

Interner Bericht  
DESY FH1K-92-03  
Oktober 1992

*hat ausstieg*

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	20. NOV. 1992	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

## Messungen von Strahluntergrund bei HERA für den Betrieb von H1

von

K. Flamm



Messungen von Strahluntergrund bei HERA  
für den Betrieb von H1

Experimentelle physikalische Diplomarbeit  
an der Universität Hamburg  
durchgeführt in der DESY-Gruppe F21/FH1K

von

KONRAD FLAMM ✓

21. Oktober 1992

Measurements of beam background at  
HERA for H1

Abstract

During the HERA test runs with colliding beams in October and November '91 the background for the H1-experiment has been investigated with a preliminary test setup of the vetowall. The time structure, rates and amplitudes of background events and the effect of the collimators at the proton ring were analysed.

The H1-vetowall was installed together with the H1-detector in the beam position. It has been used to estimate the effect of collimators for synchrotron radiation and for studies of the background during loss of the proton beam.

During the first period of data taking with H1 in June '92 the background events in the H1-vetowall and the resulting dead time for H1 were investigated.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 HERA</b>	<b>3</b>
1.1 Die Vorbeschleuniger	3
1.2 Der Protonen-Ring	4
1.3 Der Elektronen-Ring	5
1.4 Der Wechselwirkungsbereich	5
1.5 Strahluntergrund	6
1.5.1 Kosmische Strahlung	6
1.5.2 Synchrotronstrahlung	6
1.5.3 Strahl-Restgasstöße	6
1.5.4 Strahl-Strahlrohrstöße	7
1.5.5 Strahlinduzierte Radioaktivität	7
1.6 Erster Betrieb von HERA	7
<b>2 Der H1-Detektor</b>	<b>9</b>
2.1 Der Aufbau des H1-Detektors	9
2.2 Luminositätsmessung	11
2.3 Das Triggersystem	12
2.4 Das H1-Vetosystem	12
<b>3 Teilchennachweis mit Szintillationszählern</b>	<b>15</b>
3.1 Teilchendurchgang durch Materie	15
3.2 Der Szintillationsprozeß	15
3.3 Photomultiplier	17
3.4 Aufbau der Zähler	18
3.5 Test der Zähler	19
<b>4 Probeaufbau der Vetowand</b>	<b>20</b>
4.1 Die Zähleranordnung	20
4.2 Die Elektronik	21
4.2.1 CAMAC	23
4.2.2 Die generierten Signale	23
4.2.3 Ratenmessung	25
4.2.4 Amplituden und Zeitmessungen	26
4.2.5 Bunch-Identifikation	27
4.3 Rechner und Software	28

<b>5 Ergebnisse der Messungen beim HERA-Testbetrieb</b>	<b>29</b>
5.1 Einzelne Schritte eines Testlaufes	29
5.2 Zeitspektren von Strahluntergrund	32
5.3 Trennung von Elektronen- und Protonenstrahluntergrund	35
5.4 Amplitudenmessungen	36
5.5 Ergebnisse der Ratenmessungen	38
5.5.1 Test der Kollimatoren am Protonenring	38
5.5.2 Ratenmessungen mit den zusätzlichen Zählern	39
5.5.3 Multiplizitäten	39
5.5.4 Totzeiten	40
<b>6 Aufbau und Einstellung der H1-Vetowand</b>	<b>42</b>
6.1 Position der Zähler	42
6.1.1 Zähler der Vetowand	42
6.1.2 Zusätzliche Zähler	42
6.2 Die Elektronik	42
6.2.1 Generierte Signale	43
6.2.2 Änderungen bei der Amplituden- und Zeitmessung	45
6.2.3 Einstellung der Signal-Laufzeiten	46
6.2.4 Einstellung der Zeitfenster	47
6.3 Kontrolle der Vetowand und Aufzeichnung der Daten	47
<b>7 Untergrundmessungen mit der Vetowand</b>	<b>49</b>
7.1 Einfluß der Kollimatoren für Synchrotronstrahlung	49
7.2 Raten bei Strahlverlusten	51
7.3 Strahluntergrund in der Vetowand bei Meßbetrieb mit dem H1-Detektor	52
7.3.1 Die Abläufe bei HERA zum Meßbetrieb	52
7.3.2 Untersuchung der Zeitspektren	53
7.3.3 Relative Häufigkeiten von Untergrundereignissen	56
7.3.4 Untersuchung der Amplitudenspektren	57
7.3.5 Raten der Subtriggersignale	60
7.3.6 Totzeiten durch die Vetowand	61
<b>Zusammenfassung und Ausblicke</b>	<b>63</b>
<b>Danksagung und Erklärung laut Prüfungsordnung</b>	<b>64</b>
<b>A Schaltplan der Vetowand-Elektronik</b>	<b>65</b>
<b>B Einstellung der Signallaufzeiten</b>	<b>66</b>
<b>C</b>	<b>68</b>
C.1 Häufigkeit von Zufallskoinzidenzen	68
C.2 Zur Totzeitextrapolation	68
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>70</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	HERA und die Vorbeschleuniger . . . . .	3
2.1	der H1-Detektor . . . . .	10
2.2	Position der Vetosysteme . . . . .	13
3.1	Typische Verteilung des Energieverlustes in dünnen Absorbern . . . . .	16
3.2	Energieniveau-Schema bei organischen Szintillatormolekülen . . . . .	16
3.3	Schematische Darstellung eines Photomultipliers . . . . .	17
3.4	Aufbau der verwendeten Szintillationszähler . . . . .	18
4.1	Der Probeaufbau der Vetowand . . . . .	21
4.2	Zähleranordnung aus „Protonensicht“ . . . . .	22
4.3	Abmessungen der Zähler . . . . .	22
4.4	Schema der Elektronikstufen . . . . .	24
4.5	Schema der Triggerlogik . . . . .	26
4.6	Der TDC-Meßbereich . . . . .	27
5.1	Ratenverlauf bei einem HERA-Testlauf . . . . .	30
5.2	Zeitspektren bei Protonenstrahl . . . . .	33
5.3	Zeitspektren bei Elektronenstrahl . . . . .	33
5.4	Zeitspektren bei Betrieb mit Luminosität . . . . .	34
5.5	Amplitudenspektren von kosmischer Strahlung . . . . .	36
5.6	Amplitudenspektren bei Protonenstrahl . . . . .	37
5.7	Amplitudenspektrum bei Elektronenstrahl . . . . .	37
5.8	Ratenverlauf im IV beim Kollimatortest . . . . .	38
6.1	Anordnung, Maße und Bezeichnungen der Zählerpaare in der Vetowand . . . . .	43
6.2	Anordnung und Maße der Zähler im Tunnel . . . . .	44
6.3	Schema der Vetowand-Elektronikstufen . . . . .	45
6.4	Zeitspektren eines Zählerpaares und das Spektrum der Zeitabstände . . . . .	46
7.1	Anordnung der Kollimatoren für Synchrotronstrahlung . . . . .	50
7.2	Ratenverlauf beim Test der Kollimatoren für Synchrotronstrahlung . . . . .	51
7.3	Ratenverlauf bei einem Protonenstrahlverlust . . . . .	52
7.4	Ratenverlauf beim Meßbetrieb an HERA . . . . .	53
7.5	TDC-Spektren von Vetoählern bei kollidierenden Strahlen . . . . .	54
7.6	TDC-Einträge gegen die Amplituden aufgetragen . . . . .	55
7.7	TDC-Einträge der Zähler eines Paares gegeneinander aufgetragen . . . . .	55

7.8	Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund bei einem Zähler der inneren Vetowand, aufgenommen bei kollidierenden Strahlen . . . . .	58
7.9	Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund, bei dem das Zählerpaar, zu dem dieser Zähler gehört, angesprochen hat . . . . .	59
7.10	Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund, bei dem einzig dieses Zählerpaar in der Vetowand angesprochen hat . . . . .	59
7.11	Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund, bei dem nur dieses Zählerpaar in der Vetowand und das ToF angesprochen haben . . . . .	60

Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

1.1	Liste einiger Designparameter von HERA . . . . .	4
5.1	Raten bei einem Testlauf . . . . .	31
5.2	Trennung von e <sup>-</sup> und p-Untergrund . . . . .	35
5.3	Einfluß der Kollimatoren . . . . .	39
5.4	Häufigkeiten der Multiplizitäten in der äußeren Vetowand . . . . .	39
5.5	Zählraten und extrapolierte Totzeiten . . . . .	41
7.1	Häufigkeiten der Multiplizitäten in der Vetowand . . . . .	57
7.2	Gemessene Raten der Subtriggersignale . . . . .	61
B.1	Laufzeit- und Ankunftszeitunterschiede . . . . .	66

# Einleitung

Die am DESY in Hamburg in internationaler Zusammenarbeit errichtete Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage HERA ist das weltweit erste Beschleunigersystem, bei dem beschleunigte Protonen und beschleunigte Elektronen zur Kollision gebracht werden können. Es ist damit möglich, die Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen diesen Teilchen bis zu der vorher nie erreichten Schwerpunktsenergie von 314 GeV zu erforschen. Dazu wurden zwei Hybrid-Detektoren, H1 und ZEUS genannt, gebaut, mit denen die Kollisionsprodukte nachgewiesen werden können. Frühere Hochenergiephysik-Experimente zur Untersuchung dieser Wechselwirkungen wurden mit beschleunigten Elektronen, die auf ruhende Ziele geschossen wurden, durchgeführt.

Als Ausgangspunkt der Forschung dient das *Standard Model*, das Model der elementaren Zusammensetzung der Materie und deren Wechselwirkungen, welches die Ergebnisse von experimenteller und theoretischer physikalischer Forschung in diesem Gebiet zusammenfaßt. Nach diesem Model existieren drei Familien elementarer Teilchen. Zu jeder Familie gehören zwei geladene Quarks und jeweils ein geladenes sowie ein ungeladenes Lepton. Aus Ergebnissen bisheriger Experimente konnte man das Auftreten von den sechs Leptonen, aber nur das von fünf Quarks nachweisen. Die Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen unterscheidet man in die nur zwischen Quarks wirkende *starke Kraft*, die zwischen den geladenen Teilchen wirkende *elektromagnetische Kraft* und die zwischen all diesen Teilchen wirkende *schwache Kraft*. Zusätzlich wirkt zwischen allen Massen die Gravitation, die bei diesem Bild bisher außenvor steht. Man beschreibt die Kräfte durch den Austausch besonderer Teilchen. Die Austauscheteilchen der starken Kraft nennt man Gluonen, die der elektromagnetischen Photonen und die der schwachen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ . Für die schwache und die elektromagnetische Kraft konnte eine gemeinsame Theorie entwickelt werden, mit der eine Vielzahl präziser Vorhersagen gemacht werden konnte, die experimentell bestätigt wurden. Ziel ist es, auch die starke Kraft in einer gemeinsamen Theorie mit den anderen Kräften beschreiben zu können.

Das Proton ist ein gebundener Zustand aus drei Quarks — zwei Up- und ein Down-Quark — aus der ersten Familie. Die drei Quarks werden durch Austausch von Gluonen zusammengehalten. Das Elektron ist das geladene Lepton ebenfalls aus der ersten Familie. Bei den mit HERA erreichbaren Energien kann das Elektron an den einzelnen Konstituenten des Protons, den Quarks und Gluonen, gestreut werden, so daß aus solchen Streuprozessen Rückschlüsse auf deren Eigenschaften und Vorkommen möglich sind. Man faßt die Häufigkeiten, mit denen derartige Streuprozesse auftreten, in Abhängigkeit von kinematischen Parametern in der Strukturfunktion des Protons zusammen. Die Wechselwirkung zwischen Proton und Elektron wird im wesentlichen durch Photonaustausch vermittelt. Es sind aber auch *schwache* Prozesse möglich. Die zum Teil hochenergetischen Austauscheteilchen können auch zur Produktion von verschiedensten Teilchen führen. Die Untersuchung von Häufigkeiten bestimmter Prozesse, aber auch von Verhalten und Eigenschaften produzierter Teilchen, bietet die Möglichkeit, die bisherigen Vorstellungen zu überprüfen und zu ergänzen. [PAH91]

Die Aufgabe, Protonen- und Elektronenstrahlen in den Speicherringen auf die geplanten Energien zu bringen und die Kollisionsprodukte mit der notwendigen Präzision nachweisen zu können, erforderte einen hohen technischen Aufwand und die Entwicklung neuer Technologie.

Aufgrund technischer und physikalischer Grenzen ist es nicht möglich, die Teilchenstrahlen verlustfrei auf ihrer Bahn zu halten. Entlang des ganzen Strahlsystemes führen Teilchenverluste zu sich unkontrolliert ausbreitenden Teilchenschauern. Dieser *Strahluntergrund* ist den eigentlichen Kollisionsprodukten überlagert und stört bzw. verfälscht so die Messungen mit den Detektoren. Es ist also extrem wichtig, zwischen echten Kollisionen und Strahluntergrund unterscheiden zu können. Das ist einerseits bei der Analyse der Meßdaten möglich und auch notwendig. Andererseits erfordert die Menge an Untergrund, schon während der Meßdatennahme Information über eventuell vorhandenen Untergrund zu haben, um derartige Ereignisse gar nicht erst aufzuzeichnen. Wegen der hohen Energie der Protonen und wegen ihrer starken Wechselwirkung ist der Untergrund aus Richtung der ankommenden Protonen besonders groß. Für den H1-Detektor wurden daher mehrere Nachweissysteme für Untergrund entwickelt. Neben denen, die im Detektor selbst installiert wurden, ist vor dem Detektor eine *Vetowand* aufgebaut worden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einem bereits vorhandenen und getesteten Probeaufbau der Vetowand beim ersten HERA-Testbetrieb mit beiden Teilchenstrahlen im Oktober und November 1991 Messungen zur Untergrundsituation durchgeführt. Mit den Erfahrungen aus diesen Messungen wurde das Anfang des Jahres 1992 aufgebaute Vetowand-System eingestellt und getestet. Ende Mai 1992 wurden bei ZEUS und H1 die ersten Daten von Kollisionen aufgezeichnet. Während der ersten Wochen Meßbetrieb wurde eine große Menge Meßdaten mit der Vetowand genommen.

Aufbau und Einstellung der Vetowand und die Analyseergebnisse aus den Meßdaten werden in dieser Arbeit dargestellt. Zuerst wird jedoch eine Beschreibung von HERA und H1 sowie eine Darstellung der verwendeten Nachweisgeräte gegeben.

## Kapitel 1

### HERA

HERA besteht aus einem Speicherring für Protonen und einem für Elektronen. Diese Ringe sind in einem 6.3km langen Tunnel 10 – 25m unter der Erdoberfläche aufgebaut worden. An vier Stellen des Tunnels wurden große unterirdische Hallen für die Experimente aufgebaut. Die Teilchenstrahlen werden in evakuierten Rohren mit Magnetfeldern geführt und fokussiert. Beschleunigt wird mit hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldern. Mit dem Protonenring können Protonen von 40 GeV Injektionsenergie auf maximal 820 GeV beschleunigt und für viele Stunden gespeichert werden. Der Elektronenring kann Elektronen von der Injektionsenergie 12 GeV auf bis zu 30 GeV beschleunigen und auch diese über mehrere Stunden speichern. In zwei der vier Hallen können die Teilchenstrahlen unter einem Winkel von 0° zur Kollision gebracht werden. Eine Reihe von Designwerten für HERA ist in Tabelle 1.1 aufgelistet.

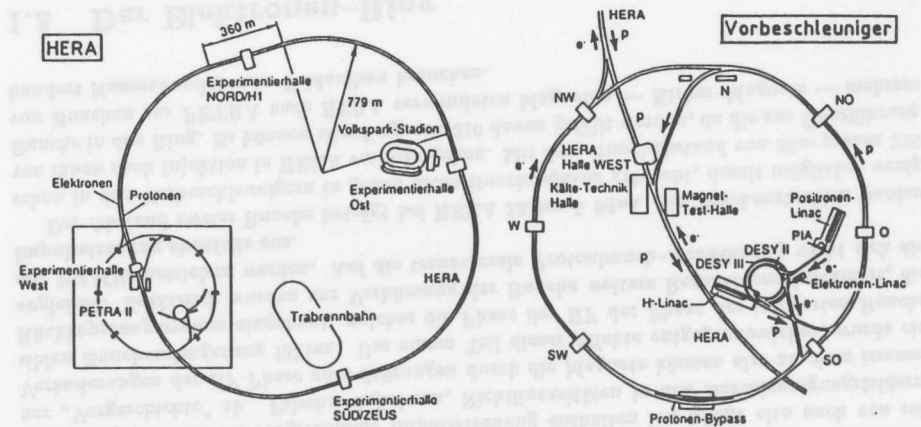


Abbildung 1.1: HERA und die Vorbeschleuniger

#### 1.1 Die Vorbeschleuniger

Bevor die Protonen und Elektronen in HERA injiziert werden, haben sie eine Reihe von Vorbeschleunigern durchlaufen. Dazu wurden am DESY schon vorhandene Einrichtungen speziell

	Elektronen	Protonen
Maximalenergie	30 GeV	820 GeV
Injektionsenergie	14 GeV	40 GeV
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Teilchenstrom	60 mA	160 mA
Teilchen pro Bunch	$3.5 \cdot 10^{10}$	$10^{11}$
Bunchanzahl	210	210
Bunchabstand	28.8 m	
Bunchlänge	25 mm	440 mm
Bunchbreite am Wechselwirkungspunkt	0.264 mm	0.3 mm
Bunchhöhe am Wechselwirkungspunkt	0.017 mm	0.095 mm
Strahlungsverlust pro Umlauf	70.38 MeV	$1.4 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}$
Füllzeit	15 min	20 min
Kreuzungswinkel zwischen den Strahlen am Experiment	0°	

Tabelle 1.1: Liste einiger Designparameter von HERA

modifiziert. Der Beschleunigerring PETRA wurde zu einer Maschine, die sowohl Elektronen als auch Protonen speichern und beschleunigen kann, umgebaut.

Die Protonen werden aus negativen Wasserstoff-Ionen gewonnen. Diese werden zunächst von einem Linearbeschleuniger auf 50 MeV beschleunigt. Bei der Injektion in den Ringbeschleuniger DESY III werden die Elektronen abgestreift. DESY III beschleunigt die Protonen auf 7.5 GeV. Von dort werden sie in den umgerüsteten Beschleuniger PETRA eingeschossen, der sie auf 40 GeV beschleunigt, bevor sie in den Protonenring von HERA injiziert werden. Dieses Verfahren wird mehrfach wiederholt — auch in den Zwischenschritten —, bis die gewünschten Ströme erreicht sind.

Die Elektronen werden von einem Linearbeschleuniger auf 500 MeV beschleunigt und in einem kleinen Speicherring gesammelt. Von da aus werden sie in DESY II injiziert, auf 7 GeV beschleunigt und in PETRA injiziert. Dort werden sie auf 12 GeV gebracht und in zu den Protonen entgegengesetzter Richtung in den HERA Elektronenring eingeschossen.

## 1.2 Der Protonen-Ring

Die zur Führung von 820 GeV Protonen auf der Ringbahn notwendige magnetische Dipolfeldstärke läßt sich mit herkömmlichen Elektromagneten nicht erreichen. Daher wurden erstmalig in dieser Größenordnung industriell gefertigte Magnete mit supraleitenden Spulen verwendet. Zur Beschleunigung werden normaleitende Resonatoren verwendet, die bei ca. 52 MHz betrieben werden.

Die Technik, geladene Teilchen mit elektromagnetischen Wellen in Resonatoren zu beschleunigen, bewirkt, daß die Teilchen zu räumlich begrenzten Bündeln — den *Bunchen* — zusammengefaßt werden. Die maximale longitudinale Ausdehnung der Bunche entspricht einem Viertel

der Wellenlänge der Beschleunigungs-Hochfrequenz (HF), hier also ca. 1.5 m. Die tatsächliche Bunchlänge hängt von einer ganzen Reihe von Parametern, wie z.B. der HF-Amplitude und der Anzahl der Teilchen pro Bunch, ab. Da die Bewegung der Protonen in den hier auftretenden Energiebereichen vernachlässigbar wenig durch Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen gedämpft wird, bleibt eine einmal vorhandene Impulsverteilung um den mittleren Impuls erhalten, das ausgefüllte Volumen im Phasenraum bleibt konstant. Die jeweils vorhandene Bunchlänge, in der die longitudinale Impulsstreuung enthalten ist, hängt also auch von seiner „Vorgeschichte“ ab. Falsches Injizieren, Nichtlinearitäten in den Beschleunigungsfeldern, Veränderungen der HF-Phase oder Störungen durch die Magnete können also zu einer irreversiblen Bunchverlängerung führen. Um einem Teil dieser Effekte entgegenzuwirken, wurde ein Rückkopplungssystem eingebaut, welches die Phase der HF der Phase der injizierten Bunche angleicht. Zusätzlich wurden zur Verkürzung der Bunche weitere Resonatoren installiert, die mit 208 MHz betrieben werden. Auf die transversale Protonbunch-Ausdehnung wirkt sich die Impulsstreuung ebenfalls aus.

Der Abstand zweier Bunche beträgt bei HERA  $28.8 \text{ m} \doteq 96 \text{ ns}$ . Die Teilchenstrahlen werden schon in den Vorbeschleunigern in genau diese Bunchsequenz gebracht, damit möglichst wenig von ihnen nach Injektion in HERA verloren gehen. Mit dem Bunchabstand von 28 m passen 220 Bunche in den Ring. Es können allerdings nur 210 davon gefüllt werden, da die zur Überführung von Bunchen aus PETRA nach HERA verwendeten Magneten — Kicker-Magnete — mehrere hundert Nanosekunden zum Feldaufbau brauchen.

## 1.3 Der Elektronen-Ring

Bei der Elektronenstrahlführung sind aufgrund des kleineren Impulses der Elektronen, im Vergleich zu den Protonen, Magnetfeldstärken notwendig, die mit „normalleitenden“ Magneten erreicht werden können. Da Elektronen mit einem Impuls von  $p = 30 \text{ GeV}$  wegen ihrer kleineren Ruhemasse  $m$  ein weitaus größeres  $\gamma = \sqrt{1 + (p/mc)^2}$  als Protonen bei 820 GeV haben, spielt die elektromagnetische Energieabstrahlung bei ihnen eine viel größere Rolle.

- An den Krümmungen ihrer Bahn strahlen sie in Tangentialrichtung ein breites Spektrum an Photonen — die Synchrotron-Strahlung — aus ([MUS88, S.730–733]). Die abgestrahlte Leistung ist proportional zu  $E^4/m^3\rho^2$ , wobei  $E$  die Energie der Elektronen und  $\rho$  der Krümmungsradius der Bahn ist ([LOH86, S.17, 18]). Bei einem Umlauf auf der 6.3 km langen Bahn im Elektronenring verlieren sie ca. 70 MeV ihrer Energie. Man muß ihnen also nicht nur beim Beschleunigen, sondern auch zum Halten des erreichten Impulses ständig Energie zuführen. Dazu sind am Elektronen-Ring zusätzlich zu den „normalleitenden“ zwölf supraleitende Resonatoren aufgebaut worden, die mit einer HF von ca. 500 MHz betrieben werden. Die daraus resultierende Bunchlänge ist kürzer als 15 cm.
- Eine durch Injektion oder Störung vorhandene Impulsstreuung in den Elektronenbunchen verkleinert sich durch Energieabstrahlung. Dadurch haben die Elektronenbunche eine sehr geringe Ausdehnung und bleiben stabiler auf ihrer Bahn.

## 1.4 Der Wechselwirkungsbereich

Etwa 20 m vor bzw. hinter dem Wechselwirkungspunkt werden die Strahlrohre des Protonen- und des Elektronenrings zusammengeführt. In diesem Bereich stehen einige Magnete zum geeigneten



Zusammenführen bzw. Trennen der beiden Strahlen.

Die Strahlen werden zum Wechselwirkungspunkt hin in transversaler Richtung durch eine spezielle Magneto-optik (Lumi-Optik genannt) komprimiert. Dadurch verkleinert sich der Querschnitt in dem sich die beiden Strahlen treffen; d.h.: Die Luminosität wird größer.

Da Protonen- und Elektronenbunche in longitudinaler Richtung ausgedehnt sind, ist auch der Bereich, aus dem Teilchen von ep-Kollisionen kommen können, entsprechend ausgedehnt.

## 1.5 Strahluntergrund

An den Wechselwirkungsbereichen entsteht durch Stöße zwischen den Elektronen und Protonen eine Reihe von Teilchen, die mit den Detektoren H1 und ZEUS untersucht werden sollen. Durchquert ein Elektronenbunch ein Protonenbunch, kann sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Stoß ereignen, der in den Detektoren nachweisbare Teilchen hinterläßt. Die Rate, mit der solche Stöße vorkommen, ist kleiner als die Rate, mit der sich die Bunche durchqueren. Bei den HERA-Designwerten für Ströme und Luminosität erwartet man eine Ereignisrate von  $1 - 2 \text{ Hz}$  (aus [JOH90]). Neben diesen Teilchen aus ep-Stößen können Teilchen der kosmischen Strahlung und vom Elektronen- oder Protonenstrahl alleine produzierte Teilchen in die Detektoren gelangen. Derartige Teilchen bezeichnet man als Untergrund. Der Untergrund um die Wechselwirkungsbereiche hat verschiedene Ursachen, von denen die wichtigsten im weiteren beschrieben werden.

### 1.5.1 Kosmische Strahlung

Durch die meterdicke Betondecke der Halle erreichen im wesentlichen Myonen den Experimentierbereich. Der H1-Detektor wird von etwa  $3 \cdot 10^3 \text{ Myonen/Sekunde}$  durchquert. Durch das Strahlrohr im Wechselwirkungsbereich beträgt die Rate allerdings nur  $0.3 \text{ Hz}$  [HER86].

### 1.5.2 Synchrotronstrahlung

Der Elektronenstrahl wird vor den Experimenten mehrfach abgelenkt, um ihn in der gewünschten Weise auf den Protonenstrahl zu richten. Dabei entsteht Synchrotronstrahlung, die direkt oder indirekt in die dicht am Strahlrohr liegenden Teile der Detektoren gelangen kann. Zum Schutz der Experimente vor Synchrotronlicht sind an mehreren Stellen des Strahlrohres sowohl feststehende als auch fahrbare Kollimatoren angebracht worden. Einige davon müssen wegen der hohen Leistungsabsorption gekühlt werden. In Materie wird Synchrotronstrahlung in Elektronen und Photonen konvertiert. Entlang des Elektronenstrahlrohres bewegt sich dadurch eine große Zahl solcher meist niederenergetischen Teilchen durch den Tunnel in Richtung der Experimente. Zur Abschirmung wurde deswegen am Tunneleingang eine Bleimauer um das Strahlrohr aufgebaut. Eine Beschreibung der erwarteten Synchrotronstrahlungssituation an den Experimenten und der Kollimatoren findet man bei [PIT87].

### 1.5.3 Strahl-Restgasstöße

Die Strahlrohre von HERA werden auf einen Restgasdruck von zur Zeit  $3 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  evakuiert. Die Strahlteilchen können mit den Gasatomkernen mit großem Impulsübertrag zusammenstoßen. Sie gehen für den Strahl verloren. Dabei werden Teilchenschauer erzeugt, deren Schwerpunkt sich in Strahlrichtung bewegt.

Da Elektronen nicht über die starke Kraft mit den Kernen wechselwirken und da ihr Impuls kleiner ist, ist die Häufigkeit und Schauergröße von Protonenstrahl-Gasstößen um ein Vielfaches größer. Außerdem wird das Vakuum im Elektronenstrahlrohr durch Synchrotronstrahlung bei längerem Betrieb besser. Anhand von bekannten Wirkungsquerschnitten für Proton-Nukleonstöße und Annahmen über die Zusammensetzung des Restgases wurde die Rate von Strahl-Restgasstößen auf  $4.4 \text{ kHz}$  pro Meter Strahlrohr (bei Designstrom) abgeschätzt [JOH90]. Mit Simulationen von Protonen-Restgasstößen im HERA Protonenring konnte man die Raten, mit der Untergrundteilchen den H1-Detektor treffen, voraussagen [BRI87]. Dabei wurden auch die Abschirmungen durch Tunnel- und Maschinenteile sowie die Magnetfelder berücksichtigt. Es zeigte sich, daß man mit zusätzlichen Abschirmungen einen Großteil des weit aus dem Tunnel kommenden Untergrundes abfangen kann. Daher wurden zur Abschirmung etwa  $10 \text{ m}$  vor dem H1-Detektor um einen Magneten Stahlplatten aufgestellt. Man erwartet damit, daß der Ursprung von störendem Strahl-Restgasuntergrund im oder kurz vor dem Detektor liegt.

### 1.5.4 Strahl-Strahlrohrstöße

Teilchen die eine bestimmte Abweichung von der Sollbahn im Phasenraum überschreiten, werden von den Strahlführungs- und Beschleunigungsfeldern nicht mehr in der gewollten Weise gehalten. Man sagt, sie haben die Aperturgrenze der Strahloptik überschritten. Solche Teilchen schlagen in das Strahlrohr ein und produzieren Teilchenschauer. Die Aperturgrenze ist über den Ring nicht konstant. Das bedeutet, daß die meisten Teilchen mit einer Abweichung von der Sollbahn an den Orten mit der kleinsten Apertur verlorengehen. Beim Protonenring von HERA liegen diese in den Quadrupolmagneten  $36 - 40 \text{ m}$  vor den Wechselwirkungspunkten. Da die Teilchen in den Strahlen sich immer um die Sollbahn verteilt bewegen, bedingt durch die immer vorhandene Impulsverteilung, gehen dort kontinuierlich Protonen verloren. Simulationsrechnungen [BRI87] ergaben, daß dadurch eine nicht akzeptierbare Untergrundrate die Experimente stören würde. Deshalb wurden in der HERA-Halle West —also weit von den Experimenten entfernt— fahrbare Kollimatoren, Scraper genannt, installiert [HAH87]. Mit ihnen kann der für den Strahl freie Querschnitt im Strahlrohr verengt werden. Teilchen, die an dieser Stelle zu weit von der räumlichen Sollbahn entfernt sind, schlagen in die aus Wolfram bestehenden Kollimatoren ein. Dadurch fängt man dort einen Teil der Teilchen ab, die sonst vor den Experimenten Untergrund erzeugen würden.

### 1.5.5 Strahlinduzierte Radioaktivität

Die Strahlrohre und ihre Umgebung werden ständig von primären und sekundären Strahlteilchen getroffen. Diese Teilchen können in den Materialien Kernanregungen oder -umwandlungen bewirken, bei denen mit einer gewissen Halbwertszeit wieder Teilchen abgestrahlt werden. Da diese Teilchen in der Regel niederenergetisch sind und in fester Materie kurze Reichweiten haben, spielen ihre Effekte im Detektor keine Rolle und werden vernachlässigt.

## 1.6 Erster Betrieb von HERA

Nach zahlreichen Einzeltests gelang es Ende Oktober 1991 erstmals, in HERA gespeicherte Protonen auf gespeicherte Elektronen zu schießen. Zunächst wurde nur ein Protonen- und ein Elektronen-Bunch beschleunigt und zur Kollision gebracht, da sich mit einem einzelnen Bunch viele Meßeinrichtungen besser einstellen ließen. Später wurde HERA mit jeweils zehn Bunchen

betrieben. Die Protonen wurden auf  $480\text{GeV}$  und die Elektronen auf  $26.5\text{GeV}$  beschleunigt. Einige Sicherheitsvorrichtungen waren am Protonen-Ring noch nicht installiert, und die Stromversorgung der Resonatoren am Elektronen-Ring war noch nicht voll ausgebaut. Daher wurden die Designenergien noch nicht erreicht.

Bei diesen HERA-Testläufen befanden sich die beiden Experimente H1 und ZEUS noch nicht an den Wechselwirkungsbereichen. Vom Dezember 1991 bis April 1992 war der HERA-Betrieb für den Einbau der Experimente unterbrochen.

Beim ersten Meßbetrieb im Juni und Juli 1992 wurde HERA aus technischen Gründen nur mit 10 Protonenbunchen bei  $820\text{GeV}$  auf 11 Elektronbunchen  $26.5\text{GeV}$  betrieben. Ein nicht mit einem Protonenbunch kollidierendes Elektronbunch — Pilotbunch genannt — wurde zum Bestimmen des Strahluntergrundes bei der Luminositätsmessung benötigt.

## Kapitel 2

### Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist einer der beiden Hybriddetektoren an HERA, aufgebaut um das Strahlrohr im Wechselwirkungsbereich in der HERA-Experimentierhalle Nord. Mit ihm werden die ep-Kollisionsprodukte nachgewiesen. Die Effekte einer Kollision werden in Digitalinformation gewandelt und, falls das Triggersystem das entsprechende Signal gibt, von Rechnern ausgelesen und gespeichert.

#### 2.1 Der Aufbau des H1-Detektors

Die Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des H1-Detektors. Die Nummern im folgenden Text beziehen sich auf die Bezeichnungen in dieser Abbildung. Im innersten Bereich um das Strahlrohr sind verschiedene Spurenkammern(2)(3) eingebaut. In diesen mit Gas gefüllten Kammern hinterlassen geladene hochenergetische Teilchen durch Ionisation Spuren aus Ladungen. Diese werden mit feinen durch die Kammern gespannten Drähten, zwischen denen Hochspannung liegt, aufgefangen. Sehr empfindliche Elektronik registriert Ladungsmenge und Ankunftszeit, so daß die Orte der Ionisation, d.h. die Teilchenbahnen, sehr genau bestimmt werden können.

Um die Spurenkammern herum befinden sich verschiedene Kalorimeter. In ihnen sollen Teilchen möglichst vollständig absorbiert werden. D.h.: sie sollen dort ihre ganze Energie deponieren, die dann nachgewiesen werden kann. Die H1-Kalorimeter bestehen aus vielen Lagen, die jeweils aus zwei Schichten bestehen. Eine Schicht besteht aus dichtem Material, in dem die Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit eine Vielzahl von Sekundarteilchen produzieren und dadurch viel Energie verlieren. Mit der zweiten Schicht werden diese *Schauerpartikel* nachgewiesen.

Da sich das Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen stark in Protonenvorwärtsrichtung bewegt, sind in dieser Richtung größere Kalorimeter eingebaut worden. Der Transversal- und Vorwärtsbereich wird vom elektromagnetischen(4) und hadronischen(5) Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt, bei denen das Argon als Nachweismedium dient. Bei dem elektromagnetischen Kalorimeter ist Blei das Material zur Schauerbildung. Es ist so dimensioniert, daß Elektronen bzw. Positronen und Photonen aus den Kollisionen vollständig absorbiert werden. Bei dem weiter außen liegenden hadronischen Kalorimeter sind die Platten zur Schauerbildung aus Edelstahl. Die von den Schauern im Argon produzierte Ladungsmenge wird mit dünnen Folien mittels an diese angelegter Hochspannung gesammelt. Sie wird dann von einer Elektronik ausgelesen.

Für den Rückwärtsbereich ist hinter den Spurenkammern ein Kalorimeter(12) aus Bleiplatten und Szintillationszählern eingebaut worden.

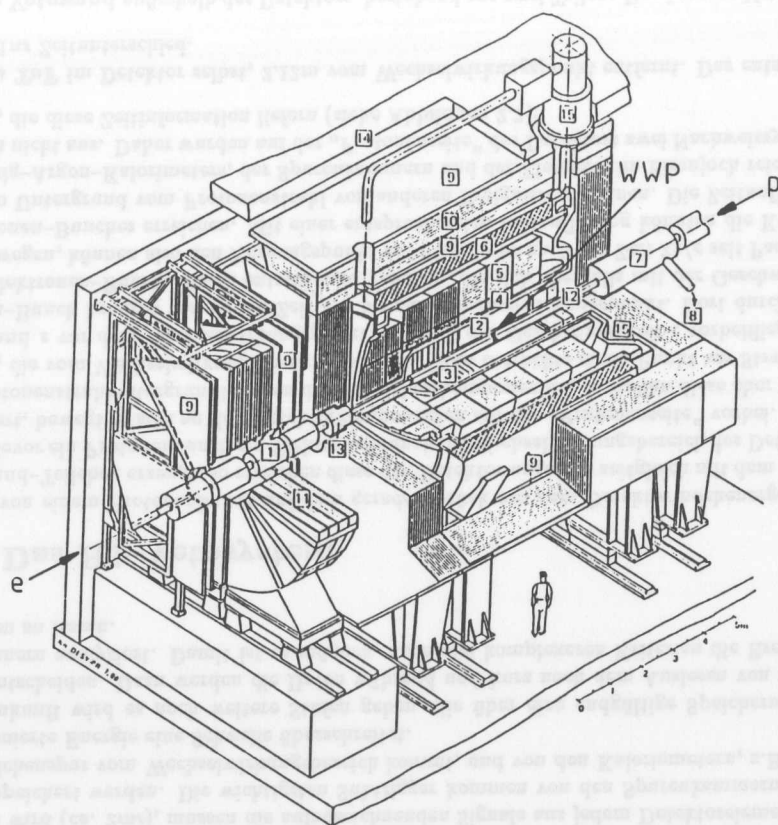


Abbildung 2.1: der H1-Detektor

(1) Strahlrohr und Strahlmagnete, (2) Zentrale Spurenkammern, (3) Vorwärts-spurkammern, (4) Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter, (5) Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter, (6) Supraleitende Spule, (7) Kompensationsmagnet, (8) Helium-Kälteanlage, (9) Myonkammern, (10) Instrumentiertes Eisen, (11) Myon-Toroid-Magnet, (12) Rückwärtskalorimeter, (13) Vorwärtskalorimeter, (14) Betonabschirmung, (15) Flüssig-Argon-Kryostat

Zum Nachweis von unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreuten Teilchen wurde um das Strahlrohr ein Kalorimeter(13) aus Kupferplatten und Siliziumdioden installiert.

Außen um das Flüssig-Argon-Kalorimeter herum befindet sich eine supraleitende Spule(6). Mit ihr kann in ihrem Inneren ein Magnetfeld von 1.2T parallel zum Strahl erzeugt werden. Die Bahnen geladener Teilchen in den Spurenkammern sind dadurch gekrümmt. Anhand der Bahnkrümmung kann man den Teilchenimpuls bestimmen.

Zur Rückführung des Magnetfeldes ist der ganze Detektor von einem Eisenjoch(10) umgeben. Um den Einfluß des Magnetfeldes auf die Polarisation des Elektronenstrahls zu kompensieren, wurde in Elektronenrichtung hinter dem Detektor ein supraleitender Kompensationsmagnet installiert.

Abgesehen von Neutrinos, die im H1-Detektor nicht direkt nachgewiesen können, gibt es Teilchen, bei denen nur eine geringe Wahrscheinlichkeit besteht, daß sie im Kalorimeter aufschauern. Sie durchdringen das Kalorimeter meist vollständig und hinterlassen dabei nur eine schwache Ladungsspur durch Ionisation. Man sagt, sie verhalten sich minimal ionisierend. Es handelt sich dabei um Myonen. Um Myonen zu erkennen, ist das Eisenjoch mit Streamerkammern, die ebenfalls Ladungen nachweisen, ausgerüstet. Außer zur Myonen-Identifikation dient diese Anordnung aus Eisen und Streamerkammern als Kalorimeter. Damit können Schauer, die die inneren Kalorimeter verlassen, aufgefangen werden.

Den größten Fluß an Myonen erwartet man in Vorwärtsrichtung. Zur präzisen Bestimmung der Kollisionskinematik ist es notwendig, den Impuls der Myonen genau messen zu können. Im Vorwärtsbereich wurde dazu außerhalb des Eisenjochs ein das Strahlrohr umschließender Toroidmagnet installiert. Vor und hinter ihm sind Myonenkammern aufgestellt, so daß auch hier eine Bahnkrümmung gemessen werden kann.

Hinter dem Rückwärtskalorimeter ist ein Szintillationszählersystem eingebaut worden, das die Querschnittsfläche der zentralen Spurenkammern abdeckt. Mit diesem Time of Flight (ToF) genannten System kann man sehr genau den Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs bestimmen. Diese Information dient zur Unterscheidung von aus Protonenrichtung kommendem Strahlungstrgrund und Ereignissen am Wechselwirkungspunkt.

## 2.2 Luminositätsmessung

Um aus den Ereignisraten im Detektor die Wahrscheinlichkeit und den Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse bestimmen zu können, muß man entsprechend genau die Anzahl von Elektronen und Protonen kennen, die pro Zeiteinheit durch eine gemeinsame Fläche fliegen. Man bezeichnet diese Größe als Luminosität  $L$ . Bei vollständiger Strahlüberlappung ist

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A},$$

wobei  $N_1$  und  $N_2$  die Anzahl der Teilchen pro Bunch,  $n$  die Anzahl der kollidierenden Bunche,  $f$  die Umlauffrequenz und  $A$  die Überlappungsfläche der beiden Strahlen sind.

Zur Messung der Luminosität benutzt man den Effekt, daß Elektronen bei einer Ablenkung im elektrischen Feld der Protonen Bremsstrahlungs-Photonen aussenden. Diese bewegen sich in die ursprüngliche Richtung der Elektronen. Die Rate, mit der Elektronen in einen Winkelbereich gestreut werden und gleichzeitig ein Bremsstrahlungsquant auftritt, ist direkt proportional zur Luminosität. Zum Nachweis unter kleinem Winkel gestreuter Elektronen ist nahe am Strahlrohr ein kleines Kalorimeter aufgebaut worden. In Richtung der Tangenten zur Elektronenbahn

am Wechselwirkungspunkt steht weit im Tunnel ein zweites Kalorimeter. Damit werden Bremsstrahlungsquanten nachgewiesen. Um geladene Teilchen von Photonen unterscheiden zu können, ist vor diesem Kalorimeter ein Čerenkov-Zähler aufgestellt worden.

Neben der Luminositätsmessung werden diese drei Elemente auch zum Nachweis von Photonen und Elektronen aus inelastischen Stößen oder Photoproduktion bei ep-Kollisionen verwendet.

## 2.3 Das Triggersystem

Das Triggersystem entscheidet, ob die von den einzelnen Detektorkomponenten aufgenommenen Signale ausgelesen und gespeichert werden. Das muß in möglichst kurzer Zeit geschehen, damit der Detektor für nachfolgende Kollisionen wieder aufnahmebereit ist.

Dem Triggersystem stehen Signale aus den einzelnen Detektorkomponenten zur Verfügung. Aus diesen *Subtriggern* werden die Triggersignale zur Datennahme gebildet. D.h.: Tritt ein Triggersignal auf, wird der Detektor ausgelesen. In der Zeit, die zur Bildung des Triggersignales benötigt wird (ca. 2ms), müssen die aufzuzeichnenden Signale aus jedem Detektorelement zwischengespeichert werden. Die wichtigsten Subtrigger kommen von den Spurenkammern, wenn eine Teilchenspur vom Wechselwirkungsbereich kommt, und von den Kalorimetern, z.B. wenn die deponierte Energie eine Schwelle überschreitet.

In Zukunft wird es noch weitere Stufen geben, die über eine endgültige Speicherung der Daten entscheiden. Dazu werden die Daten während und kurz nach dem Auslesen von schnellen Rechnern analysiert. Damit ist es möglich, nach viel komplexeren Kriterien die Ereignisse beurteilen zu lassen.

## 2.4 Das H1-Vetosystem

Werden von einem Protonenbunch auf dem geraden Stück vor dem Detektor hochenergetische Untergrund-Teilchen erzeugt, so erreichen diese den Detektor ungefähr zeitgleich mit dem Bunch selbst. Bevor ein Protonenbunch ein Elektronenbunch im Wechselwirkungsbereich des Detektors durchquert, bewegt es sich an den Detektorkomponenten auf der „Protonenseite“ vorbei. Erreichen Protonenstrahluntergrundteilchen diese Detektorkomponenten, so treffen diese eher ein als Teilchen, die vom Wechselwirkungsbereich kommen. Man betrachte einen Punkt am Strahlrohr im Abstand  $z$  vor dem Wechselwirkungspunkt: Ein mit der Geschwindigkeit  $c$  vorbeifliegender Protonen-Bunch braucht von da die Zeit  $z/c$  bis zum Wechselwirkungspunkt. Dort durchquert es den Elektronen-Bunch. Dabei entstehende Teilchen, die sich ebenfalls mit der Geschwindigkeit  $c$  bewegen, können also den Ausgangspunkt am Strahlrohr nach der Zeit  $2z/c$  seit Passieren des Protonen-Bunches erreichen. Mit einer entsprechenden Zeitauflösung könnten die Komponenten so Untergrund vom Protonenstrahl von anderen Ereignissen trennen. Die Zeitauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters, der Spurenkammern und der Elemente im Eisenjoch reicht dazu jedoch nicht aus. Daher wurden auf der „Protonenseite“ des Detektors zwei Nachweissysteme errichtet, die diese Zeitinformation liefern (siehe Abbildung 2.2):

- Das ToF im Detektor selbst, 2.12m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Das entspricht 14.1ns Zeitunterschied.
- Die Vetowand außerhalb des Detektors, bestehend aus zwei Teilen: Der inneren Vetowand — auch inneres Veto (IV) genannt — bei 8.10m  $\hat{=}$  54.0ns und der äußeren Vetowand — äußeres Veto (OV) — bei 6.50m  $\hat{=}$  43.3ns vom Wechselwirkungspunkt. Das OV deckt vom

Tunnel aus gesehen das Flüssig-Argon-Kalorimeter um die Spurenkammern ab, das IV wie das ToF die zentralen Spurenkammern.

Beide Systeme sind aus Szintillationszählerplatten aufgebaut. Diese haben eine Zeitauflösung im Bereich von 1ns. (In Kapitel 3 werden die Funktionsweise und Eigenschaften von Szintillationszählern beschrieben.) ToF, IV und OV erfüllen zwei Aufgaben: Sie senden Subtrigger an das Triggersystem, und ihre Informationen über ein Ereignis werden zusammen mit den übrigen H1-Daten ausgelesen und gespeichert.

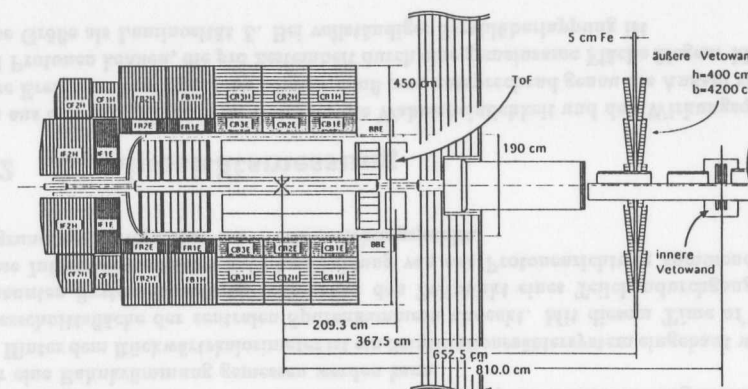


Abbildung 2.2: Position der Vetosysteme

ToF, IV und OV können jeweils drei verschiedene Subtrigger erzeugen:

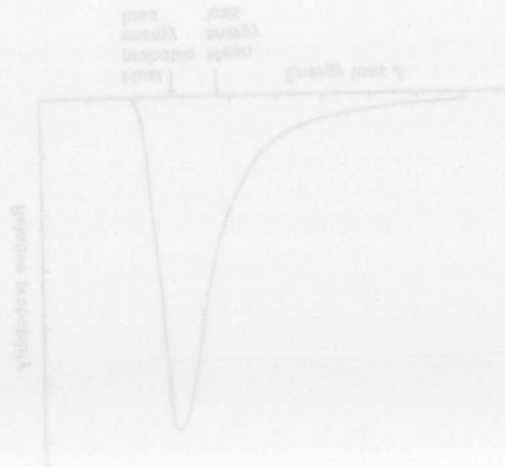
- BG** Es gab einen Eintrag im Zeitbereich des Protonenstrahluntergrundes (BG für engl. *background*)
- IA** Es gab einen Eintrag im Zeitbereich der Wechselwirkung (IA für *Interaktion*)
- global** Es gab einen Eintrag im gesamten Zeitbereich (96ns) um das Bunchcrossing.

Aus den BG-Signalen wird ein *Vetotrigger* generiert, der den anderen Rohtriggern zu Kollisionsereignissen vorgeschaltet werden kann. Das bedeutet, daß diese Rohtrigger ignoriert werden, falls dieser Vetotrigger gesetzt ist. Mit dem Vetosystem kann man also nur Protonenstrahluntergrund mit einem Ursprung vor dem Wechselwirkungsbereich erkennen.

Nicht jedes Protonenstrahluntergrundereignis in diesen Systemen macht die Daten im Detektor unbrauchbar. So ist es notwendig, zu untersuchen, welches der günstigste Vetotrigger ist und welchen Rohtriggern dieser vorgeschaltet werden sollte.

Teilchen, die von außen in den Detektor fliegen und im Eisen anschauern, erzeugen nur in abgegrenzten Bereichen dort Einträge. Wenn man anhand der Vetowand-Daten weiß, daß diese

Einträge von Untergrund stammen, kann man sie bei der Ereignisanalyse ausgrenzen. Durchquert ein Myon aus einem Untergrundeignis den Detektor, können sich die Energieeinträge im Kalorimeter mit denen von Kollisionsprodukten mischen und diese so verfälschen. Eine Abgrenzung ist dabei schwierig, wenn nicht unmöglich. Myonen sollten also nach Möglichkeit durch das Vetosystem unterdrückt werden. Weitaus häufiger und problematischer als durch Untergrund verfälschte e-p-Ereignisse sind Untergrundeignisse, die „echte“ e-p-Kollisionen vortäuschen, die also Trigger auslösen. Das sind oft Ereignisse nahe am Wechselwirkungsbereich. Diese können nur zum Teil vom ToF gefunden werden, da sie zeitlich nahe an Teilchen von ep-Wechselwirkungen liegen und ab irgendeiner Stelle, aufgrund der zeitlichen Protonbunchausdehnung, von diesen nicht mehr unterschieden werden können. Zum Optimieren der Trigger- und Vetotrigger ist eine genauere Kenntnis der Art und Häufigkeiten dieser einzelnen Effekte wichtig.



## Kapitel 3

### Teilchennachweis mit Szintillationszählern

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden Szintillationszähler zum Nachweis von Strahluntergrundteilchen verwendet. Die H1-Vetowand wurde aus einer Reihe solcher Zähler aufgebaut, da man mit ihnen die notwendige Zeitauflösung und Nachweiseffizienz für die verschiedenen Teilchensorten erreichen kann. Szintillationszähler bestehen aus transparentem Material, in dem durchgehende Teilchen Lichtblitze erzeugen. Das Licht wird mit Lichtleitern auf Photomultiplier geleitet, welche einen der Lichtpulsstärke proportionalen Strompuls erzeugen.

In diesem Kapitel werden die physikalischen Effekte, die man bei Szintillationszählern benutzt, sowie Aufbau, Funktionsweise und Einstellungen dieser Zähler erläutert.

#### 3.1 Teilchendurchgang durch Materie

Teilchen hinterlassen beim Durchgang durch Materie Energie in Form von Ionisationen, Molekulanregungen, Polarisation, Bremsstrahlung, Kernanregungen oder Kernspaltungen. Alle geladenen Teilchen verursachen Ionisation und Molekül- bzw. Atomanregungen. Hadronen produzieren durch starke Wechselwirkung mit Atomkernen geladene Sekundärteilchen, die ihrerseits Ionisationen und Anregungen erzeugen. Je nach Teilchensorte und Energiebereich treten die einzelnen Effekte mit verschiedenen Wahrscheinlichkeiten auf. Die mittlere Energieabgabe pro makroskopischem Teilchenbahnstück ( $dE/dx$ ) hängt also stark von Teilchenart und -Energie ab. Siehe z.B. [LE087] Kapitel 2.

Verlieren Teilchen beim Durchgang durch ein Materiestück im Mittel nur einen kleinen Teil ihrer kinetischen Energie, so schwankt zwischen den Einzeldurchgängen die abgegebene Energiemenge statistisch. Die statistische Verteilung der Energieabgabe von Teilchen einer Sorte und einer Energie entspricht recht gut einer Landauverteilung (siehe Figur 3.1).

#### 3.2 Der Szintillationsprozeß

Durch Stoß mit geladenen Teilchen angeregte Atome bzw. Moleküle kehren nach bestimmten Halbwertszeiten zum Teil über Zwischenzustände in den Grundzustand zurück. Bei einigen dieser Übergänge (strahlende Übergänge) wird die Energie jeweils in Form eines Photons abgegeben. Diesen Effekt macht man sich bei Szintillationszählern zunutze, indem man einen Teil der

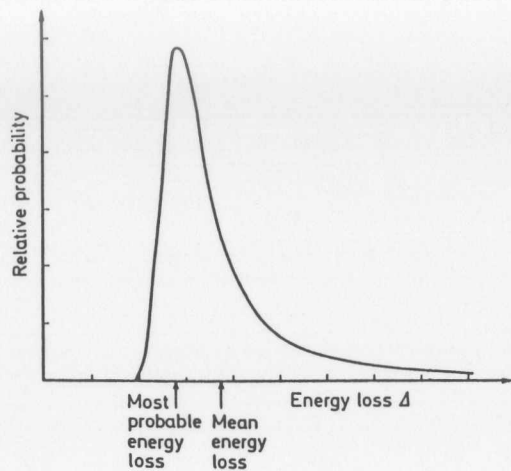


Abbildung 3.1: Typische Verteilung des Energieverlustes in dünnen Absorbern[LEO87]

Photonen sammelt und nachweist. Dazu darf das Material selbst nur wenige dieser Photonen wieder absorbieren.

Bei Plastikszintillatoren aus organischen Polymeren wird diese Forderung durch eine Folge von strahlenden und nicht strahlenden Übergängen zwischen Energieniveaus der Elektronenhülle und überlagerten Vibrationszuständen erreicht. Ein Schema solcher Übergänge zeigt Figur 3.2.

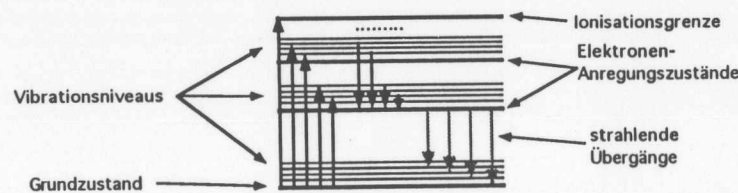


Abbildung 3.2: Energieniveau-Schema bei organischen Szintillatormolekülen

Ein Teilchendurchgang durch das Material regt indirekt oder direkt bei den Molekülen verschiedene höhere Energieniveaus an. Durch schnelle, nicht strahlende Übergänge (Lebensdauer  $\tau \approx 10^{-11} \text{ s}$ ) wird der unterste einer Reihe von Anregungszuständen erreicht. Von diesem Anregungszustand aus findet ein strahlender Übergang zu einem der Vibrationsniveaus wenig über dem Grundzustand mit einer Lebensdauer von wenigen Nanosekunden statt. Das dabei ausgesendete Photon kann dadurch von den anderen Molekülen des Szintillators nicht absorbiert werden, wenn sie im Grund- oder einem anderen Vibrationszustand sind. Von den Vibrationsniveaus kehren die Moleküle dann nicht strahlend in den Grundzustand zurück.

Kurz nach Durchgang eines Teilchens durch den Szintillator ist also bei einer großen Zahl von Molekülen das gleiche Energieniveau angeregt. Alle diese Moleküle senden mit nahezu der

gleichen Halbwertszeit Photonen aus. Das bedeutet, daß die Lichtintensität nach dem Durchgang sehr schnell ansteigt und dann exponentiell mit der Zeit abfällt. Man kann die Signale kurz hintereinander folgender Teilchen nur dann trennen, wenn die Lichtintensität dazwischen genügend abgesunken ist. Benutzt man Moleküle mit einer sehr kleinen Halbwertszeit für den Übergang, erhält man eine hohe Anfangsintensität und einen schnellen Abfall. Dadurch erreicht man gute Nachweiseffizienz und Zeitauflösung.

Üblicherweise verwendet man Moleküle deren Szintillationslicht im sichtbaren oder UV-Bereich liegt. Um den empfindlichen Wellenlängenbereich der Nachweisgeräte zu erreichen, werden oft Wellenlängen wandelnde Moleküle in Szintillatoren eingebaut.

### 3.3 Photomultiplier

Zum Nachweis von Szintillationslicht verwendet man meist Photomultiplier. Abbildung 3.3 zeigt schematisch den Photomultiplieraufbau.

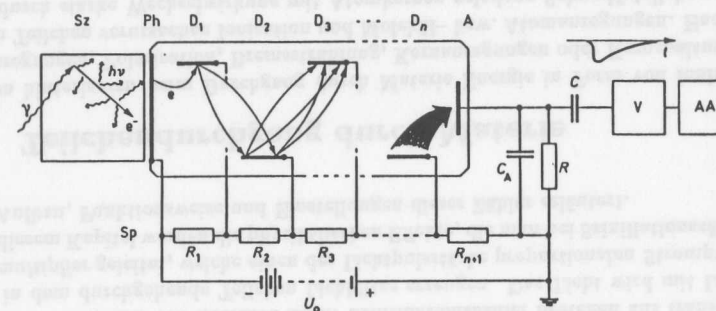


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Photomultipliers und seiner Beschaltung Sz Szintillator, Ph Photokathode, D1 ... Dn Dynoden, A Anode, Sp Spannungsteiler

In einer evakuierten Glasröhre ist auf das Lichteintrittsfenster von innen eine dünne Photokathoden-Schicht aufgedampft. Aus dieser werden bei Lichteinfall Elektronen durch Photoeffekt ausgelöst. Die Elektronen werden mittels angelegter Hochspannung in Richtung einer darunterliegenden Metallplatte —Dynode genannt— beschleunigt. Dort löst jedes Elektron weitere Elektronen aus, die dann zu einer weiteren Dynode beschleunigt werden. Dieses Verfahren wird mehrfach wiederholt. Die Anzahl an Elektronen wächst also exponentiell von Dynode zu Dynode. Mit 12 – 14 Dynoden erreicht man Verstärkungsfaktoren von  $10^7 - 10^8$  bei einem gesamten Potentialgefälle von etwa 2000 V. Die Hochspannung wird mittels Spannungsteiler auf die einzelnen Dynoden verteilt.

Die Ausgangsstromstärke hängt linear von der eingestrahelten Lichtintensität ab, solange man nicht den Sättigungsbereich erreicht. Sättigungseffekte treten auf, wenn der Strom zwischen den Dynoden in den Bereich des Stromes durch den Spannungsteiler kommt. Dann bricht die Spannung zwischen diesen zusammen. Durch Laufzeitunterschiede führen sehr kurze Eingangspulse zu zeitlich verbreiterten Ausgangspulsen. Bei Pulsabständen weit unter einer Nanosekunde ist es dadurch nicht mehr möglich, zwei kurz hintereinander folgende Pulse zu trennen.

Das Material der Photokathode ist so gewählt, daß die Austrittsarbeit für Elektronen möglichst gering ist. Bei Legierungen wie CuBe oder SbKCs liegt diese bei etwa  $2eV$ . Im nahen UV-Bereich nimmt zu kürzeren Wellenlängen die Transparenz des Lichteintrittsfensters stark ab. Dadurch ist der Wellenlängenbereich, aus dem Photonen nachgewiesen können, nach oben und unten begrenzt. Die verwendeten Photomultiplier sind im Bereich von  $350 - 600nm$  Wellenlänge empfindlich mit einem Maximum bei  $400nm$ . Nicht jedes durch das Eintrittsfenster gelangende Photon dieses Bereiches löst ein Elektron aus der Kathode. Das Verhältnis von ausgelösten Elektronen und ankommenden Photonen bezeichnet man als *Quantenausbeute*. Sie liegt bei den verwendeten Photomultipliern bei  $25 - 28\%$  [VAL83].

Durch thermische Bewegung können an der Photokathode Elektronen ausgelöst werden, ohne daß ein Photon von außen absorbiert wurde. Dadurch werden Pulse ausgegeben, die im zeitlichen Mittel einen konstanten Strom —den *Dunkelstrom*— bilden. Die Größe des Dunkelstromes ist abhängig von der angelegten Hochspannung.

Magnetfelder senkrecht zur Bewegungsrichtung der Elektronen zwischen den Dynoden führen dazu, daß ein Teil der Elektronen die jeweils nächste Dynode nicht mehr geeignet trifft. Das verändert den Verstärkungsfaktor. Eine Flußdichte von  $0.2mT$  senkrecht zur Multiplier-Achse bewirkt bei den verwendeten Geräten eine Verringerung der Verstärkung auf die Hälfte. Da die Photomultiplier der Vetowand Magnetfeldern der H1-Spule, des Kompensatormagneten und der HERA-Magnete ausgesetzt werden, ist es notwendig, diese magnetisch abzuschirmen. Dazu sind die Multiplier in etwa  $1mm$  dicke Folie aus Mumetall gewickelt; das ist ein Metall mit hoher magnetischer Suszeptibilität. Zusätzlich befinden sich die Multiplier in einem etwa  $1cm$  dicken Gußeisenrohr.

### 3.4 Aufbau der Zähler

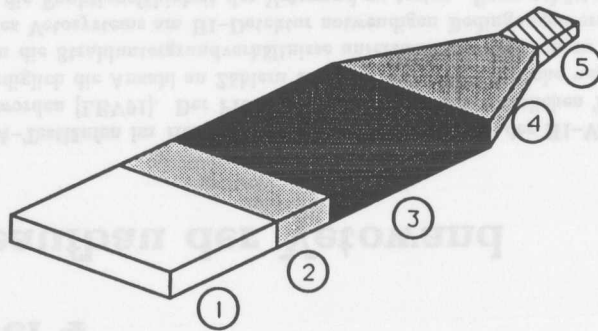


Abbildung 3.4: Aufbau der verwendeten Szintillationszähler  
(1)Szintillator, (2)reflektierende Folie, (3)lichtdichte Folie, (4)Lichtleiter, (5)Photomultiplier

An die Szintillatorplatten ist der Lichtleiter angeklebt. Die Grenzfläche zwischen Lichtleiter und Photomultiplier ist zum optimalen optischen Kontakt mit einem transparentem Gel versehen. Um Verluste durch Reflexionen an Grenzflächen zu vermeiden, haben die Materialien von Szintillator und Lichtleiter, das Gel und das Glas des Photomultipliers nahezu den gleichen Brechungsindex.

Szintillatorplatten und Lichtleiter sind in reflektierende Folie gewickelt, damit ein Teil des nach außen abgegebenen Lichtes wieder zurückreflektiert wird. Damit wird die Lichtausbeute erhöht.

Es ist notwendig, den ganzen Zähler gegen Licht von außen total abzuschirmen. Dazu ist er lückenlos in dicke schwarze Folie eingepackt. Schon ein kleines Loch führt zu erheblichen Störsignalen. Bei stärkerem Lichteinfall wird der Photomultiplier durch zu große Ströme zerstört.

Am vom Photomultiplier entfernten Ende der Zähler sind jeweils ein oder zwei Leuchtdioden eingebaut worden. Mit ihnen kann man zum Testen von Signalwegen und Zählerfunktion Lichtpulse erzeugen.

Die Szintillatoren der äußeren Vetowand bestehen aus  $4cm$  dicken Platten (Material: NE110), die der inneren aus  $1.5cm$  Platten aus NE114. (Zu den Materialien siehe [LEO87] Tabelle 7.1.) Die Dicke der Platten wurde so gewählt, daß minimalionisierende Teilchen nachgewiesen werden können. Für die innere Vetowand wurden gebrauchte Photomultiplerröhren vom Typ AVP56 verwendet. Bei der äußeren wurden welche vom Typ XP2041 eingebaut.

### 3.5 Test der Zähler

Die fertigen Zähler wurden am Teststrahl, mit kosmischer Strahlung sowie mit radioaktiven Präparaten getestet ([LEV91] Kapitel 3.6 und 3.7). Die Intensität  $I$  des Szintillationslichtes nimmt beim Durchqueren des Szintillators mit zunehmender Strecke  $s$  von der Anfangsintensität  $I_0$  stetig ab:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{s}{l_0}\right)$$

Messungen der Dämpfungslänge  $l_0$  der Zähler ergaben Werte im Bereich von  $2 - 4m$ . Effizienzmessungen am Teststrahl ergaben, daß im Mittel von  $1 \cdot 10^4$  bis  $1 \cdot 10^5$  durchgehenden Teilchen eines nicht nachgewiesen wurde. Die Lichtlaufzeitunterschiede in den großen Szintillatoren der äußeren Vetowand betragen um  $20ns$  und in denen der inneren einige Nanosekunden [SCH91].

## Kapitel 4

### Probeaufbau der Vetowand

Zu den HERA-Testläufen im Herbst 1991 war ein Probeaufbau der H1-Vetowand installiert und getestet worden [LEV91]. Der Probeaufbau enthielt die wesentlichen Teile der geplanten Vetowand. Lediglich die Anzahl an Zählern und damit die Gesamtfläche war kleiner. Mit dem Aufbau sollten die Strahluntergrundverhältnisse untersucht werden, um zu prüfen, ob die für den Betrieb des Vetosystems am H1-Detektor notwendigen Bedingungen erreicht werden, und es galt damit die Funktionsfähigkeit der Vetowand zu testen. Dazu gehörte die Untersuchung des Zeitverhaltens von Untergrund aus Protonen- und Elektronen-Bunchen. Es sollte ermittelt werden, wie gut sich Protonenstrahluntergrund von anderem trennen läßt. Raten für verschiedene Untergrundeignisse sollten gemessen werden, um zukünftige Triggerraten des Vetosystems abzuschätzen. Zur Einstellung und Kontrolle von Zählern und Elektronik und zum besseren Verständnis der Untergrundeffekte sollten die Amplituden der Signale aus den Szintillationszählern untersucht werden.

#### 4.1 Die Zähleranordnung

Der Probeaufbau (siehe Abbildungen 4.1-4.3) bestand aus zwei Zähleranordnungen mit jeweils vier Szintillationszählerpaaren: der inneren Vetowand (IV) bei  $z = -8.10\text{m}$  vom Wechselwirkungspunkt und der äußeren Vetowand (OV) bei  $z = -6.50\text{m}$ .<sup>1</sup> Die Zählerpaare bestanden aus jeweils zwei gleichen Zählern, die in Strahlrichtung hintereinander aufgebaut wurden. Zwischen den Zählern dieser Paare befanden sich Abschirmungen. Bei den Paaren der inneren Vetowand war das jeweils eine  $4\text{cm}$  dicke Bleiplatte. Zusätzlich sind vor und hinter diese Zählerpaare weitere  $4\text{cm}$  dicke Bleiplatten gestellt worden. Die Zähler der Paare bei der äußeren Vetowand waren jeweils vor und hinter einer  $5\text{cm}$  dicken Eisenplatte, die die ganze Fläche der äußeren Vetowand überdeckte, aufgehängt. Durch die Abschirmung können nur Teilchen gelangen und so beide Zähler eines Paares durchqueren, wenn sie in fester Materie eine genügend große Reichweite haben. Nur solche Teilchen könnten auch in den H1-Detektor eindringen. Betrachtet man nur Ereignisse, bei denen beide Zähler eines Paares angesprochen haben, unterdrückt man also stark die Signale von Untergrundteilchen, die die Messungen am H1-Detektor nicht stören würden. Außerdem fallen dadurch Signale durch Zählerrauschen fast vollständig weg.

Zusätzlich zu dem Vetowand-Testaufbau wurden im Tunnel bei  $z = -20\text{m}$  zwei kleine in  $2\text{mm}$  Bleifolie gewickelte Szintillationszähler ( $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ ) parallel zueinander und senkrecht

<sup>1</sup>Die positive  $z$ -Richtung ist die Flugrichtung der Protonen, wobei der Nullpunkt am Wechselwirkungspunkt liegt.

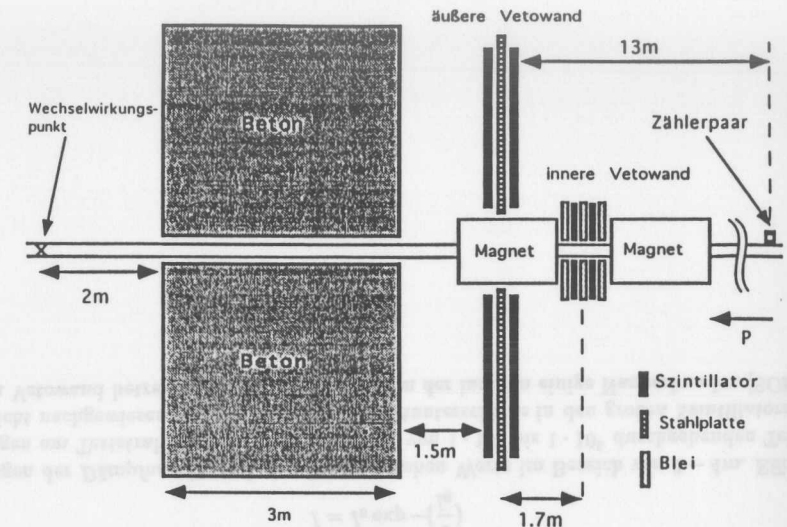


Abbildung 4.1: Der Probeaufbau der Vetowand

zur Strahlrichtung an der Ringaußenseite direkt am Strahlrohr aufgestellt. Sinn der zusätzlichen Zähler war, Information über Herkunft und Art des die Vetowand erreichenden Untergrundes zu erhalten.

Da zu den HERA-Testläufen der H1-Detektor noch nicht in den Wechselwirkungsbereich gefahren war, waren dort Betonblöcke aufgestellt worden, um eine ähnliche Abschirmung zu erreichen.

Im Bereich des Wechselwirkungspunktes war ein Eisen-Szintillator-Kalorimeter für Strahluntergrundstudien — unter anderem auch in Verbindung mit dem Vetoaufbau — aufgestellt. Der genaue Aufbau und Meßergebnisse sind bei [HUN91, KNE91] zu finden.

#### 4.2 Die Elektronik

Teilchen oder Teilchenschauer, die das Zählensystem durchqueren, lassen verschiedene Zählerkombinationen ansprechen. Teilchen, die zeitgleich mit Protonenbunchen auftreten, erreichen die Zähler zeitlich getrennt von solchen, die mit Elektronenbunchen eintreffen. Aufgabe der den Photomultipliern nachgeschalteten Elektronik war es, bei Ansprechen verschiedener Zählerkombinationen zugehörige Signale zu generieren und diese dem Elektronen- oder Protonenstrahl zuzuordnen. Die Raten, mit der die einzelnen Signale auftreten, sollten ermittelt und an einen Rechner zur weiteren Analyse übergeben werden. Amplituden und Zeitinformationen von Ereignissen in den Zählern sollten in Digitalzahlen gewandelt und ebenfalls an den Rechner gegeben werden.

Die Elektronik wurde aus NIM<sup>2</sup>-Modulen aufgebaut. Als Schnittstelle zwischen Elektronik und Rechner wurde ein CAMAC-System verwendet.

<sup>2</sup>Nuclear Instrument Module [LEO87]



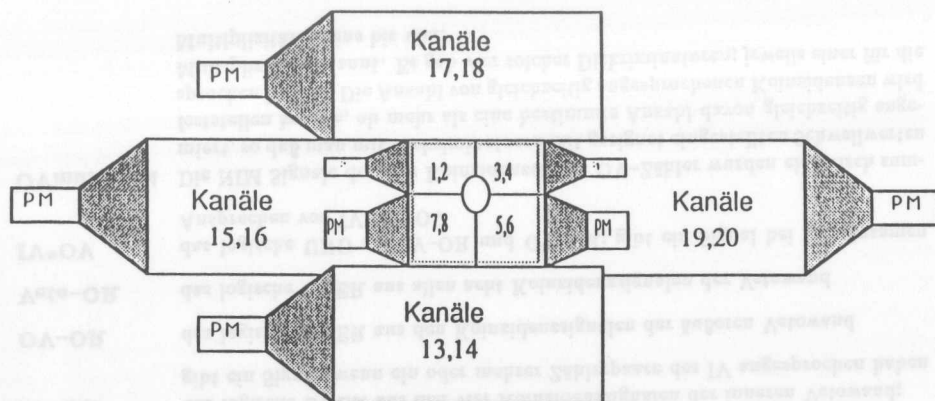


Abbildung 4.2: Zähleranordnung aus „Protonensicht“

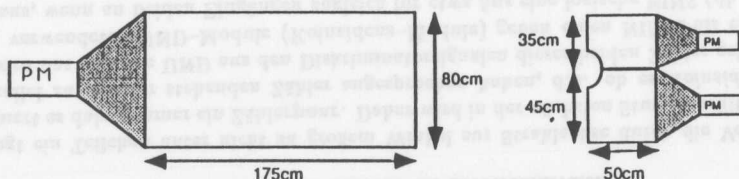


Abbildung 4.3: Abmessungen der Zähler

Als Bezugspunkt für Zeitmessungen standen zwei aus den HERA-Hochfrequenz-Systemen durch Frequenzteilung generierte Signale zur Verfügung:

**HERA-Clock** Ein Signal mit der Frequenz des inversen zeitlichen Bunch-Abstandes ( $96\text{ns}$  d.h.  $10.4\text{MHz}$ ) und einer festen, aber durch Kabelllaufzeiten willkürlichen Phase zu den an einer bestimmten Stelle des Strahlrohres vorbeifliegenden Bunchen.

**First-Bunch** Ein Signal, das die Umlauffrequenz von  $47.3\text{kHz}$  liefert. Es ist in Phase mit der HERA-Clock. Alle 220 HERA-Clock-Pulse kommt ein First-Bunch-Puls.

Beide Signale konnten wahlweise von der Hochfrequenz der Protonen- oder Elektronen-Beschleunigungsstrecken abgeleitet werden.

### 4.2.1 CAMAC

Ein CAMAC-System kann mit verschiedenen Modulen bestückt werden. Die Module haben Register, aus denen der Rechner über ein Bussystem<sup>3</sup> die enthaltenen Zahlen auslesen und in die er Zahlen schreiben kann [LEO87].

In das CAMAC wurden folgende Module eingebaut:

**Zähler** Die Zähler-Module haben einen Gate-Eingang und 12 Zähl Eingänge. Solange am Gate-Eingang ein NIM-Signal auf logisch EINS anliegt, werden für jeden Eingang die ankommenden NIM-Pulse gezählt. Zu jedem Eingang gehört ein Register, in dem die jeweilige Pulsanzahl gespeichert wird.

**Zeit-Digital-Konverter (TDC)** Die TDC-Module haben einen Start-Eingang und 8 Stop-Eingänge. Die Zeit zwischen einem NIM-Puls am Start-Eingang und einem am Stop-Eingang wird als 11 Bit Digital-Zahl in einem zugehörigen Register gespeichert. Die Zeiteinheit pro Bit wurde auf  $50\text{ps}$  eingestellt, so daß sich ein Meßbereich von  $0 - 102.4\text{ns}$  mit 2048 Kanälen ergab.

**Amplituden-Digital-Konverter (ADC)** Die ADC-Module haben einen Gate-Eingang und 12 Signal-Eingänge. Die Ladungsmenge, die in einen Signaleingang fließt, solange am Gate-Eingang ein NIM-Puls auf logisch EINS anliegt, wird in eine 10 Bit Digitalzahl gewandelt. Diese wird in Registern gespeichert. Der Meßbereich erstreckt sich über  $256\text{pC}$  mit 1024 Kanälen. Die Nullage (Pedestal genannt) d.h. die Zahl, die bei  $0\text{pC}$  geflossener Ladung gebildet wird, ist einstellbar. Dadurch können Ströme mit verschiedenen Vorzeichen gemessen werden.

**Input-Register** Bei Input-Register-Modulen gibt es einen Gate-Eingang und 16 Signal-Eingänge. Jedem Signaleingang ist ein Bit im Register zugeordnet. Dieses Bit ist gesetzt, wenn ein NIM-Puls an den Signaleingang kommt, während ein Gate-Signal anliegt.

**Output-Register** Die Output-Register-Module haben 16 NIM-Ausgänge. Jedem Ausgang ist ein Bit im Register zugeordnet. Ist ein Bit durch den Rechner gesetzt worden, so liegt der zugehörige Ausgang auf logisch EINS.

Module, bei denen ein Gate-Signal zur Abfrage der Eingänge notwendig ist, müssen nach jedem Gate-Signal vom Rechner zurückgesetzt werden. Solange das nicht geschieht, werden weitere Gate-Signale ignoriert. Hat es kein Gate-Signal gegeben, stehen in allen Registern Nullen.

### 4.2.2 Die generierten Signale

Die erste Stufe hinter den etwa  $70\text{m}$  langen Signalkabeln von den Photomultipliern waren Diskriminatoren. Diese geben, nachdem die Eingangsspannung eine Schwelle überschritten hat, einen NIM-Puls einstellbarer Dauer aus. Die Schwelle war auf  $-50\text{mV}$  eingestellt. D.h.: wenn ein Photomultiplier einen Puls mit einer Spitzenspannung unter<sup>4</sup>  $-50\text{mV}$  ausgibt, spricht der Diskriminator an. Der Ansprechzeitpunkt des Diskriminators hängt nicht nur von der zeitlichen Lage

<sup>3</sup>Der Prozessor des Rechners hat damit direkten Zugriff auf die Register

<sup>4</sup>die Pulse verlaufen im negativen Spannungsbereich

des Pulsmaximums, sondern auch von der Pulsamplitude ab. Bei Pulsen mit gleicher Maximumlage, aber verschiedener Amplitude, spricht der Diskriminator bei dem größeren, abhängig von der Pulsanstiegszeit, eher an. Die Unterschiede können einige Nanosekunden betragen.

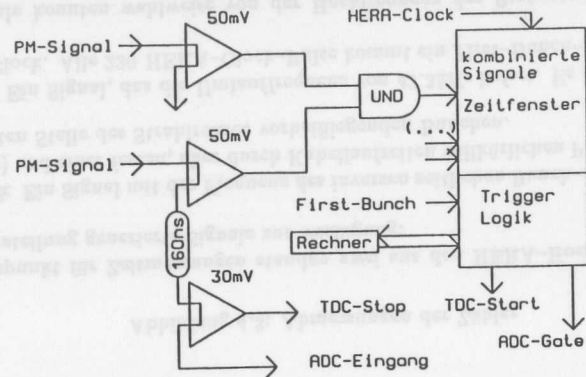


Abbildung 4.4: Schema der Elektronikstufen

Fliegt ein Teilchen unter nicht zu großem Winkel zur Strahlachse durch die Vetowand, so durchquert es dabei immer ein Zählerpaar. Daher wird in der nächsten Stufe geprüft, ob jeweils die parallel zueinander stehenden Zähler angesprochen haben, d.h. ob es *Koinzidenzen* gibt. Dazu wird das logische UND aus den Diskriminatorsignalen dieser beiden Zähler gebildet.

Die verwendeten UND-Module (Koinzidenz-Module) geben einen NIM-Puls einstellbarer Dauer aus, wenn an beiden Eingängen zugleich für etwa 5ns eine logische EINS (dh. ein NIM-Puls) anliegt. Die Pulsdauer der Diskriminatorsignale bestimmt also, welchen zeitlichen Abstand die Photomultiplierpulse maximal haben dürfen, um noch als Koinzidenz betrachtet zu werden. Die Diskriminator-Pulsdauer war auf etwa 25ns eingestellt, so daß dieser maximale Abstand etwa 20ns betrug. Der Zeitpunkt, an dem diese Koinzidenzsignale erzeugt werden, ist durch den letzteren der beiden Diskriminatorpulse bestimmt.

Aus diesen grundlegenden Signalen wurde eine Reihe kombinierter Signale gebildet:

- IV-OR** das logische ODER aus den vier Koinzidenzsignalen der inneren Vetowand; gibt ein Signal, wenn ein oder mehrerer Zählerpaare des IV angesprochen haben
- OV-OR** das logische ODER aus den Koinzidenzsignalen der äußeren Vetowand
- Veto-OR** das logische ODER aus allen acht Koinzidenzsignalen der Vetowand
- IV\*OV** das logische UND aus IV-OR und OV-OR; gibt ein Signal bei gemeinsamen Ansprechen von IV und OV
- OVmulti1...4** Die NIM Signale der vier Koinzidenzen der OV-Zähler wurden elektrisch summiert, so daß man mit Diskriminatoren mit geeignet eingestellten Schwellwerten feststellen konnte, ob mehr als eine bestimmte Anzahl davon gleichzeitig angesprochen haben. Die Anzahl von gleichzeitig angesprochenen Koinzidenzen wird Multiplizität genannt. Es gab vier solcher Diskriminatoren; jeweils einer für die Multiplizitäten eins bis vier.

Mit Hilfe des HERA-Clock Signals lassen sich NIM-Signale erzeugen, die während einer festen Zeit in der Bunchcrossing-Periode von 96ns auf logisch EINS und sonst auf logisch NULL sind. Bildet man das logische UND aus diesem Signal und einem Signal aus einer Veto-Zählerkoinzidenz, so bedeutet ein daraus resultierendes Signal, daß das Zählerpaar in genau diesem Zeitbereich angesprochen hat. Protonenbunche und Elektronenbunche fliegen zeitlich getrennt an der Vetowand vorbei. Bei geeigneter Einstellung kann man damit Signale, die mit Bunchen einer Teilchenart auftreten, herausfiltern.

Zur Generierung geeigneter Zeitfenster-Signale wurde dazu das HERA-Clock-Signal über Verzögerungskabel auf einen Diskriminator gegeben. Mit der Länge des Verzögerungskabels konnte man den Anfangszeitpunkt des Zeitfensters wählen. Die Länge des Zeitfensters konnte man am Diskriminator einstellen. So wurde jeweils ein Zeitfenster für Zähleransprechen in Korrelation mit Protonen- (*P-Zeitfenster*) und Elektronenbunchen (*E-Zeitfenster*) gebildet. Zu jeder Koinzidenz der Veto-Zählerpaare wurde das logische UND mit den Zeitfenstern gebildet. Für beide Zeitfenster wurde dann das logische ODER der Signale gebildet:

**P-Veto-OR** das ODER der mit den Protonenbunchen korreliert auftretenden Koinzidenzsignale

**E-Veto-OR** das ODER der mit den Elektronenbunchen korreliert auftretenden Koinzidenzsignale

Die Zeitfenster wurden auf etwa 30ns Länge eingestellt. Die optimale Verzögerung für jedes Zeitfenster wurde bei HERA Betrieb mit jeweils nur einem Teilchenstrahl ermittelt. Die Verzögerung wurde in kleinen Schritten von 0 bis 96ns vergrößert. Bei jedem Schritt wurde die jeweilige Zählrate bestimmt; bei Elektronenstrahl E-Veto-OR und P-Veto-OR bei Protonenstrahl. Die optimale Einstellung ist so, daß die Rate maximal ist.

Neben den Signalen der Vetowandzähler alleine wurden noch weitere gebildet:

**TZ** Die Koinzidenz der beiden Szintillationszähler im Tunnel

**TZ\*19&20** die Koinzidenz aus TZ und der Koinzidenz des Veto-Zählerpaares 19 und 20.

### 4.2.3 Ratenmessung

Alle acht Koinzidenzsignale der Veto-Zählerpaare, die jeweils acht Koinzidenzsignale in den beiden Zeitfenstern sowie alle anderen im vorigen Abschnitt hervorgehobenen Signale wurden auf CAMAC-Zählermodule gesteckt.

Die Gate-Signale für die CAMAC-Zählermodule wurden von einem Gategenerator erzeugt. Dieser gibt bei einem NIM-Puls an seinem Start-Eingang einen NIM-Puls einstellbarer Länge aus. Die Länge war auf etwa 2s eingestellt. Zur genaueren Bestimmung der Gate-Signallänge wurden das HERA-Clock- sowie das First-Bunch-Signal ebenfalls auf Zählereingänge gesteckt. Die Frequenzen dieser Signale schwanken bei Strahlbetrieb um weniger als 1%. Damit kann man nachträglich bei jeder einzelnen Ratenmessung entsprechend genau normieren, selbst wenn die Länge des Gate-Signals schwanken sollte.

Der Gategenerator bekam sein Startsignal per Rechner über ein CAMAC-Output-Register. Über ein Inputregister wurde dem Rechner mitgeteilt, ob die Ratenmessung abgeschlossen d.h. das Zählergatesignal zu Ende ist.

### 4.2.4 Amplituden und Zeitmessungen

Der Aufbau ermöglichte, bei ausgewählten Bunchcrossings die Amplituden und die Ansprechzeitpunkte relativ zu einem festgelegten Zeitnullpunkt für jeden einzelnen Veto-Zähler aufzunehmen. Die Amplituden wurden mit ADC-, die Ansprechzeitpunkte mit TDC-Modulen gemessen. Das Bunchcrossing wurde von einer Triggerlogik ausgewählt.

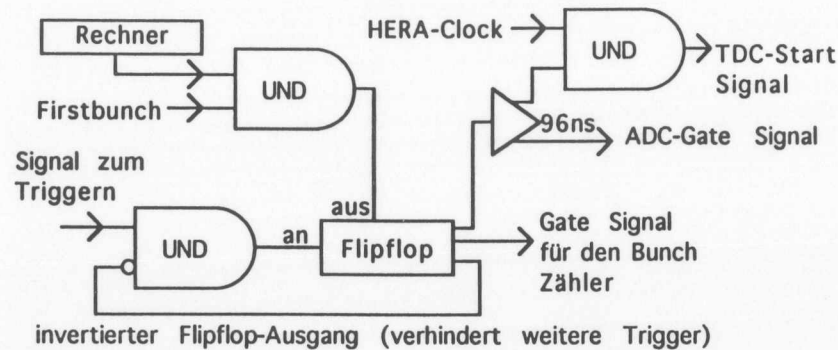


Abbildung 4.5: Schema der Triggerlogik

Nach einem Triggersignal erzeugte die Logik ein 96ns langes Gate-Signal für die ADC-Module und ein mit der HERA-Clock synchronisiertes Start-Signal für die TDC-Module. Danach ist die Logik für weitere Trigger gesperrt. Über das Inputregister wird dem Rechner mitgeteilt, daß ein Ereignis vorliegt. Der Rechner kann dann nach Auslesen der TDC und ADC die Logik über einen Kanal des Output-Registers wieder freigeben. Als Triggersignal wurde das Veto-OR verwendet. D.h.: wenn mindestens eine Veto-Zähler-Koinzidenz angesprochen hat, werden die Amplituden und Zeiten für alle Zähler in dem dazugehörigen Bunchcrossing ausgelesen. Die ADC-Analogsignal- und TDC-Stop-Eingänge wurden wie in Abbildung 4.4 dargestellt mit den Zählern besetzt. Das TDC-Stop-Signal zu jedem Zähler wurde mit einem eigenen Diskriminator (Schwelle:  $-30mV$ ) nach der Signalverzögerung erzeugt. Die Diskriminatoren für die Signale zur Logik und zum TDC-Stop haben hohe Eingangswiderstände und können so die Analogsignale nahezu unverfälscht wieder herausgeben.

Das Veto-OR sowie die Gate- und Start-Signale werden ausgehend von den Zählern über mehrere Elektronikstufen gebildet. Dabei vergehen bis maximal 160ns. Das bedeutet, daß die Entscheidung, ob Signale aufgezeichnet werden sollen, erst 160ns nach ihrer Ankunft vorliegt. Um diese dann aufzeichnen zu können, müssen sie dazwischen geeignet verzögert werden.

Das ADC-Gate-Signal hatte eine feste Zeitdifferenz zum auslösenden Triggersignal. Das bedeutet, daß die analogen Photomultiplierpulse der triggerauslösenden Zähler an einer festen Stelle innerhalb des Gate-Signales am ADC ankommen. Die Verzögerungen waren so gewählt, daß die Pulse etwa 15ns nach der Startflanke des Gate-Signales ankamen. Das Veto-OR wird immer von dem ersten angesprochenen Zählerpaar ausgelöst. Haben andere Zähler auch angesprochen, liegen deren Pulse entsprechend versetzt im Zeitbereich des Gate-Signales.

Das TDC-Start-Signal wird durch den ersten HERA-Clock-Puls nach Vorliegen des Triggersignales ausgelöst. Dazu wird von dem Triggersignal ein 96ns langer NIM-Puls erzeugt.

Zwischen diesem und der HERA-Clock wird das logische UND gebildet. Da die HERA-Clock-Pulse einen Abstand von 96ns haben, wird dieses UND nach Vorliegen eines Triggersignales in jedem Fall ausgelöst. Liegt zuerst das Signal des Triggers vor und kommt dann der HERA-Clockpuls, hat das UND-Signal wie gewünscht die Phase der HERA-Clock. Der TDC mißt dann die Phasendifferenz zwischen dem Zähleransprechen und der HERA-Hochfrequenz, also wann der Zähler im Zeitbereich des Bunchcrossings angesprochen hat. Liegt aber gerade in dem Moment, in dem der Trigger-Puls ankommt, schon ein HERA-Clock-Puls an, so ist das UND-Signal in Phase mit dem Trigger. Der TDC mißt dann nur den festen Laufzeitunterschied zwischen Trigger- und verzögertem Zählernsignal. Da dies der maximale Zeitabstand zwischen UND-Signal und Zählernsignal ist, erscheinen solche Signale am hinteren Ende des Zeitspektrums. Die Größe des Zeitbereiches, in dem dieser unerwünschte Effekt auftritt, hängt von der Länge der HERA-Clock-Pulse ab. Daher wurden diese Pulse auf etwa 5ns Dauer eingestellt. So tritt dieser Effekt nur bei Zähleransprechen in einem Bereich von ungefähr 5ns Länge des 96ns langen Zeitbereiches des Bunchcrossings auf. Das gemessene Zeitspektrum ist um diesen Bereich kürzer als 96ns. Nimmt man das Zeitspektrum von kosmischen Teilchen auf, erhält man eine Gleichverteilung, da diese unkorreliert mit der HERA-Clock eintreffen. Dadurch kann man den Meßbereich ermitteln. Abbildung 4.6 zeigt so ein Spektrum eines Zählers.

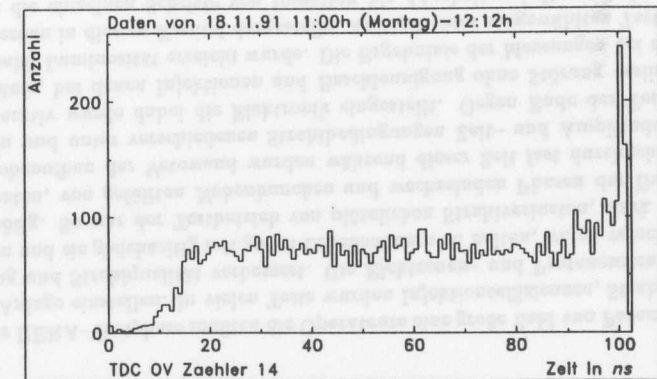


Abbildung 4.6: Der TDC-Meßbereich, ermittelt mit kosmischer Strahlung.

### 4.2.5 Bunch-Identifikation

Die verschiedenen Bunche in HERA können verschieden stark gefüllt sein und zum Beispiel durch falsches Injizieren in den TDC-Spektren jeweils an verschiedenen Stellen ein Maximum erzeugen. Mit einer zusätzlichen Logik konnte man die, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, aufgenommenen Ereignisse bestimmten Bunchnummern zuordnen. Dazu synchronisierte man die Freigabe der Triggerlogik durch den Rechner mit dem First-Bunch-Signal. D.h.: nachdem der Rechner das Signal zur Freigabe gegeben hat, wird die Logik durch den nächsten First-Bunch-Puls freigegeben. Im Moment der Freigabe befinden sich dadurch die Bunche jedesmal an der selben Stelle in HERA. Zählt man jetzt die HERA-Clock-Pulse bis zum nächsten Trigger, so

kann man aus der Anzahl eine Bunchnummer ermitteln. Die Bunche können mehrfach umlaufen bevor ein Trigger auftritt. Daher zählt man auch noch die First-Bunchpulse bis zum nächsten Trigger. Ein Umlauf entspricht 220 HERA-Clock-Pulsen. Die Bunchnummer erhält man nun, indem man von der Anzahl an HERA-Clock-Pulsen 220mal die Anzahl an First-Bunch-Pulsen abzieht.

### 4.3 Rechner und Software

Die an das CAMAC gegebenen Informationen über Raten, Amplituden, Zeiten und Bunchnummern wurden von einem Macintosh Computer vom Typ Mac IICi ausgelesen und gespeichert. Dazu war Software vorhanden [LEV91], die etwa alle 2s die CAMAC Zählermodule und mit maximal 10Hz die Daten aus TDC, ADC und Bunchzähler zu Ereignissen in den Vetozählern auslesen konnte. Dazu gehörte auch das Ausgeben von Signalen zur Generierung der Zähler-Gate-Pulse und das Kontrollieren der Triggerlogik.

Die Daten aus den Zählern wurden auf der internen Festplatte gespeichert. Wegen der großen Datenmengen wurden die Daten von Ereignissen nur auf Anforderung aufgezeichnet. Gesammelte Datensätze wurden zur DESY-IBM-Rechenanlage transferiert und gespeichert. Für das Lesen der Daten und erste Analysen stand Software ([LEV91] Anhang A) zur Verfügung, die für die einzelnen Untersuchungen erweitert bzw. umgeschrieben wurde.

## Kapitel 5

### Ergebnisse der Messungen beim HERA-Testbetrieb

Während der HERA-Testphase mußten die Operateure eine große Zahl von Parametern zum Betreiben der Anlage einstellen. In vielen Tests wurden Injektionseffizienzen, Strahllebensdauern, Strahlführung und Strahlqualität verbessert. Um Elektronen- und Protonenstrahlen in HERA einzuschleusen und sie gleichzeitig mit guten Lebensdauern zu halten, waren verschiedene Untersuchungen nötig. So war der Testbetrieb von plötzlichen Strahlverlusten, stark schwankenden Untergrundraten, von gefüllten Nebenbunchen und wechselnden Phasen der Bunche geprägt. Mit dem Probeaufbau der Vetowand wurden während dieser Zeit fast durchgehend Zählraten aufgenommen und unter verschiedenen Strahlbedingungen Zeit- und Amplitudenspektren genommen. Iterativ wurde dabei die Elektronik eingestellt. Gegen Ende des Testbetriebes gelangen Testläufe, bei denen Injektionen und Beschleunigung ohne Störung verliefen und über einige Zeit stabil Luminosität erreicht wurde. Die Ergebnisse der Messungen bei diesen stabilen Testläufen werden in diesem Kapitel dargestellt. Anhand eines ausgewählten Testlaufes werden exemplarisch die einzelnen Schritte von Injektion bis Abschalten (Dump) der Strahlen mit verschiedenen Untergrundeffekten beschrieben.

#### 5.1 Einzelne Schritte eines Testlaufes

In Abbildung 5.1 sind die Zählraten von Signalen aus der Vetowand in den beiden Zeitfenstern (E-Veto-OR und P-Veto-OR) bei dem Testlauf vom 16. November 1991 von 3:30 Uhr bis 10:30 Uhr dargestellt. Einige ausgewählte Zählraten in der Vetowand bei den einzelnen Schritten dieses Testlaufes sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Zuerst erfolgte die Injektion des Protonenstrahls bei 40 GeV. Bei diesem Testlauf wurde ein Protonenbunch mit 196  $\mu\text{A}$  injiziert. Die Lebensdauer des Protonenstrahls bei Injektionsenergie lag bei weniger als einer Viertelstunde. Die Untergrundraten waren entsprechend hoch. Fast jeder vorbeifliegende Bunch hinterließ Untergrundteilchen in der Vetowand. Mit Beginn der Beschleunigung stieg die Lebensdauer auf über 20 Stunden an, die Raten in der Vetowand nahmen stark ab. Der Protonenstrom betrug dabei 187  $\mu\text{A}$ . Der Beschleunigungsvorgang wurde bei Erreichen bestimmter Energien unterbrochen, um verschiedene Parameter zu ändern. So wurde bei 300 GeV die Strahloptik auf Lumioptik umgestellt. Mit zunehmender Strahlenergie stiegen die Raten langsam an, wobei die Lebensdauer ungefähr konstant blieb.

Nach Erreichen der Maximalenergie von 480 GeV wurden die Hochfrequenzsysteme des Elektronen- und des Protonenrings auf gleiche Frequenz und Phase gestellt. Bei diesem Synchroni-

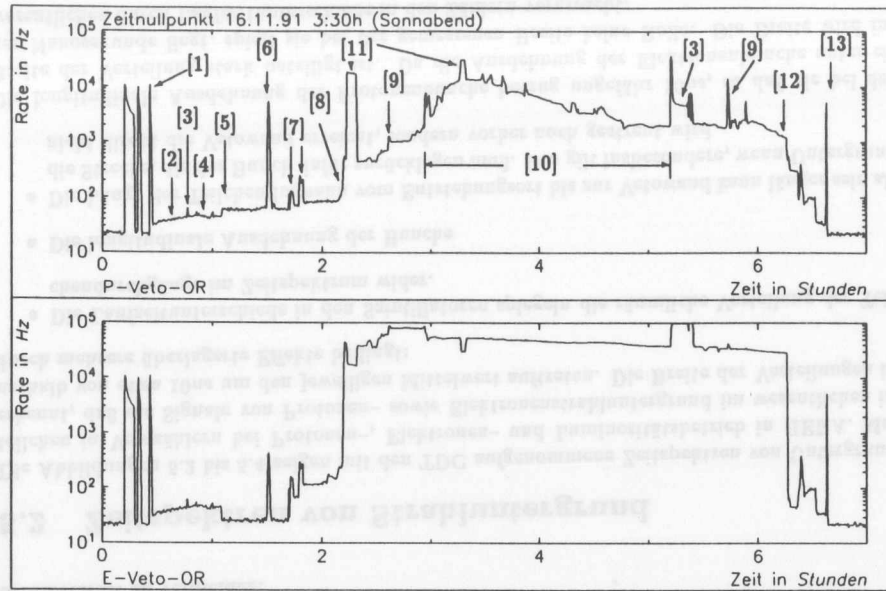


Abbildung 5.1: Ratenverlauf bei einem HERA-Testlauf

Bild oben: Zählrate der Vetowand im P-Zeitfenster, Bild unten: Zählrate im E-Zeitfenster (1):Protoneninjektion; (2):Beschleunigung der Protonen auf 300 GeV; (3):Optikwechsel; (4):Beschleunigung der Protonen auf 480 GeV; (5):Synchronisation; (6):Vormagnetisieren der E-Dipol; (7):Elektroneninjektion; (8):Beschleunigen der Elektronen auf 26.7 GeV; (9):Korrekturen der Strahlage; (10):Luminosität; (11):Phase der HERA-Clock liegt falsch; (12):Elektronenstrahl abgestellt; (13):Protonenstrahl abgestellt

sationsvorgang wird die Hochfrequenz des Protonenringes langsam auf die des Elektronenringes gebracht und im geeigneten Moment festgehalten. Die HERA-Clock für die Elektronik der Vetowand wurde vom Elektronenring abgeleitet. Dadurch bestand bis zur Synchronisation keine Korrelation zwischen an der Vetowand vorbeifliegenden Protonenbunchen und der HERA-Clock. Zeitmessungen mit den TDC und Filtern von mit den Protonen korrelierten Zählraten mit Zeitfenstern sind ohne Synchronisation nicht möglich. Bei Erreichen der Synchronisation erkennt man daher einen Ratenanstieg von Signalen, die mit dem Zeitfenster für Protonen gefiltert werden, und ein Absinken bei denen mit dem Zeitfenster für Elektronen. Die Raten von ungefilterten Signalen bleiben dabei konstant.

Bevor Elektronen injiziert werden können, müssen die Magnete des Elektronenrings mit einer geeigneten Vormagnetisierung versehen werden. Dazu werden die Magnetfelder auf- und abgebaut bis der richtige Punkt in der Hysterese erreicht ist. Die Veränderungen der Magnetfeldstärke stören dabei den Protonenstrahl. In der Vetowand stiegen die Raten dabei kurzzeitig stark an. Nach Beendigung dieses Prozesses sanken die Raten wieder auf den Ausgangswert.

Die Injektion von Elektronen erfolgte in mehreren Schritten. Da der Elektronenstrahl bei 12 GeV Injektionsenergie eine Lebensdauer von einigen Stunden hatte, konnte man ohne große

	IV-OR [kHz]	OV-OR [kHz]	Veto-OR [kHz]	P-Veto-OR [kHz]	E-Veto-OR [kHz]
nur kosmische Strahlung	0.004	0.044	0.050	.022	.021
nach Protonen Injektion	6.2	16.6	20.4	—	—
Anfang Beschleunigung	0.014	0.058	0.071	—	—
Protonen 480 GeV	0.026	0.076	0.091	0.058	0.024
nach Elektronen Injektion 12 GeV	0.075	0.157	0.221	0.081	0.129
nach Elektronen Beschleunigung 26.7 GeV	0.103	37.6	37.7	0.447	37.5
bei Erreichen von Luminosität ca. $2 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	0.25	76.0	76.1	1.3	75.6
nach 30min Luminosität	6.5	59.8	61.7	13.2	50.0

Tabelle 5.1: Raten beim Testlauf vom 16.11.1991 von 3:30 Uhr bis 10:30 Uhr mit  $187 \mu\text{A}$  Protonen- und  $369 \mu\text{A}$  Elektronenstrom

Stromverluste die Bunche gezielt nachfüllen. So wurde zunächst ein zur Kollision mit dem Protonenbunch positionierter Bunch mit  $189 \mu\text{A}$  und dann ein um mehrere Bunchpositionen ( $96 \text{ ns}$ ) vom ersten entfernter Pilotbunch mit  $180 \mu\text{A}$  gefüllt. Bei jeder Injektion gab es kurzzeitig höhere Untergrundraten. Nach jeder Injektion ist die mittlere Rate, dem angewachsenen Strom entsprechend, gestiegen.

Mit der Beschleunigung des Elektronenstrahles wachsen die Raten in Zählern der äußeren Vetowand stark an. Die Rate erreicht die Frequenz  $\nu_{\text{Bunch}}$ , mit der die Elektronenbunche vorbeifliegen:

$$\nu_{\text{Bunch}} = N_{\text{Bunch}} \cdot \nu_{\text{Umlauf}}$$

wobei  $N_{\text{Bunch}}$  die Anzahl der Bunche und  $\nu_{\text{Umlauf}}$  die Umlauffrequenz ist. Das bedeutet, daß jedes vorbeifliegende Bunch in der äußeren Vetowand Untergrund hinterließ. Daß die Lebensdauer des Elektronenstrahles dabei jedoch immer noch im Bereich einiger Stunden lag und daß bei der inneren Vetowand der Ratenanstieg nicht so stark ist, spricht dafür, daß diese hohe Rate durch Synchrotronstrahlung und deren Sekundärteilchen verursacht wurde. Diese Teilchen (Elektronen und Photonen) können die Stahlplatte zwischen den Zählern der äußeren Vetowand nicht durchqueren und Koinzidenzen auslösen. Die hohen Koinzidenzraten bei den Zählerpaaren zeigen, daß während der Passage eines Elektronenbunches viele Sekundärteilchen der Strahlung von beiden Seiten der Stahlplatte die Zähler treffen.

Man beobachtete auch einen Ratenanstieg bei den Signalen innerhalb des den Protonen

zugeordneten Zeitfensters. Da auch dieser Anstieg in der inneren Vetowand bedeutend kleiner war, handelt es sich nicht um einen Anstieg der Raten des Protonenstrahluntergrundes. Es zeigt vielmehr, daß auch Elektronenstrahluntergrund in dieses Zeitfenster gefallen ist (genauerer dazu in 5.3).

Der Elektronenstrahl wurde von der Injektion bis nach dem Beschleunigen in den Wechselwirkungsbereichen transversal vom Protonenstrahl entfernt gehalten. Erst nach Korrekturen der Strahlage, die Veränderungen des Elektronenstrahluntergrundes bewirkten, wurden die Strahlen zusammengeführt. Bei Erreichen von Luminosität stiegen die Protonenstrahluntergrundraten in allen Zählern der Vetowand auf hohe Raten. Im Mittel verursachte jeder zweite vorbeifliegende Bunch Untergrund. Die Lebensdauer des Protonenstrahls sank dabei von über 20 Stunden auf ungefähr eine Stunde. Die Untergrundraten vom Protonenstrahl wuchsen dabei nicht direkt mit der Luminosität. Hohe Luminosität stellte sich innerhalb einiger Sekunden ein, während die Untergrundraten über etwa 20 Minuten anstiegen.

Die elektrischen Felder der stark komprimierten Elektronenbunche bewirken beim Durchqueren der Protonenbunche dort Störungen, die eine Aufweitung des Protonenstrahls verursachen [BIA91]. Das führt zu größeren Protonenverlusten an den Aperturgrenzen und so zu höheren Untergrundraten.

Nachdem ein Zustand mit Luminosität erreicht wurde, versuchte man, durch verschiedene Korrekturen der Strahlagen die Luminosität an beiden Wechselwirkungsbereichen zu optimieren. Daraus resultierten kleine Schwankungen bei den Untergrundraten des Protonenstrahls.

Nachdem die Strahlintensitäten beim Betrieb mit Luminosität weit abgesunken waren, wurden einige Tests mit der Strahloptik und Strahlpositionen gemacht. Dann wurden die Strahlen nacheinander abgeschaltet (*gedumt*). Die Protonen werden dabei in einen massiven Metallblock geschossen. Dieses Abschalten kann auch bei gefährlichen Strahlzuständen automatisch ausgelöst werden. Das ist bei größeren Strömen notwendig, um Schäden durch unkontrollierten Strahlverlust zu vermeiden.

## 5.2 Zeitspektren von Strahluntergrund

Die Abbildungen 5.2 bis 5.4 zeigen mit den TDC aufgenommene Zeitspektren von Untergrundteilchen in Vetozahlern bei Protonen-, Elektronen- und Luminositätsbetrieb in HERA. Man erkennt, daß die Signale von Protonen- sowie Elektronenstrahluntergrund im wesentlichen innerhalb von etwa 10ns um den jeweiligen Mittelwert auftreten. Die Breite der Verteilungen ist durch mehrere überlagerte Effekte bedingt:

- Die Laufzeitunterschiede in den Szintillatoren spiegeln die räumliche Verteilung der Teilchendurchgänge im Zeitspektrum wider.
- Die longitudinale Ausdehnung der Bunche
- Die Länge der Teilchenflugbahn vom Entstehungsort bis zur Vetowand kann länger sein als die Strecke, die der Bunch dafür zurücklegen muß. Das gilt insbesondere, wenn Untergrund nicht direkt die Vetowand erreicht, sondern vorher noch gestreut wird.

Die longitudinale Ausdehnung der Protonenbunche betrug ungefähr 10ns, so daß sie bei der Breite der Verteilung stark beteiligt ist. Da die Ausdehnung der Elektronenbunche unter einer Nanosekunde liegt, spielt sie bei der gemessenen Breite keine Rolle. Die Breite wird im wesentlichen durch Laufzeitunterschiede in den Zählern verursacht.

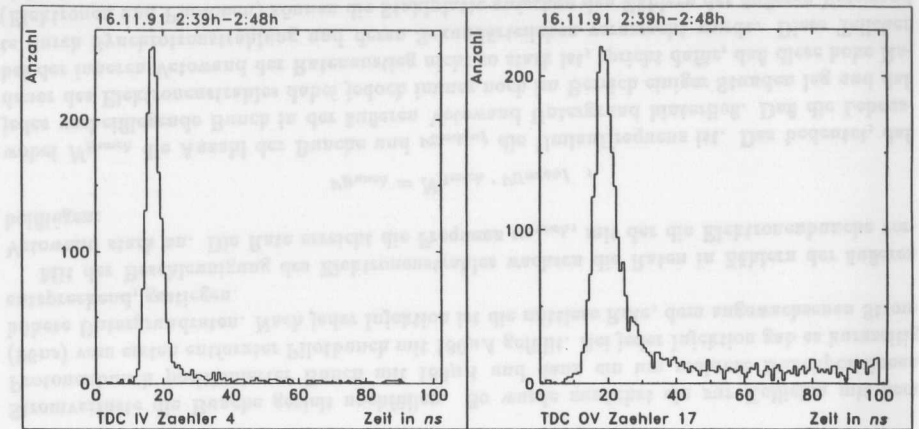


Abbildung 5.2: Zeitspektren bei Protonenstrahl

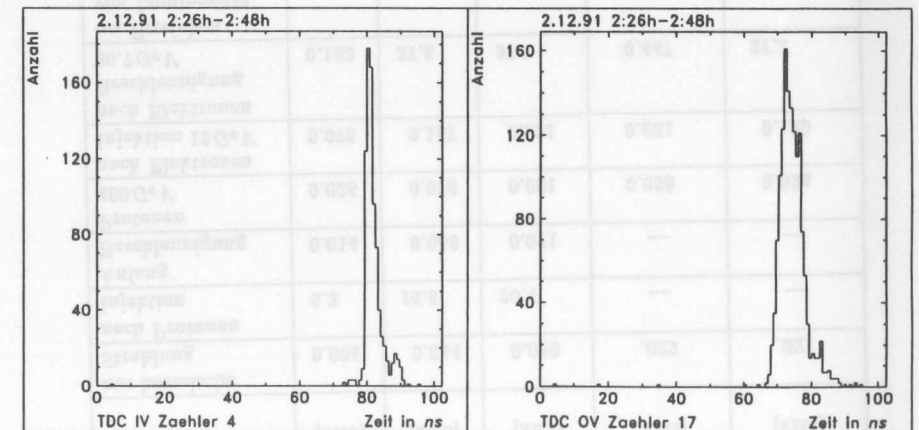


Abbildung 5.3: Zeitspektren bei Elektronenstrahl

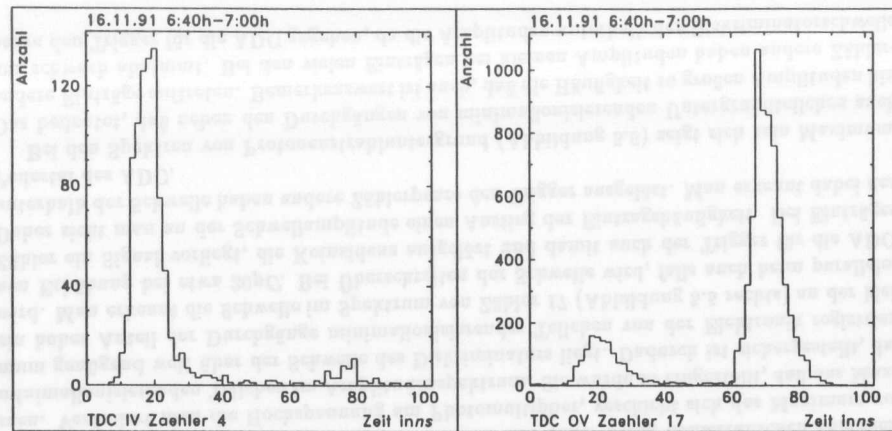


Abbildung 5.4: Zeitspektren bei Betrieb mit Luminosität

Wird ein Zähler bei einem Bunchcrossing von vielen Teilchen auf der ganzen Fläche getroffen, so bewirkt das erste am Photomultiplier ankommende Signal den TDC-Stop. Bei einigen Zählern der äußeren Vetowand, die besonders stark von Elektronenuntergrund getroffen wurden, passierte das anscheinend mit jedem Bunchcrossing. Das Zeitspektrum von Elektronenuntergrund war bei solchen Zählern extrem schmal, schmäler als man es mit Laufzeitunterschieden bis zu 20ns in diesen Zählern erwarten würde.

Den Effekt der Laufzeitunterschiede erkennt man im Vergleich der Zeitspektren von Zählern der inneren und der äußeren Vetowand. Die Verteilung des Untergrundes von Protonen und Elektronen ist bei der inneren schmäler als bei der äußeren. Die Verbreiterung der Verteilung durch lange Bunche zeigt der Vergleich von Abbildung 5.2 mit Abbildung 5.4. Bei dem Testlauf mit Luminosität von 6:40 bis 7:00 Uhr waren die Protonenbunche länger als bei dem Testlauf von 2:39 bis 2:48 Uhr.

Da bei Betrieb mit Protonen allein bei den Zählern der äußeren Vetowand die Zählraten durch kosmische Strahlung noch einen recht hohen Anteil haben, sind deren Einträge im TDC-Spektrum noch zu sehen (Abbildung 5.2). Die Daten für das Spektrum des Elektronenstrahls (Abbildung 5.3) wurden bei Betrieb mit vielen Bunchen aufgenommen, wobei einige Bunche nicht mit der richtigen Phase injiziert oder nachgefüllt wurden. Die Spektren zeigen die mit Hilfe der Bunchidentifizierungs-Daten ausgewählten Einträge von einem Bunch. Der Unterschied zwischen den Lagen der Maxima zwischen Abbildung 5.3 und 5.4 zeigt, daß der ausgewählte Bunch einige Nanosekunden und damit einige Wellenlängen der Beschleunigungsfelder neben die Sollposition injiziert worden war. Auffällig ist das kleine Nebenmaximum im Spektrum, besonders bei dem Zähler 4 der inneren Vetowand. Da das kleine Veto nur sehr wenig von Elektronenuntergrund getroffen wird, war es nicht möglich, zu prüfen, ob dieser Effekt auch bei den Testläufen mit Luminosität auftrat.

In den unter Luminosität aufgenommenen Zeitspektren (Abbildung 5.4) kann man den Zeitabstand zwischen Elektronen- und Protonenbunchen an der Stelle der Zähler erkennen. An den äußeren Veto-Zählern haben die Maxima einen Abstand von etwas unter 50ns. Das liegt etwas über dem Abstand von 42ns, mit dem Elektronen- und Protonenbunche an der Vetowand vor-

beifliegen. Am Spektrum des Zählers 4 erkennt man an den wenigen Einträgen im Zeitbereich des Elektronenuntergrundes, wie wenig die innere Vetowand von solchem Untergrund getroffen wurde.

### 5.3 Trennung von Elektronen- und Protonenstrahlungstergrund

Die Signallaufzeiten von den Zählern zu den ersten Elektronikstufen waren mit Hilfe der eingebauten Leuchtdioden eingestellt worden. Gleichzeitig an allen Zählern erzeugte Lichtpulse aus den Dioden führten zu ungefähr gleichzeitig an den ersten Elektronikstufen auftretenden Signalen. Die Laufzeiteinstellung bezog sich also auf das vom Photomultiplier entfernte Ende der Zähler, wo sich die Dioden befanden. Da die dem Strahlrohr nächste Stelle der Zählerpaare nicht bei allen das äußere Ende war, waren die Mittelwerte und Verteilungen der Ankunftszeiten von Untergrundsignalen nicht bei allen gleich.

Die beiden Zeitfenster zum Trennen von mit Elektronen- oder Protonenstrahl korreliertem Untergrund waren für das logische ODER der Zähler signale optimiert worden. Das bedeutet, daß Strahlungstergrundsignale bei den einzelnen Zählern verschieden gut in die zugehörigen Zeitfenster treffen.

Das Verhältnis der gesamten Zählrate eines Zählerpaares und der in den Zeitfenstern bei jeweils nur einer Teilchensorte in HERA, sagt aus, wie gut die Trennung gelang, wobei man jeweils die von kosmischer Strahlung erzeugten Zählraten abziehen muß. Die besten dabei erzielten Verhältnisse zeigt die Tabelle 5.2. Selbst bei optimal für ein Zählerpaar eingestelltem Zeitfenster

Zählerpaar	Strahl	$f_{gl}$ [Hz]	$f_p$ [Hz]	$A_p$
1&2 (IV)	k	2.3	0.7	
	p	117.4	110.3	95%
	e	209.5	1.9	0.6%
13&14 (OV)	k	11.0	4.0	
	p	121.7	110.3	96%
	e	43kHz	88.7	0.2%

Tabelle 5.2: Trennung von e- und p-Untergrund

- $f_{gl}$  : gesamte Rate ohne Zeitfenster
- $f_p$  : Rate im Protonen- (p-) Zeitfenster
- $A_p$  : Anteil der Rate im p-Zeifenster von der gesamten Rate nach Abzug der Anteile von kosmischer Strahlung
- k : nur kosmische Strahlung
- e : 2.12mA Elektronenstrahl allein in HERA
- p : 952µA Protonenstrahl allein in HERA

gelingt es nur 96% des Protonenstrahlungstergrundes herauszufiltern. Das bedeutet, daß etwa 4% der Untergrundteilchen deutlich später als der Protonenbunch die Vetowand passieren.

Der Elektronenstrahlungstergrund läßt sich bis auf weniger als 1% aus dem Zeitfenster für

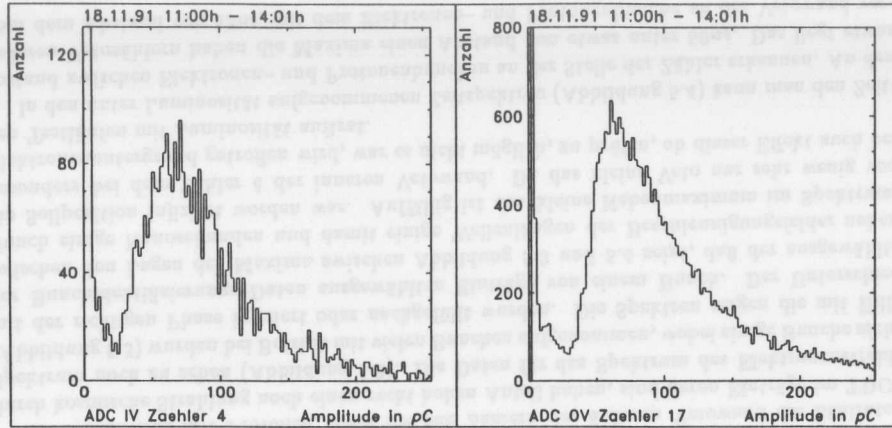


Abbildung 5.5: Amplitudenspektren von kosmischer Strahlung

Protonenstrahluntergrund heraushalten. Bei sehr hohen Untergrundraten vom Elektronenstrahl, wie sie bei den Testläufen herrschten, führt das zu nicht tolerierbaren Raten in diesem Zeitfenster.

### 5.4 Amplitudenmessungen

Die Abbildungen 5.5 bis 5.7 zeigen die Amplitudenspektren von kosmischen Teilchen und von Strahluntergrund bei Protonen- und Elektronenstrahl. Anhand der Spektren kosmischer Teilchen wurden die Hochspannungen eingestellt. Da die kosmische Strahlung in der Experimentierhalle im wesentlichen aus minimalionisierenden Myonen besteht, erwartet man in etwa eine Landauverteilung. Zwischen dem zu kleinen Amplituden ansteigenden Spektrum durch Zählerrauschen und dem Maximum der Landauverteilung sollte ein deutliches Tal liegen, um minimalionisierende Teilchen registrieren zu können und dabei wenig Zählerrauschen aufzunehmen. Verändert man die Hochspannung am Photomultiplier, verschiebt sich das Maximum von minimalionisierenden Teilchen im Amplitudenspektrum. Sie wurde so eingestellt, daß das Maximum genügend weit über der Schwelle des Diskriminators liegt. Dadurch ist sichergestellt, daß ein hoher Anteil der Durchgänge minimalionisierender Teilchen von der Elektronik registriert wird. Man erkennt die Schwelle im Spektrum von Zähler 17 (Abbildung 5.5 rechts) an der kleinen Erhöhung bei etwa 20pC. Bei Überschreiten der Schwelle wird, falls auch beim parallelen Zähler ein Signal vorliegt, die Koinzidenz ausgelöst und damit auch der Trigger für die ADC. Daher sieht man an der Schwellenamplitude einen Anstieg der Eintragungshäufigkeit. Bei Einträgen unterhalb der Schwelle haben andere Zählerpaare den Trigger ausgelöst. Man erkennt dabei den Pedestal des ADC.

Bei den Spektren von Protonenstrahluntergrund (Abbildung 5.6) zeigt sich kein Maximum. Das bedeutet, daß neben den Durchgängen von minimalionisierenden Untergrundteilchen auch andere Einträge auftreten. Bemerkenswert ist auch, daß die Häufigkeit zu großen Amplituden hin nur schwach abnimmt. Bei den vielen Einträgen bei kleinen Amplituden haben andere Zählerpaare den Trigger für die ADC gegeben, da die Amplituden unterhalb der Diskriminatorschwelle

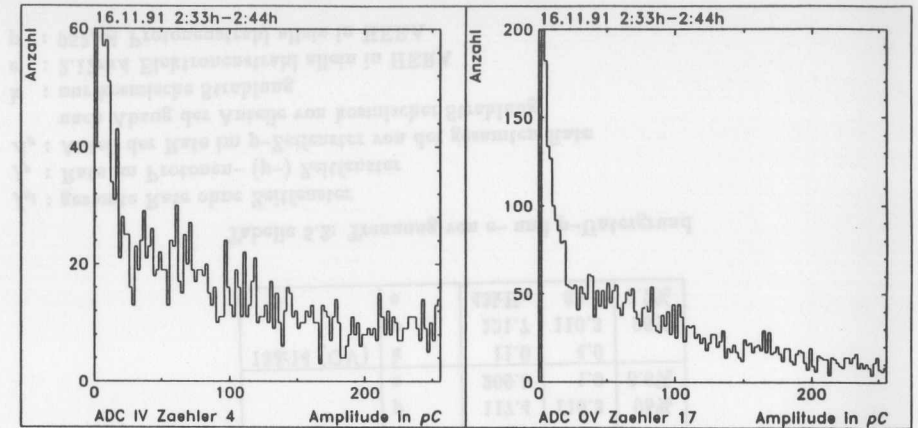


Abbildung 5.6: Amplitudenspektren bei Protonenstrahl

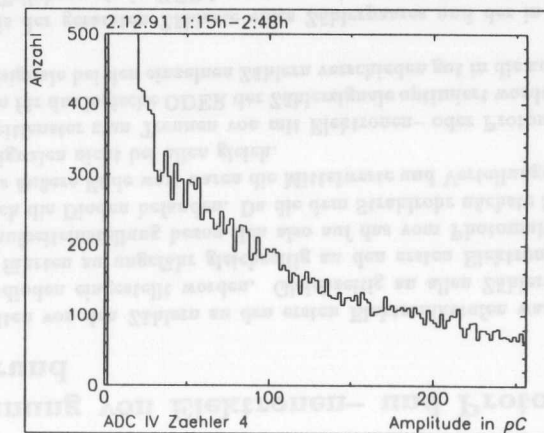


Abbildung 5.7: Amplitudenspektrum bei Elektronenstrahl



liegen.

Bei den Zählerpaaren der äußeren Vetowand, die extrem stark von Elektronenstrahluntergrund getroffen wurden, waren die Amplituden so groß, daß der Meßbereich der ADC überschritten wurde und kein Spektrum gebildet werden konnte. Das Spektrum von Zähler 4 der inneren Vetowand (Abbildung 5.7) wurde bei Elektronenstrahl allein aufgenommen. Dieser Zähler wurde nur sehr wenig von Untergrund getroffen. Es zeigt sich eine zu großen Amplituden abfallende Häufigkeit, aber kein Maximum.

### 5.5 Ergebnisse der Ratenmessungen

#### 5.5.1 Test der Kollimatoren am Protonenring

Vor dem HERA-Testbetrieb war einer der drei geplanten fahrbaren Kollimatoren [HAH87] am Protonenring (siehe Kapitel 1.5.4) installiert worden. Bei einem Testlauf am 17. November 1991 von 0:30 bis 3:30 Uhr wurde der Kollimator bei Betrieb mit Luminosität getestet [SEI92]. Der Protonenstrahl hatte dabei einen Strom von ca.  $70\mu A$  in einem Bunch und eine Lebensdauer von mehreren Stunden. Der Elektronenstrahl bestand aus zwei Bunchen mit zusammen  $280\mu A$ . Es wurde eine Luminosität von  $1.2 \cdot 10^{27} cm^{-2} s^{-1}$  erreicht.

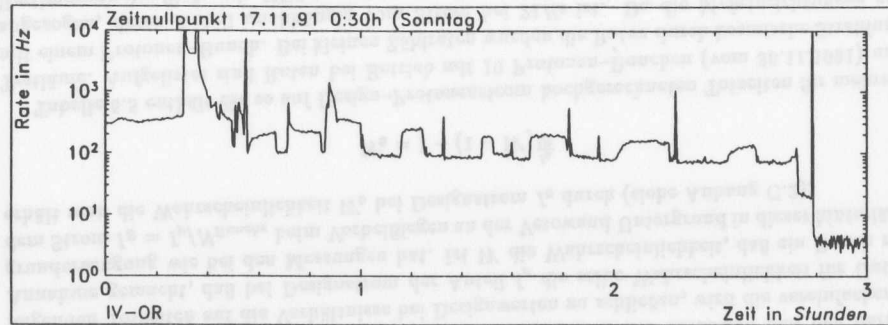


Abbildung 5.8: Ratenverlauf im IV beim Kollimatortest

Die Wolframblöcke des Kollimators wurden mehrmals an den Strahl herangefahren und wieder entfernt. An den Untergrundraten in den Vetozahlern konnte man den Effekt beobachten. Abbildung 5.8 zeigt die Ratenveränderungen in der inneren Vetowand. Sind die Blöcke nahe am Strahl, sind die Raten niedriger als nach dem Herausfahren. Den Effekt des Kollimators kann man durch den Quotienten aus der Untergrundrate ohne Kollimator und der mit angeben. Da die gemessenen Raten immer noch Teile des Elektronenuntergrundes und kosmische Strahlung enthalten, muß man deren Raten erst subtrahieren, bevor man den Quotienten bildet. Tabelle 5.3 zeigt den für ein Zählerpaar der äußeren und eines der inneren Vetowand ermittelten Kollimatoreffekt. Auffällig an diesem Testlauf ist, daß die Untergrundraten vom Protonenstrahl im Vergleich zu allen anderen beobachteten Testläufen auch bei herausgefahrenem Kollimator um eine Größenordnung kleiner war (Tabelle 5.5). Es war gelungen, den Untergrund durch geeignete Strahlkonditionierung zu verringern.

Zählerpaar	$f_{koll\_in}$ [Hz]	$f_{koll\_aus}$ [Hz]	$f_{el\_kosm}$ [Hz]	$F_{koll}$
1&2 (IV)	37.7	136.0	1.8	3.7
19&20 (OV)	31.5	119.7	5.2	4.3

Tabelle 5.3: Einfluß der Kollimatoren

$f_{koll\_in}$  : gemessene Rate im P-Zeitfenster mit Kollimator

$f_{koll\_aus}$  : Rate nach Herausfahren des Kollimators

$f_{el\_kosm}$  : Rate im P-Zeitfenster bei Betrieb mit  $166\mu A$  Elektronenstrahl allein.

$F_{koll}$  : Ratenverhältnis nach Abzug von  $f_{el\_kosm}$

#### 5.5.2 Ratenmessungen mit den zusätzlichen Zählern

Mit Hilfe des kleinen Zählerpaares am Strahlrohr bei  $z = -20m$  vom Wechselwirkungspunkt ließ sich messen, wieviel des dort auftretenden Strahluntergrundes die Vetowand erreicht. Bei Betrieb mit  $952\mu A$  Protonenstrahl in 10 Bunchen betrug die Zählrate in dem Zählerpaar  $39 Hz$  (Rate durch kosmische Strahlung:  $1 Hz$ ) und die in der Vetowand  $305.1 Hz$  ( $50 Hz$  kosmische Strahlung). Die Koinzidenzrate zwischen Vetowand und Zählerpaar war  $12.7 Hz$  ( $0 Hz$ ). Bei einem Drittel an vorbeifliegenden Bunchen, die Untergrund im Zählerpaar hinterließen, gab es also auch Einträge in der Vetowand. Wären die Einträge im Zählerpaar statistisch unkorreliert mit denen in der Vetowand, so würde man eine viel kleinere Rate an Koinzidenzen erwarten.

Bei 10 Bunchen ist die Bunchfrequenz  $\nu_{Bunch} = 10 * \nu_{Umlauf} = 473 kHz$ . Mit den oben angegebenen Raten erwartet man Zufallskoinzidenzen mit mit der Rate (siehe dazu Anhang C.1)

$$R_z = \frac{R_1 R_2}{\nu_{Bunch}} = 2.2 \cdot 10^{-2} Hz.$$

Daß die Ereignisse in der Vetowand und dem Zählerpaar korreliert sind, bedeutet jedoch nicht unbedingt, daß Teilchen erst durch das Zählerpaar und dann durch die Vetowand geflogen sind. Bei größeren Schauern kann zum Beispiel ein Teil der Teilchen durch das Paar und ein anderer in die Vetowand gegangen sein. Die Korrelation kommt durch das gemeinsame primäre Untergrundereignis.

#### 5.5.3 Multiplizitäten

Bei einer Messung mit  $952\mu A$  Protonenstrahl allein traten in der äußeren Vetowand Multiplizitäten mit folgenden Häufigkeiten auf:

Multiplizität:	1	2	3	4
Häufigkeit:	42%	25%	20%	13%

Tabelle 5.4: Häufigkeiten der Multiplizitäten in der äußeren Vetowand

Der Anteil von kosmischer Strahlung, bei der die Multiplizität immer gleich eins ist, wurde dabei abgezogen.

5.5.4 Totzeiten

Schickt das Vetosystem dem Triggersystem des H1-Detektors einen Vetotrigger, wird der Detektor für die Zeit des zugehörigen Bunchcrossing „totgestellt“. Die Zeit, die im Mittel durch solche Trigger von der möglichen Meßzeit verloren geht, bezeichnet man als Totzeit. Im folgenden wird die Totzeit in Prozent angegeben. Damit ist der Anteil an Bunchcrossings mit Vetotrigger von der Gesamtzahl gemeint. Das entspricht dann der Wahrscheinlichkeit  $W$ , mit der ein vorbeifliegender Protonenbunch Untergrund im Vetosystem erzeugt. Mißt man eine Zählrate  $R_p$  in der Vetowand durch Protonenstrahluntergrund (P-Veto-OR), mit  $N_{Bunche}$  Protonenbunchen in HERA, ist

$$W = \frac{R_p}{N_{Bunche} \nu_{Umlauf}}$$

wobei  $\nu_{Umlauf} = 47.3 \text{ kHz}$  die Umlauffrequenz ist.

Bei den Testläufen wurden die Bunche nicht auf die Designwerte mit Teilchen gefüllt. Der Designstrom des Protonenstrahls ist  $160 \text{ mA}$  in 210 Bunche. Das entspricht  $I_0 = 762 \mu\text{A}$  pro Bunch. Um von den beim Strom  $I_p$  gemessenen Zählraten in der Vetowand und den daraus folgenden Totzeiten auf die Verhältnisse bei Designwerten zu schließen, wird die vereinfachende Annahme gemacht, daß bei Designstrom der Anteil  $I_p$  die selbe Wahrscheinlichkeit für Untergrunderzeugung wie bei den Messungen hat. Ist  $W$  die Wahrscheinlichkeit, daß ein Bunch mit dem Strom  $I_B = I_p / N_{Bunche}$  beim Vorbeifliegen an der Vetowand Untergrund in dieser hinterläßt, erhält man die Wahrscheinlichkeit  $W_0$  bei Designstrom  $I_0$  durch (siehe Anhang C.2):

$$W_0 = 1 - (1 - W)^{\frac{I_0}{I_p}}$$

Tabelle 5.5 enthält die so auf Design-Protonenstrom hochgerechneten Totzeiten für mehrere Testläufe. Aufgelistet sind Raten bei Betrieb mit 10 Protonen-Bunchen (vom 30.11.1991) und mit einem Protonen-Bunch. Bei kleinen Zählraten wurden die Raten durch kosmische Strahlung abgezogen, deren Anteil unabhängig vom Strom bei  $21 \text{ Hz}$  ist. Da die Meßeinrichtungen zur Bestimmung der Ströme in HERA und der Luminosität an den Wechselwirkungsbereichen noch nicht optimal geeicht waren, sind deren Angaben mit einem größeren systematischen Fehler bis zu 50% behaftet. Dies wirkt sich im wesentlichen nur auf die niedrigen extrapolierten Totzeiten aus, da die Extrapolation bei kleinen Totzeiten linear im Strom ist. Das bedeutet, deren Fehler kann ebenfalls bis 50% betragen.

Die mit Abstand kleinste extrapolierte Totzeit von etwa 3% wurde bei dem Testlauf mit Kollimatoren erreicht. Dieser Wert zeigt, was mit den zum Teil nur vorläufigen Aufbauten und Einstellungen an HERA möglich war, auch wenn bei allen anderen Meßläufen sehr große Totzeiten gemessen wurden.

Datum	Zeit	$I_p$ [mA]	$I_e$ [mA]	$L$ $10^{27}/\text{cm}^2\text{s}$	$\tau_V$ [h]	P-Veto-Or [Hz]	$T_I$
16.11	2:39	0.207	0.0	—	$\geq 10$	41.5*	0.3%
30.11	17:06	0.952	0.0	—	$\geq 10$	223.4*	0.4%
13.11	3:48	0.076	0.128	2.1	—	15800	98%
16.11	6:51	0.160	0.33	1.7	$0.9 \pm 0.2$	13200	79%
17.11	<sup>s1</sup> 1:32	0.072	0.263	1.2	$4.5 \pm 2.0$	149**	3.3%
17.11	<sup>s2</sup> 1:40	0.072	0.263	1.2	$2.8 \pm 1.3$	402**	9%
30.11	9:38	0.471	0.66	1.2	$5.1 \pm 1.3$	49800	83%

Tabelle 5.5: Zählraten und extrapolierte Totzeiten

- Rate aus kosmischer Strahlung wurde abgezogen
- \*\* Rate um starken Elektronenstrahluntergrund in einem Zählerpaar und kosmische Strahlung korrigiert
- <sup>s1</sup> mit an den Protonenstrahl gefahrenem Kollimator
- <sup>s2</sup> kurz nach Herausfahren des Kollimators
- $I_p$  : Protonenstrom
- $I_e$  : Elektronenstrom
- $\tau_V$  : Lebensdauer des Protonenstrahls; aus der Abnahme der Untergrundraten ermittelt (Ist bei instabilem Strahl nicht möglich.)
- $L$  : Luminosität im Wechselwirkungsbereich Halle Nord
- $T_I$  : auf den Design-Protonenstrom extrapolierte Totzeit

## Kapitel 6

### Aufbau und Einstellung der H1-Vetowand

Während der Betriebspause an HERA zum Einbau der Detektoren an den Wechselwirkungsbereichen ist die Vetowand aufgebaut worden. Ein Teil des Aufbaus wurde vom Probeaufbau übernommen. Die Funktionen und Meßmöglichkeiten der Elektronik sind weitgehend gleich geblieben. In diesem Kapitel werden daher nur die Änderungen zum Probeaufbau dargestellt und die Einstellungen der Elektronik beschrieben.

#### 6.1 Position der Zähler

##### 6.1.1 Zähler der Vetowand

Die innere Vetowand wurde vom Probeaufbau ohne Änderung übernommen. Lediglich die Zählerbezeichnungen wurden geändert. Die äußere Vetowand wurde auf zehn Zählerpaare erweitert. Abbildung 6.1 zeigt die Anordnung und Bezeichnung der Veto-Zählerpaare aus „Protonensicht“.

##### 6.1.2 Zusätzliche Zähler

Bei  $z = -20m$  wurde ein Zähler mit einer U-förmigen Szintillatorfläche direkt am Strahlrohr von der Ringaußenseite her aufgestellt (siehe Abbildung 6.2). Der Zähler wurde in 2mm dicke Bleifolie eingewickelt. An diesem Zähler wurden drei kleinere, ebenfalls in Bleifolie gewickelte Zähler installiert und jeweils in Koinzidenz mit ihm geschaltet. Das kleine Zählerpaar des Probeaufbaus wurde an der Innenseite des Ringes bei  $z = -25m$  aufgebaut.

Zwischen das Zählerpaar 10 der inneren Vetowand wurde ein Zähler mit  $1cm^2$  Szintillatorfläche gesteckt. Mit ihm soll die Effizienz des Zählerpaares während des Strahlbetriebes gemessen werden, um zunehmende Strahlenschäden zu registrieren. Der Zähler wird im weiteren auch RDM (für englisch *Radiationdamage-Monitor*) genannt.

#### 6.2 Die Elektronik

Die Aufgabe des Vetosystems ist es, dem H1-Triggersystem Signale über das Vorhandensein von Untergrund während eines Bunchcrossings zu schicken. Außerdem soll mit den Daten eines

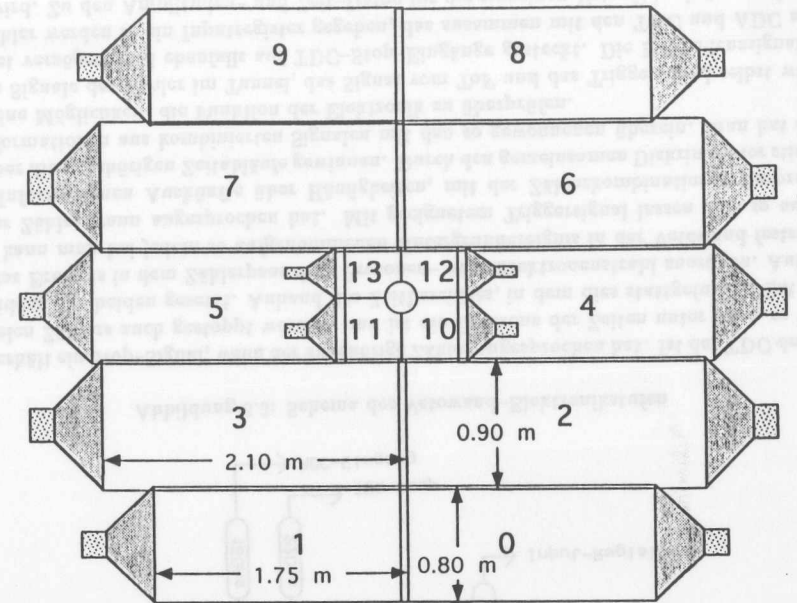


Abbildung 6.1: Anordnung, Maße und Bezeichnungen der Zählerpaare in der Vetowand. Die Zähler auf der Seite zum Tunnel werden mit A, die auf der Seite zum Detektor mit B bezeichnet.

Ereignisses im H1-Detektor aufgezeichnet werden, welches Zählerpaar der Vetowand in den drei Zeitbereichen angesprochen hat. Die Elektronik muß dazu die geeigneten Signale zur Verfügung stellen. Der Aufbau der Elektronik entspricht im Wesentlichen dem bei den Probemessungen. Zur Überwachung der Funktionsfähigkeit der Elektronik und der jeweiligen Strahluntergrundsituation werden Zählraten, Amplituden- und Zeitinformation wie bei den Probemessungen mittels CAMAC an einen Rechner geschickt. Zu den mit dem Probeaufbau generierten Signalen sind einige hinzugekommen. Die Anzahl der Trigger für die Amplituden- und Zeitmessung wurde erweitert und der TDC-Stop anders generiert.

##### 6.2.1 Generierte Signale

Die mittels Diskriminator erzeugten Signale zu jedem einzelnen der 35 aufgebauten Szintillationszähler werden mit CAMAC-Zählern gezählt. Damit kann die Funktionsfähigkeit jedes einzelnen überprüft werden. Die Koinzidenzen der Veto-Zählerpaare und die der Zähler im Tunnel werden gebildet und gezählt. Aus den Veto-Koinzidenzen werden mit den beiden Zeitfenstern Signale herausgefiltert, die mit der Passage von Protonen- bzw. Elektronenbunchen

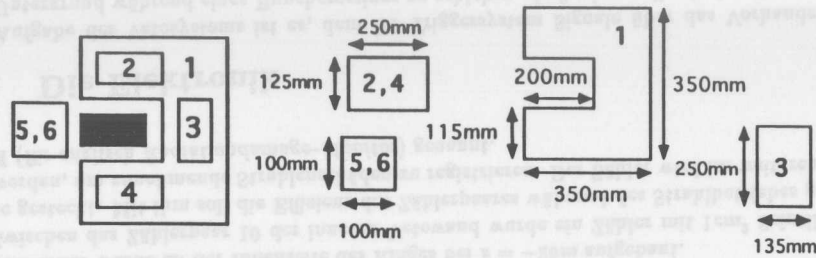


Abbildung 6.2: Anordnung und Maße der Zähler im Tunnel

korreliert sind. Damit stehen neben den 14 Vetokoinzidenzen ohne Filterung zwei mal 14 mit den Zeitfenstern gefilterte Signale zur Verfügung. Auch diese werden gezählt.

Folgende Signale werden generiert und gezählt:

- IV-OR** das logische ODER der Koinzidenzen der inneren Vetowand.
- P-IV-OR** das logische ODER der Koinzidenzen der inneren Vetowand im P-Zeitfenster.
- E-IV-OR** das logische ODER der Koinzidenzen der inneren Vetowand im E-Zeitfenster.
- OV-OR, P-OV-OR, E-OV-OR** wie IV, für die Koinzidenzen der äußeren Vetowand
- Veto-OR, P-Veto-OR, E-Veto-OR** logisches ODER aller Koinzidenzen der Vetowand ohne bzw. mit Zeitfenster.
- IV\*OV, P-IV\*OV, E-IV\*OV** logisches UND von IV-OR und OV-OR sowie P-IV-OR und P-OV-OR ...
- TZ-OR** das logische ODER der 4 Koinzidenzen zwischen den Zählern im Tunnel
- P-IV\*TZ** das logische UND aus TZ-OR und P-IV-OR
- P-OV\*TZ** das logische UND aus TZ-OR und P-OV-OR
- P-IV\*ToF** das logische UND aus P-IV-OR und den Signalen des *Time of Flight*-Systems im H1-Detektor im P-Zeitfenster.
- RDM\*P10** die Koinzidenz aus Zählerpaar 10 und dem RDM im P-Zeitfenster.

An das H1-Triggersystem werden die Signale P-IV-OR und P-OV-OR geschickt. Diese Signale teilen dem Triggersystem mit, daß in der Vetowand Untergrund (engl. *background* [BG]) vom Protonenstrahl registriert wurde. Außerdem werden die Signale IV-OR und OV-OR übergeben. Sie geben Auskunft darüber, ob während des ganzen Zeitbereiches (*global*) des Bunchcrossings Teilchen die Vetowand getroffen haben. Letztere Signale werden nicht für den Vetotrigger sondern als Subtrigger (zum Beispiel für Myonen aus Protonenstrahluntergrund zur Kalorimeterkalibration) verwendet.

An das System zur Aufnahme von Ereignissen im H1-Detektor — der *Dataacquisition* — werden die 14 Koinzidenzen ohne Filterung mit Zeitfenster (*global*), die 14 mit dem P-Zeitfenster (*background*) und die 14 mit dem E-Zeitfenster (*interaction*) gefilterten Koinzidenzen geschickt.

### 6.2.2 Änderungen bei der Amplituden- und Zeitmessung

Anstelle des Signals Veto-Or, das beim Probeaufbau als Trigger für die Amplituden- und Zeitmessung verwendet wurde, können folgende Signale (per Rechner ausgewählt) als Trigger benutzt werden: IV-OR, P-IV-OR, E-IV-OR, OV-OR, P-OV-OR, E-OV-OR, P-IV\*OV, TZ-OR, RDM\*P10. Aus diesen Signalen wird in einem CAMAC-Modul das logische ODER gebildet, wobei der Rechner jeden einzelnen Eingang an- oder abschalten kann. Der Ausgang aus diesem ODER wird an die Logik als Trigger geschickt. Dadurch können beliebige Kombinationen der Signale zum Trigger gewählt werden. Durch diese Aufspaltung des Triggers, können auch mit Ereignissen, die mit niedriger Rate vorkommen, Spektren genommen werden.

Verändert wurde auch die TDC-Beschaltung: Das Signal zum TDC-Stop wird nicht mehr durch einen eigenen Diskriminator, sondern durch den selben, der auch die Signale für die weitere Logik liefert, erzeugt. Siehe Abbildung 6.3 im Vergleich zu Abbildung 4.4. An die TDC-Module werden so die selben Signale wie zur Ratenzählung und zur Koinzidenzbildung geschickt. Ein

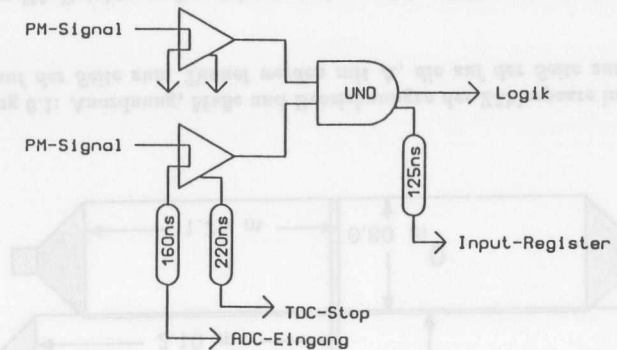


Abbildung 6.3: Schema der Vetowand-Elektronikstufen

TDC erhält ein Stop-Signal, wenn der zugehörige Zähler angesprochen hat. Ist der TDC des dazu parallelen Zählers auch gestoppt worden, und ist die Differenz der Zeiten unter 20ns, so ist die Koinzidenz der beiden gesetzt. Anhand des Zeitbereiches, in dem dies stattgefunden hat, kann man das Ereignis in dem Zählerpaar dem Protonen- oder Elektronenstrahl zuordnen. Auf diese Weise kann man bei jedem so aufgenommenen Untergrundeignis in der Vetowand feststellen, welcher Zähler wann angesprochen hat. Mit geeignetem Triggersignal lassen sich so aus den TDC-Informationen Auskünfte über Häufigkeiten, mit der Zählerkombinationen ansprechen, und über die zugehörigen Zeitabläufe gewinnen. Durch den gemeinsamen Diskriminator stimmen die Informationen aus kombinierten Signalen mit den so gewonnenen überein. Man hat damit auch eine Möglichkeit, die Funktion der Elektronik zu überprüfen.

Die Signale der Zähler im Tunnel, das Signal vom ToF und das Triggersignal selbst wurden geeignet verzögert und ebenfalls auf TDC-Stop-Eingänge gesteckt. Die Koinzidenzsignale der Veto-Zähler werden in ein Inputregister gegeben, das zusammen mit den TDC und ADC ausgelesen wird. Zu den Amplituden- und Zeit-Daten für die einzelnen Veto-Zähler hat man dadurch eine Vielzahl von zusätzlichen Informationen über das jeweilige Ereignis.

Die Länge des Gate-Signales für die ADC-Module wurde auf etwa 40ns verkürzt. Falls

in einem Zähler Untergrund vom Protonen- und vom Elektronenstrahl innerhalb des selben Bunchcrossings auftritt, wird also nur einer der beiden Pulse dem Trigger entsprechend vom ADC vermessen.

### 6.2.3 Einstellung der Signal-Laufzeiten

Die Messungen am Probeaufbau zeigten, daß zur Trennung von mit Protonen- und Elektronenstrahl korreliertem Untergrund eine andere Einstellung der Signallaufzeiten vom Photomultiplier zur Elektronik gewählt werden muß. Die Einstellung mit den Leuchtdioden erwies sich dabei als unbrauchbar. Da die wichtigste Aufgabe der Vetowand das Erkennen von Protonenstrahluntergrund ist, wurden die Laufzeiten so eingestellt, daß die Signale von solchem Untergrund von allen Zählern möglichst gleichzeitig an der Elektronik ankommen. Dazu wurden bei Betrieb mit Protonenstrahl die Ankunftszeitspektren der einzelnen Zähler mit den TDC aufgenommen. Die Positionen der Maxima in diesen Spektren zeigten die unterschiedlichen Ankunftszeiten bei den Zählern. Daraus wurden die Korrekturen ermittelt. Mit entsprechend veränderten Laufzeiten wurden wieder die Zeitspektren ermittelt und das Verfahren wiederholt, bis die Maxima der Zähler eines Paares deckungsgleich waren und die der Paare untereinander an derselben Stelle im Spektrum lagen. Die Koinzidenzen wurden so auf ungefähr eine Nanosekunde genau eingestellt. Der maximale Abstand zwischen zwei Zählerpaaren betrug etwa  $6\text{ ns}$ . Die größten Fehler ergaben sich bei den Zählern ganz unten (0A, 0B und 1A, 1B) und ganz oben (8A, 8B und 9A, 9B) in der großen Vetowand, da bei diesen die Spektren sehr breit sind und die Untergrundraten kaum die Rate durch kosmische Strahlung überschritten. Außerdem lagen bei diesen Zählern die Maxima der Zeitspektren bei verschiedenen HERA-Füllungen an unterschiedlicher Stelle. Mit höheren Raten durch größere Protonenströme werden sich die Signallaufzeiten für diese Zähler besser einstellen lassen.

Abbildung 6.4 zeigt die beiden Spektren eines Zählerpaares bei Protonenbetrieb in HERA und das Spektrum der Zeitabstände zwischen den einzelnen Einträgen bei demselben Datensatz. Damit bei diesen Messungen sichergestellt war, daß bei Signalen, die gleichzeitig an der

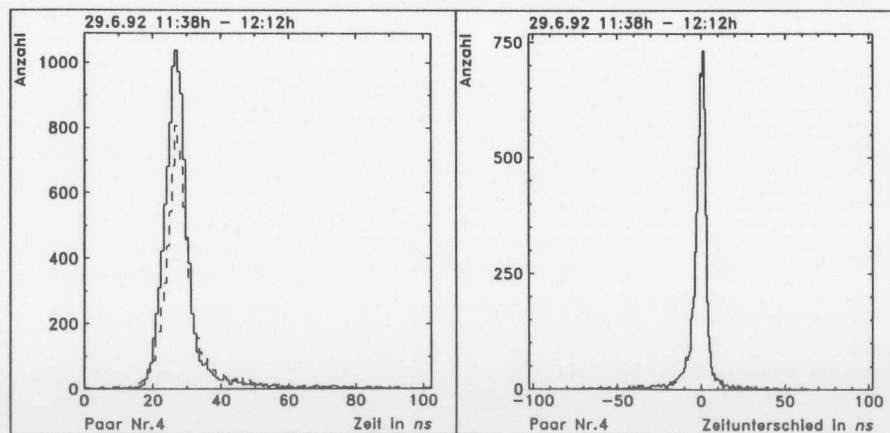


Abbildung 6.4: Zeitspektren eines Zählerpaares (l) und das Spektrum der Zeitabstände (r)

Elektronik ankommen, auch bei allen TDC derselbe Zeitwert angegeben wird, wurden vorher mit Test-Pulsen Probespektren genommen. Dazu wurde das First-Bunch-Signal als Testpuls auf die Eingänge der Elektronik aller Kanäle (anstelle der Pulse aus den Signalkabeln) gegeben und damit TDC-Spektren genommen. Das First-Bunch-Signal hat eine feste Phase zur HERA-Clock. Dadurch zeigten die Spektren die Laufzeitunterschiede in den Verzögerungskabeln zu den TDC-Stop-Eingängen relativ zu einem willkürlichen Zeitnullpunkt durch ein Maximum mit sehr steilem Anstieg. Bei dieser Messung wurde eine Genauigkeit von etwa einer viertel Nanosekunde erreicht. Auch bei diesen Laufzeiten mußten Korrekturen gemacht werden. Bei den jeweils zwei Kanälen eines Zählerpaares wurden mit einer Genauigkeit unter einer Nanosekunde die gleichen Durchlaufzeiten eingestellt. Bei den Kanälen von verschiedenen Zählerpaaren betragen die Unterschiede maximal  $2\text{ ns}$ . Die Laufzeitunterschiede in der Elektronik, die Ankunftszeiten von Protonenstrahluntergrund sowie die Einstellung der Koinzidenzen sind in Anhang B aufgelistet.

### 6.2.4 Einstellung der Zeitfenster

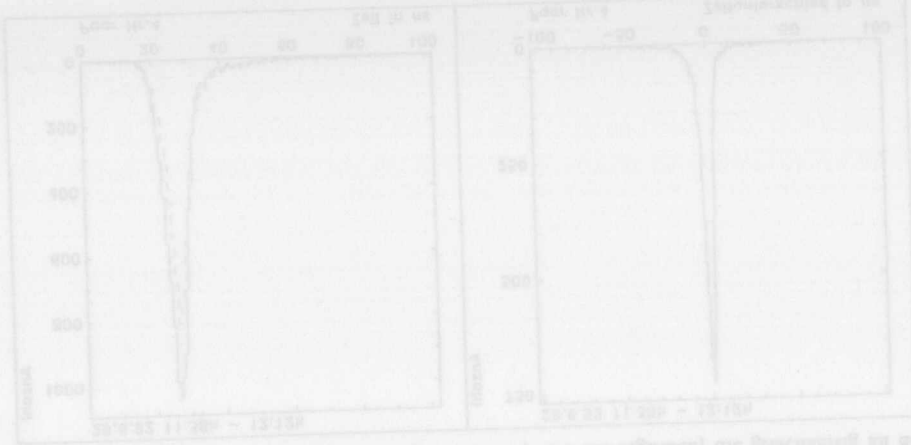
Die Zeitfenster wurden wie beim Probeaufbau durch den Zeitbereich von  $96\text{ ns}$  in kleinen Schritten geschoben und die Ratenmaxima der zugehörigen Signale jeweils bei Elektronen- und Protonenbetrieb bestimmt. Sie wurden dann auf das jeweilige Maximum eingestellt. Da man die mit Zeitfenster gefilterten Signale zum Triggern für die Zeitmessung benutzen kann und die Ankunft des Triggersignales selbst auch mit einem TDC gemessen wird, kann man die Lage der Zeitfenster im Untergrundspektrum sichtbar machen. Effektiv ist das Zeitfenster aber zu kleineren Zeiten hin größer als das Fenstersignal selbst, welches man dabei sieht. Das kommt daher, daß ein Signal von einem Zählerpaar, das vor dem Fenstersignal ankommt aber während der ersten Nanosekunden des Fenstersignales noch andauert, noch durchgelassen wird. Die effektive Größe der Zeitfenster kann man durch das Verhältnis der Raten mit und ohne Fenster durch kosmische Strahlung ermitteln. Da diese unkorreliert zur HERA-Clock eintrifft, fällt sie den Zeitbereich von  $96\text{ ns}$  gleichmäßig aus. So entspricht das Ratenverhältnis dem Verhältnis von effektiver Fenstergröße zu den  $96\text{ ns}$ . Das Zeitfenster zum Protonenstrahl wurde so eingestellt, daß Pulse aus einem Zeitbereich von  $44\text{ ns}$  durchgelassen werden. Bei dem zum Elektronenstrahl ist ein Zeitbereich von  $33\text{ ns}$  gewählt worden.

## 6.3 Kontrolle der Vetowand und Aufzeichnung der Daten

Die Funktion und der Zustand der Vetowand werden zusammen mit dem ToF von einem Macintosh-Rechner überwacht. Der Rechner liest dabei die CAMAC-Module der Vetoelektronik aus; fünf bis zehn mal in der Sekunde die TDC, ADC und Inputregister und alle 2 bis 4 Sekunden die Zähler. Die Zeit- und Amplitudenspektren sowie einige Raten werden graphisch dargestellt und können gespeichert werden. Die Zählraten aller Signale können angezeigt werden. Die verschiedenen Trigger zur Amplituden- und Zeitmessung können per Menü an- oder abgeschaltet werden.

Die aus den CAMAC-Modulen ausgelesenen Daten über Zählraten und aufgenommene Ereignisse können auf der Festplatte gespeichert werden. Ein Teil der Daten, die im folgenden Kapitel dargestellt werden, wurde damit aufgezeichnet. Die Daten vom Beginn des HERA-Betriebes 1992 wurden mit einer für den neuen Aufbau umgeschriebenen Version der Software vom Probeaufbau aufgezeichnet. Die Daten konnten automatisch auf die IBM-Rechenanlage

übertragen werden. Zum Lesen und Analysieren der Daten wurde neue Software entwickelt, wobei Strukturen der Software zu den Meßdaten des Probeaufbaus übernommen wurden.



## Kapitel 7

# Untergrundmessungen mit der Vetowand

Bevor es Ende Mai 1992 erstmalig gelang, mit den Detektoren Daten bei kollidierenden Elektronen- und Protonenbunchen aufzuzeichnen, mußten die Strahluntergrundverhältnisse bei Elektronen- und Protonenstrahl untersucht bzw. eingestellt werden, um Beschädigungen von Detektorkomponenten zu vermeiden. Dazu gehörte die Einstellung der Kollimatoren für Synchrotronstrahlung und die Untersuchung der Effekte bei unkontrolliertem Protonenstrahlverlust. In diesem Kapitel werden die mit der Vetowand dabei beobachteten Effekte dargestellt. Während des Meßbetriebs an den Detektoren im Juni und Juli 1992 wurden alle Zählraten der Vetowand gespeichert. Mit verschiedenen Triggerkombinationen wurden ADC- und TDC-Daten aufgezeichnet. Die damit gewonnenen Informationen über Strahluntergrund in der Vetowand und Art der Ereignisse, die die Signale für das H1-Triggersystem auslösen, werden beschrieben.

### 7.1 Einfluß der Kollimatoren für Synchrotronstrahlung

Aus Richtung des Elektronenstrahls vor dem H1-Detektor sind drei fahrbare Kollimatoren (C1, C2, C3) installiert worden, die das Experiment und insbesondere die zentralen Spurenkammern vor direkter Synchrotronstrahlung schützen sollen. Der Winkelbereich, in den die Strahlung gelangen kann, hängt von der Einstellung dieser Kollimatoren ab. Neben der direkten Strahlung kann auch reflektierte Strahlung in den Detektor gelangen. Um diese einzuschränken wurde neben zwei feststehenden ein weiterer fahrbarer Kollimator (C6) am in Elektronenstrahlrichtung hinteren Ende des Detektors im Strahlrohr eingebaut. Abbildung 7.1 zeigt die Anordnung der Kollimatoren.

Da die Kollimatoren durch Streuungen selbst auch wieder Quellen von Untergrund sind, galt es eine Einstellung zu finden, die den Untergrund minimiert. Dazu wurde der Effekt der Kollimatoren bei verschiedenen Positionen untersucht. Die zentralen Spurenkammern würden bei zu starker Strahlung mit eingeschalteter Hochspannung zerstört werden. Deshalb mußten sie bei diesen Untersuchungen ausgeschaltet bleiben. Zur Beobachtung des Kollimatoreffektes wurde daher unter anderem die Vetowand benutzt. Es mußte eine Einstellung gefunden werden, bei der diese möglichst wenig getroffen wird, da bei zu hoher Rate durch Synchrotronstrahlung die Totzeit durch „falsche“ Vetotrigger zu stark anwächst. Wie die Messungen am Probeaufbau zeigten, kann der Anteil an Untergrund vom Elektronenstrahl im Zeitfenster für Protonenstrahluntergrund sehr groß werden.

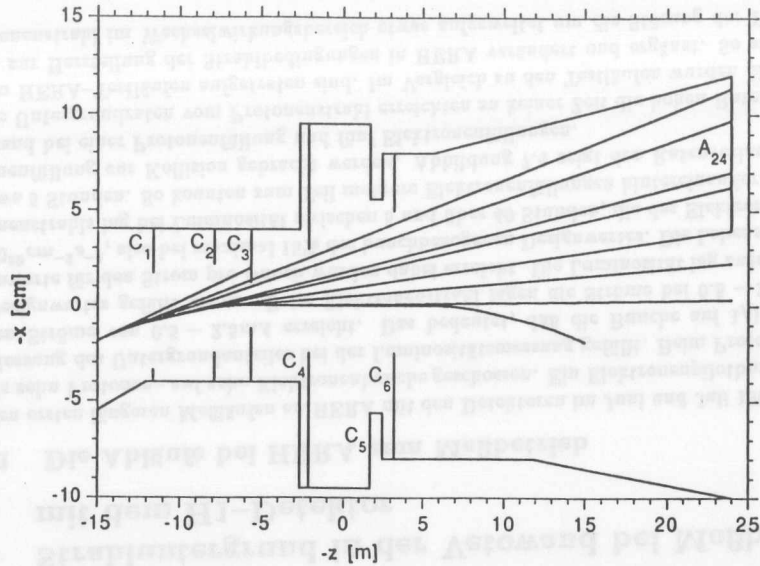


Abbildung 7.1: Anordnung der Kollimatoren für Synchrotronstrahlung

Abbildung 7.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der Raten in der Vetowand bei verschiedenen Kollimatorpositionen, wobei HERA mit ca.  $500\mu A$  Elektronenstrahl in einem Bunch gefüllt war.

Waren alle Kollimatoren in der vom Strahl entferntesten Position, wurden innere und äußere Vetowand stark von Strahlung getroffen. Die Zählraten waren identisch mit der Bunchfrequenz von  $47.3kHz$ . Den erwartungsgemäß größten Effekt bei den Raten in der Vetowand zeigt der Kollimator C6, da dieser sich am nächsten an ihr befindet. Die Rate in der Vetowand (Veto-OR) konnte auf ca.  $700Hz$  gesenkt werden. Die Rate änderte sich ab einer bestimmten Position (bei ca.  $52mm$ ) sehr schnell.

Der Kollimator C3 hat einen ähnlichen Effekt auf die Koinzidenzen der äußeren Vetowand. Nach Hereinfahren des C3 bleiben allerdings die Raten einiger einzelner Zähler auf der „Tunnelseite“ der äußeren Vetowand erhöht, was durch Rückstreuung erklärt werden kann. Mit C3 läßt sich die Schwelle, bei der C6 wirkt, verändern. Stellt man C6 genau auf die Schwelle, bestimmt C3 die Rate sehr stark. Diese Schwelle ist auch von der Lage des Elektronenstrahls abhängig. Zu Beginn der in Abbildung 7.2 gezeigten Untersuchungen hatte der Elektronenstrahl nicht die Sollposition, so daß nach der Korrektur die Schwelle neu gesucht werden mußte.

Anders als beim Probeaufbau, wo ein anderes Strahlrohr im Wechselwirkungsbereich eingebaut war, wird die innere Vetowand ebenfalls stark durch Synchrotronstrahlung getroffen. Bei ihr konnte eine genügend gute Ratenreduktion nur mit C6 erreicht werden.

Der Effekt von C1 und C2 in der Vetowand ist nur klein. Sie sollen einen Teil der Strahlungsleistung, die ohne sie am C3 anfällt, vorher auffangen, um den C3 zu entlasten.

Mit den für den Meßbetrieb gewählten Positionen der Kollimatoren wurde die äußere Vetowand vernachlässigbar wenig von Untergrund vom Elektronenstrahl getroffen. Lediglich die innere Vetowand wird bei Designfüllung mit einer Wahrscheinlichkeit von  $7 \cdot 10^{-3}$  bei einem vorbeifliegenden Elektronenbunch von Untergrund getroffen. Die Wahrscheinlichkeit, daß Elek-

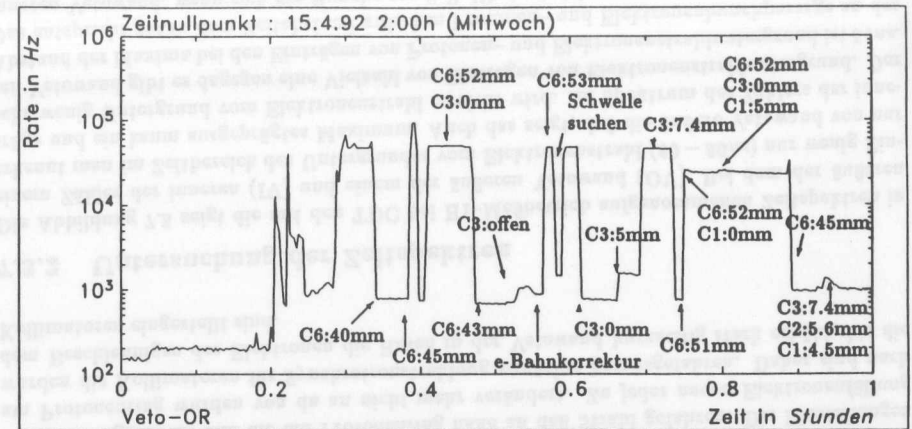


Abbildung 7.2: Ratenverlauf beim Test der Kollimatoren für Synchrotronstrahlung

tronenbunch im Zeitfenster für Protonenuntergrund einen falschen Vetotrigger produziert, liegt bei  $5 \cdot 10^{-5}$ .

## 7.2 Raten bei Strahlverlusten

Zur Untersuchung der Effekte bei unkontrolliertem Protonen-Strahlverlust, im Vergleich zum gezielten Abschalten des Strahles durch Ablenken auf einen Metallblock, wurden solche Verluste durch Verstellen von Strahlführungsmagneten induziert. Der Protonenstrahl geht dadurch über das ganze Strahlrohr verteilt innerhalb mehrerer Umläufe verloren. Während des Strahlverlustes stiegen für kurze Zeit alle Raten in der Vetowand stark an. Die Raten werden über etwa eine Sekunde gezählt und etwa alle 2 Sekunden ausgelesen. Nur bei einer solchen Auslese waren die Raten über die Bunchfrequenz angestiegen. Bei der nächsten waren sie schon über zwei Größenordnungen gesunken. Das bedeutet, daß der Strahl beim Verlust ungefähr eine Sekunde lang starken Untergrund erzeugte. Beim kontrollierten Abschalten des Strahles gab es keine solche Ratenerhöhung.

Abbildung 7.3 zeigt den Ratenverlauf bei einem Strahlverlust für ein Zählerpaar und einen einzelnen Zähler des Paares. Der Protonenstrahl hatte einen Strom von  $55\mu A$  bei  $820GeV$  Energie.

Nach dem Strahlverlust wurde in allen einzelnen Zählern eine bei weitem größere Zählrate als vorher gemessen. Sie fällt zum Teil über Stunden beobachtbar ab. In den Koinzidenzen waren die Raten dabei nur wenig über dem Niveau durch kosmische Strahlung. Bei dem einzelnen Zählerpaar im Tunnel an der Strahlrohrinnenseite war auch die Koinzidenzrate nach dem Strahlverlust weit höher als vorher. Da dieses Paar gemeinsam in Bleifolie gewickelt ist und zwischen den Zählern keine weitere Abschirmung ist, liegt der Schluß nahe, daß die erhöhten Zählraten durch niederenergetische Strahlung aus Radioaktivität, die vom Strahlverlust induziert worden ist, entstand. Durch die Abschirmung zwischen den Veto-Zählern allerdings kommt diese Strahlung scheinbar nicht hindurch, da kaum Koinzidenzen ausgelöst werden.

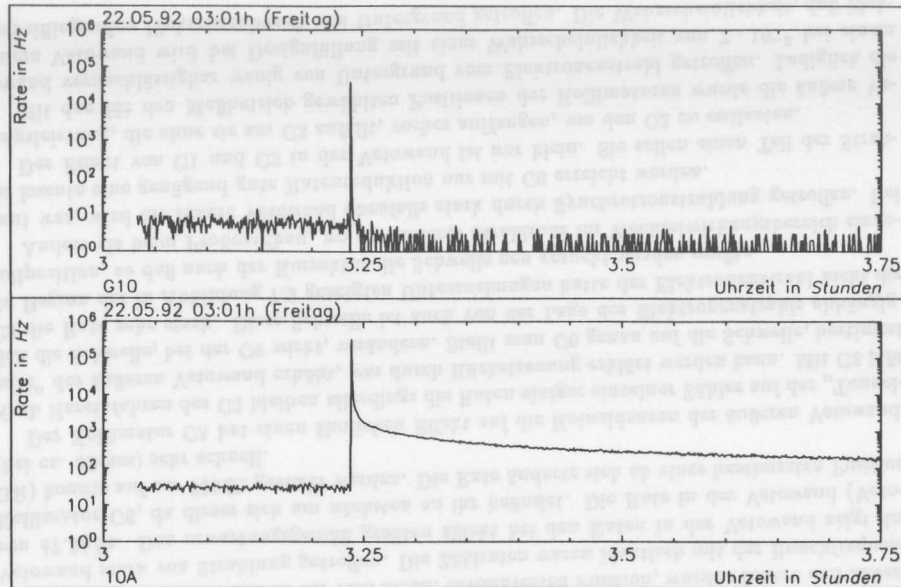


Abbildung 7.3: Ratenverlauf bei einem Protonenstrahlverlust

oben: Koinzidenzrate eines Zählerpaares der inneren Vetowand; unten: Zählrate in einem einzelnen Zähler dieses Paares

### 7.3 Strahluntergrund in der Vetowand bei Meßbetrieb mit dem H1-Detektor

#### 7.3.1 Die Abläufe bei HERA zum Meßbetrieb

Bei den ersten längeren Meßläufen an HERA mit den Detektoren im Juni und Juli 1992 wurden jeweils zehn Protonen- auf zehn Elektronenbunche geschossen. Ein Elektronenpilotbunch wurde zur Messung des Untergrundanteiles bei der Luminositätsmessung gefüllt. Beim Protonenstrahl wurden Ströme von  $0.5 - 2.5 \text{ mA}$  erreicht. Das bedeutet, daß die Bunche auf  $1/15$  bis  $1/3$  des Designwertes gefüllt waren. Beim Elektronenstrahl lagen die Ströme bei  $0.5 - 3 \text{ mA}$ . Die Designwerte für den Strom pro Bunch wurden dabei erreicht. Die Luminosität lag zwischen  $10^{28}$  und  $10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , also bei maximal 15% des bunchbezogenen Designwertes. Die Lebensdauer des Protonenstrahls lag bei Luminosität zwischen 5 und über 40 Stunden, die des Elektronenstrahls bei etwa 5 Stunden. So konnten zum Teil mehrere Elektronenfüllungen hintereinander mit einer Protonenfüllung zur Kollision gebracht werden. Abbildung 7.4 zeigt den Ratenverlauf bei der Vetowand bei einer Protonenfüllung und fünf Elektronenfüllungen.

Die Untergrundraten vom Protonenstrahl erreichten zu keiner Zeit die hohen Raten, wie sie bei den HERA-Testläufen aufgetreten sind. Im Vergleich zu den Testläufen wurden die Operationen zur Herstellung der Strahlbedingungen in HERA verändert und ergänzt. So wurde der Elektronenstrahl im Wechselwirkungsbereich etwas aufgeweitet um die Störung der Protonen-

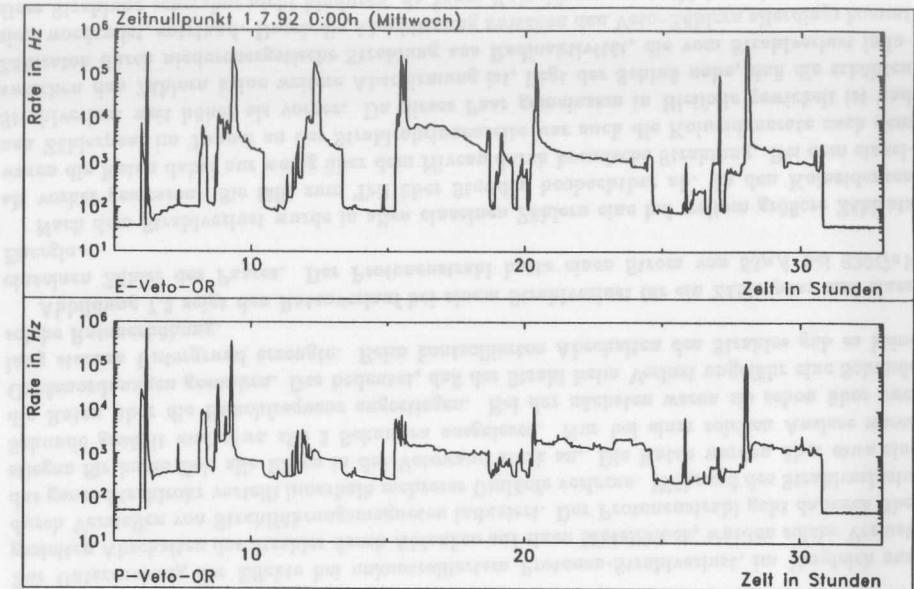


Abbildung 7.4: Ratenverlauf beim Meßbetrieb an HERA

oben: Untergrundrate bei der Vetowand im E-Zeitfenster; unten: Rate im P-Zeitfenster

bunche zu verkleinern. Außerdem wurden die Kollimatoren am Protonenring erweitert. Nach Beschleunigen der Protonen wurden diese Kollimatoren auf einige Zentimeter an den Strahl herangefahren. Danach wurden Elektronen injiziert und beschleunigt. Durch Bahnverschiebungen wird Luminosität erreicht. Erst dann werden die Kollimatoren für Synchrotronstrahlung in Position gebracht und die am Protonenring nahe an den Strahl gefahren. Die Einstellungen am Protonenring wurden von da an nicht mehr verändert. Zu jeder neuen Elektronenfüllung wurden die Kollimatoren für Synchrotronstrahlung zunächst herausgefahren. Daher sind nach dem Beschleunigen der Elektronen die Raten in der Vetowand kurzzeitig stark erhöht, bis die Kollimatoren eingestellt sind.

#### 7.3.2 Untersuchung der Zeitspektren

Die Abbildung 7.5 zeigt die mit den TDC bei H1-Meßbetrieb aufgenommenen Zeitspektren in einem Zähler der inneren (IV) und einem der äußeren Vetowand (OV). Bei dem der äußeren erkennt man im Zeitbereich des Untergrundes vom Elektronenstrahl ( $60 - 80 \text{ ns}$ ) nur wenig Einträge und ein kaum ausgeprägtes Maximum. Auch das zeigt, daß die äußere Vetowand von nur sehr wenig Untergrund vom Elektronenstrahl erreicht wird. Im Spektrum des Zählers der inneren Vetowand gibt es dagegen eine Vielzahl von Einträgen von Elektronenstrahluntergrund. Der Abstand der Maxima bei den Einträgen von Protonen- und Elektronenstrahluntergrund ist  $54 \text{ ns}$ . Das entspricht genau dem Zeitabstand zwischen Protonen- und Elektronenbunchpassage an der inneren Vetowand, wenn sich die Bunche am Soll-Wechselwirkungspunkt treffen (siehe Kapitel



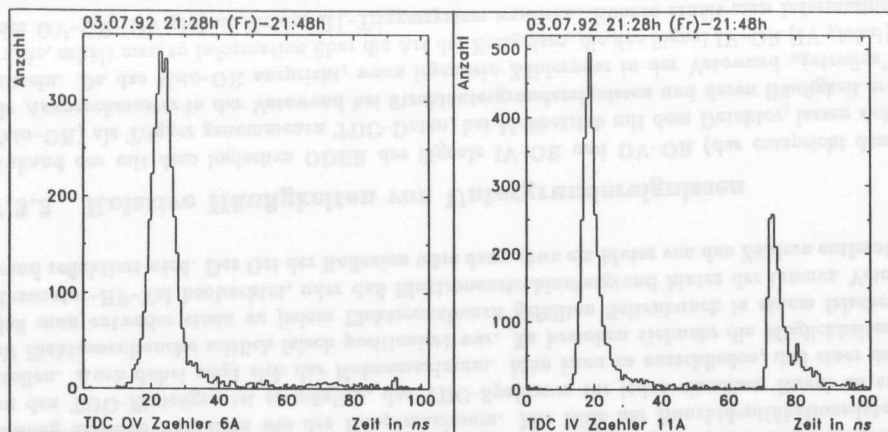


Abbildung 7.5: TDC-Spektren von Vetozählern bei kollidierenden Strahlen

2.4). Die Verteilungen um die Maxima haben eine geringe Halbwertsbreite:  $9\text{ns}$  beim Zähler der äußeren Vetowand und  $4.5\text{ns}$  bei dem der inneren für Protonenstrahluntergrund. Im Gegensatz zur Verteilung des Elektronenstrahluntergrundes steigt die des Protonenstrahluntergrundes von kleineren Zeiten aus langsamer an, worin sich die größere Bunchlänge beim Protonenstrahl zeigt. Die Verteilungen von Elektronen- und Protonenstrahluntergrund zeigen eine Asymmetrie zu größeren Zeiten. Bei der Verteilung des Elektronenstrahluntergrundes zeigt sich  $7\text{ns}$  nach dem Hauptmaximum ein zweites Maximum. Dieses und die Asymmetrie werden im Folgenden genauer untersucht:

Eine gewisse Asymmetrie kann man erwarten, da der Untergrund eines Bunches frühestens mit dem Bunch selbst die Vetowand erreicht, weil die Bunches sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Kommt der Untergrund also im wesentlichen zusammen mit dem Bunch, bildet sich nach einer der Bunchlänge entsprechenden Anstiegszeit das Maximum aus. Erzeugt der Bunch, nachdem er an der Vetowand vorbeigeflogen ist, ein Untergrundereignis, bei dem auch Teilchen produziert werden, die sich entgegen der Flugrichtung des Bunches bewegen, so erreichen diese Teilchen die Zähler entsprechend später. In Abbildung 7.6 sind die in Abbildung 7.5 dargestellten TDC-Einträge gegen die jeweilige Amplitude des Zählers bei den Ereignissen aufgetragen. Man sieht, daß die Einträge zu größeren Zeiten bei beiden Verteilungen (Elektronen- und Protonenstrahluntergrund) im Mittel eine kleinere Amplitude haben. Bildet man das Zeitspektrum nur aus Einträgen mit größerer Amplitude, erhält man sehr schmale Verteilungen, besonders bei den Zählern der inneren Vetowand. Damit kann man den zeitlichen Abstand zwischen Elektronen- und Protonenbunchen genauer als eine Nanosekunde und damit die mittlere Position des Wechselwirkungsbereiches auf weniger als  $30\text{cm}$  bestimmen.

In Abbildung 7.7 ist jeder Zeiteintrag der Zähler gegen den der jeweils parallelen Zähler aufgetragen. Die Mehrheit der Einträge liegt auf der Diagonalen. Das bedeutet, daß die Signale an beiden Zählern ungefähr gleichzeitig auftraten. Das gilt bei dem Zählerpaar der äußeren Vetowand auch für einen Teil der Einträge zu größeren Zeiten. Diese sind fast gleichmäßig auf der Diagonalen verteilt. Das bedeutet, sie treten unkorreliert mit der HERA-Clock, aber zeitgleich in den Zählern des Paares auf. Das sind die Merkmale von Durchgängen kosmischer

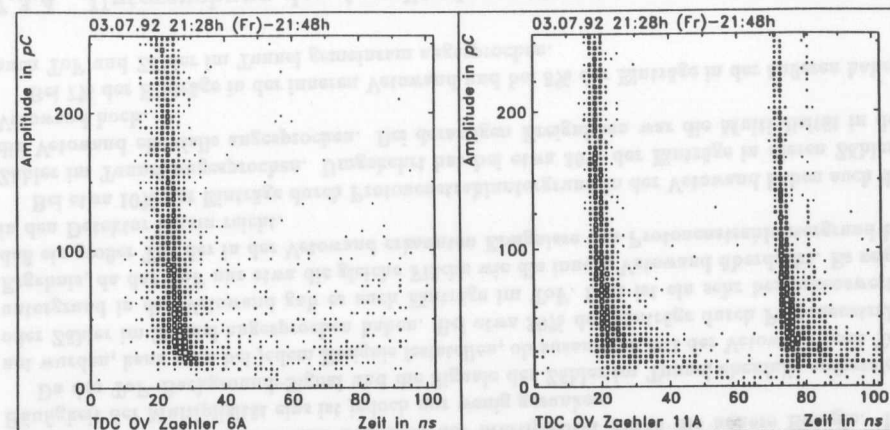


Abbildung 7.6: TDC-Einträge gegen die Amplituden aufgetragen. (Die Größe der Quadrate im Histogramm entspricht der Anzahl der Einträge.)

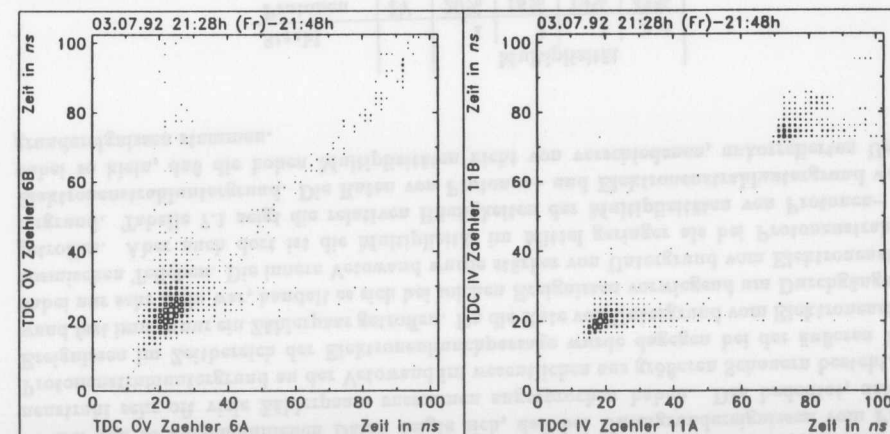


Abbildung 7.7: TDC-Einträge der Zähler eines Paares gegeneinander aufgetragen

Myonen. Bei einem anderen Teil der Einträge scheint keine zeitliche Korrelation der TDC-Stops vorzuliegen. Die Einträge liegen parallel zu den Achsen an den Stellen der Maxima. Dieses Verhalten erwartet man für unkorrelierte Einträge, die jeweils für einen Zähler allein ein Spektrum mit einem Maximum bilden. Völlig unkorreliert, also zufällige Doppelinträge, können sie aber auch nicht sein, da sie bei den niedrigen Raten in den einzelnen Zählern von einigen 100 Hz viel seltener auftreten müssten. Die Ereignisse mit Zeiteinträgen weit später als das Maximum zeigen also insgesamt nicht das typische Verhalten von durch ein Zählerpaar gehenden Teilchen. Diese Einträge haben auch oft nicht das Triggersignal zur TDC- und ADC-Datennahme gegeben, da viele Einträge weiter als 25 ns auseinander liegen und damit keine Koinzidenz registriert wird. Bei der Ratenmessung beobachtet man allerdings, daß etwa 5% bis 10% der Rate von Protonenstrahluntergrund nicht in das P-Zeitfenster fallen. Das bedeutet, daß auch Koinzidenzen weit vom Maximum im Zeitspektrum entfernt vorkommen.

Diese Effekte kann man erklären, wenn man annimmt, daß die Untergrundereignisse, die die späten TDC-Einträge und die Raten außerhalb des P-Zeitfensters erzeugen, nicht nur lange nach, sondern auch noch direkt mit der Bunchpassage Teilchendurchgänge bewirken. Ein Teil der TDC wird also durch das erste Signal gestoppt, so daß man die späteren Ereignisse in ihren Daten nicht sieht. Nur Zähler, die nicht von den zuerst kommenden Teilchen getroffen werden, erzeugen dann späte TDC-Einträge. Die Raten in den einzelnen Zählern sind bei Protonenstrahl allein ungefähr doppelt so hoch wie die Koinzidenzrate mit dem zugehörigen Parallelzähler. Es besteht also die Möglichkeit, daß bei einem späten Teilchendurchgang durch ein Zählerpaar vorher schon ein einzelner Zähler getroffen wurde. Die beiden TDC-Einträge zeigen dabei das beobachtete unkorrelierte Verhalten, da sie nicht vom selben Teilchendurchgang stammen. Da das Triggersignal vom ersten Eintrag ausgelöst wird, liegt dann auch das ADC-Gate-Signal für die später ankommenden Pulse falsch, so daß nur ein Teil der Ladung aufgenommen wird. Die Amplituden der späten Einträge erscheinen dann, wie auch beobachtet, kleiner. Die etwa 5% Untergrund vom Protonenstrahl im falschen Zeitfenster bedeuten dann also nicht, daß 5% dieser Untergrundereignisse keinen H1-Vetotrigger auslösen würden. Vielmehr gibt es bei etwa 5% der Ereignisse mit Einträgen im P-Zeitfenster noch zusätzlich Einträge im übrigen Zeitbereich.

Die Zeiteinträge des Nebenmaximums vom Elektronenstrahluntergrund in der inneren Vetowand liegen ebenfalls auf der Diagonalen in Abbildung 7.7. Die Amplitudenverteilung ähnelt der beim Hauptmaximum im Zeitspektrum. Es zeigt also bei der Amplituden und Zeitenverteilung dasselbe Verhalten wie das Hauptmaximum. Mit Hilfe der Bunchidentifikationsdaten zu den TDC-Einträgen ist es möglich, das TDC-Spektrum für jeden einzelnen Bunch zu erstellen. Auch dabei zeigt sich das Nebenmaximum. Man kann so ausschließen, daß einer der elf Elektronenbunche zeitlich falsch positioniert war. Es bestehen vielmehr die Möglichkeiten, daß man entweder einen zu jedem Elektronenbunch gefüllten Seitenbunch in einem falschen Resonator-HF-Tal beobachtet, oder daß Elektronenstrahluntergrund hinter der inneren Vetowand reflektiert wird. Der Ort der Reflexion wäre dann etwa ein Meter von den Zählern entfernt.

### 7.3.3 Relative Häufigkeiten von Untergrundereignissen

Anhand der mit dem logischen ODER der Signale IV-OR und OV-OR (das entspricht dem Veto-OR) als Trigger genommenen TDC-Daten, bei Meßbetrieb mit dem Detektor, lassen sich die *Ansprechmuster* in der Vetowand bei Strahluntergrundereignissen und deren Häufigkeit ermitteln. Da das Veto-OR anspricht, wenn irgendein Zählerpaar in der Vetowand „getroffen“ wurde, erhält man so Information über die Art der Ereignisse, die das Signal IV-OR (IV global) oder OV-OR (OV global) für das H1-Triggersystem auslösen. Ebenso erhält man Information

über die Art der Ereignisse, die die Subtrigger P-IV-OR (IV background) und P-OV-OR (OV background) für den H1-Vetotrigger auslösen, indem man als Trigger für die TDC-Datennahme P-IV-OR zusammen mit P-OV-OR benutzt.

Bei den so aufgenommenen Daten zeigte sich, daß bei Untergrundereignissen vom Protonenstrahl sehr oft viele Zählerpaare zusammen angesprochen haben. Das bedeutet, daß der Protonenstrahluntergrund an der Vetowand im wesentlichen aus größeren Schauern besteht. Bei Ereignissen im Zeitbereich der Elektronenbunchpassage wurde dagegen bei der äußeren Vetowand fast immer nur ein Zählerpaar getroffen. Da die Rate von Untergrund vom Elektronenstrahl dabei nur sehr klein war, handelt es sich bei solchen Ereignissen vorwiegend um Durchgänge von kosmischen Teilchen. Die innere Vetowand wurde stärker von Untergrund vom Elektronenstrahl getroffen. Aber auch dort ist die Multiplizität im Mittel geringer als bei Protonenstrahluntergrund. Tabelle 7.1 zeigt die relativen Häufigkeiten der Multiplizitäten von Protonen- und Elektronenstrahluntergrund. Die Raten von Protonen- und Elektronenstrahluntergrund waren dabei so klein, daß die hohen Multiplizitäten nicht von verschiedenen, unkorrelierten Untergrundereignissen stammen.

Strahl		Multiplizität			
		1	2	3	≥ 4
Protonen	IV	20%	18%	19%	43%
	OV	37%	15%	11%	37%
Elektronen	IV	45%	34%	17%	4%
	OV	98%	2%	0%	0%

Tabelle 7.1: Häufigkeiten der Multiplizitäten in der Vetowand

Vergleicht man diese Ergebnisse mit denen bei den Testläufen mit 480 GeV Protonenenergie in Tabelle 5.4, erkennt man eine Zunahme der Multiplizität durch die höhere Energie. Die Häufigkeit der Multiplizität eins ist jedoch nur wenig gesunken.

Da das ToF-Background-Signal und die Signale der Zähler im Tunnel ebenfalls aufgezeichnet wurden, kann man bei jedem Ereignis feststellen, ob zusammen mit der Vetowand noch ToF oder Zähler im Tunnel angesprochen haben. Bei etwa 30% der Einträge durch Protonenstrahluntergrund in der Vetowand gab es auch Einträge im ToF. Dies ist ein sehr bemerkenswertes Ergebnis, da das ToF nur etwa die gleiche Fläche wie die innere Vetowand überdeckt. Es zeigt, daß ein großer Teil der in der Vetowand erkannten Ereignisse von Protonenstrahluntergrund bis in den Detektor hinein reicht.

Bei etwa 10% der Einträge durch Protonenstrahluntergrund in der Vetowand haben auch die Zähler im Tunnel angesprochen. Umgekehrt hat bei etwa 30% der Einträge in diesen Zählern die Vetowand ebenfalls angesprochen. Bei derartigen Ereignissen war die Multiplizität in der Vetowand hoch.

Bei 7% der Einträge in der inneren Vetowand und bei 8% der Einträge in der äußeren haben auch ToF und Zähler im Tunnel gemeinsam angesprochen.

### 7.3.4 Untersuchung der Amplitudenspektren

Mit der Aufnahme der Amplituden aus den einzelnen Zählern kann man ihre Funktionsfähigkeit (Konstanz der Amplituden) prüfen. Dies ist durch Aufnahme von Spektren kosmischer

Strahlung in Betriebspausen möglich: Dazu vergleicht man die Lage des Maximums mit dem Referenzwert. Bei veränderter Hochspannung oder bei zunehmenden Strahlenschäden im Szintillatormaterial nach längerem Betrieb verschiebt sich dieses Maximum. Das Spektrum aller bei Strahlbetrieb aufgenommener Amplituden zeigt kein ausgeprägtes Maximum von minimalionisierenden Teilchen. Es ist jedoch möglich, mit verschiedenen Kriterien Einträge mit einem höheren Anteil solcher Teilchen herauszufiltern. Bei solcher Datenauswahl in Verbindung mit den TDC-Einträgen zeigen sich auch einige Eigenschaften des Protonenstrahluntergrundes.

Anhand der Amplitudenspektren des Zählers 10A der inneren Vetowand wird dies beschrieben.

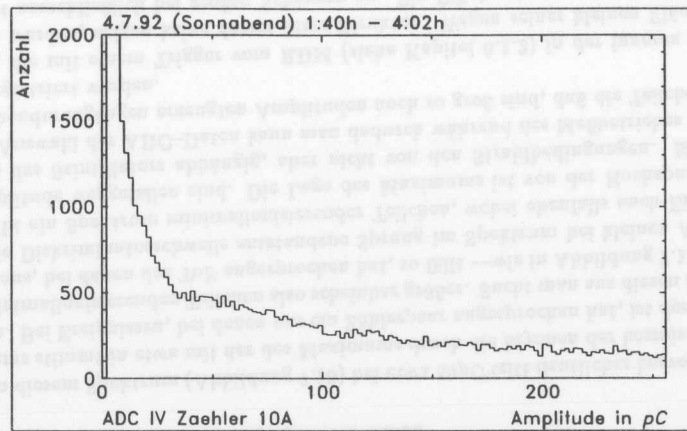


Abbildung 7.8: Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund bei einem Zähler der inneren Vetowand, aufgenommen bei kollidierenden Strahlen

Abbildung 7.8 zeigt das Amplitudenspektrum des Zählers, welches man mit dem Trigger P-IV-OR erhält. Wird also im Zeitbereich der Protonenbunchpassage wenigstens ein Zählerpaar der inneren Vetowand getroffen, werden die Amplituden aller Zähler einzeln in diesem Zeitbereich ausgelesen. Ereignisse, bei denen das Zählerpaar, zu dem der betrachtete Zähler gehört, nicht angesprochen hat, sind also auch in diesem Spektrum enthalten. Die dann aufgezeichneten Amplituden der Zähler sind dabei vom Zählerrauschen und Teilchendurchgängen, die den parallelen Zähler nicht erreichen, bestimmt. Abbildung 7.9 zeigt nur die Daten des Spektrums, bei denen das Zählerpaar, zu dem dieser Zähler gehört, angesprochen hat. Dabei sind die Einträge mit kleinen Amplituden fast vollständig herausgefiltert worden. Man erkennt dabei den durch die Diskriminatoren festgelegten Schwellwert bei etwa  $10pC$ . Die Anzahl der Einträge mit hohen Amplituden hat sich jedoch kaum verändert.

Betrachtet man Ereignisse, bei denen das Zählerpaar als einziges in der Vetowand angesprochen hat, erhält man das in Abbildung 7.10 gezeigte Amplitudenspektrum. Einträge von Ereignissen mit größeren Teilchenschauern, die mehrere Zählerpaare treffen, sind dadurch nicht mehr enthalten. Man erkennt, daß der Anteil von Ereignissen mit großen Amplituden abgenommen hat. Die größeren Schauer verursachen also hohe Amplituden in den Szintillatoren. Das

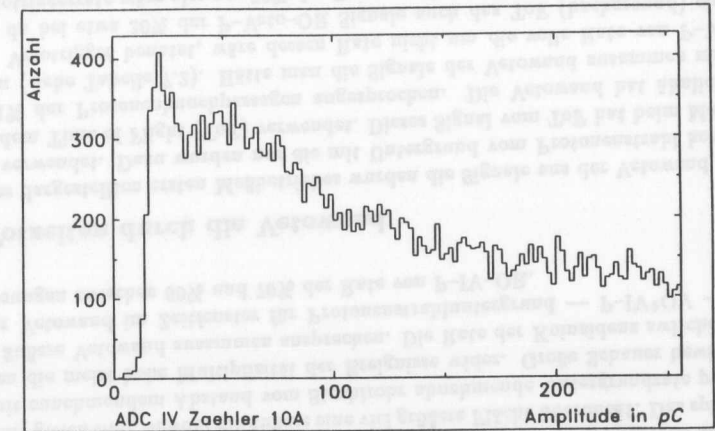


Abbildung 7.9: Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund, bei dem das Zählerpaar, zu dem dieser Zähler gehört, angesprochen hat

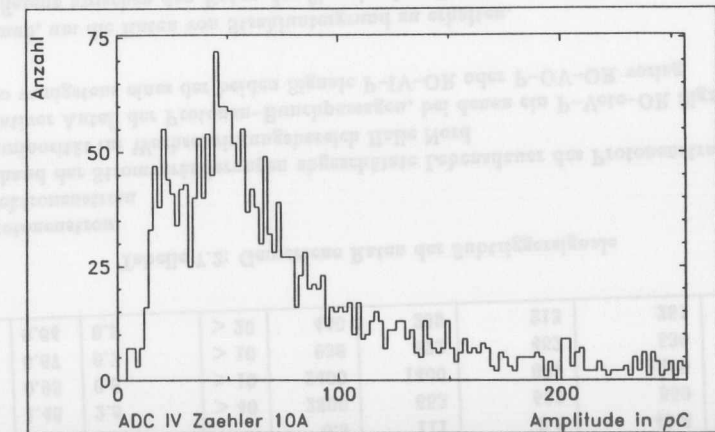


Abbildung 7.10: Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund, bei dem einzig dieses Zählerpaar in der Vetowand angesprochen hat

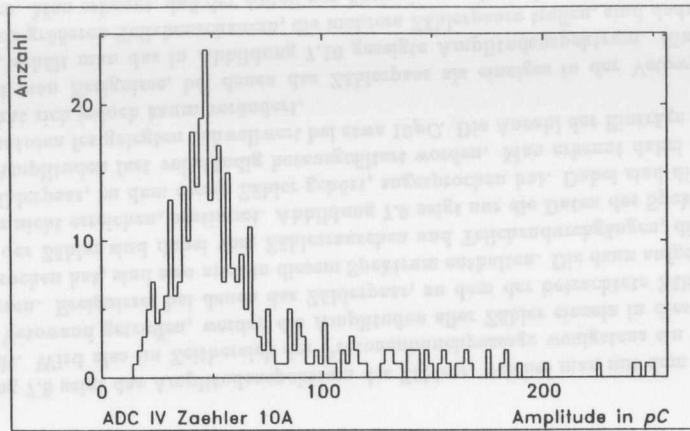


Abbildung 7.11: Amplitudenspektrum von Protonenstrahluntergrund, bei dem nur dieses Zählerpaar in der Vetowand und das ToF angesprochen haben

Maximum in diesem Spektrum (Abbildung 7.10) bei etwa 50pC tritt deutlicher hervor. Die Lage des Maximums stimmt in etwa mit der des Maximums durch die Myonen der kosmischen Strahlung überein. Bei Ereignissen, bei denen nur ein Zählerpaar angesprochen hat, ist der Anteil von einzelnen minimalionisierenden Teilchen also scheinbar größer. Sucht man aus diesen Ereignissen noch die heraus, bei denen das ToF angesprochen hat, so fällt — wie in Abbildung 7.11 gezeigt — der durch die Diskriminatorschwelle entstandene Sprung im Spektrum bei kleinen Amplituden weg. Es bleibt ein Spektrum minimalionisierender Teilchen, wobei ebenfalls auch Einträge mit höherer Amplitude weggefallen sind. Die Lage des Maximums ist von der Hochspannung und der Effizienz des Szintillators abhängig, aber nicht von den Strahlbedingungen. Mit der beschriebenen Auswahl der ADC-Daten kann man dadurch während des Meßbetriebes prüfen, ob die bei Teilchendurchgängen erzeugten Amplituden noch so groß sind, daß die Teilchen von der Elektronik registriert werden.

Spektren, die mit einem Trigger vom RDM (siehe Kapitel 6.1.2) in der inneren Vetowand genommenen wurden, zeigen keine derart klare Struktur. Wegen seiner kleinen Fläche spricht der RDM fast ausschließlich bei großen Schauern an. Ein Effizienztest an genau der Stelle des Zählerpaares ist also nicht möglich, da das Zählerpaar bei Ansprechen des kleinen Zählers an vielen anderen Stellen ebenfalls getroffen wird.

### 7.3.5 Raten der Subtriggersignale

Tabelle 7.2 zeigt die Raten der Signale, die von der Elektronik der Vetowand an das H1-Triggersystem geschickt werden, bei Meßdatennahme mit dem Detektor. Es wurden dafür Meßläufe aus der Zeit vom 29.6. bis 3.7. mit unterschiedlich guten Untergrundbedingungen ausgewählt, die den Bereich der auftretenden Raten zeigen sollen.

Die erste Zeile zeigt die Raten durch kosmische Strahlung, die man von den anderen Raten

$I_p$ [mA]	$I_e$ [mA]	$L$ $10^{28}/cm^2s$	$\tau_p$ [h]	IV-OR [Hz]	OV-OR [Hz]	P-IV-OR [Hz]	P-OV-OR [Hz]	$W_p$
0	0	0	—	6.3	111	2.6	49.8	0.0001%
0.60	1.48	2.5	> 40	2800	653	533	559	0.13%
0.50	0.93	0.8	> 10	2400	1400	887	1200	0.31%
0.89	0.67	0.7	> 10	936	622	462	530	0.12%
0.67	0.64	0.5	> 20	440	289	213	251	0.05%

Tabelle 7.2: Gemessene Raten der Subtriggersignale

- $I_p$  : Protonenstrom
- $I_e$  : Elektronenstrom
- $\tau_p$  : anhand der Stromveränderungen abgeschätzte Lebensdauer des Protonenstrahls
- $L$  : Luminosität im Wechselwirkungsbereich Halle Nord
- $W_p$  : relativer Anteil der Protonen-Bunchpassagen, bei denen ein P-Veto-OR Signal, also wenigstens eines der beiden Signale P-IV-OR oder P-OV-OR vorlag

abziehen muß, um die Raten von Strahluntergrund zu erhalten.

Die Differenz zwischen den Raten der Signale ohne Zeitfenster und denen im P-Zeitfenster entstehen durch kosmische Strahlung, Untergrund vom Elektronenstrahl und Kollisionsprodukten aus dem Wechselwirkungsbereich. Man erkennt, daß nach Abzug der Rate durch kosmische Strahlung die Rate von P-OV-OR etwa 80–95% der Rate von OV-OR ausmacht. Das bedeutet, daß die äußere Vetowand im wesentlichen von Untergrund vom Protonenstrahl getroffen wird. Bei der inneren Vetowand macht sich die höhere Rate durch Untergrund vom Elektronenstrahl bemerkbar.

Auffällig ist, daß die Raten durch Untergrund vom Protonenstrahl in der äußeren und inneren Vetowand fast gleich sind, obwohl die äußere eine viel größere Fläche überdeckt. Das spiegelt zum einen die mit zunehmendem Abstand vom Strahlrohr abnehmende Untergrundrate pro Fläche, zum anderen die meist hohe Multiplizität der Ereignisse wider. Große Schauer bewirken, daß innere und äußere Vetowand zusammen ansprechen. Die Rate der Koinzidenz zwischen innerer und äußerer Vetowand im Zeitfenster für Protonenstrahluntergrund — P-IV\*OV — lag bei diesen Messungen zwischen 60% und 70% der Rate von P-IV-OR.

### 7.3.6 Totzeiten durch die Vetowand

Während des dargestellten ersten Meßbetriebes wurden die Signale aus der Vetowand nicht als Vetotrigger verwendet. Dazu wurden nur die mit Untergrund vom Protonenstrahl korrelierten Signale aus dem Time of Flight (ToF) verwendet. Dieses Signal vom ToF hat beim Meßbetrieb bei etwa 0.1% der Protonenbunchpassagen angesprochen. Die Vetowand hat ähnlich häufig angesprochen (siehe Tabelle 7.2). Hätte man die Signale der Vetowand zusammen mit denen des ToF als Vetotrigger benutzt, wäre dessen Rate nicht um die volle Rate von P-Veto-OR angestiegen, da bei etwa 30% der P-Veto-OR Signale auch das ToF (background) ein Signal gab. Die Vetotriggerrate wäre also um 70% der Rate von P-Veto-OR höher gewesen. Das hätte bei weniger als 0.2% der Bunchcrossings einen Vetotrigger gegeben.

Bei den dargestellten Messungen waren die Protonenbunche nur auf ungefähr ein Zehntel des Designwertes gefüllt.

Die Totzeit durch einen Vetotrigger aus ToF und Vetowand wäre auf Designstrom extrapoliert also bei weniger als 2%.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit den extrapolierten Werten vom HERA-Testbetrieb in Tabelle 5.5 sieht man, daß bei dem Test mit nur einem Kollimator am Protonenring ein ähnlicher Wert (3%) erreicht wurde. Dabei war allerdings die von den Zählern überdeckte Fläche weniger als halb so groß, wobei sich jedoch gezeigt hat, daß die hinzugekommenen Zähler ganz unten und oben nur mit niedrigen Raten getroffen werden. Die kleinsten extrapolierten Totzeiten durch die Vetowand beim Meßbetrieb im Juni und Juli 1992 liegen bei etwa 0.5%. Die Untergrundsituation ist also durch alle Maßnahmen ihrer Verbesserung und sonstigen Veränderungen (wie der Erhöhung der Protonenenergie) im Vergleich zu dem besten Testlauf etwa um den Faktor 10 besser geworden.

## Zusammenfassung und Ausblicke

Die dargestellten Messungen zeigen die Funktionsfähigkeit der Vetowand und die Untergrundsituation an HERA vor dem H1-Detektor. Die Vetowand liefert die Subtriggersignale zum Vetotrigger bei Untergrundschauern, die aus Protonenstrahlrichtung den Detektor treffen. Weiterhin stehen Subtrigger über das Ansprechen der Vetozähler für kombinierte Trigger zur Verfügung. Damit konnten zum Beispiel die Spuren von Myonen, die den H1-Detektor annähernd parallel zum Strahlrohr durchqueren, für Kalorimeterkalibrationen aufgezeichnet werden.

Die Raten in der Vetowand werden den HERA- und H1-Operateuren als einfache Darstellung der Untergrundsituation am Detektor angezeigt. In Zukunft wird es möglich sein, bei zu hohem Untergrund in der Vetowand automatisch einen Alarm auslösen zu lassen. Durch die gute Zeitauflösung in der inneren Vetowand kann man beim Meßbetrieb den Zeitabstand zwischen den Passagen von Protonen- und Elektronenbunchen messen und damit die Lage des Wechselwirkungsbereiches mit einer Genauigkeit von etwa 30cm bestimmen. Außerdem kann man die Phase der für alle Zeitabläufe wichtigen HERA-Clock gegen die Bunchpassagen überwachen. Der Überwachungsrechner für ToF und Vetowand stellt die TDC-Spektren graphisch dar. Bei einer veränderten Phase der HERA-Clock oder verschobenem Wechselwirkungspunkt sind die Maxima dieser Spektren versetzt.

Die Raten der Vetowand-Signale sind für die Verwendung als Vetotrigger genügend niedrig. Bei Designstrom erwartet man unter 1% Totzeit durch die Vetowand-Subtrigger. Es bleibt noch zu untersuchen, bei wievielen der von der Vetowand erzeugten Vetotrigger sichtbare Beiträge von Untergrund im H1-Detektor auftreten, und welcher Art dieser Untergrund ist. Damit könnte man zeigen, wie wichtig die Vetowand-Signale für den Vetotrigger sind. Da die Einträge in den Zählerpaaren der Vetowand und die Subtriggersignale selbst mit den H1-Daten zusammen aufgezeichnet werden, ist es möglich diese Untersuchungen an den genommenen Daten zu machen.

Da die äußere Vetowand nur sehr wenig von Elektronenstrahluntergrund getroffen wird, ist es möglich, mit ihr auch Information über von e-p-Kollisionen stammende Myonen zu erhalten. Um dies eventuell auch mit der inneren Vetowand zu erreichen, wurde sie nach den dargestellten Messungen zum Strahlrohr mit einem zusätzlichen Bleimantel von 2cm Dicke gegen Elektronenstrahluntergrund abgeschirmt.

## Danksagung und Erklärung laut Prüfungsordnung

Bei meinen Messungen und Auswertungen zu dieser Arbeit wurde ich in vielfältiger Weise unterstützt.

Ganz besonders danke ich Christian Leverenz, für die großartige Zusammenarbeit, die immer wieder neu für Motivation gesorgt hat, für die vielen Male Zuhilfekommens bei Hard- und Softwareproblemen und für die Erkenntnis, daß vieles gar nicht gehen kann und Mühe allein nicht genügt.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Brasse für die Betreuung und für das Interesse an meiner Arbeit.

Dank der Vermittlung von Frau Prof. Dr. Naroska bin ich zu dieser interessanten Zeit in die Vetowand-Gruppe von H1 gekommen. Lebhaft betreut wurde ich von Herrn Dr. Korb. Die vielen Stunden, die ich tags und nachts 20 Meter unter der Erdoberfläche bei eisiger Kälte in der Halle-Nord und im HERA-Kontrollraum verbracht habe, wurden durch die Zusammenarbeit mit Dr. Adolf Schwind bereichert. Die zeitraubenden Arbeiten zum Aufbau der Delayboxen wurden durch die Mitarbeit der Praktikantin Ruth Ottenhues verkürzt. Dankbar bin ich auch Korinna Hennig, die es geschafft hat, fast alle auch noch so gut versteckten Verstöße gegen die Regeln der deutschen Sprache in meinen Texten zu entdecken.

Daß ich mich am DESY schnell wie zu Hause gefühlt habe, verdanke ich nicht zuletzt der Besetzung meines Büros, Eberhard Binder, Christian Leverenz, Thomas Merz und Joachim Stier, die ich immer wieder mit meinen Fragen von ihrer Arbeit ablenken durfte. Danken möchte ich auch den Leuten vom ToF und der Lumimessung und anderen H1-Mitgliedern, sowie den HERA-Leuten. Ohne die freundschaftliche Zusammenarbeit mit ihnen wäre sinnvolles Messen von Untergrund nicht möglich gewesen.

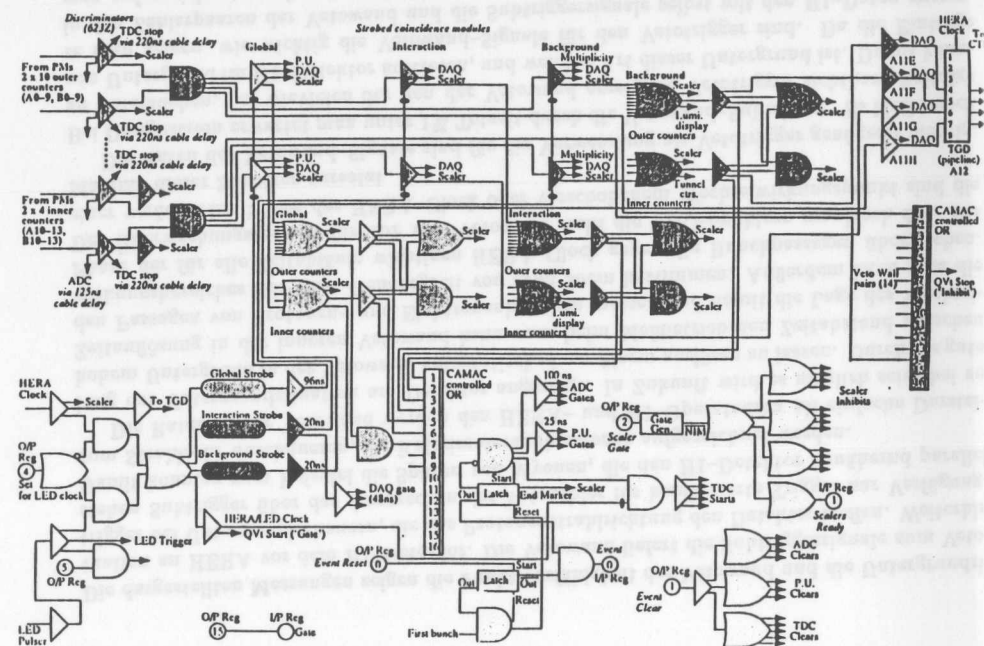
Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, den 21 Oktober 1992,

(Konrad Flamm)

## Anhang A

### Schaltplan der Vetowand-Elektronik



# Anhang B

## Einstellung der Signallaufzeiten

Zählerpaar	$T_a$ [ns]	$T_b$ [ns]	$M_a$ [ns]	$M_b$ [ns]	$\langle D_{a-b} \rangle$ [ns]	$\sigma_{a-b}$ [ns]
0	29.5	29.5	21(?)	25	3	19
1	30.0	30.0	25.5	24	6	21
2	31.25	31.25	23.	22.5	0	10
3	31.25	31.5	26.	24.5	1	10
4	31.5	31.75	27.	27.0	1	10
5	31.75	31.75	25.	24.5	0	10
6	29.25	29.75	24.	24.0	1	8
7	31.0	31.5	20.	20.0	1.5	8
8	30.0	30.5	21.5	21.5	2	18
9	30.25	30.5	23.	21.5	1	19
10	30.25	30.5	21.5	21.5	1	8
11	30.5	31.0	19.	20.	0	7
12	30.25	30.25	24.5	24.	0.5	7
13	30.5	31.0	20.5	20.5	0	6

Tabelle B.1: Laufzeit- und Ankunftszeitunterschiede

- $T_a$  : Testpuls-Laufzeit für den Kanal des Zählers A (auf der „Tunnelseite“) abzüglich einer für alle Kanäle gleichen Konstanten
- $T_b$  : Testpuls-Laufzeit (wie  $T_a$ ) für den Kanal des Zählers B (auf der „Detektorseite“)
- $M_a$  : häufigster Wert im Zeitspektrum des Untergrundes vom Protonenstrahl im Zähler A.
- $M_b$  : häufigster Wert im Zeitspektrum des Untergrundes vom Protonenstrahl im Zähler B.
- $\langle D_{a-b} \rangle$  : Mittelwert der Zeitabstände zwischen den beiden Zählern bei Untergrund vom Protonenstrahl
- $\sigma_{a-b}$  : Standardabweichung der Zeitabstände vom Mittelwert

Die Testpuls-Laufzeiten wurden von einem willkürlichen Zeitnullpunkt aus gemessen. Es sind also nur die Laufzeitunterschiede zwischen den Kanälen von Bedeutung. Um diese Unterschiede müssen die TDC-Daten korrigiert werden, um die Ankunftszeiten von Signalen in verschiedenen Kanälen vergleichen zu können. Die Angaben haben eine Genauigkeit von 0.25ns.

Die 20000 Meßdaten der Ankunftszeiten von Signalen aus Untergrund vom Protonenstrahl für die Angaben in Tabelle B.1 wurden am 29.6.1992 von 11:38 bis 12:12 Uhr mit den Triggern P-IV-OR und P-OV-OR aufgezeichnet. Dabei war HERA mit 700µA Protonen und 1300µA Elektronen gefüllt. Die Luminosität betrug etwa  $5 \cdot 10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Die Angaben des Zeitwertes mit den häufigsten Einträgen im Zeitspektrum sind bei den Zählerpaaren 0 und 1 wegen der geringen Zählrate mit einem Fehler von bis zu 10ns behaftet. Bei den anderen Zählern ist der Fehler kleiner als eine Nanosekunde.

## Anhang C

### C.1 Häufigkeit von Zufallskoinzidenzen

Die Wahrscheinlichkeit  $W_Z$  für eine zufällige Koinzidenz zwischen zwei Zählern bei einem Bunchcrossing ist das Produkt der Wahrscheinlichkeiten  $W_1$  und  $W_2$  für das Ansprechen der Zähler einzeln. Die einzelnen Wahrscheinlichkeiten sind das Verhältnis zwischen jeweiliger Zählrate  $R_1$  bzw.  $R_2$  und der Bunchfrequenz  $\nu_{Bunch}$ . Die Bunchfrequenz ist das Produkt aus der Bunchanzahl und der Umlauffrequenz von 47.3kHz. Die Rate für Zufallskoinzidenzen  $R_Z$  ist also wie folgt zu errechnen:

$$\begin{aligned} R_Z &= W_Z \nu_{Bunch} \\ &= W_1 W_2 \nu_{Bunch} \\ &= \frac{R_1 R_2}{\nu_{Bunch}} \end{aligned}$$

Mißt man eine höhere Rate, so sind einige der Ereignisse in beiden Zählern miteinander korreliert.

### C.2 Zur Totzeitextrapolation

Ein auf den Strom  $I$  gefüllter Bunch erzeugt mit der Wahrscheinlichkeit  $W$  beim Vorbeifliegen ein Untergrundereignis, das die Vetowand einen Veto-Trigger zu dem Bunchcrossing auslösen läßt. Die Wahrscheinlichkeit, daß dies nicht passiert, ist also  $1 - W$ . Ein auf den Strom  $n \cdot I$  gefüllter Bunch verhalte sich, wie ein aus  $n$  Bunchen, die sich gegenseitig nicht beeinflussen, zusammengesetzter Bunch. Durch diese Annahme vernachlässigt man die durch die Coulombkräfte zwischen den Protonen entstehenden Effekte. Die Wahrscheinlichkeit  $W_h$ , daß dieses Bunch keinen Trigger erzeugt, ist dann das Produkt aus den Wahrscheinlichkeiten  $1 - W_i$ , mit der die Bestandteile  $i$  einzeln keinen Trigger erzeugen. Da man annimmt, daß sie sich alle gleich verhalten, erhält man also:

$$W_h = (1 - W)^n$$

Die Wahrscheinlichkeit  $W_n$ , daß eines oder mehrere der  $n$  Bunchbestandteile einen Trigger erzeugt, ist dann:

$$\begin{aligned} W_n &= 1 - W_h \\ &= 1 - (1 - W)^n \end{aligned}$$

Es läßt sich leicht zeigen, daß dies auch für nichtganzzahlige  $n$  gilt.

Ist  $I_0$  der Strom, auf den vom Strom  $I$  aus extrapoliert werden soll, dann ist

$$n = \frac{I_0}{I}.$$

Man erhält damit die extrapolierte Wahrscheinlichkeit  $W_0$  aus der gemessenen  $W$  durch:

$$W_0 = 1 - (1 - W)^{\frac{I_0}{I}}$$

Bei diesem Verfahren wird beachtet, daß bei zunehmender Untergrundrate auch die Häufigkeit von mehreren Untergrundereignissen in einem Bunchcrossing wächst. Die Annahme oben bedeutet, daß die Rate an Untergrundereignissen linear mit dem Strom wächst. Da aber bei einem Bunchcrossing entweder ein oder kein Vetotrigger erzeugt wird, erhöht sich die Totzeit insbesondere bei hohen Raten nicht linear.



## Literaturverzeichnis

- [BIA91] W. Bialowons (DESY, HERA), Persönliche Mitteilungen
- [BRI87] R. Brinkmann,  
Simulation of Background from Proton Losses in the HERA Straight Sections  
DESY HERA 87-19, July 1987
- [HAH87] P. Hahne, E. Lohrmann  
Collimators for the Proton Ring  
DESY HERA 87-26 November 1987
- [HER86] H1 Collaboration,  
Technical Proposal for the H1 Detector  
Bericht DESY 1986
- [HUN91] Thomas Hunold,  
Eichung und Inbetriebnahme eines Eisen-Szintillator-Kalorimeters für das H1-  
Experiment während des HERA-Testbetriebs.  
Diplomarbeit am DESY 1991
- [JOH90] D.P. Johnson,  
Beam Gas Effekte at HERA ep Collider  
IISN0379-301X, Universität Brüssel August 1990
- [KNE91] Ulrich Knecht,  
Messungen des Strahluntergrundes am HERA-Teststrahl mit einem Eisen-  
Szintillator-Kalorimeter  
Interner Bericht DESY FH1T-92-02, Juni 1992  
Diplomarbeit am DESY 1992
- [LEV91] Christian Leverenz,  
Aufbau und Test eines Szintillationszählersystems zur Bestimmung des Strah-  
luntergrundes am H1-Experiment sowie erste Strahlstudien an HERA.  
Diplomarbeit am DESY 1991
- [LEO87] William R. Leo,  
Technics for Nuclear and Particle Physics Experiments,  
Springer Verlag Berlin Heidelberg 1987
- [LOH86] E. Lohrmann,  
Hochenergiephysik,  
B. G. Teubner Stuttgart 1986

## LITERATURVERZEICHNIS

71

- [MUS88] G. Musiol, J. Ranf, R. Reif, D. Seeliger,  
Kern- und Elementarteilchenphysik  
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin 1988
- [PAH91] Physics at HERA, Vol. 1 - 3,  
edited by W. Buchmüller and G. Ingelman  
Proceedings of the HERA Workshop, DESY, Hamburg 1991
- [PIT87] Daniel D. Pitzl,  
Abschirmung der HERA-Detektoren gegen Synchrotronstrahlung  
Diplomarbeit am II. Institut für Experimentalphysik Universität Hamburg 1987
- [SCH91] Adolf Schwind (DESY Zeuten), Persönliche Mitteilungen
- [SEI92] M. Seidel,  
The HERA-p collimation system and first experience with a single collimator  
Harz-Seminar Bad Lauterbach  
DESY HERA 92-07, April 1992
- [VAL83] Valvo: Fotovervielfacher, Datenbuch 1983

