektronen für eine volle Verarmungsspannung von $U_{vvs} = 90\,\mathrm{V}$. b) Maximale Driftzeit der Löcher für eine volle Verarmungsspannung von $U_{vvs} = 90\,\mathrm{V}$. c) Maximale Driftzeit der Elektronen für eine volle Verarmungsspannung von $U_{vvs} = 30\,\mathrm{V}$. d) Maximale Driftzeit der Löcher für eine volle Verarmungsspannung von $U_{vvs} = 30\,\mathrm{V}$.

$U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V}$ betrachtet, weil in HERA-B Detektoren mit zwei verschiedenen Substratmaterialien zum Einsatz kommen. Der Unterschied besteht in der unterschiedlichen Dichte an Donatoratomen im Substrat N_{ds}, welches sich in unterschiedlichen Werten für die volle Verarmungsspannung äußert. Das Halbleiterlabor des MPI stellt Detektoren her, deren volle Verarmungsspannung im Bereich um 90 V liegt. Die Firma SINTEF produziert Detektoren, deren volle Verarmungsspannung bei rund 30 V liegt.

Die Ausdrücke für die Driftzeiten, (4.18) und (4.19), werden für $U_B = U_{vvs}$ singulär. In den Histogrammen wurde dieser Wert ausgelassen. Sie beginnen 0.5 V oberhalb der vollen Verarmungsspannung. Zum Vergleich der verschiedenen Fälle werden die Driftzeiten für Betriebsspannungen, die 10 V oberhalb der vollen Verarmungsspannung liegen, zu Grunde gelegt. Mit $U_{vvs,1} = 90\,\mathrm{V}$ erhält man für Elektronen $t_{max,e}(U_B = 100\,\mathrm{V}) = 9\,\mathrm{ns}$. Mit $U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V}$ ergibt sich $t_{max,e}(U_B = 40\,\mathrm{V}) = 19\,\mathrm{ns}$. Der erste Wert ist sehr gut akzeptabel, der zweite gerade noch hinreichend. Durch Überschreiten der vollen Verarmungsspannung $U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V}$ um 30 V wird $t_{max,e}(U_B = 60\,\mathrm{V}) = 10\,\mathrm{ns}$ erreicht. Die Kurve für das 90%-Signal (gestrichelte Linie) unterscheidet sich für beide Werte von U_{vvs} nicht wesentlich von der für das volle Signal (durchgezogene Linie). Ein Verzicht auf 10% des Signals wirkt sich praktisch auf die maximale Driftzeit t_{max} praktisch nicht aus, weil die Elektronen mit maximaler Driftzeit von der Hochfeldseite her kommen. Die Driftzeiten für Elektronen, die 280 μm (100%) oder 258 μm (90%) von der p- zur n-Seite zurücklegen müssen, unterscheiden sich kaum, siehe dazu auch Abb. 4.13.

Bei den Löchern treten deutlich höhere Driftzeiten auf. Für $U_{vvs,1} = 90\,\mathrm{V}$ und $U_B = 100\,\mathrm{V}$ ergibt sich $t_{max,l}(U_B = 100\,\mathrm{V}) = 28\,\mathrm{ns}$. Für $U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V}$ und $U_B = 40\,\mathrm{V}$ gilt: $t_{max,l}(U_B = 40\,\mathrm{V}) = 60\,\mathrm{ns}$. Beim Überschreiten der vollen Verarmungsspannung um 30 V ergibt sich: $t_{max,l}(U_{vvs,1} = 90\,\mathrm{V},\ U_B = 120\,\mathrm{V}) = 19\,\mathrm{ns}$ und $t_{max,l}(U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V},\ U_B = 60\,\mathrm{V}) = 37\,\mathrm{ns}$. Der zweite Wert liegt immer noch zu hoch. Erst bei $U_B = 75\,\mathrm{V}$ wird für $U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V}$ eine Driftzeit von 25 ns erreicht.

Verzichtet man a priori auf 10% der Löcher, so ist für $U_{vvs,1} = 90\,\mathrm{V}$ bereits eine Betriebsspannung von $U_B = 100\,\mathrm{V}$ ausreichend. Bei $U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V}$ wird $U_B = 65\,\mathrm{V}$ benötigt, um eine Driftzeit von 25 ns zu erreichen. Die letzten 10% des vollen Signals auf der p-Seite rühren von Löchern her, die nahe der n-Seite im Bereich niedriger Feldstärke erzeugt werden. In dieser Region des Detektors ändert sich die Driftzeit stark mit dem Abstand zur p-Seite, siehe dazu auch Abb. 4.13. So erklärt sich der Unterschied zwischen den 100% und den 90% Kurven für die Löcher.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass für die Detektoren mit einer vollen Verarmungsspannung $U_{vvs,1} = 90\,\mathrm{V}$ eine Betriebsspannung $U_B = 100\,\mathrm{V}$ ausreicht. Für Detektoren mit $U_{vvs,2} = 30\,\mathrm{V}$ ist eine Betriebsspannung von 65 bis 75 V erforderlich, um die Löcher auf der p-Seite auch innerhalb von 25 ns zu sammeln.

4.9 Der Ladungsverlust an die Rückseite

Die Zwischenstreifen besitzen nicht nur die bereits mehrfach erwähnte kapazitive Kopplung an die benachbarten Auslesestreifen, sondern sind auch kapazitiv an die Rückseite des Detektors gekoppelt. Diese unvermeidbare Kopplung hat jedoch negative Folgen, weil Ladung an die Rückseite für den Nachweis verloren geht.

Es gehört zur Qualifikation der Streifenzähler, den Ladungsverlust an die Rückseite

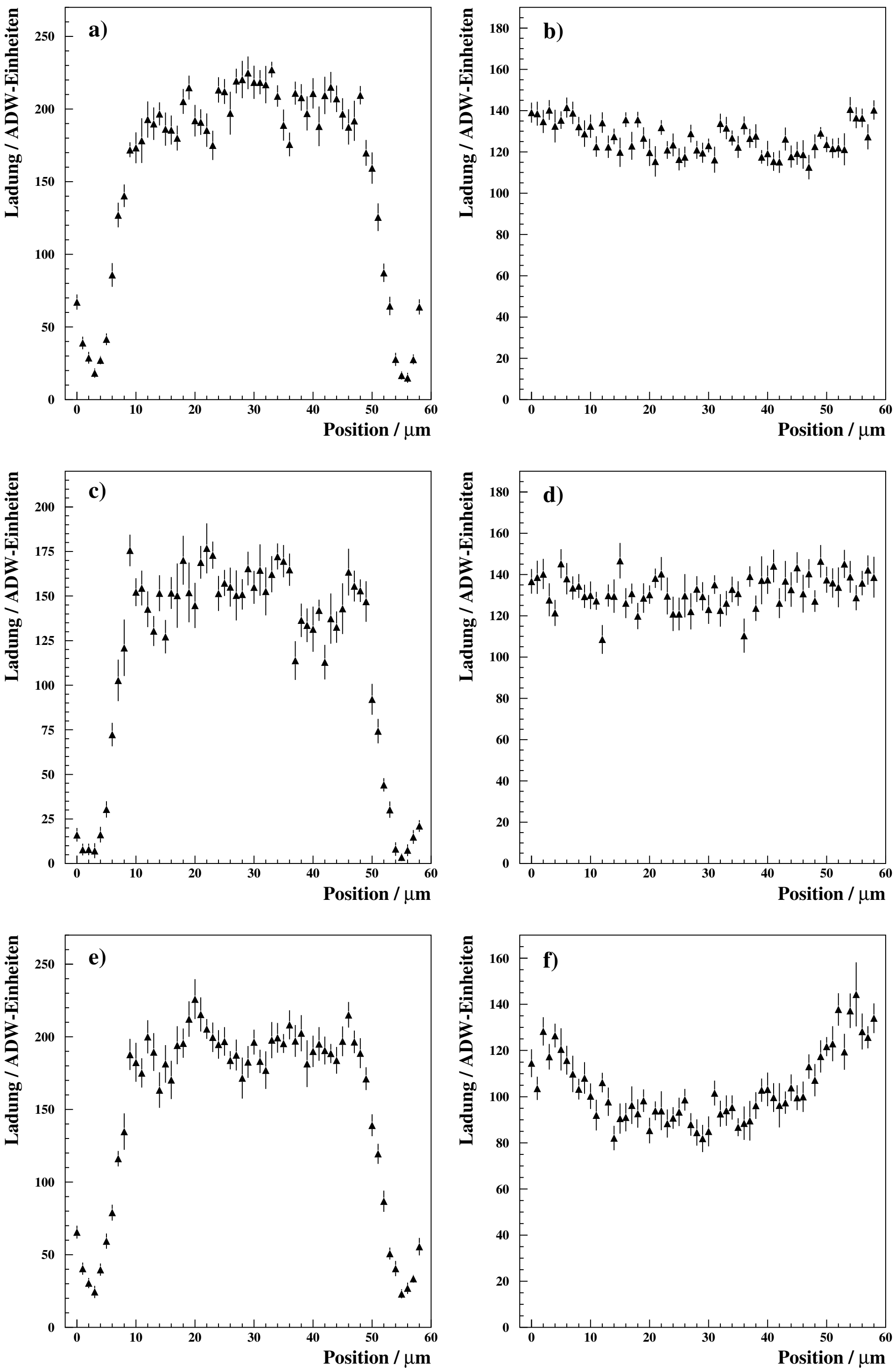

Abbildung 4.20: Die Ladungssumme für die Messungen A (λ = 866 nm), B (λ = 963 nm) und C (λ = 1037 nm). Die Ladungssumme wird berechnet, indem die Ladung der vier Streifen, die den Laserstrahl umgeben, addiert wird. Die linke Spalte — a), c) und e) — gibt die Ergebnisse für die n-Seite wieder. Die rechte Spalte — b), d) und f) — zeigt die Ladungssumme der p-Seite. Die drei Reihen entsprechen den drei Messungen A (oben), B (Mitte) und C (unten). In den Histogrammen ist die Ladung nicht normiert. Vielmehr sind die Rohdatenwerte eingetragen.

zu untersuchen. Dazu wird die Ladungssumme der Treffer gebildet und gegen die Laserposition aufgetragen. Abb. 4.20 zeigt die Ladungssumme für die Messungen A, B und C auf beiden Detektorseiten. Auf der n-Seite liefern die Daten die Ladungssumme nur im Bereich zwischen den Auslesestreifen. Die Daten deuten nicht auf einen Ladungsverlust im Bereich des Zwischenstreifens hin. Auch die Messungen A, Abb. 4.20b, und B, Abb. 4.20d, auf der p-Seite lassen nicht auf einen signifikanten Ladungsverlust schließen.

In Messung C jedoch zeigen die Daten einen klaren Unterschied der Ladungssumme im Bereich der Auslesestreifen im Vergleich zur Region dazwischen. Da dieser Effekt nur bei Messung C, der Messung bei großer Wellenlänge, auftritt, wird der beobachtete Unterschied nicht als Signalverlust am Mittelstreifen, sondern vielmehr als Überhöhung im Bereich der Auslesestreifen interpretiert. Der Ladungsüberschuss kommt durch interne Reflexion des Laserlichts an den metallisierten Streifen der p-Seite zu Stande. Auf Grund von Reflexion erwartet man eine Signalüberhöhung von rund 40%. Die Messwerte aus Abb. 4.20f sind damit verträglich. Interne Reflexion tritt in Messung A und B nicht auf, weil das Licht in diesen Messungen nicht bis zur Rückseite des Zählers durchdringt.

Abschließend lässt sich feststellen, dass in den Messungen kein Hinweis auf einen signifikanten Ladungsverlust vom Zwischenstreifen an die Rückseite gefunden wurde. Die Siliziumstreifenzähler entsprechen in dieser Hinsicht den Kriterien des Entwurfs.

4.10 Ladungssumme bei unverbundenen Streifen

Bei den Prototypen konnten einige Streifen nicht mit der Ausleseelektronik verbunden werden, weil die Muster der Kontaktfelder für die Mikroschweißdrähte sowohl zwischen Detektor und Verdrahtungsträger als auch zwischen Verdrahtungsträger und APC-Baustein nicht perfekt übereinstimmten. Diese Detektorstreifen werden im Folgenden kurz als unverbundene Streifen bezeichnet. Die Messungen zur Ladungsteilung wurden auch an solchen unverbundenen Streifen des Detektors ausgeführt.

Abb. 4.21 zeigt die Ladungssumme für eine Messung über zwei unverbundenen Streifen auf der p-Seite. Die Wellenlänge der Messung beträgt 1037 nm. Die Ladungssumme wurde berechnet, indem die Ladung auf den drei Nachbarstreifen links der beiden nebeneinander liegenden unverbundenen Streifen und der drei Nachbarstreifen rechts von den unverbundenen Streifen aufsummiert wurde.

Als Ergebnis lässt sich feststellen, dass rund (85 ± 2) % der Ladung im Bereich der unverbundenen Streifen nachgewiesen wird. Die Ladung, die an den unverbundenen Streifen gesammelt wird, wird kapazitiv auf die benachbarten, verbundenen Auslesestreifen gekoppelt.

Diese Messung steht in sehr guter Übereinstimmung mit der Beobachtung in Messungen, die mit den Prototypdetektoren des Jahres 1997 beim Betrieb in HERA-B gemacht wurden [108]: Obwohl auf einer Seite eines Detektors jeder vierte Streifen nicht mit der Ausleseelektronik verbunden war, konnte mit diesem Modul eine Detektoreffizienz von 99.9% erreicht werden. Dies ist nur mit einer effizienten Ladungsteilung zwischen verbundenen und unverbundenen Streifen zu erklären.

Abb. 4.22 zeigt jeweils die Pulshöhe auf den beiden Auslesestreifen, die rechts und links neben den zwei unverbundenen Streifen liegen. Die Ladungskurven verlaufen im Bereich der unverbundenen Streifen fast linear.

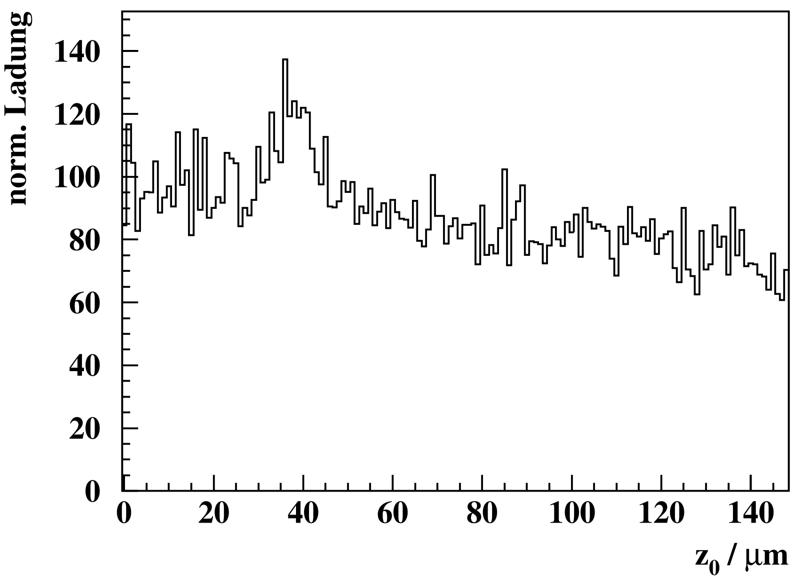

Abbildung 4.21: Ladungssumme im Bereich zweier unverbundener Streifen auf der p-Seite. Bei $z_0 \simeq 40\,\mu$m liegt ein verbundener Streifen, bei $z_0 \simeq 90\,\mu$m und $z_0 \simeq 140\,\mu$m je ein unverbundener. Die Pulshöhe im Bereich des verbundenen Streifens — $0\,\mu\text{m} \leq z_0 \leq 30\,\mu$m — wurde auf 100 normiert. Genau über dem verbundenen Streifen steigt die Pulshöhe auf Grund interner Reflexion an, wie in Abschnitt 4.9 besprochen. Im Bereich der unverbundenen Streifen — $60\,\mu\text{m} \leq z_0 \leq 150\,\mu$m — fällt die Pulshöhe leicht auf circa 85 ab.

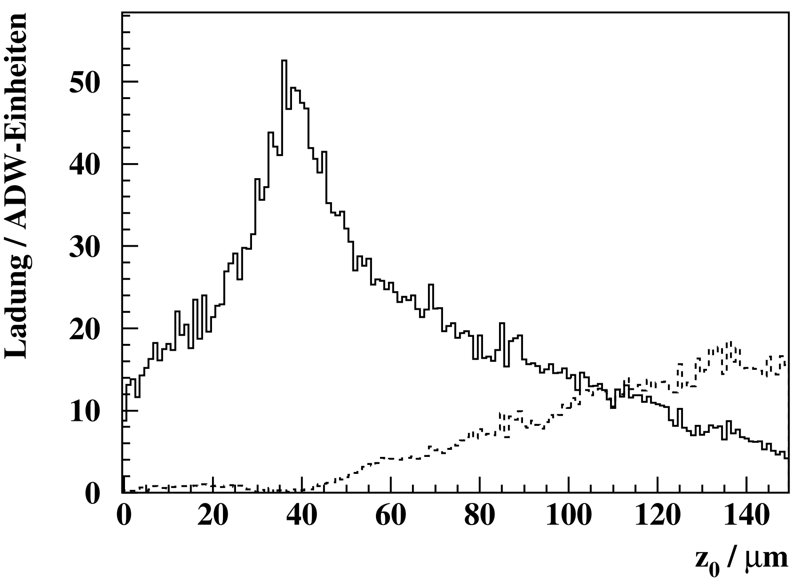

Abbildung 4.22: Ladungsteilung bei unverbundenen Streifen auf der p-Seite. Im Histogramm sind die Signalhöhen auf dem rechten und dem linken Nachbarstreifen der unverbundenen Streifen eingezeichnet. Im Bereich der unverbundenen Streifen — $60\,\mu\text{m} \leq z_0 \leq 150\,\mu$m — verlaufen die Ladungskurven auf den Nachbarstreifen linear.

Abschließend lässt sich feststellen, dass ein oder zwei unverbundene Streifen, die von korrekt arbeitenden Streifen umgeben sind, keine große Beeinträchtigung für den Detektorbetrieb bedeuten.

4.11 Untersuchung des Verarmungsverhaltens

In diesem Abschnitt werden Messungen vorgestellt, mit denen die Ausbreitung der Verarmungszone in Abhängigkeit von der Betriebsspannung untersucht wird. Die auf den Auslesestreifen gesammelte Ladung wurde für verschiedene Betriebsspannungen gemessen. Abb. 4.23a zeigt die Ergebnisse für Streifen auf der n-Seite (Dreiecke) und der p-Seite (Quadrate).

Auf der n-Seite ist bei Betriebsspannungen unter 30 V kein Signal zu sehen. Von 30 bis 70 V gibt es einen leichten linearen Anstieg, während die Kurve von 70 bis 90 V steil ansteigt. Oberhalb von 90 V bleibt die Pulshöhe innerhalb des Fehlers von 5% stabil. Diese Kurve wird durch den Mechanismus der Ladungssammlung im Silizium erklärt. Falls der Detektor nicht völlig von freien Ladungsträgern verarmt ist, ist das Substrat in zwei Zonen geteilt: zum einen die verarmte Zone, die sich von der p-Seite her ins Substrat erstreckt, und zum anderen die nicht-verarmte Zone, die eine hohe Leitfähigkeit besitzt, sodass die n^+-Streifen miteinander kurzgeschlossen sind.

Elektron-Loch-Paare, die in der Verarmungszone generiert werden, werden durch das elektrische Feld getrennt. Die Löcher driften zur p-Seite und die Elektronen zur n-Seite. Während der Driftweg der Löcher durch die Verarmungszone führt und sie die p-Seite erreichen können, treffen die Elektronen auf die nicht verarmte Zone. In diesem Bereich ist das elektrische Feld Null und der Driftprozess endet. Stattdessen wird die Diffusion zum dominanten Transportprozess. Die Elektronen bewegen sich daher sehr viel langsamer und können die n-Seite nicht innerhalb des Datennahmezeitfensters erreichen. Zudem werden die Ladungen über viele Auslesestreifen verteilt, weil die Leitfähigkeit in der nicht-verarmten Region hoch ist.

Für Betriebsspannungen jenseits der vollen Verarmungsspannung ist der gesamte Detektor verarmt und alle Ladungsträger werden gesammelt. Aus der Kurve der n-Seite lässt sich eine volle Verarmungsspannung von $U_{vvs} = (90 \pm 2)\,\mathrm{V}$ ableiten. Die Sammlung von Elektronen ist jedoch unterhalb der vollen Verarmungsspannung nicht völlig unterdrückt. Der Kurvenverlauf von 70 bis 90 V deutet darauf hin, dass Elektronen die nicht-verarmte Zone passieren und die Streifen der n-Seite trotz Diffusion und hoher Leitfähigkeit in diesem Bereich erreichen können. Falls die nicht-verarmte Zone die Elektronen völlig am Erreichen der Detektorstreifen hinderte, wäre die Ladungskurve auf der n-Seite eine Stufenfunktion.

Die Ladungskurve für die Streifen der p-Seite — Abb. 4.23a (Quadrate) — weist einen weichen Anstieg von nur einigen Volt Betriebsspannung bis zur vollen Verarmungsspannung auf. Der Grund dafür liegt darin, dass alle in der Verarmungszone erzeugten Löcher an den p^+-Streifen gesammelt werden. Der Kurvenverlauf auf der p-Seite ergibt sich aus einer Faltung der Ausdehnung der Verarmungszone und der vom Laserlicht entlang der Strahlachse erzeugten Ladungsdichte im Silizium. Im Falle eines minimal-ionisierenden Teilchens, das eine gleichmäßige Ladungsdichte im Silizium erzeugt, ist die gemessene Pulshöhe proportional zu $\sqrt{U_B}$. Im Falle eines Lichtpulses folgt die Energiedeposition im

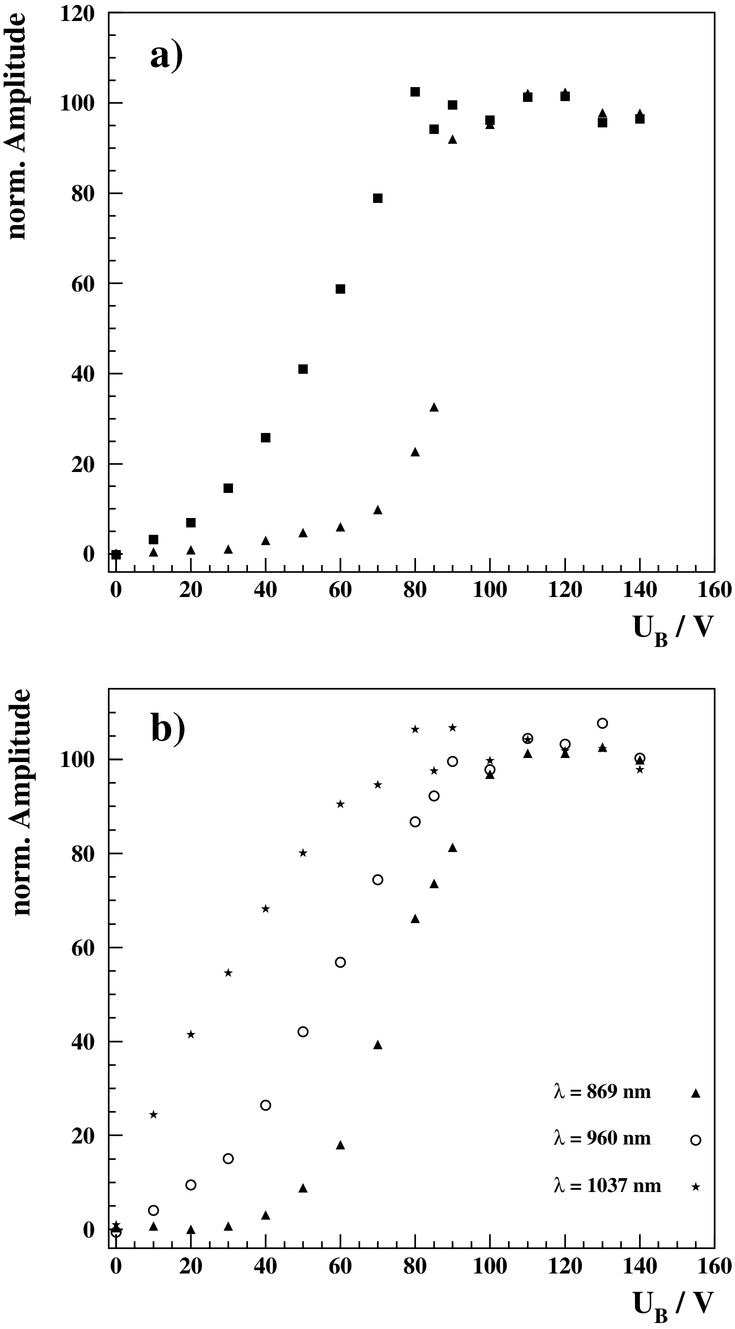

Abbildung 4.23: Signalhöhe in Abhängigkeit der Betriebsspannung. a.) Dargestellt ist die auf der n-Seite (Dreiecke) bzw. der p-Seite (Quadrate) gesammelte Ladung als Funktion der Betriebsspannung. Die Wellenlänge des Lasers war $\lambda = (939 \pm 1)\,\mathrm{nm}$. b.) Ladungskurven auf der p-Seite für drei verschiedene Wellenlängen. Dreiecke: $\lambda = 869\,\mathrm{nm}$; Kreise: $\lambda = 960\,\mathrm{nm}$; Sterne $\lambda = 1037\,\mathrm{nm}$. In a.) und in b.) ist die mittlere Amplitude nach Überschreiten der vollen Verarmungsspannung auf 100 normiert.

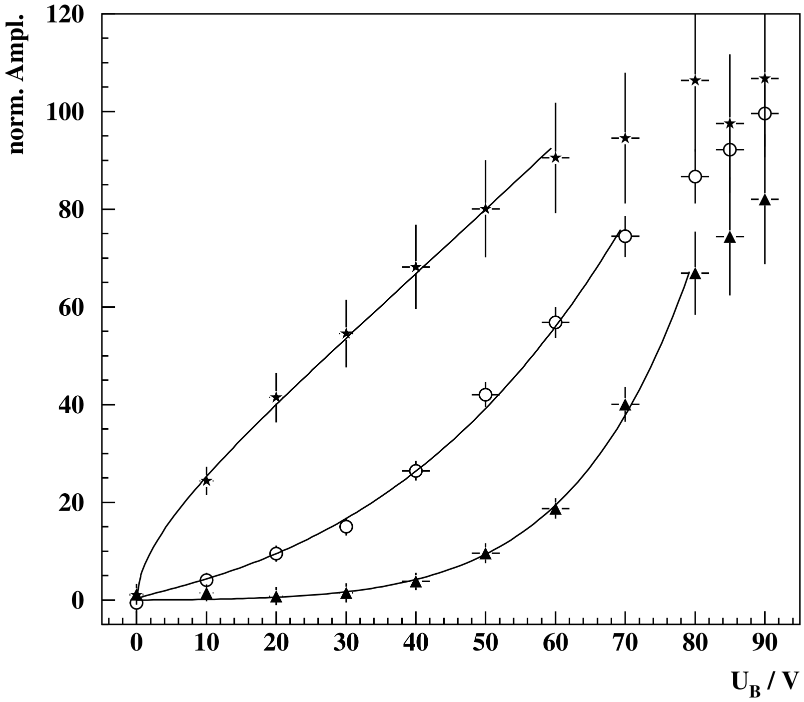

Abbildung 4.24: Anpassung von Gleichung (4.29) an die gemessene Ladung auf den Streifen der p-Seite als Funktion der Betriebsspannung für drei verschiedene Wellenlängen. Die Eindringtiefe wurde als freier Parameter angepasst. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 4.6 wiedergegeben. Messungen mit drei verschiedenen Wellenlängen wurden angepasst: Dreiecke: $\lambda = 869\,\mathrm{nm}$; Kreise: $\lambda = 960\,\mathrm{nm}$; Sterne $\lambda = 1037\,\mathrm{nm}$. Die mittlere Pulshöhe nach Überschreiten der vollen Verarmungsspannung ist auf 100 normiert.

λ	a_{fit}	a_{ref}
869 nm	$(27 \pm 3)\ \mu$m	$(22 \pm 1)\ \mu$m
960 nm	$(57 \pm 4)\ \mu$m	$(74 \pm 2)\ \mu$m
1037 nm	$(188 \pm 58)\ \mu$m	$(380 \pm 20)\ \mu$m

Tabelle 4.6: Ergebnisse der Anpassung an die Messungen zur Untersuchung der Detektorverarmung. Die Tabelle gibt die Ergebnisse der Anpassung in Abb. 4.24 an. Die folgenden Konstanten wurden für die Anpassung verwendet: die Mobilität der Elektronen in Silizium bei 300 K: $\mu_e = 1350\,\mathrm{cm^2V^{-1}s^{-1}}$; die Permeabilitätskonstante $\epsilon = 12\epsilon_0$ [84]; der spezifische Widerstand des n-Typ-Substrats: $\rho_n = 3\,\mathrm{k\Omega cm}$. Der Wert für den spezifischen Widerstand kann aus der gemessenen vollen Verarmungsspannung von $U_{vvs} = (90 \pm 2)\,\mathrm{V}$ abgeleitet werden, wenn Gleichung (4.28) für den Fall $d = b$ verwendet wird. Als Referenzwerte zu den Ergebnissen der Anpassung sind die aus Ref. [115] abgeleiteten Werte für die Eindringtiefe angegeben.

Silizium einer Exponentialkurve, die von der Eindringtiefe des Lichts und damit von der Wellenlänge abhängt. Daher verändert sich die Form der Ladungskurve auf der p-Seite deutlich mit der Wellenlänge des verwendeten Laserlichts. Drei Kurven für verschiedene Wellenlängen werden in Abb. 4.23b gezeigt. Da das Licht von der n-Seite her eingestrahlt wird, gilt: Je größer die Wellenlänge, desto schneller steigt das Signal mit der Betriebsspannung an.

Die Kurven auf der p-Seite lassen sich mit einer einfachen Modellrechnung beschreiben. Der Energieverlust eines Lichtpulses im Silizium wird durch (4.1) beschrieben. Die auf den Streifen der p-Seite nachgewiesene Ladung hängt linear vom integrierten Energieverlust ΔE_{vz} in der Verarmungszone ab:

$$\Delta E_{vz} = E_0 \cdot \left(e^{-(b-d)/a} - e^{-b/a} \right) \ . \tag{4.27}$$

Die Variable d in Gleichung (4.27) gibt die Breite der Verarmungszone an. b ist die Dicke des Detektors und a die Eindringtiefe des Lichts ins Silizium. Die Tiefe der Verarmungszone d ist gemäß (4.11) durch

$$d = \sqrt{2\epsilon\rho_n\mu_e U_B} \tag{4.28}$$

gegeben, wobei ρ_n der spezifische Widerstand des n-Typ-Substrats ist. μ_e ist die Mobilität der Elektronen und ϵ die Permeabilitätskonstante von Silizium. Die auf der p-Seite gesammelte Ladung Q_p ist proportional zu ΔE_{vz}:

$$Q_p = \frac{Q_0}{E_0} \cdot \Delta E_{vz} = Q_0 \cdot e^{-b/a} \left(e^{(\sqrt{2\epsilon\rho_n\mu_e U_B})/a} - 1 \right) \ . \tag{4.29}$$

Gleichung (4.29) wird mit der Eindringtiefe a als freiem Parameter an die Daten aus Abb. 4.23b angepasst. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb. 4.24 dargestellt. Nur die Datenpunkte des Spannungsbereichs, in dem der Detektor nicht vollständig verarmt war, gehen in die Anpassung ein, denn die Sättigung der Pulshöhe bei voller Verarmungsspannung wird durch (4.29) nicht beschrieben.

Tabelle 4.6 gibt die Ergebnisse der Anpassung an. Als Referenzwerte sind die aus Ref. [115] abgeleiteten Werte für die Eindringtiefe angegeben, vergleiche dazu Abb. 4.3 und Tabelle 4.3. Die Angaben zur Eindringtiefe variieren allerdings zwischen Ref. [115] und Ref. [116] (Tabelle 4.2) um bis zu 30%. Diese Diskrepanz kann durch unterschiedliche Substratmaterialien erklärt werden. Verschiedene Gittertypen und Fremdatomkonzentrationen beeinflussen die optischen Eigenschaften des Siliziums. Die aus der Anpassung an die Daten erhaltenen Werte weichen um 2–3 σ — σ ist der Fehler der Anpassung — von den Referenzwerten ab. Das ist im Rahmen der Abweichungen der verschiedenen Referenzwerte voneinander akzeptabel.

Kapitel 5

Inbetriebnahme des Vertexdetektors

Die Datennahmeperiode 1998/99 dauerte vom August 1998 bis Anfang Mai 1999. Für die Vertexdetektorgruppe von HERA-B bestand das Ziel dieser Datennahme in der Inbetriebnahme des Vertexdetektors und der Abnahme der einzelnen Systembestandteile. Insbesondere wurden die folgenden Aufgaben erfolgreich bewältigt:

1. Inbetriebnahme eines neuen sekundären Vakuumsystems. Im Besonderen musste gezeigt werden, dass die 150 μm dünnen Aluminiumkappen zur Separation des primären vom sekundären Vakuum ausreichen, ohne die Qualität des primären Vakuums zu beeinträchtigen. Vergleiche dazu auch die Beschreibung des Aufbaus des Vertexdetektorsystems in Abschnitt 3.7.

2. Routinemäßiges Bewegen der Töpfe des Vertexdetektors, vergleiche Abschnitt 3.7, durch die Schichtbesatzung von HERA-B.

3. Das Einbinden von sicherheitsrelevanten Systembestandteilen in ein automatisches Kontrollsystem, das auf einer speicherprogrammierbaren Steuerung beruht. Beispielsweise soll beim Überschreiten von Temperaturschwellen die Ausleseelektronik abgeschaltet werden.

4. Echtzeitkontrolle der Betriebsparameter, zum Beispiel der Temperatur, der Sperrströme und der Betriebsspannungen der Streifenzähler.

5. Inbetriebnahme der endgültigen Auslesekette des Vertexdetektors, siehe dazu Abschnitt 3.9.

6. Auslese des Vertexdetektors mit den Programmen des allgemeinen Datennahmesystems von HERA-B.

7. Synchronisation der Datennahme des Vertexdetektors mit den anderen Teildetektoren von HERA-B und dem Takt des Protonenstrahls.

8. Aufbau einer Echtzeitkontrolle der Datenqualität.

9. Alignierung der Streifenzähler mit Hilfe von Teilchenspuren.

10. Verständnis der Eigenschaften der Treffer auf den Siliziumstreifenzählern.

11. Unterstützung der Suche nach J/ψ-Mesonen.

Drei weitere Punkte konnten bis Mai 1999 nicht vollständig abgeschlossen werden:

1. Inbetriebnahme eines Kühlsystems mit binärem Eis, siehe Ref. [100].
2. Prozessierung und Kompression der Rohdaten auf der PC-Farm der zweiten Filterstufe, vergleiche Abschnitt 2.5.9.
3. Einbinden des Vertexdetektors in die zweite Filterstufe. Mit Hilfe der Daten des Vertexdetektors sollen bereits auf der zweiten Filterstufe, siehe Abschnitt 2.5.9, nach Zerfallsvertizes von B-Mesonen gesucht werden.

In der vorliegenden Arbeit wird auf drei Bereiche der Inbetriebnahme näher eingegangen, die in meiner Verantwortung lagen. In Abschnitt 5.2 wird die Rohdatenaufbereitung und die Selektion von Treffern auf den Streifenzählern erklärt. In Abschnitt 5.3 werden die Histogramme, die zur Echtzeitkontrolle der Datenqualität herangezogen werden, vorgestellt. In Abschnitt 5.4 wird die Synchronisation der Auslese des Vertexdetektors diskutiert. Die Eigenschaften der Treffer auf den Siliziumstreifenzählern werden ausführlich in Kapitel 6 untersucht. Weitere Informationen zur Inbetriebnahme des Vertexdetektors finden sich in Ref. [123, 124, 125].

5.1 Die Bestückung des Vertexdetektors 1998/99

Während der Datennahme in den Jahren 1998/99 war der Vertexdetektor mit 17 Siliziumstreifenzählern ausgerüstet. Im ersten Teil der Datennahmeperiode von August bis Dezember 1998 waren alle eingesetzten Module mit der Version 2.1 des HELIX-Auslesebausteins bestückt. Im Dezember wurden die zwei Module im äußeren Quadranten der Superlage 5 ausgetauscht. Die neuen Module besaßen HELIX-Bausteine der Version 2.2 und verbesserte Elektronikhybride, vergleiche Abschnitt 3.6. Des Weiteren wurde im Dezember ein doppelseitiger Detektor im oberen Quadranten der Superlage 8 eingebaut und der Detektor im oberen Quadranten der Superlage 6 wurde entfernt. Die Anordnung der eingebauten Streifenzähler ist schematisch in der Abb. 5.1 dargestellt.

Anhand der Superlage 1 in Abb. 5.1 wird die Nummerierung der vier Quadranten des Vertexdetektors illustriert. Der obere Quadrant wird mit 00, der äußere Quadrant mit 03, der untere mit 06 und der innere mit 09 gekennzeichnet. Die Bezeichnungen innen und außen beziehen sich dabei auf den Protonenring. Der Quadrant einer Superlage wird somit durch eine dreistellige Zahl angegeben. So steht zum Beispiel 503 (sprich: Fünf-Null-Drei) für den äußeren Quadranten der Superlage 5.

Bei vollständiger Bestückung des Vertexdetektors befinden sich in jedem Quadranten einer Superlage zwei Detektormodule mit je einem doppelseitigen Siliziumstreifenzähler. Die beiden Detektoren werden mit den Rückseiten zueinander montiert, siehe dazu auch Abb. 3.13. Den Detektor mit der Vorderseite zum Drahttarget hin, bezeichnet man als Upstream-Detektor (Abkürzung: u) und den Detektor, dessen Vorderseite vom Drahttarget weg gerichtet ist, als downstream (Abkürzung: d). Ein einzelner Detektor wird somit durch die Bezeichnung der Superlage, des Quadranten und der Ausrichtung upstream/downstream gekennzeichnet, zum Beispiel 503-d.

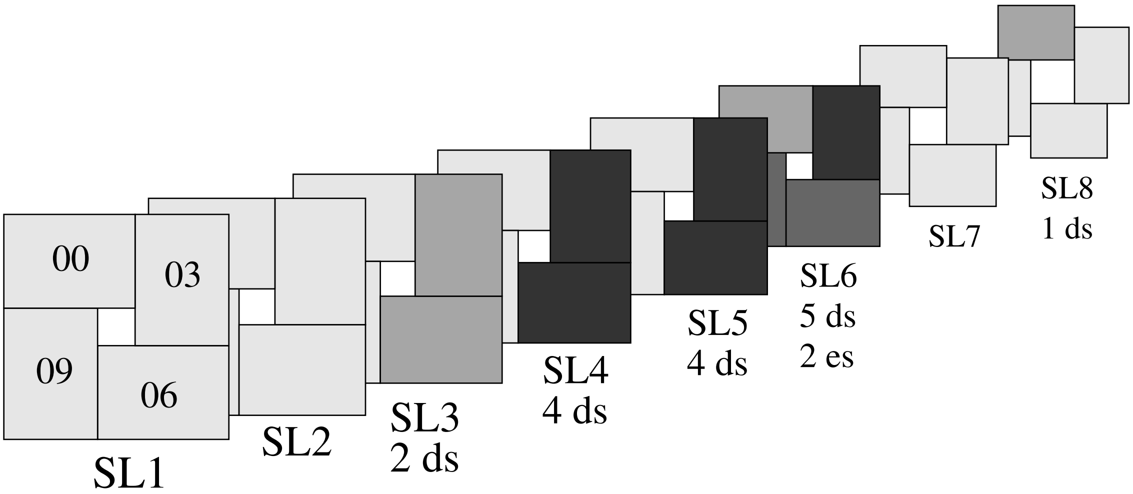

Abbildung 5.1: Die Bestückung des Vertexdetektors in der Datennahmeperiode von 1998/99. In der Superlage 3 befanden sich je ein doppelseitiger (ds) Detektor im unteren (06) und äußeren (03) Quadranten. Diese Detektoren waren so eingebaut, dass ihre n-Seiten dem Protonenstrahl entgegen gerichtet waren. In den Superlagen 4 und 5 waren die unteren (06) und äußeren (03) Quadranten jeweils mit zwei doppelseitigen Detektoren ausgerüstet. In der Superlage 6 war der äußere (03) Quadrant mit zwei doppelseitigen, der untere (06) und der innere (09) Quadrant jedoch mit einem doppelseitigen und einem einseitigen (es) Detektor ausgestattet. Im oberen Quadrant (00) der Superlage 6 befand sich bis Dezember 1998 ein doppelseitiger Detektor. Von Dezember 1998 bis Mai 1999 besaß die Superlage 8 einen doppelseitigen Detektor im oberen (00) Quadranten.

Bei der Entscheidung, zwei benachbarte Quadranten zu bestücken, war ausschlaggebend, dass das Verfahren benachbarter Töpfe wesentlich kritischer ist, als das gegenüberliegender, da zwischen den Kappen benachbarter Quadranten in Strahlrichtung nur ein paar Millimeter Platz ist. Das sichere Verfahren dieser Töpfe auf Datennahmeposition war daher ein wichtiger Punkt zur Abnahme des Vertexdetektorsystems. In Superlage 6 wurden alle Quadranten mit Streifenzählern ausgestattet, um die Vermessung der Detektorpositionen innerhalb einer Superlage mit Hilfe von Teilchenspuren zu testen. Dabei wird sich Spuren bedient, die sich überlappende Zähler durchqueren.

Die Bestückung benachbarter statt gegenüberliegender Quadranten war auch für die Datennahme zur Suche nach J/ψ-Mesonen akzeptabel, weil die Detektoren lateral in die sogenannte offene L-Konfiguration gefahren werden konnten, siehe auch Abb. 5.6.

5.2 Die Rohdatenaufbereitung und Trefferselektion

Die Verarbeitung der Rohdaten des Vertexdetektors läuft in einem mehrstufigen Verfahren ab. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich die Pulshöhe d_i der Rohdaten des Auslesestreifens i aus vier Bestandteilen zusammensetzt: dem *Sockelbetrag* s_i, der *kohärenten Grundlinienschwingung* g_i, die allen Streifen eines HELIX-Bausteins gemeinsam ist, dem von Durchgängen geladener Teilchen verursachten Ladungssignal q_i und dem stochastischen Rauschen r_i.

$$d_i = s_i + g_i + q_i + r_i \qquad i \in \{1, \dots, 1280\} \tag{5.1}$$

Der Index i bezeichnet hierbei die Streifennummer. Auf der n-Seite läuft dieser Index von 1 bis 1280, auf der p-Seite von 1 bis 1024. Die Rohdaten d_i bestehen aus dem mit 8-Bit digitalisierten Analogwert des Kanals i. Der Wert liegt folglich zwischen 0 und 255. Zur Verarbeitung der Rohdaten werden sukzessive die folgenden vier Schritte ausgeführt.

1. Subtraktion der Sockelbeträge.
2. Bestimmung und Subtraktion der kohärenten Grundlinienschwingung der Daten eines HELIX-Bausteins.
3. Selektion von Treffern in den Daten.
4. Kompression der Daten.

Diese vier Arbeitsschritte sind in dem Programmpaket Marvin [126] implementiert und werden in den nächsten Abschnitten einzeln diskutiert, um die in Kapitel 6 folgende Diskussion der Treffereigenschaften und den Vergleich mit den Erwartungen aus den Messungen am Laserteststand vorzubereiten.

5.2.1 Subtraktion der Sockelbeträge

Als *Sockelbetrag* eines Kanals bezeichnet man dessen mittlere Pulshöhe. Da sich die Sockelbeträge langsam mit der Zeit ändern, zum Beispiel auf Grund von Temperaturschwankungen, müssen sie nachgeführt werden. Dies geschieht, indem jedes Ereignis n mit einem Gewichtsfaktor $\omega(n)$ in die erneute Berechnung der Sockelbeträge einfließt.

$$s_i(n) = s_i(n-1) \cdot (1 - \omega(n)) + d_i(n) \cdot \omega(n) \tag{5.2}$$

Um in der Anfangsphase der Datennahme eine schnellere Konversion der Sockelbeträge zu erreichen, wird für alle Ereignisse $n < n_0$ ein gleichgewichteter Mittelwert gebildet.

$$\begin{aligned} \omega(n) &= 1/n \quad \text{für} \quad n < n_0 \\ \omega(n) = \omega_0 &= 1/n_0 \quad \text{für} \quad n > n_0 \end{aligned}$$

Nach der Anfangsphase, für $n > n_0$, erfolgt die Gewichtung mit einem konstanten Faktor ω_0. Typischerweise wird $n_0 = 200$ verwendet. Bei der Berechnung der Sockelbeträge wird über alle Zellen des Ereignisspeichers im HELIX-Baustein gemittelt.

Abb. 5.2 zeigt die einzelnen Schritte der Rohdatenaufbereitung beispielhaft an einem Ereignis. Das obere Histogramm zeigt die Rohdaten d_i des Ereignisses auf der n-Seite des Detektors 503u. Das zweite Histogramm von oben zeigt die Sockelbeträge s_i. Nach Abzug der Sockelbeträge ergibt sich das mittlere Histogramm, in dem sehr deutlich fünf Treffer auszumachen sind.

5.2.2 Behandlung der kohärenten Grundlinienschwingung

Die Pulshöhen der 128 Kanäle eines HELIX-Bausteins führen stochastisch auftretende kohärente Schwingungen um die Sockelbeträge aus, deren Ursache in elektromagnetischen Störungen aus der Umgebung liegt. Der konkrete Entwurf der Elektronikhybride, die

Führung der Signal-, Erd- und Versorgungsleitungen sowie die Qualität der elektrischen Abschirmung der Module und Leitungen spielen in diesem Zusammenhang eine wichtige Rolle. Die Grundlinienschwingungen der Pulshöhen werden im Programm Marvin ermittelt, indem eine Polynomanpassung an die Daten mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate vorgenommen wird. Marvin erlaubt die Verwendung von Polynomen bis zu dritten Grades. In der Regel ist jedoch eine lineare Anpassung hinreichend. Als defekt gekennzeichnete Kanäle werden bei dieser Anpassung nicht berücksichtigt. Die aus der Anpassung bestimmte Grundlinienschwingung wird von den Daten subtrahiert.

Nach Abzug der Grundlinienschwingung erhält man die vorprozessierten Daten, die in Abb. 5.2 im zweiten Histogramm von unten zu sehen sind. Im gezeigten Beispiel ist eine Grundlinienschwingung nicht erkennbar. Die dargestellten Daten stammen von einem Modul, das mit einem verbesserten Elektronikhybrid und HELIX-Bausteinen der Version 2.2 ausgestattet ist. Bei diesem Modultyp sind die kohärenten Grundlinienschwingungen gegenüber den vorangegangenen Prototypmodulen deutlich reduziert.

5.2.3 Berechnung des Rauschens

Aus den vorprozessierten Daten wird das Rauschen des Detektors ermittelt, indem die *Varianz* v_i der Daten nachgeführt wird.

$$v_i(n) = v_i(n-1) \cdot (1 - \omega(n)) + (d_i(n) - s_i(n-1) - g_i(n))^2 \cdot \omega(n) \tag{5.3}$$

Das Rauschen ist durch $r_i(n) = \sqrt{v_i(n)}$ gegeben. Durch Nachführung der Varianz anstatt des Rauschens selbst, werden Rechenoperationen und somit Zeit gespart. Bei der Berechnung der Varianz eines Streifens werden Ereignisse, in denen das Quadrat der vorprozessierten Pulshöhen $(d_i(n) - s_i(n-1) - g_i(n))^2$ stark von der Varianz des vorherigen Ereignisses $v_i(n-1)$ abweicht, nicht berücksichtigt. Im Wesentlichen hat diese Maßnahme zum Ziel, Treffer auf Grund von Teilchendurchgängen aus der Varianzberechnung herauszunehmen. Dies verfälscht das Rauschen etwas zu niedrigen Werten hin, weil auf diesem Wege auch Ausreißer, die tatsächlich auf Rauschen basieren, herausgefiltert werden. Der Fehler ist aber deutlich geringer als bei Einbeziehung echter Treffer ins Rauschen.

Folgende Beispielrechnung zeigt, wie die Berücksichtigung von Treffern bei der Varianzberechnung das Rauschen unverhältnismäßig erhöhen würde. Betrage das Rauschen ohne Einbeziehung der Treffer $r_i = 2$. Die Trefferwahrscheinlichkeit sei 4% und die Signalpulshöhen seien im Mittel $q_i = 40$. Werden die Treffer mit in die Berechnung des Rauschen einbezogen, so erhält man: $v_i = 2^2 \cdot 0.96 + 40^2 \cdot 0.04 = 67.84$ und $r_{i,t} = 8.2$. Das Rauschen würde somit um rund einen Faktor 4 falsch berechnet.

Im Beispiel der Abb. 5.2 beträgt das Rauschen $r_i \approx 2$ AD-Wandlereinheiten. Man kann fünf verschiedene Bereiche mit leicht unterschiedlichem Rauschniveau erkennen. Jeder Bereich besteht aus Detektorkanälen zweier HELIX-Bausteine, die über eine gemeinsame Signalleitung ausgelesen werden.

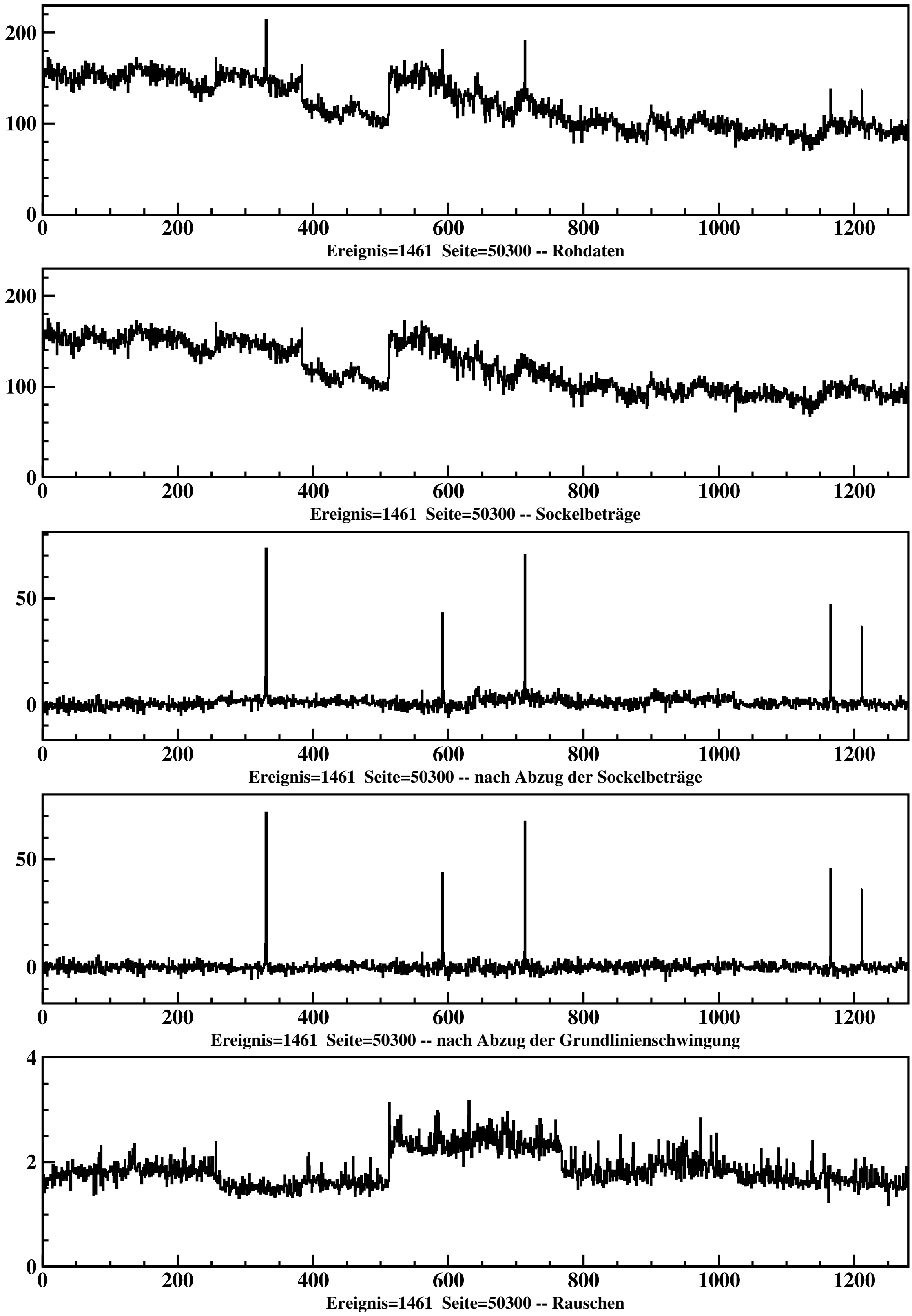

Abbildung 5.2: Rohdatenaufbereitung. Die Abbildung zeigt die Rohdatenaufbereitung anhand eines typischen Ereignisses auf der n-Seite des Detektors 503-u. Weitere Erläuterungen befinden sich im Text.

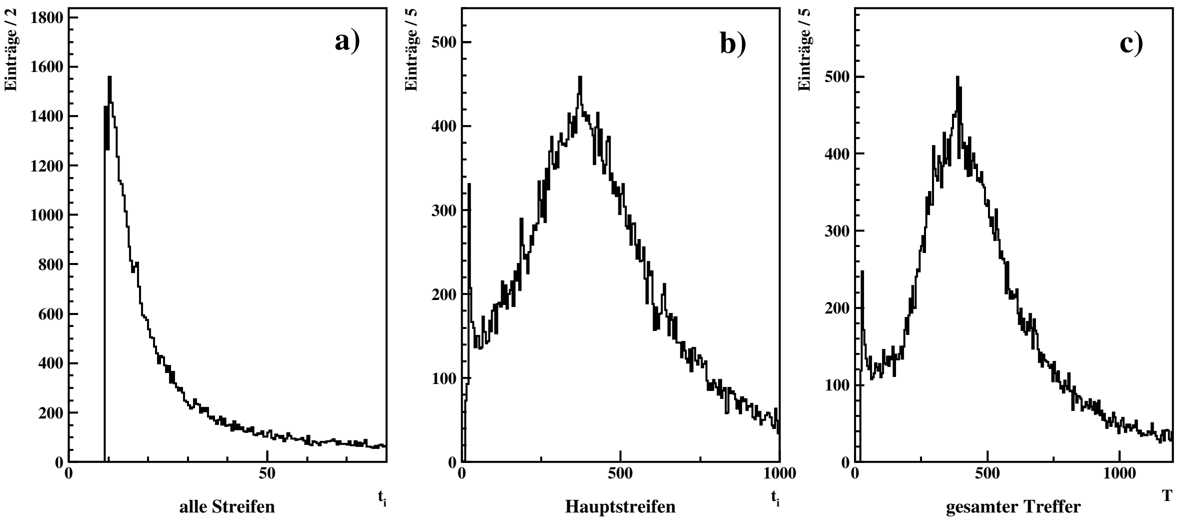

Abbildung 5.3: Schnitte auf die Signifikanz der Treffer. Histogramm a) zeigt die Verteilung der Signifikanz t_i aller als Treffer akzeptierten Streifen. In b) ist die Verteilung der Signifikanz t_i der Streifen, die innerhalb eines Treffers die höchste Signifikanz haben, aufgetragen. Histogramm c) zeigt die Gesamtsignifikanz T eines Treffers der aus mehreren nebeneinander liegenden Streifen bestehen kann. Die Schnitte erfolgten bei $t_i > 9$ und $T > 20$. Der Anstieg am linken Rand der Verteilungen in b) und c) ist durch das Rauschen der Streifenzähler bedingt. Die Daten stammen von einem Modul, das mit der Version 2.2 des HELIX-Bausteins ausgerüstet war.

5.2.4 Trefferselektion

Zur Selektion von Treffern aus den vorprozessierten Daten werden im Programm MARVIN zwei Größen herangezogen: die *Streifensignifikanz* t_i und die *Treffersignifikanz* T:

$$t_i(n) = q_i^2(n)/v_i(n) \qquad \text{und} \qquad T = \sum_{j=k}^{j=k+m-1} q_j^2(n)/v_j(n) \tag{5.4}$$

Dabei ist $q_i(n) = r_i(n) - s_i(n-1) - g_i(n)$ die vorprozessierte Pulshöhe des Ereignisses n auf dem Detektorstreifen i und k die Streifennummer des ersten Streifens im betrachteten Treffer. m ist die *Trefferbreite*, welche durch die Anzahl der zum Treffer gehörenden Streifen angegeben wird. In einem ersten Schritt werden Streifen ausgewählt, deren Streifensignifikanz t_i über einer Schwelle t_0 liegt. Ein typischer Wert für die Datennahme ist $t_0 = 9$. Benachbarte Streifen, die über dieser Schwelle liegen, werden zu einem Trefferkandidaten zusammengefasst. Eine Lücke von einem defekten Streifen innerhalb eines Trefferbereichs ist erlaubt. Außerdem werden nur Streifen der gleichen Polarität als zu einem Trefferkandidaten gehörig gezählt.

Zur Berechnung der Treffersignifikanz T werden die Signifikanzen t_i der einzelnen Streifen eines Trefferkandidaten aufsummiert. Mit einem Schnitt $T > T_0$ auf die resultierende Treffersignifikanz wird entschieden, ob der Kandidat als Treffer akzeptiert wird. Typischerweise wird mit einer Schwelle von $T_0 = 20$ gearbeitet.

Abb. 5.3 zeigt eine typische Verteilung der Streifen- und Treffersignifikanz von akzeptierten Treffern. Abb. 5.3a enthält die Verteilung der Signifikanz aller Streifen, die Treffern zugerechnet werden. In Abb. 5.3b wird die Verteilung der Signifikanz der Streifen gezeigt, die innerhalb eines Treffers die höchste Signifikanz haben und die im Histogramm kurz als Hauptstreifen bezeichnet werden. Abb. 5.3c enthält die Treffersignifikanz T aller akzeptierten Treffer. Der Schnitt auf T unterdrückt das Rauschen hinreichend gut, wie man an dem relativ kleinen Anstieg des Rauschens am linken Rand der Verteilung sehen kann.

Der pauschale, auf alle Streifen angewandte Schnitt auf die Streifensignifikanz t_i wird der kapazitiven Kopplung der Detektorstreifen aneinander nur bedingt gerecht. In Abschnitt 4.6 wurde anhand der Lasermessungen gezeigt, dass die Kopplung ungefähr 5% der Pulshöhe entspricht. Die Analyse der Trefferbreiten in Abschnitt 6.3 deutet sogar auf einen etwas höheren Wert um die 8% hin. Der pauschale Schnitt auf t_i hat für viele Treffer, vor allem für Einstreifentreffer, die Konsequenz, dass die übergekoppelte Ladung nicht mehr zur Gesamtladung des Treffers hinzugerechnet wird, da die Signifikanzen der Nachbarstreifen jener Streifen, an denen die primäre Ladung gesammelt wurde, unter die Schwelle t_0 fallen. Insofern wird das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen systematisch unterschätzt. Das gleiche trifft auf die Trefferbreite zu. Insbesondere erhöht sich der Anteil der Einstreifentreffer. Im unbestrahlten Zustand ergibt sich für die Auswertung der Daten nach bisheriger Erfahrung kein Problem. Nach Bestrahlung müssen konkrete Studien zeigen, ob der Selektionsalgorithmus modifiziert werden muss. Eine Alternative zur diskutierten Trefferselektion wäre, den pauschalen Schnitt durch zwei Schnitte zu ersetzen: einen Schnitt auf die Signifikanz des oder der Zentralstreifen der Treffer und einen auf die Signifikanz der Nachbarstreifen. Eine weitere Möglichkeit wäre, keinen zusätzlichen Schnitt für die Nachbarstreifen einzuführen, sondern generell jeweils einen Streifen auf der linken und der rechten Seite des Treffers hinzuzunehmen.

5.2.5 Kompression der Daten

In der Anfangsphase des HERA-B Experiments und später zu Kontrollzwecken werden Rohdaten, d.h. die Analoginformation aller Kanäle, abgespeichert. Während der regulären Datennahme von HERA-B muss die Datenmenge jedoch minimiert werden und nur die Information über die Treffer wird gespeichert. Typischerweise wird ein Kompressionsfaktor von rund 20 gegenüber den Rohdaten erreicht.

Die Prozessierung und Kompression der Rohdaten wird in Zukunft auf den Rechnern der zweiten Filterstufe stattfinden. Während der Datennahme von 1998/99 konnte dieses Ziel noch nicht erreicht werden.

5.3 Die Echtzeitkontrolle der Datenqualität

Zur Kontrolle der Datenqualität während der Datennahme wurde das Programmpaket SILMON entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit stark erweitert. Aus dem Datenstrom des zentralen Datennahmeprozesses übernimmt ein sogenanntes Dämonprogramm eine komplette Kopie der Daten des Vertexdetektors. Handelt es sich um Rohdaten, werden sie an das MARVIN-Programm übergeben, prozessiert und komprimiert. Die Trefferdaten stellt das Dämonprogramm den Subprozessen des SILMON-Pakets, die von einer graphischen Benutzeroberfläche aus gestartet werden, zur Verfügung. Diese Prozesse buchen und füllen Histogramme, die sie dann auf dem Bildschirm des Nutzers darstellen. Zur

Handhabung der Histogramme werden die Programmpakete HBOOK, HPLOT und HIGZ verwendet [127]. Folgende Histogramme stehen zur Anzeige zur Verfügung:

- Zeit-Schaubilder stellen die Entwicklung einer bestimmten Beobachtungsgröße in Abhängigkeit von der Zeit bzw. der Ereignisnummer dar.
  1. Der Medianwert der Anzahl der Treffer im gesamten Vertexdetektor pro Ereignis gegen die Ereignisnummer. Der Median wird von den letzten zehn Ereignissen genommen.
  2. Die über jeweils 20 Ereignisse gemittelte Anzahl der Treffer auf den einzelnen Detektorseiten gegen die Ereignisnummer.
- Verteilungen einer bestimmten Beobachtungsgröße werden über einen Aktivierungszeitraum akkumuliert.
  1. Das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen der Treffer auf den einzelnen Detektorseiten.
  2. Die Gesamtladung der Treffer auf den einzelnen Detektorseiten.
  3. Die geometrische Verteilung der Treffer auf die Streifen der einzelnen Detektorseiten. Nach Normierung dieses Histogramms ergeben sich die Besetzungszahlen der Streifen.
- Eine Anzeige von einzelnen Ereignissen für eine ausgewählte Detektorseite wird zur Verfügung gestellt. Angezeigt werden die Rohdaten, die Sockelbeträge und die vorprozessierten Daten nach Abzug der Sockelbeträge und der Grundlinienschwingung. Außerdem werden das Rauschen, die selektierten Treffer, deren Breite und deren Verhältnis von Signal-zu-Rauschen dargestellt. Die für die Rohdatenaufbereitung relevanten Histogramme sind in Abb. 5.2 zu sehen.

Im Folgenden werden zwei akkumulierte Verteilungen aus der Echtzeitanzeige näher diskutiert: zum einen die Histogramme, die die Verteilungen des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen auf den Streifenzählern zeigen, und zum anderen jene Histogramme, die die Trefferverteilungen wiedergeben.

5.3.1 Die Verteilungen von Signal-zu-Rauschen

Das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen (S/R) wird allgemein verwendet, um die Qualität der eingesetzten Module, bestehend aus Streifenzähler und Elektronik, zu charakterisieren. Es gilt folgende Definition:

$$S/R = \frac{\sum\limits_{j=k}^{j=k+m-1} q_j}{\sqrt{\sum\limits_{j=k}^{j=k+m-1} v_j}} \cdot \sqrt{m} \tag{5.5}$$

Dabei ist q_j die Ladung (die vorprozessierte Pulshöhe) und v_j die Varianz des Streifens j. k ist, wie in (5.4), der erste Streifen innerhalb des betrachteten Treffers. Die Breite m des

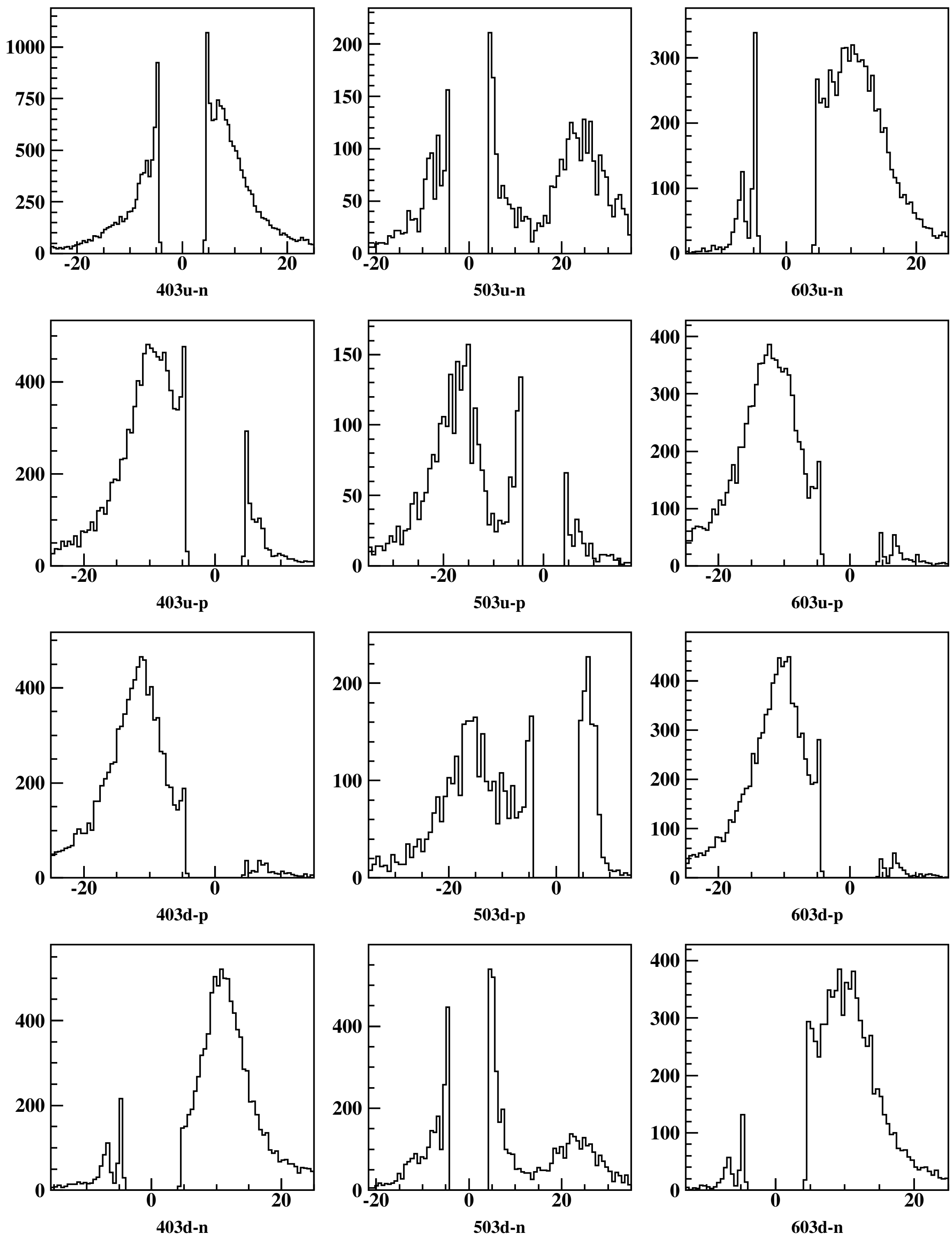

Abbildung 5.4: Die Verteilungen des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen von zwölf Detektorseiten. Auf die Streifensignifikanz wurde mit $t_i > 9$ und auf die Treffersignifikanz mit $T > 20$ geschnitten. Die Module 403u, 403d, 603u und 603d waren mit HELIX-Bausteinen der Version 2.1 ausgerüstet. Die Module 503u und 503d hatten verbesserte Elektronikhybride und HELIX-Bausteine der Version 2.2. Gezeigt werden jeweils n- und p-Seite.

S/R	Anzahl der Seiten	Anteil
< 8	6	17.6%
8–10	5	14.7%
10–12	13	38.3%
12–13	6	17.6%
16–18	2	5.9%
23–24	2	5.9%

Tabelle 5.1: Statistik für das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen (S/R) der Streifenzähler in der Datennahmeperiode 1998/99. Der Wert von S/R gibt die Lage des Scheitelpunkts der Signalverteilung an. Die beiden Seiten mit S/R im Bereich von 16–18 sind die p-Seiten der Module 503u und 503d, die beiden Seiten mit S/R zwischen 23–24 sind die n-Seiten dieser Module, welche mit HELIX-Bausteinen der Version 2.2 und neuen Elektronikhybriden bestückt waren.

Treffers gibt die Zahl der Streifen des Treffers an. Das S/R-Verhältnis eines Treffers ist somit die Gesamtladung dividiert durch das mittlere Rauschen der zum Treffer gehörenden Streifen.

Die Verteilungen des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen aus der Echtzeitanzeige für zwölf Detektorseiten sind in Abb. 5.4 wiedergegeben. Die erste und die dritte Spalte zeigen Verteilungen, die zu Modulen gehören, welche mit dem HELIX-Baustein der Version 2.1 ausgerüstet waren. In der Verteilung des Signal-zu-Rauschens dieser Module ist kein deutliches Minimum zwischen Signal- und Rauschbereich zu erkennen.

Die zweite Spalte zeigt Daten der mit dem HELIX128-2.2 und verbesserten Elektronikhybriden bestückten Module. Die Ergebnisse für diese Module sind deutlich besser. Der Scheitelpunkt des Signalbereichs der Verteilung ist klar durch ein tiefes Minimum vom durch das Rauschen hervorgerufenen Anstieg der Verteilung bei kleinen Werten von S/R getrennt.

Tabelle 5.1 gibt einen Überblick zu der Lage der Scheitelpunkte der Signalbereiche der S/R-Verteilungen der im Zeitraum 1998/99 eingebauten Detektoren aus den Daten der Echtzeitkontrolle. Die neuen Module sind klar besser.

Die Histogramme der Abb. 5.4 enthalten die Daten aller vom Selektionsprogramm Marvin akzeptierten Treffer. Ein Schnitt auf die Polarität der Treffer wurde nicht vorgenommen; dies geschieht in der Eingangsstufe der Programme, die zur Spurrekonstruktion eingesetzt werden. Auf der n-Seite haben die Signale wahrer Treffer positive Polarität, auf der p-Seite negative. Diese Zuordnung ist in dem Sinne willkürlich, als dass sie vom konkreten Aufbau der Auslesekette, in der mehrfache Invertierungen der Analogdaten auftreten, abhängt.

In der Echtzeitanzeige zur Kontrolle der Datenqualität ist es sinnvoll, auch die von Marvin akzeptierten Treffer falscher Polarität anzuzeigen, weil auf diese Weise ein Eindruck von der Größe des Rauschens auf den Detektorseiten vermittelt wird. Detektoren, die nur sehr gering rauschen, weisen nur eine verhältnismäßig kleine Zahl von Treffern falscher Polarität auf.

5.3.2 Trefferverteilungen aus der Echtzeitanzeige

Beispiele für Histogramme aus der Echtzeitanzeige, die die Trefferverteilung bzw. die Besetzungszahlen auf den Detektorseiten wiedergeben, sind in Abb. 5.5 zu sehen. Die Trefferverteilungen aus der Echtzeitkontrolle wurden auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Es werden Treffer pro Kanal pro 1000 Ereignisse angegeben. Die Wechselwirkungsrate am Drahttarget betrug 5 MHz.

Abb. 5.5a zeigt eine typische Trefferverteilung auf einer p-Seite. Die Streifen auf der p-Seite verlaufen, wenn man den Drehwinkel von 2.5° zunächst einmal vernachlässigt, parallel zur Detektorinnenkante, wobei der Streifen 1 dem Strahl am nächsten liegt, der Streifen 1024 am fernsten. Daraus erklärt sich der steile Abfall der Trefferverteilungen auf der p-Seite mit zunehmender Streifennummer. Hier spiegelt sich die $1/R_{\perp}^2$-Verteilung der Spurdichte wieder, wobei $R_{\perp}$ der Abstand eines Punktes zum Strahlmittelpunkt ist.

Das Maximum der Trefferverteilung auf der p-Seite liegt jedoch nicht bei Streifen 1, sondern circa bei der Streifennummer 70. Der beobachtete steile Anstieg der Trefferzahl von Streifen 1 bis Streifen 70 beruht auf der sich ändernden Streifenlänge in diesem Bereich, da die Streifen um 2.5° gegenüber der Detektorkante gedreht sind. Auf der p-Seite befinden sich die kurzen Streifen sowohl am Anfang als auch am Ende des Detektors. Die gemessene Trefferzahl skaliert mit der Streifenlänge. Entsprechend sieht man auch bei hohen Streifennummern ab 990 einen steilen Abfall der Trefferzahl.

Abb. 5.5b und Abb. 5.5c zeigen Trefferverteilungen auf den n-Seiten 503u-n und 503d-n. Die Lage der Maxima der beiden Verteilungen ist verschieden, da die Upstream- und Downstream-Module mit den Rückseiten zueinander montiert sind. Die Ausleserichtung ist daher jeweils entgegengesetzt zueinander. Auf der Detektorseite 503d-n befinden sich im Bereich der Kanalnummern 600 und 800 einige stark rauschende Streifen, die zu den Überhöhungen in der Verteilung führen. Abb. 5.5d zeigt die Trefferverteilung auf der Detektorseite 606u-n. Der Unterschied zur Verteilung der Seite 503u-n wird durch die unterschiedlichen Stellungen der beiden Detektoren zum Strahl, die in Abb. 5.6 skizziert sind, erklärt. Auf der Seite 503u-n — Abb. 5.5b — liegen die Streifen um die Nummer 1000 näher am Strahl, auf der Seite 606u-n — Abb. 5.5d — sind dies die Streifen um 300. Zum Vergleich wird hier der Detektor 606u herangezogen, weil der Detektor 506u einen defekten HELIX-Baustein auf der n-Seite hat und daher das Trefferspektrum verfälscht wird.

Auf der n-Seite gibt es nur an einem Detektorende kurze Streifen. Im Bereich von Streifen 1 bis Streifen 50 erklärt die zunehmende Streifenlänge den steilen Anstieg der Trefferzahl. Bei hohen Streifennummern fehlt auf der n-Seite ein solcher Effekt, da der letzte Detektorstreifen, Nummer 1280, noch die volle Streifenlänge besitzt. An diesem Detektorende befinden sich keine kurzen Streifen, sondern ein nicht-sensitiver Bereich, der schematisch in Abb. 3.13 angedeutet ist.

Abb. 5.5e zeigt die mittlere Trefferzahl — einschließlich der Rauschtreffer — auf der Seite 503u-n aufgetragen gegen die Ereignisnummer als Zeit-Schaubild, Abb. 5.5f das entsprechende Histogramm auf der Seite 503u-p. Beide Histogramme stimmen erwartungsgemäß hinreichend gut miteinander überein.

Auf der n-Seite des Moduls 503u liegt das Maximum der Besetzungszahl bei rund $(0.45 \pm 0.02)\,\%$, auf der p-Seite von 503u bei rund $(0.98 \pm 0.02)\,\%$. Diese Werte enthalten allerdings nicht nur Treffer von tatsächlichen Teilchendurchgängen, sondern auch

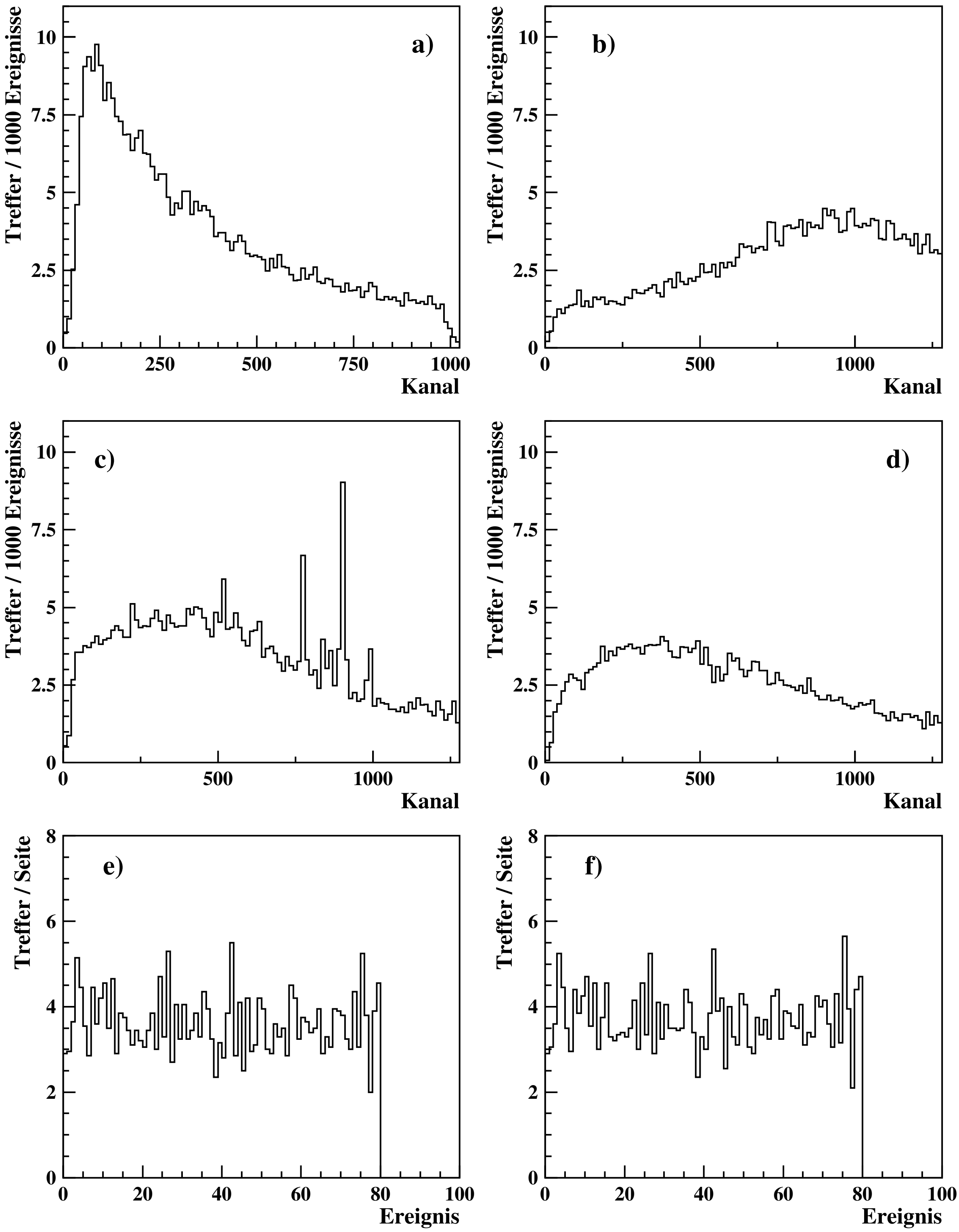

Abbildung 5.5: Besetzungszahlen der Kanäle auf den Detektorseiten: a) 503u-p, b) 503u-n, c) 503d-n und d) 606u-n. Mittlere Trefferzahl auf den Detektorseiten: e) 503u-n und f) 503u-p. Die Daten wurden bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz genommen. Die Position der Zähler ist in Abb. 5.6 eingezeichnet.

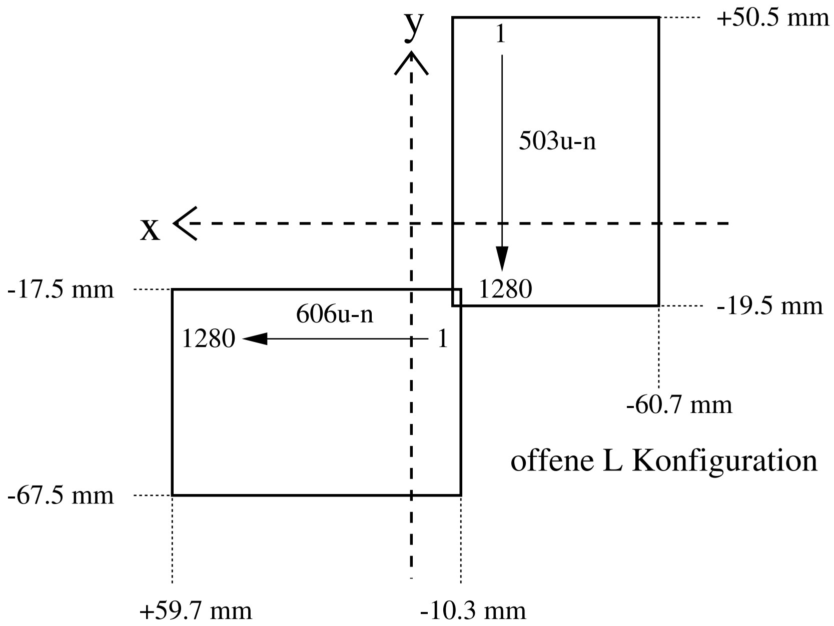

Abbildung 5.6: Die Skizze zeigt die räumliche Anordnung des sensitiven Bereichs der Streifenzähler 503-u und 606-u. Die Pfeile auf den Zählern geben die Richtung der Auslese auf der n-Seite der Detektoren an. Die Strahlrichtung (z-Achse) zeigt in die Papierebene hinein. Die beiden dargestellten Zähler befinden sich in der sogenannten offenen L-Konfiguration, in der nur ein geringer Überlapp zwischen den Detektoren besteht, vergleiche dazu den Kommentar in Abschnitt 5.1.

Rauschen.

Aus den S/R-Verteilungen in Abb. 5.4 kann man den Anteil des Rauschens an den Treffern grob abschätzen, indem man den Anteil der Einträge mit falscher Polarität und den Anteil der Einträge im Anstieg der Verteilung zu niedrigen S/R-Werten hin bestimmt. Es ergibt sich ein Anteil des Rauschens von $(40 \pm 5)\,\%$ auf der n-Seite und $(25 \pm 5)\,\%$ auf der p-Seite. Damit erhält man als maximale Besetzungszahlen bezogen auf die wahren Treffer $(0.27 \pm 0.03)\,\%$ auf der n-Seite und $(0.73 \pm 0.15)\,\%$ auf der p-Seite.

Der Detektor 503u befand sich während der Datennahme nahe der radialen Nominalposition, denn der aktive Bereich des Siliziumzählers hatte einen Abstand von 10.7 mm zum Strahl. Skaliert man die gemessenen Besetzungszahlen von einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz auf eine von 40 MHz, so ergibt sich eine maximale Besetzungszahl von $(2.2 \pm 0.3)\,\%$ auf der n-Seite und $(5.8 \pm 1.2)\,\%$ auf der p-Seite. Innerhalb der Fehlergrenzen ist die gemessene maximale Besetzungszahl mit der in den Detektoranforderungen, vergleiche Abschnitt 3.2, verlangten von 5% (bei 40 MHz) in Übereinstimmung. Die Richtigkeit der Entscheidung, beim Entwurf der Streifenzähler einen geringen Abstand der Auslesestreifen von rund $50\,\mu$m zu wählen, wird damit bestätigt.

5.4 Synchronisation der Auslese des Vertexdetektors

Bei der Synchronisation der Auslese des Vertexdetektors müssen zwei wesentliche Einstellungen vorgenommen werden:

- Zum einen muss die Auslese des Vertexdetektors mit der der anderen Teildetektoren synchronisiert werden, d.h. die Daten aller Teildetektoren aus demselben RF-Fenster müssen von der Datennahmeelektronik dieselbe Kennnummer erhalten und zu einem kompletten Datennahmeereignis zusammengefasst werden. Für den Vertexdetektor heißt dies, dass auf den HELIX-Bausteinen zu Beginn der Datennahme die korrekte Latenzzeit programmiert werden muss bzw. das Filtersignal passend zur eingestellten Latenzzeit verzögert werden muss.

- Zum anderen muss die Phase zwischen Datennahmetakt und dem Takt des Protonenstrahls so justiert werden, dass die von Teilchendurchgängen in den Siliziumstreifenzählern generierten Ladungen innerhalb des jeweiligen RF-Zeitfensters gesammelt wird. Nur in diesem Fall wird die maximale Signalhöhe erreicht.

In den folgenden zwei Abschnitten wird kurz dargestellt, wie sich die beiden genannten Einstellungen zur Synchronisation des Vertexdetektors mit Hilfe der Daten vornehmen lassen.

5.4.1 Einstellung der korrekten Latenzzeit

Zur Synchronisation der Teildetektoren von HERA-B musste für jeden der Detektoren ein Histogramm erstellt werden, in dem die über eine Datennahme integrierte Gesamttrefferzahl gegen die Nummer des RF-Zeitfensters aufgetragen ist. Auf diese Weise wurde mit den Daten das Füllschema des Protonenrings, vergleiche Abb. 2.1, reproduziert. Das resultierende Histogramm für den Vertexdetektor ist in Abb. 5.7 zu sehen, dabei muss beachtet werden, dass die Nummerierung nicht der in Abb. 2.1 entspricht, sondern das diejenige der HERA-B Datennahmegruppe verwendet wird. Die Struktur des Füllschemas ist in dem Histogramm sehr gut erkennbar. Zwischen einer Gruppe von Protonenpaketen befindet sich je eine Lücke von einem RF-Fenster. Im Anschluss an die ersten beiden Züge gibt es jeweils eine Lücke von fünf RF-Fenstern. Hinter dem dritten Zug liegt eine große Lücke von 15 RF-Fenstern. Im Trefferhistogramm des Vertexdetektors geht die Pulshöhe nicht auf Null zurück, weil auch Treffer, die vom Rauschen herrühren, mit berücksichtigt werden. Der Vertexdetektor wurde mit Hilfe dieses Histogramms mit den anderen Detektoren synchronisiert, indem die auf den HELIX-Bausteinen programmierte Latenzzeit und dazu passende Verzögerungszeiten dergestalt eingestellt wurden, dass sich das erste Protonenpaket des ersten Zuges im RF-Zeitfenster mit der Nummer 205 befindet.

Abb. 5.8 zeigt Ausschnitte des Füllschemas um die große Lücke zwischen drittem und erstem Zug für vier Teildetektoren nach deren Synchronisation. Alle vier Histogramme zeigen das gleiche Muster und belegen somit die Synchronisation. Im Übrigen tritt in diesen Histogramm für den Vertexdetektor kein Rauschen in den Lücken auf, weil die Daten mit Hilfe der zweiten Filterstufe genommen wurden. Deshalb wurden keine Ereignisse innerhalb der Lücken akzeptiert.

Während im Histogramm der Abb. 5.7 die einzelnen Protonenpakete relativ gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragen, ist das Füllschema in Abb. 5.8 stark zerklüftet. Es handelt sich um Daten verschiedener Protonenfüllungen. Im Standarddatennahmebetrieb wirkt sich eine zerklüftete Füllstruktur negativ aus, da die einzelnen Protonenpakete sehr ungleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragen. Die Synchronisation wird hingegen eher erleichtert.

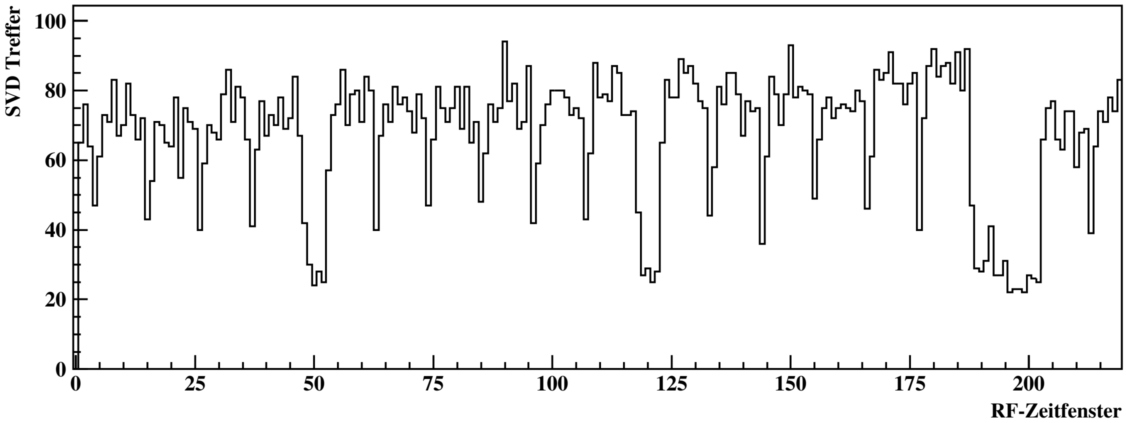

Abbildung 5.7: Reproduktion des Füllschemas des Protonenrings mit den Treffern im Vertexdetektor (SVD). Das Histogramm zeigt das komplette Füllschema über alle 220 RF-Fenster. Die Protonenpakete tragen in diesem Fall alle sehr gleichmäßig zu den Treffern im Vertexdetektor bei. Die Lücken zwischen Gruppen und Zügen von Protonenpaketen sind deutlich zu sehen.

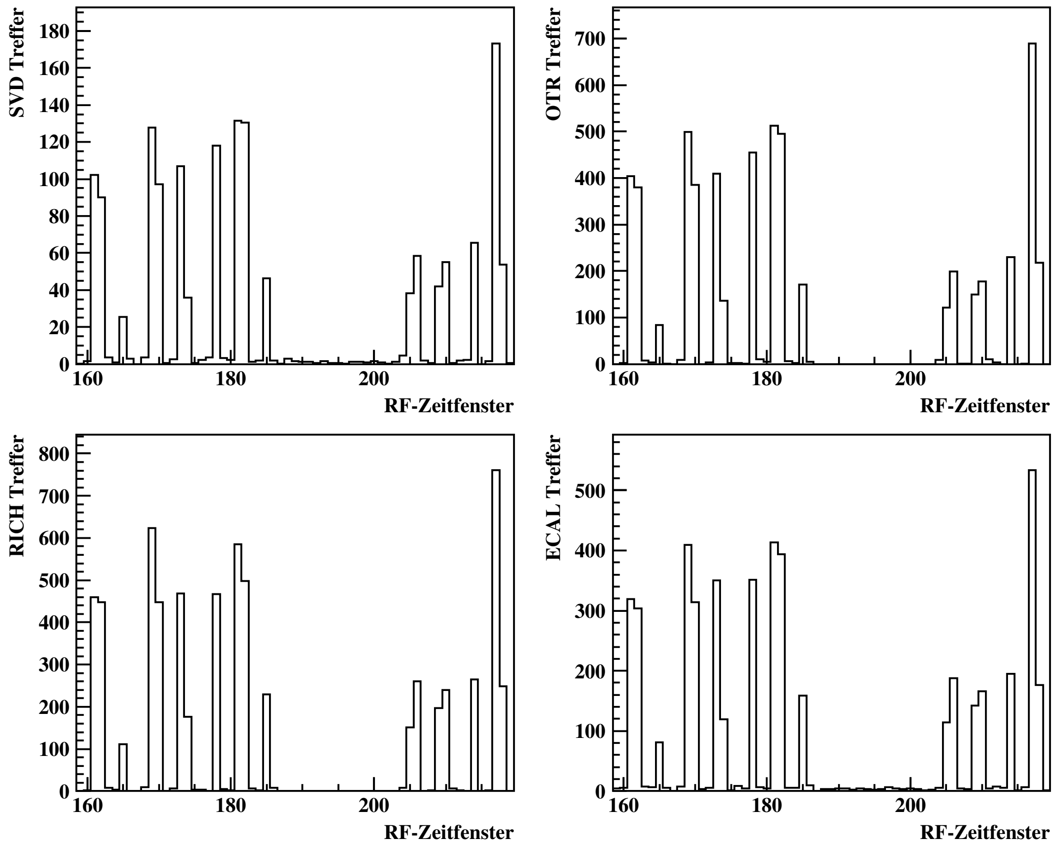

Abbildung 5.8: Anzahl der Treffer in vier einzelnen Teildetektoren von HERA-B in Abhängigkeit vom RF-Zeitfenster. Die vier Histogramme zeigen einen Ausschnitt des Füllschemas um die große Lücke zwischen drittem und erstem Zug. Die Daten stammen von einer anderen Datennahme als die im Histogramm der Abb. 5.7. Das Füllschema ist stark zerklüftet. Es ist deutlich zu sehen, dass die Teildetektoren synchronisiert sind. Abkürzungen: SVD = Siliziumvertexdetektor, OTR = äußere Spurkammern, RICH=Ringbild-Čerenkovzähler und ECAL = Elektromagnetisches Kalorimeter.

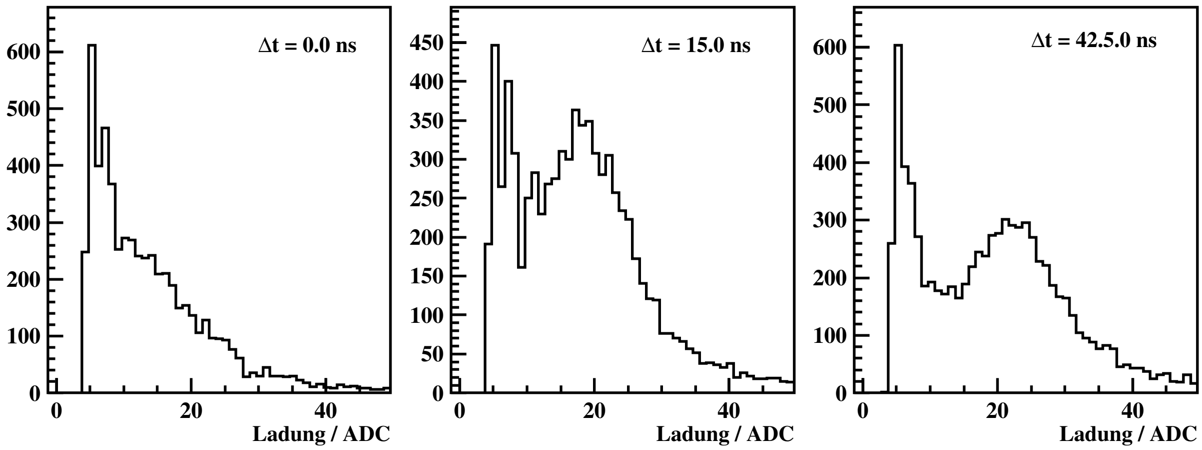

Abbildung 5.9: Gesamtladung der Treffer in Abhängigkeit von der Phase des Datennahmetakts in Bezug auf den RF-Takt des Protonenrings. Die Abbildung zeigt die Ergebnisse für drei verschiedene Einstellungen der Verzögerungszeit des Datennahmetakts. Mit der Phaseneinstellung im rechten Histogramm wird eine klare Trennung zwischen Signal und Rauschen erreicht.

5.4.2 Feineinstellung der Phase des Datennahmetakts

Um die Teilchendurchgänge im Vertexdetektor eindeutig einem Datennahmezeitfenster zuzuordnen und die optimale Signalhöhe zu erhalten, muss die Phase zwischen dem Takt des Protonenrings und dem Datennahmetakt eingestellt werden. Dies bedeutet im Grunde eine Festlegung der Zeitspanne zwischen dem Zeitpunkt der Teilchendurchgänge in den Siliziumzählern und dem Weiterschalten der Speicherzellen im HELIX-Baustein. Um die optimale Phaseneinstellung zu erhalten, wurden verschiedene Verzögerungszeiten zwischen 0 und 96 ns eingestellt. Die Schrittweite betrug 5 ns. Mit jeder Phaseneinstellung wurden Daten genommen und die in den Treffern gesammelte Gesamtladung wurde verglichen. Abb. 5.9 zeigt die Ergebnisse auf einer Detektorseite für drei verschiedene Verzögerungszeiten. Es ist klar erkennbar, wie mit einer guten Phaseneinstellung eine verbesserte Ladungsintegration erreicht wird, sodass der Signalbereich einerseits und der Anstieg der Pulshöhenverteilung bei niedrigen ADC-Werten in Folge des Rauschens andererseits besser getrennt werden.

Kapitel 6

Die Untersuchung der Treffereigenschaften

Für die eigenständige Spurrekonstruktion des Vertexdetektor wird eine Effizienz von über 95% für Teilchen mit einem Impuls über 1 GeV angestrebt. Um dieses Ziel zu erreichen, müssen die Treffer auf den Siliziumstreifenzählern mit einer Effizienz von über 99% erkannt werden. Gleichzeitig soll der Anteil des Rauschens an den Treffern möglichst gering gehalten werden, unter 1 Rauschtreffer pro Detektorseite pro Ereignis. In diesem Zusammenhang spielt die Wahl der Schnitte zur Selektion der Treffer, siehe Abschnitt 5.2.4, eine wichtige Rolle.

Eine wichtige Eigenschaft der Treffer ist ihre Breite. Die Analoginformation der getroffenen Streifen bewirkt nur dann eine verbesserte Rekonstruktion des Durchtrittspunktes, wenn mindestens zwei Streifen getroffen werden und der Ladungsschwerpunkt berechnet wird, vergleiche dazu Abschnitt 4.7. Um den Anteil an Einstreifentreffern möglichst gering zu halten und die intrinsische Auflösung zu verbessern, wurden beim Entwurf der Siliziumzähler, wenn möglich, Implantatszwischenstreifen eingefügt, vergleiche Abschnitt 3.5. Untersucht man die Verteilung der Ladung auf die einzelnen Streifen der Treffer, so lässt sich die intrinsische Auflösung der Siliziumstreifenzähler abschätzen.

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der Treffer auf den Siliziumstreifenzählern im HERA-B Experiment näher untersucht. Es werden Untersuchungen zur Ladungsverteilung innerhalb der Treffer, zum Verhältnis von Signal-zu-Rauschen für verschiedene Trefferbreiten und zur Verteilung der Trefferbreiten in Abhängigkeit von den Selektionsschnitten vorgestellt. Die Ergebnisse beruhen auf Daten, die im April 1999 bei einer Wechselwirkungsrate von 5 MHz genommen wurden. Die Rohdaten wurden mit neun verschiedenen Einstellungen der Schnitte für die Trefferselektion prozessiert: $t_i \otimes T \in \{\{5, 9, 12\} \otimes \{15, 20, 25\}\}$. Dabei ist t_i die *Streifensignifikanz* und T die *Treffersignifikanz*, welche in Abschnitt 5.2.4 definiert wurden. Zur Spurrekonstruktion wurden die Programme CATS [128, 129] und HOLMES [130] verwendet. Zur Analyse der Treffereigenschaften wurden die Treffer verwendet, die zu einer Spur gehören. Die Datenauswertung konzentriert sich auf die beiden Detektoren 503u und 503d, die mit der endgültigen Elektronik ausgerüstet waren, und den Detektor 403d-n, da dieser im Gegensatz zu den Detektoren 503u und 503d auf der n-Seite Zwischenstreifen besitzt.

6.1 Das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen

Treffer verschiedener Breite weisen im Mittel ein unterschiedliches Verhältnis von Signal-zu-Rauschen auf. Dieser Effekt wurde bereits an den HERA-B Prototypmodulen [108] und in anderen Experimenten, z.B. dem ARGUS Experiment [131] nachgewiesen. Die unterschiedlichen Verteilungen lassen sich auch so deuten, dass Treffer mit hohem Signal-zu-Rauschen dazu tendieren, eine größere Breite zu besitzen. Abb. 6.1 zeigt die Verteilungen des Signal-zu-Rauschens für unterschiedliche Trefferbreiten auf den Detektorseiten 503u-n und 503u-p.

6.1.1 Anpassung einer Landaufunktion an die Daten

In Abb. 6.2 wurde an die S/R-Verteilungen der Detektoren 503u und 503d eine Landaufunktion angepasst. Die Landaufunktion wurde dabei in der Form

$$L(\Delta E) = A_L \cdot \exp\left\{-0.5\left(\frac{\Delta E - \Delta E_w}{\xi} + \exp\left\{-\frac{\Delta E - \Delta E_w}{\xi}\right\}\right)\right\} \qquad (6.1)$$

parametrisiert [71]. Dabei ist ΔE der in Einheiten von S/R gemessene Energieverlust im Zähler. ΔE_w ist der wahrscheinlichste Energieverlust, d.h. der Wert von ΔE im Scheitelpunkt der Verteilung. ξ bestimmt die Asymmetrie der Verteilung und A_L ist ein Skalierungsfaktor. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 6.1 zu finden.

Aus der Anpassung ergeben sich für die Lage der Scheitelpunkte der S/R-Verteilungen auf den n-Seiten Werte von $S/R \simeq 24$. Auf der p-Seite erhält man $S/R \simeq 15$. Es gibt mehrere Gründe für diesen Unterschied. Zum einen sind dies die unterschiedlichen Driftzeiten von Elektronen und Löchern, wie in Abschnitt 4.8 diskutiert. Zum anderen sind auf der p-Seite sowohl die Detektorstreifen als auch die Streifen des Verdrahtungsträgers länger. Somit ergeben sich höhere Lastkapazitäten für die Vorverstärker, weshalb ein höheres Rauschen auf der p-Seite auftritt.

Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass sich die Verteilungen des Signal-zu-Rauschens für beide betrachteten Detektoren gut durch eine Landaufunktion beschreiben lassen.

6.1.2 Gleichmäßigkeit des Signal-zu-Rauschens

In diesem Abschnitt wird die Gleichmäßigkeit des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen als Funktion der Streifennummer auf dem Detektor untersucht. Dazu wird aus den Daten der Mittelwert des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen ermittelt. Unter der Gleichmäßigkeit des Signal-zu-Rauschens versteht man, dass sich dieser Mittelwert nicht oder nur gering als Funktion der Streifennummer ändert.

In Abb. 6.3 wurde der Mittelwert des Signal-zu-Rauschens auf acht Detektorseiten gegen die Streifennummer aufgetragen. An die Daten wurde eine Gerade angepasst. Von der Anpassung wurden alle Bereiche der Detektoren ausgeschlossen, in denen die Streifen auf dem Detektor nicht die volle Länge haben. Auf der n-Seite sind die Streifen mit den Nummern von 1 bis 40 kürzer, auf der p-Seite die Streifen von Nummer 1 bis 58 und 967 bis 1024, siehe Abb. 3.13.

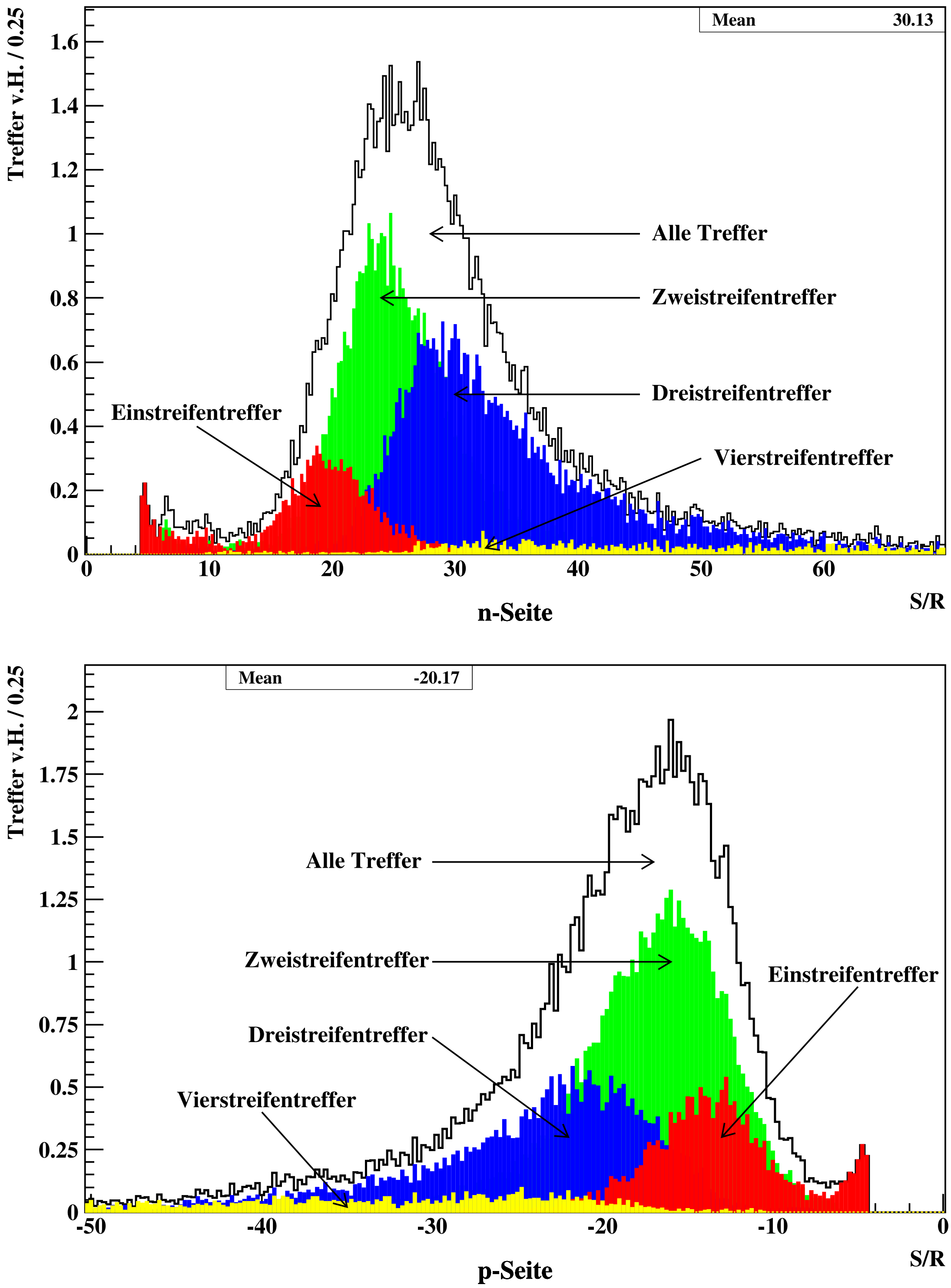

Abbildung 6.1: Die Verteilung des Signal-zu-Rauschens für verschiedene Trefferbreiten auf der n- und der p-Seite des Detektors 503u. Die angegebenen Mittelwerte beziehen sich auf die Gesamtverteilung. Die Verteilungen sind dergestalt normiert, dass die Kurve für alle Trefferbreiten 100 Treffer als Integral enthält. Die Breite der Balken im Histogramm beträgt 0.25.

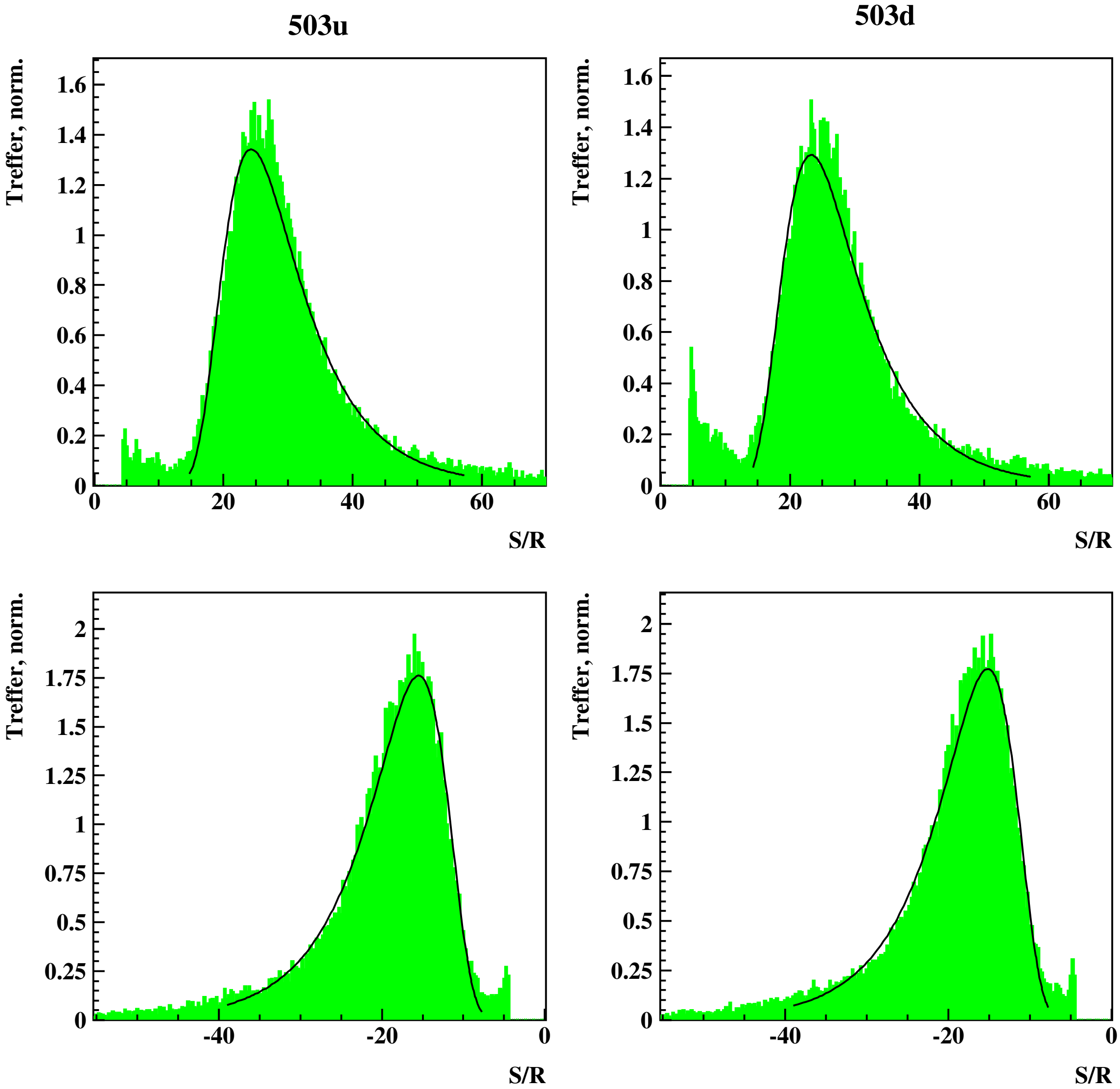

Abbildung 6.2: Anpassung einer Landaufunktion an die Verteilung des Signal-zu-Rauschens der Detektoren 503u und 503d. Die obere Zeile zeigt die Verteilungen auf den n-Seiten, die untere Zeile die Verteilungen auf den p-Seiten. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 6.1 zu finden. Die Histogramme sind auf eine Gesamttrefferzahl von 100 normiert.

Seite	A_L	ΔE_W	ξ	χ^2/Freiheitsgrad
503u-n	2.00 ± 0.02	24.27 ± 0.04	4.13 ± 0.02	1.2
503d-n	2.14 ± 0.02	23.29 ± 0.03	4.08 ± 0.02	1.3
503u-p	2.90 ± 0.02	15.50 ± 0.03	3.25 ± 0.02	1.5
503d-p	2.92 ± 0.02	15.17 ± 0.03	3.22 ± 0.02	1.4

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Anpassung einer Landaufunktion an die gemessenen Verteilungen des Signal-zu-Rauschens aus Abb. 6.2. Die Parametrisierung der Landaufunktion ist in (6.1) angegeben. Die angepassten Größen ΔE_W und ξ haben die Einheiten von S/R.

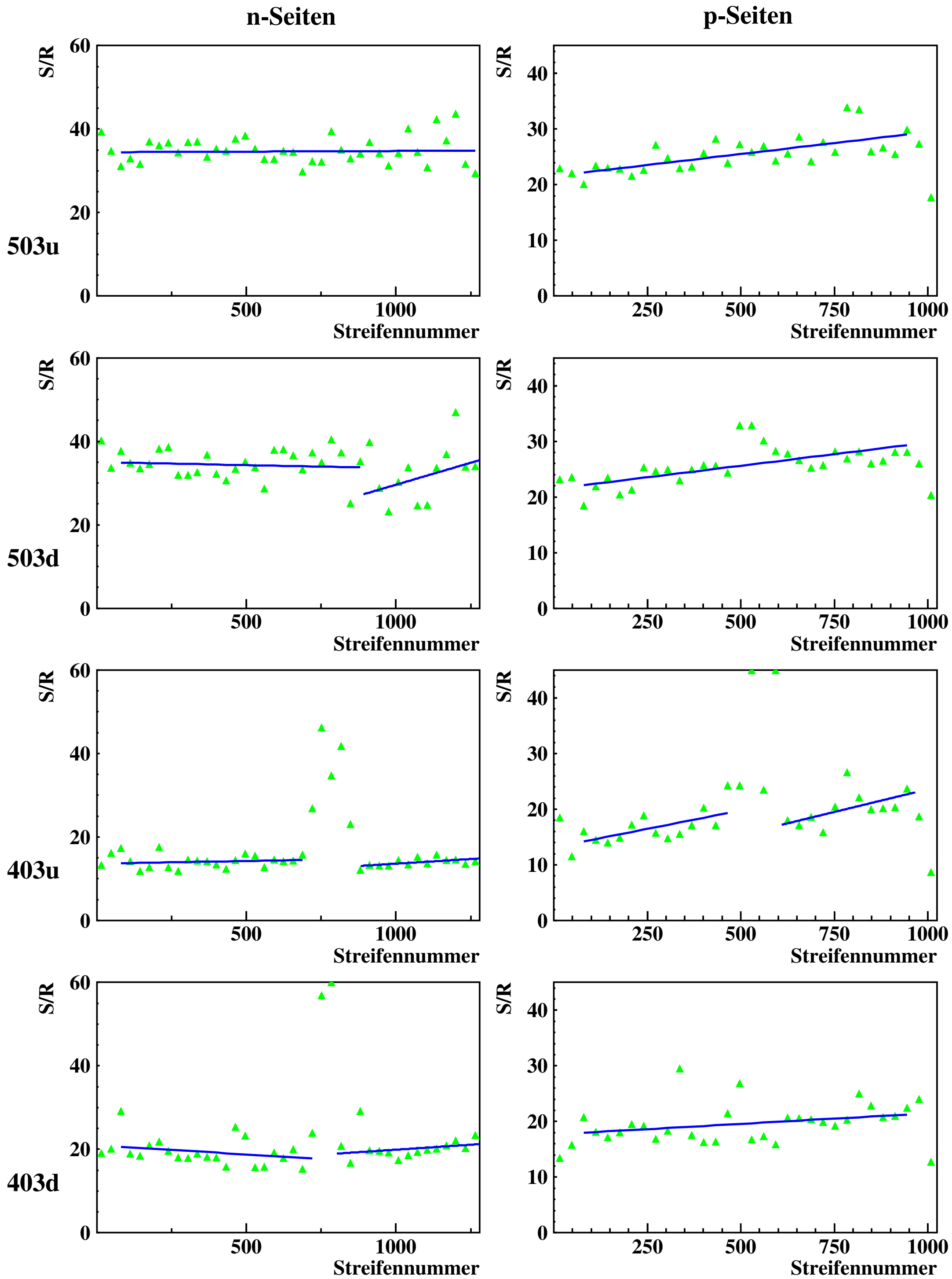

Abbildung 6.3: Der Mittelwert des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen aufgetragen gegen die Streifennummer $n_{str.}$. Die Daten wurden mit einer linearen Funktion der Form $a + b \cdot n_{str.}$ angepasst. Die Bereiche mit kurzen Detektorstreifen wurden von der Anpassung ausgeschlossen. Ein Datenpunkt in den Histogrammen entspricht dem Mittelwert von 32 Kanälen. Die Ergebnisse für die beiden Parameter sind in Tabelle 6.2 angeben. Die Gründe für die Anpassung zweier statt einer Geraden an die Daten bei einigen Detektorseiten werden im Text erläutert.

Die einzelnen Datenpunkte der Histogramme in Abb. 6.3 geben jeweils den Mittelwert von 32 Detektorkanälen an. Um die kurzen Detektorstreifen von der Anpassung auszuschließen, werden auf der n-Seite die beiden ersten Datenpunkte bei der Anpassung nicht berücksichtigt, auf der p-Seite die beiden ersten und die beiden letzten. Auf der n-Seite wird die Anpassung somit im Bereich der Streifen mit den Nummern 65 bis 1280 und auf der p-Seite von Nummer 65 bis 960 vorgenommen.

Liefert die Anpassung einer einzigen Geraden an die Daten kein zufriedenstellendes Ergebnis, d.h. das χ^2 pro Freitheitsgrad liegt über 2, dann wird der Anpassungsbereich in zwei separate Bereiche aufgeteilt. Bereiche mit einer starken Überhöhung in den Daten werden von der Anpassung ebenfalls ausgeschlossen. Der Grund für diese Überhöhungen sind defekte Streifen, die sehr stark rauschen und in sehr vielen Ereignissen Rauschtreffer erzeugen und die S/R-Verteilung verzerren. Die Ergebnisse der Anpassungen an die Daten finden sich in Tabelle 6.2.

Auf den n-Seiten erwartet man im Anpassungsbereich eine flache Verteilung des Signal-zu-Rauschens, denn sowohl die Länge der Detektorstreifen als auch die Länge der Leiterbahnen auf dem Verdrahtungsträger bleibt im Bereich der Streifen mit den Nummern 65 bis 1280 auf der n-Seite konstant. Damit ist auch die Lastkapazität am Eingang der Vorverstärker gleich und das Rauschen sollte für die genannten Kanäle das gleiche Niveau haben.

Im Großen und Ganzen wird die Erwartung flacher S/R-Verteilungen auf der n-Seite bestätigt. In allen Anpassungsbereichen außer 503d-n (Streifen 897 — 1280) ist die Steigung der Geraden gut mit Null in Übereinstimmung. Für die Detektorseiten 503u-n, 503d-n (Streifen 65 — 896) und 403u-n (Streifen 65 — 704) wird die Erwartung einer flachen Verteilung sogar sehr gut erfüllt.

Die stärkste Abweichung tritt im Breich der Streifen 897 bis 1280 auf der Detektorseite 503d-n auf. Dies sind genau drei HELIX-Bausteine. Ein möglicher Grund für die beobachtete Schwankungen im Signal-zu-Rauschen könnten Probleme bei der Spannungszufuhr für die Verstärkerbausteine sein. Solche Effekte wurden bei Prototypmodulen mit dem HELIX-Baustein der Version 2.1 beobachtet.

Im Anpassungsbereich auf den p-Seiten von Streifennummer 65 bis 960 ist die Länge der Leiterbahnen auf dem Verdrahtungsträger nicht konstant. Die Länge ändert sich vielmehr von 149 mm (Streifen 65) bis auf 62 mm (Streifen 960). Entsprechend ändert sich auch die Lastkapazität an den Vorverstärkerbausteinen. Die Kapazität pro Längeneinheit beträgt rund 1 pF/cm. Im Anpassungsbereich erwartet man daher ein Absinken des Rauschens und ein Ansteigen des Signal-zu-Rauschens mit zunehmender Streifennummer.

In den Daten der vier p-Seiten in Abb.6.3 ist der erwartete Anstieg des S/R-Verhältnisses mit der Streifennummer klar erkennbar. Für die Detektorseite 403u-p wurde in zwei Bereichen separat eine Gerade angepasst, weil sonst das χ^2 der Anpassung über 2 läge. Bei den anderen drei Detektoren wurde die Geradenanpassung über den gesamten Bereich von Streifen 65 bis 960 ausgeführt. Wie die Ergebnisse in Tabelle 6.2 erkennen lassen, ist die Geradensteigung b des Verhältnisses von Signal-zu-Rauschen für die Detektorseiten 503u-p und 503d-p mit zwei Standardabweichungen von Null verschieden. Bei 403u-p und 403d-p handelt es sich nur um einen Effekt von einer Standardabweichung. Trotz relativ großer Fehler lässt sich festhalten, dass der erwartete Anstieg des Signal-zu-Rauschens mit abnehmender Länge der Leiterbahnen des Verdrahtungsträgers auf der

Detektorseite	Kanalbereich	Achsenabschnitt a	Steigung b	χ^2/Freiheitsgrad
503u-n	65 — 1280	34.4 ± 2.1	$(0.3 \pm 2.7) \cdot 10^{-3}$	0.29
503u-p	65 — 960	21.6 ± 2.0	$(7.9 \pm 3.7) \cdot 10^{-3}$	0.20
503d-n	65 — 896	35.0 ± 2.6	$(-1.4 \pm 4.8) \cdot 10^{-3}$	0.38
	897 — 1280	9 ± 17	$(21 \pm 15) \cdot 10^{-3}$	1.3
503d-p	65 — 960	21.5 ± 2.0	$(8.3 \pm 3.6) \cdot 10^{-3}$	0.24
403u-n	65 — 704	13.6 ± 2.0	$(1.2 \pm 4.6) \cdot 10^{-3}$	0.19
	865 — 1280	9 ± 9	$(4.5 \pm 8.4) \cdot 10^{-3}$	0.05
403u-p	65 — 480	13.1 ± 2.7	$(13 \pm 9) \cdot 10^{-3}$	0.26
	609 — 960	7 ± 10	$(16 \pm 13) \cdot 10^{-3}$	0.31
403d-n	65 — 736	21.0 ± 2.3	$(-4.4 \pm 5.0) \cdot 10^{-3}$	0.52
	833 — 1280	15 ± 10	$(4.8 \pm 9.6) \cdot 10^{-3}$	0.38
403d-p	65 — 960	17.7 ± 1.8	$(3.8 \pm 3.3) \cdot 10^{-3}$	0.42

Tabelle 6.2: Die Ergebnisse der Anpassung des Signal-zu-Rauschens als Funktion der Streifennummer in Abb. 6.3. Der Achsenabschnitt a wird in Einheiten von S/R angegeben, die Steigung b in Einheiten von S/R pro Streifen. Die Detektoren 503u und 503d waren mit dem HELIX-Baustein der Version 2.2, die Detektoren 403u und 403d mit der Version 2.1 ausgerüstet.

p-Seite nachweisbar ist.

Ein vergleichbarer Effekt wurde bereits mit Kalibrationspulsen auf den Prototypmodulen gefunden [98].

Für die Veränderung des Mittelwerts der Verteilung des Signal-zu-Rauschens mit der Streifennummer auf der p-Seite gibt es zwei Erklärungen. Zum einen ist dies der oben bereits erwähnte Anstieg des Rauschens mit Lastkapazität und zum anderen ist es ein Signalverlust, der durch die kapazitive Kopplung der Leiterbahnen des Verdrahtungsträgers aneinander zu Stande kommt. Ein Teil der Ladung wird auf die Nachbarn jener Leiterbahnen übergekoppelt, die mit den Streifen verbunden sind, an denen die primäre Ladung auf dem Siliziumstreifenzähler gesammelt wurde. Durch den Schnitt auf die Streifensigifikanz t_i werden diese Nachbarstreifen meist nicht zum Treffer hinzugenommen und ein Teil der Ladung geht verloren.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen sowohl auf den n-Seiten als auch auf den p-Seiten die vom Entwurf her zu erwartende Gleichmäßigkeit aufweist, sodass die drei betrachteten Detektoren in dieser Hinsicht als typische Beispiele für HERA-B Detektoren gelten können und für weitergehende Untersuchungen geeignet sind.

6.2 Ladungsverteilungen

Die Verteilung der Gesamtladung Q auf die Streifen n und $n+1$ eines Zweistreifentreffers — mit $Q = q_n + q_{n+1}$ — lässt sich durch den Parameter η beschreiben:

$$\eta = \frac{q_n}{q_n + q_{n+1}} \tag{6.2}$$

Vergleiche dazu auch (4.4). Abb. 6.4 zeigt die η-Verteilungen für zwei unterschiedlich strukturierte n-Seiten. In Abb. 6.4a ist die η-Verteilung auf der n-Seite eines p-Stopp-Zählers von SINTEF — Detektorseite 503u-n — dargestellt. Diese Detektoren besitzen auf der n-Seite keine Zwischenstreifen, weil man sonst doppelt soviele p-Stopp-Implantationen benötigte. Dafür steht jedoch nicht genug Platz zur Verfügung. Abb. 6.4b zeigt die η-Verteilung auf der n-Seite eines p-Spray-Detektors mit Zwischenstreifen, der Detektorseite 403d-n. Der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen ist augenfällig.

In der η-Verteilung für die Detektorseite 503u-n ohne Zwischenstreifen — Abb. 6.4a — treten zwei steile Spitzen bei $\eta \simeq 0.15$ und $\eta \simeq 0.85$ auf. In beiden Spitzen zusammen befinden sich $(61 \pm 4)\,\%$ der Treffer. Die Verteilung zeigt, dass ein Zweistreifentreffer auf einem Detektor ohne Zwischenstreifen in den meisten Fällen stark asymmetrisch ist. Auf einem Streifen befinden sich rund 85% der Gesamtladung des Treffers, auf dem zweiten Streifen die restlichen 15%.

Zwischen der linken und der rechten Überhöhung in Abb. 6.4a ist eine leichte Asymmetrie feststellbar. Die rechte Spitze der Verteilung bei $\eta \simeq 0.85$ ist etwas höher als die linke bei $\eta \simeq 0.15$. Summiert man jeweils die Treffer in den beiden Spitzen auf, erhält man einen Wert von $(27 \pm 3)\,\%$ in der linken und $(34 \pm 4)\,\%$ in der rechten Spitze. Mit Hilfe einer Modellrechnung wird in Abschnitt 6.2.1 gezeigt, dass der Grund für diese Asymmetrie im Zusammenspiel zwischen schräg auf den Detektor auftreffenden Teilchen und transversaler Diffusion zu finden ist.

Für die Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen ergibt sich gemäß Abb. 6.4b eine völlig unterschiedliche η-Verteilung als für eine Seite ohne Zwischenstreifen. Bei $\eta \simeq 0.5$ befindet sich eine breite Überhöhung in der Verteilung. Es handelt sich um Treffer, bei denen die primäre Ladung überwiegend am $15\,\mu$m breiten Zwischenstreifen gesammelt wurde. Durch die kapazitive Kopplung des Zwischenstreifens an die beiden benachbarten Auslesestreifen werden auf diesen gleich große Spiegelladungen induziert, sodass der Ladungsschwerpunkt im Zentrum des Zwischenstreifens liegt. Auf Grund der endlichen Breite der primären Ladungsverteilung wird jedoch ein Teil der Ladung selbst bei Durchgang eines Teilchens im Bereich des Implantatszwischenstreifens direkt an den Auslesestreifen gesammelt. Dies führt zu einer Verbreiterung der zentralen Überhöhung.

In Abb. 6.5 werden die η-Verteilungen auf den p-Seiten der Detektoren 503u und 503d gezeigt. Beide p-Seiten besitzen Zwischenstreifen, weshalb die η-Verteilungen der der Detektorseite 403d-n ähnlich sind. Es sind deutlich drei Überhöhungen erkennbar. Die Asymmetrie auf Grund schräg einfallender Teilchenspuren ist erwartungsgemäß spiegelverkehrt zwischen dem Upstream- und dem Downstream-Detektor.

Abb. 6.6 zeigt zum Vergleich die η-Verteilungen, die aus den in Kapitel 4 vorgestellten Lasermessungen gewonnen werden. Beide Histogramme stammen von einem Detektor mit Zwischenstreifen, da zum Zeitpunkt der Lasermesssungen kein Detektor ohne Zwischenstreifen zur Verfügung stand. In Abb. 6.6a wird die η-Verteilung auf der n-Seite für die

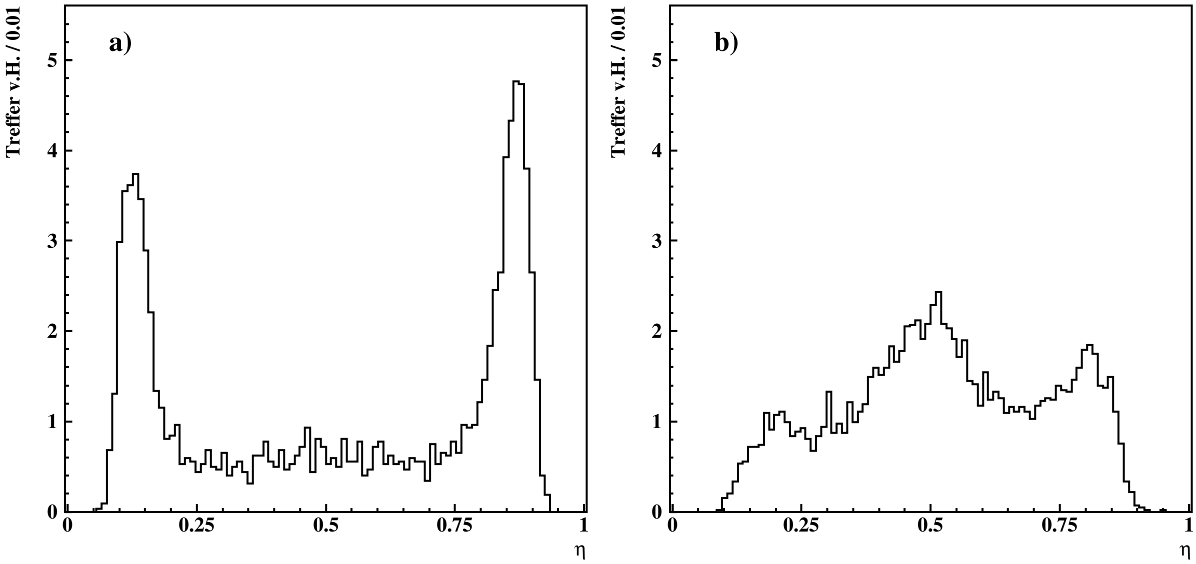

Abbildung 6.4: η-Verteilungen. a) zeigt die η-Verteilung für die Detektorseite 503u-n ohne Zwischenstreifen. b) zeigt die η-Verteilung für die Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. Die Asymmetrie der Verteilungen erklärt sich durch die Kombination von schrägen Teilchenspuren und transversaler Diffusion, siehe Abschnitt 6.2.1. Die Selektionsschnitte für die Treffer in beiden Histogrammen sind $t_i > 5$ und $T > 15$.

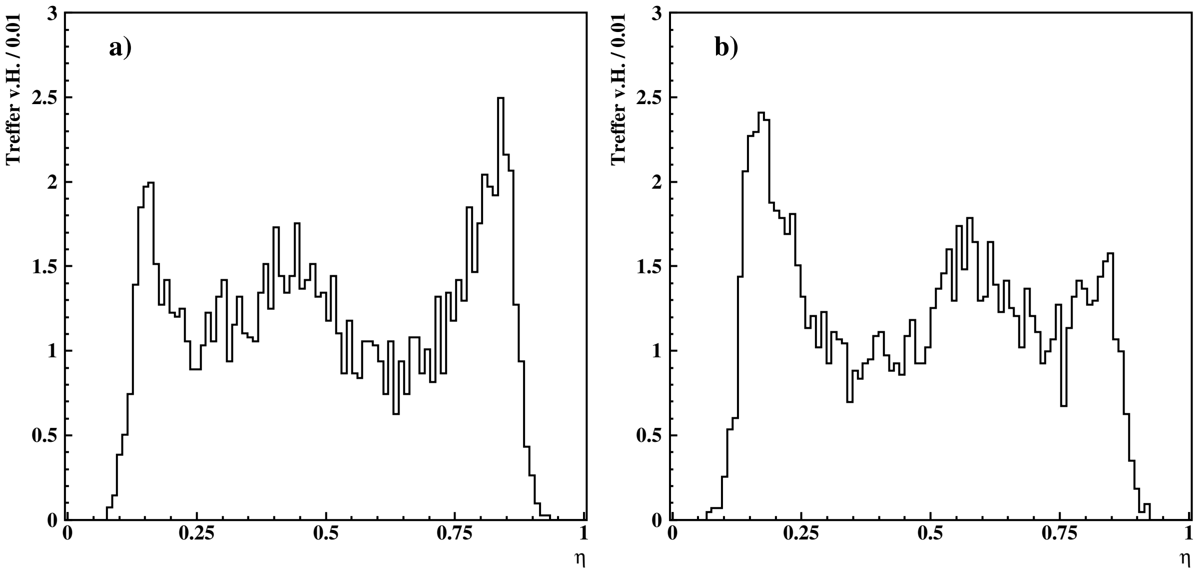

Abbildung 6.5: η-Verteilungen. a) zeigt die η-Verteilung für die Detektorseite 503u-p und b) für die Detektorseite 503d-p. Beide Seiten sind mit Zwischenstreifen ausgestattet. Die gespiegelt auftretenden Asymmetrien der Verteilungen erklären sich durch die Kombination von schrägen Teilchenspuren und transversaler Diffusion, siehe Abschnitt 6.2.1, und die Position der Zähler. Die Selektionsschnitte für die Treffer in beiden Histogrammen sind $t_i > 5$ und $T > 15$.

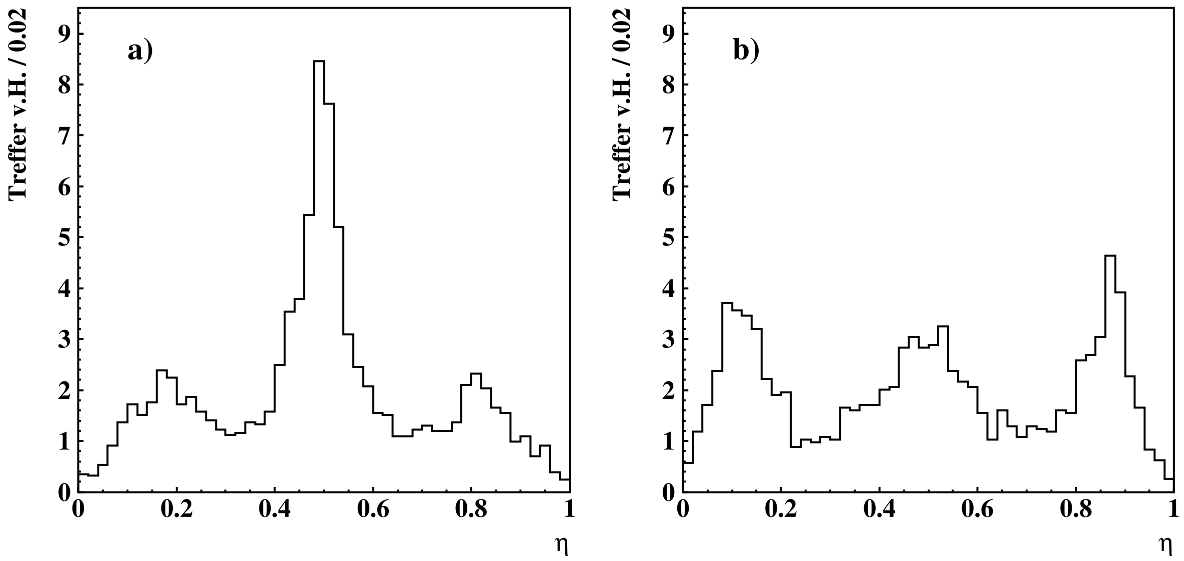

Abbildung 6.6: η-Verteilungen aus Lasermessungen. Beide η-Kurven stammen von Detektorseiten mit Zwischenstreifen. Zum Zeitpunkt der Lasermessungen waren Detektoren ohne Zwischenstreifen nicht verfügbar. a) zeigt die η-Verteilung auf der n-Seite (Messung B, λ = 963 nm) und b) auf der p-Seite (Messung C, λ = 1037 nm), vergleiche Tabelle 4.3. Auf der n-Seite sind die beiden Spitzen rechts und links in der Verteilung nur schwach ausgeprägt, weil der Laser im Bereich der Auslesestreifen aus Aluminium nicht eindringen kann. Der Laser war bei der Messung senkrecht ausgerichtet; deshalb treten keine Asymmetrien auf.

Messung B (λ = 963 nm), vergleiche Tabelle 4.3, gezeigt, in Abb. 6.6b die η-Verteilung auf der p-Seite für die Messung C (λ = 1037 nm). Die η-Verteilungen von n- und p-Seite unterscheiden sich in der Ausprägung der linken und rechten Überhöhungen in der Verteilung. Der Grund dafür liegt darin, dass der Laserstrahl an den Auslesestreifen aus Aluminium reflektiert wird und nicht ins Silizium eindringen kann. Da der Laser in beiden Fällen, bei der Messung auf der n- und der p-Seite, von der n-Seite her eingestrahlt wird, wirkt sich dies nur auf die Messung der Ladungsteilung auf der n-Seite aus. Ausführlich ist dieser Sachverhalt in Abschnitt 4.4 diskutiert.

Beide aus den Lasermessungen erhaltenen η-Verteilungen weisen eine zentrale Überhöhung bei $\eta \simeq 0.5$, die vom Vorhandensein eines Zwischenstreifens herrührt. Die gleiche zentrale Überhöhung findet sich ebenfalls in den Daten aus dem HERA-B Experiment in Abb. 6.5. Die Übereinstimmung zwischen Lasermessungen und Daten mit Teilchenspuren ist in diesem Punkt sehr gut.

In der Lasermessung auf der p-Seite — Abb. 6.6b — haben die drei Überhöhungen nahezu die gleiche Höhe. In den Daten von Teilchspuren — Abb. 6.5 — sind die rechte und linke Überhöhung klar ebenfalls klar erkennbar, besitzen allerdings unterschiedliche Höhe. Der Grund für diese Asymmetrie wird in Abschnitt 6.2.1 mit Hilfe eines Modells, das den schrägen Einfall von Teilchenspuren und die transversale Diffusion der Ladungsträger berücksichtigt, erklärt.

Es bleibt festzustellen, dass die von den Lasermessungen und den Daten mit Teilchenspuren erhaltenen η-Verteilungen bei Berücksichtigung der messtechnischen Unterschiede in guter Übereinstimmung stehen. Das aufgebaute Lasersystem beweist sich somit als ein wertvolles Instrument, um die Ladungsteilung zwischen den Detektorstreifen im Labor realistisch zu untersuchen.

6.2.1 Die Asymmetrie der η-Verteilungen

Bei $\eta \simeq 0.8$ zeigt sich in Abb. 6.4b eine klare Erhöhung, welche durch Treffer gebildet wird, bei denen rund 80% der Ladung auf dem Streifen n — vergleiche die Definition von η in (6.2) — gesammelt wird, aber nur 20% auf dem Streifen $n+1$. Eine entsprechende Erhöhung bei $\eta \simeq 0.2$ fehlt. Diese Asymmetrie lässt sich nicht mit dem ungleichförmigen Teilchenfluss in HERA-B erklären, denn aus der Verteilung der Besetzungszahlen in Abb. 5.5e lässt sich nur ein relativer Unterschied von 0.2% im Fluss zwischen zwei benachbarten Streifen ableiten, während die Erhöhung bei $\eta \simeq 0.8$ einen Anteil von $(4.6 \pm 0.6)\%$ an den Treffern enthält.

Der beobachtete Effekt lässt sich vielmehr durch das Zusammenwirken des schrägen Einfalls der Teilchen und der transversalen Diffusion der Ladungsträger erklären. Eine Modellrechnung, welche auf dem in Abschnitt 4.6 entwickelten Modell basiert, beweist dies.

Je größer der Inklinationswinkel einer Spur zur Detektoroberfläche, desto größer ist die Ausdehnung der primären Ladungsverteilung in der Projektion senkrecht zu den Auslesestreifen. Da in diesem Fall primäre Ladungen mit unterschiedlicher Projektionskoordinate auch in unterschiedlicher Tiefe y erzeugt werden, unterscheiden sich ihre Driftzeiten und somit auch ihre transversale Diffusionsverbreiterung.

Die Ladungsverteilung, die die Auslesestreifen erreicht, muss daher als Überlagerung vieler versetzter Gaußverteilungen mit verschiedener Breite σ angesehen werden. Abb. 6.7a illustriert diesen Effekt. Das Integral unter den Gaußkurven ist auf 1 normiert. Abb. 6.7b zeigt die Diffusionsbreite für Elektronen (durchgezogene Linie) und Löcher (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von der Tiefe y, in der die Ladungen erzeugt wurden. Das Koordinatensystem wurde dabei wie in Abb. 4.12 dargestellt gewählt. Durch Überlagerung der Gaußkurven ergibt sich die Ladungsverteilung in Abb. 6.7c, welche eine deutliche Asymmetrie aufweist. Der Scheitelpunkt der Ladungsverteilung ist zu negativen ξ hin verschoben.

Lässt man die Ladungsverteilung aus Abb. 6.7c auf eine Streifenstruktur mit Zwischenstreifen in der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Weise einwirken, so wird die Ladung auf die beiden betrachteten Streifen aufgeteilt. Die resultierenden Teilladungen q_1 und q_2 spiegeln zunächst nur die Geometrie von Streifenstruktur und Ladungsverteilung wider. Die kapazitive Kopplung wird durch eine zu (4.25) und (4.26) analoge Umrechnung realisiert. In der Modellrechnung zu Abb. 6.7 wurde dabei ein Kopplungsfaktor von $\kappa = 0.08$ verwendet.

Um die Schnitte zur Trefferselektion realistisch zu simulieren, werden die auf eine Gesamtladung von 1 normierten Teilladungen mit den S/R-Werten skaliert und dann mit einer Schwelle verglichen. Nur Ereignisse, bei denen die skalierten Pulshöhen auf beiden Streifen über der Schwelle liegen, gehen in die resultierende η-Verteilung ein. Die akzeptierten Ereignisse werden mit dem dem S/R-Wert entsprechenden Wert der Landauverteilung gewichtet.

Zur Simulation der gemessenen Verteilungen aus Abb. 6.4 wurden die Landauvertei-

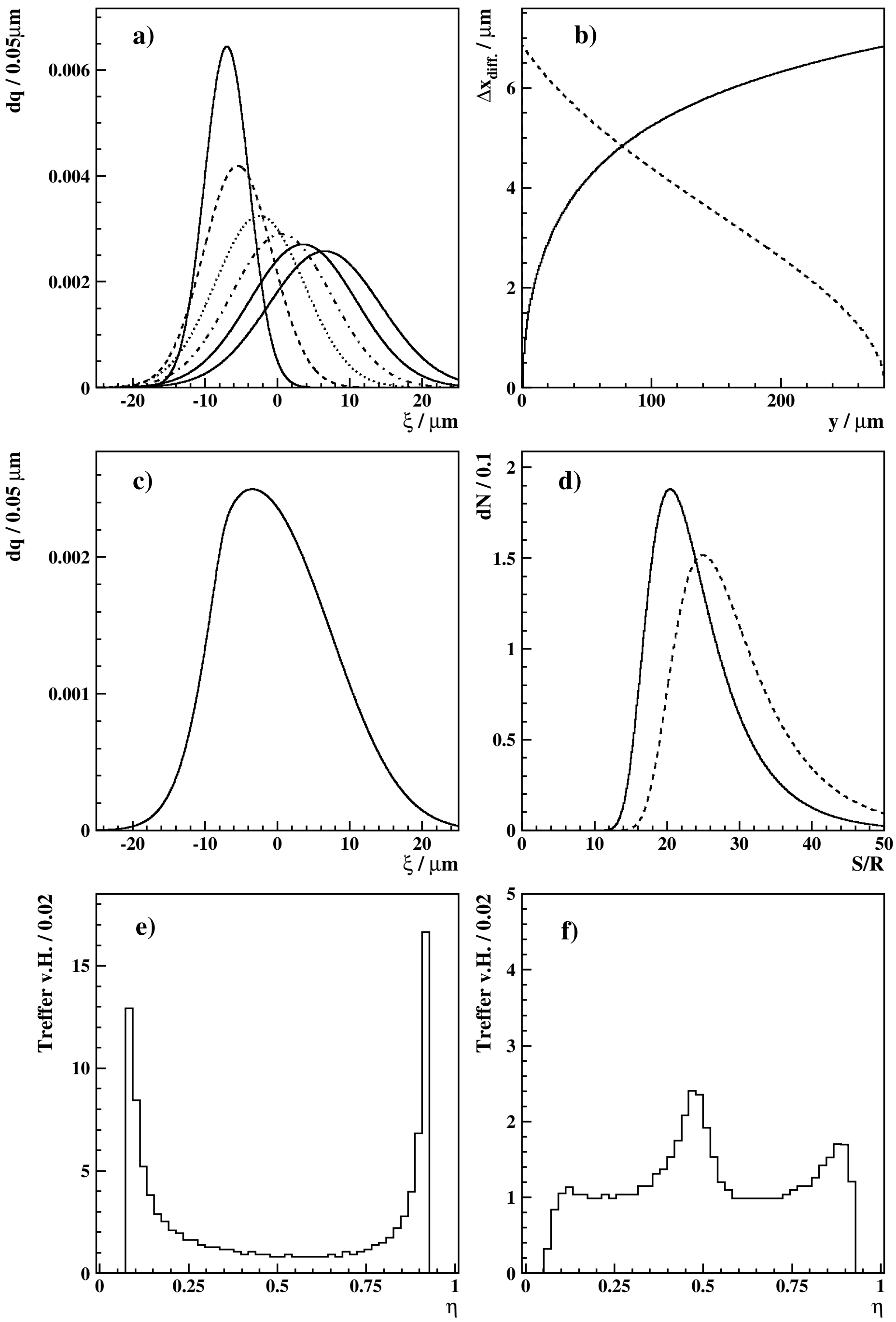

Abbildung 6.7: Modell zur Erklärung der Asymmetrie in den η-Verteilungen. a) zeigt Gaußverteilungen unterschiedlicher Breite, die sich zu der in c) dargestellten Ladungsverteilung an den Auslesestreifen überlagern. Die Diffusionsverbreiterung der einzelnen Gaußverteilungen ist in b) in Abhängigkeit von der Detektortiefe dargestellt, in der die primären Ladungsträger erzeugt werden. Die durchgezogene Linie gehört zu den Elektronen, die gestrichelte zu den Löchern. In d) sind die Landauverteilungen gezeigt, mit denen die einzelnen η-Werte im Modell gewichtet werden, um die gemessenen Kurven in Abb. 6.4 zu simulieren. Das Histogramm e) zeigt die aus dem Modell resultierende η-Verteilung für 503u-n ohne Zwischenstreifen. Das Histogramm f) zeigt die simulierte Verteilung für 403d-n mit Zwischenstreifen. Auf das S/R-Anteil eines einzelnen Streifens wurde mit $S/R = 2.2$ geschnitten.

lungen in Abb. 6.7d verwendet. Die Ergebisse der Simulation sind in Abb. 6.7e und Abb. 6.7f zu sehen. Die berechneten η-Verteilung geben die gemessenen Verteilungen aus Abb. 6.4 sehr gut wieder. In beiden Fällen lässt sich die Asymmetrie der Verteilungen gut reproduzieren.

6.2.2 η-Verteilungen für verschiedene Selektionsschnitte

Die Auswirkungen der Selektionsschnitte auf die Form der η-Verteilungen werden in Abb. 6.8 illustriert. Es werden neun Histogramme für verschiedene Schnittkombinationen gezeigt. Die Daten stammen von der Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. Es lässt sich feststellen, dass sich die Verteilungen bei Variation des Schnitts auf die Treffersignifikanz T nicht wesentlich verändern. Bei Veränderung des Schnitts auf die Streifensignifikanz t_i hingegen ergeben sich deutliche Unterschiede. Zum einen fallen die Flanken an den Rändern der η-Verteilungen mit höherer Schwelle für T weniger steil ab, zum anderen bildet sich die zentrale Spitze bei $\eta \simeq 0.5$ stärker heraus. Der Grund für diese Veränderung liegt darin, dass bei höherem Schnitt auf t_i Treffer mit stark asymmetrischer Aufteilung der Ladung zwischen zwei Streifen zunehmend nicht mehr als Zwei-, sondern nur noch als Einstreifentreffer akzeptiert werden, weil der Streifen mit dem geringeren Ladungsanteil unter die Schwelle fällt.

Abb. 6.9 zeigt die η-Verteilung auf der Detektorseite 503u-n ohne Zwischenstreifen für verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz t_i. Der Schnitt auf die Treffersignifikanz für die gezeigten Histogramme ist $T > 15$. Die Ergebnisse für die anderen Schnitte auf die Treffersignifikanz werden nicht gezeigt, da keine signifikante Abhängigkeit der η-Verteilungen vom Schnitt auf T vorhanden ist, ebenso wie in Abb. 6.8 für die Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen.

In Abb. 6.9 fällt auf, dass auch die Abhängigkeit der η-Verteilungen vom Schnitt auf t_i sehr gering ist. In der Modellrechnung ergeben sich größere Veränderungen in den η-Verteilungen für unterschiedliche Schnitte auf das Signal der einzelnen Streifen. Die Ergebnisse der Simulation sind in der oberen Zeile von Abb. 6.10 zu sehen. Im Wesentlichen wird eine Verbreiterung der inneren Flanken der Überhöhungen in den Verteilungen bei Erhöhung der Signalschwellen vorhergesagt. Dies deutet sich in den Daten jedoch nur für $t_i > 12$ leicht an. Die Abhängigkeit der Ladungsverteilung vom Selektionsschnitt auf die Streifensignifikanz wird im Modell offensichtlich für die Detektoren ohne Zwischenstreifen überschätzt.

Für Detektoren mit Zwischenstreifen beschreibt das Modell die Veränderung der η-Verteilung auf Grund unterschiedlicher Schnitte auf die Streifensignifikanz jedoch sehr gut, wie in der unteren Zeile von Abb. 6.10 zu sehen ist. Die berechneten Verteilungen weisen ebenso wie die Daten in Abb. 6.8 eine Abnahme der Spitze bei $0.8 < \eta < 0.9$ auf, wenn die Schwelle für die Streifensignifikanz angehoben wird. Außerdem wird die Stufe auf der linken Seite der zentralen Erhöhung merklich geglättet.

6.2.3 Die intrinsische Auflösung für Zweistreifentreffer

Aus den gemessenen η-Verteilungen $n(\eta)$ lässt sich eine η-Kurve rekonstruieren, die eine Korrelation zwischen η und der rekonstruierten Koordinate x_{rek} herstellt [120]. Dabei

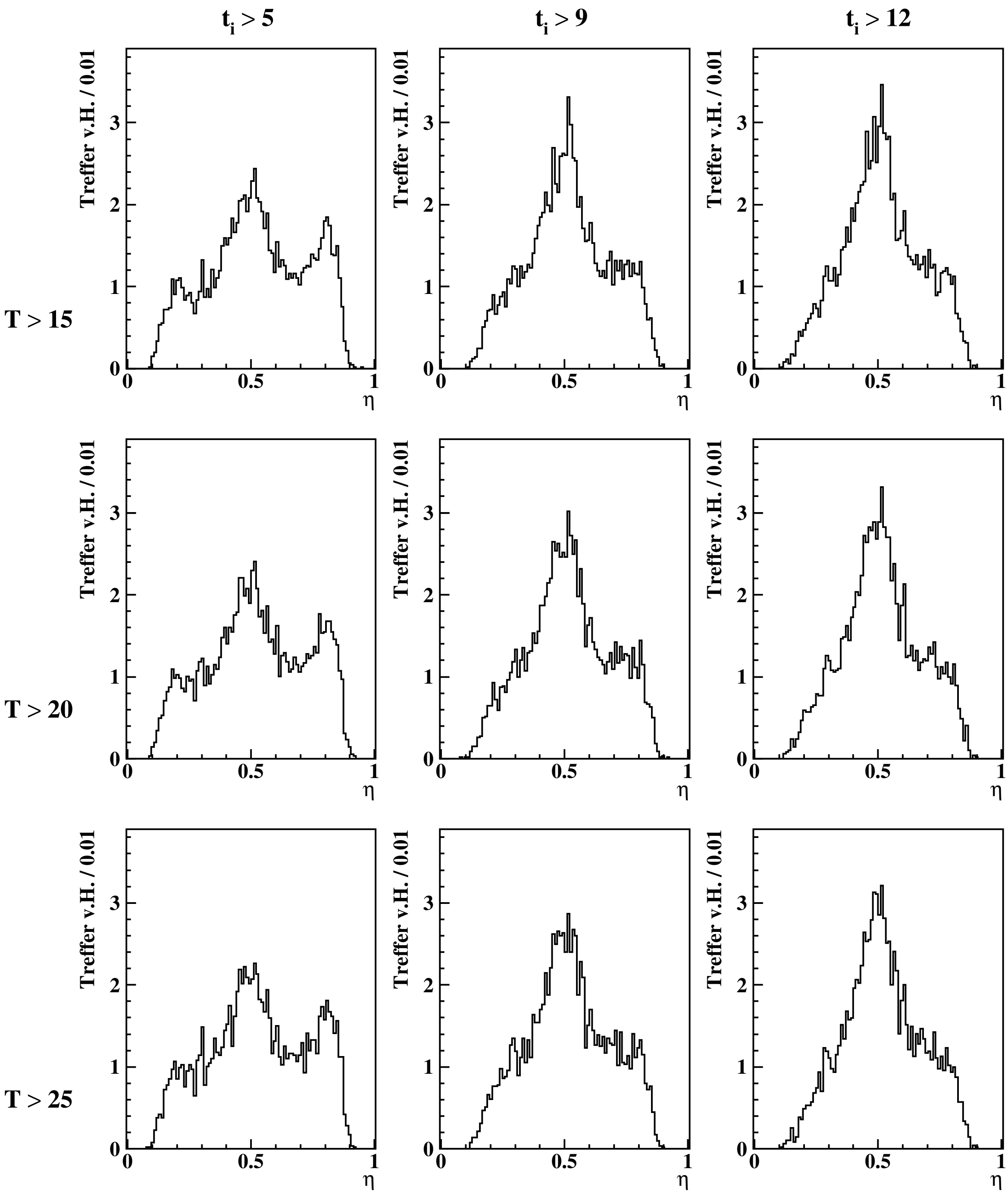

Abbildung 6.8: η-Verteilungen für verschiedene Schnitte bei der Trefferselektion. Die Histogramme enthalten die η-Verteilungen auf der Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. Auf die Streifensignifikanz wurde mit $t_i > 5$ (1. Spalte), $t_i > 9$ (2. Spalte) und $t_i > 12$ (3. Spalte) geschnitten. Die Schnitte auf die Treffersignifikanz waren $T > 15$ (1. Zeile), $T > 20$ (2. Zeile) und $T > 25$ (3. Zeile). Es zeigt sich, dass die Schnitte auf die Treffersignifikanz nur sehr geringen Einfluss auf die Form der η-Verteilungen haben. Entscheidend ist der Schnitt auf die Streifensignifikanz. Die Veränderung der Asymmetrie der η-Verteilungen wird mit dem Modell aus Abschnitt 6.2.1 erklärt. Die Vorhersagen des Modells sind in Abb. 6.10 dargestellt.

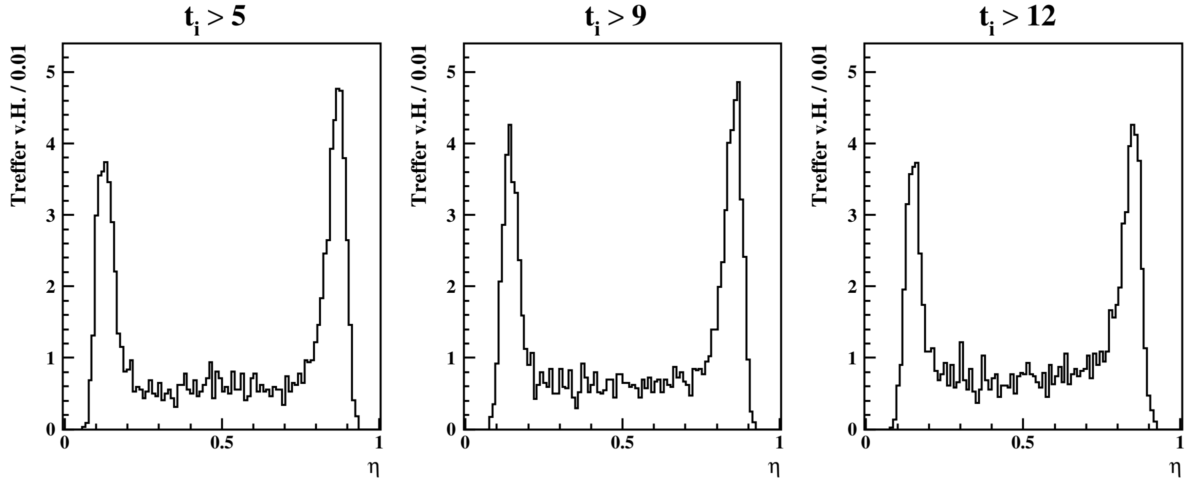

Abbildung 6.9: η-Verteilungen für verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz t_i auf der Detektorseite 504u-n ohne Zwischenstreifen. Der Schnitt auf die Treffersignifikanz beträgt $T > 15$.

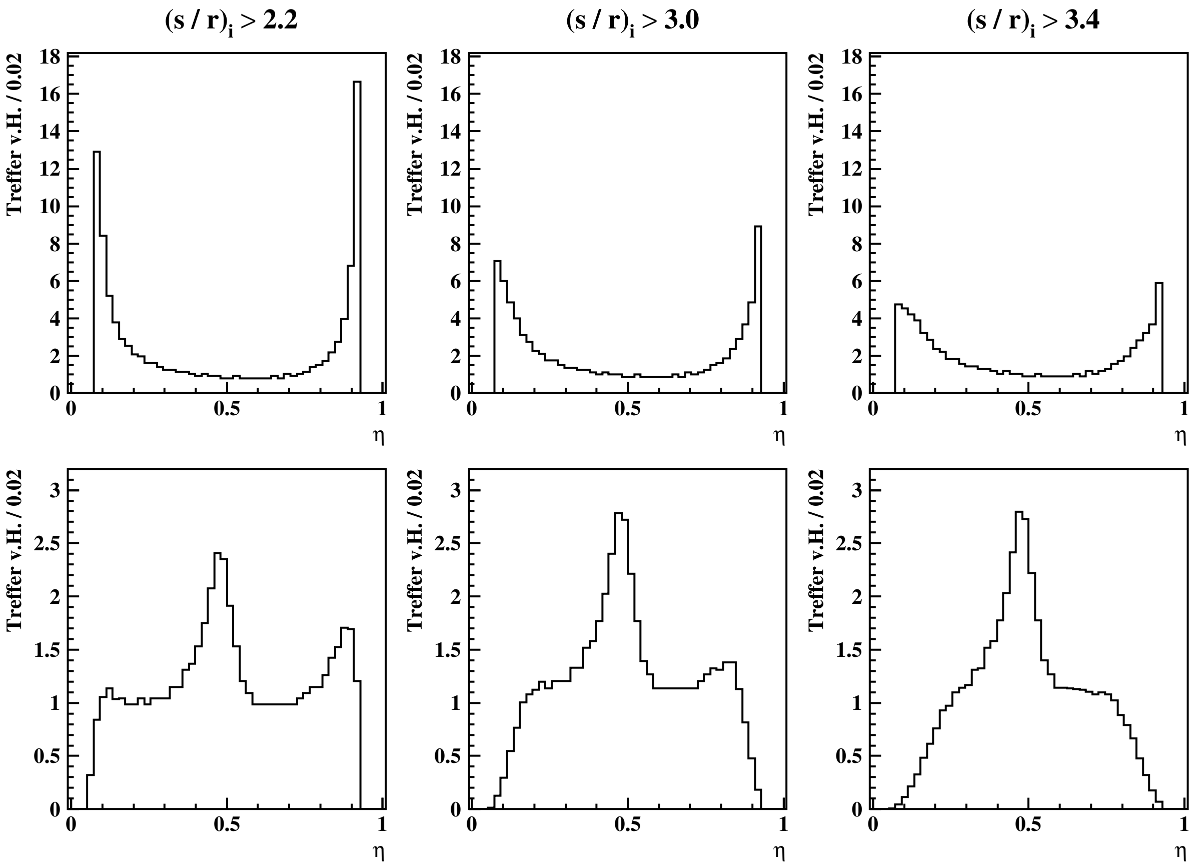

Abbildung 6.10: Ergebnisse der Simulation der η-Verteilungen für verschiedene Selektionsschnitte. Die obere Zeile enthält die Ergebnisse für die Detektorseite 503u-n ohne Zwischenstreifen. Die Ergebnisse sind mit den Messungen in Abb. 6.9 zu vergleichen. Die untere Zeile enthält die Ergebnisse für die Seite 403d-n mit Zwischenstreifen, welche mit Abb. 6.8 zu verglichen werden müssen.

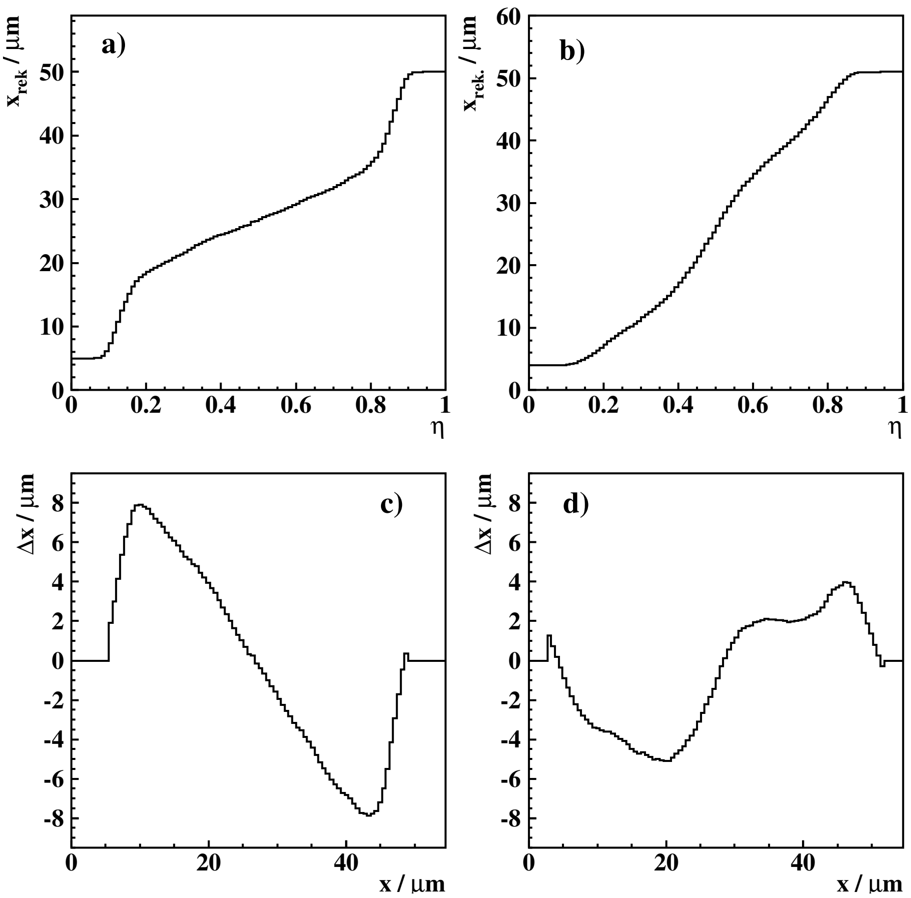

Abbildung 6.11: Rekonstruktion der Trefferpositionen. Die η-Kurven in a) und b) ergeben sich aus den η-Verteilungen in Abb. 6.4 mit Hilfe von (6.3). In a) ist die η-Kurve für die Detektorseite 503u-n ohne Zwischenstreifen zu sehen, in b) die Kurve für die Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. c) (503u-n) und d) (403d-n) geben den Fehler Δx für die rekonstruierte Trefferposition an.

wird eine Gleichverteilung der Teilchen in x angenommen. Es gilt:

$$x_{rek} = x_0 + \frac{h}{N_0} \cdot \sum_{i=1}^{i=M} n(\eta_i) \tag{6.3}$$

Dabei ist x_0 eine Nullpunktsverschiebung, h der Abstand der Auslesestreifen, N_0 die Anzahl der Ereignisse im Histogramm und M die Anzahl der Balken im Histogramm. η_i ist mittlere η-Wert des Balkens i im Histogramm. Für die η-Verteilungen aus Abb. 6.4 ergeben sich die η-Kurven in Abb. 6.11a und Abb. 6.11b. Dabei wurde eine Nullpunktsverschiebung um $x_0 = 5\,\mu$m angesetzt, die dem Umstand Rechnung trägt, dass keine Ereignisse mit $\eta < 0.1$ oder $\eta > 0.9$ in dem Histogramm auftreten. Der Grund dafür ist, dass Ereignisse, bei denen die Ladung fast vollständig an einem Auslesestreifen gesammelt wird, vom Selektionsprogramm in der Regel als Ein- oder Dreistreifentreffer erkannt werden.

Bildet man die Differenz Δx zwischen der rekonstruierten Position und dem mit dem Ausleseabstand skalierten η-Wert, so ergeben sich die Histogramme in Abb. 6.11c und

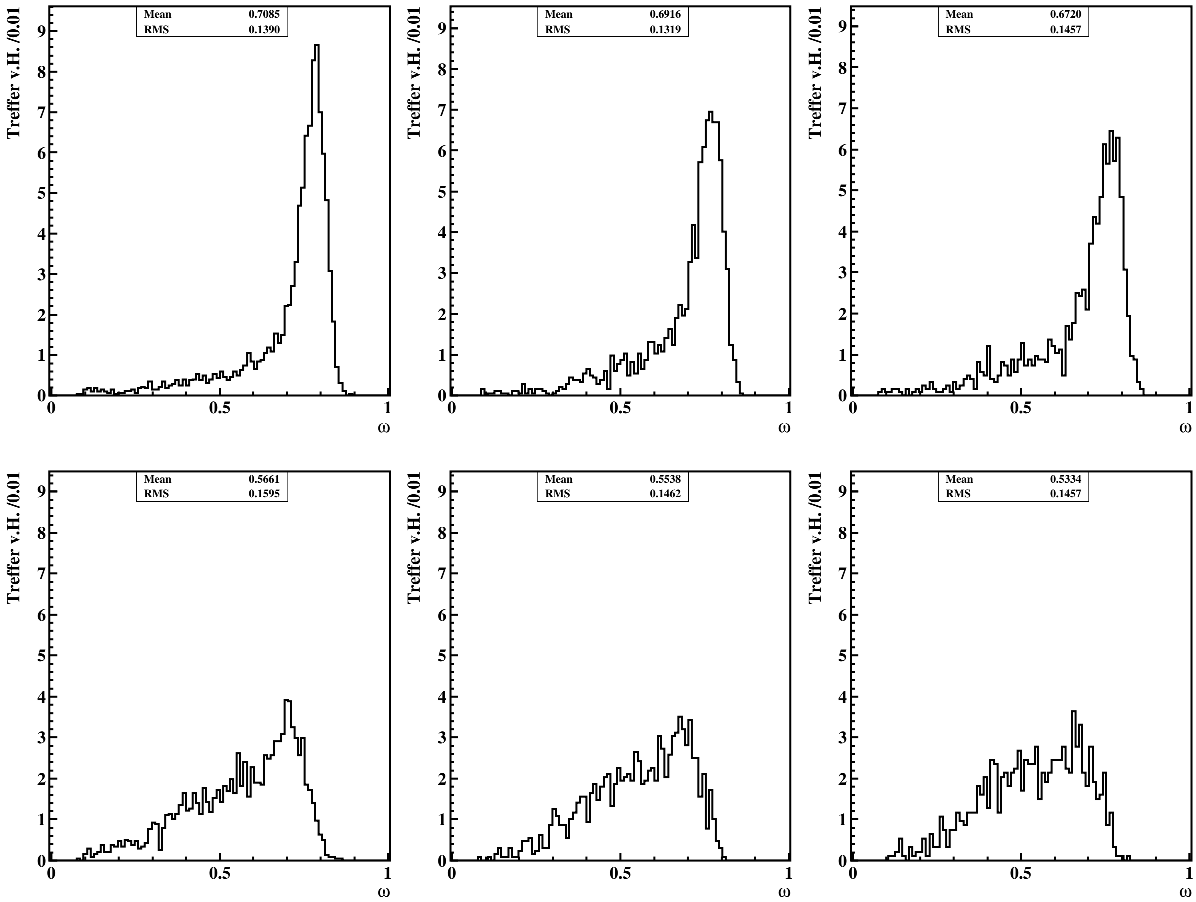

Abbildung 6.12: ω-Verteilungen für verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz t_i. Die obere Zeile enthält die Daten der Detektorseite 503u-n (ohne Zwischenstreifen). Die untere Zeile zeigt die Ergebnisse für die Detektorseite 403u-n (mit Zwischenstreifen).

Abb. 6.11d, die den Fehler in der Rekonstruktion für die entsprechende x-Position angeben. Die Bereiche $x < 5\,\mu$m und $x > 50\,\mu$m, was $\eta < 0.1$ bzw. $\eta > 0.9$ entspricht, werden dabei aus dem oben genannten Grund nicht berücksichtigt. Als Mittelwerte ergeben sich im Fall des Detektors ohne Zwischenstreifen $\overline{\Delta x}_{ozw} = (4.5 \pm 1.0)\,\mu$m. Für den Detektor mit Zwischenstreifen erhält man $\overline{\Delta x}_{mzw} = (3.0 \pm 1.0)\,\mu$m. Die Fehler ergeben sich durch Variation der Nullpunktsverschiebung sowie der unteren und oberen Grenzen für η. Die Zahlen sind als Schätzwerte für die intrinsische Auflösung im Fall von Zweistreifentreffern zu verstehen.

6.2.4 ω-Verteilungen

Zur Beschreibung von Dreistreifentreffern wird der Parameter ω definiert, der den Bruchteil der Gesamtladung eines Treffers angibt, der auf dem Zentralstreifen n nachgewiesen wird.

$$\omega = \frac{q_n}{q_{n-1} + q_n + q_{n+1}} \tag{6.4}$$

In der oberen Zeile der Abb. 6.12 sind die ω-Verteilungen auf der Detektorseite 503u-n für drei verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz t_i wiedergegeben. Der Schnitt auf die Treffersignifikanz beträgt $T > 20$. Die Ergebnisse für andere Schnitte auf T werden nicht gezeigt, weil sich keine signifikanten Unterschiede im Vergleich zu den dargestellten Verteilungen ergeben. Alle ω-Verteilungen der Detektorseite 503u-n in Abb. 6.12 haben eine steile Spitze bei $\omega = 0.77 \pm 0.01$. Für $t_i > 5$ liegen $(73 \pm 2)\,\%$ oberhalb von $\omega > 0.7$, für die beiden anderen Schnitte sind es jeweils $(60 \pm 3)\,\%$. Dies bedeutet, dass sich die Ladung in den Dreistreifentreffern auf Seite 503u-n hauptsächlich auf den Zentralstreifen konzentriert. Wird schärfer auf die Streifensignifikanz geschnitten, so nimmt diese Konzentration leicht ab, da Treffer, die bei niedrigeren Schnitten noch als Dreistreifentreffer akzeptiert wurden, nunmehr nur noch als Zwei- oder gar als Einstreifentreffer registriert werden. Die Treffer mit mehr Ladung auf den Streifen neben dem Zentralstreifen erhalten somit in der ω-Verteilung mehr Gewicht. Dies drückt sich auch durch die Änderung des Mittelwerts $\overline{\omega}$ von 0.71 über 0.69 zu 0.67 aus, wenn die Schwelle für t_i auf 5, 9 bzw. 12 gesetzt wird.

Die untere Zeile in Abb. 6.12 zeigt die ω-Verteilungen auf der Detektorseite 403u-n, welche einen Zwischenstreifen besitzt. Die Ladung ist deutlich weniger auf den Zentralstreifen konzentriert als im Fall ohne Zwischenstreifen. Für $t_i > 5$ gibt es noch eine Spitze bei $\omega = 0.7 \pm 0.01$, aber sie ist deutlich weniger ausgeprägt als in den Verteilungen ohne Zwischenstreifen. Wird die Schwelle für t_i angehoben, verschwindet diese Spitze zusehends. Für $t_i > 12$ ist die Verteilung zwischen $0.4 < \omega < 0.7$ sogar weitgehend flach. Der Mittelwert $\overline{\omega}$ liegt für die einzelnen Schnitte bei 0.57, 0.55 und 0.53. Diese Werte liegen um 0.14 unterhalb der Werte für die Verteilungen auf der Detektorseite 503u-n. Durch den Zwischenstreifen wird die Ladung besser auf die einzelnen Streifen des Treffers verteilt und die intrinsische Auflösung wird verbessert.

6.3 Untersuchung der Trefferbreiten

Für die verschiedenen Selektionsschnitte wurden die Verteilungen der Trefferbreiten ermittelt. Abb. 6.13 zeigt die Ergebnisse für die Detektorseite 503d-n, die keine Zwischenstreifen besitzt und deren Verteilung von Signal-zu-Rauschen einen Scheitelpunkt bei $S/R = 23.3$ hat, siehe Abschnitt 6.1. Abb. 6.14 zeigt die Verteilungen der Trefferbreiten für die Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. Der Scheitelpunkt der Verteilung von Signal-zu-Rauschen liegt bei $S/R = 13.4$. Abb. 6.15 gibt die Ergebnisse für die Detektorseite 503d-p an, die mit Zwischenstreifen ausgestattet ist und ein S/R-Verhältnis von $S/R = 15.2$ hat.

Die Werte in den Histogrammen müssen um den Rauschanteil, der den Anteil der Einstreifentreffer wesentlich erhöht, korrigiert werden. Der Rauschanteil wird mit Hilfe der Verteilungen des Signal-zu-Rauschens abgeschätzt. Abb. 6.16 zeigt exemplarisch die S/R-Verteilungen für Einstreifentreffer auf der n- und der p-Seite des Detektors 503d für einen Schnitt auf die Streifensignifikanz von $t_i > 5$. Der angenommene Rauschanteil ist schattiert dargestellt.

Die Ergebnisse der Abschätzung des Rauschanteils an den Einstreifentreffern für die neun verschiedenen Selektionsschnitte ist in Tabelle 6.6 angegeben. Der Rauschanteil an den Zwei- und Mehrstreifentreffern kann im Verhältnis zum Anteil des Rauschens an den

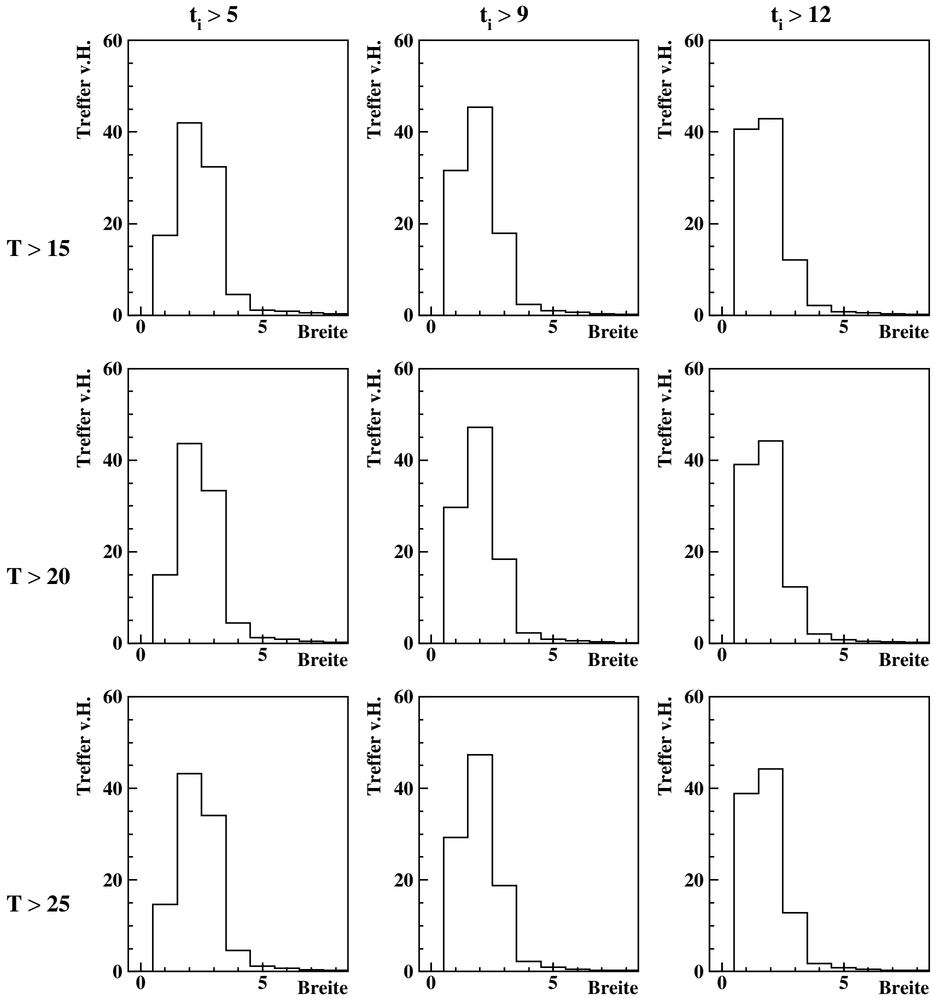

Abbildung 6.13: Verteilungen der Trefferbreiten für verschiedene Schnitte bei der Trefferselektion auf der Detektorseite 503d-n ohne Zwischenstreifen.

T	t_i	1 Str.	2 Str.	3 Str.	4 Str.	≥ 5 Str.
	$t_i > 5$	11.2%	45.5%	35.0%	5.1%	3.2%
$T > 15$	$t_i > 9$	24.7%	50.3%	19.9%	3.0%	2.1%
	$t_i > 12$	32.9%	48.9%	14.0%	2.4%	1.8%
	$t_i > 5$	11.6%	45.5%	35.0%	4.7%	3.2%
$T > 20$	$t_i > 9$	25.5%	50.1%	19.7%	2.5%	2.2%
	$t_i > 12$	34.2%	47.7%	13.3 %	2.3%	2.5 %
	$t_i > 5$	12.4%	44.8%	35.2%	4.9%	2.7%
$T > 25$	$t_i > 9$	26.1%	49.8%	19.8%	2.3%	2.0%
	$t_i > 12$	35.5%	47.1%	13.7%	1.9%	1.8%

Tabelle 6.3: Die Verteilungen der Trefferbreiten für verschiedene Schnitte bei der Trefferselektion unter Berücksichtigung der Korrektur des Rauschanteils auf der Detektorseite 503d-n. Der Rauschanteil an den Einstreifentreffern wird mit Hilfe der Verteilungen von Signal-zu-Rauschen abgeschätzt und die Werte in den Histogrammen von Abb. 6.13 werden damit korrigiert.

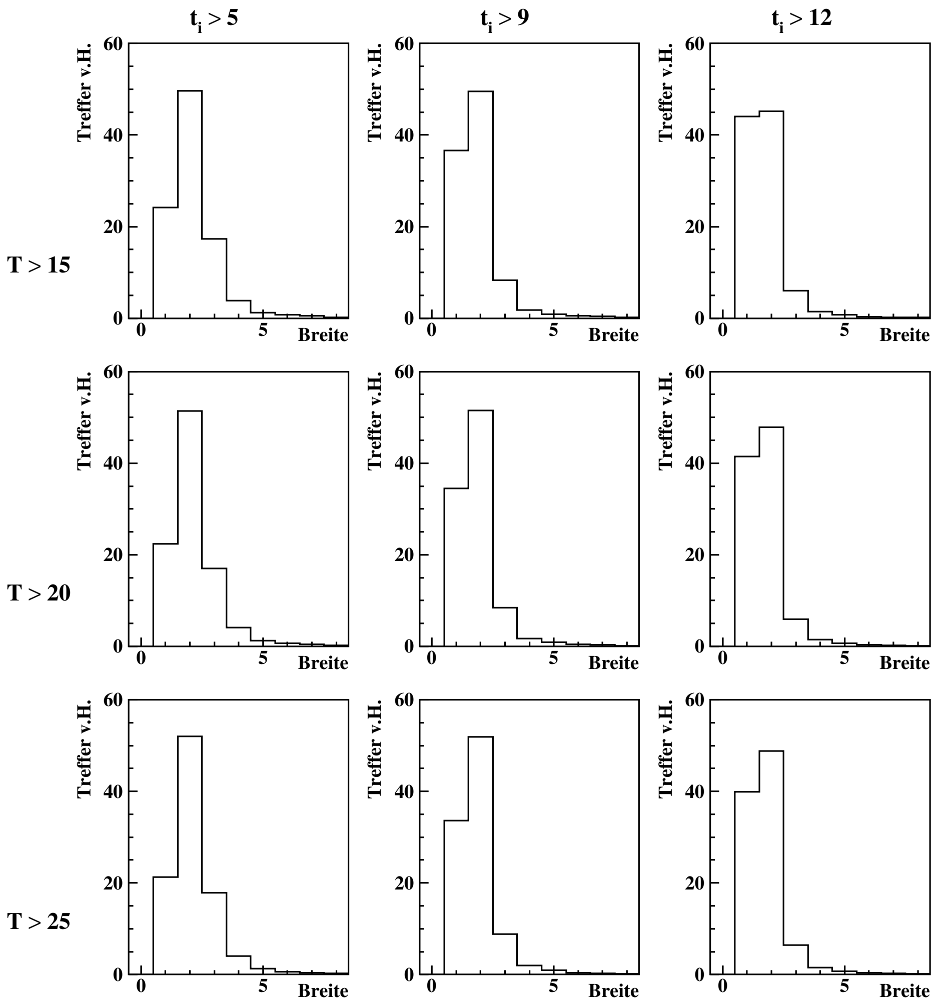

Abbildung 6.14: Verteilungen der Trefferbreiten für verschiedene Schnitte bei der Trefferselektion auf der Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen.

T	t_i	1 Str.	2 Str.	3 Str.	4 Str.	≥ 5 Str.
$T > 15$	$t_i > 5$	18.1%	53.9%	18.8%	4.2%	5.0%
	$t_i > 9$	28.3%	56.3%	9.5%	2.0%	3.9%
	$t_i > 12$	33.7%	53.6%	7.2%	1.8%	3.7%
$T > 20$	$t_i > 5$	18.9%	53.9%	17.9%	4.3%	5.0%
	$t_i > 9$	29.7%	55.5%	9.1%	1.9%	3.8%
	$t_i > 12$	35.2%	53.1%	6.6%	1.8%	3.3%
$T > 25$	$t_i > 5$	19.0%	53.8%	18.5%	4.2%	4.5%
	$t_i > 9$	30.2%	54.8%	9.5%	2.1%	3.4%
	$t_i > 12$	35.6%	52.3%	7.0%	1.7%	3.4%

Tabelle 6.4: Die Verteilungen der Trefferbreiten für verschiedene Schnitte bei der Trefferselektion unter Berücksichtigung der Korrektur des Rauschanteils auf der Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. Der Rauschanteil an den Einstreifentreffern wird mit Hilfe der Verteilungen von Signal-zu-Rauschen abgeschätzt und die Werte in den Histogrammen von Abb. 6.14 werden damit korrigiert.

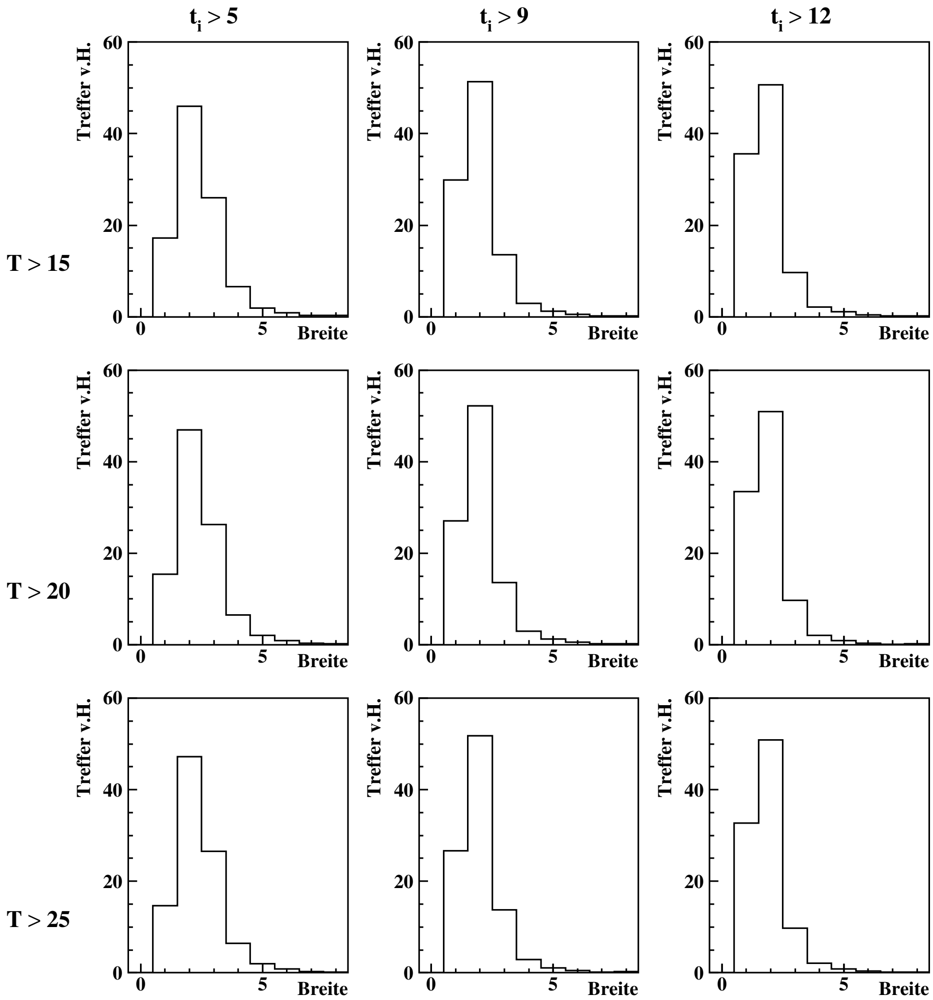

Abbildung 6.15: Verteilungen der Trefferbreiten für verschiedene Schnitte bei der Trefferselektion auf der Detektorseite 503d-p mit Zwischenstreifen.

T	t_i	1 Str.	2 Str.	3 Str.	4 Str.	≥ 5 Str.
	$t_i > 5$	14.0%	48.3%	27.5%	7.2%	3.0%
$T > 15$	$t_i > 9$	26.2%	54.5%	14.6%	3.3%	1.4%
	$t_i > 12$	31.6%	54.5%	10.7%	2.4%	0.8%
	$t_i > 5$	14.2%	47.8%	26.8%	7.0%	4.2%
$T > 20$	$t_i > 9$	25.5%	53.6%	14.2%	3.2%	3.5%
	$t_i > 12$	31.6%	52.6%	10.2%	2.3%	3.3%
	$t_i > 5$	14.1%	47.7%	27.1%	6.5%	4.6%
$T > 25$	$t_i > 9$	26.1%	52.5%	14.3%	3.3%	3.8%
	$t_i > 12$	32.0%	51.7%	9.9%	2.5%	3.9%

Tabelle 6.5: Die Verteilungen der Trefferbreiten für verschiedene Schnitte bei der Trefferselektion unter Berücksichtigung der Korrektur des Rauschanteils auf der Detektorseite 503d-p mit Zwischenstreifen. Der Rauschanteil an den Einstreifentreffern wird mit Hilfe der Verteilungen von Signal-zu-Rauschen abgeschätzt und die Werte in den Histogrammen von Abb. 6.15 werden damit korrigiert.

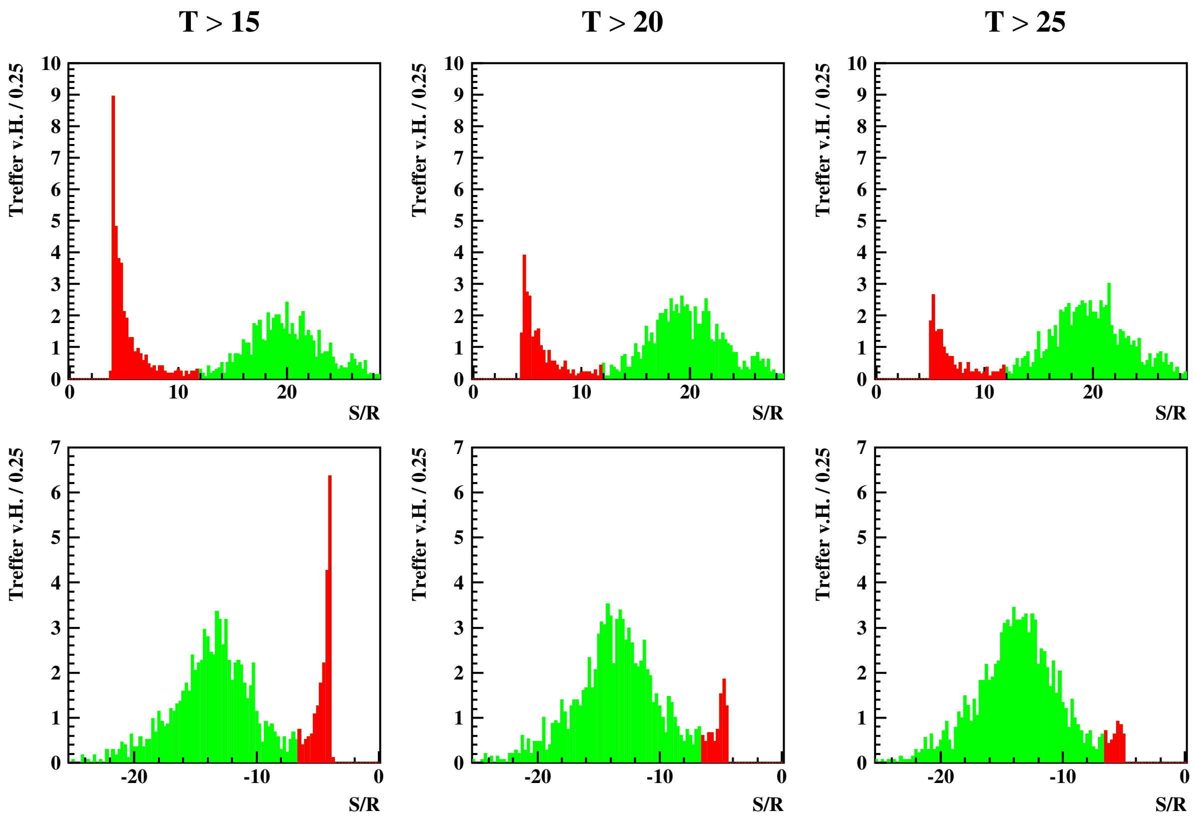

Abbildung 6.16: Abschätzung des Rauschanteils an den Einstreifentreffern. In den Histogrammen ist das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen von Einstreifentreffern für einen Schnitt auf die Streifensignifikanz von $t_i > 5$ dargestellt. Der abgeschätzte Rauschanteil ist schattiert dargestellt. Die obere Reihe zeigt die Verteilungen für die Detektorseite 503d-n. Die untere Reihe enthält die Ergebnisse für die Detektorseite 503d-p. Die Histogramme sind in drei Spalten entsprechend den Schnitten auf die Treffersignifikanz $T > 15$, $T > 20$ und $T > 25$ angeordnet.

T	t_i	503d-n	403d-n	503d-p
	$t_i > 5$	36.6%	25.4%	19.8%
$T > 15$	$t_i > 9$	22.7%	22.8%	13.1%
	$t_i > 12$	19.4%	23.5%	12.1%
	$t_i > 5$	23.6%	15.8%	8.2%
$T > 20$	$t_i > 9$	14.4%	14.2%	6.4%
	$t_i > 12$	12.5%	15.0%	5.8%
	$t_i > 5$	17.3%	11.0%	4.6%
$T > 25$	$t_i > 9$	11.2%	10.6%	3.4%
	$t_i > 12$	9.3%	10.9%	3.1%

Tabelle 6.6: Rauschanteile an den Einstreifentreffern für verschiedene Selektionsschnitte. Die angegebene Werte wurden mit Hilfe der Verteilungen des Signal-zu-Rauschens für Einstreifentreffer bestimmt. Der Fehler liegt im Bereich von 1 bis 2%-Punkten. Die angegebenen Zahlen fließen in die um das Rauschen korrigierten Werte der Tabellen 6.3 6.4 und 6.5 ein.

Einstreifentreffern vernachlässigt werden. Mit Hilfe der Zahlen aus Tabelle 6.6 werden die Trefferverteilungen in den Histogrammen aus Abb. 6.13, Abb. 6.14 und Abb. 6.15 korrigiert. Die resultierenden Werte sind in den Tabellen 6.3, 6.4 und 6.5 angegeben.

Es zeigt sich, dass der Schnitt auf die Treffersignifikanz T nur einen geringen systematischen Einfluss auf die Verteilungen der Trefferbreiten ausübt. Dieser Effekt liegt maximal bei 2.0%-Punkten. Es ist daher gerechtfertigt, die Werte für verschiedene Schwellen der Treffersignifikanz T zu mitteln und nur den Einfluss des Schnitts auf die Streifensignifikanz t_i zu untersuchen. Durch Bildung der Mittelwerte ergeben sich die Verteilungen der Trefferbreiten in den Tabellen 6.7, 6.8 und 6.9.

Die wesentlichen Änderungen für verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz treten für die Anteile der Ein- und Dreistreifentreffer auf. Mit steigender Schwelle findet eine Verschiebung zwischen den beiden Anteilen statt. Für die Detektorseite 503d-n steigt der Anteil der Einstreifentreffer von 11.7% bis zu 34.2%, während der Anteil der Dreistreifentreffer von 35.1% auf 13.7% fällt. Auf der Detektorseite 403d-n erhöht sich der Anteil der Einstreifentreffer von 18.7% auf 34.8%, wenn die Schwelle der Streifensignifikanz von 5 auf 12 heraufgesetzt wird. Der Anteil der Dreistreifentreffer sinkt gleichzeitg von 18.4% auf 6.9%. Die Detektorseite 503d-p weist einen Anteil von Einstreifentreffern zwischen 14.1% und 31.7% auf. Der Anteil der Dreistreifentreffer sinkt mit steigender Schwelle von 27.1% auf 10.3%.

Verglichen mit den Ein- und Dreistreifentreffer bleibt der Anteil der Zweistreifentreffer relativ konstant zwischen 45% und 50% für Seite 503d-n sowie zwischen 53% und 55.5% für die Seite 403d-n. Der Anteil der Zweistreifentreffer auf der Seite 503d-p bewegt sich zwischen 48% und 54%. Bei allen drei Detektorseiten steigt der Anteil der Zweistreifentreffer beim Übergang von $t_i > 5$ zur Schwelle $t_i > 9$ zunächst an, sinkt dann jedoch beim Übergang von $t_i > 9$ zu $t_i > 12$ wieder leicht ab.

Der Anteil der Zweistreifentreffer ist bezogen auf die verschiedenen Schnitte auf der Detektorseite 503d-n ohne Zwischenstreifen niedriger als auf der Detektorseite 403d-n und 503d-p mit Zwischenstreifen. Das ist in Übereinstimmung mit dem, was man qualitativ auf Grund der kapazitiven Ladungsteilung am Zwischenstreifen erwartet. Die Anteile der Zweisteifentreffer auf den Seiten 403d-n und 503d-p sind für die beiden Schwellen $t_i > 9$ und $t_i > 12$ in relativ guter Übereinstimmung, während sich für $t_i > 5$ eine Diskrepanz von 6%-Punkten ergibt.

Wenn man den Anteil der Einstreifentreffer für die beiden Detektorseiten 503d-n und 403d-n getrennt nach den Schnittkombinationen vergleicht, so fällt, dass die Werte für die Seite 503d-n immer unter denen von 403d-n liegen. Diese Beobachtung entspricht zunächst nicht der Erwartung, dass ein Detektor mit Zwischenstreifen weniger Einstreifentreffer haben sollte als ein Detektor ohne Zwischenstreifen. Für den Anteil der Einstreifentreffer ist jedoch das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen der untersuchten Detektorseite von großer Bedeutung und muss mit berücksichtigt werden. Die oben formulierte Erwartung gilt nur für Detektorseiten, die auch das gleiche Verhältnis von Signal-zu-Rauschen haben. Während der Datennahme im Frühjahr 1999 standen leider keine zwei n-Seiten mit bzw. ohne Zwischenstreifen und dem gleichen Verhältnis von Signal-zu-Rauschen zur Verfügung. Das ist der Grund, warum in dieser Arbeit die Detektorseiten 503d-n und 403d-n betrachtet werden, obwohl sie ein unterschiedliches Verhältnis von Signal-zu-Rauschen aufweisen.

t_i	1 Str.	2 Str.	3 Str.	4 Str.	≥ 5 Str.
$t_i > 5$	$(11.7 \pm 0.3)\,\%$	$(45.3 \pm 0.2)\,\%$	$(35.1 \pm 0.1)\,\%$	$(4.9 \pm 0.1)\,\%$	$(3.0 \pm 0.1)\,\%$
$t_i > 9$	$(25.4 \pm 0.3)\,\%$	$(50.1 \pm 0.1)\,\%$	$(19.8 \pm 0.1)\,\%$	$(2.6 \pm 0.2)\,\%$	$(2.1 \pm 0.1)\,\%$
$t_i > 12$	$(34.2 \pm 0.6)\,\%$	$(47.9 \pm 0.4)\,\%$	$(13.7 \pm 0.2)\,\%$	$(2.2 \pm 0.1)\,\%$	$(2.0 \pm 0.2)\,\%$

Tabelle 6.7: Trefferbreiten für drei verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz t_i auf der Detektorseite 503d-n ohne Zwischenstreifen. Die Werte ergeben sich durch Mittelung über die Ergebnisse für verschiedene Treffersignifikanzen T aus Tabelle 6.3.

t_i	1 Str.	2 Str.	3 Str.	4 Str.	≥ 5 Str.
$t_i > 5$	$(18.7 \pm 0.2)\,\%$	$(53.9 \pm 0.1)\,\%$	$(18.4 \pm 0.2)\,\%$	$(4.2 \pm 0.1)\,\%$	$(4.8 \pm 0.1)\,\%$
$t_i > 9$	$(29.4 \pm 0.5)\,\%$	$(55.5 \pm 0.4)\,\%$	$(9.4 \pm 0.1)\,\%$	$(2.0 \pm 0.1)\,\%$	$(3.7 \pm 0.1)\,\%$
$t_i > 12$	$(34.8 \pm 0.3)\,\%$	$(53.0 \pm 0.3)\,\%$	$(6.9 \pm 0.1)\,\%$	$(1.8 \pm 0.1)\,\%$	$(3.5 \pm 0.1)\,\%$

Tabelle 6.8: Trefferbreiten für drei verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz t_i auf der Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. Die Werte ergeben sich durch Mittelung über die Ergebnisse für verschiedene Treffersignifikanzen T aus Tabelle 6.4.

t_i	1 Str.	2 Str.	3 Str.	4 Str.	≥ 5 Str.
$t_i > 5$	$(14.1 \pm 0.1)\,\%$	$(47.9 \pm 0.2)\,\%$	$(27.1 \pm 0.2)\,\%$	$(6.9 \pm 0.2)\,\%$	$(3.9 \pm 0.4)\,\%$
$t_i > 9$	$(25.9 \pm 0.2)\,\%$	$(53.5 \pm 0.5)\,\%$	$(14.4 \pm 0.1)\,\%$	$(3.3 \pm 0.1)\,\%$	$(2.9 \pm 0.6)\,\%$
$t_i > 12$	$(31.7 \pm 0.1)\,\%$	$(52.9 \pm 0.7)\,\%$	$(10.3 \pm 0.2)\,\%$	$(2.4 \pm 0.1)\,\%$	$(2.7 \pm 0.8)\,\%$

Tabelle 6.9: Trefferbreiten für drei verschiedene Schnitte auf die Streifensignifikanz t_i auf der Detektorseite 503d-p mit Zwischenstreifen. Die Werte ergeben sich durch Mittelung über die Ergebnisse für verschiedene Treffersignifikanzen T aus Tabelle 6.5.

Ein realistischerer Vergleich zwischen den Anteilen der Einstreifentreffer für Detektor 503d-n und 403d-n ergibt sich, wenn man nicht die Zahlen für den gleichen Schnitt auf die Streifensignifikanz t_i miteinander vergleicht, sondern wenn man den Anteil der Einstreifentreffer auf der Seite 503d-n für den Schnitt $t_i > 12$ mit dem Anteil der Einstreifentreffer auf der Seite 403d-n für den Schnitt $t_i > 5$ vergleicht. Denn in diesem Fall liegen die Quotienten von $\sqrt{t_i}/(S/R)$ für die beiden Detektoren nahe beieinander. Für 503d-n gilt: $\sqrt{t_i}/(S/R) = \sqrt{12}/23.3 = 0.15$; für 403d-n: $\sqrt{t_i}/(S/R) = \sqrt{5}/13.4 = 0.17$. In diesem Vergleich bestätigt sich die Erwartung, dass die Detektorseite mit Zwischenstreifen (403d-n) einen geringeren Anteil an Einstreifentreffer hat, als die Detektorseite ohne Zwischenstreifen.

Folgende Gesichtspunkte bestimmen die Verteilung der Trefferbreiten:

- Die Breite der primären Ladungsverteilung, die im Siliziumzähler durch Ionisation erzeugt wird. Der entscheidende Faktor hierbei ist der Inklinationswinkel θ der Teilchenspur. Die Breite der Verteilung ist dann grob durch $b \cdot \tan\theta$ gegeben, wobei b die Dicke des Detektors ist.

- Der Abstand h zwischen zwei Auslesestreifen.

- Die kapazitive Kopplung zwischen den Auslesestreifen sowie das Vorhandensein von Implantatszwischenstreifen.

- Die Diffusionsverbreiterung der primären Ladungsverteilung, welche durch das Verhältnis von Betriebsspannung U_B zur vollen Verarmungsspannung U_{vvs} entscheidend bestimmt wird, vergleiche dazu auch Abschnitt 4.8.

- Das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen des Detektors.

- Die Schnitte zur Trefferselektion, insbesondere der Schnitt auf die Streifensignifikanz t_i.

6.3.1 Einfluss des Spurwinkels auf die Trefferbreiten

Um den Einfluss des Spurwinkels θ auf die Trefferbreiten in HERA-B zu untersuchen, wurden die Winkelverteilungen der Spuren für verschiedene Breiten von Treffern, die zur jeweiligen Spur gehören, bestimmt. Für jede Spur, die in den Daten gefunden wird, werden die einzelnen Treffer, die zur Spur gehöhren, betrachtet. Die Breite der Treffer wird ermittelt. Für jeden Treffer werden die Spurwinkel (θ_x, θ_y) angegeben durch die Größe $b \cdot |\tan\theta_{x,y}|$ in nach Trefferbreiten getrennte Histogramme gefüllt. Abb. 6.17 zeigt exemplarisch die Ergebnisse für die Detektorseite 503d-n. Die Größe $b \cdot |\tan\theta_{x,y}|$ wird als Maß für die Breite der primären Ladungsverteilung vor der Diffusion angesehen.

Für die Detektorseiten 503d-n und 403d-n ist vor allem die Breite der Ladungsverteilung in y-Richtung für die Trefferbreite wichtig. Im Mittel ergeben sich $\overline{y} = (7.3 \pm 0.1)\,\mu$m für die Breite der primären Ladungsverteilung. Der Fehler wird dabei durch die Abweichung der Mittelwerte für die einzelnen Trefferbreiten abgeschätzt und ist nicht die Standardabweichung der Verteilung. Für die einzelnen Trefferbreiten ergeben sich keine signifikanten Unterschiede in den Winkelverteilungen.

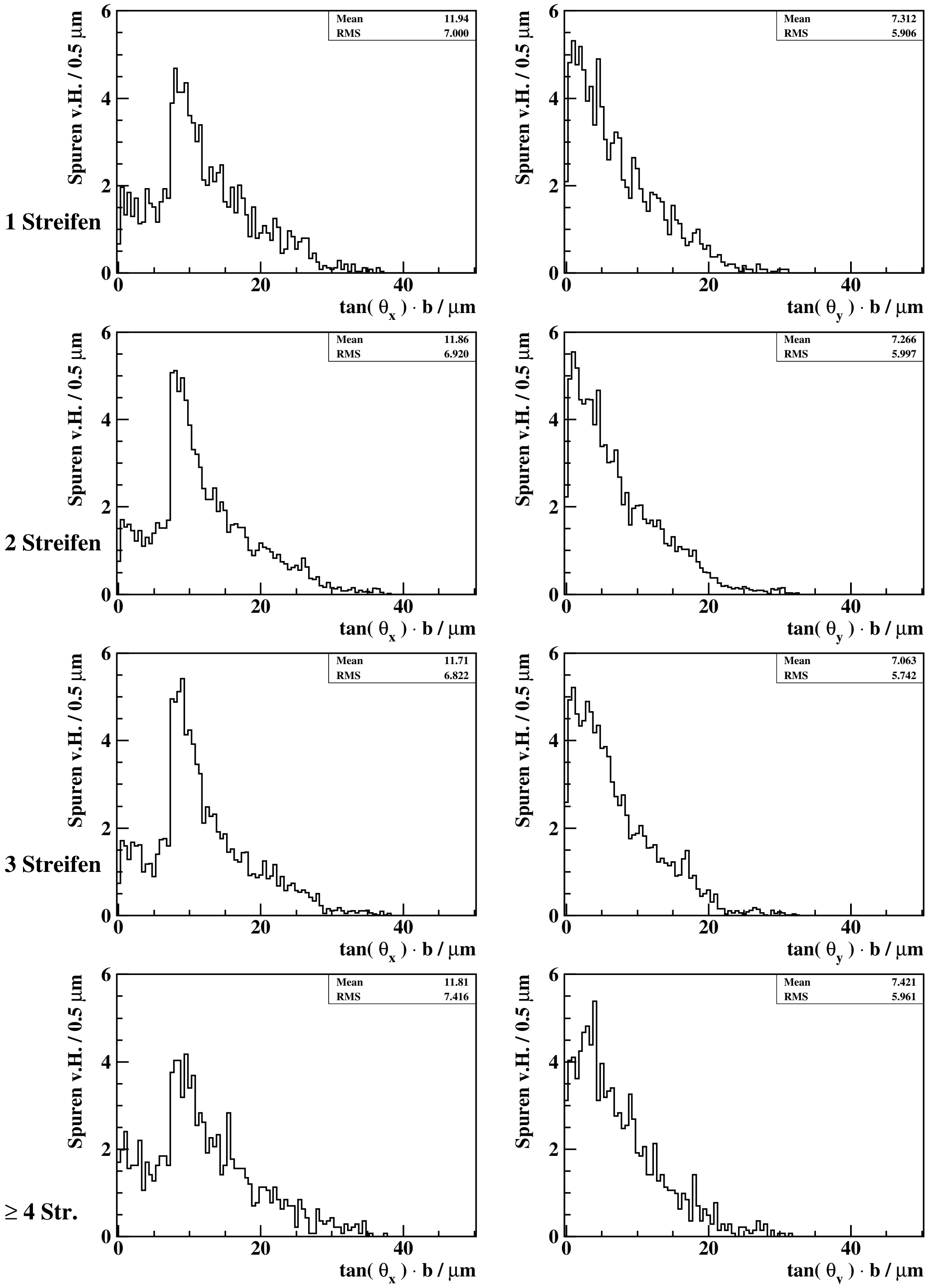

Abbildung 6.17: Winkelverteilung der Spuren für verschiedene Breiten von Treffern, die zur jeweiligen Spur gehören. Der Winkel θ ist durch $b \cdot |\tan\theta_{x,y}|$ angegeben, wobei b die Dicke des Siliziumzählers ist. Die linke Spalte gibt die Verteilungen für θ_x und die rechte Spalte die Werte für θ_y auf der Detektorseite 503d-n wieder. Die Histogramme sind auf 100 Treffer normiert. Die Selektionsschnitte waren $t_i > 5$ und $T > 20$.

Abb. 6.18 bestätigt diese Feststellung. In diesen Histogrammen ist die mittlere Trefferbreite gegen die Größe $b \cdot |\tan\theta_{x,y}|$ angegeben. Die Verteilung ist sehr flach, sodass man feststellen kann, dass für die Verteilung der Trefferbreiten auf den Siliziumstreifendetektoren in HERA-B der Inklinationswinkel der Spuren nur eine untergeordnete Rolle spielt. Der Grund dafür ist, dass die Winkel der Spuren meist unterhalb von 200 mrad liegen und damit die Breite der primären Ladungsverteilung kleiner als der halbe Streifenabstand $h/2$ ist.

6.3.2 Modellrechnung zur Verteilung der Trefferbreiten

Das in Abschnitt 6.2 zur Erklärung der gemessenen η-Verteilungen entwickelte Modell wurde erweitert, um Trefferbreiten vorherzusagen. Dabei wird die kapazitive Kopplung zwischen den Auslesestreifen, die Diffusionsverbreiterung und die Landauverteilung des Signal-zu-Rauschens berücksichtigt. Ferner fließen verschiedene primäre Breiten der Ladungsverteilung auf Grund unterschiedlicher Inklinationswinkel in das Modell ein. Die Gewichtung der verschiedenen Breiten wird mit Hilfe der Verteilungen in Abb. 6.17 vorgenommen.

Die Ladungsverteilung wurde nach Einbeziehung der Diffusionsverbreiterung auf eine Struktur aus vier Streifen aufgeteilt. Die sich daraus ergebenen primären Ladungen auf den Streifen, q_1, q_2, q_3 und q_4, werden für einen Detektor ohne Zwischenstreifen wie folgt um die kapazitive Kopplung korrigiert:

$$p_1 = (1-\kappa-\kappa^2)q_1 + \kappa q_2 + \kappa^2 q_3 \tag{6.5}$$
$$p_2 = (1-2\kappa-\kappa^2)q_2 + \kappa q_1 + \kappa q_3 + \kappa^2 q_4 \tag{6.6}$$
$$p_3 = (1-2\kappa-\kappa^2)q_3 + \kappa q_2 + \kappa q_4 + \kappa^2 q_1 \tag{6.7}$$
$$p_3 = (1-\kappa-\kappa^2)q_4 + \kappa q_3 + \kappa^2 q_2 \tag{6.8}$$

Dabei ist κ der Kopplungsfaktor zwischen zwei Streifen. Ferner sind p_1, p_2, p_3 und p_4 die resultierenden Pulshöhen, welche mit den S/R-Werten aus der Landauverteilung skaliert werden. Das Resultat wird mit einem Schwellenwert $(s/r)_0$ verglichen. Die Streifen, deren skalierte Pulshöhen über dieser Schwelle liegen, werden als zum Treffer gehörig gewertet. Der akzeptierte Treffer wird in der Verteilung der Trefferbreiten mit dem Wert der Landaufunktion für den verwendeten S/R-Wert gewichtet.

Im Modell ergeben sich nur Ein-, Zwei- und Dreistreifentreffer. Die Vier- und Mehrstreifentreffer in den Daten haben ihre Ursache vorwiegend in δ-Elektronen, die im Modell nicht berücksichtigt werden. Der Anteil der Vier- und Mehrstreifentreffer wird aus den Daten bestimmt und als Vorgabe für das Modell benutzt, mit Hilfe dessen nur die Anteile der Ein-, Zwei- und Dreistreifentreffer bestimmt werden.

Tabelle 6.10 zeigt die Ergebnisse aus der Modellrechnung für die Detektorseite 503d-n. Die Veränderung der Verteilung der Trefferbreiten kann mit Hilfe des Modells nachvollzogen werden. Der Anteil der Ein- und Dreistreifentreffer im Modell steigt bzw. sinkt wechselseitig mit zunehmender Schwelle $(s/r)_0$. Der Anteil der Zweistreifentreffer bleibt relativ stabil bei Werten um die 50%.

Die beste quantitative Übereinstimmung von $\pm 2\,\%$ mit den auf der Seite 503d-n gemessenen Werten ergibt sich für im Modell gewählte Schwellenwerte $(s/r)_0$, die nicht

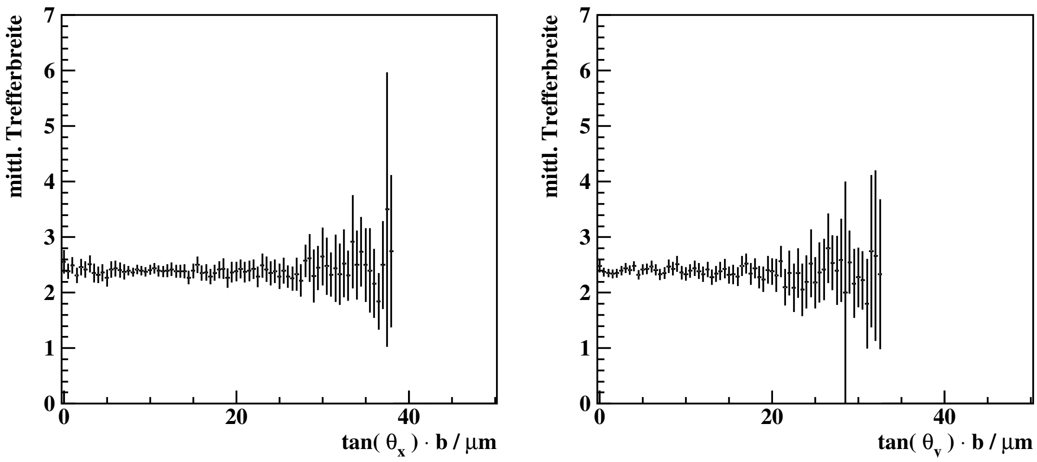

Abbildung 6.18: Die Histogramme zeigen die mittlere Trefferbreite als Funktion des Spurwinkels, der durch $b \cdot |\tan\theta_{x,y}|$ angegeben wird. Die Selektionsschnitte waren $t_i > 5$ und $T > 20$.

$(s/r)_0$	1 Str.	2 Str.	3 Str.	≥ 4 Str. (Daten)
2.2	14 %	44 %	34 %	8 %
2.6	27 %	50 %	19 %	5%
2.9	35 %	50 %	12 %	4%

Tabelle 6.10: Ergebnisse des Modells zur Vorhersage der Trefferbreiten für die Detektorseite 503d-n ohne Zwischenstreifen. Die Landauverteilung des Signal-zu-Rauschens wurde im Modell mit den Parametern $\Delta E_W = 23.3$, $A_L = 2.1$ und $\xi = 4.1$ berechnet. Die kapazitive Kopplung wurde mit $\kappa = 0.08$ angesetzt. Die primäre Breite der Ladungsverteilung wurde zwischen $1\,\mu$m und $20\,\mu$m variiert. Der Fehler der angegebenen Werte liegt zwischen 2–4% und ergibt sich durch Variation der Eingangsparameter.

$(s/r)_0$	1 Str.	2 Str.	3 Str.	≥ 4 Str. (Daten)
2.2	17 %	58 %	16 %	9 %
2.9	28 %	58 %	8 %	6%
3.4	35 %	55 %	5 %	5%

Tabelle 6.11: Ergebnisse des Modells zur Vorhersage der Trefferbreiten für die Detektorseite 403d-n mit Zwischenstreifen. Die Landauverteilung des Signal-zu-Rauschens wurde im Modell mit den Parametern $\Delta E_W = 13.0$, $A_L = 1.5$ und $\xi = 4.5$ berechnet. Die kapazitive Kopplung wurde mit $\kappa = 0.11$ angesetzt. Die primäre Breite der Ladungsverteilung wurde zwischen $1\,\mu$m und $20\,\mu$m variiert. Der Fehler der angegebenen Werte liegt zwischen 3–4% und ergibt sich durch Variation der Eingangsparameter.

genau zu den Schnitten auf die Streifensignifikanz t_i in den Daten passen. Dabei gilt: $(s/r)_0 \approx \sqrt{t_i}$. Während $(s/r)_0 = 2.2$ noch gut zu $t_i = 5$ passt ($2.2^2 = 4.84$), gibt es bei $(s/r)_0 = 2.6$ ($t_i = 9$;$2.6^2 = 6.76$) und $(s/r)_0 = 2.9$ ($t_i = 12$;$2.9^2 = 8.41$) erhebliche Differenzen.

Mit Hilfe des Modells lassen sich auch Vorhersagen für die Trefferbreiten des Detektors 403d-n mit Zwischenstreifen machen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.11 zu sehen. Die beste Übereinstimmung mit den Daten ergibt sich für einen Kopplungsfaktor von $\kappa = 0.11$. Bei niedrigeren Faktoren, $\kappa = 0.08$ oder $\kappa = 0.05$, wird der Anteil der Zweistreifentreffer um bis 15%-Punkte zu hoch eingeschätzt. Mit den in Tabellentext von Tabelle 6.11 angegebenen Parametern ergibt sich eine Übereinstimmung der vorhergesagten Anteile mit den Daten mit einer Genauigkeit von $\pm 3\%$. Die Abstimmung der Skala von Signal-zu-Rauschen zwischen Daten und Modell ist im Fall von Seite 403d-n sehr gut, d.h. die Schwellen im Modell $(s/r)_0$ stimmen gut mit den Schwellen für die Streifensignifikanz t_i überein ($(s/r)_0 \approx \sqrt{t_i}$).

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich die Verteilungen der Trefferbreiten auf den HERA-B Detektorseiten mit bzw. ohne Zwischenstreifen gut im Rahmen des vorgestellten Modells verstehen lassen. In der Modellrechnung erweisen sich die kapazitive Kopplung der Streifen untereinander, das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen und vor allem der Schnitt auf die Streifensignifikanz t_i als die entscheidenden Parameter.

Als Ergebnis der Untersuchungen der Trefferbreiten erscheint die Schnittkombination $t_i > 5$ und $T > 20$ als guter Kompromiss bei der Trefferselektion für die verschiedenen Detektortypen. Einerseits bleibt der Anteil der Einstreifentreffer relativ gering gegenüber dem Anteil an Dreistreifentreffer, was sich positiv auf die intrinische Auflösung auswirkt. Andererseits wird der Anteil des Rauschens auf einem moderaten Niveau gehalten.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung der Siliziumstreifenzähler des HERA-B Vertexdetektors. Zu diesem Zweck wurden zum einen Messungen mit Siliziumstreifenzählern auf einem Laserteststand am MPI für Physik in München vorgenommen, zum anderen wurden erste Daten des Vertexdetektors vom Frühjahr 1999 ausgewertet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Laborteststand zur Untersuchung der Streifenzähler von HERA-B aufgebaut. Zentrales Element des Teststands ist ein Farbstofflaser, dessen Wellenlänge im Bereich von 800 bis 1050 nm abgestimmt werden kann. Mit Hilfe einer speziell ausgewählten Projektionsoptik wird der Laserstrahl mit einem Durchmesser von rund 6 μm auf die Zähleroberfläche fokussiert. Die Eindringtiefe von Licht in Silizium nimmt im angesprochenen Wellenlängenbereich stark mit der Wellenlänge zu: von rund 10 μm bei $\lambda = 800$ nm bis circa 500 μm bei $\lambda = 1050$ nm. Daher kann die Laserenergie durch Variation der Wellenlänge in unterschiedlichen Detektortiefen deponiert werden, was für die Untersuchung der Detektoreigenschaften große Vorteile bietet.

Mit Hilfe des Lasersystems wurden die Ladungsteilung zwischen benachbarten Auslesestreifen und das Verarmungsverhalten der Detektoren erstmals mit einem stark fokussierten Laserstrahl bei verschiedenen Wellenlängen im Labor vermessen. Die Messergebnisse lassen sich ausgezeichnet mit einer ausführlichen, eigens für die Ladungsträgererzeugung durch einen Lichtpuls entwickelten Modellrechnung beschreiben.

Durch die Lasermessungen wurde außerdem nachgewiesen, dass die Detektoren keinen signifikanten Ladungsverlust auf Grund der kapazitiven Kopplung der Zwischenstreifen an die Rückseite aufweisen. Ferner wurden Auslesestreifen untersucht, die auf Grund von Fehlern in der Produktion nicht mit der Elektronik verbunden sind. Es zeigt sich, dass durch die kapazitive Kopplung trotzdem noch $(85 \pm 2)\,\%$ der Ladung auf den mit der Elektronik verbundenen Nachbarstreifen nachgewiesen werden.

Während der Inbetriebnahme des Vertexdetektors wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm zur Echtzeitkontrolle der Datenqualität entwickelt. Unter anderem können mit diesem Programm die mittlere Trefferzahl, die Verteilung des Signal-zu-Rauschens und die Trefferdichte auf den einzelnen Detektorseiten überprüft werden. Die Daten zeigen, dass die Besetzungszahlen der Detektorstreifen den Erwartungen vom Entwurf des HERA-B Experiments entsprechen. Das System erfüllt die Anforderung, dass die maximale Besetzungszahl bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz unterhalb von 5% liegt.

Mit Daten des Vertexdetektors vom April 1999 wurde eine detailierte Untersuchung der Ladungsverteilung auf die Streifen eines Treffers vorgenommen. Wie aus den Modellrechnungen erwartet, ergeben sich deutliche Unterschiede für Detektoren mit und ohne Zwischenstreifen. Ferner wird erstmals eine Asymmetrie in der Ladungsverteilung für Zweistreifentreffer beobachtet, die im Rahmen einer Modellrechnung mit dem Zusammenspiel von schräg auf die Detektoren auftreffenden Teilchenspuren und der transversalen Diffusion der Ladungsträger erklärt wird. Die Ladungsverteilungen zeigen außerdem deutliche Unterschiede für die verschiedenen Selektionsschnitte auf die Streifensignifikanz t_i. Die gemessenen Ladungsverteilungen werden sehr gut durch die in dieser Arbeit neu entwickelten Modellrechnungen erklärt.

Für Zweistreifentreffer wird mit Hilfe der Ladungsverteilungen außerdem die intrinsische Auflösung abschätzt. Für Detektorseiten mit Zwischenstreifen ergibt sich: $\sigma_{int} = (3.0 \pm 1.0)\,\mu$m. Für Detektorseiten ohne Zwischenstreifen gilt: $\sigma_{int} = (4.5 \pm 1.0)\,\mu$m.

Der zweite Schwerpunkt der Datenauswertung in dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung der Trefferbreiten. Es zeigt sich, dass die Trefferbreitenverteilung nur eine geringe systematische Abhängigkeit vom Schnitt auf die Treffersignifikanz T hat, jedoch stark vom Schnitt auf die Streifensignifikanz t_i abhängt. Im Wesentlichen bewirkt die Veränderung der Schwelle für t_i eine wechselseitige Verschiebung zwischen den Anteilen der Ein- und Dreistreifentreffer, während der Anteil der Zweistreifentreffer verglichen dazu relativ konstant bei einem Anteil um die 50% bleibt. Die Anteile der Ein- und Dreistreifentreffer bewegen sich je nach Schnitt auf die Streifensignifikanz zwischen 10% und 35%. Als Kompromiss zwischen den unterschiedlichen Detektortypen wird ein verbesserter Schnitt von $t_i > 5$ und $T > 20$ vorgeschlagen. Einerseits ergibt sich so ein relativ niedriger Anteil an Einstreifentreffer, sodass die intrinsische Auflösung verbessert wird, andererseits bleibt der Anteil des Rauschens moderat.

Während der Datennahme im Frühjahr 1999 konnte gezeigt werden, dass die mit der endgültigen Elektronik ausgestatteten Detektormodule ein sehr gutes Signal-zu-Rauschen besitzen und die für eine eigenständige Spurrekonstruktion nötigen Anforderungen erfüllen.

Im Mai 1999 wurden 44 von 64 Siliziumstreifenzählern mit der endgültigen Elektronik in HERA-B eingebaut. Der Rest des Systems wird im Laufe des Jahres 1999 vervollständigt werden. Gegen Ende des Jahres soll die Inbetriebnahme des Vertexdetektorsystems abgeschlossen sein. Eine Wiederholung der in dieser Arbeit vorgenommenen Auswertung mit den Daten der neu eingebauten Module wird einen noch präziseren Vergleich zwischen p-Spray- und p-Stopp-Detektoren erlauben, da nun auch die p-Spray-Detektoren, anders als im Frühjahr 1999, mit der endgültigen Elektronik ausgestattet sind.

HERA-B verfolgt das Ziel im Januar 2000 die Datennahme mit einem vollständigen Gesamtdetektor zu beginnen und in den Folgemonaten die ersten Ereignisse im Zerfallskanal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ zu rekonstruieren.

Literaturverzeichnis

[1] S. P. Ahlen et al., *New Limit on the Low-Energy Antiproton/Proton Ratio in the Galactic Cosmic Radiation*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 145–148.

[2] H. Aoki, *Baryogenesis at the Electroweak scale and above*, in K. Hagiwara, *Proceedings of the 5th KEK Conference on CP Violation and its Origin*, KEK Proceedings 97-12, Tsukuba (1997) 68–72 (hep-ph/9708376).

[3] E. W. Kolb und M. S. Turner, *The Early Universe*, Addison-Wesley Publisher Company, Reading (1990) Kap. 3.4.

[4] A. Sakharov, *Violation of CP invariance, C asymmetry and baryon asymmetry of the universe*, JETP Lett. **5** (1967) 24–27.

[5] H. Quinn, *CP Violation*, SLAC-PUB-95-7053, Stanford (1995) 1–13.

[6] D. H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley Deutschland, Bonn (1991) Kap. 3.11 und Kap. 7.14.

[7] E. Noether, *Invariante Variationsprobleme*, Nachrichten der Kgl. Ges. d. Wiss., Math.-phys. Klasse, Heft 2, Göttingen (1918) 235–257.

[8] F. Kuypers, *Klassische Mechanik*, 4. Auflage, VCH, Weinheim (1993) Kap. 1.5.

[9] H. Stumpf und W. Schuler, *Elektrodynamik*, F. Vieweg + Sohn, Braunschweig (1973) Kap. 8.4.

[10] H. Frauenfelder und E. M. Henley, *Teilchen und Kerne*, R. Oldenbourg Verlag, München (1979) Kap. 7.1.

[11] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particle Physics*, John Wiley & Sons, New York (1987) Kap. 4.6 und Kap. 1.11.

[12] T. D. Lee und C. N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. **104** (1956) 254–258.

[13] C. S. Wu et al., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413–1415.

[14] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, New York (1984) Kap. 12.

[15] J. H. Christenson et al., *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138–140.

[16] C. Caso et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 1–794.

[17] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, 4. Auflage, Teubner Studienbücher, Stuttgart (1992) Kap. 4.6.3 und Kap. 4.5.

[18] L. Wolfenstein, *CP Violation*, in C. Caso et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 107–108.

[19] A. Alavi-Harati et al. (KTeV Kollaboration), *Observation of Direct CP Violation in $K_{S,L} \to \pi\pi$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 22–27.

[20] V. Fanti (NA48), *A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon*, Phys. Lett. **B 465** (1999) 335–348.

[21] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu und F. Laloë, *Quantum Mechanics*, Vol. 1, John Wiley & Sons, New York (1977) Kap. II Anhang C 1b.

[22] M. Kobayashi und T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalization Theory of Weak Interactions*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652–657.

[23] M. Perl et al., *Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489–1492.

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

[25] F. J. Gilman, K. Kleinknecht und B. Renk, *The Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Mixing Matrix*, in C. Caso et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 103–106.

[26] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945–1947.

[27] A. J. Buras, M. E. Lautenbacher und G. Ostermaier, *Waiting for the top quark mass, $K^+ \to \pi^+\nu\overline{\nu}$, B_s^0-$\overline{B_s^0}$ mixing and CP asymmetries in B decays*, Phys. Rev. **D 50** (1994) 3433.

[28] R. Aleksan, B. Kayser und D. London, *Determining the Quark Mixing Matrix From CP-Violating Asymmetries*, NSF-PT-94-2 (1994) 1–8.

[29] H. Quinn, *CP Violation in B Decay — Standard Model Predictions*, in C. Caso et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 558–562.

[30] S. Mele, *Indirect Measurement of the Vertex and Angels of the Unitary Triangle*, CERN-EP/98-133 (1998) 1–12.

[31] F. Parodi et al., *Constraints on the parameters of the CKM matrix by end 1998*, hep-ex/9903063 (1999) 1–26.

[32] B. Kayser, *Testing the Standard Model of CP-Violation in all manners of B-decay modes*, Konferenzbeitrag: Second International Symposium on Particles, Strings and Cosmology (PASCOS-91), Boston (1991).

[33] C. T. Sachrajda, *Flavour Physics*, in N. Ellis und M. Neubert, *1997 European School of High-Energy Physics*, Proceedings, Menstrup, (1998) 150–189.

[34] I. Dunietz, *B_s-$\overline{B_s}$ Mixing, CP Violation and Extraction of the CKM-Phases from untagged B_s Data Samples*, Phys. Rev. **D 52** (1995) 3048–3064.

[35] H. Quinn, *$B^0 - \overline{B^0}$ Mixing*, in C. Caso et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 555–557

[36] Y. Nir und H. R. Quinn, *CP violation in B physics*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 211–250.

[37] K. Ahmet et al. (OPAL Kollaboration), *The OPAL detector at LEP*, Nucl. Instr. Meth. **A 305** (1991) 275–319.

[38] F. Abe et al. (CDF Kollaboration), *The CDF detector: an overview*, Nucl. Instr. Meth. **A 271** (1988) 387–403.

[39] K. Ackerstaff et al. (OPAL Kollaboration), *Investigation of CP violation in $B^0 \to J/\psi K^0_S$ decays at LEP*, Eur. Phys. J. **C 5** (1998) 379–388.

[40] CDF Kollaboration, *A measurement of $\sin 2\beta$ from $B \to J/\psi K^0_S$ with the CDF Detector*, CDF/PUB/BOTTOM/CDF/4855 (1998) 1–19.

[41] D. Boutingny et al. (BABAR Kollaboration), BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457 (1995) 1–618.

[42] BELLE Kollaboration, BELLE Technical Design Report, KEK report 95-1 (1995); A. Bondar, *The BELLE detector*, Nucl. Instr. Meth. **A 408** (1998) 64–76.

[43] E. Hartouni et al. (HERA-B Kollaboration), HERA-B Design Report, DESY-PRC 95/01 (1995) 1–475.

[44] T. Lohse et al. (HERA-B Kollaboration), *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, HERA-B Proposal, DESY-PRC 94/02 (1994) 1–289.

[45] C. Hast et al., *Test of an Internal Halo Target in the HERA Proton Ring*, DESY 94-119 (1994) 1–41.

[46] I. Abt et al. (H1 Kollaboration), Nucl. Instr. and Meth. **A 386** (1997) 310-347.

[47] ZEUS Kollaboration, *The ZEUS Detector*, Status Report 1993, DESY-PRC 93/05, 1993.

[48] K. Ackerstaff et al. (HERMES Kollaboration), *The HERMES spectrometer*, Nucl. Instr. and Meth. **A 417** (1998) 230–265.

[49] S. Schaller, *Untersuchung der Beiträge einzelner Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate des HERA-B Experiments*, Diplomarbeit, Heidelberg (1998).

[50] K. Ehret, *Performance of the HERA-B target and interference with HERA operation*, Konferenzbeitrag: Near beam physics, Proceedings, Batavia (1997) 33–42.

[51] P. Nason et al., *The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions*, Nucl. Phys. **B 303** (1988) 607–633.

[52] P. Nason et al., *The one particle inclusive differential cross section for heavy quark production in hadronic collisions*, Nucl. Phys. **B 327** (1989) 49–92;
Erratum dazu: Nucl. Phys. **B 335** (1990) 260.

[53] M. L. Magano, *Two lectures on heavy quark production in hadronic collisons*, CERN-TH/97-328 (1997) 1–38.

[54] D. M. Jansen et al. (E789 Kollaboration), *Measurement of the Bottom-Quark Production Cross-Section in 800 GeV/c Proton-Gold Collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3118–3121.

[55] T. Alexopoulos et al. (E771 Kollaboration), *Measurement of the $b\bar{b}$ Cross Section in 800 GeV/c Proton-Silicon Interactions*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 41–44.

[56] H. Albrecht et al. (HERA-B Kollaboration), HERA-B Letter of Intent, DESY-PRC 92/04 (1992).

[57] D. Buskulic et al. (ALEPH Kollaboration), *Production of excited beauty states in Z decays*, Z. Phys. C **69** (1996) 393–404.

[58] T. Lohse, *Wire Target Geometry and Tagging Performance*, HERA-B-97-085 (1997) 1–35.

[59] I. Abt et al., *Physics reach of HERA-B*, Nucl. Instr. and Meth. **A 384** (1996) 113–118.

[60] F. Parodi, ICHEP, Vancouver, 1998.

[61] T. Lohse, *HERA-B: overview and engineering runs*, Nucl. Instr. and Meth. **A 408** (1998) 154–164.

[62] T. Hot, *MSGC development for the Inner Tracker of HERA-B*, Nucl. Instr. and Meth. **A 408** (1998) 258–265.

[63] R. Bouclier et al., *The Gas Electron Multiplier (GEM)*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **44** (1997) 646–650.

[64] H.-D. Dreis et al., *Operation of a large GEM-MSGC detector in a high intensity hadronic test beam using fully pipelined readout electronics*, HERA-B/98-149 (1998) 1–10.

[65] S. Hausmann, *Das Auslesesystem der inneren Spurkammern bei HERA-B*, Dissertation, Heidelberg (1999) 1–159.

[66] M. Capeans, *The honeycomb outer tracker of HERA-B*, Vortrag auf der Beauty-Konferenz 1999, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. A vorgesehen.

[67] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, 3. Auflage, Stuttgart (1992) Kap. 5.3, Kap. 5.4, Kap. 6.1 und Kap. 2.5.

[68] J. Seguinot und T. Ypsilantis, *Photo-ionization and Cherenkov ring imaging*, Nucl. Instr. and Meth. **142** (1977) 377–391.

[69] J. L. Rosen, *The HERA-B ring imaging Cherenkov detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A 408** (1998) 191–198.

[70] V. Saveliev, *The HERA-B transition radiation detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A 408** (1998) 289–295.

[71] C. Grupen, *Particle Detectors*, Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology, Cambridge University Press, Cambridge (1996) Kap. 1.1.

[72] D. E. Groom, *Passage of particles through matter*, in C. Caso et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 144–151.

[73] G. S. Atoyan et al., *Lead-scintillator electromagnetic calorimeter with wavelength shifting fiber readout*, Nucl. Instr. and Meth. **A 320** (1992) 144–154.

[74] E. Tarkovsky, *The HERA-B electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A 379** (1996) 515–517.

[75] V. Alberico et al., *The reconstruction for the electromagnetic calorimeter of the HERA-B experiment*, Bologna (1996) 1–9.

[76] V. Alberico et al., *The HERA-B electromagnetic calorimeter pre-trigger system*, Nuov. Cim. **110 A**, Nr. 12 (1997) 1453–1462.

[77] T. Fuljahn et al., *Concept of the First Level Trigger for HERA-B*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** (1998) 1782–1786.

[78] W. D. Petersen, *The VMEbus Handbook*, Expanded Third Edition, VFEA International Trade Association, Scottsdale (1993) 1–331.

[79] A. Gellrich et al., *The Fourth Level Trigger Online Reconstruction Farm of HERA-B*, Konferenzbeitrag, ICHEP '98, Chicago, HERA-B 98-202 (1998).

[80] M. Dam et al., *Higher Level Trigger Systems for the HERA-B Experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** (1998) 1787–1792.

[81] A. Gellrich und M. Medinnis, *HERA-B higher level triggers: architecture and software*, Nucl. Instr. and Meth. **A 408** (1998) 173–180.

[82] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, 3. Auflage, Bonn (1993) Kap. 3.4.

[83] M. S. Tyagi, *Introduction to semiconductor materials and devices*, John Wiley & Sons, New York (1991) Kap. 6.2.2 und Kap. 7.3.

[84] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, 2. Ausgabe, Springer-Verlag, Berlin (1994) Kap. 10.4.

[85] H. F. W. Sadrozinski und H. G. Spieler, *Silicon photodiodes and particle detectors*, in C. Caso et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 156–158.

[86] E. Gatti et al., *Suboptimal filtering of 1/f-noise in detector charge measurements*, Nucl. Instr. and Meth. **A 297** (1990) 467–478.

[87] M. Eberle, *Untersuchung eines typinvertierten Silizium-Streifenzählers mit der Auslesekette des HERA-B Vertexdetektors des Jahres 1996*, Diplomarbeit, Heidelberg (1997) 1–71.

[88] R. Wunstorf et al., *Results on radiation hardness of silicon detectors up to neutron fluences of* $10^{15}\ n/cm^2$, Nucl. Instr. and Meth. **A 315** (1992) 149–155.

[89] G. Lindström, M. Moll, E. Fretwurst, *Radiation hardness of silicon detectors — a challenge from high-energy physics*, Nucl. Instr. and Meth. **A 426** (1999) 1–15.

[90] R. H. Richter et al., *Strip detector design for ATLAS and HERA-B using two-dimensional device simulation*, Nucl. Instr. and Meth. **A 377** (1996) 412–421.

[91] A. Bischoff et al., *Breakdown protection and long-term stabilisation for Si-detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A 326** (1993) 27–37.

[92] I. Abt et al., *Double sided microstrip detectors for the high radiation environment in the HERA-B experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A 439** (1999) 442–450, Vortrag von S. Masciocchi auf der Konferenz ELMAU 98.

[93] L. Evensen und T. Westgaard, *Single-sided microstrip detector for high radiation doses*, Nucl. Instr. and Meth. **A 392** (1997) 206–209.

[94] I. Abt, *Silicon Detectors*, in T. Ferbel (Herausgeber), *Techniques and Concepts of High Energy Physics X*, Kluwer Academic Publishers (1999) 295–333.

[95] R. H. Richter, Persönliche Mitteilung (1999).

[96] J. Kemmer und G. Lutz, *New structures for position sensitive semiconductor detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A 273** (1988) 588–598.

[97] A. Peisert, *Silicon Microstrip Detectors*, in F. Sauli, *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, Singapur (1992) 1–79.

[98] K. Riechmann, *Einsatz von Siliziumsdetektoren in der Hochstrahlungsumgebung von HERA-B*, MPI-PhE/98-18, Dissertation, München (1998) 1–110.

[99] W. Fallot-Burghardt et al., *HELIX 128-x User Manual*, HD-ASIC-33-0697, Version 2.1, Heidelberg (1999) 1–53.

[100] L. Seybold, *Thermische Modellierung der HERA-B Vertexdetektor-Module*, Diplomarbeit, Heidelberg (1996) 1–90.

[101] B. Schwingenheuer, *Description of the dimensions and materials to support and cool the silicon detectors and the readout electronics of the HERA-B vertex detector*, internes Dokument, Heidelberg (1997) 1–6.

[102] I. Abt et al., *Gluing Silicon with Silicone*, Nucl. Instr. and Meth. **A 411** (1998) 191–196.

[103] F. Klefenz, *Die Hochfrequenz-Abschirmung des HERA-B Vertexdetektors*, Diplomarbeit, Heidelberg (1997) 1–103.

[104] B. Schwingenheuer, *Description of the HERA-B Front-End Electronics for the Silicon Vertex Detector and the Inner Tracker*, HERA-B-99-013 (1999) 1–18.

[105] S. Shaheen et al., *Characterization and quality control of silicon microstrip detectors with an infrared diode laser system*, Nucl. Instr. and Meth. **A 352** (1995) 573–578.

[106] J. Krizmanic et al., *A 1060 nm diode laser system for dynamically probing silicon detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A 374** (1996) 315–319.

[107] H. Fox, *Aufbau und Inbetriebnahme eines Teststands für Siliziumstreifendetektoren des HERA-B Vertexdetektors*, Diplomarbeit, Münster (1996) 1–57.

[108] B. Moshous, *Suche nach Charm-Mesonen bei HERA-B*, Dissertation, München (1999) 1–117.

[109] I. Abt et al., *Characterization of silicon microstrip detectors using an infrared laser system*, Nucl. Instr. and Meth. **A 423** (1999) 303–319.

[110] M. Scholz, *Stickstofflaser der MSG-Serie*, Gerätebeschreibung, LTB Lasertechnik Berlin, Berlin (1996) 1–12.
M. Scholz, *Farbstofflaser der UDL-Serie*, Gerätebeschreibung, LTB Lasertechnik Berlin, Berlin (1996) 1–14.

[111] M. Scholz, Datenblatt des Farbstofflasers UDL-201, Berlin (1996).

[112] F. K. Kneubühl, *Laser*, 4. Auflage, Stuttgart (1995) Kap. 13.

[113] T. Bergauer, *Messungen an einem Laser-Teststand für Silizium-Detektoren*, Projektarbeit (1998) 1–26.

[114] Ocean Optics Inc., *S1000, PC1000, PS1000 Fiber Optic Spectrometers User's Manual*, Dunedin, Florida (1994).

[115] H. A. Weakliem und D. Redfield, J. Appl. Phys. **50** (1979) 1491–1493.

[116] J. H. Weaver und H. P. R. Frederikse, *Optical Properties of Metals and Semiconductors*, in D. R. Lide (Editor-in-Chief), *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 77. Ausgabe (1996) **12**-126 und **12**-143.

[117] 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. **A 326** (1993) 92–99.

[118] Colledani et al., *Sirocco Flash ADC Documentation*, LEPSI, Straßburg (1995).

[119] M. Scholz, LTB Lasertechnik Berlin, persönliche Mitteilung.

[120] E. Belau et al., *Charge Collection in silicon strip detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **214** (1983) 253–260.

[121] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 3. Auflage, John Wiley & Sons, New York (1966) 322–324.

[122] G. Persky und D. J. Bartelink, *High-Field Diffusivity of Electrons in Silicon*, J. Appl. Phys. **42** (1971) 4414–4421.

[123] C. Bauer et al., *Status of the HERA-B Vertex Detector*, Vortrag von B. Schwingenheuer auf der Konferenz *VERTEX 99*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. **A** vorgesehen.

[124] W. Wagner, *The HERA-B Vertex Detector: First Results on Detector Commissioning*, Vortrag auf der Konferenz BEAUTY 99 in Bled, Slowenien, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. **A** vorgesehen.

[125] M. Bräuer, Dissertation, Heidelberg, in Vorbereitung.

[126] M. Schmelling und R. Wanke, Dokumentation zum Softwarepaket MARVIN, Hamburg (1998).

[127] CN/ASD Group, *HBOOK Users Guide (Version 4.21), nProgram Library Y250*, CERN, Genf (1994);

CN/ASD Group, *HIGZ/HPLOT Users Guide, nProgram Library Q120 and Y251*, CERN, Genf (1993).

[128] I. Kisel and S. Masciocchi, *CATS: A Cellular Automaton for Tracking in Silicon*, HERA-B Note in Vorbereitung

[129] I. Kisel et al. (NEMO collaboration), *Cellular automaton and elastic net for event reconstruction in the NEMO-2 experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A 387** (1997) 433–442.

[130] M. Schmelling, *The HOLMES Program Package*, HERA-B-99-086.

[131] A. Hüpper, *Der ARGUS Silizium-Vertex-Detektor und seine Anwendung auf die Bestimmung der Lebensdauer des τ-Leptons*, Dissertation, Heidelberg (1996) 1–160.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Christian Kiesling und Herrn Prof. Dr. Dietrich Habs für die Übernahme der Gutachten meiner Doktorarbeit. Prof. Kiesling danke ich ferner für seine hilfreichen Anmerkungen im Vorfeld der Einreichung dieser Arbeit. Außerdem danke ich den weiteren Mitgliedern der Promotionskomission: Prof. Dr. S. Theisen, Prof. Dr. A. Staude, Prof. Dr. W. Dünnweber und Prof. Dr. H.E. Gaub.

Mein besonderer Dank gebührt Frau Dr. Iris Abt. Als Betreuerin meiner Arbeit, stand sie während aller Phasen des Entstehens der Arbeit, der Datennahme, der Auswertung und des Niederschreibens, für detailierte Diskussionen zur Verfügung. Mit vielen Anregungen und Nachfragen hat sie zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Dafür mein herzlicher Dank.

Weiterhin danke ich meinen Kollegen und Freunden, die meine Arbeit oder Teile derselben gelesen haben und mit ihren Anregungen, Vorschlägen und Korrekturen in inhaltlicher, orthographischer und gestalterischer Hinsicht zur Verbesserung des Textes und der Abbildungen beigetragen haben: Dr. Iris Abt, Dr. Christian Bauer, Michael Dressel, Ralph Duwe, Dr. Silvia Masciocchi, Thomas Perschke, Ralf Reussner, Max Sang, Sven Schaller, Su-Yu Wagner-Lin und Dr. Wolfgang Walkowiak.

Für die gute Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre danke ich den Mitgliedern und den Ehemaligen der HERA-B Gruppe am MPI für Physik: Dr. Iris Abt, Michael Dressel, Katja Harvat, Dr. Ivan Kisel, Dr. Silvia Masciocchi, Dr. Basil Moshous, Thomas Perschke, Dr. Kirsten Riechmann, Dr. Michael Rietz, Max Sang, Sven Schaller und Petra Strube.

Ferner danke ich den Mitgliedern der Vertexdetektorgruppe am MPI für Kernphysik in Heidelberg für die gute Zusammenarbeit während meines halbjährigen Aufenthalts am DESY in Hamburg, im Besonderen Dr. Christian Bauer, Martin Bräuer, Dr. Thorsten Glebe, Prof. Dr. K.T. Knöpfle, Dr. Michael Schmelling, Dr. Bernhard Schwingenheuer und Dr. Rainer Wanke.

Großer Dank gilt meinen Eltern, Heinz-Dieter und Christel Wagner, die mir mein Physikstudium und die Promotion ermöglicht haben.

Ein herzlicher Dank geht an meine Frau Su-Yu, die mir während der Anfertigung der Doktorarbeit sehr viel Verständnis entgegengebracht hat.

Tabellarischer Lebenslauf

von Dipl.-Phys. (USA) Wolfgang Wagner

Persönliche Daten

Name:	Wolfgang Wagner
geboren am:	28.09.1971
in:	Neuwied am Rhein
Familienstand:	verheiratet, seit 19.04.1999
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Adresse:	Lützelsteiner Straße 24, 80939 München

Ausbildung

1978 – 1982	Besuch der Grundschule in Rengsdorf.
1982 – 1991	Besuch des Werner-Heisenberg-Gymnasiums in Neuwied. Fremdsprachen: Englisch, Latein und Französisch. Leistungskurse: Mathematik, Physik und Deutsch. Abiturprüfung mit der Durchschnittsnote 1,0.
08/1991 – 09/1992	Zivildienst im St. Antonius Krankenhaus in Waldbreitbach.
10/1992 – 07/1995	Physikstudium an der Universität Bonn.
30.09.1994	Vordiplomsprüfung mit der Note *sehr gut*.
08/1995 – 08/1996	Studium an der Ohio State University in Columbus, Ohio. Stipendium der Graduate School. Abschluß als *Master of Science*. Master Thesis: *Multi-hit electronics for the CLEO vertex detector*. Anerkennung als Diplom-Physiker (USA) durch das rheinland-pfälzische Kultusministerium.
10/1996 – 12/1999	Doktorand am Max-Planck-Institut für Physik in München. Arbeitsfelder: Produktion und Test von Modulen des Siliziumvertexdetektors für das HERA-B Experiment am DESY in Hamburg, Aufbau eines Laserteststands für Siliziumstreifenzähler. Titel der Doktorarbeit: *Auswertung der Daten des HERA-B Vertexdetektors im Hinblick auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Siliziumstreifenzähler*.
05/1997	Teilnahme an der *European School of High Energy Physics 1997* in Menstrup, Dänemark.
06/1998	Teilnahme am *Advanced Study Institute (ASI) on Techniques and Concepts of High Energy Physics* in St. Croix, US Virgin Islands.

München, den 1. Dezember 1999

Stichwortverzeichnis