Bestimmung der Charakteristika des Flugzeitsystems des H1-Detektors zur Messung des Strahluntergrundes

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

am Lehrstuhl Experimentelle Physik V
im Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

vorgelegt von

Christoph Wissing
aus Hattingen (Ruhr)

Dortmund März 1998

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie und das Verständnis der elementaren Wechselwirkungen beschäftigen die Menschheit schon seit der Antike. Doch erst in der jüngeren Vergangenheit stehen theoretische Konzepte und technische Möglichkeiten zu ihrer Überprüfung zur Verfügung. Bei der theoretischen Vorhersage hat sich das sogenannte Standardmodell der Elementarteilchen als besonders erfolgreich erwiesen. Eine Einführung findet man etwa in [Hal84].

Nach dem Standardmodell ist die Materie aus Spin-1/2-Teilchen, den Fermionen, aufgebaut. Es gibt zwölf fundamentale Fermionen, die noch in sechs Quarks und sechs Leptonen eingeteilt werden. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Teilchen sind in Tabelle 1.1 aufgeführt. Zu jedem dieser Teilchen gibt es genau ein Antiteilchen mit entgegengesetzten Quantenzahlen. Ausgenommen ist die Spin-Quantenzahl, die für Antifermionen ebenfalls 1/2 ist. Im Rahmen des Standardmodells sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt. Die Wechselwirkungen werden durch Bosonen, die ganzzahligen Spin besitzen, übertragen.

- Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch das masselose Photon vermittelt, das an alle Teilchen mit elektrischer Ladung koppeln kann, selbst jedoch keine elektrische Ladung trägt.
- Die starke Wechselwirkung wird zwischen den farbgeladenen Quarks durch das masselose Gluon übertragen. Im Gegensatz zu Photonen können Gluonen, da sie selbst Farbladung tragen, mit sich selbst wechselwirken.
- An der schwachen Wechselwirkung nehmen alle Fermionen teil. Die Bosonen, die diese Wechselwirkung vermitteln, sind das elektrisch neutrale Z^0 und die geladenen W^+ und W^-. Alle drei Teilchen sind mit Masse behaftet und können miteinander wechselwirken.
- Die vierte fundamentale Wechselwirkung ist die Gravitation. Für diese Wechselwirkung ist die Quantisierung noch nicht gelungen. Auch der Nachweis eines Bosons, das die Wechselwirkung überträgt, ist noch nicht erbracht.

Die Effekte, die vom Standardmodell beschrieben werden, spielen sich auf einer Längenskala ab, die in der Größenordnung von 10^{-15} m liegt. Nach der Unschärferelation gilt:

Quark	el. Ladung	Masse[a]	Lepton	el. Ladung	Masse
u	2/3	2 – 8 MeV	e^-	–1	511keV
d	–1/3	5 – 15 MeV	μ^-	–1	106 MeV
s	–1/3	100 – 300 MeV	τ^-	–1	1.8 GeV
c	2/3	1.0 – 1.6 GeV	ν_e	0	< 10 eV
b	–1/3	4.1 – 4.5 GeV	ν_μ	0	< 0.17 MeV
t	2/3	≈ 180 GeV	ν_τ	0	< 24 MeV

Tabelle 1.1: Übersicht der fundamentalen Fermionen des Standardmodells. Die Massenangaben sind aus [PDG96] entnommen.

[a]Quarks können nicht als isolierte Teilchen existieren und sind deshalb stets in Hadronen gebunden. Deshalb hängt die Masse der Quarks stark von der Meßmethode ab.

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}. \tag{1.1}$$

Zur Auflösung sehr kleiner Strukturen Δx sind nach Gleichung 1.1 große Impulsüberträge Δp notwendig. Durch den Bau immer leistungsfähigerer Teilchenbeschleuniger wurde so der Zugang zu stets kleineren Strukturen erschlossen.

Aufgabe der experimentellen Elementarteilchenphysik ist dabei neben der Messung der Parameter des Standardmodells und der präzisen Prüfung der Vorhersagen die Suche nach Hinweisen, die eine Erweiterung des bestehenden Modells nötig machen. Eine Forschungseinrichtung, die diesem Zweck dient, ist die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage (HERA) am **D**eutschen-**E**lektronen-**SY**nchrotron (DESY) in Hamburg.

1.1 Der HERA-Speicherring und das H1-Experiment

1.1.1 Der HERA-Speicherring

Im HERA-Speicherring, der einen Gesamtumfang von 6336 m hat, werden Elektronen oder Positronen[1] und Protonen an zwei Wechselwirkungszonen mit hoher Energie zur Kollision gebracht. Um dieses zu ermöglichen, durchlaufen sowohl Positronen als auch Protonen mehrere Vorbeschleuniger, bevor sie in den HERA-Speicherring injiziert werden, in dem die Positronen auf 27.5 GeV und die Protonen auf 820 GeV beschleunigt werden. Abbildung 1.1 zeigt schematisch den Weg der Teilchen. Die Schwerpunktsenergie der Positron-Proton-Kollisionen beträgt $\sqrt{s} \approx 300$ GeV. Wegen der hohen Energien bewegen sich alle Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit. In Tabelle 1.2 sind einige Teilchen mit typischen Energien aufgeführt. Dabei gibt die Größe β die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit an.

[1]Das Positron ist das Antiteilchen zum Elektron. Es ist im Gegensatz zum Elektron positiv geladen, ist aber sonst dem Elektron sehr ähnlich. In den Jahren 1996 und 1997 wurde der HERA-Speicherring mit Positronen und Protonen betrieben.

Teilchen	Energie	Ruhemasse	β
Proton	820 GeV	928 MeV	0.9999993
Elektron	27.5 GeV	0.511 MeV	$1 - 2 \cdot 10^{-10}$
Pion	100 GeV	140 MeV	0.9999990
Myon	10 GeV	106 MeV	0.9999438

Tabelle 1.2: Die Geschwindigkeiten der Teilchen mit Energien, wie sie typisch bei HERA-Experimenten auftreten.

Die bei diesen Kollisionen entstehenden Teilchen werden von den beiden Experimenten H1, welches sich in der Halle Nord befindet, und ZEUS, das in der Halle Süd aufgebaut ist, untersucht. Neben H1 und ZEUS gibt es bei HERA zwei weitere Experimente. In der Halle Ost befindet sich das HERMES-Experiment [HERMES95], bei dem mit dem Elektronstrahl Untersuchungen an polarisierten Gastargets durchgeführt werden. Das Experiment HERA-B [HERA–B94] wird zur Zeit in der Halle West aufgebaut. Hier sollen mit Hilfe des Protonstrahls und einem Drahttarget Fragen zur CP-Verletzung geklärt werden.

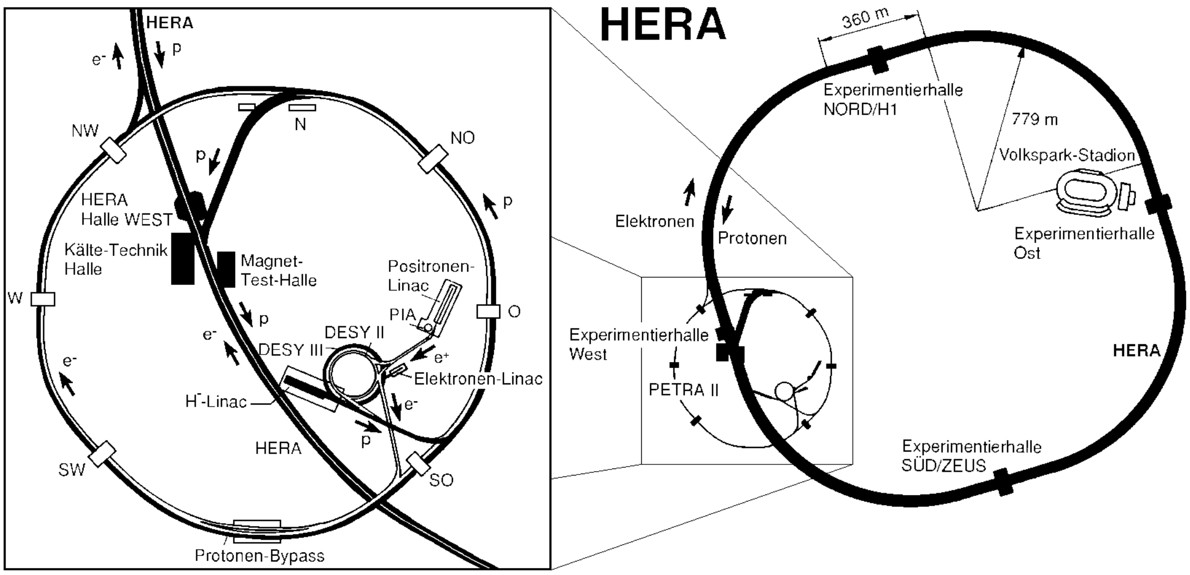

Abbildung 1.1: Der HERA-Speicherring und die dazugehörigen Vorbeschleuniger [Wii91].

Um eine hohe Wechselwirkungsrate zu ermöglichen, können im HERA-Speicherring bis zu 210 Elektron- und Protonpakete (*Bunche*) gespeichert werden. Nicht alle Teilchenpakete besitzen einen Wechselwirkungspartner. Diese Pakete werden *Pilotbunche* genannt und dienen unter anderem der Untersuchung von strahl-induziertem Untergrund.

Die Zeit, die zwischen zwei Strahlkreuzungen vergeht, beträgt 96 ns, wodurch eine Referenz-Frequenz (*HERA-clock*) von 10.4 MHz vorgegeben wird. Die Zeitspanne von 96 ns wird im folgenden mit *HERA-Zeitintervall* bezeichnet. Diese Zeitstruktur ist für alle Experimente und deren Komponenten maßgeblich.

1.1.2 Die Lepton-Proton-Streuung bei HERA-Energien

Die Streuung eines geladenen Leptons am Proton wird durch die beiden Graphen in Abbildung 1.2 beschrieben. Es sind in der einfachsten Näherung zwei unterschiedliche Prozesse möglich.

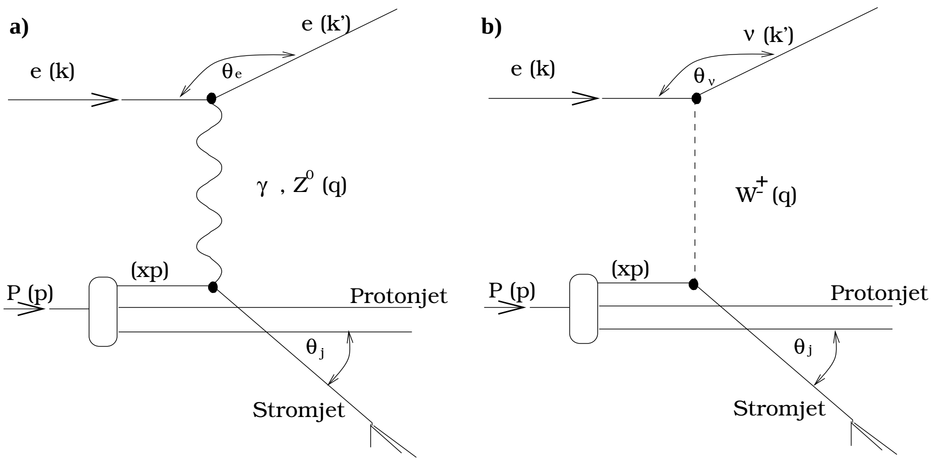

Abbildung 1.2: Diagramme der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung. Die Viererimpulse der Teilchen sind in Klammern angegeben. Diagramm a) zeigt ein Ereignis des neutralen Stromes und Diagramm b) ein Ereignis des geladenen Stromes.

Im Graph a) läuft das geladene Lepton, bei HERA ist dies ein Elektron oder Positron, mit dem Viererimpuls k ein. Bei der Wechselwirkung strahlt es ein virtuelles elektrisch neutrales Boson ab, das entweder ein Photon oder Z^0 sein kann. Dieses Boson wird von einem Parton des Protons absorbiert. Der Gesamtimpuls des Protons ist p. Ereignisse mit dem Austausch eines Photons oder Z^0 werden auch *neutraler Strom* genannt. Nach dem Streuprozeß existieren das gestreute Lepton mit dem Impuls k', das gestreute Parton und der Protonrest. Die beiden letztgenannten hadronischen Endprodukte bilden im Detektor sogenannte Jets.

Im Graph b) ist ein ähnlicher Prozeß gezeigt, der sich jedoch dadurch unterscheidet, daß das ausgetauschte Boson ein geladenes W^+ oder W^- ist. Weil mit dem ausgetauschten Teilchen Ladung übertragen wird, spricht man von *geladenem Strom*. Das bei diesem Prozeß entstehende Lepton ist ein Elektronneutrino bei einlaufendem Elektron oder ein Elektronantineutrino, falls im Anfangszustand ein Positron vorgelegen hat. Neutrinos können im Detektor nicht nachgewiesen werden, in dem deshalb nur der hadronische Endzustand ein Signal erzeugt.

Zur Beschreibung der Ereigniskinematik in der Hochenergiephysik werden die folgenden Variablen benutzt:

- Durch die Energie der kollidierenden Teilchenstrahlen ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie
$$s = (p + k)^2 \tag{1.2}$$
gegeben.

- Der Impulsübertrag des ausgetauschten Bosons ist gegeben durch
$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \tag{1.3}$$

- Im naiven Quark-Parton-Modell ist der Impulsanteil des gestreuten Partons
$$x = \frac{Q^2}{2pq}. \tag{1.4}$$
Der Wertebereich dieser sogenannten Bjørken-Skalenvariablen ist $0 \leq x \leq 1$.

- Eine weitere Skalenvariable ist
$$y = \frac{pq}{pk}. \tag{1.5}$$
Sie mißt im Ruhesystem des Protons den relativen Energieübertrag des gestreuten Leptons auf das ausgetauschte Boson. Der Wertebereich ist klarerweise auf das Intervall $0 \leq y \leq 1$ beschränkt.

Von den oben genannten vier Variablen sind stets nur drei unabhängig voneinander. Es gilt die Beziehung:
$$Q^2 = xys. \tag{1.6}$$

1.1.3 Der H1-Detektor

Eine schematische Darstellung des H1-Detektors ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Eine ausführliche Beschreibung aller Komponenten des Detektors, wie sie bis Ende 1994 benutzt wurden, findet man in [H1-97a, H1-97b]. An dieser Stelle soll ein kurzer Überblick über den H1-Detektor, wie er in den Jahren 1996/97 zur Datennahme benutzt wurde, gegeben werden.

Zur Beschreibung des Detektors und der Teilchenpositionen hat man sich auf ein einheitliches Koordinatensystem geeinigt. Das rechtshändige kartesische System wird dabei derart orientiert, daß die x-Achse zum Zentrum des Speicherringes zeigt. Das ist gleichbedeutend mit der Konvention, daß die positive z-Richtung durch die Flugrichtung des Protonstrahls definiert wird. Als Ursprung des Koordinatensystems wählt man den Wechselwirkungspunkt, der auch als *Vertex* bezeichnet wird. Die Streuwinkel der Teilchen werden in Bezug auf die Protonstrahlrichtung gemessen.

Die dem Wechselwirkungspunkt (1) am nächsten gelegenen Detektorkomponenten sind zwei Siliziumdetektoren [Beh92]. Der CST (**C**entral **S**ilicon **T**racker) umschließt die Stelle des Strahlrohrs, an der die Wechselwirkung stattfindet. Er dient zur möglichst genauen

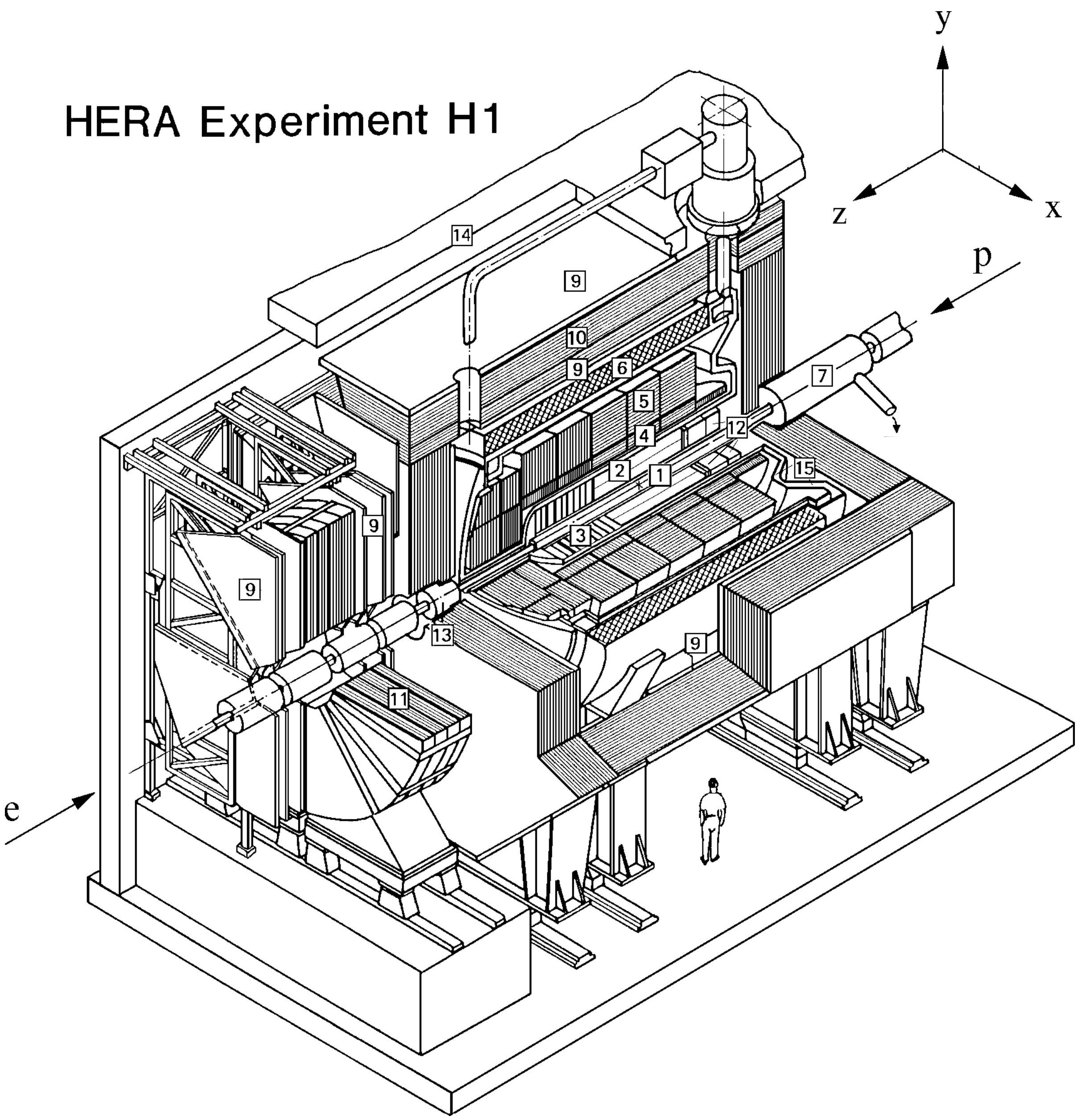

Abbildung 1.3: Der H1-Detektor. Die Ziffern sind im Text erklärt.

Vermessung der Vertexposition. In Flugrichtung der Positronen hinter dem CST befindet sich der BST (**B**ackward **S**ilicon **T**racker), der zur genauen Beobachtung des in den rückwärtigen Bereich gestreuten Elektrons benutzt wird.

Weiter nach außen schließt sich ein komplexes System aus Spurenkammern an, das in zwei Gruppen aufgeteilt werden kann, das zentrale Spurenkammersystem (2) und das vorwärtige Spurenkammersystem (3). Teilchen, die in einen Winkelbereich $25° \leq \theta \leq 155°$ gestreut werden, durchqueren das zentrale Spurenkammersystem. Der von den vorwärtigen Spurenkammern abgedeckte Winkelbereich erstreckt sich über das Intervall $7° \leq \theta \leq 25°$. Alle Kammern arbeiten nach einem vergleichbaren Prinzip. Als Nachweismedium dient jeweils ein Gasgemisch, das von Teilchen aus der Wechselwirkung ionisiert wird. Die entstehenden Ladungsträger werden durch geeignet geformte elektrische Felder Zähldrähten zugeführt, an denen sie ein Signal erzeugen. Die Spurenkammern liefern eine gute Orts- und Zeitinformation.

Die Spurenkammern werden bis auf den rückwärtigen Bereich von einem Flüssigargon-Kalorimeter umschlossen. Hierbei handelt es sich um ein Samplingkalorimeter, bei dem sich Schichten aus aktivem Nachweismaterial und Schichten aus reinem Absorptionsmaterial abwechseln. Der Winkelbereich des Flüssigargon-Kalorimeters umfaßt $4° \leq \theta \leq 154°$. Es ist in zwei Sektionen unterteilt, in eine elektromagnetische (4) und eine hadronische (5). In beiden Teilen wird als aktives Material flüssiges Argon eingesetzt, welches durch Primärteilchen und erzeugte Sekundärteilchen ionisiert wird. In der elektromagnetischen Sektion kommt Blei als Absorber zum Einsatz, während man im hadronischen Teil eine Stahllegierung benutzt. Hauptaufgabe dieses Kalorimeters ist die Messung der Energie der Teilchen, die bei der Wechselwirkung entstanden sind. Aufgrund der hohen Granularität ist zusätzlich auch eine gute Ortsmessung möglich. Das gesamte Flüssigargon-Kalorimeter ist in einem Kryostaten (15) installiert.

Im rückwärtigen Bereich befindet sich das SpaCal (**Spa**ghetti **Cal**orimeter) (12). In diesem Kalorimeter sind dünne szintillierende Fasern in Bleiblöcke eingelegt. Teilchen, die das SpaCal durchqueren, erzeugen im Blei einen Teilchenschauer. Diese Sekundärteilchen erzeugen ein Signal in den Fasern, welches in Form von Licht mit Hilfe von Sekundärelektonenvervielfachern[2] nachgewiesen werden kann. Wie auch das Flüssigargon-Kalorimeter ist auch das SpaCal in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil unterteilt. Wesentlicher Unterschied beider Sektionen ist die Granularität, die im elektromagnetischen Teil neunmal größer ist. Auch das SpaCal dient der Energiemessung. Außerdem erlaubt die feine Segmentierung eine genaue ortsabhängige Messung der Energiedeposition. Zwischen den zentralen Spurenkammern und dem SpaCal ist eine weitere Spurenkammer installiert, die BDC (**B**ackward **D**rift **C**hamber) [Sch96]. Diese rückwärtige Spurenkammer überdeckt etwa die Fläche des SpaCals. Die Signale dieser Spurenkammer werden meist mit denen des SpaCals kombiniert, um so die Identifikation des gestreuten Positrons zu verbessern.

Die bisher beschriebenen Detektorteile befinden sich alle innerhalb einer großen supraleitenden Spule (6), die ein Magnetfeld der Stärke 1.2 Tesla erzeugt. Durch das Magnetfeld dieser Spule werden die Spuren von geladenen Teilchen aufgrund der Lorentz-Kraft gekrümmt. Aus der Krümmung kann der Impuls bestimmt werden. Damit das starke

[2] Im folgenden wird synonym der Begriff Photomultiplier verwendet.

Magnetfeld die Magnetstruktur des HERA-Speicherrings nicht beeinflußt, wurde im hinteren Teil des Detektors eine supraleitende Kompensationsspule (7) installiert, die ein entgegengesetzt gepoltes Feld erzeugt.

Weiter außen schließen sich Myonkammern(9) und das instrumentierte Eisen (10) an. Beide Komponenten dienen zum Nachweis von hochenergetischen Teilchen, die im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert wurden. Durch das ferromagnetische Eisen wird das Magnetfeld zurckgeführt.

Im Vorwärtsbereich des Eisens ist das Plug-Kalorimeter (13) untergebracht. Teilchen, die in das Winkelintervall $0.75° \leq \theta \leq 3.4°$ gestreut werden, deponieren ihre Energie im Plug-Kalorimeter, die dort gemessen wird. In dieses Kalorimeter ist eine Komponente des Flugzeitsystems integriert, das PToF[3] ("Plug-ToF").

Zwischen SpaCal und Kompensatormagnet befindet sich eine weitere Komponente des Flugzeitsystems, das BToF ("Backward-ToF").

Bei einigen Prozessen, die mit dem H1-Detektor untersucht werden, entstehen bei der Positron-Proton-Streuung Hadronen, die schwere Quarks enthalten. Beim Zerfall dieser Hadronen entstehen oft in Vorwärtsrichtung Myonen so hoher Energie, daß sie weder im Flüssigargon-Kalorimeter noch im instrumentierten Eisen absorbiert werden. Auch bei exotischen, im Standardmodell nicht enthaltenen Prozessen erwartet man hochenergetische Myonen. Um den Impuls solcher Myonen messen zu können, ist vor dem instrumentierten Eisen das vorwärtige Myonsystem (11) installiert worden. In diesem System ist ein weiterer Flugzeitzähler, das FToF ("Forward-ToF"), eingebaut.

Damit entstehende Strahlung ausreichend abgeschirmt wird, ist der gesamte H1-Detektor von einer Betonummantelung (14) umgeben.

1.1.4 Motivation und Aufbau der Arbeit

Die Häufigkeit von Untergrundereignissen ist um Größenordnungen höher als die von Physikereignissen. Es gibt mehrere Hauptquellen für Untergrund.

- Durch Zusammenstöße der Strahlpartikel mit den Restgasatomen im Speicherring werden Teilchen produziert, die im Detektor zu Untergrundsignalen führen.
- Einige der umlaufenden Teilchen entfernen sich soweit vom Soll-Orbit, daß sie mit der Wand des Strahlrohres wechselwirken. Die dabei entstehenden Sekundärteilchen machen sich ebenfalls als Untergrund bemerkbar.
- Die von den Elektronen oder Positronen emittierte Synchrotronstrahlung stellt eine weitere Untergrundquelle dar.

Gelingt es mit den in Kapitel 4 erklärten Methoden, die Flugzeiten der am Ereignis beteiligten Teilchen hinreichend genau zu messen, ist eine wirkungsvolle Separation beider

[3]ToF = **T**ime **o**f **F**light = Flugzeit

Ereignisklassen möglich. Dieser Aufgabe soll das Flugzeitsystem, das in den H1-Detektor integriert ist, gerecht werden, indem es die Aufzeichnung von Untergrundereignissen nach Möglichkeit verhindert. Im Rahmen dieser Arbeit sind wichtige Eigenschaften des Flugzeitsystems, wie es in den Jahren 1996 und 1997 in Betrieb war, erstmals untersucht worden.

Grundlagen der im Flugzeitsystem eingesetzten Detektorkomponenten werden im zweiten Kapitel dargestellt. Zur Separation von Physik- und Untergrundereignissen wird das sogenannte *Trigger*system eingesetzt, das in Kapitel 3 vorgestellt wird. In Kapitel 4 werden der Aufbau, die eingesetzte Hardware und die Arbeitsweise des Flugzeitsystem erläutert. In Kapitel 5 werden die Signale des Flugzeitsystems unter verschiedenen Strahlbedingungen diskutiert. Hierbei werden besonders das BToF und das PToF betrachtet, die bisher noch nicht systematisch untersucht wurden. Die Messung des Zeitauflösungsvermögens wird ebenfalls im Kapitel 5 beschrieben. In Kapitel 6 wird die Effizienz des Systems unter verschiedenen Gesichtspunkten betrachtet. Es interessieren zum einen die Effizienz hinsichtlich der Untergrundunterdrückung zum anderen der Einfluß des Flugzeitsystems auf das Verwerfen von Physikereignissen, die eigentlich hätten aufgezeichnet werden sollen. Das siebte Kapitel umfaßt einen kurzen Ausblick auf die geplanten Veränderungen des Flugzeitsystems in der Zukunft.

Kapitel 2

Detektoren zur Zeitmessung

2.1 Szintillatoren

Szintillationsdetektoren kommen bei Experimenten der Hochenergiephysik vielfach zum Einsatz. In diesem Abschnitt sollen die physikalischen Grundlagen dieses Detektortyps kurz dargestellt werden. Da die Szintillatoren des H1-Flugzeitsystems zur Gruppe der organischen Szintillatoren gehören, soll nur dieser Szintillatortyp betrachtet werden. Eine ausführliche Behandlung aller Arten von szintillierenden Materialien und ihrem Einsatz als Detektor findet man beispielsweise in [Leo94, Sau92]

Die für den Szintillationsprozeß verantwortlichen Moleküle besitzen Benzolringstruktur. Übergänge der Valenzelektronen des Kohlenstoffs, die die *p-Orbitale* besetzen und keinem Kohlenstoffatom direkt zugeordnet sind, führen zur Emission von Lichtquanten.

Abbildung 2.1 zeigt typische Energieniveaus, wie sie im organischen Szintillator vorliegen. Dabei wird zwischen *Singulett*zuständen, auf der linken Seite der Abbildung zu sehen, und *Triplett*zuständen unterschieden. Der Grundzustand des Singulettzustandes ist mit S_0 bezeichnet. Angeregte Singulettzustände sind mit S^*, S^{**} und so weiter bezeichnet. Der niedrigste Triplettzustand ist T_0, dessen Energie größer ist als die Energie von S_0. Mit T^*, T^{**} und so weiter bezeichnet man angeregte Triplettzustände. Alle Zustände haben eine Feinstruktur, die bedingt ist durch Schwingungszustände des Moleküls. Die Energieabstände letztgenannter Zustände liegen in der Größenordnung einiger $\frac{1}{10}$eV, während die Abstände der elektrischen Anregungszustände einige eV groß sind.

Werden die Moleküle des Szintillationsdetektors von Teilchen oder Strahlung getroffen, entstehen zahlreiche angeregte Zustände, in der Abbildung angedeutet durch die durchgezogenen Pfeile. Die hoch angeregten S^{**} und höhere Zustände zerfallen nach weniger als 10 ps über den Prozeß, der *internal degradation* genannt wird, strahlungslos in den Zustand S^*. Dieser Zustand zerfällt nach einigen Nanosekunden unter Abstrahlung von Photonen in Schwingungszustände von S_0. Dieser Prozeß ist für den Szintillationseffekt maßgeblich. Dadurch, daß der Übergang auch in angeregte Schwingungszustände von S_0 erfolgt, ist der Szintillator für das von ihm selbst produzierte Licht transparent.

Die angeregten Triplettzustände zerfallen, ohne Strahlung auszusenden, in den Zustand T_0. Obwohl die Energie dieses Zustandes höher als S_0 liegt, kann kein Übergang nach S_0 erfolgen, weil Multipolauswahlregeln diesen Prozeß verbieten. Der Zerfall von T_0-Zuständen erfolgt zumeist über eine Reaktion von zwei Molekülen in diesen Zuständen,

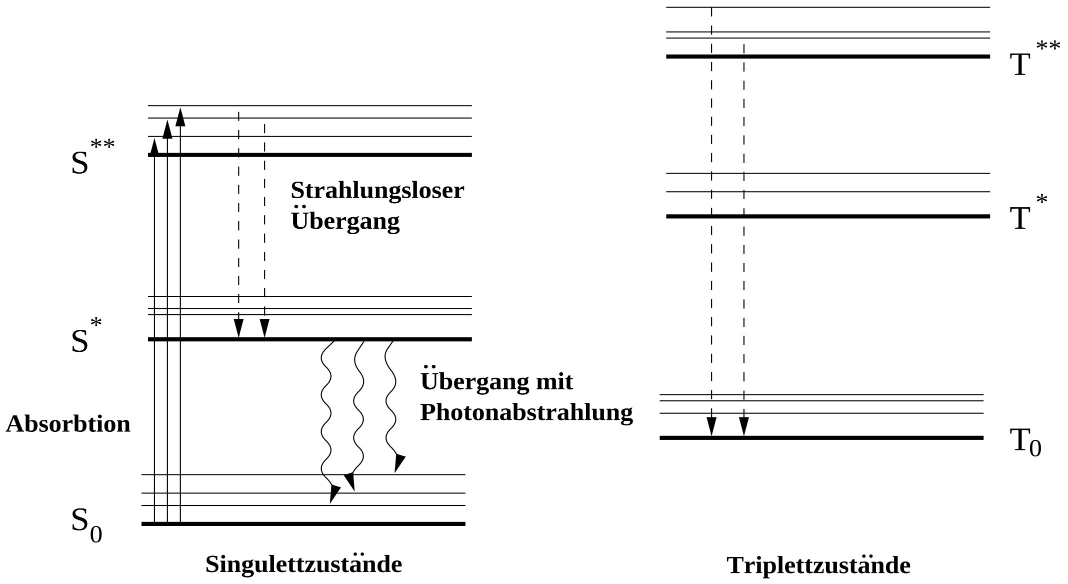

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Energieniveaus eines organischen Szintillators. Auf der linken Seite befinden sich die Singulettzustände und auf der rechten Seite die Triplettzustände.

die dann in Moleküle im Zustand S_0 und S^* und Gitterschwingungen übergehen. Dieser Prozeß ist um Größenordnungen langsamer als der erste.

Für den Einsatz als Detektor werden organische Szintillatoren meist mit geeignetem Plastik vermischt. Dadurch stehen viele Möglichkeiten der Verarbeitung zur Verfügung.

2.2 Photomultiplier

Der im Szintillator entstehende Lichtblitz muß verstärkt werden, damit ein elektronisches Signal erzeugt werden kann. Ein geeignetes Instrument ist der Photomultiplier. Eine schematische Skizze ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Die Lichtquanten aus dem Szintillator lösen durch den Photoeffekt Elektronen aus einer Photokathode, die auf Hochspannung liegt, aus. Durch eine Spannungsteilerschaltung wird zwischen den sich anschließenden Dynoden ein elektrisches Feld erzeugt, in dem die freigeschlagenen Elektronen beschleunigt werden.

Durch die extreme Beschleunigung werden aus den Dynoden weitere Elektronen ausgelöst, die ebenfalls beschleunigt werden. Durch diese Kaskade tritt eine erhebliche Vervielfachung der Zahl der Elektronen auf. Typische Verstärkungen von 10^6 bis 10^8 reichen aus, einen genügend großen Strom an den Anode hervorzubringen, der mit einem Vorverstärker weiterverarbeitet werden kann.

Zwei Prozesse beschränken die Qualität des Photomultipliersignals:

- Bei endlicher Temperatur können vereinzelt Elektronen aus der Kathode austreten,

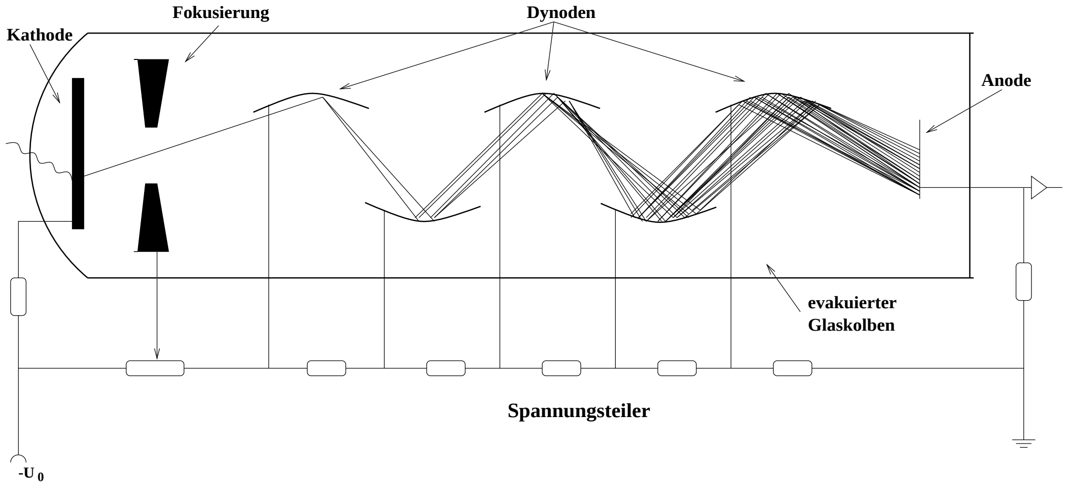

Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers.

ohne daß ein Lichtquant in die Kathode eingedrungen ist. Diese zufällig ausgelösten Elektronen werden verstärkt und machen sich als Rauschen bemerkbar.

- Die Zeitauflösung eines Photomultipliers ist wesentlich limitiert durch die unterschiedlich langen Wege, die ein Elektron von der Kathode bis zur ersten Dynode zurücklegen muß. Hier machen sich die äußeren Abmessungen des Photomultipliers deutlich bemerkbar.

Kapitel 3

Das H1-Triggersystem

In diesem Abschnitt soll die Funktionsweise des H1-Triggersystems beschrieben werden. Es dient zur effektiven Selektion von Physikereignissen. Wie schon vorher erwähnt, kommt es im Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors alle 96 ns zu einem Zusammentreffen von Protonen und Positronen, dies entspricht einer Frequenz von 10.4 MHz. Die physikalisch interessanten Ereignisse treten jedoch nur mit einer Frequenz in der Größenordnung einiger Hz auf. Da der Auslesevorgang des gesamten Detektors mit etwa 2 ms wesentlich länger dauert als die Zeit, die zwischen zwei Strahlkreuzungen vergeht, entsteht eine unvermeidliche Totzeit. Ziel ist folglich, den Detektor nur für bestimmte, interessante Ereignisse auszulesen.

Eine weitere Limitierung stellt die Bandbreite dar, mit der die Daten dauerhaft gespeichert werden können. Sie ist gegeben durch 1.2 MB/s, was etwa einer Ereignisaufzeichungsrate von 10 Hz entspricht. Hieraus ergeben sich für das Triggersystem folgende Anforderungen:

- Die Triggerentscheidung muß möglichst schnell zur Verfügung stehen und dabei sollte die Anzahl der Fehlentscheidungen minimal sein.
- Um den Detektor in seiner Funktion zu überprüfen, müssen auch einige Ereignisse aufgezeichnet werden, die nicht physikalisch motiviert sind.
- Da einige Klassen von Physikereignissen wesentlich häufiger auftreten als andere, muß ihre Aufzeichnungsrate geeignet skaliert werden.

3.1 Die Stufen des H1-Triggersystems

Um diesen Ansprüchen zu genügen, ist das H1-Triggersystem in mehreren Stufen organisiert. Eine schematische Darstellung ist in Figur 3.1 gegeben. Man erkennt, daß die Eingangsrate jeder Stufe deutlich kleiner ist als die der vorherigen. Dadurch kann für die späteren Triggerstufen mehr Zeit für komplexere Analysen der Eingangsdaten gewonnen werden.

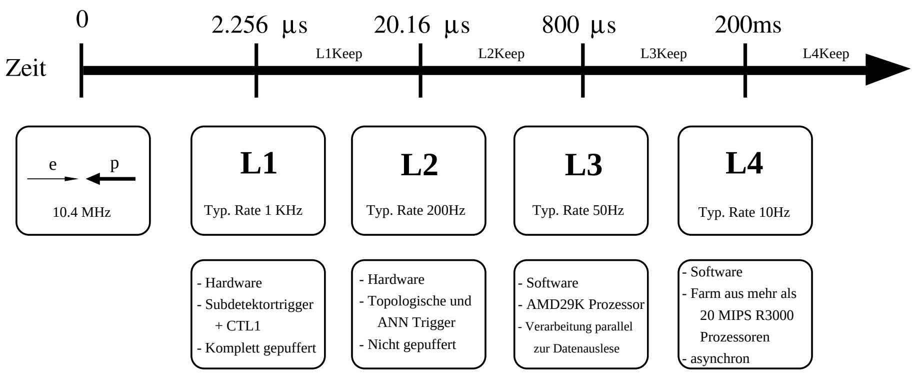

Abbildung 3.1: Die Stufen des H1-Triggersystems.

3.1.1 Die erste Triggerstufe L1

Jeder Subdetektor speichert seine Daten zunächst in einem Ringspeichersystem, das die Daten der letzten 2.3 μs, das entspricht einer Zeit von 24 HERA-Zeitintervallen, aufnehmen kann. Währenddessen werden von den Detektorkomponeten Triggersignale an den zentralen Trigger geleitet. Diese Signale können beispielsweise durch das Überschreiten einer Energieschwelle oder das Ansprechen eines bestimmten Zählers ausgelöst worden sein. Ein solches Triggersignal einer Detektorkomponente wird *Triggerelement* genannt. Der zentrale Trigger synchronisiert und analysiert die Triggersignale der einzelnen Detektorkomponenten. Wird aufgrund dieser Signale ein physikalisch interessantes Ereignis erkannt, wird das Ringspeichersystem angehalten, und die Daten der Detektorkomponenten, die zu diesem Ereignis gehören, werden aus den Ringspeichern entnommen und an die Ereignisrekonstruktionseinheit geleitet. Der Datenfluß ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Durch das Konzept der Ringspeicher arbeitet die erste Triggerstufe totzeitfrei, und es kann so die Problematik umgangen werden, daß einige der Detektorkomponenten eine Zeitspanne mehrerer HERA-Zeitintervalle benötigen, um ein Triggersignal zu generieren. Typisch sind Zeiten von fünf oder sechs HERA-Zeitintervallen. Bedingt durch lange Driftzeiten und aufwendige elektronische Signalintegration kann diese Zeitspanne jedoch bis zu 13 HERA-Zeitintervalle betragen.

Die Hardware des Level 1 (L1) Triggers ist aus schnellen leicht programmierbaren Logik-Bausteinen aufgebaut. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Mittels dieser Bausteine können die 192 Triggerelemente der unterschiedlichen Subdetektoren logisch miteinander verknüpft werden. Es sind 128 verschiedene solcher Kombinationen im System gespeichert. Diese Verknüpfungen werden auch als *Subtrigger* bezeichnet. Ein solcher Subtrigger besteht typischerweise aus der Forderung nach einer physikalischen Größe, etwa das Überschreiten einer Energieschwelle, und einer Kombination von sogenannten *globalen Vetooptionen*. In letzteren wird beispielsweise die richtige Flugzeit oder ein Kriterium für einen Vertex gefordert. Globale Vetooptionen können für die individuellen Subtrigger unterschiedlich sein.

In den eben genannten 128 Subtriggern sind auch solche enthalten, die man als *Moni-*

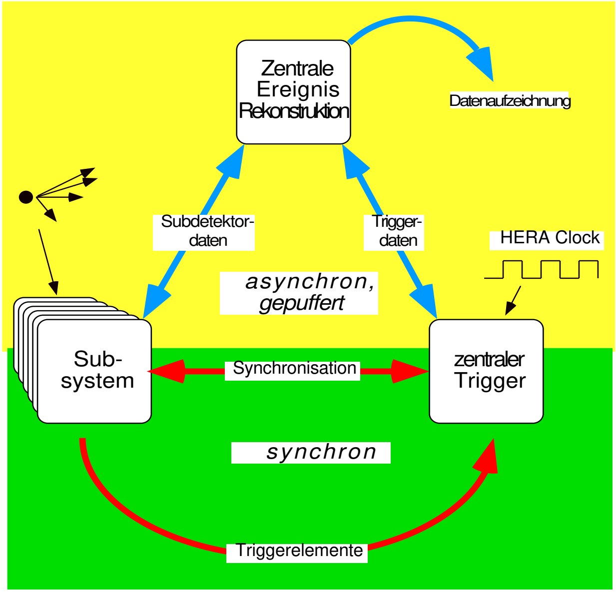

Abbildung 3.2: Der Datenfluß im H1-Experiment.

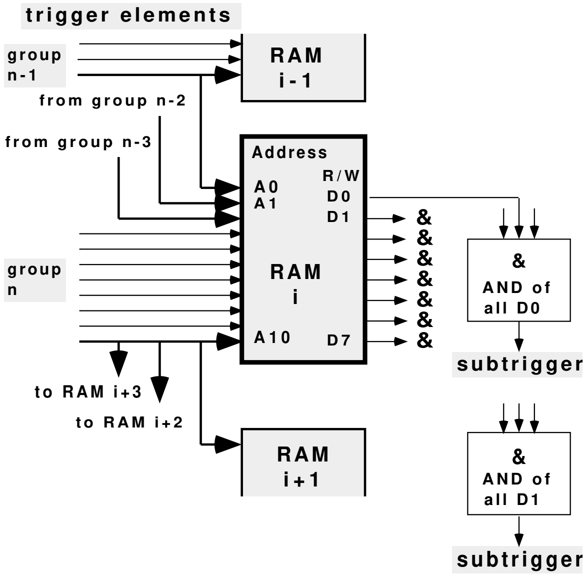

Abbildung 3.3: Aufbau der Triggerhardware mit RAM LookUptables [Sef94].

tortrigger bezeichnet. Solche Trigger werden nicht zum Aufzeichnen von Physikereignissen benutzt, sondern zur Kontrolle der Detektorkomponenten und deren Triggersignalen.

Ein Ereignis kann von der ersten Triggerstufe nur akzeptiert werden, wenn mindestens eine der 128 logischen Bedingungen erfüllt ist. Man spricht dann auch von einem *L1keep*.

3.1.2 Die zweite Triggerstufe L2

Ist ein Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert worden, analysiert die Elektronik der zweiten Triggerstufe (L2) die ausgelesenen Daten, während diese zur Ereignisrekonstruktionseinheit transferiert werden. Hierbei können schon wesentlich komplexere Zusammenhänge, wie etwa die Ereignistopologie [Biz97], zur Triggerentscheidung herangezogen werden. Außerdem gelingt durch den Einsatz speziell trainierter neuronaler Netze [Köh97, Krä97] eine wirkungsvolle Identifikation von Untergrund. Wird ein Ereignis verworfen (*L2reject*), wird der Auslesevorgang des Detektors sofort abgebrochen, um eine weitere Datennahme zu ermöglichen. Falls ein Ereignis von der zweiten Triggerstufe als geeignet eingestuft wird, werden die Daten durch Softwarealgorithmen reduziert. Während dieser Zeit soll in Zukunft eine noch zu implementierende dritte Triggerstufe darüber befinden, ob das Ereignis weiterhin akzeptiert werden soll.

3.1.3 Die vierte Triggerstufe L4

Sofern keine der ersten Stufen das Ereignis verwirft, werden die kompletten Daten an eine Prozessorfarm (Level 4 Filterfarm) gegeben, die das Ereignis fast vollständig rekonstruiert. Die 30 Prozessoren der Prozessorfarm berechnen in einer Zeit von etwa 100 ms zum Beispiel präzise die Vertexposition und die Teilchenspuren unter Berücksichtigung individueller Kalibrationen. Da das Ereignis zu diesem Zeitpunkt nahezu komplett in rekonstruierter Form vorliegt, kann mittels speziell implementierter Filter gezielt nach Physikereignissen bestimmter Klassen gesucht werden. Außerdem findet an dieser Stelle eine Verifizierung der vorherigen Triggerentscheidungen statt. Nach diesen Berechnungen wird abschließend darüber entschieden, ob das Ereignis dauerhaft gespeichert werden soll. Neben der Triggerentscheidung erzeugt die Prozessorfarm eine Vielzahl von Histogrammen, die die Kontrolle der Detektorkomponenten gestattet.

3.2 Die Triggergewichte und die Triggerphasen

Einige der Subtrigger erzeugen eine sehr hohe Rate und würden wegen der unvermeidlichen Totzeit bei der Detektorauslese andere Subtrigger benachteiligen. Um dies zu verhindern, werden solche Subtrigger mit einem Gewicht, einem sogenannten *Prescale*-Faktor versehen. Das heißt, es wird nicht zwangsläufig jedes Ereignis akzeptiert, das diesen Subtrigger gesetzt hat, sondern nur ein Bruchteil, der durch die Höhe des Prescale-Faktors bestimmt ist. Während einer Füllung von Protonen und Positronen, die bis zu zehn Stunden andauern kann, ändern sich die Strahlbedingungen und damit verbunden auch die Raten einzelner Subtrigger. Um eine möglichst einfache Anpassung an die Strahlbedingungen zu gestatten, sind im Triggersystem vier unterschiedliche Sätze von Prescale-Faktoren gespeichert, die bequem umgeschaltet werden können. Jedem dieser gespeicherten Sätze ist eine Triggerphase zugeordnet.

Kapitel 4

Das Flugzeitsystem des H1-Detektors

Die Konfiguration des Flugzeitsystems ist im Laufe der Betriebsjahre mehrmals geändert worden. Das System, das bis zum Ende des Jahres 1994 installiert war, ist ausführlich dargestellt in [Hea95]. Im Datennahmejahr 1995 wurde ein anderes BToF verwendet als in den Jahren 1996 und 1997. Information über dieses System findet man in [Wal96]. Trotz zahlreicher Änderungen an den Flugzeitzählern selbst konnte die Elektronik mit wenigen Anpassungen weiterbenutzt werden.

In diesem Kapitel werden die Flugzeitzähler sowie die Ausleseelektronik beschrieben, die in den Jahren 1996 und 1997 eingesetzt worden sind. Das gesamte System besteht aus drei Komponenten: dem FToF, dem PToF und dem BToF. Dabei dienen das PToF und das BToF der Erfassung der globalen Zeitstruktur eines Ereignisses. Aufgabe des FToF ist die Beobachtung des Protonstrahls und seiner Struktur. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Abbildung des H1-Detektors mit den Installationspositionen der drei Flugzeitzähler.

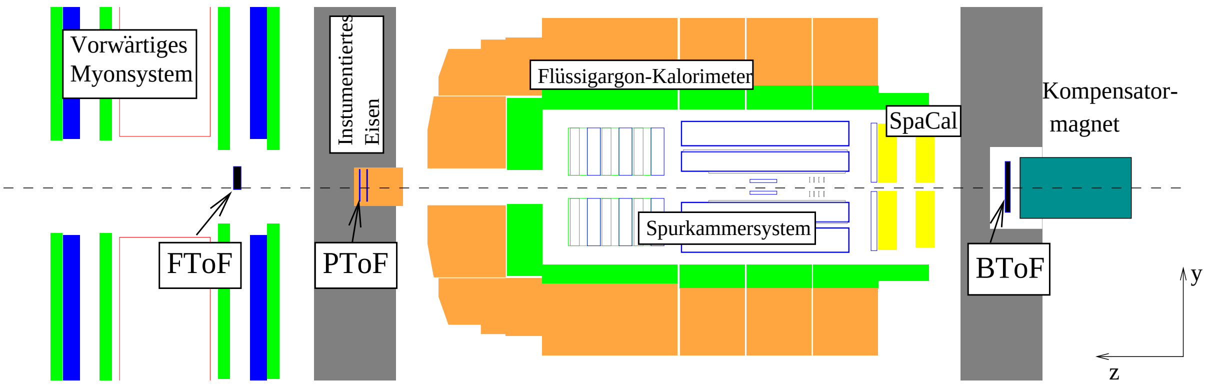

Abbildung 4.1: Einbaupositionen der Flugzeitzähler im H1-Detektor.

4.1 Die ToF-Hardware

4.1.1 Das BToF

Das BToF ist aus vier Szintillatorscheiben aufgebaut. Jede dieser Scheiben hat die Form eines Halbkreises mit einem Außenradius $R = 250$ mm. An der geraden Seite befindet sich eine runde Aussparung mit einem Radius von 67 mm, um eine Installation nahe des Strahlrohres zu ermöglichen (siehe Figur 4.2b). Dieser Aussparung gegenüber ist ein Photomultiplier direkt auf die Scheibe geklebt. Wegen des starken Magnetfeldes kommen beim BToF spezielle Photomultiplier[1] [Jan93, Jan94] zum Einsatz. Jeder Szintillator ist 20 mm dick und auf beiden Seiten mit einer 2 mm starken Bleiabschirmung umgeben (siehe Abbildung 4.2a). Jeweils zwei solcher Szintillatoren werden zu einem Vollkreis zusammengesetzt. Zwei dieser Vollkreise werden direkt hintereinander am Strahlrohr bei $z = -3.2$ m befestigt, wobei die beiden Ebenen um 90 Grad gegeneinander verdreht sind. Eine 4 mm dicke Bleiummantelung schirmt das BToF gegen das Strahlrohr ab.

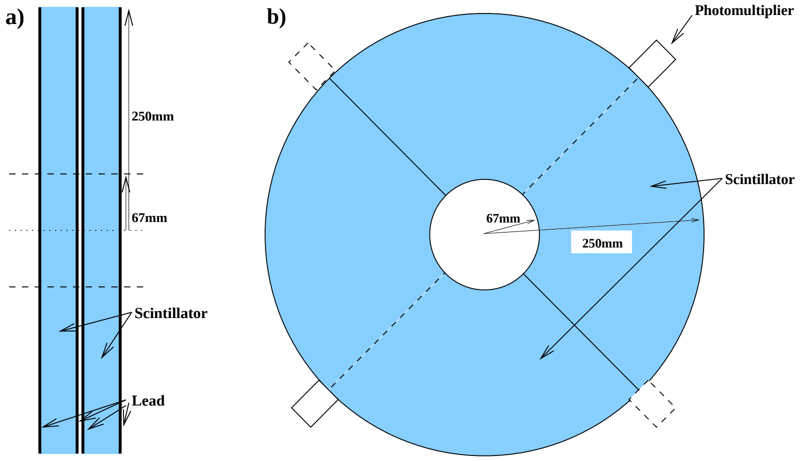

Abbildung 4.2: Die Szintillatoren des BToF in der Seitenansicht a) und der Frontalansicht b) [Wis98].

4.1.2 Das PToF

Das PToF befindet sich innerhalb des vorwärtigen Plug-Kalorimeters bei $z = +5.3$ m. Abbildung 4.3a zeigt eine schematische Darstellung der Absorberstruktur dieses Kalorimeters, die aus Kupfer gefertigt ist. Vor der ersten Absorberschicht und in den drei ersten Zwischenräumen (Numerierung in Flugrichtung der Protonen) verwendet man Schichten aus Silizium, mit denen die Sekundärteilchen, die beim Durchgang hochenergetischer Teilchen entstehen, nachgewiesen werden. Eine detaillierte Beschreibung des Plug-Kalorimeters findet man in [Hil94].

[1] Man benutzt den Photomultiplier des Typs Hamamatsu R5505.

Zwischen dem siebten und achten Kupferabsorber und dem achten und neunten Kupferabsorber befinden sich die insgesamt acht Szintillatorplatten des PToF. In einem Zwischenraum sind jeweils vier Platten untergebracht. Abbildung 4.3b zeigt die Anordnung von vier dieser Szintillatoren, von denen jeder die Maße 150 mm $\times$ 150 mm hat. Um eine Installation möglichst in der Nähe des Strahlrohrs zu gestatten, hat jeder Szintillator an einer Ecke eine Aussparung. Jede Szintillatorplatte ist über einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden. Wegen des starken Magnetfeldes ist der Einsatz besonderer Photomultiplier[2] nötig [Jan93, Jan94].

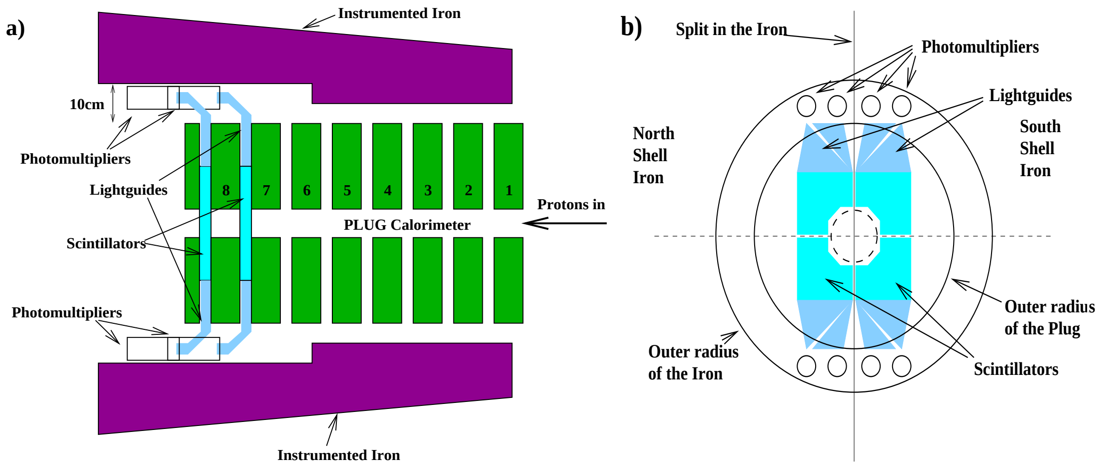

Abbildung 4.3: Installation der PToF-Szintillatoren im Plug-Kalorimeter in der Seitenansicht a) und in der Frontalansicht b) [Wis98].

4.1.3 Das FToF und das qVt-Modul

Das FToF besteht aus zwei Szintillatorplatten mit den Ausmaßen
200 mm $\times$ 600 mm $\times$ 10 mm. Die Platten werden von einer Schicht aus 7.5 mm Blei getrennt. An jeweils einer Seite jedes Szintillators ist über einen Lichtleiter ein Photomultiplier angeschlossen. Das FToF ist bei $z = 7.20$ m direkt oberhalb des Strahlrohrs befestigt. Eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 4.4.

Neben der Beobachtung des Protonstrahls in jedem Ereignis, wird das Flugzeitsystem auch zur Vermessung des Protonstrahlprofils benutzt. Dazu wird ein spezielles NIM[3]-Modul[4] mit besonders guter Zeitinformation eingesetzt. Der Hersteller gibt ein Zeitauflösungsvermögen von 100 ps für dieses Modul an [LeC77].

Im Prinzip ist der Betrieb des qVt-Moduls an jedem der Flugzeitzähler möglich. Durch die Montage des FToF oberhalb des Strahlrohres werden seine Szintillatoren nur äußerst selten von Synchrotronstrahlung der Positronen getroffen, da sich diese nur in der Ebene

[2] Man verwendet den Photomultiplier Hamamatsu R2490.

[3] NIM = **N**uclear **I**nstrument **M**odule [Cos73]

[4] Zum Einsatz kommt das Modul LeCroy 3001 qVt, das im t-Modus (=Zeitmessung) betrieben wird.

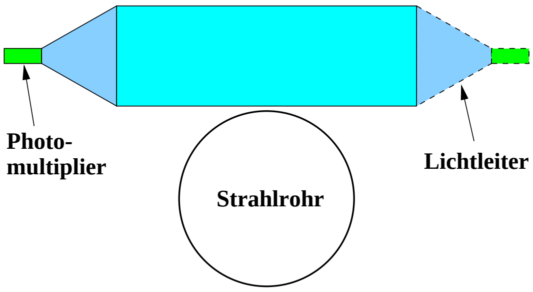

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des FToF.

des Speicherringes ausbreiten kann. Das FToF ist somit aufgrund seiner Einbauposition besonders für diese Vermessung des Protonstrahlprofils geeignet.

4.2 Die ToF-Elektronik

Die Elektronik, mit der das Flugzeitsystem betrieben wird, ist für jedes der einzelnen Untersysteme (BToF, FToF und PToF) sehr ähnlich. Einen stark vereinfachten Schaltplan findet man in Abbildung 4.5. Detaillierte Pläne der Schaltung mit weiteren Informationen befinden sich in Anhang B. Zum Aufbau der Schaltung sind NIM- und CAMAC[5]-Module verwendet worden.

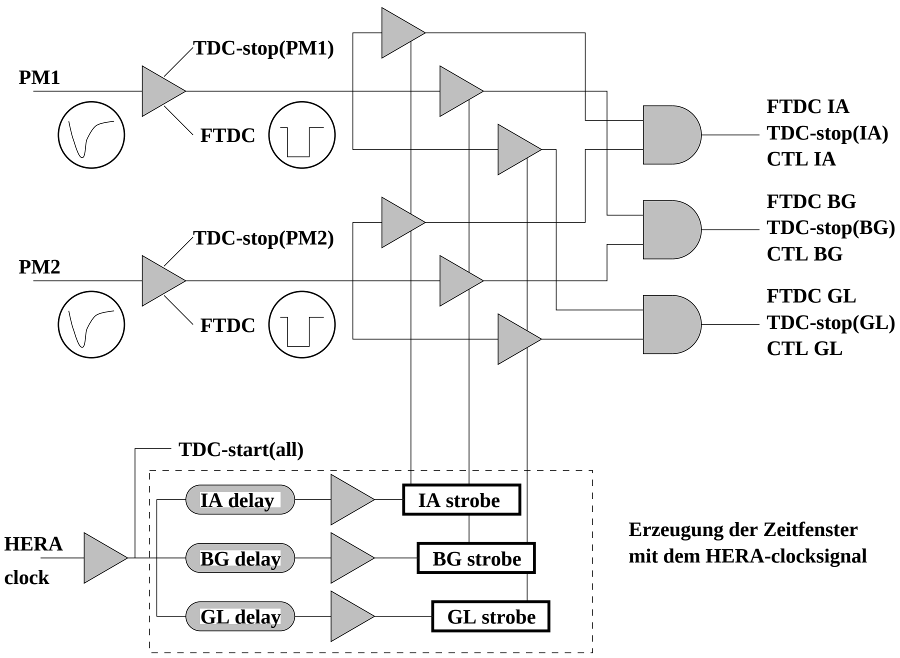

Abbildung 4.5: Vereinfachte Schaltskizze der ToF-Elektronik.

[5]CAMAC ist ein weiterer in der Hochenergiephysik eingesetzter Elektronikstandard[CAM82].

4.2.1 Erzeugung der Zeitfenster

Damit die Zeitstruktur eines Ereignisses vom Flugzeitsystem aufgelöst werden kann, werden drei Zeitfenster definiert: *Interaction*[6], *Background*[7] und *Global*[8]. Die elektronische Realisierung ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Abbildung 4.6 zeigt die Lage der Zeitfenster innerhalb eines HERA-Zeitintervalls. Das Signal der HERA-clock wird zunächst auf drei individuelle Verzögerungsleitungen gegeben. Durch die Länge der Verzögerungsleitung ist der Beginn des jeweiligen Zeitfensters bestimmt. Hinter jede Verzögerungsleitung ist ein Diskriminator geschaltet, mit dessen Ausgangspuls die Länge des Zeitfensters eingestellt wird. Dieses Signal wird mit *Strobe* bezeichnet.

Die von den Photomultipliern kommenden Signale werden von der Elektronik dahingehend untersucht, in welchem der Zeitfenster das Signal liegt. Dazu ist nach den Photomultipliern jeweils ein Diskriminator geschaltet, der einen Rechteckimpuls zur Weiterverarbeitung in der Schaltung zur Verfügung stellt. Jeder Diskriminator ist mit drei sogenannten *Strobeunits* verbunden. Diese Bauteile haben die Eigenschaft, Signale nur passieren zu lassen, wenn das oben erwähnte Strobe-Signal anliegt.

Diese Strobeunits werden mit den Ausgangspulsen der im obigen Absatz erwähnten Diskriminatoren gesteuert. Dadurch kann ein Photomultipliersignal ein oder mehrere Strobeunits nur passieren, wenn es in einem der entsprechenden Zeitfenster liegt.

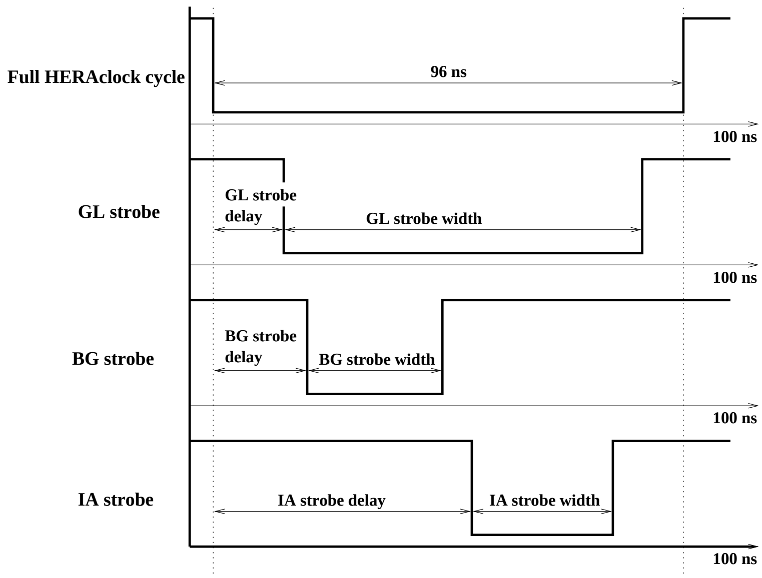

Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Zeitfenster [Wis98].

Danach werden die Signale jeweils an ein Koinzidenzmodul geschickt, das das Signal nur weiterleitet, sofern die Eingangssignale in einem hinreichend kleinen Zeitintervall anla-

[6]Interaction = Wechselwirkung, abgekürzt mit IA.
[7]Background = Untergrund, abgekürzt mit BG.
[8]Global = global/gesamt, abgekürzt mit GL.

gen. Damit wird verhindert, daß Rauschsignale eines einzelnen Photomultipliers ein echtes Ereignis im Szintillator vortäuschen.

Ist das Signal bis hierher in der Schaltung gelangt, kann die Information, in welchen der drei Zeitfenster Teilchen nachgewiesen worden sind, an den zentralen Trigger geschickt werden. In Abbildung 4.5 sind diese Signale mit CLT IA, CTL BG und CTL GL bezeichnet.

Weil die meisten der Subdetektoren mehrere HERA-Zeitintervalle zur Bereitstellung ihrer Triggerinformation benötigen, akzeptiert der zentrale Trigger Triggerinformationen der einzelnen Subdetektoren erst einige HERA-Zeitintervalle nach dem eigentlichen Ereignis. Die Triggerinformation des Flugzeitsystems liegt sehr schnell vor und muß somit verzögert werden, bis der zentrale Trigger Informationen, die zu dem entsprechenden Ereignis gehören, verarbeiten kann.

4.2.2 Online-TDC-Information der ToF-Elektronik

Mit dieser Elektronik werden neben den Triggersignalen noch TDC[9]-Daten erzeugt. Mit dem Signal der HERA-clock wird eine Reihe von TDC-Kanälen gestartet. Die einzelnen Photomultiplier und die Signale mit der Triggerinformation stoppen jeweils einen TDC-Kanal. Damit kann die Zeitinformation jedes einzelnen Photomultipliers beobachtet werden. Die TDC-Information der Triggerinformation gibt Aufschluß über die Lage eines Ereignisses innerhalb eines der Zeitfenster.

Diese TDC-Informationen stehen in Form von Histogrammen an einem Rechner im Kontrollraum zur Verfügung.

4.2.3 FTDC-Informationen für die Offline-Analyse

Die obengenannten TDC-Informationen der Photomultiplier und der Signale für den Trigger werden für Ereignisse, die vom H1-Triggersystem akzeptiert worden sind, auf Datenbändern gespeichert. Weil das Flugzeitsystem kein eigenes Ringspeichersystem besitzt, wird das des zentralen Spurenkammersystems mitbenutzt. Einige der dort installierten VME-Bus basierten FADCs[10] sind mit der Elektronik des Flugzeitsystems verbunden. Die FADCs speichern alle 9.6 ns die von ihnen registrierte Ladung digital ab. Mit einem speziellen Algorithmus [Hea93], der während der Ereignisrekonstruktion läuft, kann daraus eine Zeit berechnet werden. Im folgenden werden diese Zeiten mit FTDC[11]-Zeiten bezeichnet.

[9] **T**ime to **D**igital **C**onverter
[10] **F**ast **A**nalog to **D**igital **C**onverter
[11] **F**ast **T**ime to **D**igital **C**onverter

4.3 Messung der Betriebsparameter des BToF und des PToF

4.3.1 Die Messung der Zeitfenster

Die mit den Strobeunits erzeugten Zeitfenster wurden auf einem Oszillographen sichtbar gemacht. Das Ergebnis für das BToF ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Für jedes der drei Zeitfenster wurde die Länge abgelesen und in Tabelle 4.1 eingetragen. Bei allen Zeitfenstern fällt auf, daß sie an den Rändern nicht unstetig auf den neuen Wert springen. Vielmehr ist das Zeitintervall, das beim Umschalten der Spannung vergeht, etwa 1 ns lang. Durch diese Tatsache ist das Ergebnis, das die Elektronik erzeugt, für Ereignisse, die an den Rändern der Zeitfenster liegen, nicht eindeutig bestimmt.

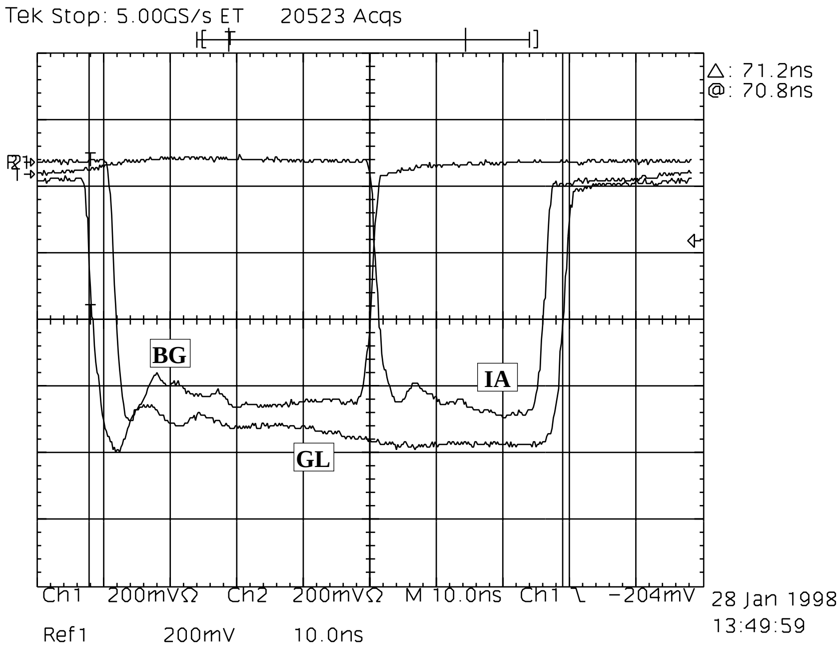

Abbildung 4.7: Mit einem Oszillographen gemessene Zeitfenster des BToF. Vergleiche auch Tabelle 4.1.

BToF		PToF	
Zeitfenster	Zeit	Zeitfenster	Zeit
BToF_IA	(24±2) ns	PToF_IA	(14±2) ns
BToF_BG	(38±2) ns	PToF_BG	(19±2) ns
BToF_GL	(71±2) ns	PToF_GL	(74±2) ns

Tabelle 4.1: Länge der Zeitfenster des BToF und des PToF.

Abbildung 4.8 zeigt die Zeitfenster des PToF, wie sie auf dem Oszillographen erscheinen. Die abgelesenen Werte sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Wie auch bei den Zeitfenstern des BToF fällt auf, daß es an den Rändern Bereiche gibt, in denen sich das Signal nicht unstetig auf den neuen Wert ändert.

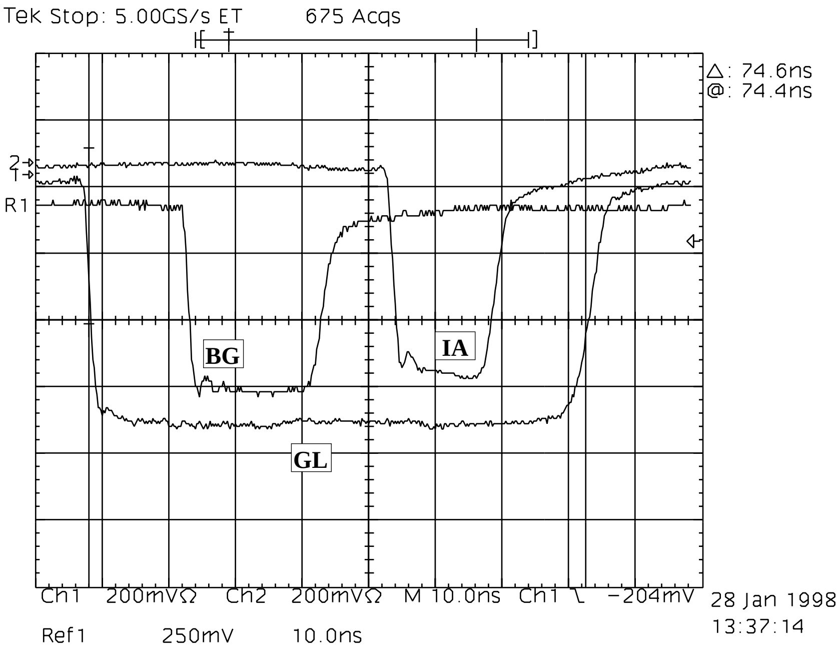

Abbildung 4.8: Mit einem Oszillographen gemessene Zeitfenster des PToF. Siehe auch Tabelle 4.1.

4.3.2 Die Plateau-Ermittlung

Ein wesentlicher Betriebsparameter des Flugzeitsystems ist die Hochspannung, mit der die Photomultiplier betrieben werden. Für den Zusammenhang von Zählrate und Hochspannung erwartet man einen charakteristischen Verlauf. Nach anfänglich schwacher Verstärkung sollte die Verstärkung mit steigender Spannung anwachsen bis schließlich ein sogenanntes *Plateau* erreicht wird. In diesem Plateau-Bereich sind die Verstärkung und damit verbunden auch die Zählrate nur sehr schwach von der Hochspannung abhängig, und daher ist dieser Bereich zum der Betrieb der Photomultiplier besonders geeignet. Steigert man die Spannung weiter, so wird die Zählrate erneut abhängig von der Spannung.

Die optimale Betriebsspannung ist für jeden Photomultiplier unterschiedlich. Außerdem können lokale Gegebenheiten, wie etwa das Magnetfeld an der Einbauposition, den Betrieb des Photomultipliers beeinflussen. Die günstigste Spannung kann daher nur experimentell ermittelt werden. Im Flugzeitsystem ist für diesen Zweck ein Programm installiert, das automatisch die Hochspannung für jeden einzelnen Photomultiplier variiert und die gemessene Zählrate speichert.

In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis einer solchen Vermessung des Pateaus für das BToF dargestellt. Die Teilchen, die in den Szintillatoren nachgewiesen wurden, waren kosmische Myonen. Die Kanäle mit den Bezeichnungen R001, R002 und R003 zeigen deutlich ein

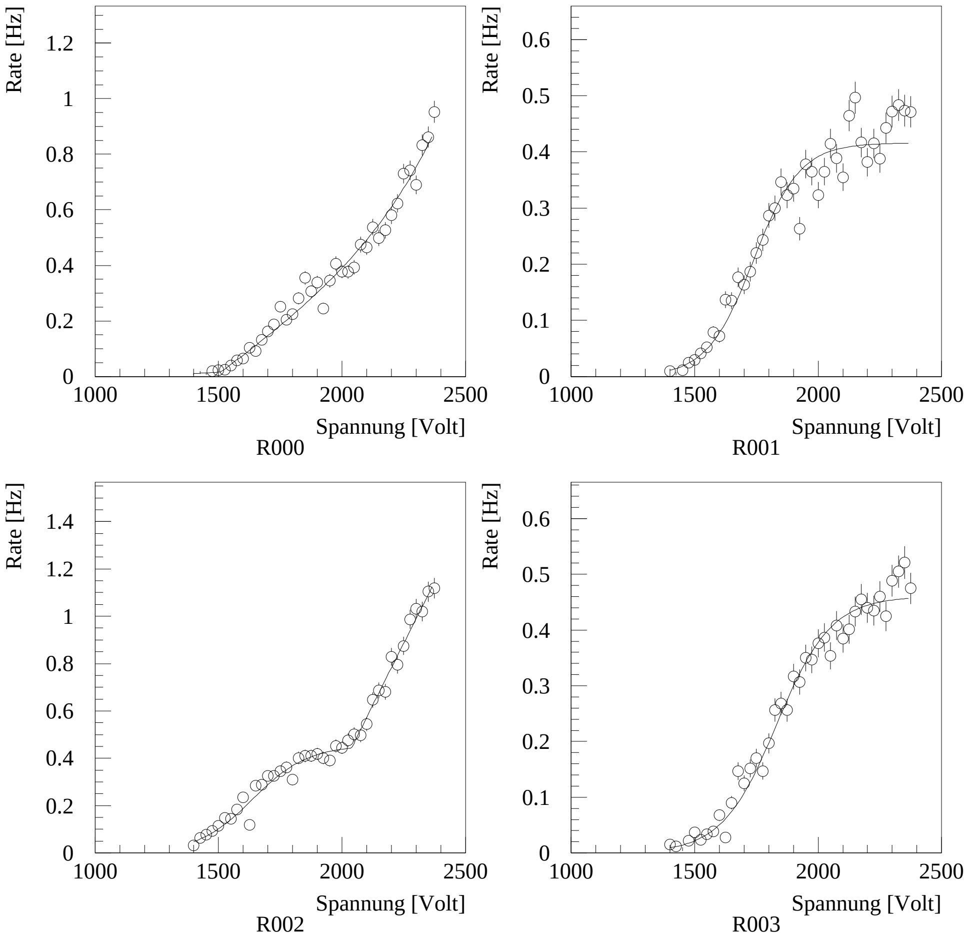

Abbildung 4.9: BToF-Plateau-Vermessung durchgeführt mit kosmischen Teilchen.

Plateau. Der Kanal R000 hat kein deutlich ausgeprägtes Plateau ausgebildet. Der oben beschriebene Zusammenhang von Rate und Spannung ist für den Kanal R002 besonders klar wiederzuerkennen. Die Photomultiplier wurden anschließend jeweils auf einen geeigneten Spannungswert eingestellt, der in Tabelle 4.2 aufgeführt ist.

Die Ergebnisse der Plateau-Vermessung für das PToF sind weitaus weniger instruktiv. Für keinen der acht Photomultiplier ist ein klare Plateauausbildung bei akzeptabler Zählrate zu erkennen, wie Abbildung 4.10 zu entnehmen ist. Es hat den Anschein, daß einige Kanäle bereits bei einer Spannung von etwa 1800 Volt ein sehr schwach ausgeprägtes Plateau haben, bei geringfügig höherer Spannung die Zählrate jedoch schon wieder drastisch mit der Spannung ansteigt. Man beobachtet das beschriebene Verhalten am deutlichsten bei den Kanälen R106 und R107. Bei einer Wiederholung der Plateau-Vermessung würde eine Verkleinerung des Spannungsintervalls bei konstanter Zahl der Meßpunkte das Auffinden eines Plateau-Wertes erleichtern. Bei allen Kanälen des PToF fällt eine sehr hohe

Photomultiplier	eingestellte Spannung
R000	1981 V
R001	1974 V
R002	1850 V
R003	2126 V

Tabelle 4.2: Nach der Plateau-Vermessung eingestellte Betriebsspannung der Photomultiplier des BToF.

Zählrate auf. Sie ist bei einigen Kanälen hundertmal größer als im Falle des BToF. Hier treffen zwei Umstände gleichzeitig zusammen:

- Offensichtlich ist es nicht sinnvoll, die Hochspannung weit über 2000 Volt zu steigern, da bei hohen Spannungen bereits wesentlich das Rauschen der Photokathode verstärkt wird, obwohl kein Szintillatorsignal vorgelegen hat.
- Die Plateau-Vermessung wurde in einer Zeit durchgeführt, nachdem der HERA-Speichering schon viele Wochen mit nur kurzen Unterbrechungen in Betrieb war. Es ist bekannt, daß die Strahlenbelastung insbesondere im Bereich des Plug-Kalorimeters erheblich ist. Ein Teil der Rate, den die PToF-Szintillatoren erzeugen, wird höchstwahrscheinlich gar nicht von kosmischen Teilchen sondern von der Emissionsstrahlung des aktivierten Materials im und in der Nähe des Plug-Kalorimeters herrühren. Als Hinweis möge die Aufzeichnung der Triggerrate des Triggerelementes PToF_IA dienen, die am Computer des Flugzeitsystems am Tag des Plateau-Vermessung abgespeichert wurde. In Histogramm 4.11 ist klar eine Abnahme der Rate über einen Zeitraum von mehreren Stunden zu erkennen. Die hohen Raten, die noch sichtbar sind, wurden aufgezeichnet, als sich noch Teilchenstrahlen im Speicherring befanden.

Weil nach der Plateau-Vermessung keine Möglichkeit mehr bestand, die Messungen mit kosmischen Teilchen zu wiederholen und systematische Studien zur Optimierung durchzuführen, wurde beschlossen, alle Photomultiplier weiter mit einer Spannung von 2000 V zu betreiben. Vor der nächsten Datennahmeperiode sollte die Zeit, in der der Detektor mit kosmischen Teilchen geprüft wird, genutzt werden, um die Hochspannungseinstellung des PToF systematisch zu optimieren.

4.4 Die Signale des Flugzeitsystems

4.4.1 Die Globale Zeitstruktur eines Ereignisses

Das Prinzip der Flugzeitmessung soll an Figur 4.12 erklärt werden. Zu sehen ist eine stark schematisierte Darstellung des H1-Detektors und die Positionen der Teilchenpakete

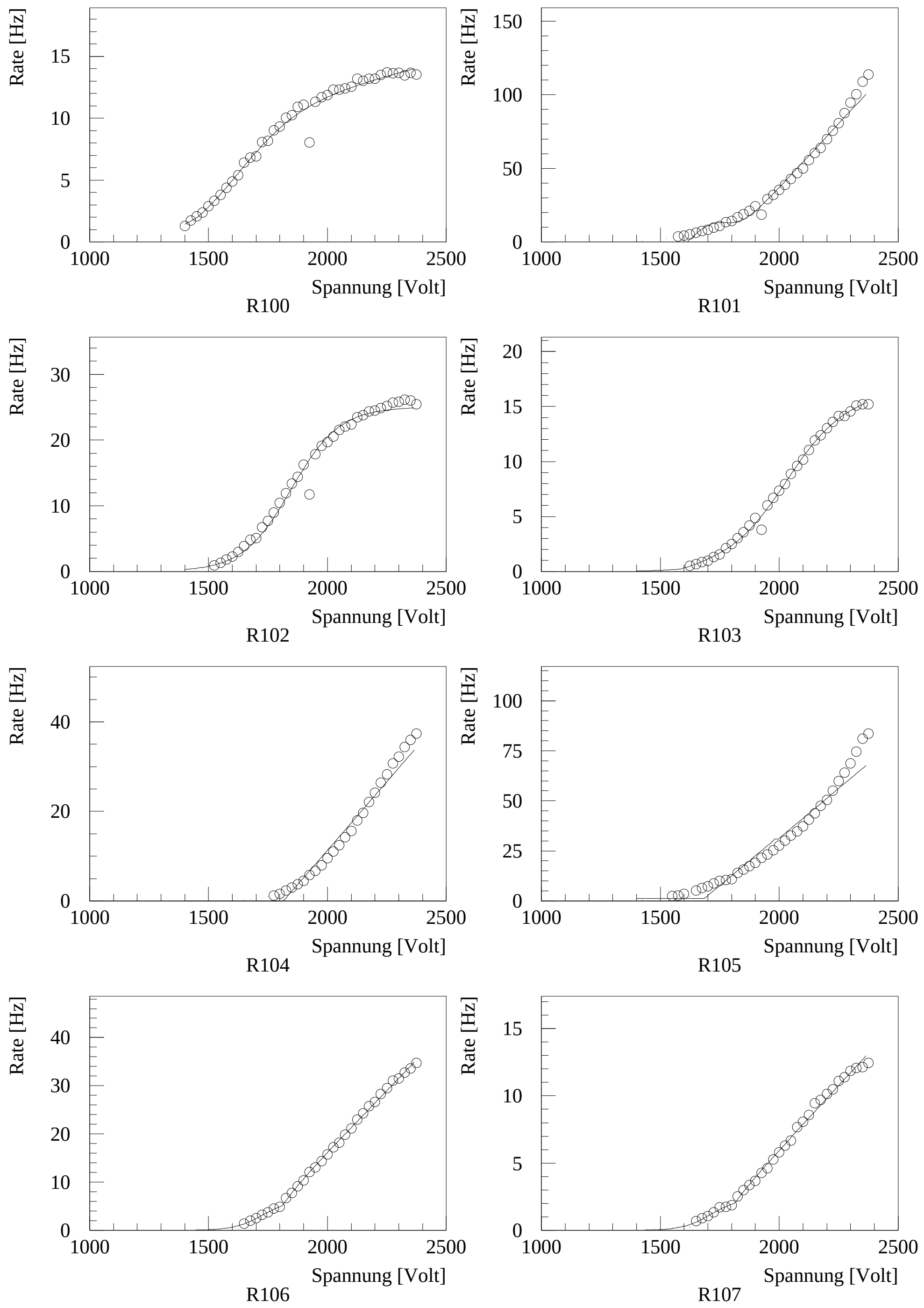

Abbildung 4.10: PToF-Plateau-Vermessung durchgeführt mit kosmischen Teilchen.

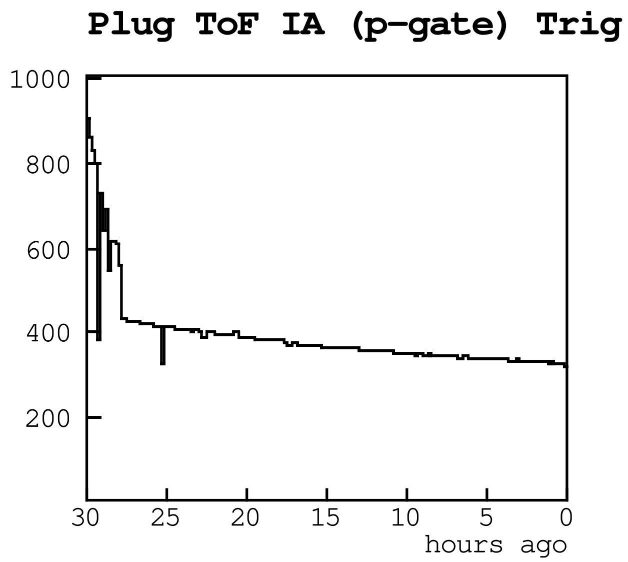

Abbildung 4.11: Die Rate des PToF_IA-Triggers über einen Zeitraum von 30 Stunden.

zu verschiedenen Zeitpunkten. Besonderes Augenmerk gilt in diesen Abbildungen den Flugzeitzählern PToF (auf der linken Seite) und BToF, mit denen die Zeitstruktur eines Ereignisses aufgelöst wird. Die Signale, die die Teilchenstrahlen in den Szintillatoren dieser Zähler erzeugen, sind jeweils auf der entsprechenden Seite dargestellt. Auf der x-Achse dieser Diagramme ist eine Zeitskala in Nanosekunden eingetragen, wobei der Nullpunkt zum Zeitpunkt der Teilchenkollision gewählt wurde.

Wie in Kapitel 1 bereits diskutiert, bewegen sich die Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit. Folglich legt ein Teilchen etwa 30 cm Wegstrecke pro Nanosekunde zurück. Die Zeiten, zu denen an einem Flugzeitzähler ein Teilchen nachgewiesen werden, können leicht berechnet werden.

$$\Delta t_{ToF} = \frac{x_{ToF\_WWP}}{30} \tag{4.1}$$

Dabei ist x_{ToF_WWP} der Abstand des Flugzeitzählers vom Wechselwirkungspunkt in cm.

Nach Gleichung 4.1 benötigt beispielsweise der Positronstrahl etwa 17 ns um die Strecke von 5.30 m zwischen Plug-Kalorimeter und dem Wechselwirkungspunkt zurückzulegen. Folglich durchquert der Positronstrahl etwa 17 ns vor der Wechselwirkung das im Plug-Kalorimeter befindliche PToF. Vom Positronstrahl emittierte Synchrotronstrahlung erzeugt zu dieser Zeit ein Signal. Weil sich die Protonen noch zu weit vom BToF entfernt aufhalten, wird zu diesem Zeitpunkt noch kein Signal im BToF registriert. Bei einer Zeit von etwa –11 ns erreicht der Protonstrahl das BToF. Teilchen, die mit den Protonen fliegen, erzeugen nun ein Signal. Die Positronen werden zu diesem Zeitpunkt von keinem Flugzeitzähler beobachtet. Ungefähr 11 ns nach der Wechselwirkung erreichen der Positronstrahl und eventuell Teilchen aus der Wechselwirkung das BToF und erzeugen dort ein Signal. Weitere 6 ns später, also 17 ns nach der Wechselwirkung, durchqueren der Protonstrahl und möglicherweise Teilchen, die bei der Wechselwirkung erzeugt worden

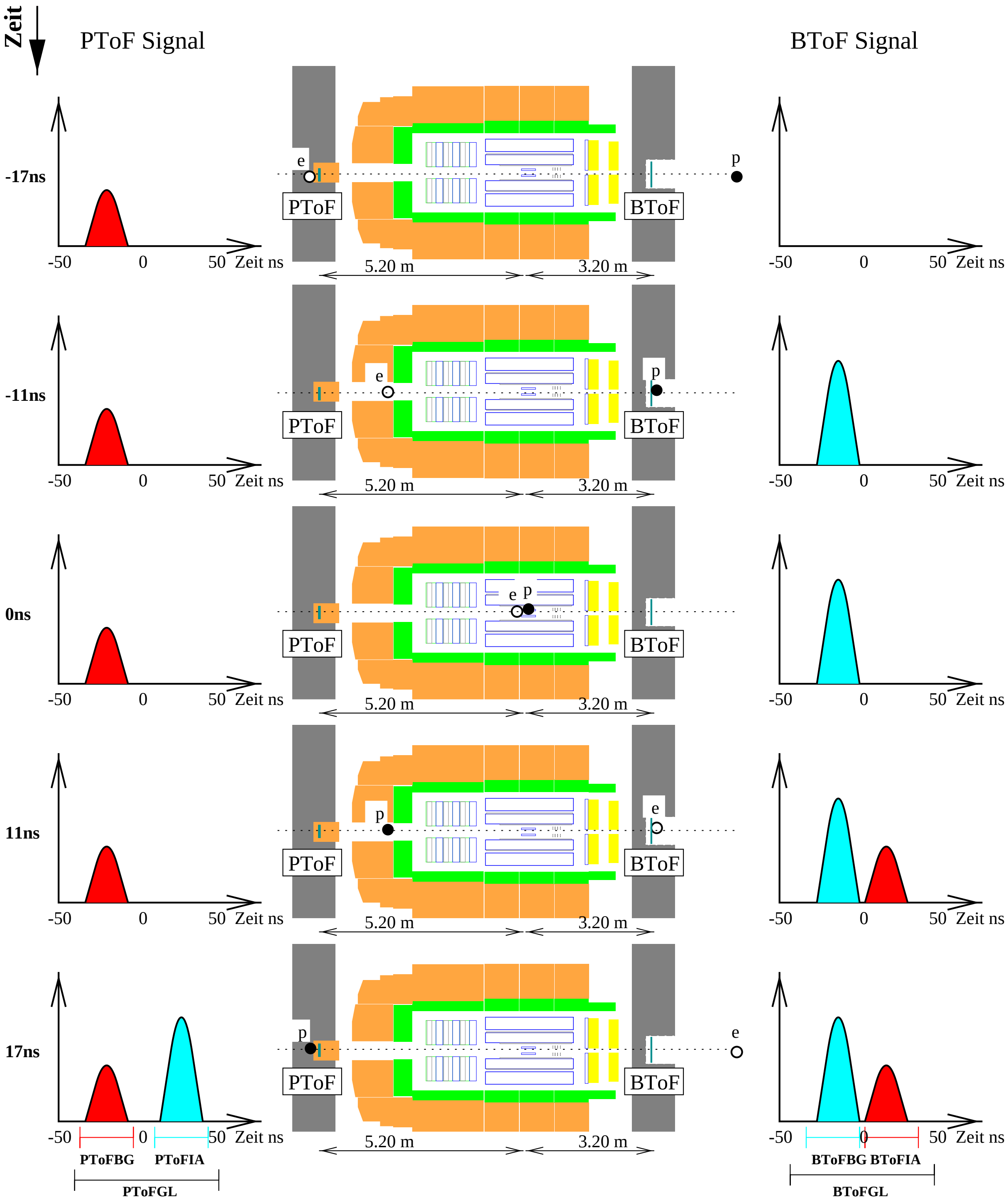

Abbildung 4.12: Die Entstehung der Signale in den Flugzeitzählern. Mit ● ist die Position des Protonbunches und mit ○ ist die Position des Positronbunches gekennzeichnet.

sind, das Plug-Kalorimeter mit dem dort installierten PToF.

Sowohl Breite als auch Höhe der gezeigten Signale sind als Andeutung zu verstehen. Die Breite der Signale wird beeinflußt vom begrenzten Auflösungsvermögen der Flugzeitzähler und von einer endlichen Länge der Teilchenpakete. Außerdem haben Strahlstrom und -qualität Auswirkungen auf die Form der Signale, die mit dem Flugzeitsystem gemessen werden.

4.4.2 Die Zeitstruktur des Protonstrahls

Mit dem FToF wird nur der Protonstrahl und sein kompliziertes Zeitverhalten vermessen. Der Hauptprotonbunch wird durch sogenannte *Satellitenbunche* begleitet, die ihm in einem zeitlichen Abstand von etwa $\pm$ 5 ns folgen. Satellitenbunche können auch in einer Entfernung ganzzahliger Vielfacher von 5 ns auftreten. Satellitenbunche, die vor dem Hauptbunch den Speicherring umkreisen, heißen frühe Satelliten, die anderen entsprechend späte Satelliten. Die Hochfrequenzkomponenten, die am HERA-Speicherring betrieben werden, bedingen diese Struktur.

Die 5 ns-Satellitenbunche sind im Gegensatz zu früheren Betriebsjahren in den Jahren 1996 und 1997 nur schwach gefüllt gewesen. Typische Werte für die Füllung der Satellitenbunche sind einige Prozent. In seltenen Extremfällen treten jedoch auch Füllungen bis zu zwanzig Prozent auf. Satellitenbunche in weiterer Entfernung als 5 ns wurden im genannten Zeitraum nur noch sehr selten oder mit schwacher Signatur beobachtet.

Exemplarisch sind in Abbildung 4.13 zwei Profile des Protonstrahls gezeigt, die mit dem qVt-Modul des FToF über die Länge einer Speicherringfüllung aufgezeichnet wurden. Die Kenntnis des Protonstrahlprofils ist notwendig zur Berechnung der Luminosität [Gog96], deren möglichst genaue Kenntnis für sämtliche Analysen von Physikereignissen von großer Wichtigkeit ist.

Histogramm a) wurde direkt vom Computer entnommen, der sich im Kontrollraum befindet. Es zeigt eine deutliche Füllung des frühen Satelliten. Nur schwach ausgeprägt sind auch Satelliten im Abstand von $\pm$20 ns vom Hauptbunch zu sehen. Ein anders Beispiel, wie das Protonstrahlprofil aussehen kann, wurde aus Offline-Daten rekonstruiert. Hier ist, dargestellt in Histogramm b), deutlich eine Füllung des späten Satelliten auszumachen. Weiter entfernte Satellitenbunche können auch in diesem Histogramm, wenn auch mit schwacher Signatur, erkannt werden. Die Füllung der Satelliten ist in den gezeigten Beispielen mit mehr als 10% vergleichsweise hoch. Bei üblichen Strahlbedingungen beträgt sie meist nur einige Prozent.

Ein kontinuierlicher Untergrund von Teilchen, die keinem Bunch zugeordnet werden können, ist in beiden Beispielen deutlich vorhanden. Er wird verursacht durch Teilchen, die aus den Teilchenpaketen verloren worden sind, oder durch den zufälligem Nachweis kosmischer Myonen.

Neben dieser über eine Speicherringfüllung integrierten Information wird das FToF auch in jedem einzelnen Ereignis benutzt. Ereignisse, bei denen es eine Streuung von einem Positron am einem Proton des frühen Satelliten oder des Hauptbunches gegeben

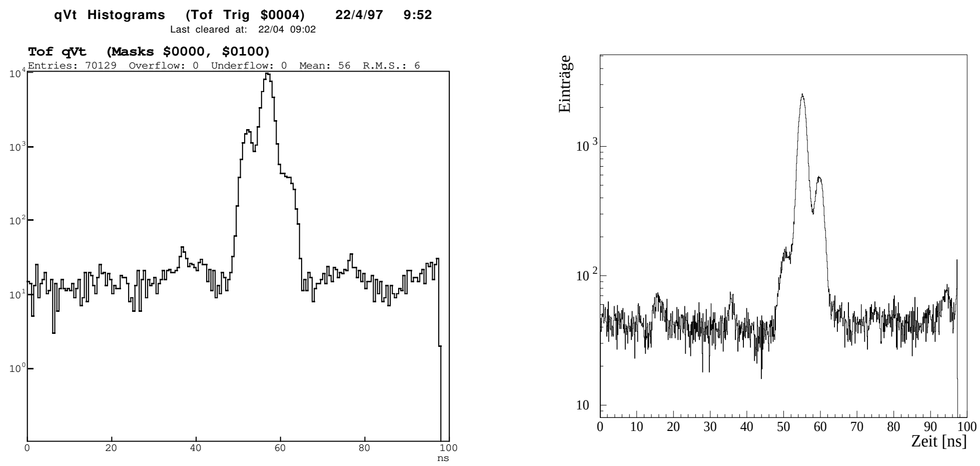

Abbildung 4.13: QVt Histogramme: a) Das Histogramm des Online-Programms zeigt ein Beispiel für die deutliche Füllung des frühen Satelliten. b) Offline rekonstruiertes Histogramm mit einem Beispiel für den stark ausgeprägten späten Satelliten.

hat, sollen akzeptiert werden, während Streuungen vom Positron am späten Satelliten verworfen werden sollen. Die Ereignisse des frühen Satelliten werden aufgezeichnet, weil diese Daten Messungen erlauben, bei denen das Positron unter einem sehr kleinen Winkel gestreut wird. Der frühe Satellit trifft den Positronbunch etwa bei $z \approx 75$ cm. Dadurch wird die Akzeptanz des rückwärtigen Kalorimeters zu Winkeln erweitert, bei denen das Positron weniger stark gestreut wird. Damit wird der kinematische Bereich für kleinere Impulsüberträge Q^2 zugänglich [Pan96].

4.5 Die Triggerelemenete des Flugzeitsystems

Für die oben beschriebenen Signale werden Zeitfenster definiert. Diese Zeitfenster sind für das BToF und PToF an entsprechender Stelle in Abbildung 4.12 eingetragen. Wird ein Teilchen in einem der Zeitfenster nachgewiesen, so wird ein Signal an den zentralen Trigger geleitet. Eine Übersicht über alle Triggerelemente, die das Flugzeitsystem erzeugt, befindet sich in Tabelle 4.3.

4.5.1 Die PToF-Triggerelemente

Das erste Zeitfenster erstreckt sich über den Bereich, in dem der Positronstrahl das PToF passiert. Dieses Fenster wird mit PToF_BG bezeichnet (BG=Background, Untergrund). Wird vom PToF in der Zeit, während es vom Positronstrahl durchquert wird, ein Signal erzeugt, ist anzunehmen, daß mit diesem Positronbunch auch Synchrotronstrahlung oder andere störende Teilchen in den Detektor gelangen. Derartige Ereignisse gelten als Untergrundkandidaten. Ein weiteres Zeitfenster wird über das Intervall geöffnet, in dem Teilchen aus der Wechselwirkung durch das Plug-Kalorimeter fliegen. Das zu diesem Zeitfenster gehörende Triggerelement wird mit PToF_IA benannt (IA=Interaction, Wechselwirkung). Ein weiteres Zeitfenster erstreckt sich über die beiden genannten Intervalle hinweg. Dieses Zeitfenster heißt PToF_GL (GL=Global).

4.5.2 Die BToF-Triggerelemente

Wie für das PToF existieren auch für das BToF drei Zeitintervalle, die mit je einem Triggerelement verknüpft sind. Das globale Zeitfenster BToF_GL erstreckt sich wieder über nahezu den Zeitbereich, der zwischen zwei Strahlkreuzungen verstreicht. Das zeitlich erste Zeitfenster ist auch im Falle des BToF das Untergrundzeitintervall, BToF_BG. Es ist zu beachten, daß dieses Triggerelement von Teilchen ausgelöst wird, die gleichzeitig mit dem Protonbunch das BToF erreichen. Protonbunche, die solche Teilchen mit sich führen, werden mit dem BToF_BG-Trigger als Untergrundkandidaten markiert. Eine Besonderheit dieses Triggerelementes ist, daß es nicht ausschließlich in dem HERA-Zeitintervall, in dem das BToF ein Untergrundereignis registriert hat, an den zentralen Trigger geschickt wird, sondern zusätzlich ein HERA-Zeitintervall vor und drei HERA-Zeitintervalle nach dem eigentlichen Ereignis.

Diese Verlängerung hat folgenden Hintergrund. Einige Detektorkomponenten haben ein deutlich schlechteres Zeitauflösungsvermögen als das Flugzeitsystem. Dadurch bedingt senden sie das Triggersignal nicht immer in dem HERA-Zeitintervall, das zum entsprechenden Ereignis gehört. Folge sind fälschlicherweise erzeugte L1keep-Signale, die Totzeit verursachen. Die Verlängerung des BToF_BG-Triggers verhindert dies, da kein L1keep generiert wird, falls dieses Triggerelement gesetzt ist.

Das zweite Zeitfenster wird durch die Zeitspanne, in der man Teilchen aus der Wechselwirkung an der Position der BToF-Zähler erwartet, definiert. Das zu diesem Zeitfenster gehörende Triggerelement heißt BToF_IA.

4.5.3 Die FToF-Triggerelemente

Die drei Zeitfenster des FToF sind nur um das Signal des Protonstrahls plaziert. Mit dem FToF_IA-Triggerelement werden solche Ereignisse markiert, bei denen von den FToF-Zählern Teilchen nachgewiesen werden, die mit dem Hauptprotonbunch oder dem frühen Satelliten die Position dieser Zähler erreichen. Wird ein Teilchen im Zeitintervall des späten Satelliten registriert, so wird das FToF_BG-Triggerelement gesetzt. Über beide genannten Zeitfenster erstreckt sich das globale Zeitfenster FToF_GL. Weil für das Flugzeitsystem nur acht Triggerelemente zur Verfügung stehen, wird dieses Triggerelement nicht an die zentrale Triggerlogik weitergegeben. Die TDC- und FTDC-Information steht jedoch zur Verfügung.

Triggerelement	Triggername
64	BToF interaction
65	BToF background
66	BToF global
67	PToF interaction
68	PToF background
69	PToF global
70	FToF interaction
71	FToF background

Tabelle 4.3: Die Triggerelemente des Flugzeitsystems.

4.6 Weitere Detektorkomponenten mit Zeitinformation

4.6.1 Das SpaCal

Wegen seiner guten Zeitauflösung [Hut95] wird auch das rückwärtige Kalorimeter, das SpaCal, zur Flugzeitmessung benutzt. Das komplexe System kann hier nur in einigen wichtigen Punkten erklärt werden. Ausführliche Informationen findet man in [Nic96, H1-SP97].

Wie auch beim Flugzeitsystem hat man beim SpaCal Zeitfenster definiert, wobei die Bezeichnungen etwas von denen des Flugzeitsystems abweichen. Mit TOF werden solche Triggerelemente bezeichnet, bei denen die nachgewiesenen Teilchen aus der Wechselwirkung kommen. Registriert das SpaCal Teilchen, deren Eintreffzeit außerhalb des TOF-Fensters liegt, wird ein ATOF-Triggersignal erzeugt. Diese Triggerelemente existieren sowohl für die elektromagnetische als auch für die hadronische Sektion des SpaCals.

4.6.2 Die Vetowand

An der Position $z = -6.5$ m befindet sich die sogenannte große Vetowand (*Veto-wall*). Sie besteht aus zehn Szintillatorplatten, von denen jede über einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden ist. Weitere Details zum Aufbau findet man in [Fla92]. Wie auch bei den Flugzeitzählern werden bei der Vetowand Zeitfenster definiert. Werden Teilchen im Zeitfenster des Protonstrahls nachgewiesen, wird auch von der Vetowand ein Untergrundtriggersignal an den zentralen Trigger gesendet. Vergleichbar mit dem Flugzeitsystem gibt es auch hier ein globales Zeitfenster mit einem entsprechenden Triggersignal. Die große Vetowand überdeckt eine Fläche von etwa 5 m $\times$ 4 m. Das entspricht etwa der Querschnittsfläche des Flüssigargon-Kalorimeters.

Neben der großen Vetowand existiert noch eine kleine Vetowand, die bei $z = -8.1$ m aufgestellt ist. Ihre Abmessungen sind 100 cm $\times$ 90 cm. Hier kommen vier Szintillatorplatten mit Photomultiplierauslese zum Einsatz. Die Arbeitsweise ist völlig analog zur großen Vetowand.

4.6.3 Die zentrale Spurenkammer

Eine weitere wichtige Detektorkomponente, die ein wesentliches Zeitsignal liefert, ist die zentrale Spurkammer CJC (**C**entral **J**et **C**hamber). Die Zeitinformation steht jedoch erst zur Verfügung, wenn der Level 4 Trigger seine Entscheidung fällt. Diese Verzögerung kommt durch die unvermeidlichen Driftzeiten, die elektronische Signalintegration und die Spurrekonstruktion zustande.

Der Algorithmus, der neben der Spurrekonstruktion auch den Nullpunkt des Ereignisses auf der Zeitskala ermittelt, macht sich die Konstruktion der Spurkammer zu Nutze. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Zähldraht der Kammer von Teilchen aus der Wechselwirkung in sehr kleiner Entfernung passiert wird, ist groß. Dadurch ist ein Referenzzeitpunkt gegeben, von dem ausgehend der Zeitpunkt der Wechselwirkung mit einer Genauigkeit von etwa 1.1 ns extrapoliert werden kann [Stei94]. Die Güte dieser Extrapolation hängt dabei wesentlich von der Qualität der Spurrekonstruktion ab. Die Rekonstruktion gelingt umso besser, je weniger Teilchen Spuren in der Kammer erzeugt haben.

4.6.4 Die Proton-Pickup-Einheit

Eine weitere Detektorkomponente, mit der die Struktur und das Zeitverhalten des Protonstrahls kontrolliert werden kann, ist die Proton-Pickup-Einheit [Kar96]. Man nutzt hier den Effekt, daß die elektrisch geladenen Protonen ein Stromsignal induzieren, wenn sie durch eine Leiterschleife fliegen. Diese Leiterschleife ist bei $z \approx 3$ m ins Strahlrohr eingelassen. Die entstehenden Spannungspulse werden mit einem schnellen Oszillographen aufgezeichnet und gespeichert. Anders als bei der Messung mit dem qVt-Modul werden sie nicht integriert sondern für jeden einzelnen Protonbunch gemessen.

Die Daten der Proton-Pickup-Einheit werden nicht zur Analyse von Physikereignissen herangezogen, gestatten jedoch, die Eigenschaften des Protonstrahls nachträglich zu kontrollieren.

In Abbildung 4.14 sind zwei beispielhaft ausgewählte Histogramme zu sehen, in denen die Daten der Proton-Pickup-Einheit dargestellt sind. Das obere Histogramm zeigt die Induktionsspannung, die mit dem Oszillographen aufgezeichnet worden ist. Die etwas ungewöhnlich Zeiteinheit von 0.3 ns ist durch die Aufzeichnungsfrequenz des Oszillographen gegeben. Das erste sehr schmale Signal wird vom Positronstrahl hervorgerufen, während das zweite vom Protonstrahl erzeugt wird. Im unteren Histogramm ist über alle Einträge des oberen Histogramms summiert worden. In dieser Darstellung ist das Profil des Protonstrahls gut zu erkennen.

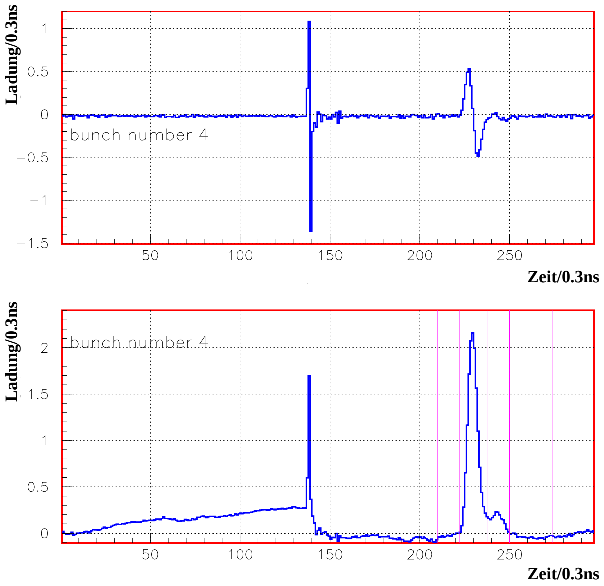

Abbildung 4.14: Von der Proton-Pickup-Einheit aufgezeichnete Daten. Oben: Induzierte Spannung. Unten: Integriertes Signal.

Kapitel 5

Die Untersuchung der Flugzeitdaten unter verschiedenen Bedingungen

Die vom Flugzeitsystem registrierten Daten hängen maßgeblich von den Strahlbedingungen ab, die zur Zeit der Aufzeichnung herrschen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit dem Flugzeitsystem Daten unter verschiedenen Randbedingungen aufgezeichnet und analysiert. Messungen wurden durchgeführt:

- mit kosmischen Myonen,
- nur mit Positronstrahl,
- nur mit Protonstrahl,
- während des Betriebs mit beiden Teilchenstrahlen,
- und unter Standarddatennahmebedingungen.

5.1 Daten kosmischer Teilchen

Auch während der Zeit, in der sich im HERA-Speicherring keine Teilchenstrahlen befinden, wird der H1-Detektor laufend von Teilchen der kosmischen Strahlung getroffen. Diese kosmischen Teilchen sind fast ausschließlich Myonen.

Durch die statistische Verteilung der kosmischen Teilchen, können die Signale des Flugzeitsystems unabhängig von der Strahlstruktur untersucht werden. Obgleich die sensitive Fläche der Szintillatoren des Flugzeitsystems verglichen mit dem gesamten Detektorvolumen sehr klein ist, werden vom Flugzeitsystem kosmische Teilchen mit einer Rate, die in der Größenordnung von 1 Hz liegt, nachgewiesen.

5.1.1 Signale kosmischer Teilchen im BToF

Abbildung 5.1 zeigt für jeden der vier Photomultiplier des BToF die rekonstruierte FTDC-Zeit. Die Zeitskala von –100 ns bis 0 ns ist willkürlich. In der Zeitrekonstruktion kann ein absoluter Wert zur Fixierung dieser Skala gewählt werden.

Die Verteilungen sind nicht ganz flach, wie man es für kosmische Teilchen erwarten würde. Es treten vermehrt Einträge im Abstand von 9 bis 10 ns auf, was besonders deutlich im Falle des Photomultipliers 3 zu sehen ist. Hier macht sich die Arbeitsfrequenz des FTDC-Systems der Spurenkammern bemerkbar. Sie beträgt 104 MHz und ist damit zehnmal größer als die Frequenz der HERA-clock. Dadurch werden die FTDC-Kanäle im Abstand von 9.6 ns ausgelesen. Der Rekonstruktionsalgorithmus [Hea95] ist offenbar von diesem Zeitintervall beeinflußt. In diesem Algorithmus werden einige Parameter benutzt, die experimentell optimiert werden können. Weil diese Parameter für das aktuelle Flugzeitsystem nicht speziell angepaßt worden sind, könnten gezielte Untersuchungen eine Verbesserung bringen.

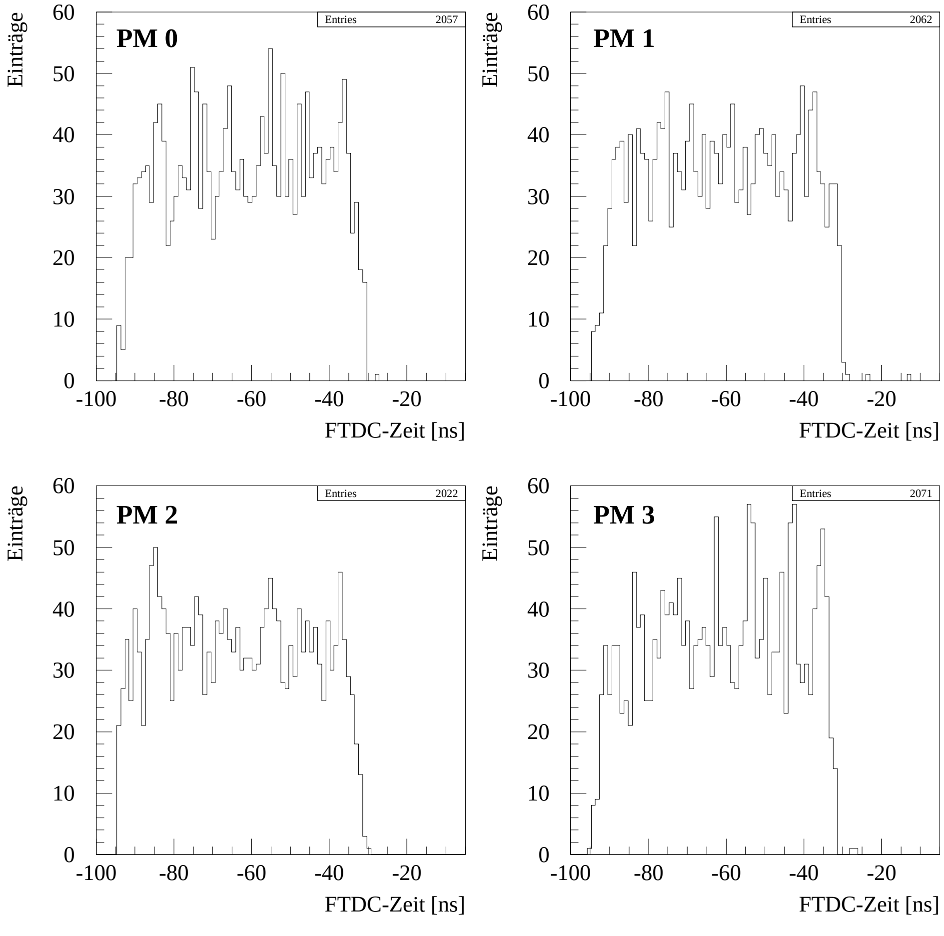

Abbildung 5.1: Zeitsignal jedes BToF-Photomultipliers beim Nachweis von kosmischen Teilchen mit dem BToF.

Damit Ereignisse mit einem Signal im BToF überhaupt aufgezeichnet werden, muß der zentrale Trigger entsprechend programmiert werden. Ein Ereignis wurde aufgezeichnet, sobald eines der drei Triggerelemente, die das BToF erzeugen kann, gesetzt war. Weil das Zeitfenster des Triggerelementes BToF_GL nicht die kompletten 96 ns überdeckt (vergleiche Tabelle 4.1), sind auch nur solche Ereignisse aufgezeichnet worden, bei denen die gemessene Zeit im Zeitfenster dieses Triggerelementes lag.

Die Zahl der von jedem einzelnen Photomultiplier registrierten Ereignisse ist für alle vier Kanäle nahezu gleich. Der größte Wert liegt nur 3% höher als der kleinste. Aus dieser Tatsache schließt man, daß Betriebsparameter, wie Hochspannung und Diskriminatorschwellen, gut eingestellt waren.

Neben den Zeitsignalen, die von den einzelnen Photomultipliern erzeugt werden, sind die Triggersignale wichtig. Die Abbildungen 5.2a bis c zeigen die FTDC-Zeitspektren der drei BToF-Triggersignale. Auch für diese Zeitspektren ist der Nullpunkt der Zeitskala willkürlich. Die Breite des FTDC-Zeitsignals vom BToF_IA-, vom BToF_BG- und vom BToF_GL-Triggerelement ist jeweils in Tabelle 5.1 eingetragen. Zum Vergleich befinden sich in dieser Tabelle erneut die mit dem Oszillographen gemessen Längen der Zeitfenster aus Kapitel 4.3.1. Die Breite der FTDC-Zeitsignale von BToF_IA und BToF_BG ist in guter Übereinstimmung mit den erwarteten Werten. Für das FTDC-Zeitsignal des BToF_GL-Triggerelementes würde man aufgrund der mit dem Oszillographen gemessenen Länge des Zeitfensters eine größere Breite erwarten.

Zeitfenster	Messung mit Oszillograph	FTDC-Zeit	Zentraler Trigger
BToF_IA	(24 ± 2) ns	(26 ± 1) ns	(27 ± 1) ns
BToF_BG	(38 ± 2) ns	(39 ± 1) ns	(38 ± 1) ns
BToF_GL	(71 ± 2) ns	(65 ± 1) ns	(65 ± 1) ns

Tabelle 5.1: Mit einem Oszillographen gemessene Länge der Zeitfenster verglichen mit den aus Abbildung 5.2 abgelesenen Werten.

In Abbildung 5.2d ist im offenen Histogramm die FTDC-Zeit des BToF_GL-Triggers gezeigt. Bis auf wenige Einträge am Anfang und in der Mitte des Spektrums wird fast der ganze Bereich von Ereignissen mit BToF_BG- und BToF_IA-Triggersignal überdeckt. Im Zeitintervall zwischen etwa –86 ns bis –48 ns liegen die Ereignisse mit einem BToF_BG-Trigger. Diese sind im Histogramm dunkel schattiert. Hell schattierte Ereignisse, die in das Intervall zwischen etwa –50 ns und –23 ns fallen, lösen den BToF_IA-Trigger aus. Die Breite der Zeitintervalle, in denen ein Signal für den zentralen Trigger erzeugt wird, ist ebenfalls in Tabelle 5.1 eingetragen. Ein Vergleich mit der direkten Messung aus Kapitel 4.3.1 und der Breite des FTDC-Zeitspektrums zeigt eine Übereinstimmung nur für die Zeitfenster BToF_BG und BToF_IA.

Im Bereich, in dem sich beide Zeitfenster sehr nahe sind, werden einige Ereignisse werder mit dem BToF_BG-Trigger noch mit dem BToF_IA-Trigger markiert, andere haben sowohl das Interaction- als auch das Backgroundtriggerelement gesetzt. Hier macht sich die Tatsache bemerkbar, daß es am Ende der Zeitfenster Ineffizienzen der Elektronik gibt [Mav93].

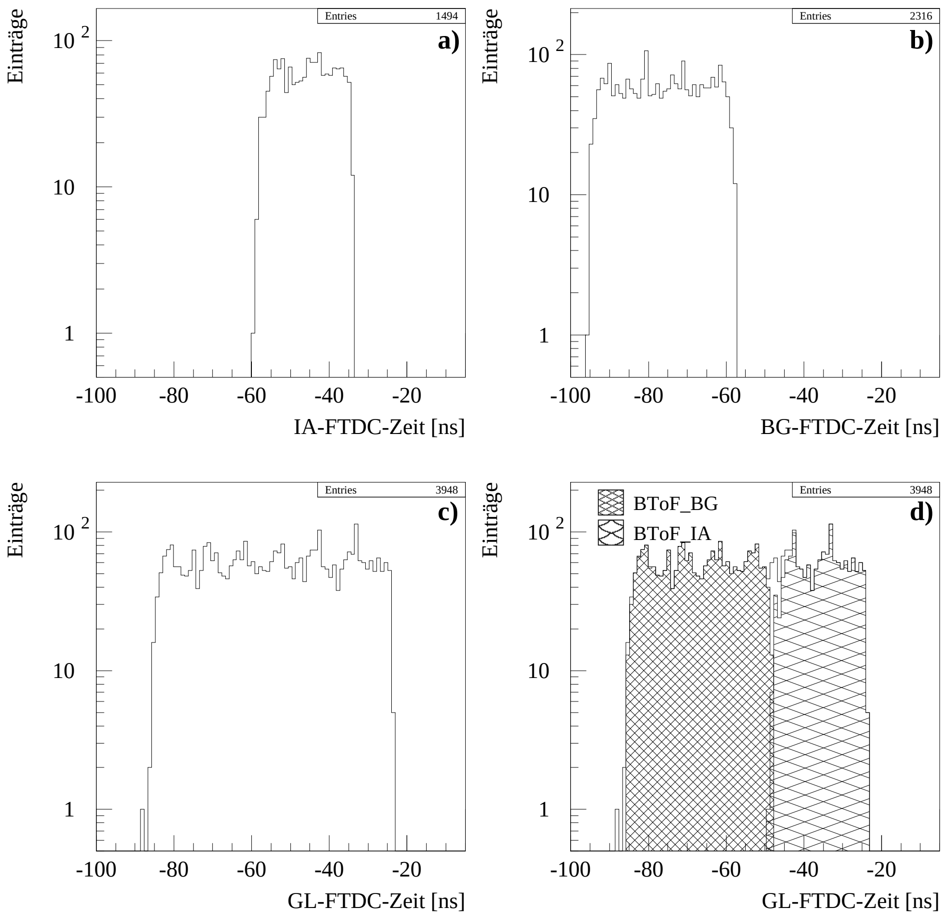

Abbildung 5.2: FTDC-Zeitspektren der BToF-Triggersignale bei kosmischen Teilchen: a) BToF_IA b) BToF_BG c) BToF_GL. d) Das offene Histogramm zeigt erneut das FTDC-Signal des BToF_GL-Triggerelementes. Dunkel schattiert sind die Ereignisse, die zusätzlich ein BToF_BG-Triggersignal im zentralen Trigger hatten, hell schattiert diejenigen, mit BToF_IA-Triggersignal im zentralen Trigger.

5.1.2 Signale von kosmischen Teilchen im PToF

Während der Analyse der Flugzeitdaten des PToF wurden erhebliche Probleme mit seinen Triggerelementen aufgedeckt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte eine Korrekturfunktion erarbeitet werden. An den hier gezeigten Daten des PToF wurde die Korrektur bereits durchgeführt. Auf den Fehler und die Vorgehensweise zur Beseitigung wird am Ende des Kapitels eingegangen.

Die FTDC-Zeitspektren der PToF-Triggerelemente und ein Vergleich mit Triggerelementen, die vom zentralen Trigger aufgezeichnet wurden, sind in Abbildung 5.3 zu sehen.

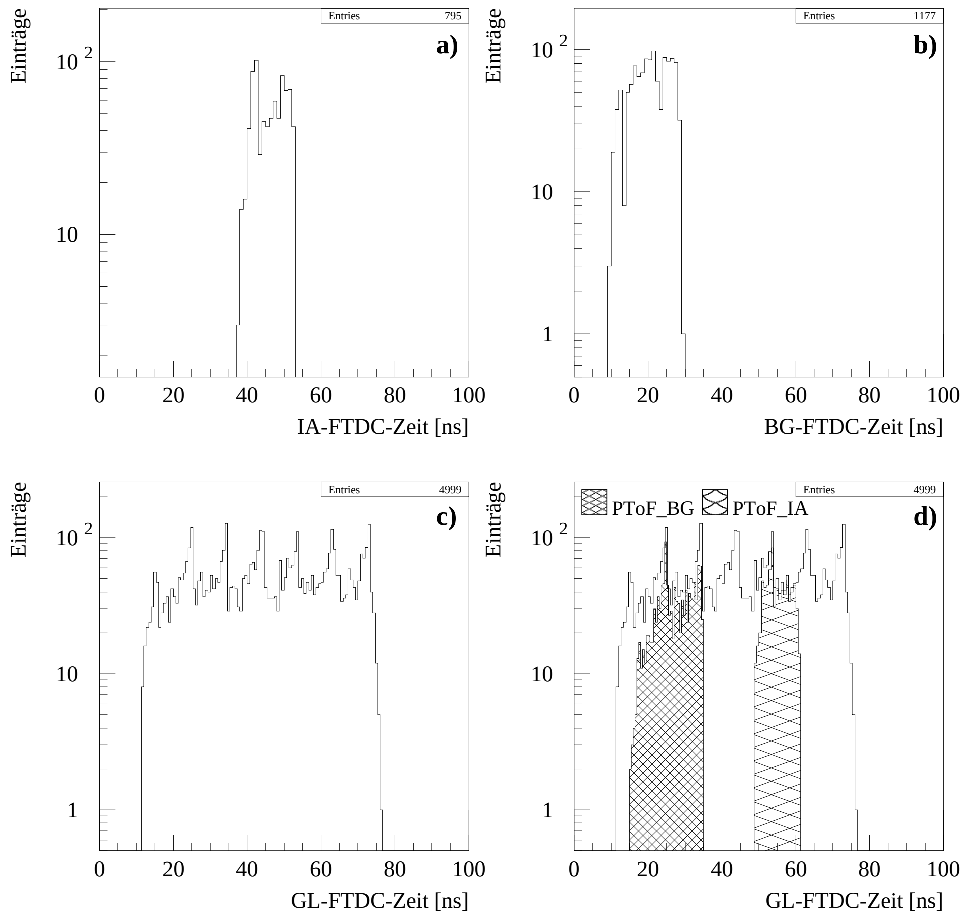

Abbildung 5.3: Durch kosmische Teilchen erzeugte Triggersignale des PToF: a) bis c) offenes Histogramm zeigt das FTDC-Signal des jeweiligen Triggerelementes. d) Lage des Untergrund(BG)– und des Wechselwirkungs(IA)zeitfensters im globalen FTDC-Zeitfenster. Ereignisse mit PToF_BG-Trigger sind dunkel schattiert. Ereignisse mit PToF_IA sind hell schattiert.

Die Zeitskala ist auch hier willkürlich.

Histogramm a) zeigt das Zeitspektrum des PToF_IA-Triggerelementes und b) das des Triggerelementes PToF_BG. Die offenen Histogramme c) und d) zeigen jeweils das Zeitspektrum des PToF_GL-Triggers. In Histogramm d) sind zusätzlich die Ereignisse markiert, bei denen das Triggerelement PToF_IA beziehungsweise PToF_BG gesetzt war. Das Zeitintervall des Untergrundtriggers(BG) beginnt bei 15 ns und endet bei 35 ns und ist dunkel schattiert. Die hell schattierten Ereignisse mit einem Wechselwirkungstrigger(IA) liegen im Bereich von 48 ns bis 62 ns. Die Längen aller Zeitfenster sind Tabelle 5.2 zusammen mit den Oszillographmessungen aus Kapitel 4.3.1 eingetragen. Man beobachtet wie auch im Falle des BToF, daß die Breite des IA-Triggers und des BG-Triggers mit den Längen der gemessenen Zeitfenster in guter Übereinstimmung sind. Die Breite der PToF_GL-Zeitverteilung ist wiederum schmaler als erwartet.

Zeitfenster	Messung mit Oszillograph	FTDC-Zeit	Zentraler Trigger
PToF_IA	(14±2) ns	(16±1) ns	(14±1) ns
PToF_BG	(19±2) ns	(20±1) ns	(20±1) ns
PToF_GL	(74±2) ns	(64±1) ns	(64±1) ns

Tabelle 5.2: Mit einem Oszillographen gemessene Länge der Zeitfenster verglichen mit den aus Abbildung 5.3 abgelesenen Werten.

Zur Rekonstruktion der PToF-Zeiten wird derselbe Algorithmus benutzt wie für das BToF. Besonders im Spektrum der PToF_GL-FTDC-Zeit macht sich wieder die Arbeitsfrequenz des FTDC-Systems bemerkbar. Spitzen im Abstand von etwa 9.5 ns sind in der Verteilung klar auszumachen.

5.2 Signal des Positronstrahls

Am Ende einer Speicherringfüllung war es möglich, für kurze Zeit Daten aufzuzeichnen, als sich nur ein Positronstrahl im Speicherring befand. Kurz zuvor war der Protonstrahl aus dem Speicherring (unfreiwillig) verloren worden. Die Aufzeichnung von positroninduziertem Untergrund war möglich, indem einige Einstellungen des zentralen Triggers geändert wurden. Neben dem der globalen Vetooption, die die richtige Flugzeit für Ereignisse verlangt, wurde die globale Vetooption für einen Vertex ausgeschaltet.

In Abbildung 5.4a und b sind exemplarisch die FTDC-Zeiten zweier Photomultiplier des BToF gezeigt. Gewählt wurden der Kanal mit den meisten Einträgen und derjenige mit den wenigsten. Daß in einem Kanal doppelt soviele Ereignisse liegen wie in einem anderen, kann man verstehen, weil die vom Positronstrahl emittierten Synchrotronstrahlung bevorzugt tangential zur Bahn der Positronen abgestrahlt wird, und die Szintillatorscheiben des BToF deshalb nicht homogen getroffen werden. Die Installationsposition der einzelnen Szintillatorscheiben ist in Anhang A zu finden.

Man beobachtet weiterhin eine Asymmetrie in der Verteilung der FTDC-Zeiten. Es werden vermehrt Ereignisse mit späteren Zeiten gemessen. Der Positronstrahl hat in z-Richtung eine Ausdehnung, die kleiner ist als 1 cm, und scheidet damit als Verursacher dieser Zeitverteilung aus. Es gibt jedoch andere Quellen:

- In Flugrichtung des Positronstrahls etwa 10 cm hinter dem BToF, an der Stelle $z \approx -3.30$ m, befindet sich ein Kollimator. An diesem können sowohl der Positronstrahl selbst als auch emittierte Photonen Streuprozesse durchführen. Dabei entstehende Sekundärteilchen werden unter Umständen bis zum BToF zurückgestreut.

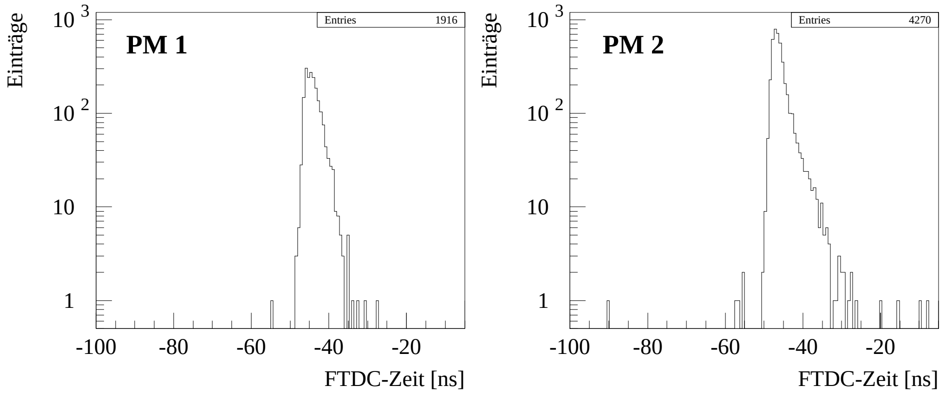

Abbildung 5.4: Spektrum der FTDC-Zeit zweier Kanäle des BToF aufgezeichnet als sich nur ein Positronstrahl im Speicherring befand.

- Bei $z \approx -3.50$ m befindet sich eine Vakuumpumpe, die in der Nähe einer Verengung des Strahlrohrs montiert ist. Auch an dieser Stelle können Teilchen entstehen, die ins BToF zurückgestreut werden.

- Ein weiter Effekt, der die Messung späterer Zeiten begünstigt, ist das sogenannte *Slewing* oder *Walking*. Zum Verständnis muß man das Profil des elektronischen Pulses, der vom Photomultiplier erzeugt wird, betrachten. Abbildung 5.5a zeigt schematisch den Verlauf eines Pulses deutlich über der Diskriminatorschwelle und eines Pulses, der nur knapp über der Schwelle liegt. Letztgenannte Pulse werden bevorzugt von niederenergetischen Teilchen erzeugt. Ein derartiger Puls erreicht später die Diskriminatorschwelle, und es wird deshalb eine spätere Zeit gemessen.

  Dieser Effekt kann mit den vorliegenden Daten besonders gut am SpaCal demonstriert werden, da mit dem SpaCal sowohl Zeit als auch Energie gemessen werden. In Abbildung 5.5b ist die gemessene Energie eines elektromagnetischen Clusters[1] gegen seine Zeit aufgetragen. Die Tendenz, bei Energien kleiner als etwa 1 GeV systematisch größere Zeiten zu messen, ist aus dem Histogramm deutlich zu entnehmen.

  Dieser Effekt kann mit dem BToF nicht direkt gezeigt werden, weil mit dem BToF die Energie des Teilchens nicht gemessen werden kann. Das SpaCal ist zu weit entfernt, um die mit dem BToF gemessene Zeit mit der vom SpaCal gemessen Energie zu vergleichen. Photonen mit einer Energie einiger GeV werden bereits vollständig im hadronischen SpaCal absorbiert, das etwa 30 Strahlungslängen[2] dick ist, bevor sie das BToF erreichen können.

[1]Unter einem Cluster versteht man eine Gruppe von Zellen, die bei der Rekonstruktion zu einem Objekt zusammengefaßt worden sind.

[2]Die Strahlungslänge ist die Entfernung, nach der die Energie eines einfallenden Teilchens auf $1/e$ abgenommen hat.

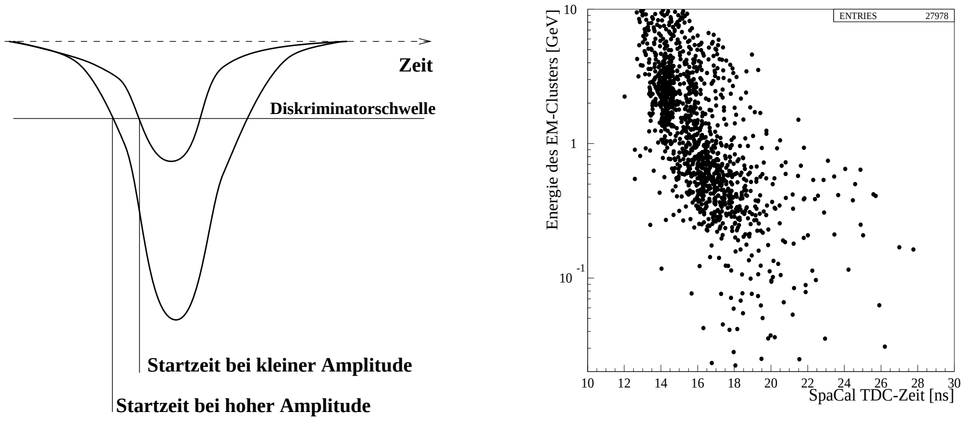

Abbildung 5.5: Der Slewing-Effekt: Für Signale mit kleiner Amplitude beziehungsweise bei niedrigen Energien werden systematisch größere Zeiten gemessen.

- Reflexionen des im Szintillator entstanden Lichtes führen ebenfalls zur Messung von späteren Zeiten. Entsteht der Lichtblitz an einer ungünstigen Stelle im Szintillator, kann es möglich sein, daß das Licht im Szintillator erst hin- und herreflektiert wird, bevor es den Photomultiplier erreicht.

Es ist anzunehmen, daß die oben beschriebenen Effekte auch in Kombination auftreten und so für den deutlichen Ausläufer in der Verteilung der FTDC-Zeiten sorgen. Der Szintillator des Photomultipliers PM 2 wird von den vergleichsweise energiearmen Photonen der Synchrotronstrahlung deutlich häufiger getroffen. Deshalb macht sich hier der Walking-Effekt offenbar besonders durch eine auffällige Verbreiterung des Spektrums bemerkbar.

5.3 Messungen bei Protonstrahlbetrieb

Auch die Zeit, in der sich nur ein Protonstrahl im HERA-Speicherring befand, konnte genutzt werden, um spezielle Daten für die Untersuchung des Flugzeitsystem zu nehmen. Unter diesen Bedingungen läßt sich unter anderem das Zeitauflösungsvermögen der Flugzeitzähler gut messen.

5.3.1 Die Messung mit dem BToF

Um eine große Zahl von Ereignissen mit einem BToF-Signal aufzuzeichnen, wurden einige globale Vetooptionen aus der Triggereinstellung entfernt. Wie bei der Messung, als sich nur ein Positronstrahl im Speicherring befand, wurden die globalen Optionen für die richtige Flugzeit und die Vertexbedingungen ausgeschaltet. Die Ereignisse werden durch diese

Maßnahme unabhängig von den Flugzeittriggern aufgezeichnet. Vom Protonstrahl erzeugte Sekundärteilchen deponieren Energie im Detektor und lösen so Triggersignale einzelner Subdetektoren aus, die dann dazu führen, daß die Ereignisse aufgezeichnet werden.

Abbildung 5.6 zeigt die FTDC-Zeit eines exemplarisch ausgewählten Photomultipliers im Histogramm a), die FTDC-Zeit des BToF_IA-Triggerelementes im Histogramm b) und zweimal die des BToF_GL-Triggerelementes in den Histogrammen c) und d).

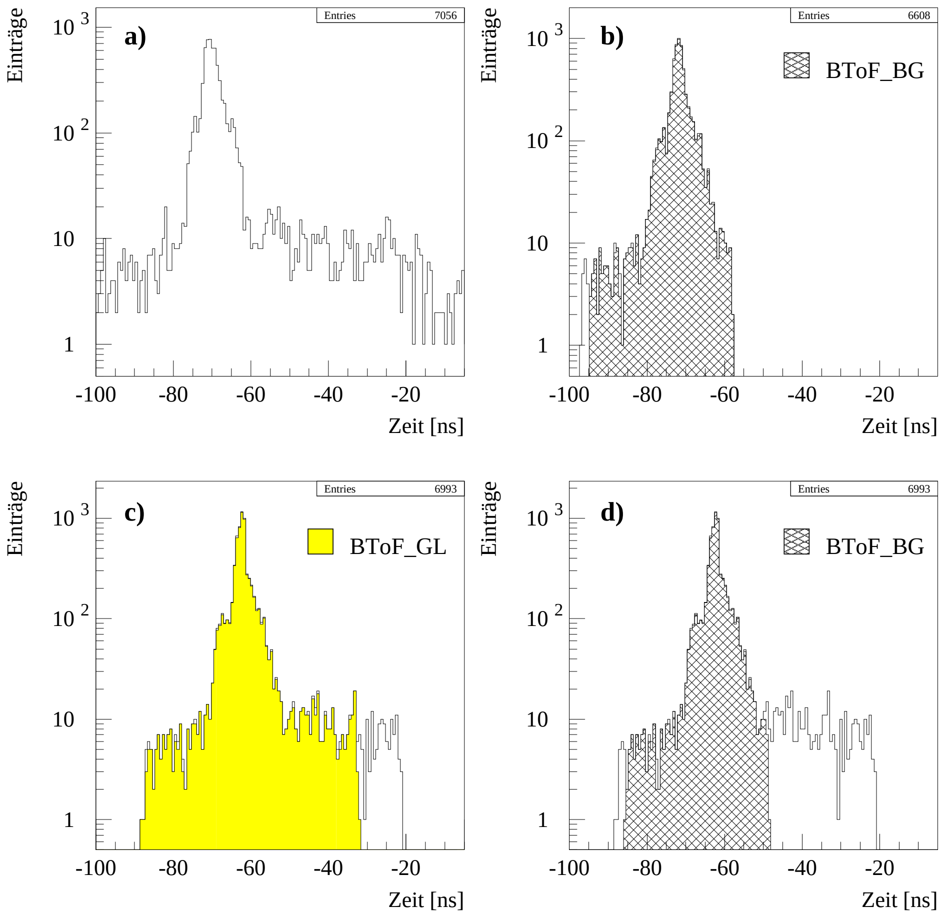

Abbildung 5.6: FTDC-Zeitspektren des BToF während Protonstrahlbetrieb: a) Zeitspektrum eines exemplarisch ausgewählten Photomultipliers. b) Offenes Histogramm: FTDC-Zeitspektrum des BToF_BG-Triggerelementes. Schattiert: Ereignisse mit Triggersignal BToF_BG im zentralen Trigger. c) Offenes Histogramm: FTDC-Zeit des BToF_GL-Triggers. Schattiert sind Ereignisse mit BToF_GL- Trigger. d) Wie in c) jedoch nun schattiert Ereignisse mit BToF_BG-Trigger.

Das Spektrum des ausgewählten Kanals gibt das Profil des Protonstrahls wieder. Vor und nach dem Hauptbunch kann man schwach das Signal des frühen und späten Satellitenbunches in etwa 5 ns Abstand erkennen. Auffällig ist die Tatsache, daß praktisch über den gesamten Zeitraum zwischen zwei Strahlkreuzungen Teilchen im Speicherring umlaufen, die keinem Haupt- oder Satellitenbunch zugeordnet werden können. Weitere Untersuchungen zu dieser Beobachtung findet man in [Sch98]. Die Zeitspanne, in der diese Daten aufgezeichnet wurden, betrug nur zehn Minuten, deshalb ist das Strahlprofil weniger gut zu erkennen als bei anderen Methoden, wie etwa bei Messungen mit dem qVt-Modul.

Histogramm b) zeigt das Spektrum der FTDC-Zeit des Triggerelementes BToF_BG. Schattiert sind die Zeiten der Ereignisse, bei denen die zentrale Triggerlogik zusätzlich das entsprechende Triggerelement aufgezeichnet hat. Das ist in 97.8% aller Ereignisse der Fall. Am Anfang des Spektrums wird für einige Ereignisse kein entsprechendes Triggersignal zum zentralen Trigger geschickt.

Im Histogramm c) von Abbildung 5.6 ist das Spektrum der FTDC-Zeit des Triggerelementes BToF_GL zu sehen. Die schattierten Ereignisse sind jene, bei denen das Triggerelement BToF_GL im zentralen Trigger gesetzt war. Man erkennt, daß die Breite des FTDC-Zeitspektrums von etwa 68 ns knapp der Länge des Zeitfensters BToF_GL entspricht, wie sie mit dem Oszillographen in Kapitel 4.3.1 gemessen wurde. Das Triggerelement BToF_GL wird offensichtlich nicht bis zum Ende des Zeitfensters an den zentralen Trigger geschickt. Diese Beobachtung verdeutlicht, weshalb das Spektrum der FTDC-Zeiten, das mit kosmischen Teilchen erzeugt wurde, kürzer ist als erwartet, denn dort wurden nur Ereignisse aufgezeichnet, bei denen eines der drei BToF-Triggerelement am zentralen Trigger gesetzt war.

Im Histogramm d) ist erneut das FTDC-Zeitspektrum des BToF_GL-Triggerelementes gezeigt. Schattiert sind nun die Ereignisse, die ein BToF_BG-Triggersignal hatten. Es werden deutlich die Ereignisse markiert, die im Zeitfenster des Protonstrahls liegen. Die Breite von etwa 38 ns dieses Zeitfensters entspricht ebenfalls der Erwartung aufgrund der Messung mittels Oszillograph.

5.3.2 Die Messung mit dem PToF

Die FTDC-Zeitspektren der einzelnen PToF-Szintillatoren sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Daten wurden unter denselben Bedingungen aufgezeichnet, wie sie bei der oben diskutierten BToF-Studie vorlagen. In allen Zählern werden etwa gleich viele Teilchen nachgewiesen. Der Zähler mit den meisten Einträgen hat etwa 7% mehr Einträge als derjenige mit den wenigsten. Dies zeigt, daß die Betriebsparameter für die Photomultiplier der PToF-Zähler für den Betrieb mit Teilchenstrahl akzeptabel eingestellt wurden. Das konnte wegen der Probleme, die bei der Plateauvermessung aufgetreten waren, nicht unbedingt erwartet werden.

Die Existenz von Protonsatellitenbunchen kann den genannten Zeitspektren nicht klar entnommen werden. Das schwache Signal der Satellitenbunche ist erneut mit der kurzen Zeitspanne der Datennahme zu erklären. Auch mit dem PToF können Teilchen beobachtet werden, die keinem Hauptbunch oder Satellitenbunch zugeordnet werden können [Sch98].

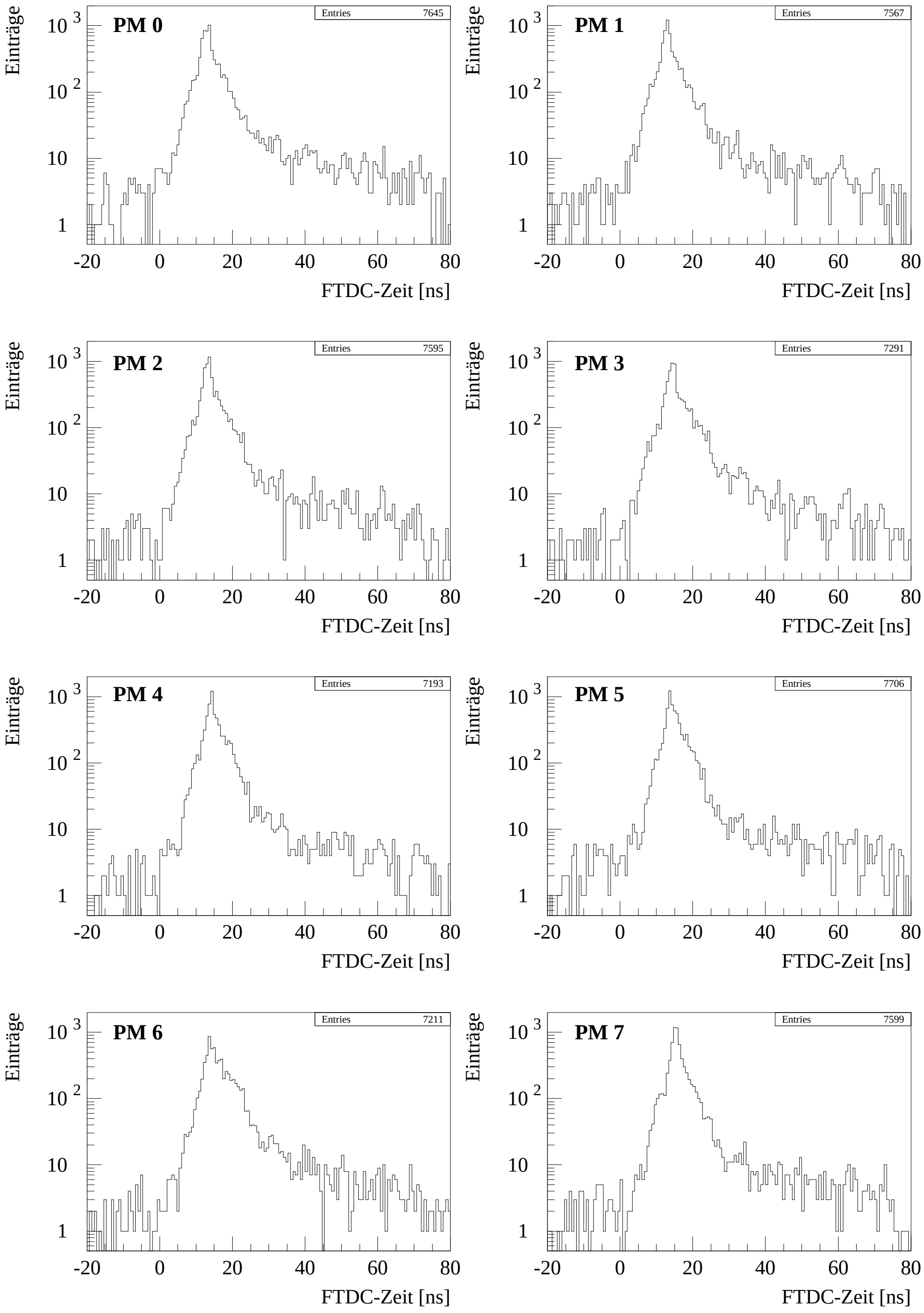

Abbildung 5.7: FTDC-Zeitspektren der einzelnen Photomultiplier des PToF während Protonstrahlbetrieb.

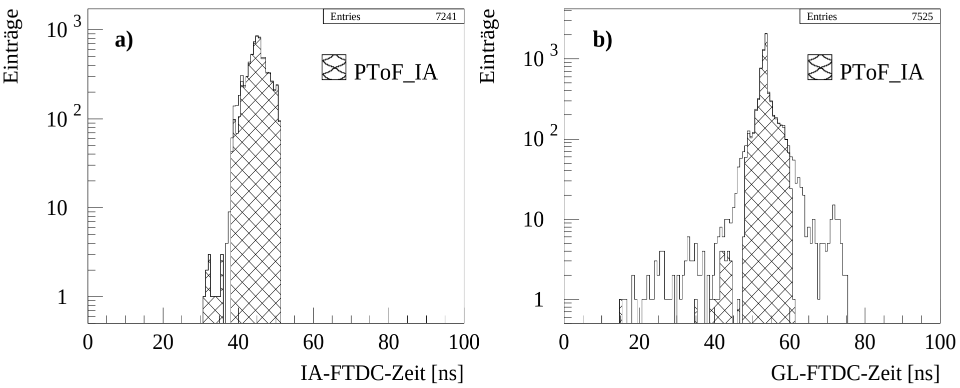

Abbildung 5.8: a) FTDC-Zeit des PToF_IA-Triggers (offen) und Ereignisse mit PToF_IA-Trigger (schattiert). b) FTDC-Zeit des PToF_GL-Triggers (offen) und Ereignisse mit PToF_IA-Trigger (schattiert).

In Abbildung 5.8a ist das FTDC-Zeitspektrum des PToF_IA-Triggerelementes aufgetragen. Schattiert sind wieder die Ereignisse, bei denen neben dem FTDC-Zeitsignal auch ein entsprechendes Signal am zentralen Trigger vorlag. Man findet dies in etwa 94% aller Fälle. Die gemessene Breite des PToF_IA-Zeitfensters ist 14 ns. Aufällig sind die wenigen Einträge im Bereich 30 ns bis 36 ns. Weil sowohl FTDC-Signal als auch Triggerelement erzeugt werden, deutet dies auf ein fehlerhaftes elektronisches Bauteil in der Schaltung hin, das passiert wird, bevor sich die Signalwege für FTDC-Signal und Triggerelement trennen. Bei der Untersuchung von Spektren, die mit kosmischen Teilchen erzeugt wurden, tritt dieser Effekt nicht auf. Die Daten der kosmischen Teilchen wurden einige Monate nach den in diesem Abschnitt diskutierten Daten aufgezeichnet. Weil an der Elektronik in diesem Zeitraum Wartungsarbeiten durchgeführt wurden, ist es möglich, daß das fehlerhafte Bauteil ausgewechselt worden ist, obwohl nicht gezielt nach diesem Fehler gesucht wurde.

Abbildung 5.8b zeigt das FTDC-Zeitspektrum des Triggerelements PToF_GL. Die markierten Ereignisse hatten zusätzlich ein PToF_IA-Triggersignal gesetzt, das die zentrale Triggerlogik aufgezeichnet hat. Man erkennt, daß das PToF_IA-Triggerelement für solche Ereignisse gesetzt wird, in denen von den PToF-Zählern Teilchen im Zeitfenster des Protonbunches nachgewiesen werden. Erneut treten hier einige Ereignisse mit einem PToF_IA-Trigger außerhalb des Zeitfensters auf.

5.3.3 Die Messung mit dem FToF

Der Datensatz, mit dem das BToF und das PToF untersucht worden sind, ist auch für eine Studie des FToF geeignet. Weil für das FToF jedoch nur die FTDC-Zeit des Triggerelementes FToF_GL zur Offline-Analyse zur Verfügung steht, sind die Analysen nicht in dem Umfang möglich, wie sie für das BToF und das PToF durchgeführt worden sind. Weitere Untersuchungen der Daten des FToF sind in [Hea94] zu finden.

In Abbildung 5.9 ist das FTDC-Zeitspektrum des FToF_GL im offenen Histogramm gezeigt. In der Abbildung ist das Spektrum mit Ausnahme einiger weniger Einträge an den Rändern von Ereignissen überdeckt, in denen das Triggerelement FToF_IA oder FToF_BG gesetzt war. Die Zahl der Ereignisse, die im FToF ein Signal erzeugt haben ist zu gering, um die Struktur des Protonstrahlprofils aufzulösen.

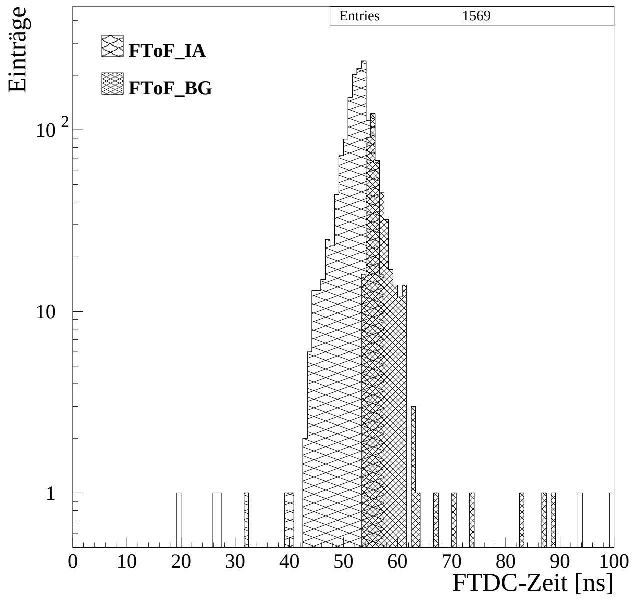

Abbildung 5.9: Das FTDC-Zeitspektrum des FToF_GL-Triggers ist im offenen Histogramm zu sehen. In heller Schattierung sind Ereignisse mit dem FToF_IA-Trigger markiert. Dunkel schattiert sind Ereignisse, bei denen der FToF_BG-Trigger gesetzt war.

In heller Schattierung sind im Histogramm von Abbildung 5.9 die Ereignisse markiert, bei denen am zentralen Trigger das Triggerelement FToF_IA gesetzt war. Es werden, wie gewünscht der Hauptbunch und der Bereich des frühen Satellitenbunches mit diesem Triggerelement versehen. In dunkel schattiert findet man im Histogramm Ereignisse mit FToF_BG-Trigger. Das Zeitfenster des FToF_BG-Triggers überlagert etwa 2 Nanosekunden das des FToF_IA-Triggers und überdeckt damit auch einen Teil des Protonhauptbunches. Der Startpunkt dieses Triggerelementes sollte um mindestens eine Nanosekunde verzögert werden, damit die Gefahr, Physikereignisse zu verwerfen, verkleinert wird.

Zum Vergleich von Offline-Daten und Daten, die das Online-TDC-System liefert, sind in Abbildung 5.10 drei Histogramme des Online-Systems gezeigt, wie sie typischerweise am Monitor im Kontrollraum abrufbar sind. Die absoluten Zeitskalen des TDC-Systems sind unabhängig von den Zeiten, die für die Offline-Daten rekonstruiert werden. In Histogramm a) ist die TDC-Zeit des Triggerelementes FToF_BG dargestellt. Das Histogramm b) zeigt die TDC-Zeit des FToF_IA Triggers, und in Histogramm c) findet man die TDC-Zeit des FToF_GL-Triggers. In diesen Histogrammen werden die Daten über viele Stunden unabhängig vom zentralen Trigger summiert abgespeichert. Deshalb kann ein Vergleich nur qualitativ erfolgen. Das globale Zeitfenster überdeckt den gesamten Protonstrahl. Im Zeitfenster der Wechselwirkung liegen der Hauptbunch und der frühe Satellitbunch, während im Zeitfenster des FToF_BG-Triggers der späte Satellitbunch liegt.

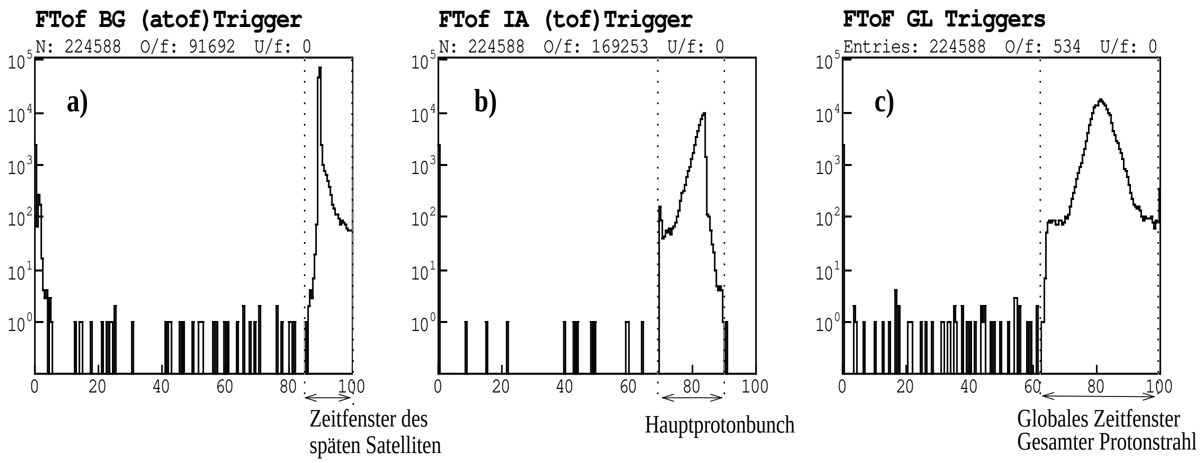

Abbildung 5.10: Die Histogramme der FToF-Trigger aufgezeichnet vom Online-TDC-System. a) TDC-Zeit des FToF_BG-Triggers, b) TDC-Zeit des FToF_IA-Triggers und c) TDC-Zeit des Triggerelementes FToF_GL.

5.3.4 Zeitauflösungsvermögen von BToF und PToF

Vom Flugzeitsystem wird erwartet, daß es eine präzise Zeitinformation liefert. Durch den Einsatz von Szintillatorplatten zum Teilchennachweis und Photomultipliern zur Auslese sind dafür geeignete Voraussetzungen getroffen worden.

Es hat sich als günstig erwiesen, zur Messung des Zeitauflösungsvermögens Daten zu benutzen, die aufgezeichnet wurden, als sich nur ein Protonstrahl im HERA-Speicherring befand. Durch Wechselwirkungen mit der Strahlrohrwand und Restgasatomen entstehen zahlreiche Sekundärteilchen, die als *Halo* bezeichnet werden. Das Halo, das den Protonstrahl entlang des Strahlrohres begleitet, besteht zumeist aus hochenergetischen Myonen. Teilchen dieser Art deponieren unabhängig von ihrer Energie die gleiche Energie im Szintillator. Dadurch wird die Messung unabhängig vom störenden Walking-Effekt der Diskriminatoren, der in Kapitel 5.2 beschrieben worden ist.

5.3.4.1 Zeitauflösungsvermögen des BToF

In Abbildung 5.11a sind die Zeiten zweier Photomultiplier gegeneinander aufgetragen. Die dazugehörigen Szintillatorscheiben liegen in unterschiedlichen Ebenen und überlappen sich zur Hälfte. Vergleiche hierzu Abbildung 4.2. Bei der Messung wurden nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen beide Photomultiplier genau ein Zeitsignal hatten. Im Histogramm b) der Abbildung ist für jedes Ereignis die Zeitdifferenz beider Photomultipliersignale eingetragen. Die Breite dieser Verteilung kann als das Auflösungsvermögen dieser Kombination aus zwei Szintillationszählern interpretiert werden. Als Form dieser Verteilung wurde eine Gaußkurve angenommen und an die Daten angepaßt. Man mißt eine Breite von (0.74 ± 0.01) ns. Nimmt man an, daß beide Zähler völlig unabhänigig voneinander sind, dann hat jeder einzelne Szintillator ein Zeitauflösungsvermögen, das um den Faktor $1/\sqrt{2}$ besser ist.

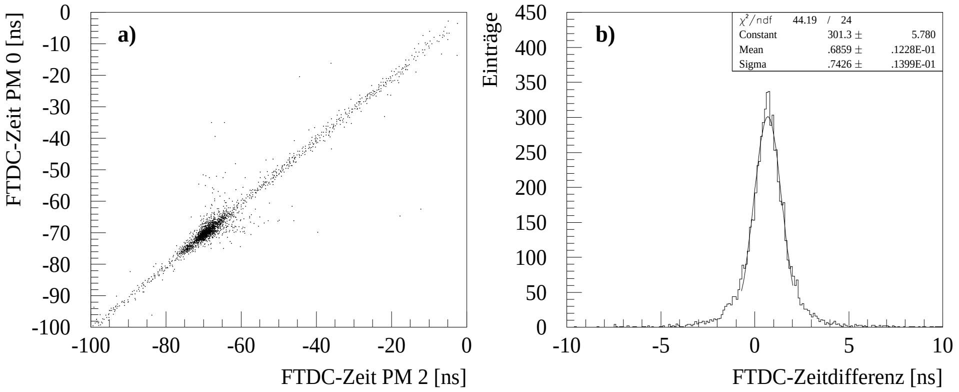

Abbildung 5.11: Zum Auflösungsvermögen des BToF: a) Zeitsignal des Photomultipliers PM 0 in Abhängigkeit des Zeitsignals des Photomultipliers PM 2. b) Differenz der Zeitsignale PM 0 und PM 2.

Die Ergebnisse der anderen Kombinationen hintereinander liegender Szintillatoren sowie der gewichtete Mittelwert sind in Tabelle 5.3 aufgelistet.

Ergebnisse dieser Größe entsprechen den Erwartungen, wenn man die Größe der Szintillatorplatten und die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Szintillator in Betracht zieht. Nimmt man für das Szintillatormaterial eine optische Dichte von $n \approx 1.4$ an, dann legt das Licht im Szintillator eine Strecke von etwa 21 cm pro Nanosekunde zurück. Nur für ungünstige Positionen des Teilchendurchgangs muß das Licht mehr als 20 cm zurück legen, bevor es den Photomultiplier erreicht.

Die Tatsache, daß das Maximum der Verteilung in Abbildung 5.11b deutlich von Null verschieden ist, kann durch die Methode erklärt werden, mit der aus den FTDC-Daten Zeiten rekonstruiert werden. Der Parameter, mit der man den Nullpunkt der Zeitskala

BToF		PToF	
PM Kombination	Auflösung	PM Kombination	Auflösung
PM 0 mit PM 2	(0.74±0.01) ns	PM 0 mit PM 4	(1.14±0.02) ns
PM 0 mit PM 3	(0.90±0.02) ns	PM 1 mit PM 5	(0.97±0.02) ns
PM 1 mit PM 2	(0.96±0.02) ns	PM 2 mit PM 6	(1.15±0.03) ns
PM 1 mit PM 3	(0.86±0.02) ns	PM 3 mit PM 7	(1.03±0.03) ns
gewichteter Mittelwert	(0.81±0.01) ns	gewichteter Mittelwert	(1.07±0.05) ns

Tabelle 5.3: Zeitauflösungsvermögen verschiedener Photomultiplierkombinationen für das BToF und das PToF.

wählen kann, war offensichtlich inkonsistent eingestellt.

5.3.4.2 Zeitauflösungsvermögen des PToF

Zur Messung der Zeitauflösung des PToF wurde dieselbe Methode verwendet, wie sie für das BToF beschrieben wurde. Die beiden Szintillatorplatten, die in der Messung benutzt werden, liegen hintereinander. Für zwei solche Platten erwartet man, daß beide vom selben Teilchen getroffen werden. In Figur 5.12a sind die FTDC-Zeiten zweier solcher Kanäle dargestellt, für Ereignisse, in denen beide Zähler genau ein Zeitsignal hatten. Die Anpassung einer Gaußverteilung an die Zeitdifferenz, zu sehen in Abbildung 5.12, liefert eine Breite von (0.96 ± 0.02) ns, die erneut als Auflösungsvermögen dieser Zählerkombination interpretiert werden kann. Wie im Falle des BToF sind auch hier die Zeitskalen der verschiedenen Kanäle nicht optimal justiert.

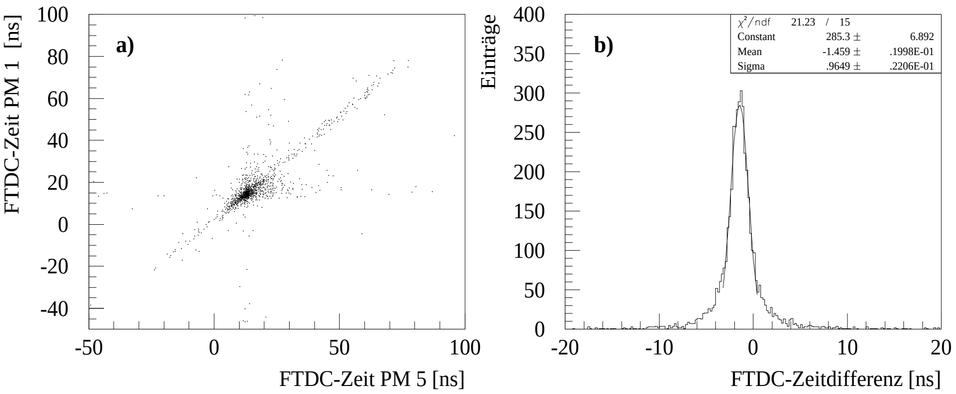

Abbildung 5.12: Das Zeitauflösungsvermögen des PToF: a) Zeit des PM 1 aufgetragen gegen die des PM 5. b) Differenz dieser Zeiten.

Für die Kombinationen der anderen hintereinanderliegenden Szintillatoren erhält man vergleichbare Werte. Diese sind mit dem gewichteten Mittelwert in Tabelle 5.3 eingetragen. Beachtet man die geometrische Größe der Szintillatoren und ihren Abstand von etwa 8 cm voneinander, so entspricht der ermittelte Wert demjenigen, den man aufgrund der Ausbreitung des Lichtsignals erwartet. Die Szintillatoren des PToF sind mit 15 cm×15 cm zwar kleiner als die des BToF, aber durch ihren Abstand und die angeschlossenen Lichtleiter wird das Zeitauflösungsvermögen verschlechtert.

5.4 Untersuchung bei Positron-Proton-Betrieb

5.4.1 Die Messung bei ausgeschalteten Vetooptionen

Werden im Speicherring Positronen und Protonen zur Kollision gebracht, spricht man von *Luminositäts*betrieb. Um auch Signale des Flugzeitsystems unter diesen Strahlbedingungen genauer untersuchen zu können, wurden spezielle Daten aufgezeichnet. Während der Datennahme wurden erneut die globalen Vetooptionen, die die richtige Flugzeit und einen Vertex fordern, im zentralen Trigger deaktiviert. Diese Maßnahme stellt bei kurzer Datennahmezeit eine hinreichend große Zahl an Ereignissen sicher, die ein Signal in einem oder mehreren Flugzeitzählern haben.

In Abbildung 5.13 sind anhand des FTDC-Zeitspektrums des BToF_GL-Triggers deutlich die Signale des Proton– und des Positronstrahls zu erkennen. Erwartungsgemäß treten Ereignisse im Zeitfenster des Protonstrahls wesentlich häufiger auf als im Zeitfenster des Positronstrahls. Bei typischen Strahlbedingungen haben etwa 95% aller Level 1 Trigger das BToF_BG gesetzt. Die Ursachen sind der größere Wirkungsquerschnitt für Restgas-Protonstreuung und die Rahmenbedingungen für den Betrieb eines Protonspeicherrings. Protonen lassen sich wegen der fehlenden Synchrotronstrahlungsemission schwieriger handhaben als Elektronen oder Positronen. Demzufolge entfernen sich immer wieder Protonen von ihrer Sollbahn und wechselwirken mit den Kollimatoren und der Strahlrohrwand. Dort erzeugen sie eine Vielzahl von Sekundärteilchen, die den Protonstrahl begleiten.

In der vorliegenden Messung war die Datennahme völlig von Totzeit überschattet. Sie betrug im betrachteten Datensatz 99%. Diese Zahl verdeutlicht die Wichtigkeit des Flugzeitsystems, um die Totzeit wesentlich zu erniedrigen.

Beachtet man das Verhalten des Triggers, so findet man, daß die Triggerelemente wie gewünscht gesetzt werden. In dunkler Schattierung sind im Histogramm diejenigen Ereignisse markiert, für die ein BToF_BG-Triggersignal erzeugt wurde. Sie liegen ausschließlich in dem Bereich, in dem der Protonstrahl das BToF passiert.

In heller Schattierung sind solche Ereignisse kenntlich gemacht, für die ein BToF_IA-Trigger generiert wurde. Hier gelangt zumeist Synchrotronstrahlung in die Szintillatoren des BToF. Da die Zeitskala willkürlich ist, ist nur die relative Lage der Signale beider Teilchenstrahlen im gesamten Zeitfenster wichtig.

Weil das Online-TDC-System unabhängig von der zentralen Triggerlogik die Daten des

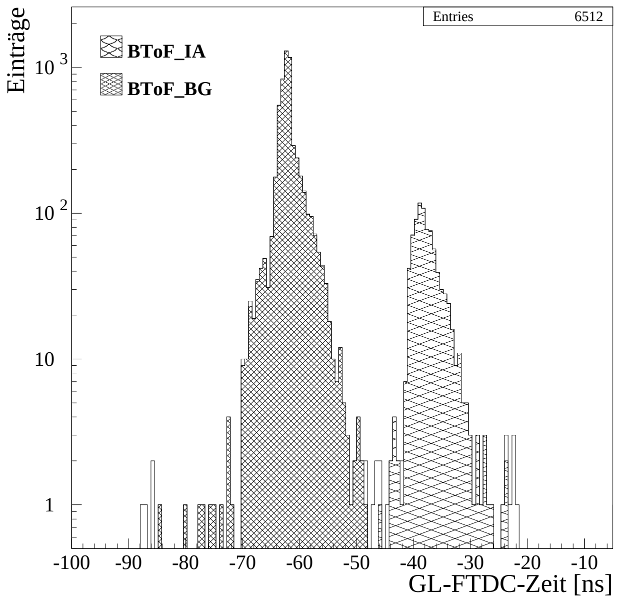

Abbildung 5.13: Verteilung des FTDC-Zeit des BToF_GL-Trigger bei Daten, die mit deaktivierten globalen Vetooptionen aufgezeichnet wurden. Dunkel schattiert sind die Ereignisse mit BToF_BG-Trigger und hell schattiert jene mit BToF_IA-Trigger.

Flugzeitsystems überwacht, bietet sich an dieser Stelle ein Vergleich zwischen diesen Daten und den Daten, die für die Offline-Analyse gespeichert werden, an. In Abbildung 5.14 sind drei Histogramme dargestellt, wie sie typischerweise beobachtet werden.

Gezeigt sind die TDC-Zeiten der drei Triggerelemente des BToF. Die qualitative Form der Histogramme, die vom Online-System erzeugt wurden, und der aus den Offline-Daten gewonnenen Histogrammen stimmt überein. Ein quantitativer Vergleich ist nicht sinnvoll, weil unterschiedliche Ereignisse in den unterschiedlichen Histogrammen gespeichert sind. Für die Offline-Analyse werden nur Daten gespeichert, die vom zentralen Trigger akzeptiert worden sind, während das Online-TDC-System die TDC-Zeit in einem der Histogramme speichert, sobald ein entsprechendes Ereignis vom Flugzeitsystem registriert worden ist.

Es fällt auf, daß auch bei den Histogrammen des Online-Systems die Länge des globalen Zeitfensters mit etwa 64 ns deutlich kürzer ist, als aufgrund der elektronischen Messung zu erwarten ist. Die Länge der Zeitfenster für Wechselwirkung(IA) und Untergrund(BG) entspricht der Erwartung. (Siehe dazu Tabelle 4.1.)

Wie bereits im Kapitel über die Hardware beschrieben, wird das Triggerelement BToF_BG über fünf HERA-Zeitintervalle hinweg an den zentralen Trigger geschickt, um Trigger anderer Komponenten, die eine weniger präzise Zeitauflösung haben, zu unterdrücken.

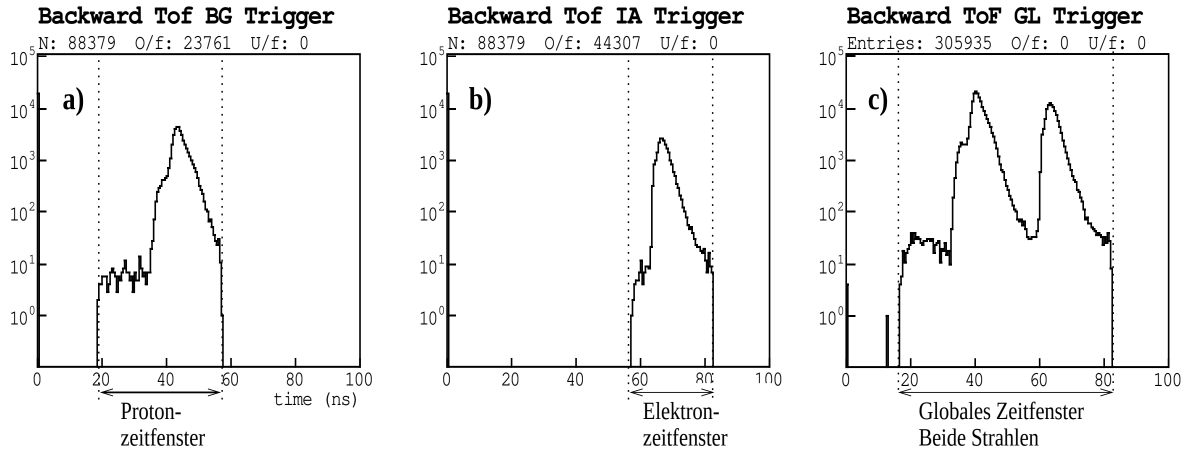

Abbildung 5.14: Die TDC-Histogramme des BToF aufgezeichnet mit dem Online-System. Histogramm a) zeigt die TDC-Zeit des Triggerelementes BToF_BG. Im Histogramm b) ist die TDC-Zeit des BToF_IA-Trigger zu sehen. Die TDC-Zeit des BToF_BG-Triggers ist in Histogramm c) dargestellt.

Die Funktion des BToF_BG-Triggerelementes kann an Daten, die von der eigentlichen Vetofunktion dieses Triggers nicht beeinflußt sind, gut sichtbar gemacht werden. In Abbildung 5.15 sind die Trigger des Flugzeitsystems gegen die Zahl der HERA-Zeitintervalle aufgetragen. Das HERA-Zeitintervall, das zum aufgezeichneten Ereignis gehört, hat die Nummer 0. Negative Zeitintervalle bedeuten, daß das Triggerelement vorher von der Detektorkomponente gesendet wurde. Positive Zahlenwerte bedeuten entsprechend, daß das Triggerelement nachher gesetzt wurde.

Außer dem BToF_BG-Triggerelement werden die ToF-Triggerelemente nur im HERA-Zeitintervall gesetzt, in dem sie erzeugt worden sind. Die Triggerelemente BToF_IA und PToF_IA haben auch in diesem HERA-Zeitintervall nur wenige Einträge. Hier macht sich bemerkbar, daß diese beiden Triggerelemente mit dem Positronstrahl verknüpft sind. Da Ereignisse, die auf Aktivitäten des Positronstrahls zurückzuführen sind, weitaus seltener in den Daten vertreten sind, wie auch an Abbildung 5.13 zu sehen ist, werden die mit ihm verbundenen Trigger seltener ausgelöst.

Alle Triggerelemente mit Ausnahme des BToF_BG-Triggers zeigen eine schwache Aktivität außerhalb des HERA-Zeitintervalls 0. Bei diesen Einträgen, wurde vom entsprechenden Flugzeitzähler zwar das Triggerelement erzeugt, aber der Detektor nicht ausgelesen, weil keine der Subtriggerbedingungen (vergleiche Kaptitel 3) erfüllt war.

Deutlich zu erkennen ist, wie das Triggersignal des BToF_BG-Triggers über fünf HERA-Zeitintervalle gestreckt wird. Es wird ein HERA-Zeitintervall vor dem Ereignis, drei nach und für das HERA-Zeitintervall des Ereignisses selbst gesetzt.

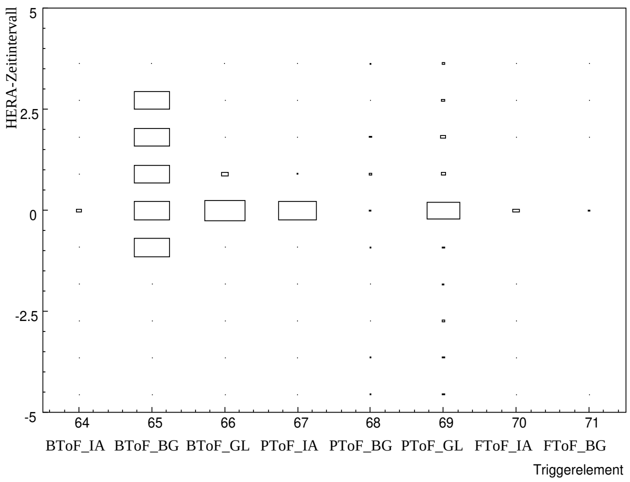

Abbildung 5.15: Die Verteilung der ToF-Triggerelemente über mehrere HERA-Zeitintervalle.

5.4.2 Die Messung bei Standardbetrieb

Ereignisse, die während der gewöhnlichen Datennahme unter Standardbedingungen aufgezeichnet worden sind, enthalten typischerweise weniger Ereignisse mit Signalen des Flugzeitsystems als die bisher diskutierten Fälle. Hier macht sich bemerkbar, daß das Flugzeitsystem im wesentlichen eine Detektorkomponente ist, die Untergrundereignisse verwerfen soll, also als Vetotrigger eingesetzt wird.

5.4.2.1 Die Daten des BToF

Die Vetofunktion des BToF_BG-Triggerelementes hat großen Einfluß auf die erste Triggerstufe, denn sobald dieses Triggerelement im zentralen Trigger vorliegt, kann kein Subtrigger für Physikereignisse ein L1keep und die damit verbundene Ereignisaufzeichnung hervorrufen. Abbildung 5.16 zeigt ein für Luminositätsdaten typisches FTDC-Zeitspektrum des BToF_GL-Triggers. Betrachtet wurden hier 10000 Ereignisse, die von den ersten vier Triggerstufen akzeptiert und dauerhaft gespeichert worden sind. Knapp 30% aller Ereignisse haben ein Photomultipliersignal im BToF. Bei den gezeigten Ereignissen wurde darüber hinaus ein FTDC-Signal des BToF_GL-Triggers verlangt. Weil jedoch nicht immer die nötigen Koinzidenzen von Szintillatorsignalen vorlagen, bleiben von den ursprünglich 10000 Ereignissen nur noch etwas über 7% übrig.

Im Zeitfenster des Untergrundes finden sich nur einige wenige Einträge, die von wenigen Ausnahmen abgesehen mit dem BToF_BG-Trigger markiert worden sind. Solche Einträge sind auf Ereignisse zurückzuführen, bei denen ein Monitortrigger zur Aufzeichnung geführt hat. Die meisten Monitortrigger stellen keine Bedingung an das Flugzeitsystem. Die Häufigkeit, mit der solche Ereignisse Eingang in die Daten haben, hängt wesentlich von den Prescale-Faktoren der Monitortrigger ab.

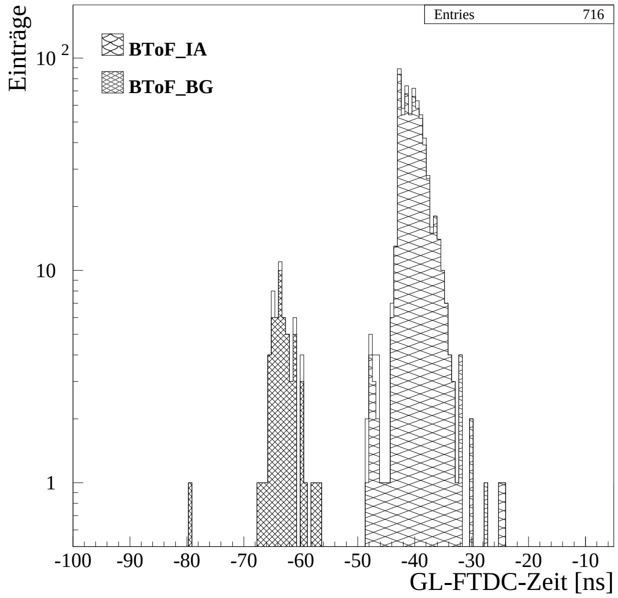

Abbildung 5.16: Verteilung der FTDC-Zeit des BToF_GL-Triggers bei Standarddatennahme. Dunkel markiert sind Ereignisse, für die ein BToF_BG-Triggerelement erzeugt wurde. In heller Schattierung sind Ereignisse eingetragen, für die ein BToF_IA-Triggerelement gesetzt war.

Auch die Zahl der Ereignisse, die im Wechselwirkungszeitfenster liegen, ist klein verglichen mit der Zahl der Ereignisse, die ursprünglich betrachtet worden sind. Bei einem Großteil der mit dem H1-Detektor untersuchten Physikereignisse werden die Wechselwirkungsprodukte, die in den rückwärtigen Teil des Detektors gestreut werden, im SpaCal komplett absorbiert. Lediglich bei einem kleinen Teil der Ereignisse gelangen Synchrotronstrahlung des Positronstrahls oder Teilchen aus der Wechselwirkung in die Szintillatoren des BToF. Bis auf wenige Ausnahmen, die erneut am Anfang des Wechselwirkungszeitfensters liegen, wird bei solchen Ereignissen das BToF_IA-Triggerelement gesetzt.

5.4.2.2 Probleme mit den PToF-Triggern

Bei der Analyse der Offline-Daten des Flugzeitsystems wurden erhebliche Probleme mit den Triggersignalen des PToF festgestellt. Diese Probleme waren lange Zeit unentdeckt geblieben, weil die Histogramme, die das Online-Überwachungssystem erstellt, keinen Hinweis auf Schwierigkeiten geliefert haben. Ein typisches Beispiel für diese Histogramme ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Alle TDC-Zeitspektren der PToF-Triggersignale entsprechen sowohl bezüglich ihrer Lage als auch ihrer Länge den Erwartungen. Lediglich im Falle des PToF_IA-Triggers beobachtet man zu Beginn des Spektrums erneut einige Einträge, die man aufgrund der Messung in Kapitel 4.3.1 nicht erwarten würde. Eine sehr ähnliche Verteilung war auch im Spektrum der Offline-Daten in Abbilung 5.8 zu sehen.

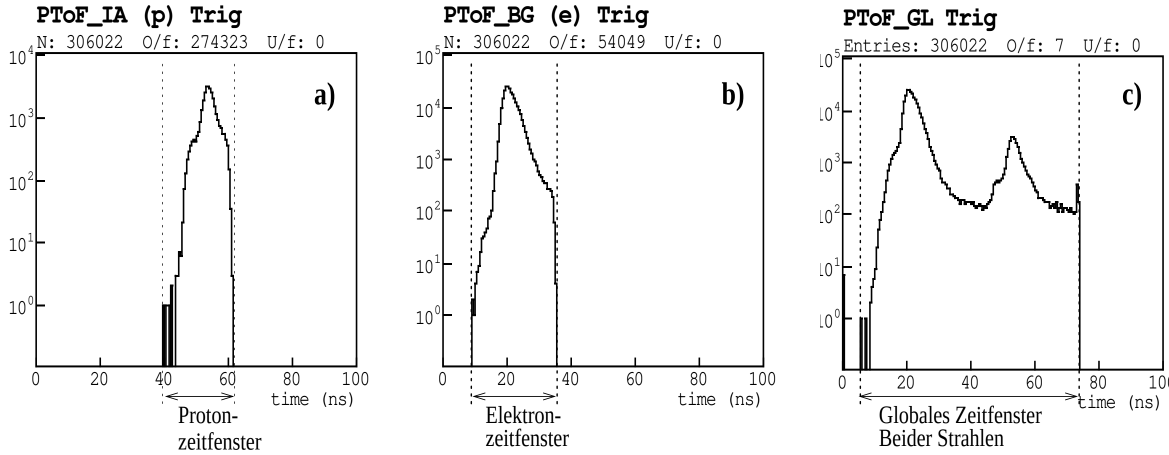

Abbildung 5.17: Die Online-TDC-Histogramme der PToF-Trigger: a) TDC-Zeit des PToF_IA-Triggers, b) TDC-Zeit des PToF_BG-Triggers und c) TDC-Zeit des PToF_GL-Triggers.

In den aufgezeichneten Daten wurden erhebliche Probleme mit dem PToF_BG-Trigger erkannt. Diese Probleme können besonders gut an Daten demonstriert werden, bei denen die zweite und vierte Triggerstufe transparent gearbeitet hat. Das heißt, es wurden auf diesen Triggerstufen keine Ereignisse verworfen. Damit verbleibt eine große Zahl von Untergrundereignissen in den Daten. Der Anteil ist jedoch wesentlich kleiner als bei den Daten, die mit ausgeschalteten Vetooptionen aufgezeichnet worden sind.

Betrachtet man die rekonstruierten FTDC-Zeiten, wie sie in den Histogrammen von Abbildung 5.18 zu sehen sind, werden das Signal des Positronstrahls und des Protonstrahls sichtbar. In beiden Histogrammen ist offen das FTDC-Zeitspektrum des PToF_GL-Triggers gezeigt. Im Histogramm a) sind alle Ereignisse markiert, die mit PToF_IA-Trigger versehen worden sind. Wie erwartet, wird im Bereich des Protonsignal dieses Triggerelement gesetzt. Die Ereignisse, die im Zeitfenster der Positronen mit dem PToF_IA-Trigger versehen werden, werden verursacht, wenn Positronen und Teilchen aus der Wechselwirkung im selben Ereignis vom PToF nachgewiesen werden. Weil pro Ereignis jedoch nur eine PToF_GL-FTDC-Zeit von der Elektronik erzeugt werden kann, wird die Zeit des Positronsignals gespeichert, unabhängig vom möglichen Nachweis von Teilchen im Wechselwirkungszeitfenster. Die Elektronik erzeugt dabei für den frühest möglichen Zeitpunkt das FTDC-Zeitsignal des PToF_GL-Triggerelementes.

Eine klare Fehlfunktion fällt bei der Betrachtung von Histogramm b) auf. Hier sind schattiert die Ereignisse eingetragen, die ein PToF_BG-Triggersignal hatten. Abgesehen von Monitortriggern wären alle diese Ereignisse wegen der Vetofunktion dieses Triggers verworfen worden. Deutlich erkennbar sind Ereignisse im Zeitfenster der Wechselwirkungsprodukte. Bei diesen Ereignissen handelt es sich nicht um Ereignisse, in den in beiden Zeitfenstern Teilchen nachgewiesen wurden, denn sonst wäre bereits nach dem Durchgang des

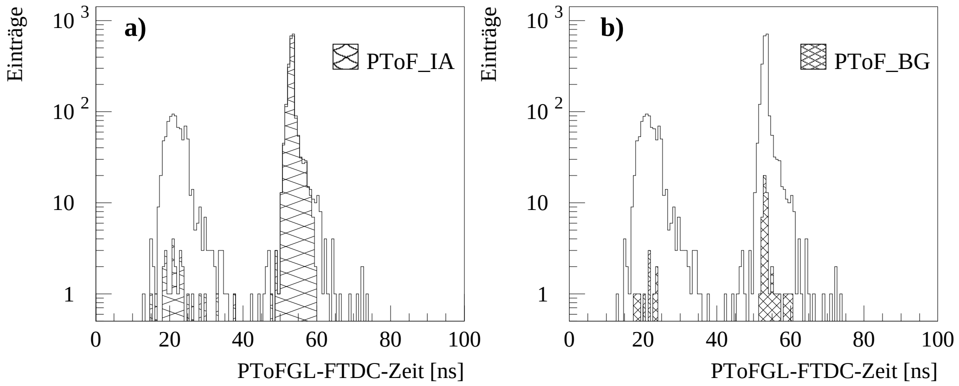

Abbildung 5.18: Die Verteilung der PToF-Triggerelemente. Im offenen Histogramm ist jeweils die FTDC-Zeit des PToF_GL-Triggers zu sehen. In Histogramm a) sind Ereignisse mit PToF_IA-Trigger schattiert. In Histogramm b) sind schattiert die Ereignisse mit einem PToF_BG-Trigger eingezeichnet.

Positronstrahls ein FTDC-Zeitsignal des PToF_GL-Triggers erzeugt worden.

Der Prozentsatz der Ereignisse, die im Zeitfenster der Wechselwirkung liegen und trotzdem ein PToF_BG-Triggersignal haben, liegt bei knapp 3%. Weil die Ursache der Fehlfunktion des Triggers noch nicht bekannt war, wurde am Anfang der Datennahmeperiode 1997 entschieden, das Triggerelement PToF_BG zu inaktivieren, um den potentiellen Verlust von Physikereignissen zu verhindern. Die zusätzliche Zahl an Ereignissen, die aufgrund von Synchrotronstrahlung fälschlicherweise aufgezeichnet wurden und somit zur Totzeit des Detektors beitrugen, war vertretbar klein, da die vergleichsweise geringe Energiedeposition des Positronstrahls nur selten zu einem ungewollten L1keep geführt hat.

Die Ursache für den oben beschriebenen Fehler konnte im Rahmen dieser Arbeit gefunden werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.19 zu sehen. Dort ist in Histogramm a) das HERA-Zeitintervall, in dem das Triggerelement PToF_BG gesetzt war, eingetragen. Das HERA-Zeitintervall, das zum aufgezeichneten Ereignis gehört hat die Nummer 0. Mit Ausnahme vom HERA-Zeitintervall –1 sind alle anderen etwa gleichmäßig mit Einträgen gefüllt. Diese gleichmäßigen Einträge werden von Ereignissen verursacht, in denen Synchrotronstrahlung ins PToF gelangt. Wegen der weitestgehend flachen Verteilung schließt man, daß es eine etwa konstante Wahrscheinlichkeit für solche Ereignisse gibt.

Weil der betrachtete Datensatz ohne die zweite und vierte Triggerstufe aufgezeichnet worden ist, kann man einen großen Anteil Untergrundereignisse erwarten, wobei ein Teil auch durch Synchrotronstrahlung induziert worden ist. Genau diese Ereignisse erscheinen im Histogramm im HERA-Zeitintervall –1, das heißt, das Triggerelement wird ein HERA-Zeitintervall zu früh an den zentralen Trigger geschickt.

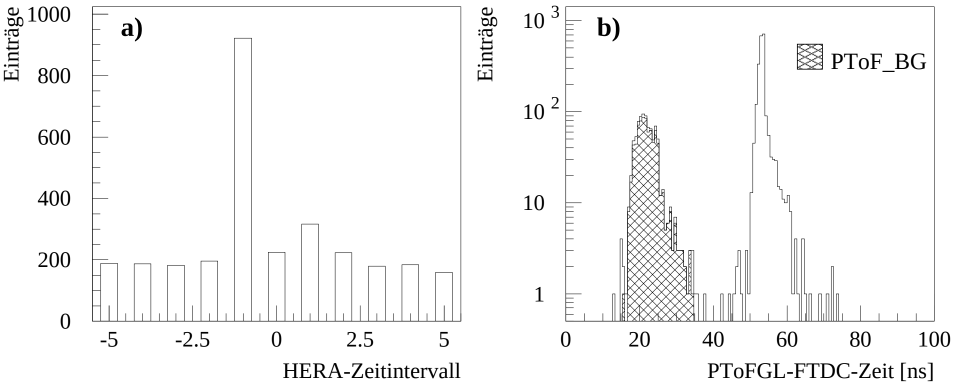

Abbildung 5.19: Zur Ursache des PToF-Problems: a) HERA-Zeitintervall, in dem das Triggerelement PToF_BG gesetzt ist. b) Im offenen Histogramm ist die FTDC-Zeit des PToF_GL-Triggers zu sehen. Markiert sind nun Ereignisse, in denen das PToF_BG-Triggerelement im HERA-Zeitintervall –1 gesetzt war.

Daß das Triggerelement PToF_BG mit Zeiten im Zeitfenster des Positronstrahls korreliert ist, entnimmt man Histogramm b) in Abbildung 5.19. Hier ist im offenen Histogramm wieder die FTDC-Zeit des PToF_GL-Triggers gezeigt. Schattiert sind nun die Ereignisse, bei denen im HERA-Zeitintervall –1 das Triggerelement PToF_BG am zentralen Trigger vorgelegen hat. Jetzt sind nahezu alle Ereignisse im Zeitfenster des Positronstrahls markiert.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß die Elektronik des PToF das Triggerelement zwar zunächst richtig erzeugt, aber im falschen HERA-Zeitintervall zum zentralen Trigger weiterleitet. Vor der nächsten Datennahmeperiode müssen die hierfür verantwortlichen Verzögerungsleitungen entsprechend verlängert werden, damit das Triggerelement PToF_BG wieder mit dem HERA-Zeitintervall synchronisiert wird, zu dem es gehört.

Der beschriebene Fehler wurde auch in den Daten aus dem Jahre 1996 gefunden. Hier ist der Trigger jedoch seiner Vetofunktion nachgekommen. Subtrigger, die das PToF_BG-Triggerelement als Veto enthielten, wurden verworfen. Das heißt, für solche Ereignisse enthält ein Abbildung 5.19b entsprechendes Diagramm keine Einträge im HERA-Zeitintervall 0. Weil das Triggerelement PToF_BG ein HERA-Zeitintervall zu früh an den zentralen Trigger geleitet wurde, sind Ereignisse verloren worden, in denen im HERA-Zeitintervall +1 Synchrotronstrahlung im PToF nachgewiesen wurde.

Bei Analysen dieser Daten, die mit Subtriggern aufgezeichnet wurden, die den Trigger PToF_BG eingebaut hatten, wird darauf zu achten sein, in welcher Größenordnung die fälschlich verworfenen Ereignisse liegen.

Kapitel 6

Einfluß des Flugzeitsystems auf die Datennahme

In diesem Kapitel soll der Einfluß des Flugzeitsystems auf die Datennahme im H1-Experiment untersucht werden. Es soll in erster Linie der Frage nach der Effizienz der Flugzeittrigger nachgegangen werden. Hier sind zwei Aspekte von Bedeutung:

- Die Frage nach der Effizienz, mit der das Flugzeitsystem ein Triggersignal generiert, wenn ein hochenergetisches Teilchen im entsprechenden Zeitfenster die Position des Flugzeitzählers passiert.

- Aufgrund seiner Vetofunktion verwirft das Flugzeitsystem eine große Zahl von Ereignissen schon auf der ersten Triggerstufe. Es gilt aufzuklären, in welcher Größenordnung die Zahl der interessanten verworfenen Physikereignisse liegt.

6.1 Die Effizienz des BToF

6.1.1 Die Teilchennachweiseffizienz des BToF

Das BToF ist zwischen dem Kompensatormagneten und dem rückwärtigen instrumentierten Eisen installiert (siehe Abbildung 6.1). Hochenergetische Teilchen, die einen Protonbunch in der Nähe des Strahlrohres begleiten, sollten sowohl im instrumentieren Eisen und im SpaCal als auch im BToF nachgewiesen werden können. Unter dieser Annahmen wurde ein Satz Daten untersucht, der eigentlich zur Kalibration des SpaCals [Arn96] aufgenommen wurde. Während der Aufnahme der Kalibrationsdaten befanden sich nur Protonen im Speicherring. Dieser Datensatz hat sich unter zwei Gesichtspunkten als günstig erwiesen. Erstens erfolgte die Aufzeichnung eines Ereignisses, wenn eine Energieschwelle im SpaCal überschritten wurde, das heißt die Triggerbedingung war unabhängig vom BToF. Zweitens stand eine große Zahl an Ereignissen zur Verfügung, aus der für die Analyse geeignete selektiert werden konnten.

Ziel dieser Untersuchung ist die Rekonstruktion von Teilchenspuren nur unter Benutzung der obengenannten vom BToF unabhängigen Detektorkomponenten. Extrapoliert man diese Teilchenspuren zurück bis zur Ebene des BToF, dann sollten Teilchen, die diese

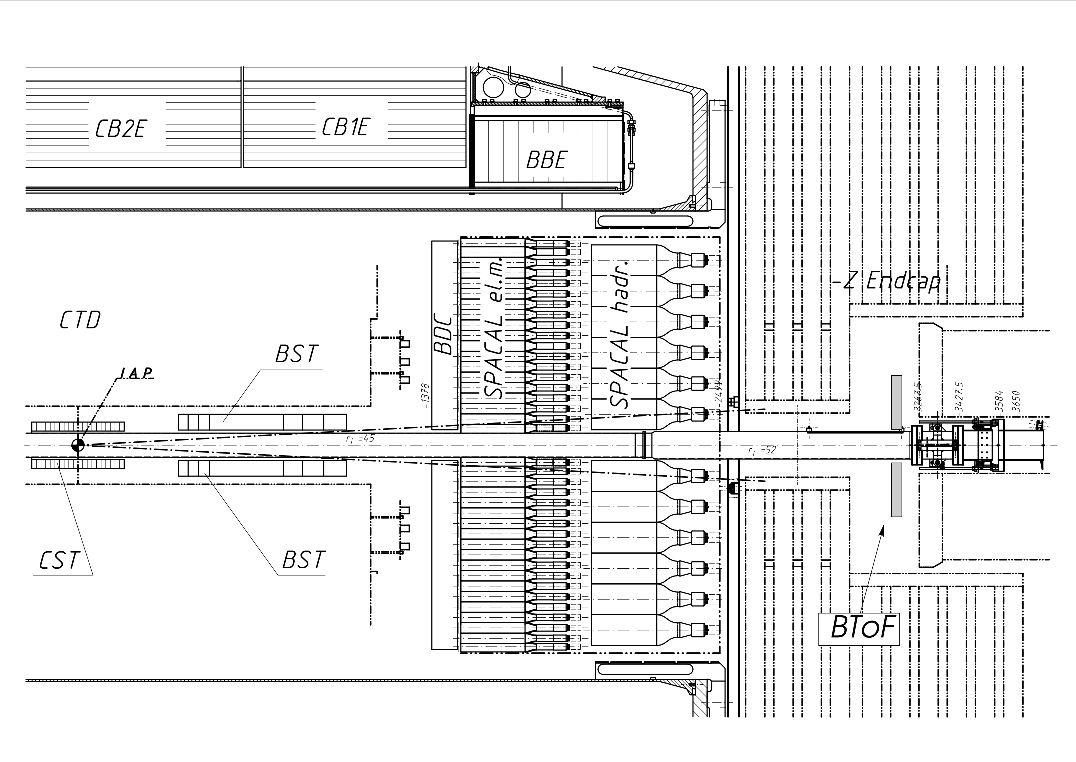

Abbildung 6.1: Installation des BToF im rückwärtigen Teil des H1-Detektors zwischen dem instrumentierten Eisen und dem Kompensatormagneten

Ebene geschnitten haben, vom BToF nachgewiesen worden sein. Für diese Untersuchung wurden Ereignisse mit folgenden Eigenschaften verwendet:

- Es ist eine Teilchenspur im rückwärtigen instrumentierten Eisen rekonstruiert worden. Der Abstand der Spur von der Strahlrohrmitte ist kleiner als 50 cm.
- Im elektromagnetischen SpaCal ist ein Cluster rekonstruiert worden.
- Im hadronischen SpaCal ist ein Cluster rekonstruiert worden. Der Abstand zur Verbindungsgerade vom Aufpunkt der Teilchenspur im Eisen und dem Cluster im elektromagnetischen SpaCal ist kleiner als 10 cm. Wegen der Granularität der Zellen der hadronischen Sektion von 12 cm $\times$ 12 cm ist die Ortsauflösung sehr beschränkt und die Wahl des obigen Kriteriums sinnvoll.
- Die TDC-Zeit des hadronischen Clusters ist kleiner als die des elektromagnetischen. Damit wird sicher gestellt, daß beide Cluster vom selben Teilchen erzeugt worden sind. Die TDC-Zeitspektren, die in Abbildung 6.2a zu sehen sind, zeigen für die meisten Ereignisse eine Separation der rekonstruierten TDC-Zeit des hadronischen und elektromagnetischen Clusters.

Größte Einschränkung stellt die erste Bedingung dar. Von den anfänglich ≈42000 Ereignissen bleiben nur noch knapp 8000 übrig. Hier macht sich bemerkbar, daß das instrumentierte Eisen in der Nähe des Strahlrohres nur etwa halb so dick ist wie im restlichen Bereich. Entsprechend weniger Ebenen von Kammern sind installiert. Bei der Rekonstruktion von Teilchenspuren im instrumentierten Eisen wird neben einem Aufpunkt auch noch eine Richtung berechnet. Die Algorithmen für diese Berechnung [Kle92] sind jedoch auf Ereignisse zugeschnitten, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommend ins instrumentierte Eisen eindringen. Liegen wenig Informationen im Eisen vor, wird die Vertexposition zur Spurrekonstruktion herangezogen. Weil diese Vorgehensweise für die vorliegenden Daten zu zweifelhaften Ergebnissen führen kann, wurde die Winkelinformation in dieser Analyse nicht berücksichtigt.

Vom jedem Aufpunkt der Teilchenspuren im Eisen ausgehend werden Cluster im elektromagnetischen und hadronischen Teil des SpaCal gesucht. Sind obige Bedingungen an diese drei Objekte erfüllt, wird eine Ausgleichsgerade zwischen den beiden Clustern im SpaCal und dem Punkt im Eisen berechnet.

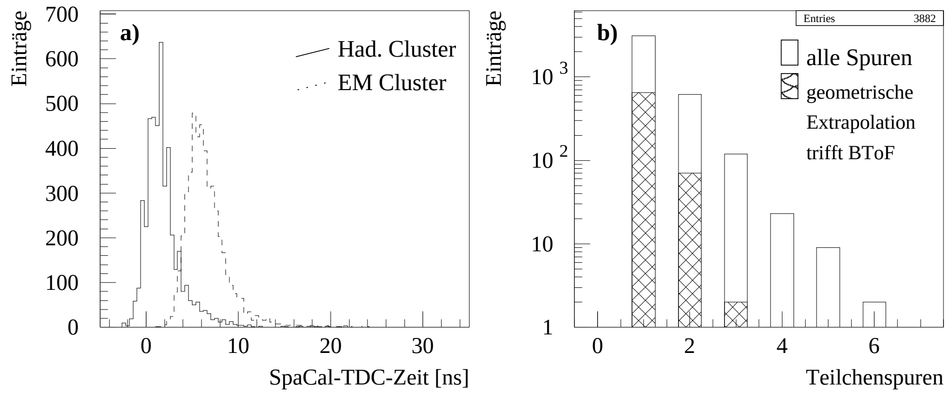

Abbildung 6.2: a) TDC-Zeitspektrum der Cluster im elektromagnetischen Teil und im hadronischen Teil des SpaCals. b) Zahl der Teilchenspuren pro Ereignis. Ereignisse, bei denen die Teilchenspur das BToF trifft, sind schattiert.

Von der Ausgleichsgeraden kann angenommen werden, daß sie den Weg des Teilchens in guter Näherung beschreibt, da ein hochenergetisches Teilchen in allen drei Detektorkomponenten ein Signal erzeugt haben sollte. Es können auch mehrere solcher Teilchenspuren in einem Ereignis gefunden werden. In Abbildung 6.2b ist die Zahl dieser Teilchenspuren im offenen Histogramm eingetragen. Schattiert sind im selben Histogramm noch die Ereignisse zu finden, bei denen die Extrapolation der Teilchenspur zu $z = -3.20$ m einen Abstand von der Strahlrohrmitte liefert, der kleiner ist als Außenradius des BToF von 25 cm.

Die Verteilung des Abstandes vom Strahlrohrzentrum in der Ebene des BToF ist in

Abbildung 6.3a zu sehen. Die durchgezogene Linie zeigt alle extrapolierten Teilchenspuren. Die gestrichelte Linie entspricht der Verteilung der Teilchenspuren, die ein Photomultipliersignal im BToF hergerufen haben. Das BToF weist Teilchen mit einem Abstand von weniger als 25 cm mit großer Effizienz nach. Abbildung 6.3b zeigt das Verhältnis von nachgewiesenen Teilchenspuren zu Teilchenspuren, von denen man aufgrund ihrer Extrapolation einen Nachweis erwartet, als Funktion des Abstandes vom Strahlrohrzentrum. Bis zum Außenradius des BToF von 25 cm lösen 797 von 798 Teilchenspuren ein Photomultipliersignal aus. Ereignisse, bei denen kein Photomultipliersignal vorliegt, sind als gepunktetes Histogramm in Abbildung 6.3a eingetragen. Erst bei Abständen, die größer sind als die vom BToF überdeckte Fläche, gibt es deutlich Einträge.

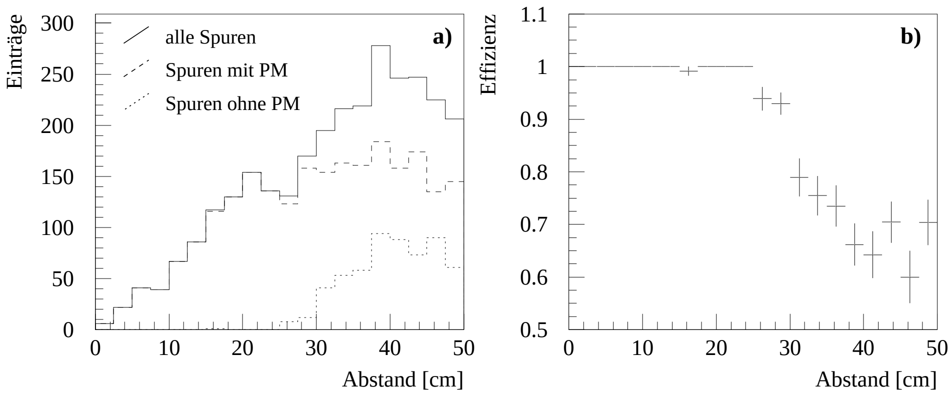

Abbildung 6.3: a) Abstand des Auftreffpunktes vom Strahlrohrzentrum nach der Extrapolation der Teilchenspur in die BToF-Ebene. b) Verhältnis von Teilchenspuren, bei denen ein Photomultipliersignal des BToF vorlag, und allen Teilchenspuren.

Im Histogramm a) gibt es Ereignisse, in denen die extrapolierte Teilchenspur das BToF nicht trifft, aber trotzdem ein Photomultiplier des BToF ein Signal erzeugt hat. Diese Einträge sind auf solche Ereignisse zurückzuführen, bei denen zusätzlich zur dargestellten Teilchenspur eine weitere vorgelegen hat, die zwar vom BToF registriert, jedoch vom instrumentierten Eisen nicht nachgewiesen wurde. Zur Stützung dieser Vermutung kann Abbildung 6.4 herangezogen werden. In den Histogrammen a) und b) sind die TDC-Zeiten des elektromagnetischen Clusters im SpaCal gegen die FTDC-Zeiten des BToF aufgetragen, wobei in a) alle Teilchenspuren und in b) nur solche, die das BToF treffen, berücksichtigt sind. Der Nullpunkt beider Zeitskalen ist willkürlich. Daher ist nur die relative Zeitinformation von Bedeutung. Für die Teilchenspuren in Histogramm b) ist die Korrelation beider Zeiten deutlich größer. Dies zeigt sich besonders deutlich, wenn man die Verteilung der Zeitdifferenzen, die im Histogramm c) dargestellt ist, betrachtet. Die Anpassung einer Gaußkurve lieferte für das offene Histogramm, das alle Teilchenspuren enthält, eine Breite von $\sigma = (7.2 \pm 0.5)$ ns. Berücksichtigt man nur Spuren, die auf das BToF extrapoliert werden können, hat die Verteilung der Zeitdifferenzen eine Breite von

$\sigma = (4.9 \pm 0.4)$ ns. Obgleich die Zahl der betrachten Teilchenspuren klein ist, erkennt man für Teilchenspuren, deren Extrapolation das BToF trifft, eine höhere Korrelation zwischen der Zeit des BToF und der im SpaCal gemessenen Zeit.

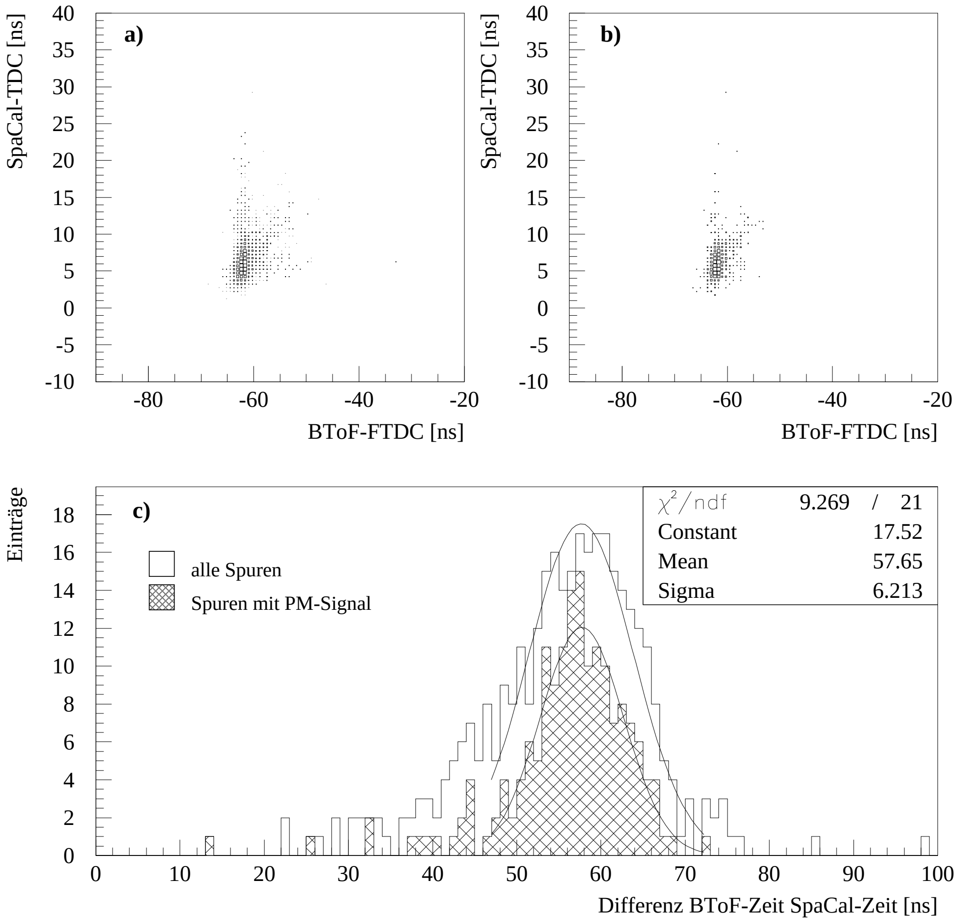

Abbildung 6.4: a) TDC-Zeit des SpaCal-Clusters gegen die FTDC-Zeit des BToF für alle Teilchenspuren. b) Wie a), jedoch nun nur für Teilchenspuren, die das BToF treffen. c) Gezeigt ist Zeitdifferenz von BToF-Zeit und SpaCal-Zeit. Im offenen Histogramm sind die Zeiten aus a) und im schattierten die aus b) berücksichtigt.

6.1.2 Die Triggereffizienz des BToF

Zusätzlich zum Photomultipliersignal ist das Triggersignal des BToF wichtig. Wesentliche Information ist das Triggersignal BToF_BG, mit dem die Aufzeichnung von protoninduziertem Untergrund reduziert werden soll. Weil für die in Kapitel 6.1.1 durchgeführte Analyse Daten herangezogen wurden, die nur vom Protonstrahl erzeugt worden sein können, erwartet man für alle Ereignisse, bei denen eine Teilchenspur das BToF trifft, ein BToF_BG-Triggersignal. Die Effizienz, daß solcher Untergrund vom BToF erkannt und mit dem entsprechenden Triggerelement markiert wird, berechnet man wie folgt:

$$\varepsilon_{BToF\_BG} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse mit BToF\_BG-Trigger}}{\text{Anzahl der Ereignisse, mit Teilchenspur zum BToF}}$$

Wegen der strengen Selektionsschnitte gibt es in den 724 untersuchten Ereignissen nur sechs, die eine zum BToF extrapolierte Teilchenspur aufweisen jedoch kein BToF_BG-Triggersignal. Damit findet man eine Effizienz von

$$\epsilon_{BToF\_BG} = (99.2 \pm 0.4)\%.$$

Das Ergebnis wird den wahren Wert der Effizienz vermutlich etwas überschätzen, da Teilchenspuren im instrumentierten Eisen nur dann rekonstruiert werden, wenn es viel protonstrahl-induzierte Aktivität gegeben hat. Das Triggerelement BToF_BG wird jedoch sehr viel häufiger ausgelöst als im instrumentierten Eisen Spuren rekonstruiert werden. Im betrachteten Datensatz finden sich 7915 Ereignisse mit einer Teilchenspur im instrumentierten Eisen, deren Abstand vom Strahlrohrzentrum kleiner ist als 50 cm. In 34613 Ereignissen hingegen wird vom BToF das BToF_BG-Triggerelement an den zentralen Trigger geschickt. Es gibt folglich sehr viel mehr Ereignisse mit proton-induziertem Untergrund als in dieser Analyse benutzt werden konnten.

6.2 Die Effizienz des PToF

6.2.1 Die Teilchennachweiseffizienz des PToF

Die Analyse der Effizienz des PToF erfolgt mit einer anderen Methode als im Falle des BToF. Wie Figur 6.5 zu entnehmen ist, befindet sich das Plug-Kalorimeter zwischen dem Kryostaten des Flüssigargon-Kalorimeters und einem Quadrupolmagneten des HERA-Speicherrings. Wegen dieser Einbauposition findet man keine unabhängige Detektorkomponente, die die Konstruktion einer Teilchenspur zuließe. Stattdessen beruht die Untersuchung auf der Annahme, daß hochenergetische Teilchen, ihre Energie sowohl in der Absorberstruktur des Plug-Kalorimeter deponieren als auch ein Signal in den Szintillatoren des PToF erzeugen.

Zur Analyse sind erneut Daten benutzt worden, die aufgezeichnet wurden, als sich nur ein Protonstrahl im Speicherring befand. Um von den PToF-Triggern unabhängige Ereignisse zu haben, wurden im zentralen Trigger die globalen Vetooptionen für die richtige Flugzeit und die Vertexbedingung ausgeschaltet.

Bei dieser Einstellung des zentralen Triggers werden in großem Maße Untergrundereignisse aufgezeichnet. Bei vielen dieser Ereignisse ist nur wenig Energie im Plug-Kalorimeter deponiert worden. In Abbildung 6.6 ist die Verteilung der im Plug-Kalorimeter nachgewiesen Energie zu sehen. Diese wird von kleinen Energien dominiert.

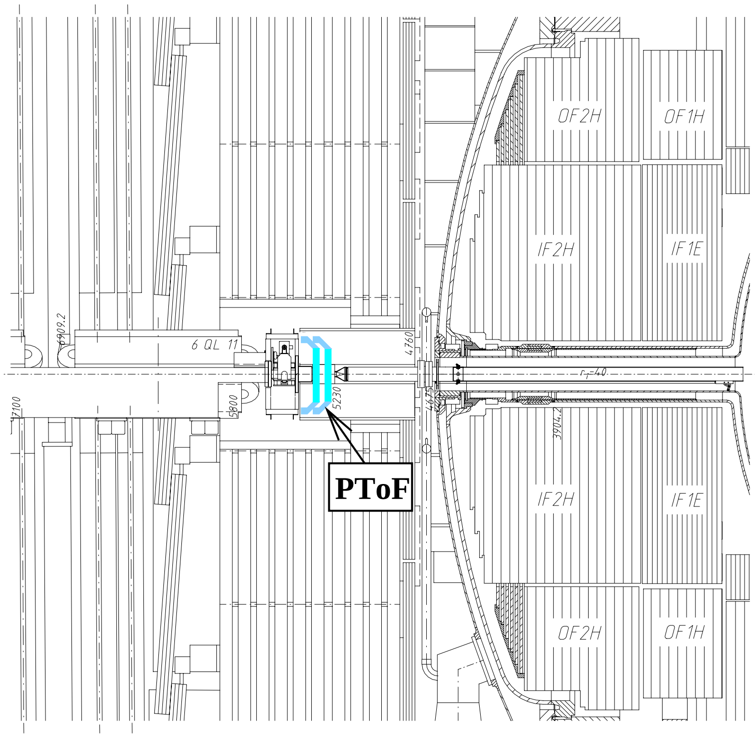

Abbildung 6.5: Die Installationsposition des Plug-Kalorimeters mit dem dort eingebauten PToF.

Zur Bestimmung der Teilchennachweiseffizienz des PToF wird nun das Verhältnis der Ereignisse mit einem Photomultipliersignal im PToF und allen Ereignissen, bei denen Energie im Plug-Kalorimeter gemessen worden ist, berechnet. In Abbildung 6.7a ist dieses Verhältnis als Funktion der Energie im Plug-Kalorimeter dargestellt. Erwartungsgemäß steigt der Wert des obigen Verhältnisses mit zunehmender Energie an. Weil die Instrumentierung im Plug-Kalorimeter von Teilchen aus der Wechselwirkung und dem Protonstrahl zuerst passiert wird, können weniger energiereiche Teilchen bereits dort vollständig absorbiert werden. Solche Teilchen können dann mit den Szintillatoren des PToF nicht mehr nachgewiesen werden. Für Energien, die größer sind als etwa 25 GeV, erreicht das Verhältnis einen konstanten Wert von etwa 99%.

6.2.2 Die Triggereffizienz des PToF

Das wichtigere Verhältnis ist jedoch die Zahl der Ereignisse, bei denen ein PToF_IA-Triggersignal erzeugt wird, zur Zahl der Ereignisse mit rekonstruierter Energie im Plug-Kalorimeter. Weil sich nur Protonen im Speicherring befanden, erwartet man bei ausreichend deponierter Energie, daß dieses Triggersignal generiert wird. Dieses Verhältnis, das als Triggereffizienz interpretiert werden kann, ist in Abbildung 6.7b gegen die Energie im Plug-Kalorimeter auftragen. Die Werte sind durchgehend kleiner als in der obigen Mes-

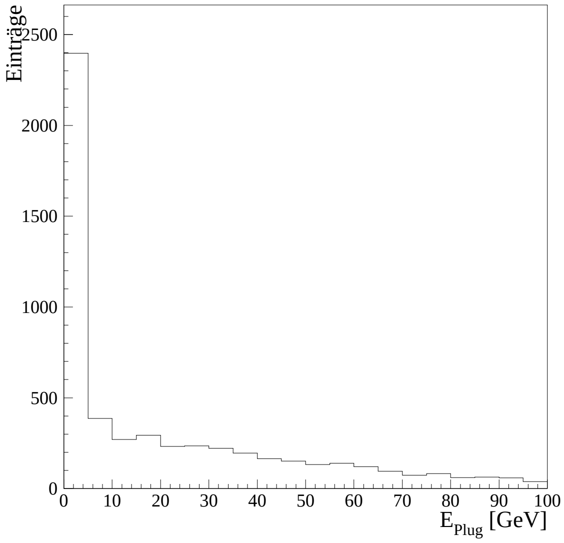

Abbildung 6.6: Verteilung der Energie im Plug-Kalorimeter.

sung, weil es einer Koinzidenz von Signalen in beiden Ebenen des PToF bedarf, um ein Triggersignal zu erzeugen.

Unter Berücksichtigung aller Werte für Energien größer als 25 GeV findet man als durchschnittliche gewichtete Effizienz:

$$\epsilon_{PToF\_IA} = (89.8 \pm 4.2)\%$$

Die Effizienz des PToF ist deutlich schlechter als die des BToF. Offensichtlich machen sich hier die zahlreichen Probleme [Lan97] bemerkbar, die das starke und inhomogene Magnetfeld verursacht werden. Die Photomultiplier werden hierdurch negativ beeinflußt.

Eine Studie der Triggereffizienz für das Element PToF_BG ist nicht sinnvoll gewesen, weil zuerst die Kapitel 5.4.2.2 aufgedeckten Fehler zu beseitigen sind.

6.3 Verlust von Physikereignissen durch den BToF_BG-Trigger

Die Hauptaufgabe der Trigger des Flugzeitsystems ist die Identifikation von Untergrundereignissen auf der ersten Triggerstufe. Hier leistet der BToF_BG-Trigger bereits einen erheblichen Beitrag. Besonders dadurch, daß dieses Triggerelement über fünf HERA-Zeitintervalle gestreckt wird, besteht eine erhebliche Gefahr, Physikereignisse zu verlieren, die eigentlich hätten aufgezeichnet werden sollen. Eine Untersuchung zu dieser Fragestellung soll in diesem Kapitel vorgestellt werden.

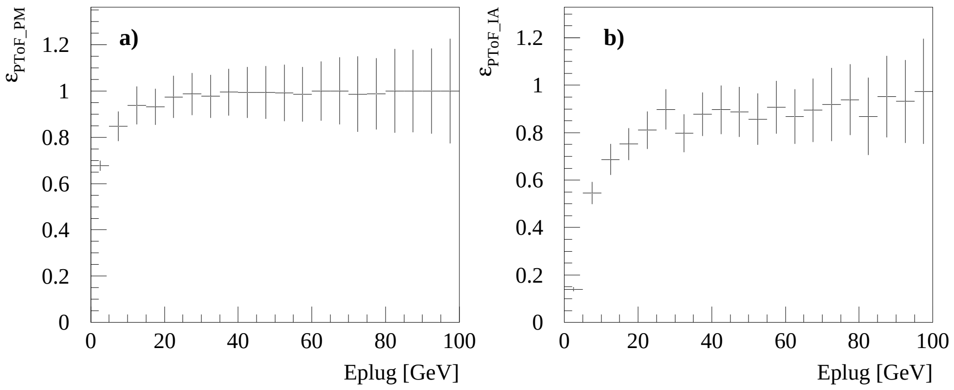

Abbildung 6.7: a) Verhältnis von Ereignissen mit rekonstruierter Energie im Plug-Kalorimeter und Ereignissen mit zusätlich einem Photomultipliersignal im PToF. b) Wie in in a) jedoch nun mit der Bedingung, daß das PToF_IA-Triggerelement gesetzt war.

6.3.1 Untersuchung eines Datensatzes von Ereignissen der Positron-Proton-Streuung

Für die vorliegende Untersuchung wurden Ereignisse des neutralen Stromes (siehe Kapitel 1.1.2) benutzt. Der Subtrigger, der zur Aufzeichnung verwendet wurde, war speziell für Ereignisse dieser Art optimiert. Dabei wurde nur nach Ereignissen gesucht, bei denen das Positron in das SpaCal gestreut wurde. Neben der Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter sind in diesen Subtriggerbedingungen zahlreiche globale Vetooption integriert, wie die Flugzeittrigger der Vetowand und des SpaCals. Die Triggerlogik wurde dahingehend modifiziert, daß das BToF_BG-Triggerelement keinen Einfluß auf die Datenaufzeichnung hatte. Es war also möglich, daß Physikereignisse mit einem solchen BToF_BG-Triggerelement aufgezeichnet wurden, während bei der gewöhnlichen Datennahme alle Subtrigger für Physikereignisse die Bedingung haben, daß kein BToF_BG gesetzt ist.

Aus den mit dem Detektor registrierten Daten können die kinematischen Variablen des Streuprozesses, die in Kapitel 1.1.2 eingeführt worden sind, rekonstruiert werden. Es wurde hier die klassische Methode benutzt, bei der die Berechnung der Ereigniskinematik allein aus dem Streuwinkel θ_{e^+} des Positrons und dessen Energie E_{e^+} erfolgt. Diese Art der Rekonstruktion wird *Elektron-Methode* genannt. Es gelten folgende Zusammenhänge[1]

$$Q^2 = 4E_0E_{e^+}cos^2\frac{\theta_{e^+}}{2}, \tag{6.1}$$

$$y = 1 - \frac{E_{e^+}}{E_0}sin^2\frac{\theta_{e^+}}{2}, \tag{6.2}$$

[1]Im verwendeten Einheitensystem gilt: $\hbar = c = 1$.

$$x = \frac{Q^2}{ys}. \tag{6.3}$$

Dabei ist E_0 die Energie des Positronstrahls, die 27.5 GeV beträgt. Dadurch ist die Kinematik eines Ereignisses komplett bestimmt, da s durch die Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV ebenfalls gegeben ist.

Weil auch der hadronische Endzustand zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik herangezogen werden kann, gibt es prinzipiell weitere Möglichkeiten:

- Bei der *Doppelwinkel-Methode* [Ben91, Hoe91] wird die Ereigniskinematik aus dem Streuwinkel des Positrons und dem mittleren Streuwinkels des hadronischen Endzustands berechnet.
- Eine Methode, bei der die Ereigniskinematik allein aus den Meßgrößen des hadronischen Endzustandes bestimmt wird, ist die *Methode von Jaquet und Blondel* [Jaq79]. Diese Methode eignet sich auch für Ereignisse des geladenen Stromes.
- Die *Sigma-Methode* [Bas95] ist eine Weiterentwicklung der Methode von Jaquet und Blondel. Es werden auch Meßgrößen des gestreuten Positrons benutzt.

Der mit dem modifizierten Subtrigger aufgezeichnete Datensatz umfaßt etwa 120000 Ereignisse. Mit zahlreichen Schnitten wird nun versucht, nur solche Ereignisse zu selektieren, bei denen es wirklich eine Streuung vom Positron am Proton gegeben hat. Weil für diese Analyse vorläufige Daten[2] untersucht werden, sind die Schnitte eher konservativ.

- Es wurde ein rekonstruierter Vertex verlangt. Die Position auf der Strahlachse, also der z-Achse, liegt im Intervall von –30 cm bis 30 cm.
- Der Streuwinkel des Positrons liegt im Akzeptanzbereich des SpaCals $155^o \leq \theta_{e^+} \leq 176^o$. Bei systematischen Messungen ist der Winkelbereich sogar bis $\theta_{e^+} = 177^o$ ausgedehnt worden [May97]. Bei derart kleinen Streuwinkeln besteht jedoch die Gefahr, daß das Signal im SpaCal gar nicht vom gestreuten Positron sondern von Teilchen, die sich mit dem Positronbunch bewegen, erzeugt worden ist. Eine Ausdehnung des Winkelbereichs kann nur dann erfolgen, wenn hierzu systematische Studien mit Simulationen gemacht wurden, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnten.
- Bei kleinen Werten von y gelingt die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Elektron-Methode zunehmend schlechter [Bas95]. Deshalb wird in der vorliegenden Untersuchung $y_{e^+} \geq 0.05$ verlangt.

Nach obigen Selektionsschnitten ist der Datensatz noch von vielen Untergrundereignissen dominiert. Außerdem ist ein großer Teil der Ereignisse auf den *Photoproduktions*prozeß

[2]Nach einer kompletten Datennahmeperiode, werden alle Ereignisse nocheinmal unter Berücksichtigung aktueller Parameter bearbeitet. Es werden beispielsweise Kalibrationsdaten benutzt, die nach Abschluß der Datennahmeperiode optimiert wurden.

zurückzuführen. Bei diesem Prozeß entkommt das Positron durch das Strahlrohr aus dem Hauptdetektor und die im rückwärtigen Kalorimeter deponierte Energie stammt vom hadronischen Endzustand. Mit einem Schnitt auf die Ereigniskinematik und zahlreichen Forderungen an den Positronkandidaten kann der Untergrund weitestgehend unterdrückt werden.

- Im SpaCal gibt es nur einen einzigen Positronkandidaten, das heißt es wurde genau ein Cluster in der elektromagnetischen Sektion des SpaCals rekonstruiert.
- Die Energie des Clusters, das zum Positronkandidaten gehört, ist größer als 10 GeV. Für Energien unterhalb dieser Schwelle dominieren Photoproduktionsereignisse das mit dem SpaCal gemessene Energiespektrum.
- Der energiegewichtete Radius des Clusters ist kleiner als 3.5 cm. Mit diesem Schnitt berücksichtigt man die Tatsache, daß die Breite eines Positronclusters kleiner ist als die eines von einem Hadron verursachten Clusters.
- Die Projektion des Clusterschwerpunktes in die Ebene der rückwärtigen Spurenkammer ist weniger als 2.5 cm vom einer dort gemessenen Teilchenspur entfernt. Bei Ereignissen der Photoproduktion ist dieser Abstand meist größer, so daß mit diesem Schnitt ein Teil der unerwünschten Ereignisse weggeschnitten wird [Kat97].
- Bei Ereignissen der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung erwartet man für $\sum_i(E_i - p_{i,z}) = 2E_0$. Dabei ist E_i die Energie des Teilchens i und $p_{z,i}$ der Impuls des Teilchens in z-Richtung. Die Summe läuft über alle im Hauptdetektor nachgewiesenen Teilchen. Bei Photoproduktionsereignissen ist diese Summe kleiner als $2E_0 = 55$ GeV, da das gestreute Positron durch das Strahlrohr entkommt. Mit dem Schnitt 35 GeV$\leq \sum_i(E_i - p_{i,z}) \leq 70$ GeV kann ein Teil dieses Untergrundes aus dem Datensatz entfernt werden.

Nach Anwendung obiger Schnitte auf die Daten bleiben 15306 Ereignisse übrig, die mit großer Sicherheit echte Physikereignisse der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung sind. Der in den Daten verbleibende Anteil von Photoproduktionsereignissen kann exakt nur über durch die Auswertung von simulierten Ereignissen erfolgen. In Untersuchungen, die ähnliche Schnitte zur Unterdrückung des Untergrundes enthalten, wurde der verbleibende Photoproduktionsanteil auf einige Prozent bestimmt [May97].

Für die vorliegende Analyse ist nun die wichtige Fragestellung, wieviele Ereignisse durch den BToF_BG-Trigger verworfen worden wären. Man findet, daß 15 Ereignisse, also etwa $(0.100 \pm 0.003)\%$, vom Level 1 Trigger nicht akzeptiert worden wären. In Abbildung 6.8 sind die Verteilungen einiger charakteristischer Variablen für die selektierten Physikereignisse dargestellt. Histogramm a) zeigt das Energiespektrum des gestreuten Positrons. Im Histogramm b) ist der Streuwinkel des Positrons dargestellt. Aus diesen beiden Größen wurde unter Berücksichtigung der Strahlenergie die Ereigniskinematik rekonstruiert, die in den Histogrammen c) und d) zu sehen ist. Dabei zeigt c) die Verteilung der Skalenvariablen y und d) die kinematische Ebene, in der die Skalenvariable $x_{Bj\o rken}$ gegen den Impulsübertrag Q^2 aufgetragen ist.

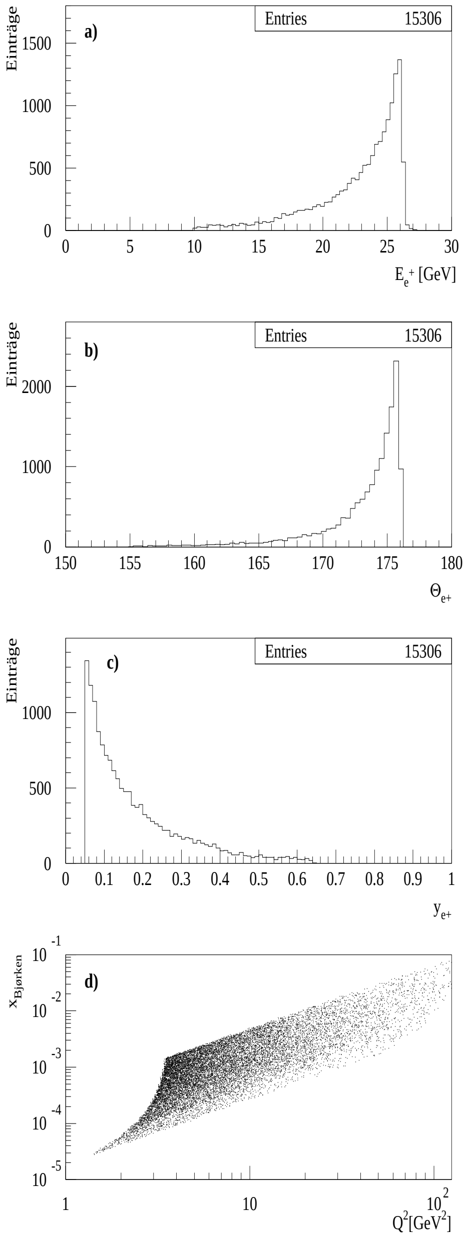

Abbildung 6.8: Verteilung einiger charakteristischer Größen für alle selektierten Ereignisse. Histogramm a) Energie des gestreuten Positrons. Histogramm b) Streuwinkel des Positrons. Histogramm c) Skalenvariable y des Positrons. Histogramm d) Die kinematische Ebene.

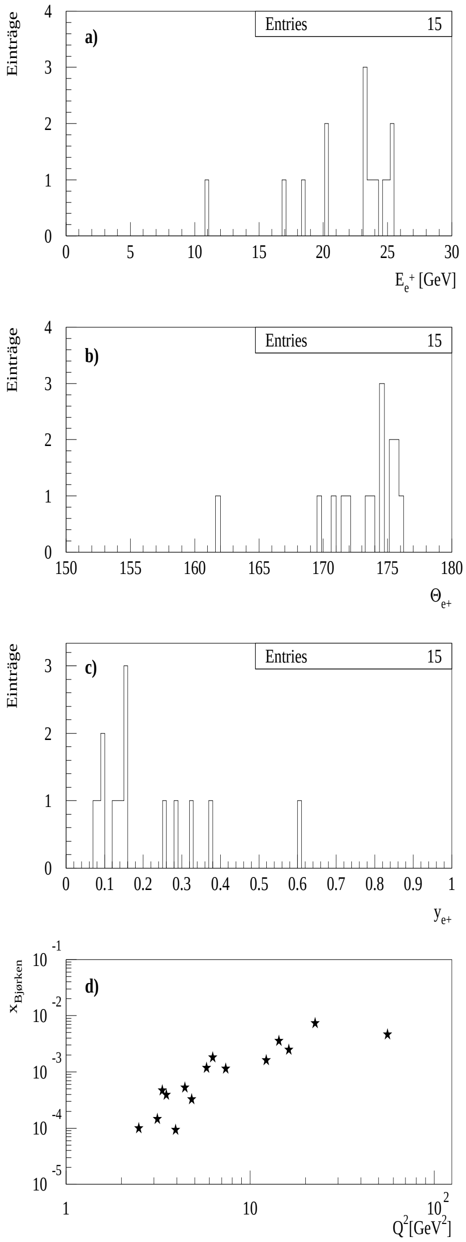

Abbildung 6.9: Gezeigt sind die gleichen Variablen wie in Abbildung 6.8, jedoch jetzt für die Ereignisse, die wegen des BToF_BG-Triggers verworfen worden wären.

Die Abbildung 6.9 zeigt die gleichen Variablen jedoch nun für die Ereignisse, die der Level 1 Trigger aufgrund des BToF_BG-Triggers verworfen hätte. Die Verteilungen der potentiell verloren Ereignisse zeigen keine Anzeichen dafür, daß Ereignisse mit besonderen Merkmalen bevorzugt verworfen werden. In einem Ereignis wurde vom BToF ein Teilchen im Zeitfenster des Untergrundes nachgewiesen, während die restlichen Ereignisse aufgrund des über mehrere HERA-Zeitintervalle gestreckten BToF_BG-Triggerelementes verworfen worden sind.

6.3.2 Der Zusammenhang zwischen verworfenen Ereignissen und dem Strahlstrom

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob die Anzahl der verworfen Ereignisse mit der Höhe des Protonstrahlstromes korreliert ist. Diese Frage ist von besonderem Interesse, weil in den nächsten Betriebsjahren die Strahlströme im HERA-Speicherring weiter gesteigert werden sollen.

Abbildung 6.10a zeigt den Verlauf des Protonstrahlstroms über die Zeit der gesamten untersuchten Speicherringfüllung. In den Zeitintervallen, in denen keine Einträge im Histogramm zu sehen sind, wurden mit dem Detektor andere spezielle Daten aufgezeichnet, die keinen Eingang in die vorliegende Analyse gefunden haben. Der Verlauf der Kurve ist typisch. Durch Wechselwirkungen mit der Strahlrohrwand und Streuprozesse an Kollimatoren gehen im Laufe der Zeit immer wieder Protonen verloren. Der maximale Strom von über 90 mA ist im Vergleich zu den Vorjahren sehr hoch. Erst im Datennahmejahr 1997 wurden Stöme in dieser Stärke möglich.

Zur Klärung der Frage, ob der Strahlstrom in Zusammenhang mit der Menge der verworfenen Ereignisse steht, wurde das Verhältnis von verworfenen Ereignissen zu akzeptierten Ereignissen gebildet. In Abbildung 6.10b ist dieses Verhältnis als Funktion der Zeit dargestellt. Es fällt deutlich auf, daß es bei erhöhtem Strahlstrom wahrscheinlicher ist, Physikereignisse zu verlieren. Zum Ende der Speichringfüllung werden keine Ereignisse mehr verworfen.

Bei großen Strahlströmen erhöhen sich sowohl Strahluntergrund als auch die Zahl der Positron-Proton-Streuungen. Untergrundereignisse und Physikereignisse liegen bei den nun vorliegenden Strahlbedingungen nur noch wenige HERA-Zeitintervalle auseinander. Besonders im Hinblick auf die geplanten Umbaumaßnahmen am H1-Detektor zur Steigerung der Luminosität [H1-97d] wird dieser Aspekt von großer Bedeutung sein. Detailierte Studien müssen zeigen, ob das Triggerelement BToF_BG weiterhin über fünf HERA-Zeitintervalle gesetzt werden kann oder ob der Verlust von Physikereignissen in die Größenordnung von Prozenten kommt, der nicht mehr toleriert werden kann. Als Konsequenz müßte dann die Streckung des Triggerelements BToF_BG verkürzt werden.

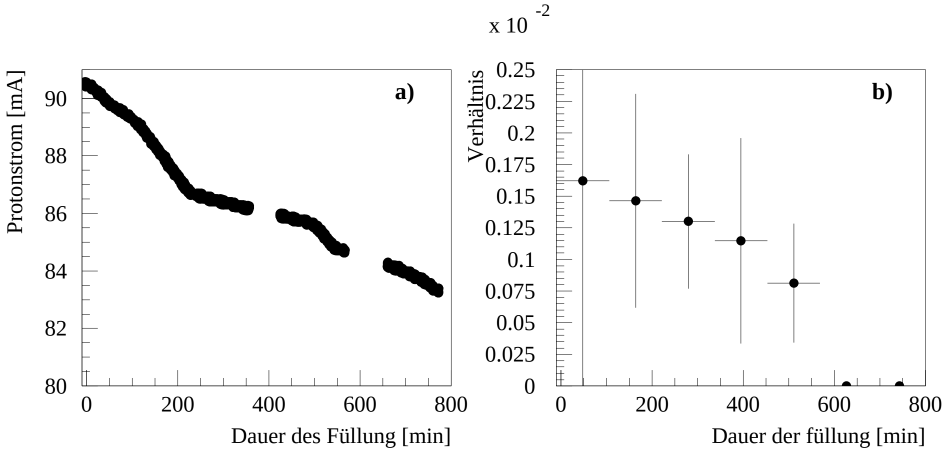

Abbildung 6.10: Histogramm a) Verlauf der Stromstärke des Protonstrahls über die Zeit einer Speicherringfüllung. b) Verhältnis von potentiell verworfenen Ereignissen zu allen Ereignissen.

6.3.3 Vergleich mit einer anderen Methode

Die Zahl der verworfenen Physikereignisse kann auch mit einer anderen Methode bestimmt werden. Bei dieser Methode werden Monitortrigger benutzt, die solche Ereignisse aufzeichnen, bei denen die Triggerbedingung für das Physikereignis und Untergrund erfüllt ist. Die Prescale-Faktoren für diese Monitortrigger sind jedoch hoch, und deshalb ist der statistische Fehler groß.

Mit der Methode der Monitortrigger wurden in [May97] $(1.2 \pm 0.5)\%$ verworfene Ereignisse gefunden. In dieser Messung sind jedoch alle Flugzeitzähler und die Vetowand enthalten. Die untersuchten Ereignisse wurden aus den vielen aufgezeichneten Daten einer Datennahmeperiode selektiert. Der Strahlstrom wurde nicht berücksichtigt. Deshalb sind die Ergebnisse der Messung aus [May97] und der in dieser Arbeit durchgeführten direkten Messung nur bedingt miteinander vergleichbar. In ihrer Kernaussage, daß vom Flugzeitsystem Physikereignisse verworfen werden, stimmen beide Analysen überein.

Kapitel 7

Ausblick

Wegen der vergleichsweise leichten Handhabung von Szintillatoren der Größe, wie sie im Flugzeitsystem eingesetzt werden, ist die Konfiguration des Flugzeitsystems in den vergangen Jahren oft geändert worden. Auch für die Datennahmeperiode 1998 sind erneut einige Modifizierungen am Flugzeitsystem vorgesehen. Allein beim FToF wird es keine Veränderungen geben.

7.1 Vom BToF zum FIT und das VLQ-ToF

Das in den Jahren 1996/97 eingesetzte BToF wird es in dieser Form nicht mehr geben. An der Position z ≈ -3.20 m wird ein neues Kalorimeter in den H1-Detektor integriert. Mit diesem Kalorimeter sollen Elektronen[1] nachgewiesen werden, die bei der Streuung am Proton eine so kleine Bahnänderung erfahren, daß sie das Strahlrohr erst hinter dem SpaCal verlassen. Ziel dieser Detektorerweiterung ist, die Elektron-Protonstreuung bei noch kleineren Impulsüberträgen Q^2 untersuchen zu können, daher heißt das neue Kalorimeter VLQ (**V**ery **L**ow **Q** square) [H1-96]. In dieses neue Meßinstrument soll ein Flugzeitzähler auf Szintillatorbasis integriert werden. Die Elektronik des alten BToF wird vom neuen "VLQ-ToF" weiter benutzt. Abbildung 7.1 zeigt das neue Kalorimeter an seiner Einbauposition zwischen der hadronischen Sektion des SpaCals und dem Kompensatormagneten.

Aus den Szintillatorscheiben des BToF ist ein neuer Flugzeitzähler konstruiert worden, das FIT (**F**orward **I**nteraction **T**iming) [Bid98, Flei98]. Diese neue Komponente ist zwischen dem vorwärtigen Spurenkammersystem und dem Kryostaten des Flüssigargon-Kalorimeters an der Position z ≈ 2.70 m eingebaut worden. Damit soll das Zeitverhalten vom hadronischen Endzustand der Wechselwirkung besser zugänglich werden. Insbesondere bei starkem Strahluntergrund kann das vorwärtige Spurenkammersystem zu dieser Messung nur schlecht benutzt werden. Die Zeitinformation des Flüssigargon-Kalorimeters ist verglichen mit der eines Szintillators sehr schlecht, kann aber mit der Zusatzinformation des FIT verbessert werden.

Der Aufbau des FIT ist Abbildung 7.2a zu sehen. Die vier Szintillatorstücke sind alle noch einmal halbiert wurden, so daß das FIT aus acht Szintillatoren, die mit je einem Photomultiplier ausgelesen werden, besteht. Durch die Erhöhung der Kanäle wird der maximale Lichtweg verkleinert, und das Zeitauflösungsvermögen wird weiter gesteigert.

[1] Für das Jahr 1998 ist der Betrieb des HERA-Speicherrings mit Elektronen vorgesehen.

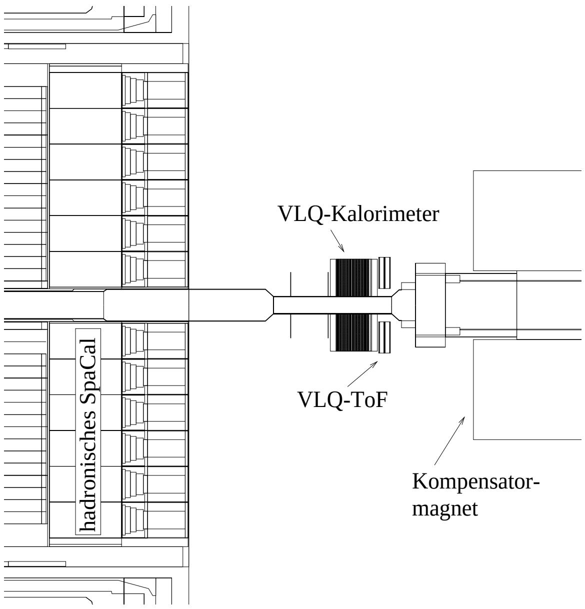

Abbildung 7.1: Installationsposition des VLQ-Kalorimeters.

Weil das Strahlrohr an der neuen Einbauposition dicker ist, mußte außerdem der Radius der inneren Aussparung von 67 mm auf 112 mm vergrößert werden. Auch in der neuen Installation werden zwei Ringe aus Szintillator hintereinander montiert. Um vor dem Kalorimeter möglichst wenig totes Material im Detektor zu haben, werden die beiden Ringe statt mit einer Bleischicht durch eine 3 mm starke Schicht aus Aluminium voneinander getrennt. Siehe dazu Abbildung 7.2b.

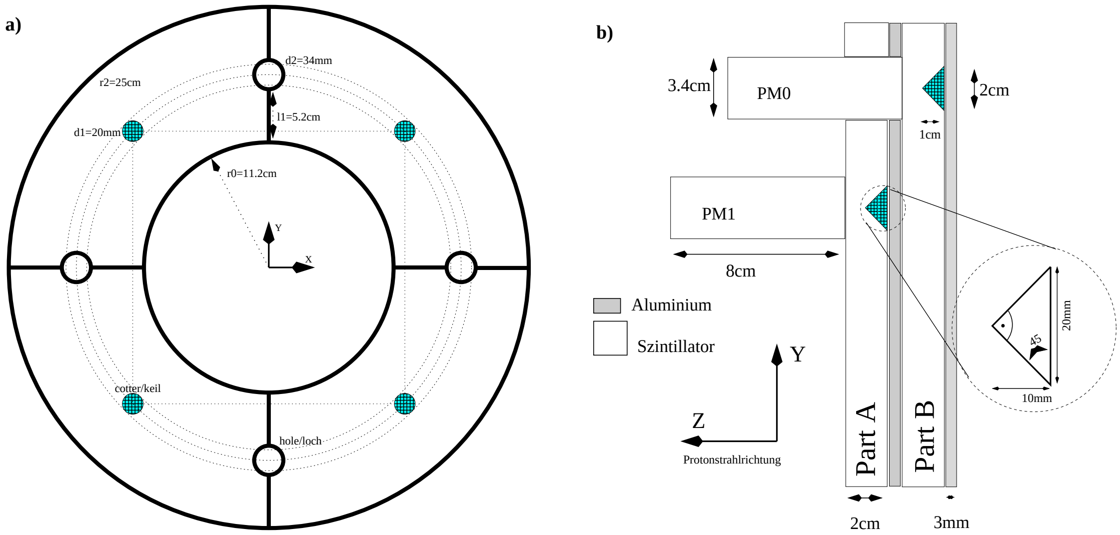

Abbildung 7.2: a) Frontansicht des FIT. b) Seitenansicht des FIT.

Völlig anders ist im Falle des FIT die Montage der Photomultiplier. Die Konfiguration des Magnetfeldes erlaubt auch mit Spezialphotomultipliern nur eine zum Strahlrohr parallele Installation. Dazu werden die Photomultiplier senkrecht auf die Szintillatoroberfläche geklebt. Damit eine möglichts große Lichtmenge in den Photomultiplier reflektiert wird, ist gegenüber seiner Montageposition ein kegelförmiges Loch in den Szintillator gebohrt worden, wie in Abbildung 7.2b zu sehen ist. Ein erster Test dieser Konfiguration ist bereits erfolgreich durchgeführt worden [Iss98]. Dazu wurden mit einer Beta-Quelle Lichtsignale im Szintillator erzeugt, und der Ausgangspuls des Photomultipliers mit einem Oszillographen beobachtet.

Die Elektronik des bestehenden Flugzeitsystems soll vom FIT mitbenutzt werden. Auch wenn es noch keine detailierten Pläne für diese Integration gibt, werden keine prinzipiellen Probleme erwartet. Schwierigster Teil dieser Integration wird die Erhöhung der Zahl der Triggerelemente des Flugzeitsystems sein.

7.2 Veränderung des Plug-Kalorimeters

Durch die extreme Strahlenbelastung im Vorwärtsbereich des H1-Detektors ist die Siliziuminstrumentierung des Plug-Kalorimeters stark in Mitleidenschaft gezogen worden [H1-95]. Die Beschädigungen machen sich als störendes Rauschen bemerkbar und verschlechtern die Energiemessung mit dem Plug-Kalorimeter.

Zur Verbesserung dieser Situation gibt es einen Vorschlag [H1-97c], die jetzige Instrumentierung auszutauschen. Statt des Siliziums soll möglichst strahlenresistenter Szintillator zum Einsatz kommen. Die Szintillatorplatten sollen über lichtleitende Fasern mit Photomultipliern ausgelesen werden. Eine Seitenansicht der geplanten Installation ist in Abbildung 7.3 zu sehen. Abbildung 7.4 zeigt die Anordnung der Szintillatoren in der Frontansicht für eine Ebene. In einer Ebene sollen zweimal acht Szintillatoren installiert werden, von denen jeder in radialer Richtung in vier Sektionen unterteilt ist. Ein Oktantand wird von jeweils vier Photomultipliern ausgelesen, so daß insgesamt 32 Photomultiplier benötigt werden. Weil aber nicht jede Ebene einzeln mit Photomultipliern bestückt wird sondern das Licht mehrerer Ebenen von einem Photomultiplier ausgelesen wird, kommen zweimal 32 Photomultiplier zum Einsatz.

In diese Anordnung sollen vier weitere Kanäle integriert werden, die dann zur Flugzeitmessung benutzt werden können. Wie Abbildung 7.3 zu entnehmen ist, wird das Licht von zwei hintereinander liegenden Ebenen auf insgesamt vier Photomultiplier gegeben. Ein Photomultiplier ist jeweils mit zwei hintereinander liegenden Quadranten verbunden. Die Elektronik des bestehenden PToF soll weiter benutzt werden, um die Triggersignale zu erzeugen.

Ob der Einbau in der hier vorgestellten Variante noch vor Beginn der nächsten Datennahmeperiode erfolgt, steht noch nicht abschließend fest. Da in der jetzigen Instrumentierung des Plug-Kalorimeters nicht alle Zwischenräume der Absorberstruktur belegt sind, wäre eine Testinstallation mit den neuen Szintillatoren eine mögliche Option. Das Flugzeitsystem würde dann zunächst nicht verändert.

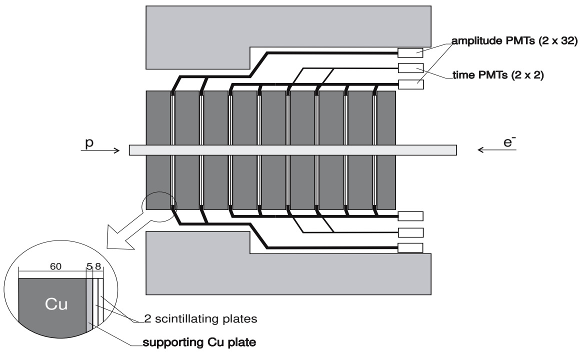

Abbildung 7.3: Seitenansicht der neuen Instrumentierung im Plug-Kalorimeter [H1-97c].

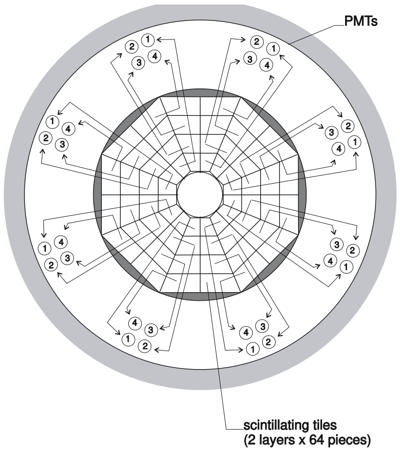

Abbildung 7.4: Frontansicht einer Ebene, die mit Szintillatorplatten bestückt ist [H1-97c].

7.3 Test eines neuen Diskriminators

Im Kaptitel 5.2 wurde bereits der *Walking*-Effekt beschrieben, der von den Diskriminatoren verursacht wird. Durch den Einsatz eines verbesserten Diskriminatortyps kann hier eine erhebliche Verbesserung erzielt werden. Dieser Diskriminatortyp heißt *Constant-fraction*-Diskriminator. Seine Funktionsweise, die ausführlich in [Leo94] beschrieben ist, soll im folgenden kurz dargestellt werden.

Der Constant-fraction-Diskriminator erzeugt einen Ausgangspuls, wenn ein bestimmter Anteil des Gesamtsignals gemessen wurde. Abbildung 7.5 zeigt ein Signal mit hoher und niedriger Amplitude. Beide erreichen zum selben Zeitpunkt die Hälfte ihrer Signalstärke. Damit der Constant-fraction-Diskriminator gute Ergebnisse erzielen kann, muß die Anstiegszeit des Eingangssignals unabhängig von seinem Maximalwert sein. Durch eine geeignete Abstimmung der Dynoden des Photomultipliers kann diese Bedingung erfüllt werden [Weg95].

Für das Flugzeitsystem ist ein Prototyp dieses verbesserten Diskriminators entwickelt worden [Beg98]. Dieser konnte im Rahmen dieser Arbeit ersten Testmessungen unterzogen werden, wobei als Eingangssignal das Signal eines Generators benutzt wurde. Die Amplitude des Eingangssignals wurde von 940 mV auf 94 mV reduziert, und der Startpunkt des Diskriminatorausgangspulses auf einem Oszillographen beobachtet. Zum Vergleich wurde das gleiche Signal auf einen konventionellen Diskriminator gegeben.

In Abbildung 7.6a ist das Ergebnis dieser Testmessung festgehalten. Die Kurven sind jeweils beschriftet. Für den konventionellen Diskriminator liest man vom Oszillographen eine Zeitverschiebung von (3.7 ± 0.2) ns ab. Für den neuen Diskriminator läßt sich aus dieser Messung gar keine Verschiebung des Ausgangspulses feststellen, da beide Ausgangslinien zusammen fallen.

Bei der höchsten Frequenz, die mit dem Oszillographen zur Verfügung stand, konnte

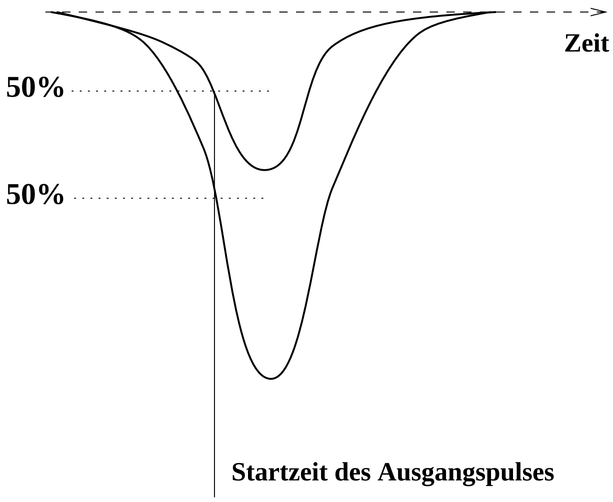

Abbildung 7.5: Arbeitsweise eines Constant-fraction-Diskriminators.

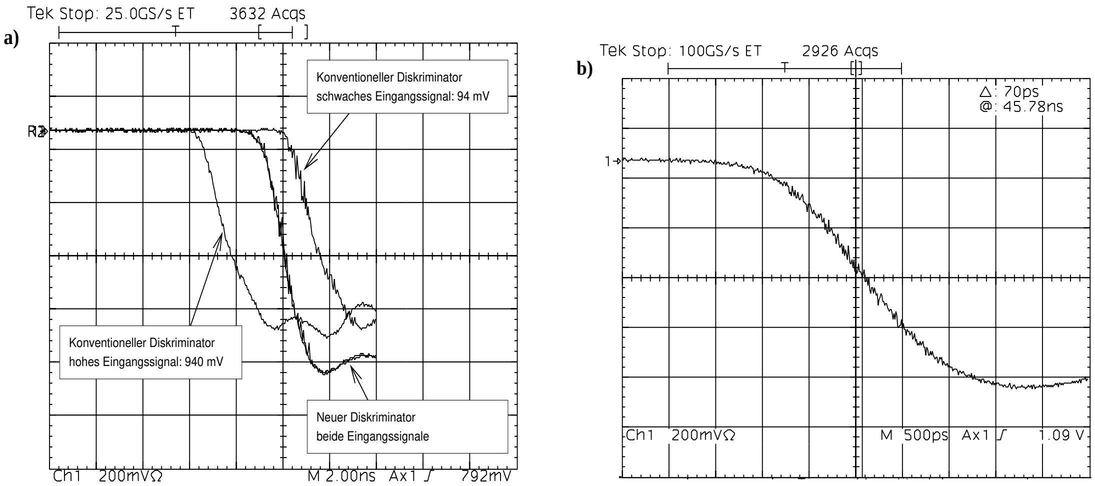

Abbildung 7.6: a) Vergleich der Verschiebung des Ausgangspulses zwischen einem konventionellen Diskriminator und den Prototyp eines Constant-fraction-Diskriminators. b) Messung der Zeitverschiebung für den neuen Diskriminator.

die Zeitverschiebung des neuen Diskriminators gemessen werden. In Abbildung 7.6b ist der Ausgangspuls, der zur niedrigen Eingangsspannung gehört, zu erkennen. Der zum hohen Eingangssignal gehörende Ausgangspuls war zuvor auf den Nullpunkt des Koordinatensystems gelegt worden. Man liest eine Zeitverschiebung von (100 ± 50) ps ab. Mit dem neuen Diskriminator ist also eine erhebliche Verbesserung erreicht worden.

Ein erster Test, bei dem an den neuen Diskriminator ein Photomultiplier angeschlossen worden war, verlief ebenfalls erfolgreich. Der Photomultiplier war an einen Szintillator angeschlossen, in dem mit einer Strahlenquelle Lichtblitze erzeugt wurden. Wegen der erfolgreichen Tests ist für die nächste Zukunft die Produktion einer Testserie geplant.

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die systematische Untersuchung des Flugzeitsystems, wie es in den Jahren 1996 und 1997 zur Datennahme im H1-Experiment zum Einsatz gekommen ist.

Die eingesetzten Detektoren und die benutzte Elektronik wurden beschrieben. Weite Teile der Schaltung sind während des Zeitraumes dieser Arbeit überprüft und dabei lokalisierte defekte Bauteile sind ersetzt oder repariert worden.

Es konnte gezeigt werden, daß durch systematische Analyse der dauerhaft gespeicherten Daten, die richtige Funktionsweise des Systems über weite Bereiche verifiziert werden konnte. Weiterhin konnten Fehlfunktionen anhand dieser Analysen lokalisiert werden. Einige Probleme sind beseitigt worden, für andere konnten Vorschläge zur Beilegung gemacht werden.

Wichtige Parameter des Flugzeitsystems wurden aus den Daten bestimmt.

- Das Zeitauflösungsvermögen des BToF beträgt (0.86 ± 0.01) ns.
- Für das PToF wurde ein Zeitauflösungsvermögen von (1.07 ± 0.05) ns ermittelt.
- Für hochenergetische Teilchen haben sowohl BToF als auch PToF eine Nachweiswahrscheinlichkeit von über 99%.
- Das BToF erzeugt für protonstrahl-induzierte Ereignisse mit Teilchen nahe am Strahlrohr mit einer Effizienz von $(99.2 \pm 0.4)\%$ ein entsprechendes Triggersignal.
- Wegen Problemen mit dem Untergrundtrigger des PToF konnte hier nur die Effizienz für das Triggerelement, das Teilchen aus der Wechselwirkung anzeigen soll, bestimmt werden. Für hochenergetische Teilchen wurde diese zu $(89.8 \pm 4.2)\%$ bestimmt.

Der Einfluß auf den Verlust von Physikereignissen auf der ersten Triggerstufe durch die Vetofunktion des Triggerelementes BToF_BG wurde eingehend untersucht. Etwa 0.1% der Physikereignisse werden fälschlicherweise verworfen. Interessant war in diesem Zusammenhang, daß die Zahl der verworfen Ereignisse mit der Höhe des Protonstrahlstromes korreliert ist. Weil der Strahlstrom in den kommenden Jahren kontinuierlich gesteigert werden soll, muß sein Einfluß auf die vom Flugzeitsystem verworfenen Ereignisse besonders kritisch beobachtet werden.

Die für die Zukunft geplanten Änderungen und Verbesserungen am Flugzeitsystem sind kurz dargestellt.

Anhang A

Numerierungsschema der Szintillatoren

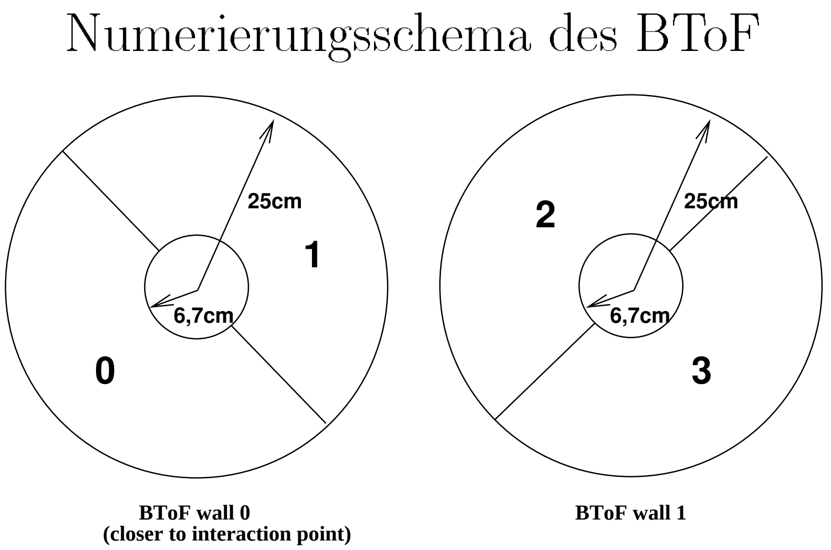

Abbildung A.1: Anordnung der Szintillatoren des BToF (z=–3.2 m) [Wis98].

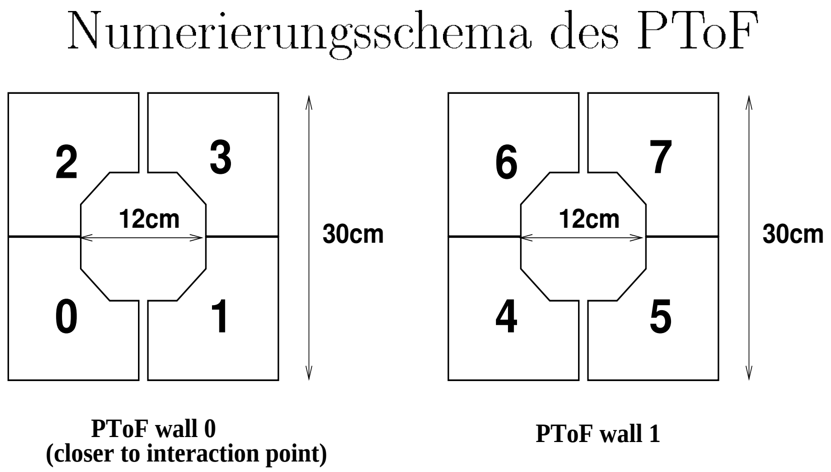

Abbildung A.2: Anordnung der Szintillatoren des PToF (z=+5.3 m) [Wis98].

Anhang B

Schaltpläne der Flugzeitelektronik

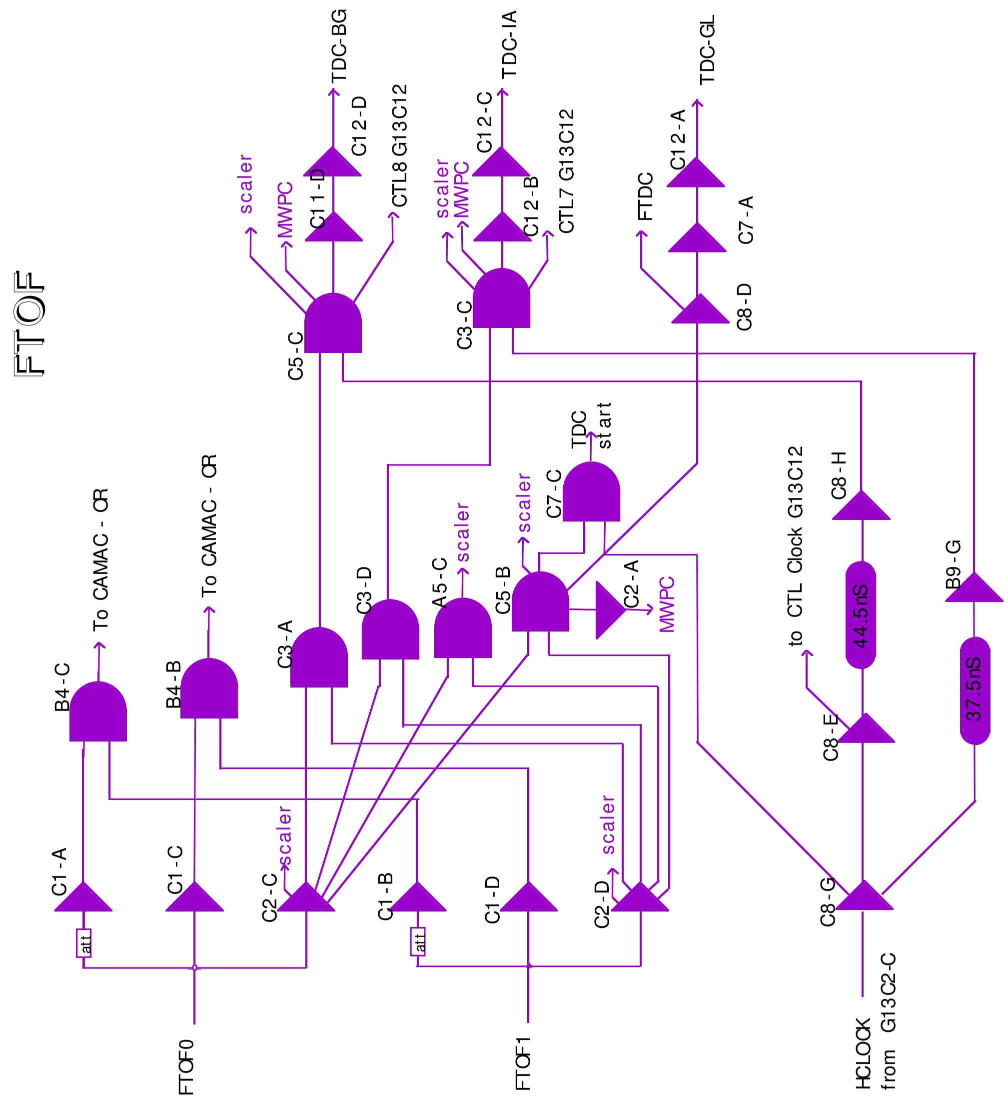

Abbildung B.1: Schaltplan des FToF.

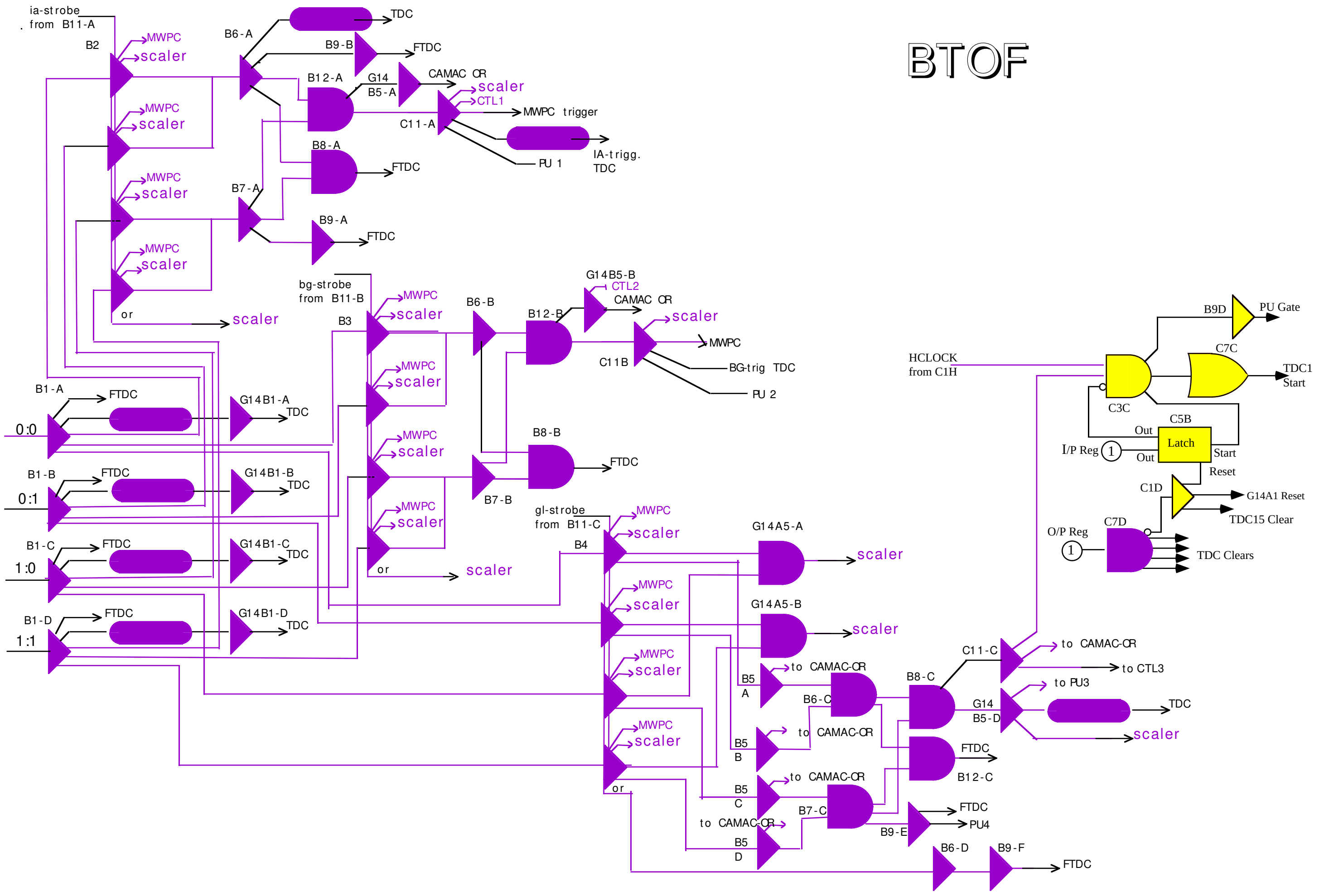

Abbildung B.2: Schaltplan des BToF.

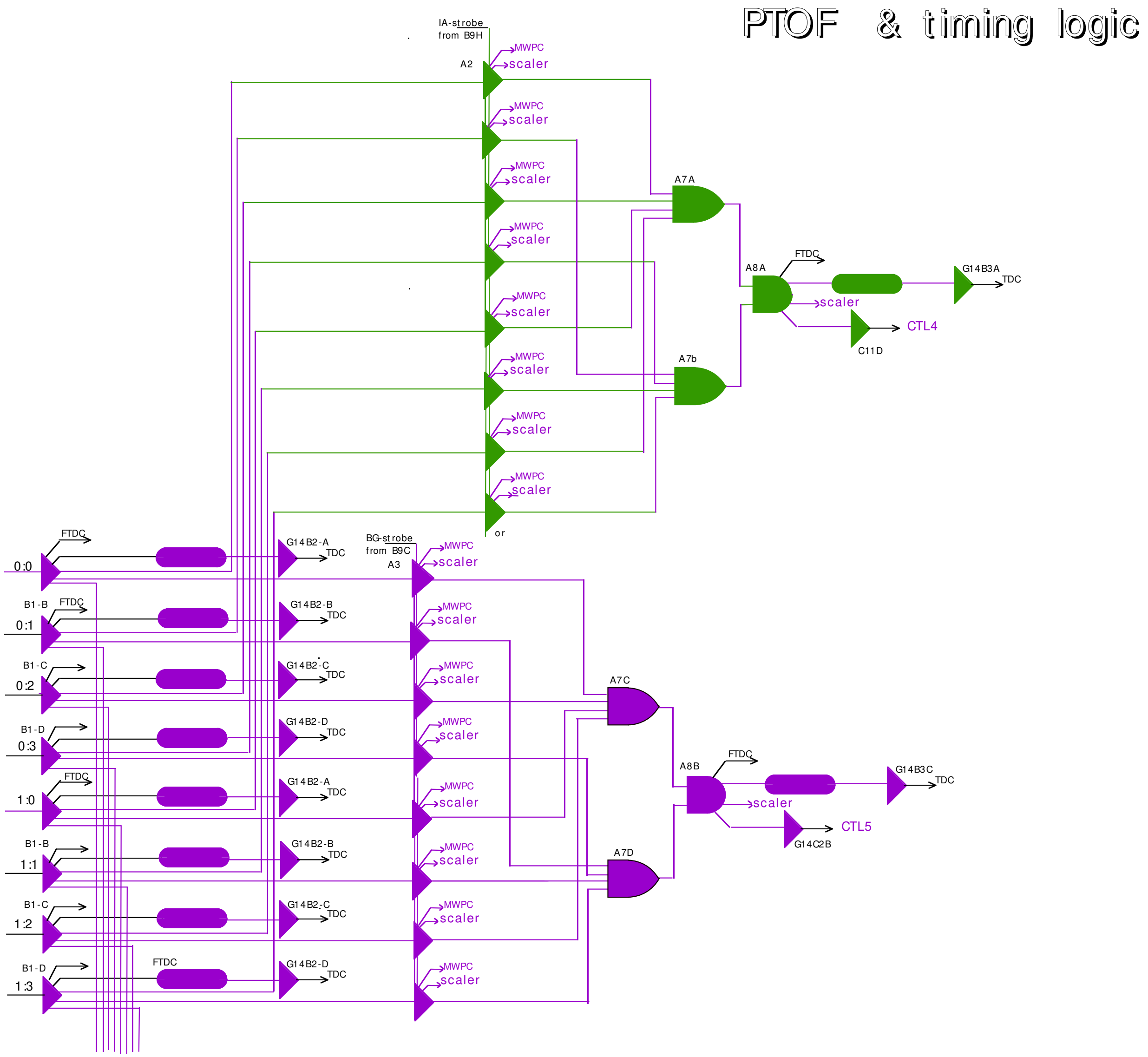

Abbildung B.3: Schaltplan des PToF, Teil 1.

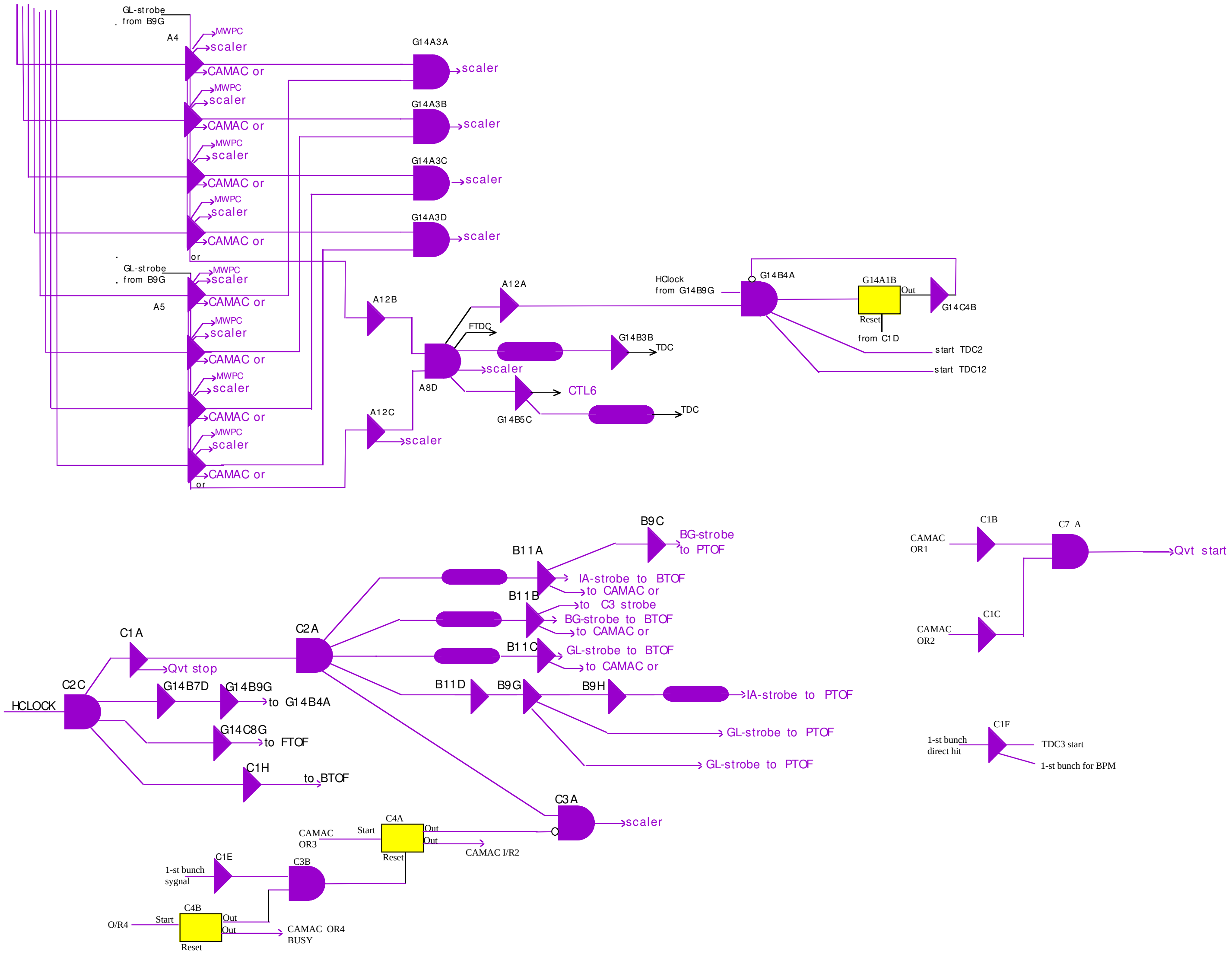

Abbildung B.4: Schaltplan des PToF, Teil 2.

Anhang C

Beseitigung eines Fehlers in der Schaltung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben der regelmäßigen Kontrolle der Diagramme, die das Online-System liefert, immer wieder Prüfungen der Schaltung durchgeführt. Aus der Analyse der Offline-Daten konnte ein Problem mit dem FTDC-Signal des Triggerelementes BToF_IA erkannt werden. Obgleich man in den Daten nur eine kleine Anzahl solcher Ereignisse erwartet, wurden von diesem Kanal keine Daten geliefert. Sowohl das Online-System als auch der zentrale Trigger wurden mit entsprechenden Daten versorgt, so daß der Fehler lange Zeit unbemerkt bleiben konnte. Abbildung C.1 zeigt die FTDC-Zeitspektren der drei BToF-Triggerelemente BToF_IA, BToF_BG und BToF_GL. Im Histogramm a), in dem die FTDC-Daten für das Triggerelement BToF_IA liegen sollten, sind keine Einträge zu sehen.

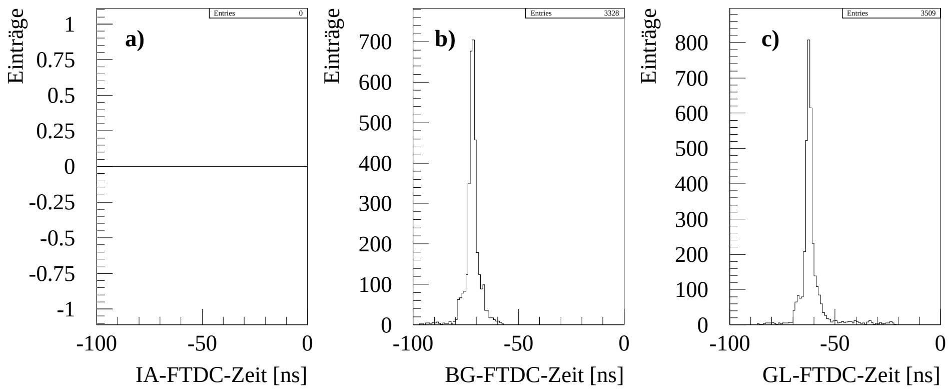

Abbildung C.1: FTDC-Zeitspektren der BToF-Triggerelemente. a) Das (nicht vorhandene) BToF_IA-Signal. b) Das Zeitspektrum des BToF_BG-Triggers. c) Das Zeitspektrum des BToF_GL-Triggers.

Nachdem in der Software, die zur Rekonstruktion der Zeiten eingesetzt wird, kein Fehler gefunden wurde, konnte nur ein Hardwareproblem vorliegen. Es kam erschwerend hinzu, daß es zu diesem Zeitpunkt keinen Schaltplan der aktuellen Version der ToF-Elektronik gab. Um zu entscheiden, ob der Fehler in der Elektronik des Flugzeitsystems oder im FTDC-System des Spurenkammersystems liegt, das zur Speicherung der Flugzeitdaten für die Offline-Daten benutzt wird, wurden die FTDC-Signalkabel des BToF_BG-Triggers und des BToF_IA-Triggers vertauscht. Das Ergebnis, das sich in den Daten zeigte, ist in Abbildung C.2 zu sehen. Die FTDC-Zeiten des BToF_BG-Trigger tauchen in dem FTDC-Kanal auf, der für den BToF_IA-Trigger gedacht ist. Der FTDC-Kanal, der eigentlich das BToF_BG-Zeitspektrum aufzeichnet, bleibt hingegen leer. Man schließt daraus, daß die FTDC-Kanäle des Spurenkammersystems in Ordnung sind, und der Fehler in der Flugzeitelektronik liegen muß.

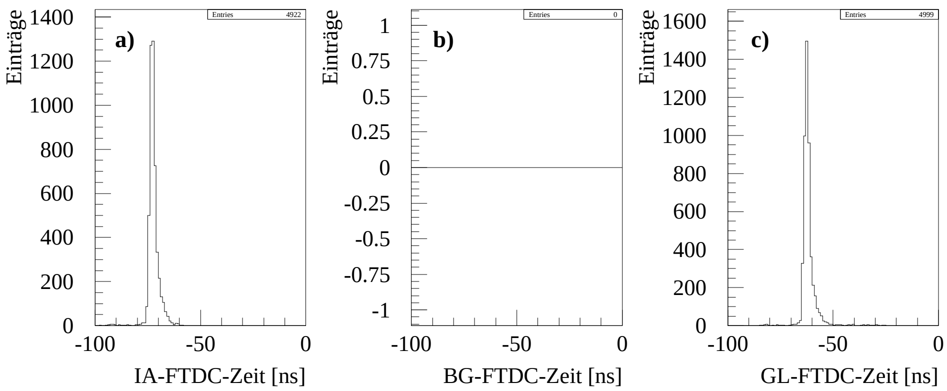

Abbildung C.2: FTDC-Zeitspektren der BToF-Triggerelemente nach dem Tausch der FTDC-Signalkabel. a) Das Histogramm zeigt jetzt das Spektrum des BToF_BG-Triggers. b) Das Zeitspektrum des BToF_IA-Triggers ist erneut nicht zu sehen. c) Das Zeitspektrum des BToF_GL-Triggers.

Dieser Fehler konnte dann schnell gefunden werden. Eine Koinzidenzeinheit war defekt. Nach der Reparatur dieser Einheit waren alle FTDC-Zeiten auch in den Offline-Daten zu finden.

Betrachtet man den Schaltplan des BToF in Abbildung B.2 erkennt man, weshalb es möglich war, daß alle anderen Signale des BToF_IA-Triggers außer seiner FTDC-Zeit vorlagen. Das Signal, das zum FTDC-System geschickt wird, wird von einer eigenen Koinzidenzeinheit (im Schaltplan mit B8-B bezeichnet) erzeugt. Alle anderen Signale werden von einer anderen Koinzidenzeinheit (im Schaltplan mit B12-B bezeichnet) generiert.

Literaturverzeichnis

[Arn96] **C. Arndt,**
Kalibration des H1 Spaghetti Kalorimeters mit Halo Myonen,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1996

[Bas95] **U. Bassler, U. Bernardi,**
On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: the Σ methode,
NIM A361 (1995) 197; DESY-94-231 (1994)

[Beg98] **A. Beglarian,**
Design of a new Constan-fraction-Discriminator,
Persönliche Mitteilung, 1998

[Beh92] **H. Behrend et al.,**
Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1,
Interner Bericht H1-06/92-226, DESY, Hamburg, 1992

[Ben91] **S. Bentvelsen et al.,**
Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,
Proceedings of the Workshop „Physiks at HERA", Volume 1, 79,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Bid98] **P. Biddulph,**
"The report of the technical coordinator",
Vortrag im H1-Kollaborationstreffen, Februar 1998

[Biz97] **J.-C. Bizot et al.,**
Strategy Studies for the H1 Topological L2-Trigger (L2TT),
Interner Bericht H1-01/97-508, DESY, Hamburg, 1997

[CAM82] *CAMAC updated specifications,*
Report NO. EUR 8500en in two volumes (1983),
available from Office for Official Publications of the European Communities, Luxembourg;
or ANSI/IEEE publication SH-08482 (1982)

[Cos73] **L. Costrell,**
"NIM Standard",
Instrumentation in Applied Nuclear Chemistry ed. by J. Krugers,
Plenum Press, New York, 1973

[Fla92] **K. Flamm,**
Messungen von Strahluntergrund bei HERA für den Betrieb von H1,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992

[Flei98] **M. Fleischer,**
About the FIT system,
Wöchendliches H1-Treffen, März 1998

[Gog96] **N. Gogitidze, S. Levonian,**
An Offline Luminosity Determination for the 1995 e^+p Data,
Interner Bericht H1-02/96-471, DESY, Hamburg, 1996

[Hal84] **F. Halzen, A.D. Martin,**
Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics,
John Wiley & Sons, New York, 1984

[Hea93] **J. Heatherington et al.,**
Studies on ToF FTDC data,
Interner Bericht H1-08/93-307, DESY, Hamburg, 1993

[Hea94] **J. Heatherington et al.,**
Analysis of FToF TDC data,
Interner Bericht H1-06/94-362, DESY, Hamburg, 1994

[Hea95] **J. Heatherington,**
ToF – The Time-of-Flight Device for H1,
Ph. D. Theses, Queen Mary and Westfield College, London, 1995

[HERA–B94] **HERA–B Collaboration,**
An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring,
DESY–PRC 94/02, Mai 1994

[HERMES95] **M. Düren,**
The HERMES experiment: From the design to the first results,
Interner Bericht HERMES-95-02, DESY, Hamburg, 1995

[Hil94] **W. Hildesheim, V. Riech, M. Seidel,**
The Plug Calorimeter Users Guide,
Interner Bericht H1-08/94-372, DESY, Hamburg, 1994

[Hoe91] **K. C. Hoeger,**
Measurement of x, y, Q^2 in Neutral Current Events,
Proceedings of the Workshop „Physiks at HERA“ Volume 1, 43,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Hut95] **H. Hutter,**
Teststrahluntersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter für den H1-Detektor,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1995

[H1-95] *An investigation into the radiation damage of the silicon detectors of the H1-PLUG calorimeter within the HERA environment,*
DESY 95-139, 1995

[H1-96] **The H1 Collaboration,**
Technical Proposal to build a Special Spectrometer covering Very Small Momentum Transfers,
Interner Bericht, DESY, Hamburg, 1996

[H1-97a] **H1 Collaboration,**
The H1 detector at HERA,
Nucl. Instr. Meth. A386 (1997) 310

[H1-97b] **H1 Collaboration,**
The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA,
Nucl. Instr. Meth. A386 (1997) 348

[H1-97c] **H1 Collaboration,**
Upgrade of the H1 hadron PLUG calorimeter,
Interner Bericht, Dubna, 1997

[H1-97d] **H1 Collaboration,**
ep Physics beyond 1999,
Interner Bericht H1-10/97-351, DESY, Hamburg, 1997

[H1-SP97] **H1 SPACAL group,**
The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter,
Nucl. Inst. Meth. A386 (1997) 397

[Iss98] **Ç. İşsever,**
Persönliche Mitteilung, 1998

[Jan93] **J. Janoth,**
Untersuchungen zum Verhalten von Photomultiplieren in Magnetfeldern bei Feldstärken bis zu 2 Tesla,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1993

[Jan94] **J. Janoth et al.,**
Response of mesh type photomultiplier tubes in strong magnetic fields,
Nucl. Instr. Meth. A350 (1994) 221

[Jaq79] **F. Jaquet, A. Blondel,**
Detectors for charged current events,
Proceedings of the study *ep* facility for Europe,
ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 393

[Kar96] **S. Karstensen,**
Report Proton Pick Up PPU,
http://www-h1.desy.de/˜sven/ppu/ppu.report.html

[Kat97] **J. Katzy,**
Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjørken-x und kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA,
Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1997

[Kle92] **C. Kleinwort, U.-P. Krüger,**
Track Reconstruction in the Iron,
Interne Softwarebeschreibung Number 35, DESY, Hamburg, 1992

[Köh97] **J. H. Köhne et al.,**
Realisation of a Second Level Neuronal Network Trigger for the H1 Erperiment at HERA,
Interner Bericht H1-01/97-509, DESY, Hamburg, 1997

[Krä97] **T. Krämerkämper,**
Messung der Gluondichte im Photon und Entwicklung eines neuronalen Triggers,
Dissertation, Universität Dortmund, 1997

[Lan97] **M. Landon,**
Persönliche Korrospondenz, 1997

[LeC77] **LeCroy**
NIM Model 3001 qVt Multichannel Analyser,
Manual Version Number: 1.01 (1977)

[Leo94] **W. R. Leo,**
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1994

[Mav93] **A. Mavroidis et al.,**
Time of Flight efficiency as a function of the time strobe positions,
Interner Bericht H1-08/93-308, DESY, Hamburg, 1993

[May97] **A. Mayer,**
Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC,
Dissertation, Universität Hamburg, 1997

[Nic96] **T. Nicholls et al.,**
Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillator-Fibre Calorimeter for the H1 Detector,
Nucl. Instr. Meth. A374 (1996) 169

[Pan96] **A. Panitch,**
Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA,
Dissertation, Universität Brüssel, 1996

[PDG96] **Paricle Data Group, L. Montanet et al.,**
Review of particle properties,
Phys. Rev. D 54 (1996) 19

[Sau92] **F. Sauli,**
Instrumentation in High Energy Physics,
World Scientific, 1992

[Sch96] **B. Schwab,**
Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experiments,
Dissertation, Universität Heidelberg, Juni 1996

[Sef94] **F. Sefkow,**
Selected papers from the 1994 Nuclear Science Symposium, Norfolk, Virginia, USA, October30 – November 5, 1994,
IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 42, No. 4 (1995) 900

[Sch98] **S. Schaller,**
Diplomarbeit, MPI Heidelberg, in Vorbeitung

[Stei94] **J. Steinhart,**
Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994

[Wal96] **R. Wallny,**
Untersuchung des Strahlinduzierten Untergrundes bei der Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung durch den H1-Detektor bei HERA,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996

[Weg95] **D. Wegener,**
Teilchendetektoren,
Vorlesung an der Universität Dortmund im WS 1995/96

[Wii91] **B. H. Wiik,**
Proceedings of the HERA Workshop, vol. 1,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelmann, Hamburg 1991

[Wis98] **C. Wissing, A. Beglarian, P. Biddulph, M. Fleischer,**
The H1 ToF system in 1996 and 1997,
Interner Bericht H1-01/98-533, DESY, Hamburg, 1998

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Ohne die Unterstützung, die Mithilfe und das Verständnis vieler Mitmenschen ist es nicht möglich, ein Studium zu absolvieren und eine Diplomarbeit anzufertigen. An dieser Stelle möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die mir in den letzten Monaten beziehungsweise Jahren ihre Aufmerksamkeit gewidmet haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Wegener für den Vorschlag des Themas und die Betreuung dieser Arbeit. Zahlreiche kritische Fragen machten mich stets auf neue interessante Aspekte aufmerksam. Durch seinen ganz persönlichen „Führungsstil" hat Herr Wegener an seinem Lehrstuhl eine Atmosphäre geschaffen, in der es sich gut arbeiten läßt und Einsteigern stets geholfen wird.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. P. Buchholz für seine Bereitschaft, die Aufgabe des Zweitgutachters zu übernehmen.

In Hamburg fand Dr. Manfred Fleischer stets Zeit, sich der Betreuung dieser Arbeit zu widmen. Mein Dank gilt ihm für viele fachliche Ratschläge, die Durchsicht des Manuskripts und seine Offenheit für Gespräche über physikalische und andere Themen.

Ich bedanke mich bei Dr. Phillip Biddulph, der mir jederzeit technische Fragen beantwortete. An seinen guten Kenntnissen über das ToF und andere Detektorkomponenten ließ er mich stets teil haben.

Gemeinsam mit Armen Beglarian verbrachte ich viele Stunden im Elektronikcontainer. Mit großer Gelassenheit erklärte er mir die Funktionen vieler elektronischer Komponenten. Von seinem Fachwissen konnte ich mehrfach profitieren. Für diese freundschaftliche Zusammenarbeit möchte ich mich bei ihm bedanken.

Die Mitglieder des Lehrstuhls Experimentelle Physik V zeigten sich jederzeit hilfsbereit. Mein besonderer Dank gilt den jetzigen und ehemaligen Mitgliedern der Hamburger Gruppe, in der das persönliche Miteinander über das bloße Kollegendasein weit hinausgeht. Ganz besonders danken möchte ich Çiğdem İşsever, die binnen weniger Wochen zur Expertin für Flugzeitsysteme wurde und sich so als kompetente Korrekturleserin des Manuskripts erwies. Ihre zahlreichen, konstruktiven Vorschläge haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Einige Ausflüge mit Dr. Guillermo Contreras, BVB-Jürgen Naumann und Roman Pöschl erinnerten uns immer wieder daran, daß es in Hamburg noch andere Plätze als das DESY gibt, und daß man sich nicht nur über Physik angeregt unterhalten kann. Unvergessen werden die Tage bleiben, an denen ich mit einigen „EVlern" großen Spaß beim Bau von Doktorwagen hatte.

Zahlreiche Mitglieder der H1-Kollaboration unterstützten mich bei meinen Messungen und Analysen. Insbesondere die in Kapitel 6 diskutierten Ergebnisse konnten nur mit der freundlichen Unterstützung anderer erarbeitet werden. Mein Dank gilt:

- Der ELAN-Gruppe, die mir die Modifizierung eines ihrer Subtrigger gestattete. Stellvertretend möchte ich mich bei Rainer Wallny bedanken, der mir bei der Planung behilflich war und mit mir die ersten Ergebnisse diskutiert hat.

- Dr. Hans-Christian Schulz-Coulon und Dr. Tim Nicholls nahmen die Umprogrammierung des Triggers vor.

- Besonders Interesse an den Ergebnissen zeigte Prof. Dr. Eckhard Elsen. Er fand stets Zeit zu diskutieren und gab interessante Denkanstöße.

Einige Mitglieder der Gruppe des Queen Marry Westfield College waren mir bei der Recherche vieler Details behilflich, indem sie mir alte Software zur Anpassung an das neue System zur Verfügung stellten, bereitwillig E-Mails beantworteten, am DESY mit mir diskutierten oder mir Unterlagen aus London mitbrachten. Ich bedanke mich bei: Murrough Landon, Dr. „Gerry“ Lopez und Prof. Dr. G. Thompson.

Großen Anteil am Erfolg des Studiums hatte Alexandra. Ich möchte mich an dieser Stelle für ihre Unterstützung bedanken. Ebenso bedanke ich mich bei zahlreichen „neuen und alten“ Freunden, die mir auch in schweren Zeiten trotz räumlicher Distanz immer nahe geblieben sind.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Familie. Die vielen Kilometer zwischen Hamburg und Berlin haben den immer heiteren Umgang mit meiner Schwester Henrike nicht zu schmälern vermocht. Meine Eltern gaben mir durch ihre finanzielle Unterstützung die Freiheit, meine Entscheidungen nicht wirtschaftlichen Aspekten unterwerfen zu müssen. In schwierigen Situationen des letzten Jahres waren sie mir Halt und Stütze.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Referenz 057Do55P gefördert.