Erste Meßerfahrungen mit den horizontalen Stationen des Vorwärts-Proton-Spektrometers bei H1

Experimentelle physikalische Diplomarbeit

vorgelegt von Robert Casties

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Hamburg, März 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) . . . 2
1.2 Das Experiment H1 . . . 3
1.3 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung . . . 6
1.4 Diffraktive Elektron-Proton-Streuung . . . 7
1.5 Nachweis diffraktiver Prozesse . . . 13

2 Das Vorwärts-Proton-Spektrometer **14**

2.1 Die Funktionsweise des FPS . . . 14
2.2 Die Magnetfeld-Optik . . . 17
2.3 Vertikale und horizontale Stationen . . . 17
2.4 Mechanischer Aufbau . . . 20
2.5 Elektronik . . . 25
2.6 Zeitablauf der Messung . . . 27
2.7 Verarbeitung der Meßwerte . . . 31
2.7.1 Vorverarbeitung der Rohdaten . . . 31
2.7.2 Trefferekennung . . . 33
2.7.3 Spurerkennung und Rekonstruktion . . . 34

3 Betrieb der horizontalen Stationen des FPS 1997 **35**

3.1 Gleichtaktstörungen . . . 38
3.2 Äußere Magnetfelder . . . 44
3.3 Effizienz der Faserdetektoren . . . 48

4 Zusammenfassung **51**

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Aufbau und Betrieb der im Winter 1996/97 installierten horizontalen Stationen des Vorwärts-Proton-Spektrometers (FPS) bei H1.

Zunächst wird die grundlegende physikalische Bedeutung des FPS für die Untersuchung diffraktiver Ereignisse der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung vorgestellt. Bei der tiefunelastischen Streuung wechselwirkt das Elektron über ein virtuelles Austauschboson (γ, Z^0, oder $W^\pm$) mit den Konstituenten des Protons. Diffraktive Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß das Austauschboson an einem farbneutralen Bestandteil des Protons streut. Ereignisse dieser Art werden von der Regge-Theorie als Austausch sogenannter Regge-Trajektorien beschrieben. Bei verschiedenen Werten des Impulsbruchteils $x_{\mathbb{P}}$ des getroffenen Partons dominieren verschiedene Trajektorien. Für große Werte $x_{\mathbb{P}} > 0{,}1$ ist dies die Pion-Trajektorie, bei kleinen Werten $x_{\mathbb{P}} < 0{,}05$ die sogenannte Pomeron-Trajektorie.

Bei diffraktiven Ereignissen werden im Bereich des Detektors zwischen Proton(rest) und gestreutem Parton keine Teilchen gemessen (sogenannte *Rapiditätslücke*). Vor allem bei geringem Energieübertrag bleibt das Proton intakt und wird unter kleinem Winkel in das Strahlrohr gestreut. Das FPS ermöglicht durch den Nachweis des Protons im Strahlrohr und die Bestimmung seiner Energie eine sichere Identifikation solcher Ereignisse, die mit dem Zentraldetektor nicht möglich ist. Der zugängliche kinematische Bereich erweitert sich dadurch bei $x_{\mathbb{P}} > 10^{-2}$.

Das FPS besteht aus vier Stationen mit Spurdetektoren aus szintillierenden Fasern, die im Abstand von 63, 80, 81 und 90 m vom Zentraldetektor aufgestellt sind. Die 1995 installierten vertikalen Stationen bei 81 und 90 m messen bereits erfolgreich im Bereich $0{,}1 < x_{\mathbb{P}} < 0{,}3$. Der kinematische Untersuchungsbereich des FPS wird durch die neuen horizontalen Stationen bei 63 und 80 m um den Bereich $10^{-5} < x_{\mathbb{P}} < 0{,}2$ erweitert. In diesem bisher wenig untersuchten Bereich wird der Übergang zwischen Meson- und Pomeronaustauschprozessen erwartet.

Im zweiten Teil werden Aufbau und Funktion des Vorwärts-Proton-Spektrometers dargestellt. Besonderes Gewicht wird in dieser Arbeit auf die Beschreibung von Aufbau und Funktion der neuen Ausleseelektronik gelegt, die bisher wenig dokumentiert ist.

Im letzten Teil werden die Erfahrungen und Probleme während des erstmaligen Betriebs der horizontalen Stationen des FPS in der Strahlzeit 1997 dargestellt. Hierbei soll auf drei Probleme genauer eingegangen werden: Gleichtaktstörungen (*common mode noise*) in den Vorverstärker-Karten, die Beeinträchtigung der Messung durch äußere Magnetfelder und die verringerte

Effizienz der Faserdetektoren der 63 m-Station.

1.1 Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA)

Die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage* HERA ist ein Speicherring für Elektronen[1] und Protonen am Deutschen Elektronen-Synchroton DESY in Hamburg. Den schematischen Aufbau zeigt Abbildung 1.

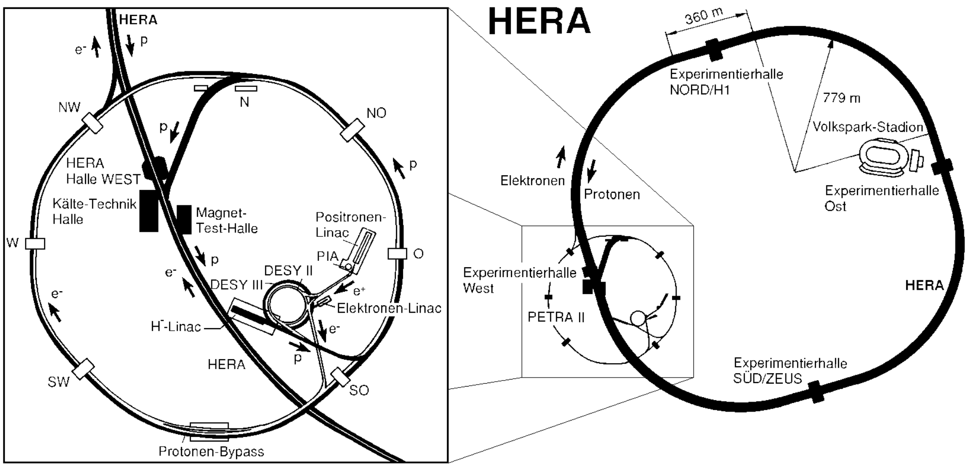

Abbildung 1: Der Beschleuniger HERA am Deutschen Elektronen-Synchroton.

Protonen und Elektronen werden im 6,3 km langen Ring gegenläufig beschleunigt. Die Strahlenergie beträgt für Protonen 820 GeV und für Elektronen 27,5 GeV. Im Schwerpunktsystem stehen damit 300 GeV Kollisionsenergie zur Verfügung. Einige technische Parameter zeigt Tabelle 1.

In den vier Wechselwirkungszonen stehen die Experimente H1 (Halle Nord), HERA-B (Halle West), HERMES (Halle Ost) und ZEUS (Halle Süd). Die zwei e-p-Kollisionsexperimente H1 und ZEUS dienen der Untersuchung der Protonstruktur in tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung und anderer Phänomene (z.B. der schwachen Wechselwirkung). Die beiden anderen Experimente benutzen nur jeweils den Elektronen- oder Protonenstrahl und ein stationäres Streuziel. Das Experiment HERMES verwendet den polari-

[1]Aus Gründen der Strahlqualität wurden 1994-97 Positronen verwendet. Im folgenden werden Elektron und Positron synonym verwendet. Ab 1998 sollen wieder Elektronen zum Einsatz kommen.

Parameter	1997	Soll	Einheit
Strahlenergie Elektronen	27,5	30	[GeV]
Strahlenergie Protonen	820	820	[GeV]
Schwerpunktsenergie	300	314	[GeV]
Strahlstrom Elektronen	40	58	[mA]
Strahlstrom Protonen	105	158	[mA]
Luminosität	$1{,}4 \cdot 10^{31}$	$1{,}5 \cdot 10^{31}$	[$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$]

Tabelle 1: Technische Parameter des HERA-Speicherringes

sierten Elektronenstrahl und ein polarisiertes Wasserstoff-Target zur speziellen Untersuchung der Spinstruktur des Protons. Im Experiment HERA-B dient ein Draht-Target im Protonenstrahl der Untersuchung von CP-Verletzungen im Zerfall von B-Mesonen.

1.2 Das Experiment H1

An Entwicklung und Betrieb des H1-Detektors sind 400 WissenschaftlerInnen beteiligt, die 39 Institute aus 12 Ländern vertreten. Der Detektor dient dem Nachweis der Reaktionsprodukte, die in der Kollision von Elektronen und Protonen bei HERA entstehen. Mit Hilfe der hohen Schwerpunktsenergie lassen sich unter anderem Eigenschaften und Struktur des Protons in hoher Auflösung untersuchen.

Da die kollidierenden Teilchen sehr unterschiedliche Energien haben (Protonen 820 GeV, Elektronen 27 GeV), bewegt sich das Schwerpunktsystem in die Flugrichtung der Protonen, die „Vorwärtsrichtung“. Entstehende Teilchen sind aus diesem Grund vor allem in Vorwärtsrichtung zu finden. Der Detektor ist daher asymmetrisch aufgebaut.

Im H1-Koordinatensystem zeigt die z-Achse in Vorwärtsrichtung (Flugrichtung der Protonen), die x-Achse zur Mitte des HERA-Ringes und die y-Achse nach oben. In der Polarwinkeldarstellung ist θ der Winkel gegen die z-Achse und ϕ der Winkel gegen die x-Achse.

Den Aufbau des Detektors zeigt Abbildung 2. Die wesentlichen Elemente des Detektors sind von innen nach außen:

- Das zentrale Spurkammersystem [2], [3].
- Das Flüssig-Argon Kalorimetersystem [4], [5].
- Die supraleitende Magnetspule [6].

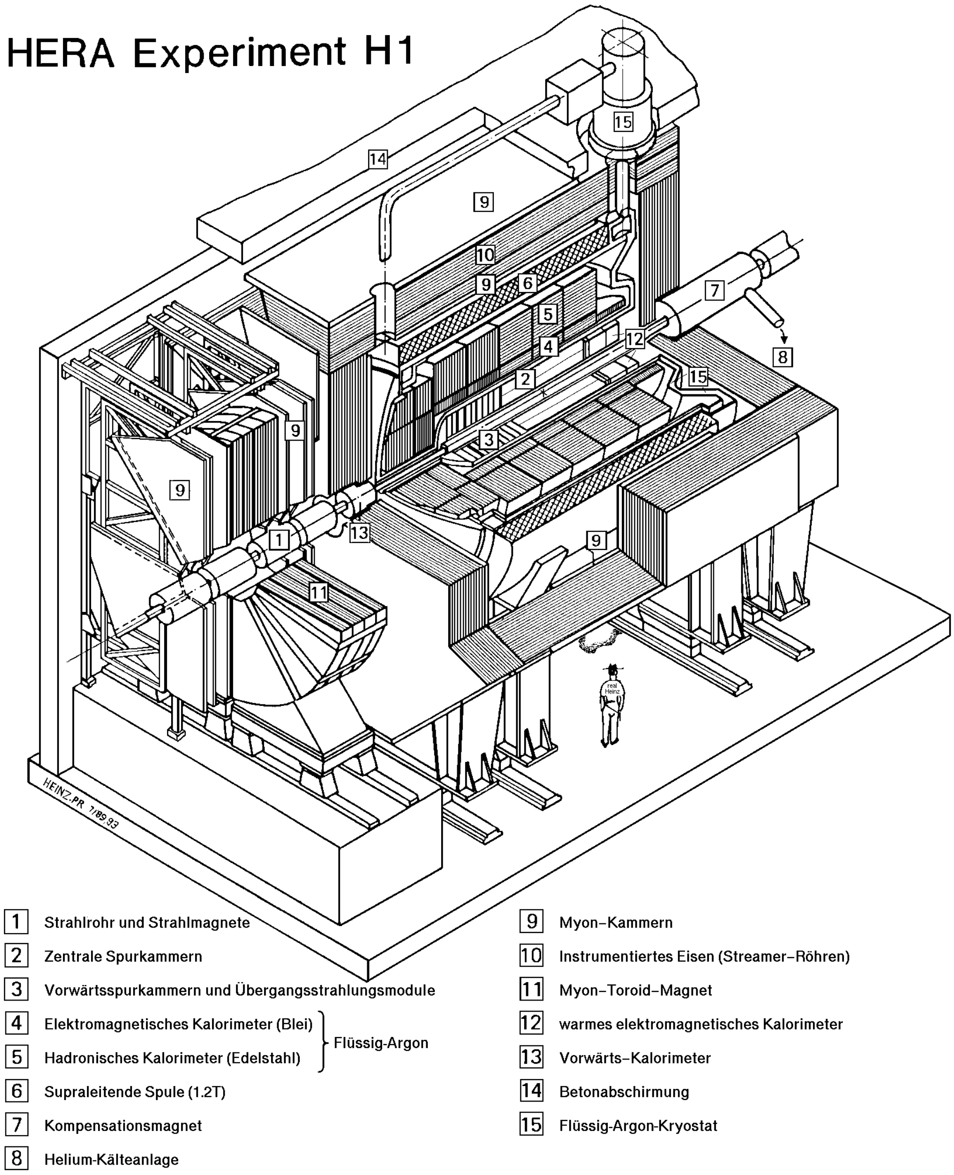

Abbildung 2: Der Aufbau des H1-Detektors.

- Das Müon-System $\boxed{9}$, $\boxed{10}$ (teilweise im Eisenjoch der Magnetspule).
- Im Vorwärtsbereich: das Vorwärtskalorimeter $\boxed{13}$ und das Vorwärtsmüonspektrometer $\boxed{11}$.

Außerhalb des Bildes befindet sich im rückwärtigen Bereich das Luminositätssystem mit zwei Kleinwinkel-Elektrondetektoren (*E-Tagger*) ($z = -33$ und $-44\,\mathrm{m}$) und dem Photondetektor ($z = -101\,\mathrm{m}$). In Vorwärtsrichtung befinden sich am Strahlrohr noch der Proton-Tagger ($z = 24\,\mathrm{m}$), die Stationen des Vorwärts-Proton-Spektrometers ($z = 63, 80, 81$ und $90\,\mathrm{m}$), das in dieser Arbeit beschrieben wird, und das Vorwärts-Neutron-Kalorimeter ($z = 109\,\mathrm{m}$). Eine genauere Beschreibung des gesamten H1-Detektors findet sich in [3].

Im Jahr 1995 wurden im Inneren des zentralen Spurkammersystems $\boxed{2}$ zusätzlich der zentrale Silizium-Vertexdetektor (*CST*) und der rückwärtige Silizium-Spurdetektor (*BST*) installiert. Der Vertexdetektor besteht aus zwei Schalen von Halbleiterdetektoren um das Strahlrohr im Bereich der Wechselwirkungszone. Die Detektorelemente bestehen aus gekreuzten Silizium-Streifendetektoren, die einem Abstand von $25\,\mu\mathrm{m}$ in der xy-Ebene und $40\,\mu\mathrm{m}$ in der z-Richtung haben. Durch die Detektoranordnung können zwei Raumpunkte auf einer Teilchenbahn mit einer idealen Auflösung von $10\,\mu\mathrm{m}$ für die xy-Koordinate und $15\,\mu\mathrm{m}$ für die z-Koordinate bestimmt werden.

Der rückwärtige Silizium-Spurdetektor schließt direkt an den Silizium-Vertexdetektor an. Er besteht aus acht scheibenförmigen Detektorelementen, die im Bereich $-39 > z > -105\,\mathrm{cm}$ senkrecht zur Strahlachse installiert sind. Die Detektorelemente sind mit Silizium-Streifendetektoren zur Messung der θ- und ϕ-Komponente bestückt. Mit dem Detektor können Spuren im Rückwärtsbereich $\theta_e \leq 176°$ mit einer Genauigkeit von 0,4 mrad in θ und 0,3 mrad in ϕ gemessen werden. Eine ausführliche Beschreibung der Siliziumdetektoren findet sich in [13].

Weiterhin wurde 1995 das rückwärtige Kalorimeter $\boxed{12}$ durch eine Driftkammer (*BDC*) und ein elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter, das sogenannte „Spaghetti-Kalorimeter“ (*SPACAL*) ersetzt. Das *SPACAL* besteht aus einer Bleimatrix, in die szintillierende Fasern eingebettet sind, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Der elektromagnetische und der hadronische Teil des *SPACAL* unterscheiden sich durch das Mischungsverhältnis von Fasern und Blei. Der elektromagnetische Teil hat eine Energieauflösung von 2% bei 30 GeV für Elektronen und eine Ortsauflösung im Bereich weniger mm. Der hadronische Teil dient im wesentlichen zur Identifikation hadronischer/leptonischer Teilchen und hat nur eine grobe Energieauflösung. Die hohe Zeitauflösung der Szintillatoren und Photomultiplier von etwa 1 ns macht es möglich Ereignisse zu verwerfen, die aus Kollisionen mit Restgasatomen oder der Strahlrohrwand stammen und deren Teilchen von hinten in den Detektor eintreten. Eine Beschreibung des *SPACAL* findet sich in [5].

1.3 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung

Im H1-Detektor werden Ereignisse der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung beobachtet. Bei der tiefunelastischen Streuung wechselwirkt das Elektron durch ein virtuelles Photon, Z^0 oder $W^{\pm}$ mit einem der Konstituenten des Protons. Abbildung 3 zeigt den Feynman-Graphen des Austauschs eines virtuellen Photons im Quark-Parton-Modell.

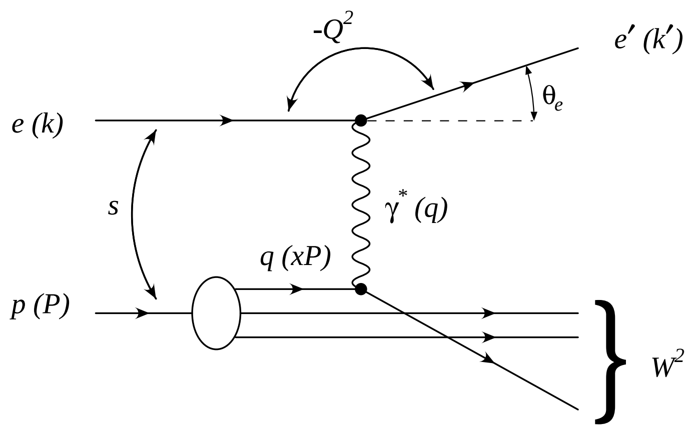

Abbildung 3: Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung.

k und k' bezeichnen die Vierervektoren des ein- und des auslaufenden Elektrons, sein Streuwinkel sei θ_e. P ist der Vierervektor des einlaufenden Protons. E_e, E'_e und E_p sind die Energien von ein- und auslaufendem Elektron und Proton im Laborsystem. Für die quadrierte Energie s im Schwerpunktsystem gilt

$$s = (k + P)^2 \approx 4E_e E_p \tag{1}$$

Die Näherung gilt unter Vernachlässigung der Teilchenmasse, was im betrachteten Fall $E_p \gg m_p c^2$ und $E_e \gg m_e c^2$ eine gute Näherung ist. Der Viererimpulsübertrag des Elektrons

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{2}$$

ist ein Maß für die Virtualität des Photons. Bei $Q^2 \simeq 0$ ist das Photon quasireell, man spricht von Ereignissen der Photoproduktion. Im Detektor zeichnen sich Photoproduktionsereignisse im Bereich $Q^2 < 0{,}01\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$ dadurch aus, daß das gestreute Elektron im Kleinwinkel-Elektrondetektor des H1-Luminositätssystems nachgewiesen wird. Die Inelastizität

$$y_B = \frac{qP}{kP} = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta_e}{2} \tag{3}$$

entspricht im Quark-Parton-Modell dem relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Die Bjørken-Skalenvariable

$$x_B = \frac{Q^2}{2qP} = \frac{E_e E'_e \cos^2\frac{\theta_e}{2}}{E_p(E_e - E'_e \sin^2\frac{\theta_e}{2})} \tag{4}$$

ist der Impulsbruchteil des getroffenen Partons am Proton. Aus der Energieerhaltung folgt

$$Q^2 = s x_B y_B \tag{5}$$

also gilt für die invariante Masse W^2 des hadronischen Endzustandes, bzw. die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System:

$$W^2 = (q+P)^2 = y_B s - Q^2 = Q^2\frac{1-x_B}{x_B} \tag{6}$$

Sowohl das Parton als auch der Protonrest erscheinen im Detektor als Teilchenbündel (*Jet*), der Jet des Partons heißt *Current-Jet*, der des Proton-Restes wird *Target-Jet* genannt. Parton und Proton-Rest sind nicht farbneutral, zwischen ihnen bildet sich ein Farbfeld aus, das in eine Vielzahl weiterer Teilchen zwischen *Target-* und *Current-Jet* fragmentiert.

1.4 Diffraktive Elektron-Proton-Streuung

Die sogenannten *diffraktiven* Prozesse sind daran zu erkennen, daß in einen Bereich der Rapidität

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p}{E-p} \tag{7}$$

und ihrer Näherung für hohe Energien, der Pseudorapidität

$$\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2} \tag{8}$$

zwischen dem hadronischen Endzustand und der Flugrichtung des Protons keine weiteren Teilchen beobachtet werden. Im Detektor stellt sich diese „Rapiditätslücke“ dadurch dar, daß das Proton den Detektor unter $\theta \simeq 0$ verläßt und keine Teilchen im Vorwärtsbereich des Detektors ($\eta > 1{,}8; \theta < 18°$) nachgewiesen werden.

Ein typisches diffraktives Ereignis im Vergleich mit einem nichtdiffraktivem tiefunelastischen Ereignis zeigt Abbildung 4. Das obere Bild zeigt ein diffraktives Ereignis. Trotz der Aktivität im zentralen Detektorbereich wurden keine Teilchen im vorderen Teil des Detektors festgestellt: das Proton hat den Detektor durch das Strahlrohr verlassen und wurde in den horizontalen Stationen des FPS nachgewiesen. Der untere Teil zeigt zum Vergleich ein nichtdiffraktives Ereignis mit einer hohen Aktivität im Vorwärtsbereich und rund um das Strahlrohr.

Die Rapiditätslücke wird dadurch erklärt, daß das Elektron an einem Konstituenten des Protons streut, der die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Abhängig von der Energie kann es sich um verschiedene Teilchen handeln (π^0, ρ, f, $\omega \ldots$). Bei geringem Energieverlust des Protons dominiert der Austausch eines speziellen Zustandes, des sogenannten *Pomerons* $I\!P$. Die Reaktion für den Fall der Streuung eines Photons am Pomeron mit elastischem Protonvertex ist in Abbildung 5 dargestellt. Möglich ist auch die Dissoziation des Protons oder die Produktion von Vektormesonen und angeregten Proton-Zuständen.

Die kinematischen Variablen sind analog zur tiefunelastischen Streuung definiert. Der Impulsübertrag am Proton-Vertex ist gleich dem quadrierten Impuls des ausgetauschten Pomerons:

$$t = p_{I\!P}^2 = (P - P')^2 \tag{9}$$

Analog zum Bjørken-x wird $x_{I\!P}$ definiert, das den Anteil des Pomeronimpulses am Impuls des Protons darstellt:

$$x_{I\!P} = \frac{p_{I\!P} q}{Pq} = 1 - \frac{E'_p}{E_p} \tag{10}$$

Der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ähnelt stark der Intensitätsverteilung der diffraktiven Lichtstreuung an einer Scheibe („optisches Theorem“). Im Rahmen der *Regge-Theorie*[2] ergibt sich für den elastische Wirkungsquerschnitt der Streuung von A an B unter Austausch der Trajektorie R:

[2]Für eine kurze Darstellung siehe [10].

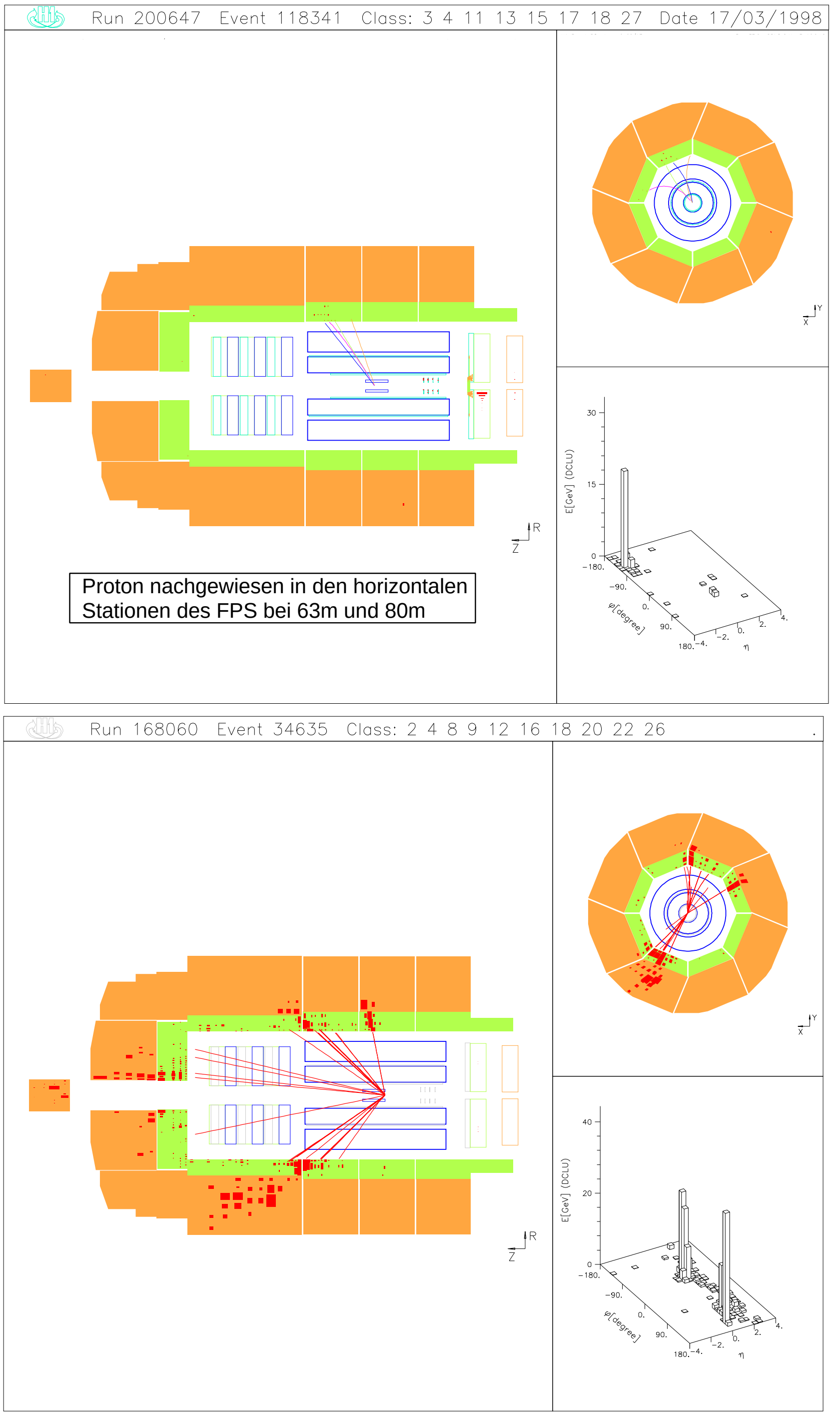

Abbildung 4: Diffraktives Ereignis mit Rapiditätslücke und gestreutem Proton im FPS (oben) und tiefunelastisches Ereignis ohne Rapiditätslücke (unten) im H1-Detektor.

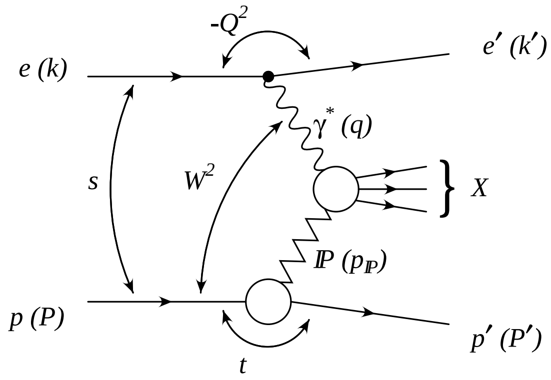

Abbildung 5: Diffraktive Elektron-Proton-Streuung.

$$\sigma_{tot}^{AB} = \sum_R \beta_{AR}(0)\beta_{RB}(0)s^{(\alpha_R(0)-1)} \tag{11}$$

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \sum_R \frac{\beta_{AR}^2(t)\beta_{RB}^2(t)s^{2(\alpha_R(t)-1)}}{16\pi} \tag{12}$$

Die Kopplungsfunktionen $\beta(t)$ lassen sich durch Exponentialfunktionen parametrisieren. Die Summen gehen über alle Regge-Trajektorien α_R. Eine Regge-Trajektorie ist eine lineare Funktion in t mit der Dimension eines Drehimpulses:

$$\alpha_R(t) = \alpha_0 + \alpha' t \tag{13}$$

Die Trajektorien werden so angepaßt daß ganzzahlige Werte von $\alpha_R(t)$ dem Spin J eines reellen Teilchens der Masse $\sqrt{t}$ entsprechen (siehe Abbildung 6). Die Quantenzahlen der Teilchen auf einer Trajektorie sind bis auf den Spin identisch.

Für alle bekannten Teilchen gilt $\alpha_0 = \alpha_R(0) < 1$. Also müßte nach Gleichung (11) der totale Wirkungsquerschnitt für hohe Schwerpunktsenergien wie $s^{(\alpha_0-1)}$ abfallen. Bei sehr hohen Energien steigt der Wirkungsquerschnitt jedoch leicht an, wie die oberste Kurve in Abbildung 7 zeigt. Es muß also noch eine weitere Trajektorie mit $\alpha_0 > 1$ geben. Dies ist die Pomeron-Trajektorie $\alpha_{I\!P}$. Donnachie und Landshoff bestimmten ihre Parameter in [2] aus den 1992 zur Verfügung stehenden Daten zu $\alpha_{I\!P}(0) = 1{,}08$ und $\alpha'_{I\!P} = 0{,}25\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Den unteren Kurven in Abbildung 7 ist zu entnehmen, daß die Regge-Theorie auch die exklusiven Wirkungsquerschnitte der meisten Vektormeso-

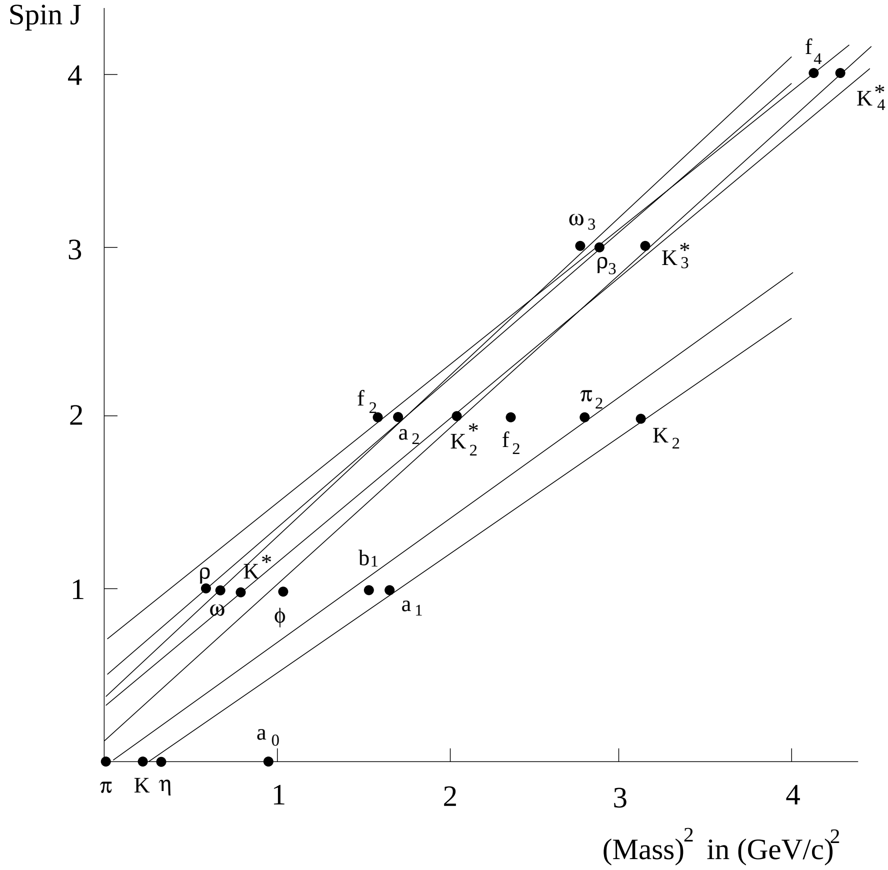

Abbildung 6: Chew-Frautschi-Plot verschiedener Regge-Trajektorien. Aufgetragen ist der Gesamtdrehimpuls über dem Quadrat der Ruhemasse für verschiedene Teilchen (aus [10]).

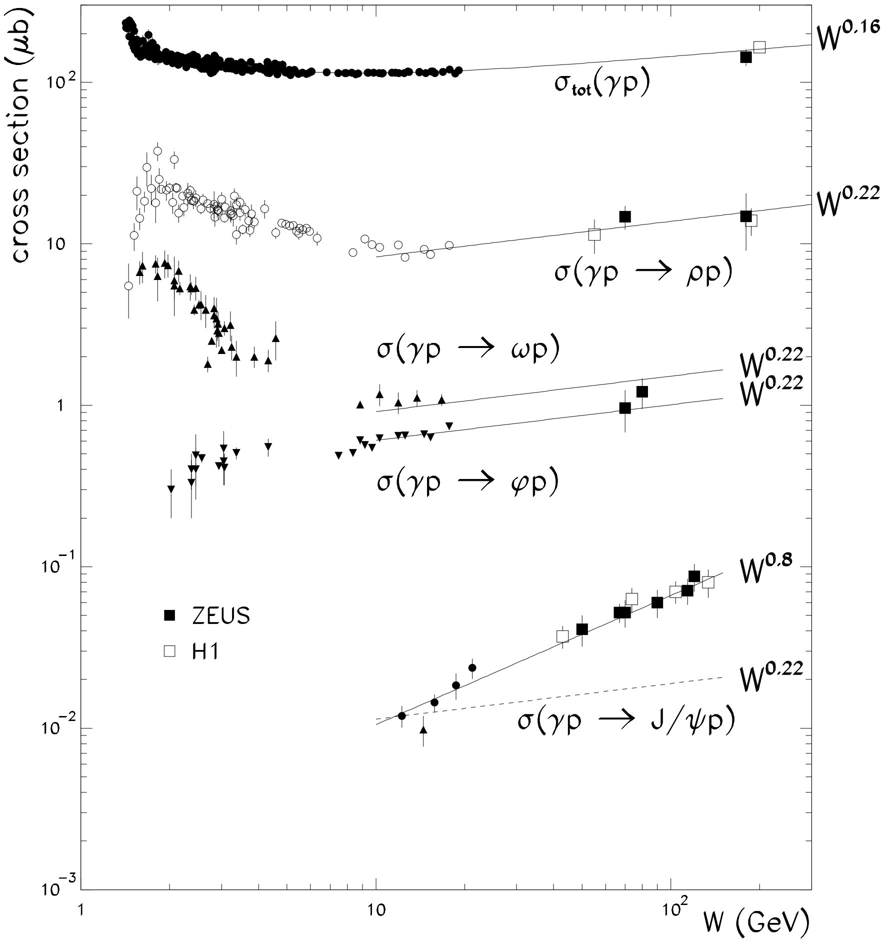

Abbildung 7: Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt in Photoproduktion und exklusive elastische Wirkungsquerschnitte für verschiedene Vektormesonen. Aufgetragen ist der Wirkungsquerschnitt über der invarianten Masse W des Photon-Proton-Systems (aus [10]).

nen sehr gut beschreibt, wenn nicht große Massen oder große Transversalimpulse auftreten. Die unterste Kurve zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt des J/Ψ wegen der schwereren c-Quarks (durchgezogene Linie) steiler ansteigt als die Vorhersage von Donnachie und Landshoff (gestrichelte Linie).

Die störungstheoretische QCD versucht das Promeron als Mehrfach-Gluonen-Austausch darzustellen. Die niedrigste Ordnung des Zwei-Gluonen-Austausches kann jedoch den Anstieg des Wirkungsquerschnittes nicht vorhersagen (siehe [12]). Auch Modelle mit Gluon-Leitergraphen höherer Ordnung kommen zu anderen Parametern für $\alpha_{\mathbb{P}}$ (sog. „hartes" Pomeron, siehe z.B. [9]) als die Anpassung der Regge-Theorie.

Im HERA-Energiebereich dominieren je nach $x_{\mathbb{P}}$ verschiedene Regge-Trajektorien den elastischen Wirkungsquerschnitt. Für $x_{\mathbb{P}} > 0{,}1$ ist dies die Pion-Trajektorie des π^0 ($ep \to e'p'X$) oder π^+ ($ep \to e'nX$). Für $x_{\mathbb{P}} < 0{,}05$ dominiert der Pomeron-Austausch.

Von der Untersuchung der Übergangsregion zwischen „harten" und „weichen" Prozessen erhofft man sich weitere Informationen über den Aufbau des Pomerons und die Natur der diffraktiven Streuung.

1.5 Nachweis diffraktiver Prozesse

Für den Nachweis diffraktiver Prozesse anhand der Rapiditätslücke ist es notwendig, mit dem Detektor einen möglichst großen Rapiditätsbereich abzudecken. Da die Rapidität η über die Gleichungen (7) und (8) mit dem Vorwärtswinkel θ verknüpft ist, wird der meßbare Bereich dadurch begrenzt, daß Teilchen mit $\eta > 3{,}6$ den Detektor durch das Strahlrohr verlassen.

Die Variablen η_{max} und η_{min} bezeichnen die maximale bzw. minimale Pseudorapidität aller Spuren und Kalorimeterzellen mit einer Energiedeposition vom mindestens 400 MeV. Bei alleiniger Verwendung des Hauptdetektors ist eine Beschränkung auf Ereignisse mit $\eta_{max} < 1{,}8$ (entsprechend $\theta_{max} > 18°$) notwendig, um eine saubere Identifikation von diffraktiven Ereignissen zu gewährleisten.

Abbildung 8 zeigt η_{max} und $x_{\mathbb{P}}$ simulierter diffraktiver Ereignisse, die innerhalb des H1-Detektors rekonstruiert worden sind. Der mit $*$ markierte Anteil der Ereignisse wurde mit $\eta_{max} < 1{,}8$ generiert[3]. Zu sehen ist, daß nur ein kleiner Teil der im H1-Detektor prinzipiell meßbaren diffraktiven Ereignisse aufgrund des η_{max}-Schnittes auch identifiziert werden kann.

Deutlich wird auch der lineare Zusammenhang von η und $x_{\mathbb{P}}$. Gerade in dem für den Pomeron-Austausch relevanten Bereich $x_{\mathbb{P}} < 0{,}05$ (also $E_p'/E_p >$

[3] Ein kleiner Teil der Ereignisse wurde aufgrund von Meßungenauigkeiten in Detektor mit $\eta_{max} > 1{,}8$ rekonstruiert.

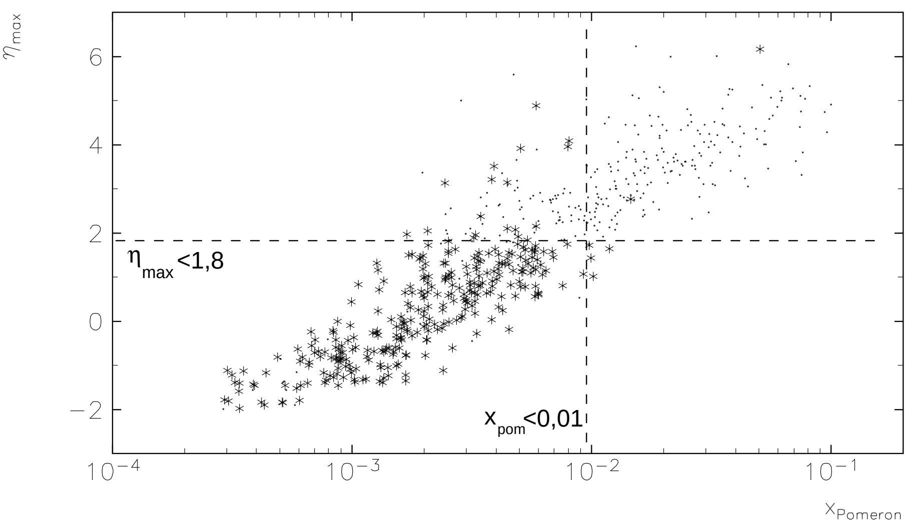

Abbildung 8: Rapidität und $x_{\mathbb{P}}$ im H1-Detektor rekonstruierter diffraktiver Ereignisse ($\cdot$ alle Ereignisse, $*$ Ereignisse generiert mit $\eta_{max} < 1{,}8$).

0,95) behält das Proton fast die volle Strahlenergie und verschwindet im Strahlrohr. Im Zentraldetektor kann also nur das Pomeron-Photon-System X und das gestreute Elektron gemessen werden (siehe Abbildung 5 auf Seite 10). Je größer $x_{\mathbb{P}}$ wird, desto größer wird der Anteil des Proton-Impulses an X. Dadurch verschiebt sich η_{max} in Vorwärtsrichtung, bis bei $x_{\mathbb{P}} \simeq 10^{-2}$ die Grenze des Zentraldetektors von $\eta_{max} = 1{,}8$ überschritten wird.

Messungen im Bereich des π-Austausches $x_{\mathbb{P}} > 0{,}1$ und im interessanten Übergangsbereich zwischen Meson- und Pomeronaustausch sind also nur möglich, wenn es eine andere Möglichkeit gibt, diffraktive Ereignisse nachzuweisen. Zu diesem Zweck wurde bei H1 1995 das Vorwärts-Proton-Spektrometer (FPS) installiert. Mit dem FPS können gestreute Protonen im Strahlrohr festgestellt und ihr Impuls bestimmt werden. Das Vorhandensein eines intakten Protons ist ein Zeichen für eine diffraktive Reaktion, sein Impuls gibt wertvolle kinematische Information zur Untersuchung der Reaktion.

2 Das Vorwärts-Proton-Spektrometer

2.1 Die Funktionsweise des FPS

Das Vorwärts-Proton-Spektrometer FPS (*Forward Proton Spectrometer*) benutzt die Strahlführungsmagnete des Protonenringes (siehe Abbildung 9) als magnetisches Spektrometer. Gestreute Protonen mit einem Transversalimpuls $p_\perp > 0$ oder einer Energie $E'_p < E_p$, die kleiner ist als die nominelle Strahlenergie, verlassen das Strahlprofil und können mit Detektoren nahe am Strahl nachgewiesen werden.

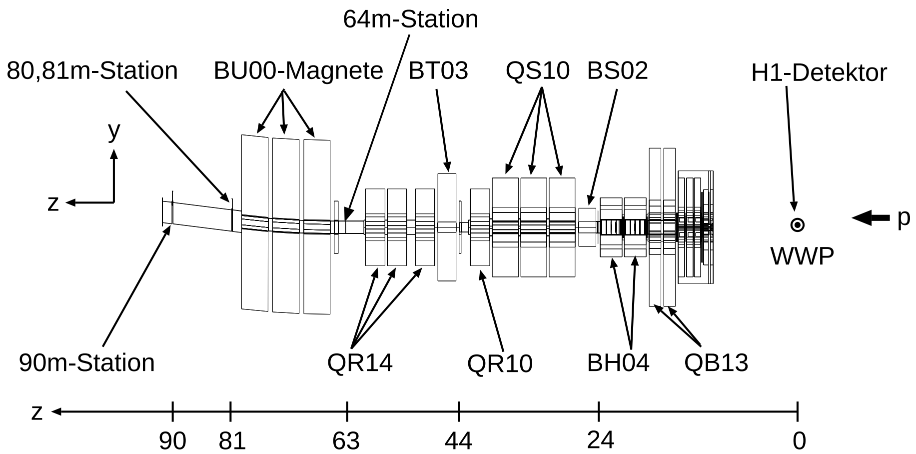

Abbildung 9: Die Strahlführungsmagnete des HERA-Protonringes zwischen dem H1-Detektor und den Stationen des FPS.

Mit den Detektoren des FPS kann die Ablage der Protonen zum Strahl und die Neigung der Bahn bestimmt werden. Bei gegebener Geometrie der Magnetfelder können daraus Energie und Transversalimpuls der Protons bestimmt werden. Abbildung 10 zeigt den Zusammenhang zwischen Energie und Emissionswinkel des gestreuten Protons und den gemessenen Werten für Ablage und Neigung der Bahn.

Das Vorwärts-Proton-Spektrometer besteht insgesamt aus vier Detektorstationen bei $z = 63$, 80, 81 und 90 m. Die bereits 1994/95 installierten Stationen bei 81 und 90 m nähern sich dem Strahl vertikal. Die Stationen bei 63 und 80 m wurden 1996/97 installiert und operieren horizontal. Aufgrund der unterschiedlichen Strahloptik in der horizontalen und vertikalen Ebene unterscheiden sich die kinematischen Akzeptanzbereiche der Stationen.

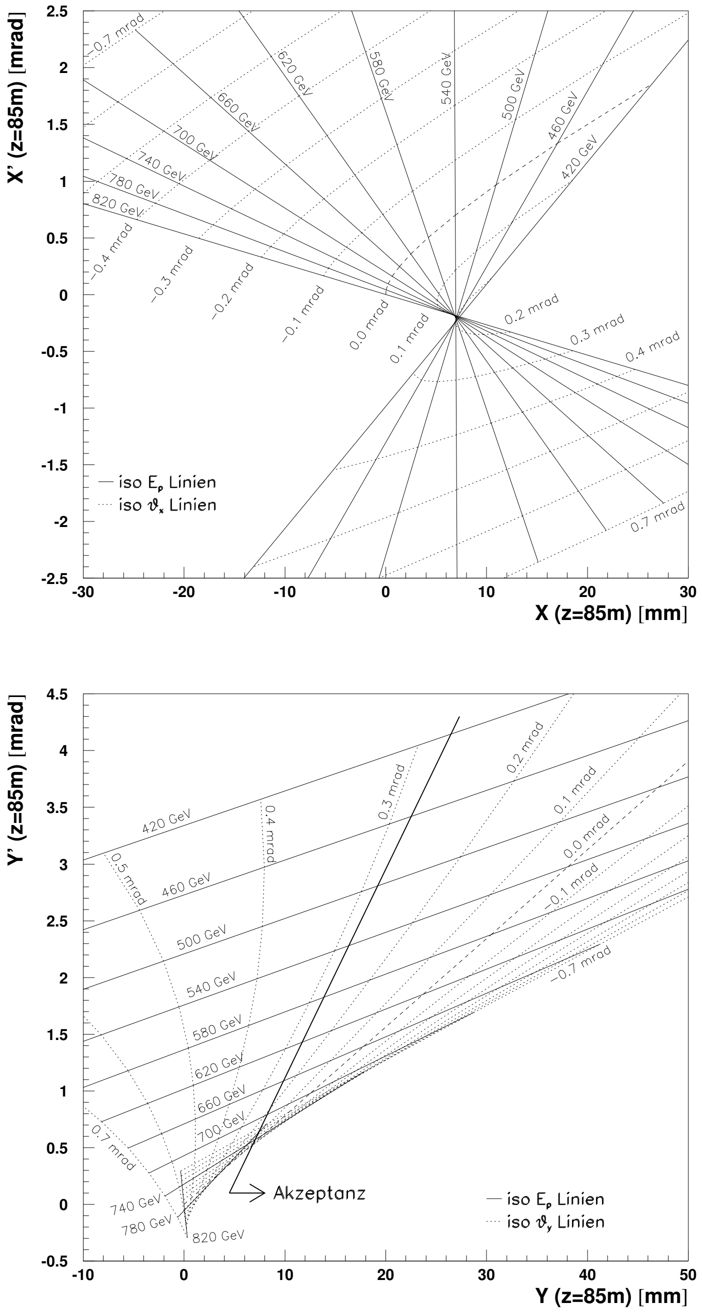

Abbildung 10: Energie und Winkel gestreuter Protonen in der horizontalen (oben) und vertikalen (unten) Ebene. Aufgetragen ist die Neigung X' (Y') der Bahn des gemessenen Protons gegen die Ablage X (Y) zur Strahlposition für verschiedene Energien E_p und Winkel θ_x (θ_y). (Aus [15])

2.2 Die Magnetfeld-Optik

Die Abbildung 11 zeigt den Verlauf der Proton-Trajektorien bei verschiedenen Energien durch die Magnetfelder der Ablenkmagneten.

Zwischen den Wechselwirkungspunkt von H1 und den Stationen des Vorwärts-Proton-Spektrometers durchlaufen die Protonen nur Dipol- und Quadrupolmagneten, also nur Elemente der linearen Strahloptik. In guter Näherung sind die Teilchenbewegungen in der x- und y-Ebene entkoppelt und können getrennt betrachtet werden.

Die vertikalen Stationen nähern sich bei 81 und 90 m dem Strahl von oben. Die neuen horizontalen Stationen nähern sich bei 63 und 80 m dem Strahl von außen.

Die Detektoren nähern sich dem Strahl im Betrieb bis auf wenige Millimeter. Die sensitive Detektorfläche hat eine Höhe von ca. 5 cm. Für eine effektive Ausnutzung der Detektorfläche müssen die gestreuten Protonen eine Auslenkung von einigen Zentimetern erreichen.

Wie im oberen Teil von Abbildung 11 zu sehen, ist der Strahl im Bereich der vertikalen Stationen bei 80–90 m stärker aufgeweitet, und die gestreuten Protonen haben eine große Auslenkung gegenüber der Strahlposition. Diese große Auslenkung vereinfacht die Operation der Detektoren. Demgegenüber ist die Auslenkung der gestreuten Protonen in der horizontalen Ebene kleiner und die Strahloptik komplexer.

2.3 Vertikale und horizontale Stationen

Die vertikalen und horizontalen Detektorstationen unterscheiden sich zunächst durch die unterschiedliche Strahlbeschaffenheit in der vertikalen und horizontalen Ebene und durch die unterschiedliche Umgebung des Strahlrohrs an den Detektorpositionen.

Den kinematischen Akzeptanzbereich der horizontalen und vertikalen Stationen zeigt Abbildung 12. Aufgetragen ist die Anzahl Protonen aus diffraktiver Streuung in Abhängigkeit von $x_{\mathbb{P}}$ für die horizontalen und vertikalen Stationen. Die Akzeptanz der vertikalen Stationen ist zwar generell höher, aber auf den Bereich „hoher“ $10^{-2} < x_{\mathbb{P}} < 1$ beschränkt. Die horizontalen Stationen ermöglichen hingegen, den Bereich niedriger $x_{\mathbb{P}}$ bis zu 10^{-5} abzudecken.

1994/95 wurden zunächst die vertikalen Stationen installiert, die in zweifacher Hinsicht „einfacher“ sind:

- Das elliptische Strahlprofil ($\sigma_y \ll \sigma_x$) ist in vertikaler Richtung flacher, die Annäherung der Detektoren an den Strahl ist weniger kritisch.

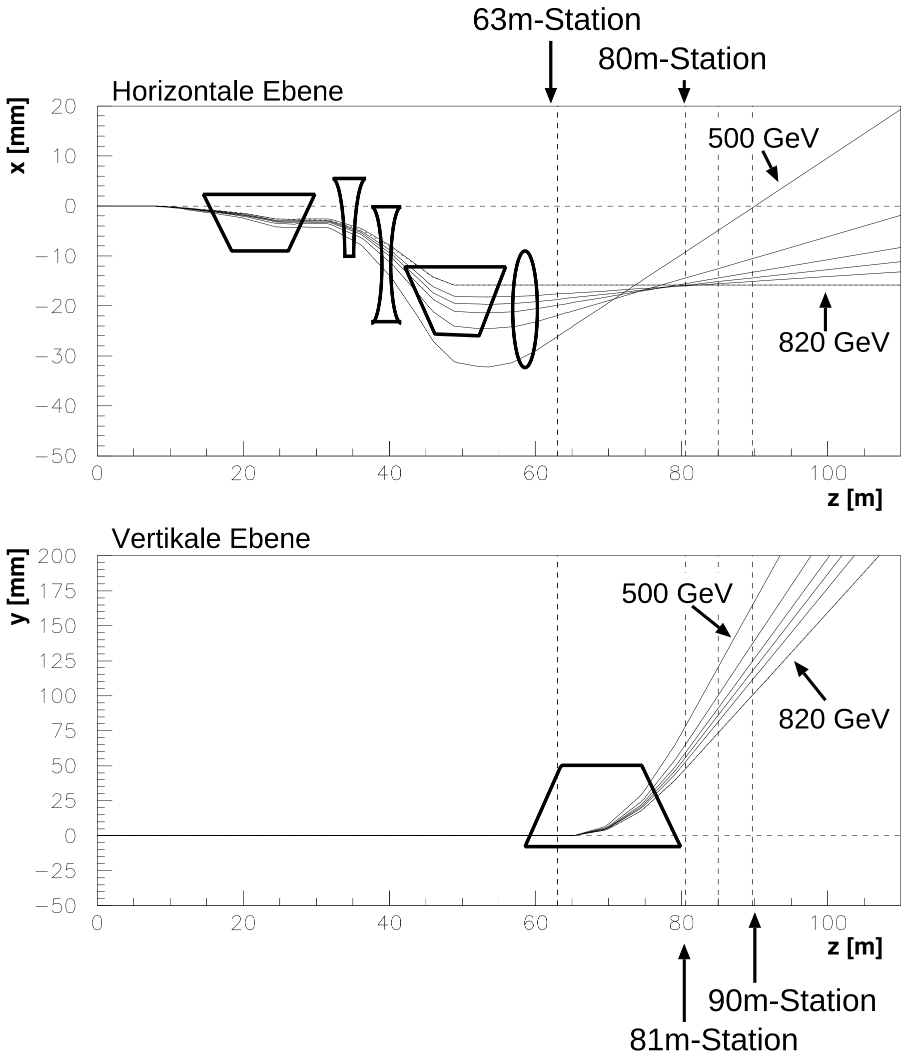

Abbildung 11: Proton-Trajektorien im Feld der Ablenkmagneten für verschiedene Proton-Energien zwischen 500 und 820 GeV. (Zu beachten ist die unterschiedliche Skala in x und y.)

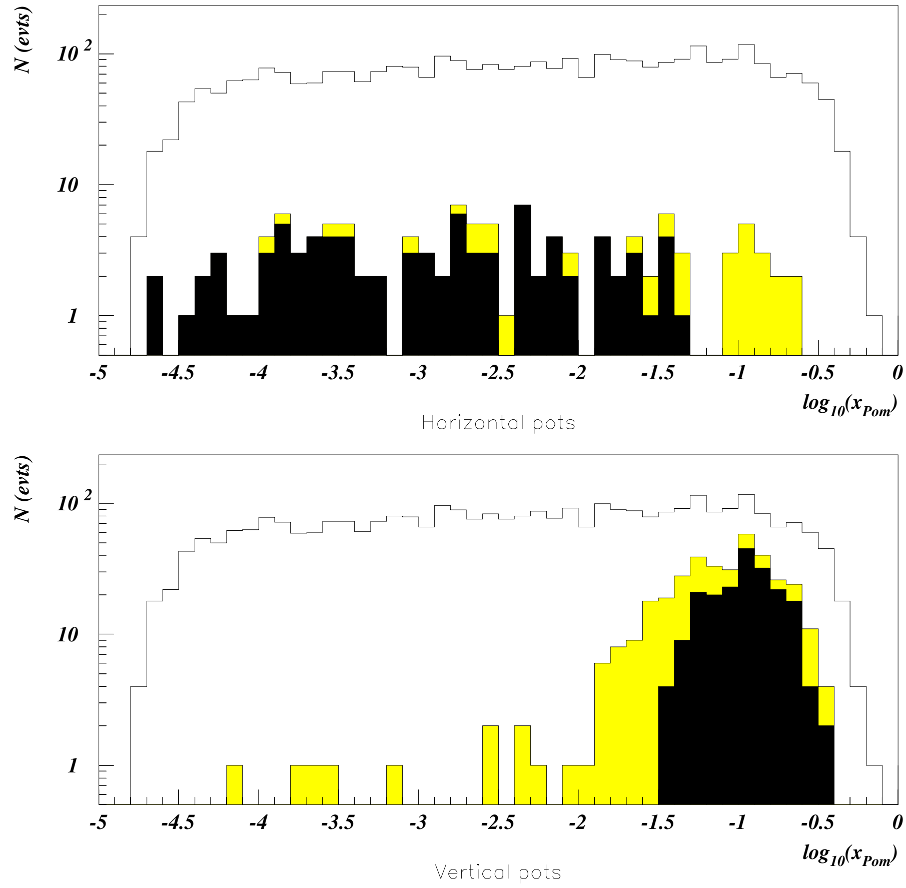

Abbildung 12: $x_{I\!P}$-Abhängigkeit der Akzeptanz von diffraktiv gestreuten Protonen in den horizontalen (oben) und vertikalen (unten) Stationen des FPS (grau:Einzelmessung, schwarz:Koinzidenz beider Stationen) (Aus [7]).

- Der Zugang zum Strahlrohr im Bereich der Detektoren ist einfacher, es gibt mehr Platz zur Installation und Wartung.

Während der Datennahmeperiode 1994 arbeiteten die vertikalen Stationen im Testbetrieb. In den Strahlrohreinsätzen (siehe Abschnitt 2.4) waren nur die Triggerszintillatoren und eine Ebene des Faserdetektors installiert. Ergebnisse des Testbetriebs sind in [14] und [6] zu finden.

Während der Datennahmeperiode 1995 arbeiteten die vertikalen Stationen regulär und sammelten Daten mit einer integrierten Luminosität von 2,4 pb^{-1}. Analysen dieser Daten wurden von Benno List für Ereignisse tiefunelastischer Streuung in [11] und von Carsten Wittek für Ereignisse der Photoproduktion in [15] vorgestellt.

Die Energieauflösung der Messung des Protonimpulses lag nach der Kalibration bei $\Delta E_p = 2-6\,\mathrm{GeV}$ und die Winkelauflösung bei $\Delta\theta_x = 5-10\,\mu\mathrm{rad}$ in der horizontalen und $\Delta\theta_y = 5-100\,\mu\mathrm{rad}$ in der vertikalen Ebene.

Beide Arbeiten zeigen den deutlichen Anteil der Pion-Trajektorie an der diffraktiven Streuung im Bereich $0{,}1 < x_{I\!P} < 0{,}3$, der von den vertikalen Stationen abgedeckt wird. Die Ergebnisse sind im wesentlichen durch die Annahme interpretierbar, daß das Elektron an der „Pionwolke" des Protons getreut wird.

Mit den Erfahrungen aus dem Betrieb der vertikalen Stationen wurden 1996/97 die horizontalen Stationen bei $z = 63$ und $81\,\mathrm{m}$ installiert. Sie sollen es ermöglichen, auch den kinematischen Bereich des Übergangs zum diffraktiven Pomeron-Austausch ($x_{I\!P} \to 0$) zu untersuchen.

Während des erstmaligen Betriebs der horizontalen Stationen in der Datennahmeperiode 1997 traten verschiedene Probleme auf, die eine effektive Datennahme bisher verhindert haben und auf die in Abschnitt 3 weiter eingegangen wird.

2.4 Mechanischer Aufbau

Um möglichst viele unter kleinem Winkel gestreute Protonen nachzuweisen, die nur wenig von der nominellen Strahllage entfernt sind, müssen die Detektoren während des Betriebs bis auf wenige Millimeter an den Strahl gebracht werden. Während der Injektion von Protonen in den Ring wird hingegen eine große Apertur des Protonenstrahles gebraucht. Aus diesem Grund sind die Detektoren in beweglichen Vakuum-Tauchgefäßen untergebracht, die das Strahlrohr im Ruhezustand möglichst wenig einengen und erst bei einer stabilen Strahllage an den Protonstrahl herangefahren werden. Im Inneren der Tauchgefäße arbeiten die Detektoren bei Normaldruck und Normaltemperatur.

Der Antrieb der Tauchgefäße erfolgt bei den vertikalen Stationen durch Schrittmotoren und Gewindetriebe und bei den horizontalen Stationen durch ein hydraulisches System. Die Position der Detektoren wird von Präzisions-Weggebern überwacht und aufgezeichnet. Die Positionsinformation wird zusammen mit der Information der Strahllagemonitore verwendet, um den effektiven Abstand der Detektoren zum Protonenstrahl zu bestimmen.

Die Detektoren bestehen, wie in Abbildung 13 zu sehen[4], aus gekreuzten Bündeln szintillierender Fasern, die über Mehrkanal-Photomultiplier ausgelesen werden.

[4]Die Abbildung zeigt den Aufbau einer vertikalen Station, der Unterschied zu den horizontalen Stationen besteht in der größeren aktiven Detektorfläche und der größeren Anzahl Trigger-Szintillatoren.

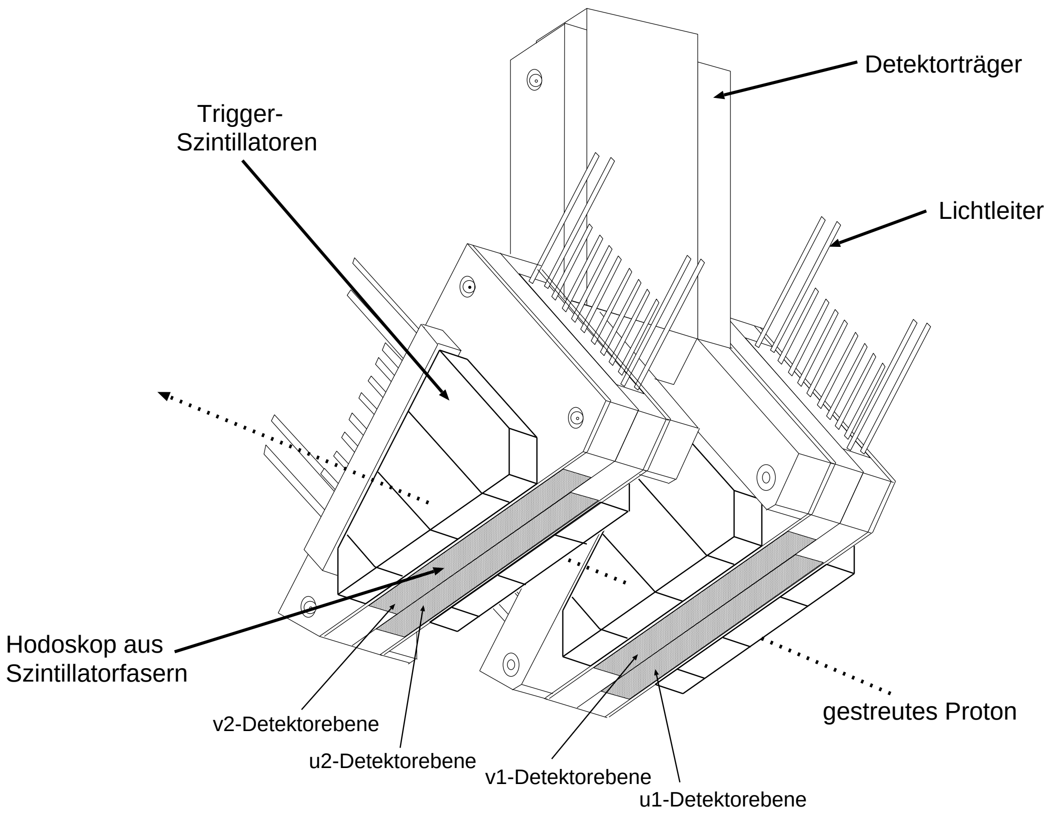

Abbildung 13: Aufbau des Detektors einer (vertikalen) Station des Vorwärts-Proton-Spektrometers.

Eine Station besteht aus zwei Subdetektoren im Abstand von 6 cm. Jeder Subdetektor besteht wiederum aus zwei Ebenen (u und v) von Faserbündeln, die gegenüber dem xy-Strahlkoordinatensystem um 45° geneigt sind.

Mit den zwei Subdetektoren einer Station lassen sich die Ablage vom Strahl x mit einer Aufösung von 100 μm und die Neigung der Bahn x' mit einer Auflösung von 3 mrad messen und damit Transversalimpuls und Energie der gestreuten Protonen rekonstruieren. Eine unabhängige Messung desselben Teilchens in einer zweiten Station erhöht die Genauigkeit der Messung von x' durch den größeren Abstand der Meßpunkte auf der Trajektorie.

Aufgrund der größeren Auslenkung der gestreuten Protonen in der y-Ebene (s. Abschnitt 2.2) haben die Detektoren der vertikalen Stationen eine größere aktive Detektorfläche: 60 mm Grundfläche × 42 mm Höhe in den vertikalen Stationen, 36 × 25 mm in den horizontalen.

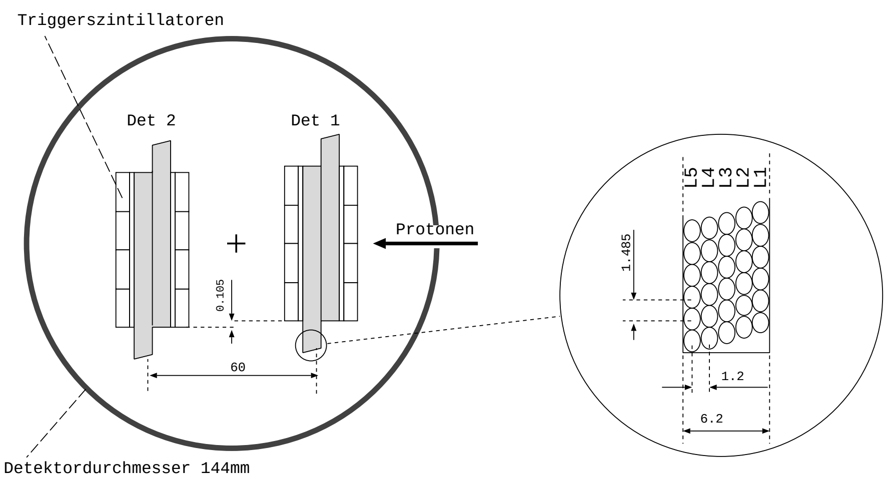

Abbildung 14: Aufsicht auf eine Detektorstation und Aufbau der Faserdetektoren.

Ein Subdetektor besteht, wie in Abbildung 14 zu sehen, aus zwei Ebenen mit je 240 (horizontale Stationen: 120) szintillierenden Fasern mit 1 mm Durchmesser. In einer Ebene sind die Fasern in fünf Lagen mit je 48 (24) Fasern angeordnet, wobei die einzelnen Lagen um 0,21 mm gegeneinander verschoben sind. Die theoretische Ortsauflösung dieser Anordnung liegt bei 28 μm; durch zusätzliche Effekte, wie endliche Nachweiswahrscheinlichkeit, Übersprechen der Photomultiplier, Mehrfachstreuung und Positionierungsunsicherheiten liegt die effektive Ortsauflösung im Bereich von 100 μm.

Das Licht aus den szintillierenden Fasern wird über Lichtleitfasern auf die Fläche eines ortsempfindlichen Photomultipliers geleitet. Zur Unterdrückung optischen Übersprechens werden benachbarte Detektor-Fasern durch ein Permutationsverfahren nicht auf benachbarte Pixel des Photomultipliers abgebildet. Dadurch werden Signale, die durch Übersprechen im Photomultiplier entstehen, bei der Rekonstruktion der Treffer im Detektor verteilt und lassen sich leichter unterdrücken.

Die vertikalen Stationen sind mit positionsempfindlichen Photomultipliern (*PSPM*) der Firma *Hamamatsu* (Typ H4139) mit 64 Kanälen bestückt. Die Photomultiplier haben eine Quanteneffizienz von 20% bei einer Wellenlänge von 420 nm und eine Verstärkung von $3 \cdot 10^6$ bei 2 kV. Je vier szintillierende Fasern sind einem Kanal des Photomultipliers zugeordnet. Die Mehrdeutigkeiten, die sich durch dieses Multiplexen ergeben, werden mit Hilfe der Triggerszintillatoren aufgelöst. Die vier zusammengefaßten Fasern stammen aus vier Bereichen des Detektors, denen jeweils ein Triggerszintillator zugeordnet ist.

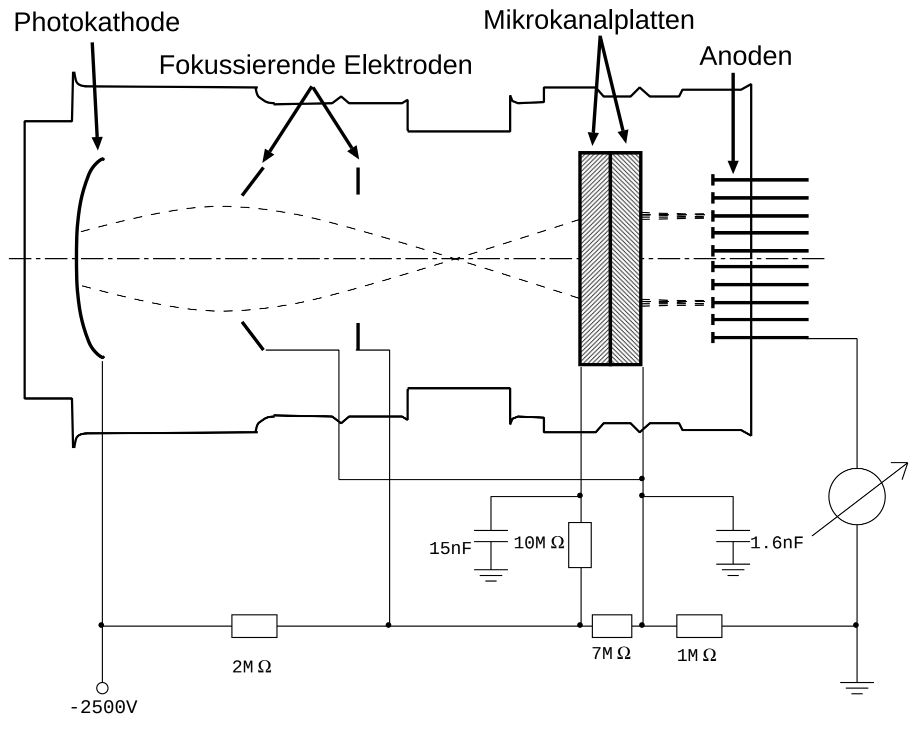

Abbildung 15: Aufbau der Mikrokanal-Photomultiplier der *Moscow Electrolamp Factory* (Typ FEU-2MCP-200).

Die horizontalen Stationen sind mit Mikrokanal-Photomultipliern (*MCPM*) von der *Moscow Electrolamp Factory* (siehe Abbildung 15) bestückt. Die

Photomuliplier haben eine Multialkali-Photokathode (Sb-Na-K-Cs) mit einer maximalen Quanteneffizienz von 15% bei einer Wellenlänge von 500 nm. Die maximale Verstärkung bei einer Versorgungsspannung von 2,8 kV beträgt $3 \cdot 10^5$. Durch ein System aus Elektroden werden die aus der Photokathode stammenden Elektronen beschleunigt und auf die Mikrokanalplatten abgebildet. Die Mikrokanalplatten haben Kanäle mit einem Durchmesser von 10 μm, die in einen Winkel von $\pm 7°$ zur Längsachse angeordnet sind. In den Wänden der Kanäle lösen die eintretenden Elektronen lawinenartig weitere Elektronen aus, die über eine Matrix von 12×12 Anodenkontakten im Abstand von 2,2 mm aufgenommen werden.

Durch die gegenüber den vertikalen Stationen höhere Auflösung von 124 Kanälen pro Photomultiplier und die halbierte Anzahl der Fasern in Detektor ist kein Zusammenfassen von Fasern notwendig. Der Nachteil der MCPMs ist die gegenüber den Hamamatsu-PSPMs geringere Effizienz und Verstärkung, die empfindlichere Vorverstärker erfordert: Die Vorverstärker der MCPMs haben eine Empfindlichkeit von 30 pC/mV, die um den Faktor 30 höher ist als für die Hamamatsu-PSPMs (100 pC/mV). Durch die kleineren Signale und die höhere Verstärkung kann es leichter zu Störungen auf den Leitungen (siehe Abschnitt 3.1) und Oszillationen der Vorverstärker kommen.

Je ein positionsempfindlicher Photomultiplier dient zur Auslese einer Detektor-Ebene. Eine Station ist mit vier Photomultipliern bestückt. Die vertikalen Stationen liefern je 256 Kanäle (vierfach gemultiplext) entsprechend 1024 Fasern, die horizontalen Stationen je 512 Kanäle (ohne zu multiplexen), entsprechend 512 Fasern.

Zusätzlich ist jede Subdetektor-Ebene mit vier (horizontal: 2) großflächigen Triggerszintillatoren bestückt, die über getrennte Photomultiplier ausgelesen werden und eine hohe Nachweiseffizienz ($> 98\%$) für geladene Teilchen haben. Die Szintillatoren sind in den Subdetektoren jeweils parallel zu den Detektorfasern in der uv-Ebene (45° zur xy-Ebene) angebracht und so geformt, daß ihre Fläche der aktiven Fläche der Faserdetektoren entspricht. In den vertikalen Stationen dienen die vier Triggerszintillatoren auch dazu, die Detektorfasern zu demultiplexen.

Jede Station liefert 16 (horizontal: 8) Triggerszintillator-Signale, die zur Erzeugung eines Ereignissignals und zur Unterdrückung von Untergrundsignalen logisch kombiniert werden. Für ein Ereignissignal wird im allgemeinen verlangt, daß von vier hintereinander in einer Reihe liegenden Triggerszintillatoren mindestens drei angesprochen haben.

2.5 Elektronik

Den schematischen Aufbau der Auslese-Elektronik zeigt Abbildung 16. Die Zahlen beziehen sich auf einen horizontalen Detektor. Die im folgenden verwandten Begriffe sind in der Tabelle 2 erklärt.

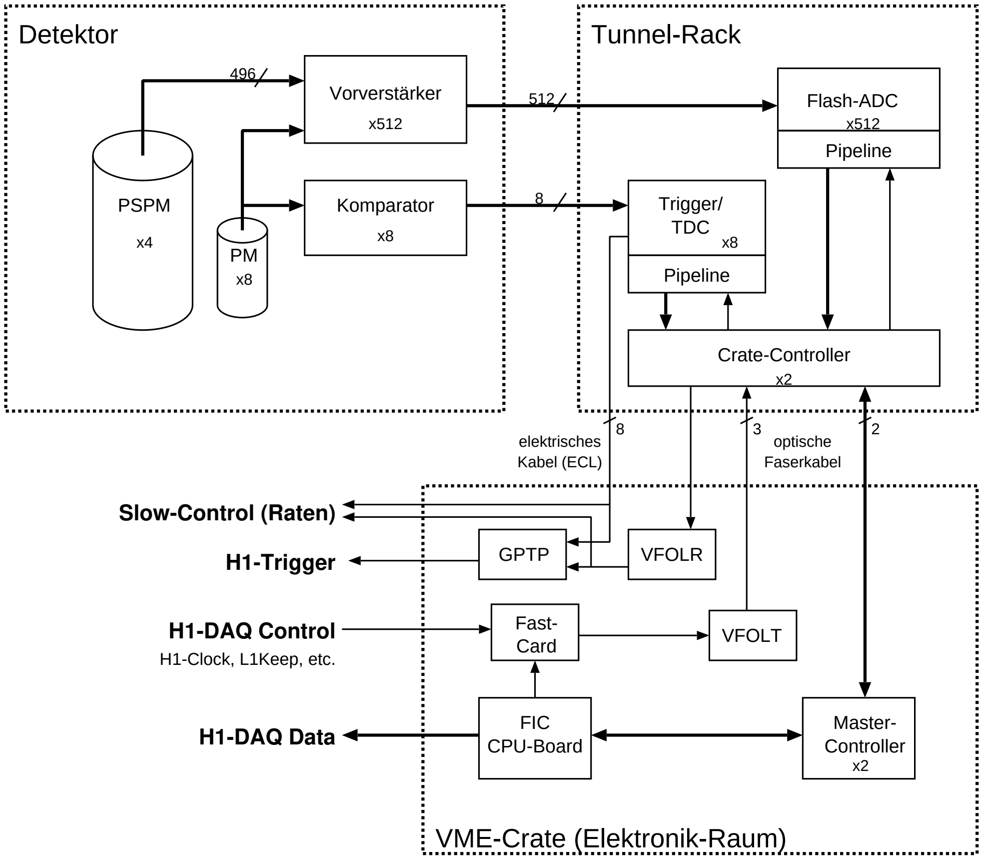

Abbildung 16: FPS-Elektronik.

Die elektrischen Signale der Photomultiplier werden von Vorverstärkern im Detektorgehäuse verstärkt. Die Signale der Triggerszintillatoren werden ebenfalls im Detektor durch Komparatoren mit einstellbarer Schwelle in digitale Signale umgewandelt.

In unmittelbarer Nähe des Detektors befindet sich im HERA-Tunnel ein Elektronik-Schrank (*Tunnel-Rack*), der Karten für die Analog-Digitalwandlung (*Flash-ADC*), Trigger und Zeitinformation *Trigger/TDC* und einen *Crate-Controller* zur Steuerung und Kommunikation enthält.

Die ankommenden analogen Signale werden von den *Flash-ADCs* mit einer Auflösung von 6 Bit und einer Rate von 10,4 MHz (H1-Clock) digitali-

Crate	Einbaurahmen für mehrere Elektronik-Karten.
Rack	Elektronik-Schrank aus mehreren übereinandergestapelten *Crates*.
Flash-ADC, *FADC*	Schneller Analog-Digitalwandler
Trigger/TDC	Karte zur Erzeugung der Trigger und Zeitinformationen (Time to Digital Converter)
Crate-Controller	Steuerkarte für die *FADC*- und *Trigger/TDC*-Karten in einem *Crate* des Tunnel-*Racks*.
Pipeline	(Puffer-)Speicher mit getrennten Ein- und Ausgängen. Daten, die in den Eingang geschrieben werden, können nach einer bestimmten Anzahl von Takten (Tiefe der Pipeline) in der gleichen Reihenfolge am Ausgang gelesen werden.
Master-Controller	Karte, für die Steuerung der Datenübertragung zwischen Tunnel-*Rack* und *CPU-Karte*.
GPTP	Karte, die Signale für den zentralen H1-Trigger aufbereitet (General Purpose Trigger Processor).
VME-Crate	*Crate* nach VME-Standard im Elektronik-Raum, in dem die Karten für die Verarbeitung der Daten untergebracht sind.
VFOLT/VFOLR	Optische Sender- und Empfängerkarten für Steuersignale (VME Fiber Optic Link Transmitter/Receiver).
Fast-Card	Karte, die Signale für die zentrale H1-Datennahme erzeugt.
H1-*DAQ*	(Data Aquisition) Zentrale schnelle H1-Datennahme für Detektordaten.
H1-*Slow-Control*	Zentrale langsame Datennahme für Überwachungsdaten (Raten, Temperaturen etc.)
HClk	(Hera Clock) Taktsignal der H1-Datennahme.
L1keep	Positives Antwortsignal der ersten Stufe des zentralen H1-Triggers (=Beginn der Aufzeichnung).
PE	(Pipeline Enable) Signal zum Anhalten und Auslesen der Pipeline (=L1keep).
L2rej	(Level 2 reject) Negatives Antwortsignal der zweiten Stufe des H1-Triggers (=Abbruch der Aufzeichnung).
FClr	(Fast Clear) Signal zum Abbruch der Datenauslese (=L2rej).

Tabelle 2: Abkürzungen und Begriffe der FPS-Elektronik

siert. Die Daten werde mit dieser Geschwindigkeit in eine 32-stufige Pipeline gefüllt, um die längere Laufzeit des zentralen Triggersignals zu überbrücken. Beim Eintreffen eines Triggersignals wird die Pipeline angehalten und ihr gesamter Inhalt ausgelesen.

Die digitalisierten Triggersignale werden von der *Trigger/TDC*-Karte nach bestimmten programmierbaren Triggermustern untersucht. Das Auftreten eines Triggermusters wird als Ereignissignal an die H1-Datennahme weitergegeben. Eine „Abkürzung“ führt die Triggersignale am *Crate-Controller* vorbei über ein Kupferkabel zur Auswertung durch den zentralen H1-Trigger (*GPTP*-Karte). Die gesamte Triggerinformation wird zusätzlich zusammen mit einer Zeitinformation im Datenstrom gespeichert.

Die *Crate-Controller*-Karte steuert die Datenauslese und die Funktion der einzelnen Module im *Tunnel-Rack* und wird über eine optische Verbindung vom *Master-Controller* gesteuert.

Außerhalb des HERA-Tunnels befindet sich im Elektronik-Raum ein *VME-Crate*, in dem die optischen Sender und Empfänger (*VFOLR, VFOLT*), der *Master-Controller*, die H1-Trigger-Karte (*GPTP*) und die *Fast-Card* für die Kommunikation mit der H1-Datennahme untergebracht sind. Der gesamte Ablauf wird vom lokalen Datennahme- und Verwaltungsprogramm gesteuert, das auf der *CPU-Karte* läuft.

Die Signale der einzelnen Triggerszintillatoren werden logisch verküpft dem H1-Triggersystem zur Verfügung gestellt und gehen gleichzeitig als Trigger-Raten an die H1-*Slow-Control*. Die Raten werden auch bei der Positionierung der Detektoren verwendet.

Die *ADC*-Daten werden mit Hilfe des *Master-Controllers* und der *CPU-Karte* vorverarbeitet (Subtraktion von Schwellwerten und Nullunterdrückung, siehe Abschnitt 2.7.1) und an die H1-Datennahme übertragen.

2.6 Zeitablauf der Messung

Während des normalen Betriebs der FPS-Datennahme werden mit dem Takt der HERA-Clock (HClk) ständig Daten von den *FADCs* in die Pipeline gefüllt und weitergeschoben (siehe Abbildung 18). Die HERA-Clock hat die gleiche Frequenz ($T = 96\,\mathrm{ns}$) wie die Kollisionsrate der Elektron/Proton-Pakete. Die Phasenbeziehung zwischen HClk und dem Ereignis ist aufgrund der Signallaufzeiten jedoch in allen Detektorteilen unterschiedlich. Zum Ausgleich dieser Effekte gibt es programmierbare Verzögerungsglieder und Pipelines für alle Signale, die für optimale Datennahme angepaßt werden müssen.

Zu beachten ist, daß sich zwischen der H1-*DAQ* und den einzelnen Detektorteilen oft mehrere hundert Meter Kabel befinden, durch die sich die Signale mit einer begrenzten Geschwindigkeit ausbreiten. Hinzu kommt, daß

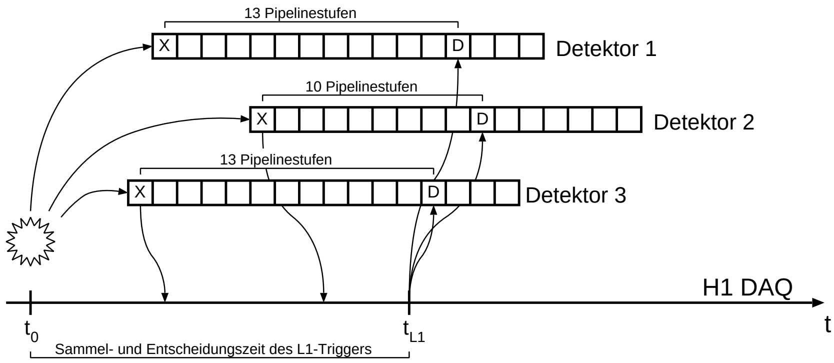

Abbildung 17: Zeitlicher Verlauf der Triggersignale für verschiedene Detektorteile

auch ein Teilchen, das in einem Ereignis im H1-Detektor bei $z = 0$ entsteht, eine Flugzeit $t_{pf} = z_d/c$ benötigt, bis es einen Teildetektor (z.B. eine FPS-Station) bei z_d erreicht. Die Flugzeit kann mehreren Perioden von HClk, also mehreren möglichen neuen Ereignissen entsprechen (für die FPS-Station bei 80 m: $t_{pf} = 260\,\mathrm{ns} \approx 3T$). Diese Verzögerungen müssen durch die Zwischenspeicherung der Daten in Pipelines ausgeglichen werden.

Die Ereignissignale aller Detektorteile werden vom H1-Triggersystem ausgewertet, das vier Entscheidungsebenen hat (siehe Tabelle 3). Das Triggersystem hat die Aufgabe aus dem Rohdatenstrom des H1-Detektors mit der Rate von 10 MHz nur soviele möglichst fehlerfreie und interessante Ereignisse auszuwählen, daß der resultierende Datenstrom mit einer Rate von weniger als 10 Hz auf Magnetband gespeichert werden kann.

Ebene	Entscheidnungszeit	Ereignisrate	Datenaufkommen
L1	$2{,}4\,\mu$s	> 1 kHz	> 50 MB/s
L2	$20\,\mu$s	< 50 Hz	$< 2{,}5$ MB/s
L3	$(800\,\mu$s)	–	–
L4	100 ms	< 10 Hz	< 500 kB/s

Tabelle 3: Die Stufen der H1-Triggerlogik

Obwohl die Triggerinformationen ($\mathsf{Trig}_{\mathsf{fps}}$ und andere) aus allen H1-Detektorteilen zu unterschiedlichen Zeiten in der H1-*DAQ* eintreffen, gibt es eine feste Zeit zwischen einem Ereignis im Zentraldetektor und der Auslösung eines zentralen Triggersignals (siehe Abbildung 17). Dadurch ist es für alle Detektorkomponenten möglich, die zu einem physikalischen Ereignis gehörenden Daten zu identifizieren.

Die Datennahme läuft während der Entscheidungszeit des zentralen Triggers weiter, also müssen die Daten aller Detektorkomponenten mindestens bis zum Eintreffen des zentralen Triggersignals ($t_{L1} \approx 24T$) in einer Pipeline gespeichert werden. Da die Entscheidungszeit des zentralen Triggers fest ist, muß der Zeitabstand (die entsprechende Pipelinestufe) für jeden Detektorteil nur einmal eingestellt werden.

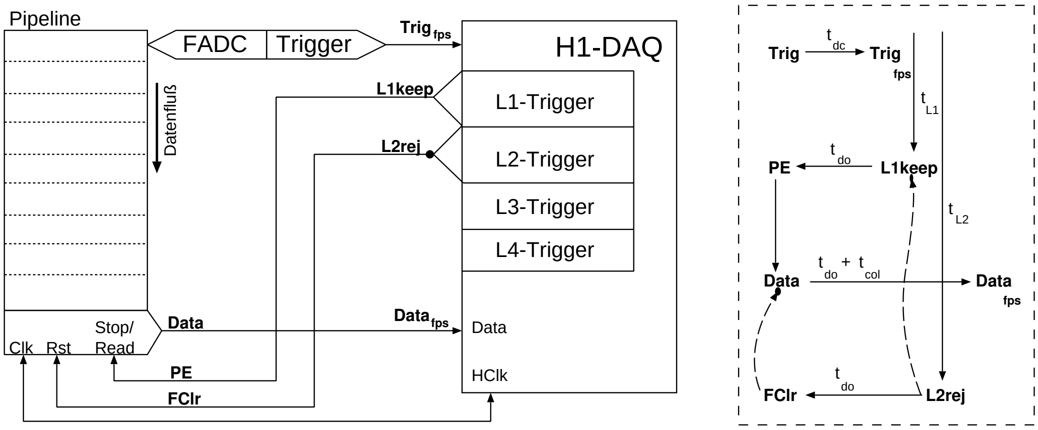

Abbildung 18: Datennahme mit dem Vorwärts-Proton-Spektrometer

Abbildung 18 zeigt den zeitlichen Zusammenhang der Signale bei der FPS-Datennahme: Wir nehmen an, daß bei $t_0 = 0$ ein diffraktives Ereignis im H1-Detektor stattfindet, bei dem ein Proton in das Strahlrohr gestreut wird und nach der Flugzeit t_{pf} von einer FPS-Station nachgewiesen wird. Die entsprechende Station erzeugt dann ein Triggersignal Trig, das über ein Kupferkabel mit der Verzögerung t_{dc} an die H1-*DAQ* übertragen wird.

Eine feste Zeit $t_{L1} = 2{,}4\,\mu$s nach dem Ereignis im Zentraldetektor erzeugt die H1-*DAQ* aus den Triggersignalen aller Detektorteile das Triggersignal der ersten Ebene L1keep, das als Signal PE über eine optische Leitung mit der Verzögerung t_{do} zum FPS-Detektor übertragen wird. Sobald dieses Signal eintrifft, wird die Datennahme angehalten und die Pipeline gestoppt. Der *Crate-Controller* beginnt bereits jetzt damit, die Daten aus der Pipeline auszulesen und an den *Master-Controller* zu senden.

Wenn nach einer weiteren festen Zeit $t_{L2} \approx 20\,\mu$s die zweite Ebene des H1-Triggers entscheidet, daß das Ereignis nicht gespeichert werden soll, wird das Signal L2rej erzeugt, das nach der Überttragungszeit t_{do} als Signal FClr die Pipeline wieder anlaufen läßt und dafür sorgt, daß die Datenübertragung abgebrochen wird und bereits übertragene Daten verworfen werden.

Tritt nach der Zeit $t_{L1}+t_{L2}$ kein L2rej auf, werden die Daten von der *CPU-Karte* weiterverarbeitet und an die H1-DAQ geschickt. Die Daten Data der *FADC-Karten* erscheinen also nach der Zeit $t_{do}+t_{col}$, die für die Übertragung vom Tunnel in den Raum 101 und das Sammeln und Vorverarbeiten der Daten gebraucht werden, als $\mathsf{Data_{fps}}$ an der H1-*DAQ*.

Die dritte Ebene des H1-Triggers existiert zur Zeit nicht. Die vierte Ebene stellt die sogenannte „Filterfarm“ dar, ein spezialisiertes Parallelcomputersystem, durch das alle Detektordaten laufen. Auf der „Farm“ wird bereits der größte Teil der physikalischen Eigenschaften des Ereignisses rekonstruiert, so daß physikalisch uninteressante Ereignisse verworfen werden können. Die Entscheidungszeit des L4-Triggers liegt bei ca. 100 ms.

Ereignisse, die alle vier Stufen des Triggers passiert haben, werden als Rohdaten auf Magnetbänder geschrieben. Im Prozeß des *Reprocessings* (auch L5-Trigger genannt) werden die Rohdaten zu späterer Zeit wieder gelesen und vollständig in physikalische Informationen umgewandelt, die zunächst als *Production Output Tapes* (*POT*) zusammen mit den Rohdaten gespeichert werden. Auch in diesem Prozeß können noch Ereignisse verworfen werden. Nach einem weiteren Bearbeitungsschritt enstehen dann die *Data Summary Tapes* (*DST*), die nur noch physikalisch verwertbare Informationen enthalten.

Eine der wichtigsten Einstellungen für den Zeitablauf der Datennahme ist die Bestimmung der Pipelinestufe, in der sich die Daten befinden, die zum gerade getriggerten Ereignis gehören (siehe Abbildung 17). Eine kurze Abschätzung für die 80 m-Station des FPS soll das verdeutlichen:

Zwischen einem Ereignis im Zentraldetektor und dem Anhalten der FPS-Pipeline durch das Signal PE liegt die Zeit $t_{L1} + t_{do}$. Ein Teilchen aus dem Zentraldetektor erreicht die 80 m-Station aber erst nach der Flugzeit t_{pf}. Die Verzögerung zwischen FPS-Ereignis und dem Anhalten der FPS-Pipeline beträgt also $t_{L1} + t_{do} - t_{pf}$.

Die Laufzeit des Signals auf einem Kabel $t_{dx} = l \cdot c'_{cx} + t_{lx}$ ist abhängig von der Länge $l = 100\,\mathrm{m}$ und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signale c'_{cx} ($c'_{co} = 5\,\mathrm{ns/m}$ für Optische Fasern). Hinzu kommt unabhängig von der Länge der Kabel eine weitere Verzögerung t_{lx} durch die Signaltreiber ($t_{lo} = 150\,\mathrm{ns}$ für optische Fasern).

Damit ergibt sich die Übertragungszeit $t_{do} = 650\,\mathrm{ns}$, und mit $t_{L1} = 2{,}4\,\mu\mathrm{s}$ und $t_{pf} = 260\,\mathrm{ns}$ ergibt sich eine Gesamtverzögerung von $2{,}89\,\mu\mathrm{s}$ entsprechend 30 Perioden der HERA-Clock. Die zum Ereignis gehörenden Daten stehen also in der 30. Pipeline-Stufe.

Nicht alle Laufzeiten, Kabellängen und Verzögerungen sind vorher mit hinreichender Genauigkeit bekannt, darum werden für die Abstimmung der programmierbaren Verzögerungen sogenannte *Timing Runs*[5] genommen. In den *Timing Runs* werden die Verzögerungen und die Auswahl der Pipelinestufen schrittweise verstellt und die genommenen Daten probeweise analysiert. Die „richtige" Kombination von Verzögerungswerten ist daran zu erkennen, daß alle Kanäle reguläre *ADC*-Spektren aufweisen und Proton-Spuren aus den Daten rekonstruiert werden können.

2.7 Verarbeitung der Meßwerte

2.7.1 Vorverarbeitung der Rohdaten

Für die Datenübertragung werden je 4 *FADC*-Datenworte mit einer Länge von 6 Bit in 3 Datenworte mit 8 Bit aufgeteilt. Eine *FADC-Karte* mit 16 *ADCs* liefert 12 Byte Daten und ein weiteres Kontroll-Byte mit der Kartenadresse. Ein *Crate-Controller* verwaltet 227 Byte von 17 *FADC-Karten* mit 13 Byte und einer *Trigger/TDC-Karte* mit 6 Byte.

Der Prozeß der Datenübertragung zwischen *Crate-Controller* und *Master-Controller* verläuft in zwei Schritten:

1. Die Daten aus der entsprechenden Pipelinestufe werden in das Ausgangsregister der Pipeline gebracht. Dies geschieht mit einer Taktfrequenz von 5 MHz und dauert maximal 32 Stufen $\times$ 0,2 μs = 6,4 μs.

2. Die Daten aus den Ausgangsregistern werden über die optische Verbindung an den *Master-Controller* übertragen. Dies geschieht ebenfalls mit einer Taktfrequenz von 5 MHz und dauert 227 $\times$ 0,2 μs = 45,4 μs.

Die reine Datenübertragung für eine Pipelinestufe dauert also maximal 52 μs. Darüber hinaus werden zusätzlich die Triggerinformationen aus zwei vorangehenden und zwei nachfolgenden Pipelinestufen gelesen. Die vom *Crate-Controller* empfangenen Daten werden im *Master-Controller* in einem 512 Worte tiefen Zwischenspeicher abgelegt, aus dem sie von der *CPU-Karte* nacheinander ausgelesen werden können.

Bis einschließlich 1996 gab es nur die beiden vertikalen Stationen mit je 256 Kanälen, die von jeweils einem *Master-Controller* ausgelesen werden. Durch die Installation der horizontalen Stationen mit je 512 Kanälen, ausgelesen von jeweils zwei *Master-Controllern*, hat sich die Datenmenge verdreifacht.

Die Datenübertragung zwischen *Crate-Controllern* und *Master-Controllern* erfolgt parallel und gleichzeitig; die benötigte Zeit ist nicht von der

[5] Ein *Run* ist eine logische Datennahmeeinheit der H1-DAQ. Während einer (physikalischen) Strahlfüllung (*Lumi-Run*) werden mehrere (logische) *Runs* genommen.

Anzahl der Detektor-Stationen abhängig. Ein Engpaß ergibt sich bei der Auslese der *Master-Controller* durch die *CPU-Karte*: Die *CPU-Karte* adressiert nacheinander alle *Master-Controller* und liest den Zwischenspeicher aus. Die ausgelesenen Daten werden dann auf Übertragungsfehler geprüft, einer Nullunterdrückung unterzogen und an die H1-*DAQ* übertragen.

Die Gesamtzeit für die Auslese, Verarbeitung und Übertragung der Daten betrug 1996 für die zwei vertikalen Stationen ca. 1,2 ms. Es war abzusehen, daß die Gesamtzeit bei einer Verdreifachung der Datenmenge auf über 3 ms steigen würde. Für den Betrieb der H1-*DAQ* wird angestrebt, daß die einzelnen Detektorkomponenten eine Auslesezeit von 1,5 ms nur in Ausnahmefällen überschreiten. Aus diesem Grund wurden 1997 zusammen mit den horizontalen Stationen auch neue *Master-Controller* installiert, die der *CPU-Karte* die Hauptarbeit bei der Nullunterdrückung abnehmen. Mit den neuen *Master-Controllern* lag die Auslesezeit 1997 für alle Stationen im Bereich von 1,5 ms.

Die neuen *Master-Controller* vergleichen bereits während der Datenübertragung vom *Crate-Controller* alle *ADC*-Werte mit einem individuellen Schwellwert und speichern nur die Werte im Zwischenspeicher, die den Schwellwert überschreiten. Als Schwellwert wird der Sockelwert (*Pedestal*) des Kanals, zuzüglich eines einstellbaren konstanten Wertes verwendet. Von den Signalen, die den Schwellwert des *Master-Controllers* überschreiten und weiter übertragen werden, wird auf der *CPU-Karte* vor der Weitergabe an die H1-*DAQ* der Sockelwert subtrahiert.

Zur Bestimmung des Sockelwertes werden in regelmäßigen Abständen der Mittelwert $\overline{x}$ (=Sockelwert) und die Standardabweichung σ_x aller Kanäle für $n = 1000$ Ereignisse berechnet:

$$\overline{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i \tag{14}$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(x_i - \overline{x})^2} \tag{15}$$

$$= \sqrt{\frac{1}{n-1}\left(\sum_{i=1}^{n} x_i^2 - \frac{1}{n}\left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)^2\right)} \tag{16}$$

wobei sich die Gleichung in der Form (16) in einem Durchgang durch die Daten berechnen läßt.

Bei der Bestimmung der Sockelwerte wird die Hochspannung der Photomultiplier eingeschaltet, während noch keine Protonen im Ring sind. Dies soll sicherstellen, daß $\overline{x}$ dem Gleichspannungsanteil und σ_x dem Rauschen der Kette aus Photomultiplier, Vorverstärker und Analog-Digital-Wandler entspricht.

2.7.2 Treffererkennung

Die Treffererkennung für die Triggerszintillatoren ist vergleichsweise einfach. Das Programm zur Treffererkennung (`ROPHIT`) verwendet nur eine Schwelle von $2\sigma_x + 1$ zur identifikation deutlicher Signale. Alle Signale, die größer sind als der Schwellwert, werden als Treffer gezählt.

Die Verarbeitung der Daten der Faserdetektoren ist aufwendiger, da es zum Übersprechen (*cross talk*) zwischen benachbarten Fasern und zwischen benachbarten Kanälen des Photomultipliers kommen kann. Das Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen des Photomultipliers hat verschiedene Ursachen: Ein Photon, das die Lichtleitfasern unter so großem Winkel verläßt, daß es ein benachbartes Kathodenpixel trifft, oder ein aus der Kathode ausgelöstes Photoelektron, das in eine benachbarte Dynodenkette gerät. In ersten Fall wird das Überprechsignal ebenso groß oder größer als das echte Signal sein. Im Fall, daß Teile der Elektronenlawine aus der Dynodenkette auf ein benachbartes Anodenpixel treffen, wird das Übersprechsignal kleiner als das echte Signal sein. Labormessungen an den MCPMs, die für die horizontalen Stationen verwendet werden, ergaben ein mittleres Übersprechen von 1,5% (siehe [1]).

Das Übersprechen zwischen Fasern kann durch den Durchtritt von Licht durch die Faserwand entstehen. Ein ähnliches Signal kann auch durch die Auslösung von δ-Elektronen längs der Bahn des geladenen Teilchens entstehen. Beide Effekte liefern für die Betrachtung des Faserdetektors vernachlässigbare Beiträge.[6]

Um eine Trennung zwischen echten Spuren im Detektor und Übersprecheffekten im Photomultiplier möglich zu machen, werden benachbarte Fasern im Detektor nicht auf benachbarte Pixel des Photomultipliers abgebildet. Im Detektor treten Signale, die zu einer Teilchenspur gehören, in benachbarten Fasern auf. Durch das Abbildungsschema sind alle benachbarten Signale im Photomultiplier (mit großer Wahrscheinlichkeit) durch Übersprechen entstanden und gehören nicht zu einer Teilchenspur. Auf der Ebene des Photomultipliers können also Verfahren zur Unterdrückung zusammenhängender Signale eingesetzt werden, ohne daß echte Spursignale dadurch gefährdet werden.

[6] Ein geladenes Teilchen erzeugt beim Durchgang durch die Faserdetektoren einer Station im Mittel 0,5 δ-Elektronen mit einer Energie, die ausreicht, um eine Faser zu durchqueren.

Das gegenwärtig eingesetzte Verfahren[7] subtrahiert von jedem Pixelsignal den Wert der Nachbarpixel, gewichtet nach ihrer Entfernung. Es werden die Gewichtungsfaktoren 0,15 für direkte Nachbarpixel und 0,1 für diagonale Nachbarpixel verwendet. Das Verfahren verwendet außerdem einen globalen Korrekturfaktor zur Erhaltung der mittleren Amplitude aller Signale im Detektor.

Nach der Unterdrückung der Übersprechsignale wird bei den Faserdaten, ebenso wie bei den Daten der Triggerszintillatoren, ein Schwellwert von $2\sigma_x + 1$ angelegt. Alle Pixel, die diese Schwelle überschreiten, werden als Treffer anerkannt und als binäre Information gespeichert. Die weitere Rekonstruktion verwendet ausschließlich die binären Trefferinformationen.

2.7.3 Spurerkennung und Rekonstruktion

Die Spurrekonstruktion erfolgt in mehreren Schritten: Bei den vertikalen Stationen werden zunächst die Mehrdeutigkeiten aufgelöst, die durch das Multiplexen der Fasern entstehen. Die getroffenen Fasern werden dann zu zusammenhängenden Gruppen (*Clustern*) zusammengefaßt. Anschließend wird eine Gerade an die zu einer Gruppe gehörenden Fasern angepaßt. Die Geraden der Fasergruppen der u- und der v-Ebene werden dann zu einer räumlichen Geraden vereint. Der letzte Schritt ist die Anpassung einer Spur durch mehrere Stationen des FPS.

Die Koordinaten einer Teilchenspur sind zunächst nur im Koordinatensystem der FPS-Detektoren bekannt. Die Position der Detektoren ist wiederum relativ zum festen HERA-Koordinatensystem bekannt. Die Lage der Elektronen- und Protonenstrahlen wird jedoch während des Betriebs variiert, um eine optimale Luminosität zu erreichen; die exakte Lage ist daher nicht ständig bekannt.

Die Auslenkung der gestreuten Teilchen gegenüber dem aktuellen Protonenstrahl ist jedoch die für Impuls- und Energierekonstruktion relevante Größe. Um die aktuelle Strahllage mit der erforderlichen Genauigkeit zu bestimmen, ist im Bereich des FPS ein Präzisions-Strahllagemonitor installiert. Auch die Silizium-Vertexdetektoren (siehe Abschnitt 1.2) können durch die sehr exakte Bestimmung des Ereignisvertex zur Bestimmung der Bahn der gestreuten Teilchen herangezogen werden.

Während der Datennahmeperioden 1995 und 1996 standen die Daten des Strahllagemonitors (Hardwareprobleme) und des Vertexdetektors (noch nicht in Betrieb) nicht zur Verfügung. Um dennoch eine Eichung auf die Strahlposition durchführen zu können, wurde ein Kalibrationsverfahren verwendet,

[7] Eine ausführliche Beschreibung findet sich in Anhang A von [11].

das sich die Form des Energie/Winkel-Diagramms (siehe Abbildung 10 auf Seite 10), vor allem in der horizontalen Bahnkomponente, zunutze macht.

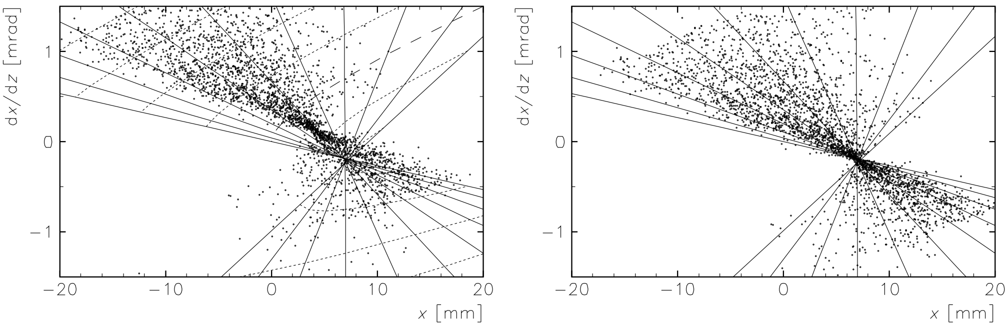

Abbildung 19: Energie/Winkel-Messung in der horizontalen Kooordinate vor (links) und nach der Eichung (rechts).

Abbildung 19 zeigt die Energie/Winkel-Messwerte der horizontalen Koordinate. Aufgetragen ist der Achsenabschnitt x und die Steigung dx/dz der Protonbahn bei $z = 85\,\mathrm{m}$. Die berechneten möglichen Streuenergien und -winkel sind als Linien aufgetragen, die Meßwerte als Punkte. Vor der Eichung (linkes Bild) sind viele Meßwerte im kinematisch unmöglichen „verbotenen Bereich“ außerhalb der Linien zu finden. Die Eichung verschiebt die vermutliche Strahlposition so, daß (wie im rechten Bild) möglichst wenig Meßwerte im „verbotenen Bereich“ liegen.

Die Eichung der vertikalen Koordinate ist schwieriger, da der „verbotene Bereich“ in der vertikalen Dispersion nur eine Komponente ausschließen kann. Zur Eichung der Strahlposition wird hier zusätzlich der Energiemeßwert der (geeichten) horizontalen Koordinate verwendet.

Eine ausführliche Diskussion des gesamten Rekonstruktionsverfahrens findet sich in [11] und [15].

3 Betrieb der horizontalen Stationen des FPS 1997

Im folgenden werden Erfahrungen und Probleme dargestellt, die während des Betriebs der neuen horizontalen Stationen des FPS in der Datennahmeperiode 1997 auftraten.

In der Winterpause 1996/97 wurden die horizontalen Stationen bei 63 und 80 m installiert. Für horizontale und vertikale Stationen wurden neue *Master-*

Controller für die Datenauslese verwendet, um die auf das dreifache gestiegene Datenmenge innerhalb der vorgeschriebenen Zeiten auszulesen (siehe Abschnitt 2.7.1).

Die Änderungen am Strahlrohr und die eigentlichen Installationsarbeiten gingen problemlos vor sich. In der Folgezeit gab es jedoch wiederholte Schwierigkeiten auf mechanischer und elektronischer Seite.

- Hydraulische Bälge leckten und wurden ausgetauscht.
- Hydraulikventile schlossen nicht dicht – Detektoren blieben nicht in der Sollposition.
- Sensorik, Ansteuerelektronik und Software für die Bewegung der Detektoren mußten erweitert und angepaßt werden.
- Bleiabschirmung gegen Synchrotonstrahlung aus einem Magneten des Elektronenstrahls mußte verbessert werden.
- Neue *Master-Controller* und Auslese-Programm mußten nachgebessert werden.
- Das optische Kabel zum 63 m-Detektor mußte wegen zu langer Übertragungszeit gekürzt werden.
- Vorverstärker bekamen zusätzliche elektrische Abschirmung gegen Gleichtaktstörungen (siehe Abschnitt 3.1).
- Netzteile der Tunnel-Racks mußten mehrfach ausgetauscht werden.
- Tunnel-Racks wurden zu heiß und benötigten aktives Kühlsystem.
- Photomultiplier der 63 m-Station wurden durch ein äußeres Magnetfeld gestört (siehe Abschnitt 3.2). Eine Abschirmung mußte installiert werden.

Ein weiteres Problem war der Einfluß des Experimentes HERA-B auf die Qualität des Protonstrahls. Während der Operation von HERA-B stiegen die Zählraten in den Triggerszintillatoren und Strahlverlustmonitoren oft so stark an, daß das automatische Kontrollprogramm die Detektoren aus dem Strahl fuhr.

Wegen des gegenseitigen Einflusses der FPS-Stationen auf die Strahlqualität können diese auch nur in der Reihenfolge 63, 80, 81 und 90 m an den Strahl gefahren werden. Dies führt dazu, daß die vertikalen Stationen ihre Sollposition erst nach 35 min erreichen (10 min 1996) und entsprechende Meßzeit verlieren.

Auch nachdem die direkten Probleme in der Mechanik und Elektronik gelöst waren, blieb die Qualität der Daten der horizontalen Stationen hinter den vertikalen Stationen zurück. Die Spuren hatten einen hohen Anteil an inaktiven Fasern und zusätzlichem „Rauschen“. Insbesondere die Daten der 63 m-Station zeigten fast keine rekonstruierbaren Teilchenspuren[8]. Die rekonstruierten Spuren weisen darüber hinaus keine deutliche Häufung in dem Winkelbereich auf, in dem getreuten Protonen erwartet werden.

Nach dem Ende der Datennahmeperiode im November 1997 wurden die Detektoren ausgebaut, um weitere Untersuchungen im Labor vornehmen zu können. Tabelle 4 zeigt die Ergebnisse der routinemäßigen Messung der Strahlendosis, die während der Strahlzeit absorbiert wurde. In der Elektronik-Box des 63 m-Detektors wurde eine stark erhöhte Strahlenbelastung gemessen, die auf eine direkte Bestrahlung des Detektors hinweist, wie sie durch den Verlust des Protonenstrahls in der Nähe des Detektors entstehen kann.

Ort der Messung	Dosis [Gy]
Auf dem Strahlrohr bei 64 m	50
Horizontaler 63 m-Topf, am Boden	66
Elektronik-Box des 63 m-Detektors	1173
Auf dem Strahlrohr bei 80 m	44
Horizontaler 80 m-Topf, am Boden	48
Elektronik-Box des 80 m-Detektors	12
Fahrschlitten des vertikalen 81 m-Topfes	12
Fahrschlitten des vertikalen 90 m-Topfes	28

Tabelle 4: Strahlenbelastung der FPS-Detektoren in der Strahlzeit 1997.

Bei Tests mit kosmischer Strahlung (siehe Abschnitt 3.3) stellte sich heraus, daß einige Photomultiplier der 63 m-Station eine reduzierte Empfindlichkeit aufweisen, die auf Strahlungsschäden beruhen kann. Die Faserdetektoren der Station weisen ebenfalls eine verringerte Effizienz auf. Tabelle 5 zeigt die Rekonstruktionseffizienz der Detektorstationen bei Austausch der Photomultiplier. Die Rekonstruktionseffizienz der 63 m-Station ist durchweg um eine Größenordnung kleiner als die der 80 m-Station.

Nach dem Austausch der szintillierenden Fasern eines Subdetektors zeigte dieser Teil der 63 m-Station eine dem 80 m-Detektor gleichwertige Effizienz (siehe Abschnitt 3.3). Der Austausch der restlichen Fasern sollte bis zum Beginn der Datennahmeperiode 1998 abgeschlossen sein, so daß dann alle

[8] Anzahl der Ereignisse in einem typischen Run, die Spuren mit 13 aktiven Fasern haben (Oktober 1997): horizontale 80 m-Station: 500, 63 m-Station: 130.

	80 m-Detektor mit		63 m-Detektor mit	
	80 m-PM	63 m-PM	63 m-PM	80 m-PM
Anzahl Ereignisse	3262	1403	4625	2997
Anteil mit Spuren				
in u/v-Ebene	65%/95%	65%/91%	18%/76%	19%/31%
im Gesamtdetektor	13%	14%	1,3%	1,3%

Tabelle 5: Vergleich der Rekonstruktionseffizienz für verschiedene Detektorkonfigurationen. (Bedingung: 4 aus 4 Triggersignale; Daten aus *Cosmic-Runs* vom Februar 1998).

FPS-Stationen voll funktionsfähig sind.

Während der Winterpause 1997/98 wurden ausserdem die Betriebsbedingungen der horizontalen Stationen im Tunnel durch weitere Maßnahmen zur Reduzierung des äußeren Magnetfeldes und zusätzliche Strahlungsabschirmungen verbessert. Für die (kurze) Datennahmeperiode 1998 wird ein regulärer Betrieb von horizontalen und vertikalen Stationen erwartet, der sich in der (langen) Datennahmeperiode 1999 fortsetzen soll.

3.1 Gleichtaktstörungen

Im April 1997, bald nach der Inbetriebnahme der horizontalen Stationen, wurde entdeckt, daß das Rauschen in jedem 32. Kanal und seinem Nachbarkanal besoders groß ist. Die weitere Untersuchung der Störung zeigte, daß es sich um Gleichtaktstörungen handelt, die auf die Verbindungskabel zwischen Photomultipliern und Vorverstärkerkarten eingestreut werden. Der Einsatz von Abschirmungsmaßnahmen im Detektor verringerte die Störungen auf weniger als ein Bit der *FADC*-Auflösung. Als Abschirmungsmaßnahmen wurden die Eingänge nicht angeschlossener Vorverstärker geerdet und ein „Dach“ aus einer dünnen Kupferfolie über die Stapel der Vorverstärker-Karten gebaut.

Zur weiteren Untersuchung der These, daß es sich dabei um Gleichtaktstörungen im Bereich der Vorverstärker handelt, wurden sogenannte *Noise-Runs* ohne Hochspannung, ohne Strahl und ohne Nullunterdrückung aufgenommen. Die Signale entsprechen damit dem elektrischen Untergrund der Kette aus Vorverstärker und ADC.

Abbildung 20 zeigt ein typisches Beispiel aus dem Run 185296 [9]. Die Pfeile bezeichnen jeweils den ersten Kanal einer Vorverstärker-Karte. Im unteren Bild ist ein Ausschnitt vergrößert.

[9] *Noise-Run* Nummer 185296 vom 23.4.97; Daten des 80m-Detektors, der 63m-Detektor

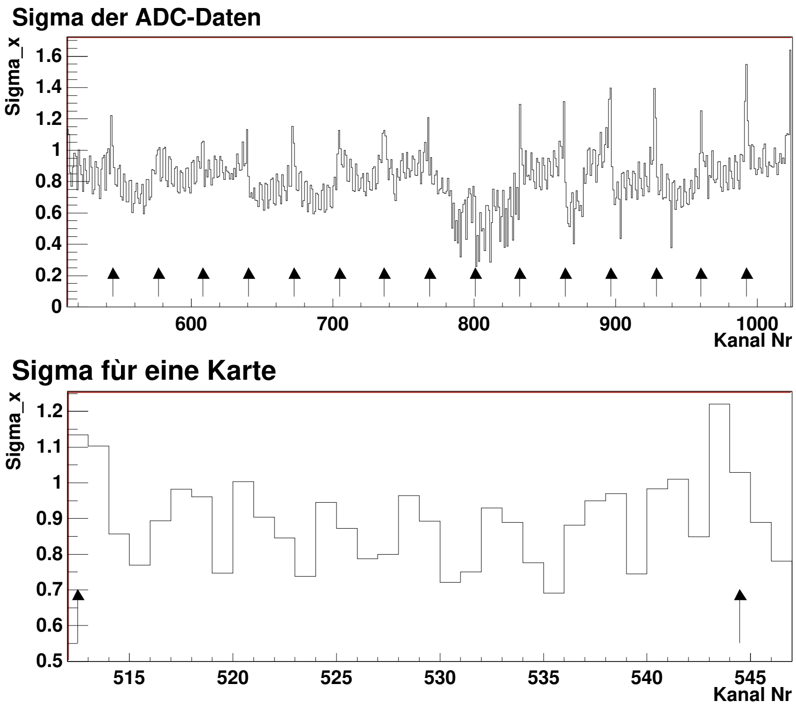

Abbildung 20: Rauschen der „Eckkanäle“.

Zu sehen ist, daß die Kanäle einer Vorverstärkerkarte „Gruppen“ mit einheitlichem Rauschniveau bilden. Jeder erste und letzte Kanal einer Vorverstärkerkarte weist darüber hinaus ein Rauschen auf, das deutlich über dem Rauschniveau der jeweiligen Karte liegt.

Geometrisch sind je 32 Vorverstärker auf einer Karte angeordnet und je vier Karten auf einem Stapel übereinander. Die Eingänge jeder Vorverstärkerkarte sind mit einem 64-adrigen Flachbandkabel mit den Anodenanschlüssen des Photomultipliers verbunden. Je vier Vorverstärkerkarten sind an einen Multikanal-Photomultiplier angeschlossen. Da die Photomultiplier nur 124 Kanäle besitzen, vier Vorverstärkerkarten aber 128 Kanälen entsprechen, ist jeder erste Kanal auf einer Vorverstärkerkarte nicht angeschlossen.

In einem Detektor besitzen die „Eckkanäle“ $32n-32$ und $32n-1$ ($n=1\dots16$) eine exponierte Lage am Rande des Flachkabels zwischen Vorverstärker und Photomultiplier, wobei jeweils die Kanäle $32n-32$ nicht angeschlossen sind. (Alle gezeigten Kanalnummern beginnen für den 80 m-Detektor bei 512 und für den 63 m-Detektor bei 1024.)

Gleichtaktstörungen können durch Einstrahlung elektromagnetischer Felder auf Verbindungskabel und Platinen entstehen. In der untersuchten Anordnung sind gemeinsame Störungen also innerhalb der mit einem Kabel verbundenen Kanälen einer Vorverstärkerkarte und in besonderem Maße auf den „exponierten“ Eckkanälen der Verbindungskabel zu erwarten.

Gleichtaktstörungen zeigen sich darin, daß allen „wahren“ Signalen y_j, z.B. einer Vorverstärkerkarte, ein gemeinsames rauschartiges Signal c überlagert ist. (Dabei ist i der Ereignis-Index und j der Kanal-Index.)

$$
\begin{aligned}
x_{ij} &= y_{ij} + c_i && (17)\\
\overline{x_j} &= \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(y_{ij}+c_j) = \overline{y_j} + \overline{c} && (18)\\
s_{x_j} &= \sum_{i=1}^{n}\Big((y_{ij}+c_i) - (\overline{y_j}+\overline{c})\Big)^2 \\
&\quad \text{und wenn } y_j \text{ und } c \text{ statistisch unabhängig sind} \\
&= \sum_{i=1}^{n}\Big((x_i-\overline{x})^2 + 2\,\underbrace{(x_i-\overline{x})(c_i-\overline{c})}_{0} + (c_i-\overline{c})^2\Big) && (19)\\
&= s_{y_j} + s_c
\end{aligned}
$$

Der gemessene Mittelwert $\overline{x}$ und die Standardabweichung $\sigma_x = \sqrt{s_x}$ verändern sich also in Anwesenheit des Störsignals.

war nicht in der Auslese; 10000 Ereignisse wurden analysiert.

Zur Abschätzung der Gleichtaktstörung c und ihres Einflusses wurde der Mittelwert c_m aller Kanäle eines Vorverstärkers in einem Ereignis als Näherung für c berechnet und die Meßwerte aller Kanäle um diesen Wert korrigiert. Abbildung 21 zeigt die Standardabweichung der korrigierten Meßwerte und die Standardabweichung der Gleichtaktstörung c_m. (Auch diese Daten stammen aus dem *Run* 185296 vor der Anwendung von Abschirmungsmaßnahmen.)

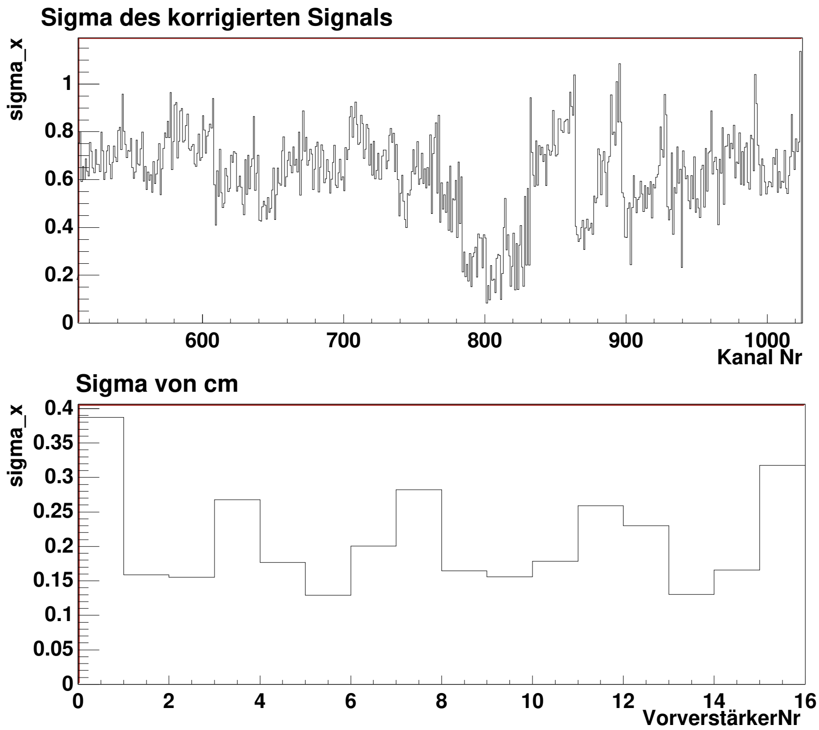

Abbildung 21: Korrigierter Messwert und Gleichtaktstörung.

Sowohl $\overline{x}$ als auch σ_x werden für die Datennahme und -analyse verwendet (siehe Abschnitt 2.7). Durch die Gleichtaktstörung kann also prinzipiell eine Verfälschung der Messung entstehen:

- Der konstante Anteil der Störung hat einen Einfluß auf $\overline{x}$, dieser wird aber bereits in der Bestimmung des Sockelwertes berücksichtigt und hat keinen Einfluß auf die weitere Verarbeitung der Daten.

- Das Rauschen des Störsignals addiert sich zum „Rauschen“ des Nutzsignals und sorgt dafür, daß der gemessene Wert von σ_x höher ist als der eigentliche Wert. Dadurch wird in der Datenaufnahme (s.Abschnitt 2.7.1) und in der Treffererkennung (s. Abschnitt 2.7.2) für betroffene Kanäle ein erhöhter Schwellwert angesetzt.

In der Rekonstruktion können die Einflüsse der Gleichtaktstörung auf der Basis des einzelnen Ereignisses korrigiert werden. In der Datennahme ist dies nicht möglich, da die Schwellwerte der *Master-Controller* nur für einen *Run* eingestellt werden können. Hier muß entschieden werden, ob der gemessene erhöhte Wert von σ_x oder ein korrigierter niedrigerer Wert verwendet wird.

- Wenn der höhere Schwellwert verwendet wird, können Ereignisse, in denen c_i klein ist, unter dem Schwellwert der Datenaufnahme verschwinden.

- Wird der Schwellwert verringert, so erhöht sich die Datenrate um Ereignisse, in denen c_i groß ist. Der Effekt auf die Rekonstruktion kann ausgeglichen werden. Die zulässige Datenübertragungszeit von ca. 1,5 ms sollte jedoch nicht überschritten werden (siehe Abschnitt 2.7.1).

Die Untersuchung der Standardabweichung der Gleichtaktsignale (siehe Abbildung 21) zeigt, daß die Störung im Mittel weniger als ein Bit des ADC-Wertes beträgt und ihr Einfluß auf Datennahme und Rekonstruktion vernachlässigt werden kann.

Als weitere unabhängige Methode, den Einfluß einer gemeinsamen Störung auf die Einzelkanäle zu bestimmen, wurde der Korrelationskoeffizient ρ_{jk} zwischen den Kanälen x_j und x_k berechnet:

$$\rho_{jk} = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x_{ij} - \overline{x_j})(x_{ik} - \overline{x_k})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n} (x_{ij} - \overline{x_j})^2 \sum_{i=1}^{n} (x_{ik} - \overline{x_k})^2}} \tag{20}$$

Je höher der Anteil des gemeinsamen Störsignals c an den Einzelsignalen x_j und x_k, desto größer ist der Korrelationskoeffizient. Im folgenden wird nur der Absolutwert $|\rho_{jk}|$ betrachtet, der gleich- und gegenphasige Signale nicht unterscheidet.

Ein typisches Bild vor der Anwendung von Abschirmungsmaßnahmen zeigt Abbildung 22. (Die Daten stammen aus dem Run 185296.)

Im oberen Bild sind die Korrelationskoeffizienten für die Korrelation aller Kanäle mit dem „Eckkanal“ 512 aufgetragen, im unteren Bild für die Korrelation mit dem „Mittelkanal“ 513. Zu sehen ist, daß der „Eckkanal“ stärker mit anderen Eckkanälen, auch auf anderen Karten, korreliert ist, während der „Mittelkanal“ hauptsächlich mit den Kanälen auf einer Karte korreliert ist. Dieses Verhalten ist typisch für alle „Eck-“ und „Mittelkanäle“.

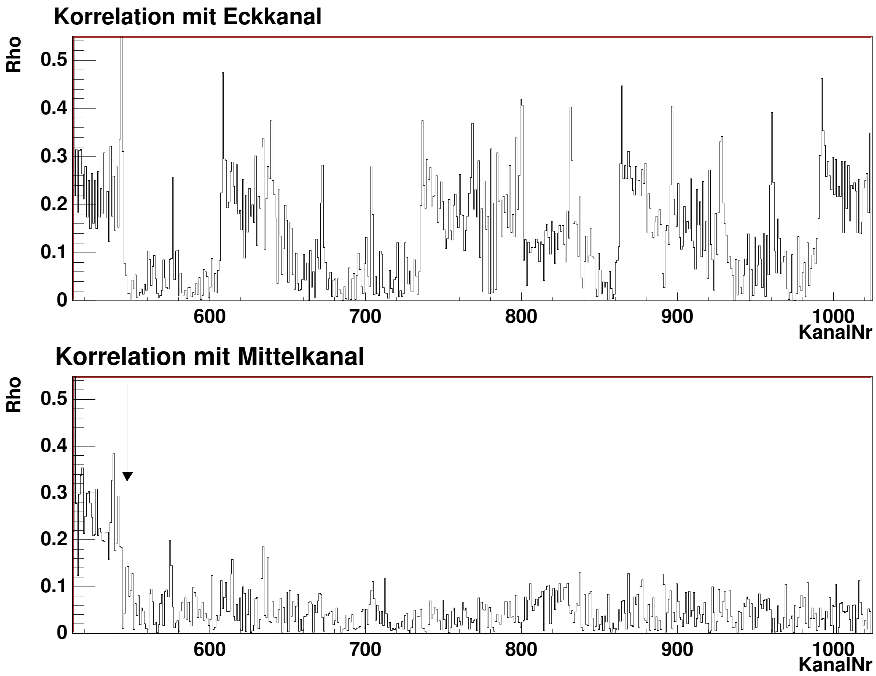

Abbildung 22: Korrelationen ohne Abschirmung.

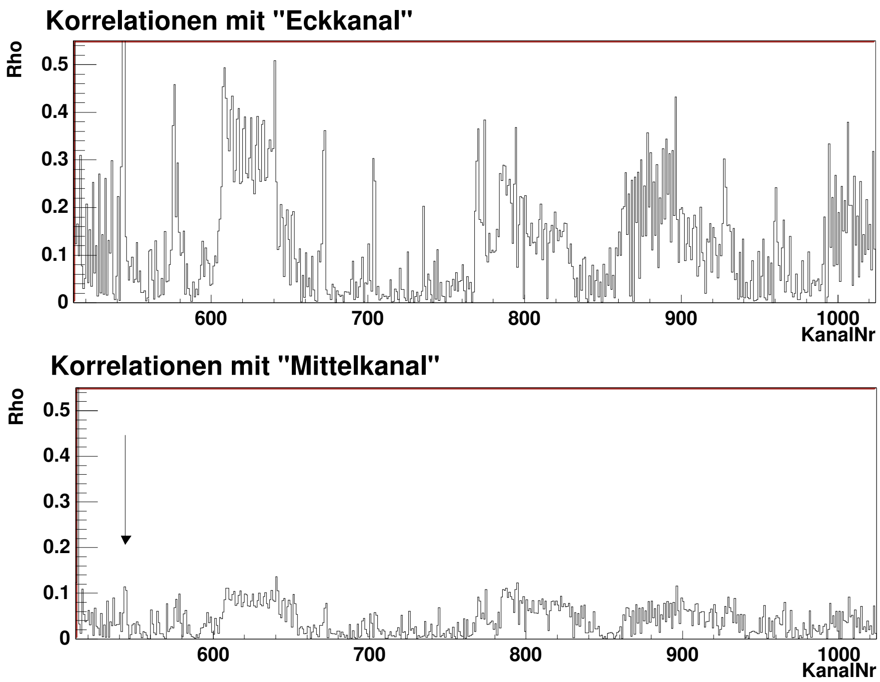

Abbildung 23: Korrelationen mit Abschirmung.

Die Abschirmung der Vorverstärker-Karten konnte das Übersprechen innerhalb einer Karte deutlich vermindern. Abbildung 23 zeigt die Korrelationskoeffizienten nach dem Einbau des Abschirmbleches (Die Daten stammen aus den Run 201304 [10]). Der Vergleich des unteren Teils der Abbildungen 22 und 23 zeigt, daß die Korrelation innerhalb der ersten 32 Kanäle verschwunden ist.

Die Erdung der Verstärkereingänge änderte hingegen das Verhalten der Eckkanäle nicht. Der Vergleich des oberen Teils der Abbildungen 22 und 23 zeigt, daß die Korrelation der Eckkanäle untereinander nicht geringer geworden ist. Da die Eckkanäle der Vorverstärker-Karten nicht angeschlossen sind und keine physikalischen Daten übertragen, ist keine weitere Beinträchtigung der Messung zu erwarten.

3.2 Äußere Magnetfelder

Im Sommer 1997 stellte sich bei der Analyse von Daten heraus, daß in der 63 m-Station die Signale der Photomultiplier gegenüber ihrer erwarteten Position verschoben waren. Dieser Effekt trat nur auf, wenn während der Datennahme die Strahlmagneten eingeschaltet waren. Als Folge war die Rekonstruktion von Protonspuren nicht möglich. Grund für den Effekt war die Störung der MCPMs durch das Magnetfeld der Zuleitung eines Dipolmagneten. Die Störung konnte durch die Installation einer magnetischen Abschirmung deutlich verringert werden.

In den Faserdetektoren sind in jedem Subdetektor zwei Fasern durch Leuchtdioden (LED) ersetzt. Diese Leuchtdioden können so angesteuert werde, daß ihr Licht das Signal der szintillierenden Fasern simuliert. Es gibt dadurch eine einfache Möglichkeit, die Funktionsfähigkeit der gesamten Datennahmekette zu testen und die Zuordnung der Daten zu den entsprechenden Faserdetektoren zu prüfen. Dazu werden sogenannte *LED-Runs* genommen, die außerhalb der normalen H1-Datennahme stattfinden.

Die LED-Signale erschienen während des Betriebs der Protonmagnete auf der Oberfläche des Photomultipliers im Uhrzeigersinn verschoben (siehe Abbildung 24). Die Größe der Störung betrug bei voller Protonenergie ca. 2,2 Pixel, entsprechend 3,3 mm auf der Anodenmaske.

Eine solche Verschiebung aller Signale hat während der normalen Datennahme zur Folge, daß die Signale der Fasern bei der Rekonstruktion anderen Fasern zugeordnet werden. Dadurch, daß benachbarte Fasern auf entfernte Photomultiplier-Pixel abgebildet werden, erscheinen Spuren im Detektor

[10] Run 201304 vom 10.10.97; Daten von allen vier Stationen; 10000 Ereignisse der 80 m-Station wurden analysiert.

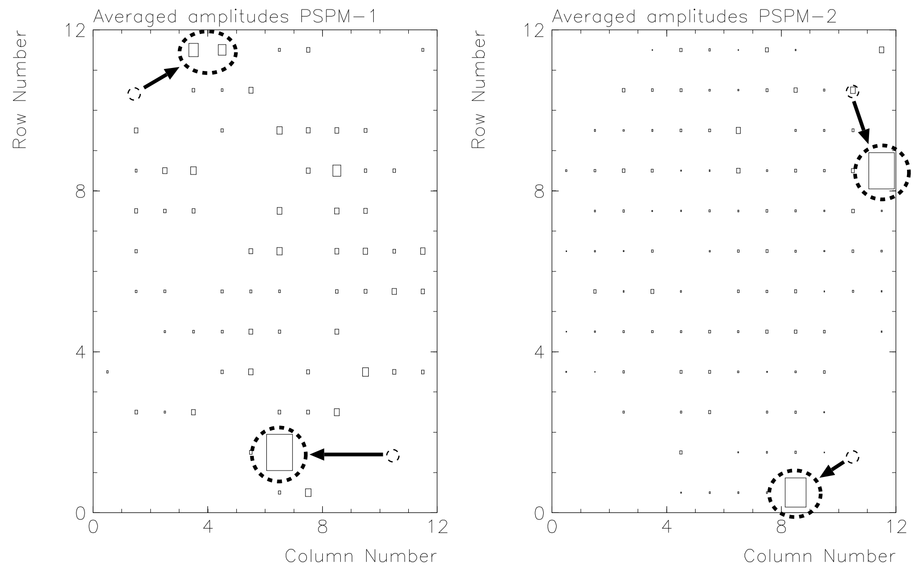

Abbildung 24: LED-Signale bei eingeschalteten Strahlmagneten. Aufgetragen sind die mittleren Amplituden der Signale auf der Anodenseite der Photomultiplier. Die Pfeile geben die Verschiebung der Signale gegenüber der Originalposition an.

nicht einfach als gedrehte Spuren, sondern als unzusammenhängendes „Rauschen“, das eine Rekonstruktion unmöglich macht.

Für die horizontalen Stationen werden Mikrokanal-Photomultiplier verwendet. In diesen Photomultipliern legen die Photoelektronen, nachdem sie aus der Photokathode ausgelöst wurden, eine längere Beschleunigungsstrecke zurück, ehe sie in die Mikrokanal-Platten eintreten und dort die Sekundärelektronen-Lawine auslösen (siehe Abbildung 15 auf Seite 23). Auf der freien Flugstrecke wirkt die Lorenzkraft des Magnetfeldes auf die Elektronen und verändert ihre Flugbahn.

Die 63 m-Station liegt zwischen mehreren Magneten des Protonenstrahls (siehe Abbildung 9 auf Seite 15). So wurde zunächst angenommen, daß einer der Magneten den Effekt hervorruft. Messungen mit einer Magnetfeldsonde ergaben jedoch, daß das Magnetfeld von der hinter dem Detektor verlaufenden Stromzuführung eines supraleitenden Dipolmagneten des Protonenstrahls stammt.

Die Ablenkmagneten werden mit Strömen bis zu 6000 Ampere betrieben. Ihre Zuleitungen verlaufen im allgemeinen paarweise nebeneinander. Die durch den hin- und rücklaufenden Strom entstehenden magnetischen Dipolfelder heben sich dadurch in einiger Entfernung auf. Hinter der 63 m-Station verlaufen die beiden Zuleitungen eines Magneten aus konstruktionsbedingten Gründen in einem Abstand von fast 2 m (siehe Abbildung 26). Das nichtkompensierte Magnetfeld dringt in den Detektor ein.

Zur Abschirmung der Photomultiplier gegen das Magnetfeld wurden verschiedene passive Abschirmungen aus hochkoerzitiven Materialen wie μ-Metall und Weicheisen verwendet.

Der Einsatz von dünnen μ-Metall-Umhüllungen für die Photomultiplier bewirkte keine sichtbare Verbesserung. Die erste Maßnahme, die eine deutliche Verringerung der Störung brachte, war die Installation einer 2 cm dicken Weicheisenplatte zwischen den Stromzuführungen und dem Detektor (siehe Abbildung 25).

Abbildung 26 zeigt den Verlauf des Magnetfeldes in der Umgebung des Detektors, wie er mit dem zweidimensionalen Simulationsprogramm *Opera-2d* berechnet wurde. Simuliert wurde die Situation nach der Installation der Abschirmplatte. Die dargestellten Messungen am Detektor wurden bei reduzierten Magnetströmen von 2300 A durchgeführt. Die Skalierung der Meßwerte auf Magnetströme von 6000 A ergab ein Feld von 5,6 mT außerhalb der Abschirmung und 310 μT im Inneren.

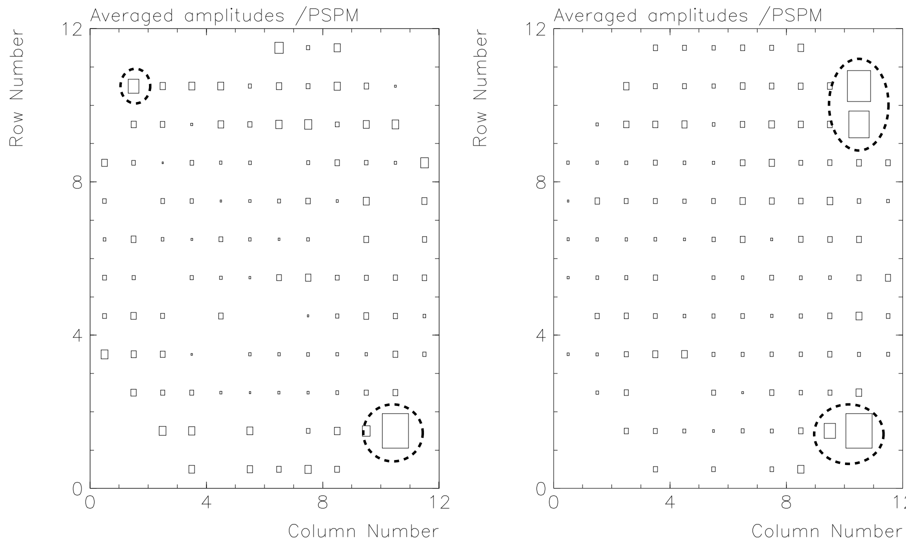

Abbildung 25: LED-Signale nach Einbau der Abschirmung. (Voller Magnetstrom, Protonenergie 820 GeV).

Abbildung 25 zeigt die LED-Signale, wie sie nach dem Einbau der Abschirmung erscheinen. Eine Beeinträchtigung der Photomultiplier ist noch vorhanden, aber die Abweichung der Signale beträgt $\leq$ 1 Pixel. Nach dieser Verbesserung war es erstmals möglich Ereignisse mit Spuren im 63 m-Detektor nachzuweisen, die Anzahl der Ereignisse blieb dennoch sehr gering (siehe folgendes Kapitel).

In der Winterpause 1997/98 wird die Lage der Magnetzuleitungen verändert, um die getrennten Zuleitung nebeneinander zu führen. Außerdem wird eine überarbeitete Abschirmplatte installiert (siehe [8]), die das Restfeld gegenüber der gegenwärtigen Konfiguration um den Faktor 5 verringern soll. Es wird daher erwartet, daß im weiteren Betrieb keine Störungen durch Magnetfelder auftreten.

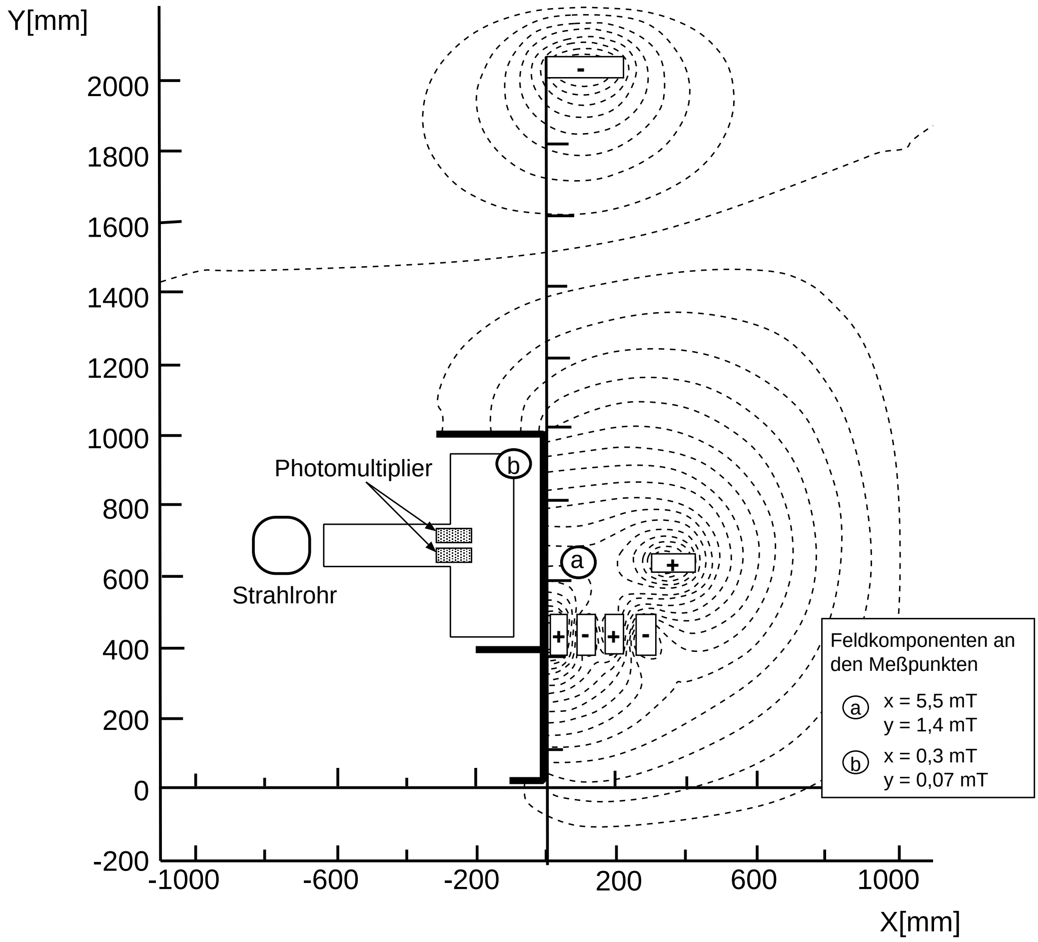

Abbildung 26: Magnetfeld in der Umgebung der 63 m-Station mit Abschirmung. (Die Messungen wurden bei einem Magnetstrom von 2300 A durchgeführt und auf 6000 A interpoliert.)

3.3 Effizienz der Faserdetektoren

Die Gesamteffizienz eines Detektors für einen Ereignistyp ist im allgemeinen von verschiedenen Variablen abhängig und wird aus analytischen Überlegungen sowie *Monte-Carlo*-Simulationen gewonnen. Ausführliche Effizienzbestimmungen für die vertikalen Stationen des FPS finden sich in [15] und [11].

Im folgenden wird nur der Teilaspekt der Effizienz der Faserdetektoren der horizontalen Stationen behandelt. Insbesondere die 63 m-Station zeigte eine sehr geringe Rekonstruktionseffizienz, die sich als Fehler der Faserdetektoren erwies. Der Austausch der Fasern eines Subdetektors erhöhte die Effizienz auf die erwarteten Werte. Für die reguläre Strahlzeit 1998 wird ein Austausch beider Detektorebenen angestrebt.

Die Effizienzbestimmungen wurden mit Daten aus sogenannten *Cosmic-Runs* durchgeführt. Für die *Cosmic-Runs* werden die Detektoren im Labor betrieben und so aufgestellt, daß die Spuren kosmischer Müonen aufgezeichnet werden können. Im regulären Betrieb der Stationen im H1-Experiment wird die Effizienz anhand der aufgezeichneten Daten bestimmt. Dies war aufgrund der Probleme mit den horizontalen Stationen in der Strahlzeit 1997 nicht möglich.

Die Effizienz η_{fib} einer Faser oder Faserlage ist definiert als der Anteil n_{akt} der Ereignisse, bei der die Faser ein Signal gegeben hat (*aktive Faser*), gemessen an der Gesamtzahl n_{hit} der Ereignisse, bei der die Faser getroffen wurde:

$$\eta_{\text{fib}} = \frac{n_{\text{akt}}}{n_{\text{hit}}} \tag{21}$$

Eine Faser oder Faserlage gilt dann als getroffen, wenn sie in einer rekonstruierten Spur liegt. Ein geladenes Teilchen trifft bei geradem Durchgang 10 Fasern in einer Detektorebene (5 Faserlagen in jedem der beiden Subdetektoren). Als Spur gelten mindestens vier aktive Fasern in einem „Korridor“ von 1,5 mm Breite in einer Detektorebene (u oder v). Innerhalb eines Ereignisses wird der Spurkandidat mit den meisten aktiven Fasern verwendet.[11] Bei der statistischen Bewertung ist darauf zu achten, daß die Spur unabhängig von der betrachteten Faser als Spur gewertet worden wäre.

Unter Berücksichtigung der Anordnung der Faserlagen (Abstand der Fasern 1,05 mm, sensitiver Faserdurchmesser 0,90 mm) ergibt sich eine maximale Nachweiseffizienz von 86%. Die bisher erreichten Effizienzen liegen bei

[11] Die genauen Spurbedingungen unterscheiden sich in verschiedenen Analysen. Das Verfahren in dieser Form wurde von Michail Kapishin und Vladimir Spaskov für die Laboruntersuchungen der horizontalen Stationen (November 1997) verwendet.

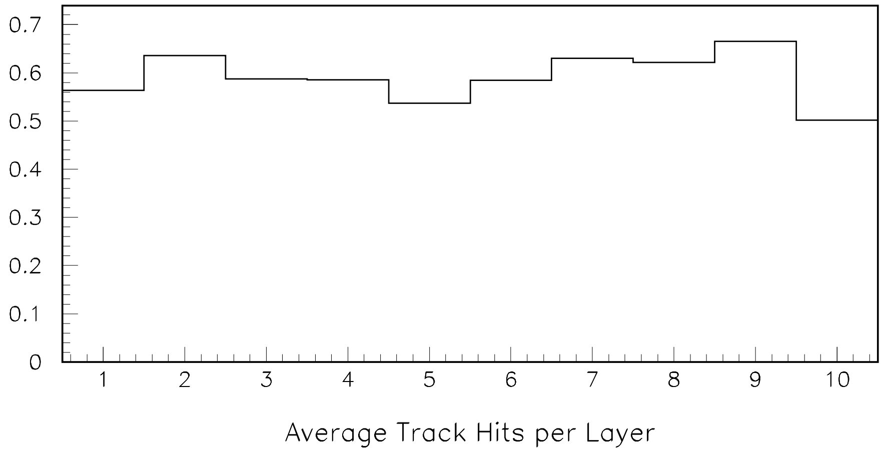

Abbildung 27: Effizienz einzelner Faserlagen im Detektor. Aufgetragen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit über der Nummer der Faserebene. (Werte für die u-Ebene des horizontalen 80 m-Detektors. Die Daten stammen aus einem *Cosmic-Run* vom Januar 1998.)

50-60% (siehe Abbildung 27).

Die Effizienz $\eta_{\rm pro}$ einer vollständigen Detektorebene wird aus dem Anteil aktiver Fasern in einer Spur bestimmt. Zur Berechnung von $\eta_{\rm pro}$ wird eine Binomialverteilung an die Zahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl aktiver Fasern angepaßt (siehe Abbildung 28). Die Effizienz wird aus dem Scheitelpunkt der Binomialverteilung in Bezug auf den Maximalwert von 10 getroffenen Fasern bestimmt. Dieses Verfahren ist unabhängig von der Gesamtzahl der Ereignisse und weniger sensitiv auf Untergrundsignale als eine rein arithmetischen Bestimmung des Trefferverhältnisses.

In Tabelle 6 sind die mit dieser Methode ermittelten Gesamteffizienzen der Faserdetektor-Ebenen zusammengestellt. Zu sehen ist der deutliche Abfall der Effizienz des 63 m-Detektors zwischen Dezember 1996 und Januar 1998.

Aufgrund der hohen Strahlenbelastung der 63 m-Station wurde zunächst angenommen, daß die MCPMs beschädigt worden seien. Der Austausch von drei MCPMs gegen neue Exemplare brachte aber nur eine geringfügige Verbesserung (siehe „Jan. 1998“). Um den Einfluß von MCPMs und Faserdetektoren möglichst weitgehend zu trennen, wurden die MCPM-Sätze zwischen beiden Stationen ausgetauscht und die Effizienz der jeweiligen Konfiguration gemessen (siehe „Feb. 1998“).

Wie aus Tabelle 6 hervorgeht, hatte der Austausch der MCPMs keinen Einfluß auf die Effizienz der Stationen. Es muß sich bei der niedrigen Effi-

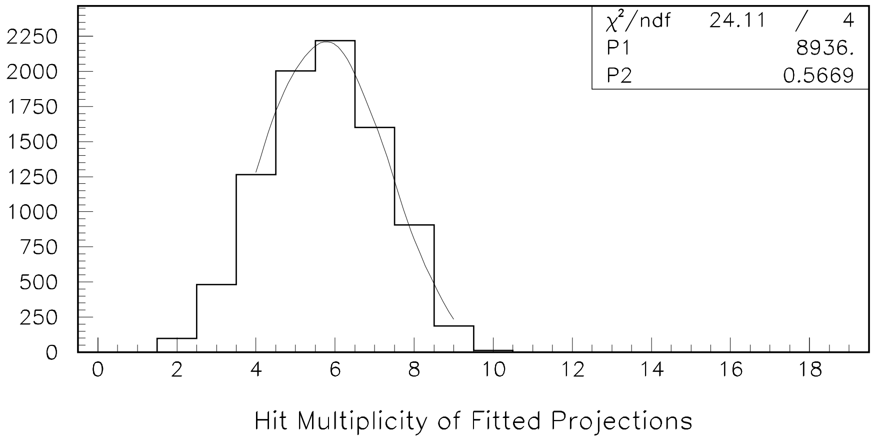

Abbildung 28: Bestimmung der Gesamteffizienz einer Faserdetektor-Ebene aus der Anzahl aktiver Fasern in einer Spur. Aufgetragen ist die Anzahl Ereignisse über der Anzahl aktiver Fasern in einer Spur. (Werte für die u-Ebene des horizontalen 80 m-Detektors. Die Daten stammen aus einem *Cosmic-Run* vom Januar 1998.)

Zeitpunkt	63 m-Station		80 m-Station	
	u	v	u	v
Dez. 1996	58%	59%	–	–
Jan. 1998				
alte MCPMs	∼20%	∼20%	48%	55%
neue MCPMs (für 63 m)	38%	39%	–	–
Feb. 1998				
MCPMs von 63 m	40%	43%	58%	58%
MCPMs von 80 m	40%	45%	52%	59%
Neuer Subdetektor (für 63 m)	50%($u2$)	58%($v2$)	–	–

Tabelle 6: Effizienzen der Faserdetektoren der horizontalen Stationen (Daten aus *Cosmic-Runs*)

zienz der 63 m-Station also um einen Defekt der Faserdetektoren handeln. Messungen nach dem Austausch eines Subdetektors ($u2/v2$) mit vorhandenen Ersatzelementen bestätigen, daß die Effizienz mit dem neuen Detektor den Wert der 80 m-Detektoren erreicht (siehe „Neuer Subdetektor").

Es wird angestrebt, bis zur Wiederaufnahme des Luminositäts-Betriebs bei H1 im August 1998 neue Faserdetektoren herzustellen und die 63 m-Station vollständig mit neuen Faserdetektoren auszurüsten.

4 Zusammenfassung

Das Vorwärts-Proton-Spektrometer (FPS) bei H1 ermöglicht die Messung diffraktiver Ereignisse in tiefunelastischer Streuung, bei denen Protonen unter einem Winkel $\theta < 1$ mrad in Vorwärtsrichtung gestreut werden. Hierdurch verbessert sich die Erkennung diffraktiver Ereignisse, und der kinematisch zugängliche Bereich erweitert sich um Ereignisse mit größerem $x_{\mathbb{P}}$ ($> 10^{-2}$).

Die vertikalen Stationen des FPS bei 81 und 90 m sind seit 1995 im Einsatz. Ihre kinematischer Akzeptanz liegt im Bereich $0{,}1 < x_{\mathbb{P}} < 0{,}3$. Erste Analysen der 1995 genommenen Daten bestätigen die Dominanz der Pion-Trajektorie in diesem Bereich.

Die 1997 zusätzlich installierten horizontalen Stationen bei 63 und 80 m sollen die Akzeptanz des FPS im Bereich kleiner $x_{\mathbb{P}}$ ($10^{-5} < x_{\mathbb{P}} < 0{,}2$) erweitern.

Mit der Installation der horizontalen Stationen stieg die Menge der zu verarbeitenden Daten auf das Dreifache. Eine verbesserte Ausleseelektronik macht es möglich, alle vier Stationen in der Zeit auszulesen, die vorher für die beiden vertikalen Stationen benötigt wurde.

Während des Betriebs in der Strahlzeit 1997 traten verschiedene Probleme auf, die eine reguläre Datennahme mit den neuen horizontalen Stationen verhindert haben. Die Probleme sind inzwischen verstanden und zum großen Teil noch während der Strahlzeit beseitigt worden.

- Teile des hydraulischen Antriebs und der Ausleseelektronik wurden ausgetauscht. Stromversorgung und Kühlung mußten verbessert werden.

- Gleichtaktstörungen auf den Vorverstärker-Karten ließen sich durch Einbau einer Abschirmung unterdrücken.

- Störungen der Photomultiplier der 63 m-Station durch ein äußeres Magnetfeld konnten mit der Installation einer Eisen-Abschirmung soweit verringert werden, daß sich Spuren rekonstruieren ließen.

- Die Effizienz der Faserdetektoren der 63 m-Station lag am Ende der Strahlzeit deutlich unter der Effizienz der 80 m-Station. Laboruntersuchungen der Detektoren nach dem Ende der Strahlzeit zeigten, daß die Effizienz der 63 m-Station durch den Austausch der Faserdetektoren wieder hergestellt werden kann. Für die Strahlzeit 1998 ist der Einsatz neuer Faserdetektoren in der 63 m-Station vorgesehen.

Aufgrund der genannten Probleme, die beim erstmaligen Einsatz der neuen Detektoren auftraten, konnten in der Strahlzeit 1997 noch keine relevanten Daten genommen werden. Da alle Probleme verstanden und behoben werden konnten, wird für die Strahlzeit 1998 ein reibungsloser Einsatz der horizontalen Stationen und des gesamten FPS erwartet.

Literatur

[1] J.Bähr, M.N. Kapishin et.al.
Test of a 10x10 Channel Photomultiplier based on Micro-Channel Plates for Scintillating Fiber Readout
Interner Bericht DESY-IFH 95-01 (1995)

[2] A. Donnchie, P. Landshoff
Total cross sections
Phys. Letters B296 (1992) 227

[3] H1-Collaboration
The H1 Detector at HERA
Nucl. Instr. and Meth.A. 386 (1997) 310-347, 348-396

[4] H1-Collaboration
ep Physics Beyond 1999
H1-Note 10/97-531

[5] H1 SPACAL-Group
The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter
DESY Report 96-171; NIM A386 (1997) 397-408

[6] Inter-University ULB-VUB (Brussels) et al.
Proposal for a forward proton spectrometer for H1
H1 note 10/94/PRC 94/03 (1994)

[7] Inter-University ULB-VUB (Brussels) et al.
Upgrade of the H1 Forward Proton Spectrometer
H1 note 12/95-467 (1995)

[8] H. Kaiser, M. Marx, W.Singer, G. Weichert
Magnetic shielding for H1-Photo-Multipliers in HERA NL 63
Interner Bericht DESY-MPL-97-7 (1997)

[9] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, V.S. Fadin
Multi-Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory
Soviet Phys. JETP 44, 443 (1976)

[10] Aharon Levy
Low x-physics at HERA
Vorlesung bei den *Strong Interaction Study Days*, Kloster Banz (1995)

[11] Benno List
Tiefunelastische ep-Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts getreuten Protons
Dissertation Fachbereich Physik Universität Hamburg (1996)

[12] F.E. Low
Model of the bare Pomeron
Phys. Rev. 129, 1432 (1963)

[13] S.A. Prell
Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors
Dissertation Universität Hamburg (1996)

[14] Tim Wilksen
Untersuchung am Prototypen des H1-Vorwärtsprotonspektrometers mit dem Triggerszintillatorsystem
Diplomarbeit II.Inst. Experimentalphysik Universität Hamburg (1995)

[15] Carsten Wittek
Photoproduktion bei HERA unter Nachweis eines vorwärts getreuten Protons im H1-Vorwärtsprotonspektrometer
Dissertation Fachbereich Physik Universität Hamburg (1997)

Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei Herrn Professor Büßer für die ausgezeichnete Betreuung meiner Diplomarbeit bedanken. Sein stets freundliches und hilfsbereites Interesse hat viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ich danke auch allen anderen Mitgliedern der „Neutrinogruppe“ des II. Instituts für die sehr angenehme und anregende Arbeitsatmosphäre. Insbesondere Carsten Wittek und Arndt Boris Fahr standen mir jederzeit mit Hilfe und Ablenkung zur Seite.

Ebenfalls möchte ich mich bei allen Mitgliedern der „Roman-Pot-Group“ bedanken, die auch immer ein offenes Ohr für mich hatten. Mein Dank gilt insbesondere Hanna Mahlke-Krüger, Tim Wilksen und Oliver Karschnick und nicht zuletzt auch Herrn Professor Bartel als *Spokesman* der Gruppe.

Herrn Professor Bartel danke ich ebenfalls für die viele anregende Kritik und seine Bereitschaft als Gutachter für diese Arbeit zu dienen.

Dann danke ich auch Constanze Lasson für ihre ausdauernde Hilfe beim Formulieren und stilsichere Kenntnis der deutschen Rechtschreibung (alt) und Linus Thorvalds für das Programm, mit dem ich die meiste Zeit zwischendurch verbracht habe.

Erklärung

Ich erkläre hiermit die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt zu haben, ohne andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel zu benutzen.