

Interner Bericht
DESY FH1T-92-02
Juni 1992

**Messungen des Strahluntergrundes am
HERA-Teststrahl mit einem hadronischen
Eisen-Szintillator-Kalorimeter**

von

U. Knecht

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Messungen des Strahluntergrundes am HERA-Teststrahl mit
einem hadronischen Eisen-Szintillator-Kalorimeter

Diplomarbeit
am II.Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg
durchgeführt in der Gruppe FH1T am DESY

von

ULRICH KNECHT

4.Juni 1992

Abstract

During the 1991 test runs of the HERA storage-ring-system measurements of beam background were made. For this purpose, a hadronic iron-scintillator-sampling-calorimeter with a front area of $60 \times 60 \text{ cm}^2$ was installed near the H1 interaction point. With this device muon and hadronic background from proton losses were studied.

The rate of muons, passing this test calorimeter with angles $\delta \leq 34^\circ$ against beam direction, was estimated to be 0.4 - 4.0 kHz with proton beam only and 13 - 730 kHz with beam collisions. The maximum proton energy during the test runs was 480 GeV, the electron energy was 26.6 GeV. The rate of hadronic background events with an energy $E \geq 6 \text{ GeV}$ lies between 3 and 19 kHz with proton beam at 480 GeV, and between 40 and 2800 kHz with beam collisions. The beams were operated with 10 bunches at maximum. The rates given here are extrapolations to full HERA-proton-current of 163 mA.

Between 2 and 25 GeV, the rate of hadronic background particles falls exponentially with particle energy E as $R_h(E) \propto e^{-b \times E[\text{GeV}]}$, with b between 0.41 and 0.44 with proton beam only, and between 0.31 and 0.40 with beam collisions. The radial distribution of hadronic background particles in rings of $\Delta r = 1 \text{ cm}$ around the beam falls as $R_h(r) \Delta r \propto e^{-b \times r[\text{cm}]}$, where r is the radial distance from the beam. The parameter b lies between 0.16 and 0.19. A preferred direction of background particles could not be found.

For mere proton beam, the measured rates are in accordance with the predictions by R. BRINKMANN, whereas for beam collisions the background rates are about 100 times higher than predicted. Already one beam collimator reduced the muon rate by a factor of 4.5 and the hadronic rate by a factor of 3.0. Further reductions can be expected when three collimators will be in operation.

The provisional Veto-wall detected more than 80% of the muons seen by the test calorimeter.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Der experimentelle Rahmen	4
1.1 Die Speicherring-Anlage HERA	4
1.2 Der Detektor H1	5
1.3 Der Strahluntergrund	7
2 Physikalische und apparative Grundlagen des Versuchs	9
2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	9
2.1.1 Ionisation und Bremsstrahlung	9
2.1.2 Elektromagnetische Schauer	10
2.1.3 Hadronische Schauer	11
2.2 Das Testkalorimeter	12
2.2.1 Signalerzeugung	13
2.2.2 Interkalibration	14
2.2.3 Signalantwort für Hadronen	14
2.2.4 Energieauflösung	16
3 Versuchsaufbau	18
3.1 Signalverarbeitung	20
3.2 Trigger	21
3.2.1 Multiplizitätstrigger	21
3.2.2 Energieschwellentrigger	22
3.3 Struktur und Verarbeitung der Daten	24
4 Rahmenbedingungen der Messungen	26
4.1 Überblick über die Entwicklung des HERA-Testbetriebes	26
4.2 Dosimetrische Langzeitmessungen	30
5 Auswertung	32
5.1 Myonen	33
5.2 Hadronischer Strahluntergrund	37
5.2.1 Integriertes Spektrum	37
5.2.2 Räumliche Verteilung	40
5.3 Koinzidenz mit Vetowand-Triggern	47
5.4 Vergleich der Ergebnisse mit Voraussagen	49
Zusammenfassung	51
A Tabellen zur Kalorimeter-Response für Hadronen	52

B Ergänzungen zu den Messungen	54
B.1 Einzelkanalzählraten vom 30.11.1991	54
B.2 Spektren der Energietrigger-Testläufe	55
Danksagung und Erklärung laut Prüfungsordnung	62

Einleitung

Am DESY¹ in Hamburg begann 1991 der Testbetrieb der Speicherring-Anlage HERA². Mit dieser Anlage sollen Protonen und Elektronen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\text{GeV}$ zur Kollision gebracht werden. Damit ist es möglich, die Substruktur des Protons auf 10^{-18}m genau aufzulösen. Zwei große Hybrid-Detektoren – ZEUS und H1 – sollen dazu dienen, die Teilchen-Reaktionen bei HERA zu analysieren.

Durch Wechselwirkung mit dem Restgas im Strahlrohr und mit der Strahlrohrwand entstehen Verluste der Teilchenstrahlen. Protonen können dabei weitreichende hadronische Schauer erzeugen. Bestandteile dieser Schauer können in die Detektoren gelangen und die Experimente stören. Die Detektoren befanden sich 1991 noch nicht an ihren Meßpositionen im Strahlverlauf, so daß dort Messungen des Strahluntergrundes angestellt werden konnten. Zur Untersuchung des Untergrundes aus Protonenstrahlverlusten befand sich nahe des H1-Wechselwirkungspunktes ein hadronisches Eisen-Szintillator-Kalorimeter, das 1981 zu Testzwecken am CERN³ gebaut worden war.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde für das Testkalorimeter ein Energietrigger erstellt und aus der bestehenden Zählerlogik ein gesonderter Trigger für Myonen abgeleitet. Messungen des Strahluntergrundes konnten bei Protonenstrahl- und Strahlkollisionsbetrieb durchgeführt werden. Ziel der Untersuchungen war es, Aussagen über das Energiespektrum und die räumliche Verteilung des Strahluntergrundes zu gewinnen, um festzustellen, ob zusätzliche Abschirmungen am H1-Experiment angebracht werden müssen. Von Interesse war ferner die Zählrate für Myonen, da diese Teilchen eine große Reichweite in den Abschirmungen besitzen, und z.B. in den Spurenkammern des Detektors registriert werden können.

Diese Arbeit beginnt mit einer Darstellung der Speicherring-Anlage HERA und des Detektors H1. Im zweiten Kapitel wird die Funktionsweise des Testkalorimeters erläutert, wobei besonders auf die Signalantwort für Hadronen eingegangen wird. Der Versuchsaufbau wird im dritten Kapitel dargestellt. Kapitel 4 gibt einen Überblick über die Entwicklung während der letzten Phase des HERA-Testbetriebes, in der die Untergrund-Messungen durchgeführt wurden; dieses Kapitel enthält ferner Meßwerte der Strahlungsdosis, die im Untersuchungszeitraum am Testkalorimeter deponiert wurde. Die Ergebnisse der Messungen werden im fünften Kapitel dargestellt.

¹Deutschen Elektronen-Synchrotron

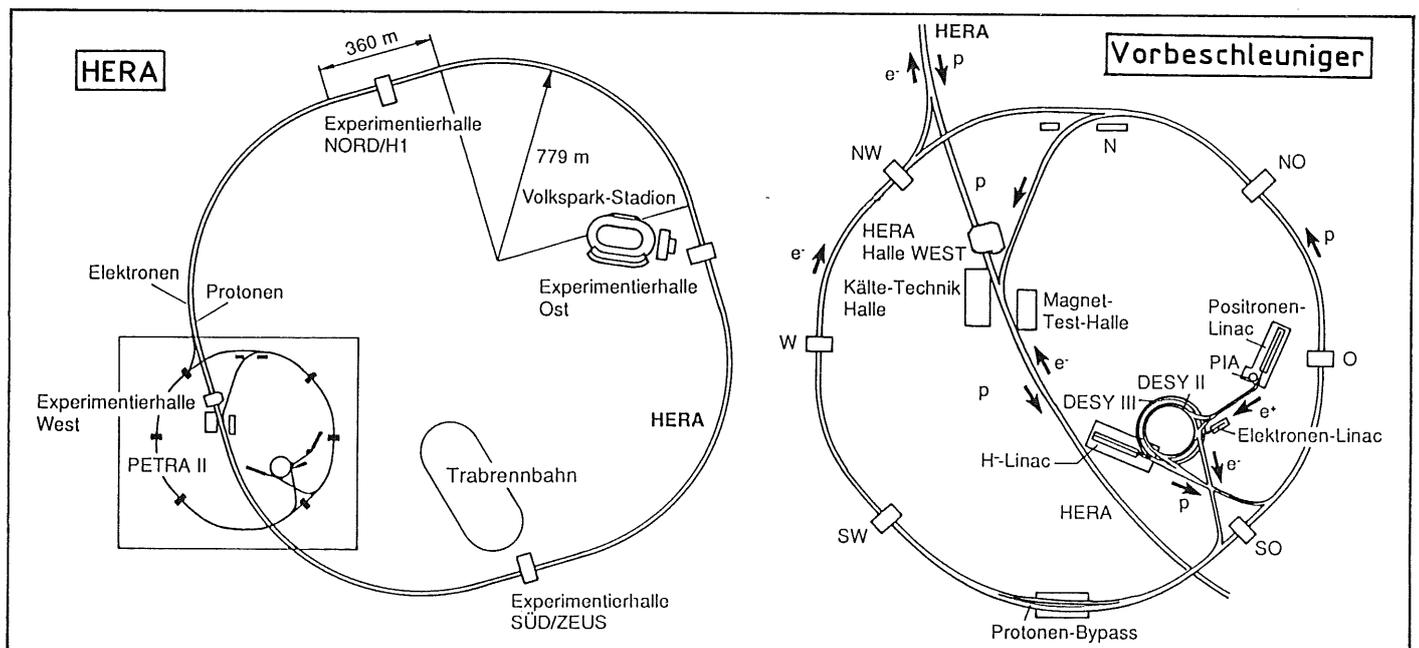
²Hadron-Elektron-Ring-Anlage

³Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire

Kapitel 1

Der experimentelle Rahmen

1.1 Die Speicherring-Anlage HERA



Links: Die HERA-Speicherringe mit den Experimenten H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd). Rechts die Vorbeschleuniger (Endenergie jeweils in Klammern). Elektronen: Linac (200 MeV); Synchrotron DESY II (7 GeV); Synchrotron PETRA II (14 GeV). Protonen: Hochfrequenz-Quadrupol (750 keV) und H⁻-Linac (50 MeV) für H⁻-Ionen; Synchrotron DESY III (7,5 GeV), beim Einschluß werden die beiden Elektronen von den H⁻-Ionen abgestreift; Synchrotron PETRA II (40 GeV).

Abbildung 1.1: Skizze der HERA-Anlage [SCH90]

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA), die 1991 am DESY in Betrieb genommen wurde, besteht aus zwei Speicherringen, einem für Elektronen und einem für Protonen. Die Anlage befindet sich 10–25m unter der Erdoberfläche, ihr Gesamtumfang beträgt 6336m. Protonen und Elektronen durchlaufen mehrere Vorbeschleuniger, von denen der letzte (PETRA) die Elektronen auf einen Impuls von $14\text{GeV}/c$, die Protonen auf $40\text{GeV}/c$ beschleunigt. Vom PETRA-Ring aus werden die Teilchen in die HERA-Ringe eingespeist ("injiziert"), wo sie weiter beschleunigt werden. Der End-Impuls der Protonen ist $820\text{GeV}/c$, derjenige der Elektronen $30\text{GeV}/c$. Während des Testbetriebes 1991 wurden $480\text{GeV}/c$ bzw. $26.6\text{GeV}/c$ erreicht. Die Beschleunigung der Elektronen ist durch den Energieverlust begrenzt, der durch Abstrahlung von Synchrotron-Licht entsteht. Dieser Verlust ist umgekehrt pro-

portional zur vierten Potenz der Teilchenmasse und spielt daher für die Protonen keine Rolle. Die Energie des Protonenstrahles ist nur durch die realisierbare Feldstärke der Führungsmagnete begrenzt. Diese beträgt 4.7T und wird mittels supraleitender Spulen erzeugt.

Die Beschleunigung der Teilchen durch hochfrequente elektrische Felder führt zu einer periodischen longitudinalen Struktur der Strahlen. Man bezeichnet die räumlichen Unterteilungen des Strahls als Teilchen-Pakete (engl.: "bunches"). Die Zeit für den Umlauf eines Teilchenpaketes um den Ring beträgt $21.1\mu s$, entsprechend einer Frequenz von 47.4kHz. An vorgesehenen Punkten der Anlage, an denen die beiden Strahlen ein gemeinsames Strahlrohr durchlaufen, können die Teilchenpakete frontal zur Kollision gebracht werden. Die Schwerpunktsenergie der kollidierenden Teilchen ist bei vollständig beschleunigten Strahlen $\sqrt{s} = 314GeV$.

Bei HERA kann mit Hilfe der Elektronen die räumliche Substruktur der Protonen untersucht werden, da die erreichbare Schwerpunktsenergie einer Ortsauflösung von $10^{-18}m$ entspricht und damit drei Größenordnungen unter der Ausdehnung eines Nukleons liegt. Die Schwerpunktsenergie bei HERA reicht ferner aus, um W- und Z-Bosonen zu erzeugen, so daß auch die Theorie der schwachen Wechselwirkung näher untersucht werden kann. Weitere Ziele von HERA sind die Suche nach modelltheoretisch vorausgesagten Teilchen wie dem Top-Quark und auch nach bisher unbekanntem Phänomenen und Partikeln. Wichtige Parameter der HERA-Anlage enthält Tabelle 1.1.

Parameter	Elektronenring	Protonenring
Maximalenergie	30GeV	820GeV
Schwerpunktsenergie		314GeV
Injektionsenergie	14GeV	40GeV
Maximale Luminosität	$1.5 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$	
Stromstärke	60mA	160mA
Teilchenanzahl pro Paket	3.5×10^{10}	10^{11}
Anzahl der Pakete im Ring	210	210
Abstand der Pakete voneinander	28.8m (96ns)	
Paketlänge bei Maximalenergie	30mm	440mm
Strahlbreite am		
Wechselwirkungspunkt	0.264mm	0.300mm
Strahlhöhe am		
Wechselwirkungspunkt	0.017mm	0.095mm
Strahlungsverlust pro Umlauf	125MeV	6eV

Tabelle 1.1: Konstruktionsparameter der HERA-Anlage nach [SCH90]

Zwei große Hybrid-Detektoren sollen dazu dienen, die Reaktionsprodukte der Kollisionen zu analysieren: Der ZEUS-Detektor in der südlichen, und der H1-Detektor in der nördlichen Wechselwirkungszone. Diese Arbeit steht im Zusammenhang mit dem H1-Detektor, der im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

1.2 Der Detektor H1

Da der Impuls der Protonen bei HERA wesentlich höher ist als der Impuls der Elektronen, werden die meisten Reaktionsprodukte in einem Kegel um die Strahlachse in Protonenrichtung erwartet. Der Aufbau des Detektors H1 trägt dieser starken Asymmetrie der Ereignisse Rechnung. Abbildung 1.2 zeigt seine Komponenten im Überblick.

Der Detektor umgibt das *Strahlrohr* [1] hermetisch. Die Spuren geladener Teilchen werden in der unmittelbaren Umgebung des Wechselwirkungspunktes mit Hilfe der *zentralen Spurenkammern* [2] aufgezeichnet. Diese Kammern werden ergänzt durch die *Vorwärtsspurenkammern* [3]. Im Magnetfeld

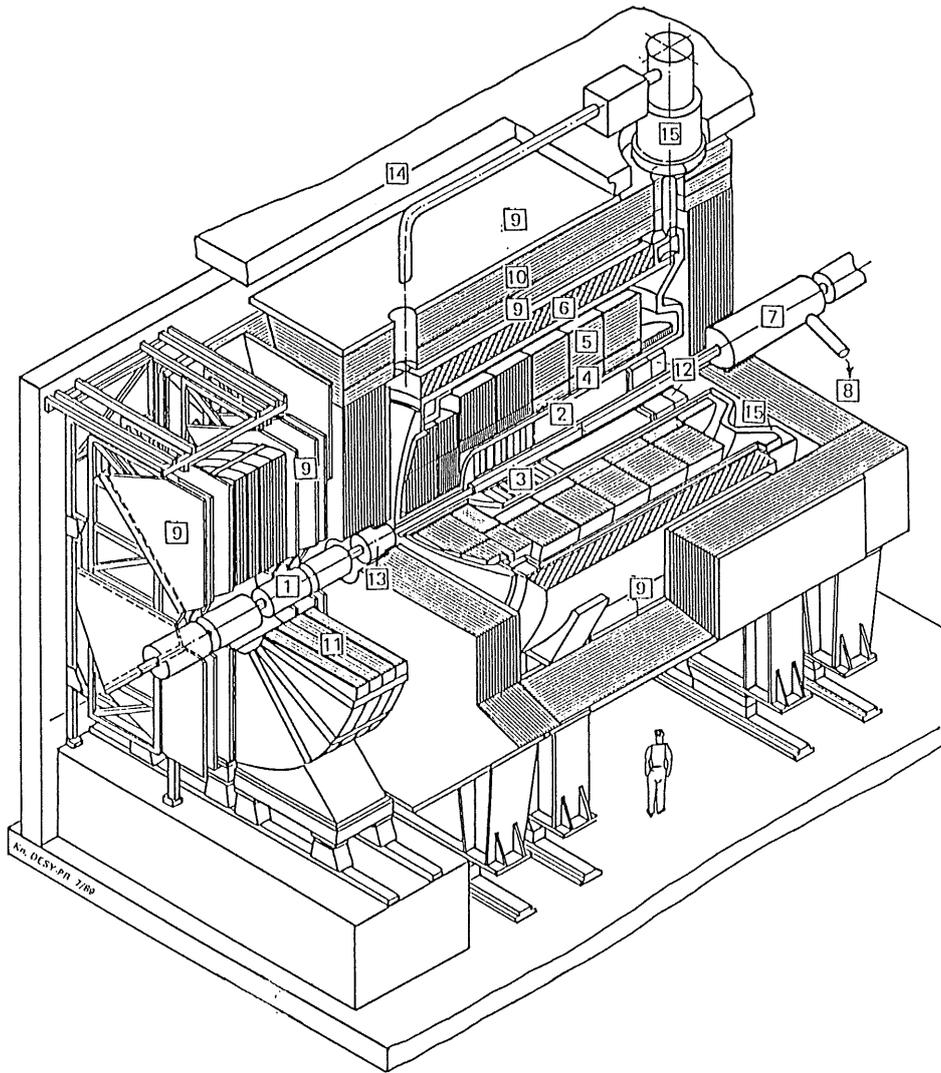


Abbildung 1.2: Der Detektor H1 [HER89]

der *supraleitenden Spule* [6] sind die Spuren gekrümmt, so daß sich der Impuls der Teilchen bestimmen läßt.

Die Energie von Reaktionsprodukten wird mit Hilfe von Kalorimetern gemessen. Zwei große Kalorimeter umgeben die Spurenkammern in radialer und in Vorwärtsrichtung: Das *elektromagnetische* [4], dessen Absorberplatten aus Blei bestehen, und das *hadronische Kalorimeter* [5] mit Absorberplatten aus Edelstahl. Als Nachweismaterial dient *flüssiges Argon* [15]. Das *Rückwärtskalorimeter* [12] mißt die Energie von Elektronen, die unter kleinen Winkeln gestreut wurden. Das *Vorwärtskalorimeter* [13] dient der Vermessung hadronischer Teilchenbündel, die unter kleinen Winkeln in Protonenrichtung ("vorwärts") austreten. Rückwärts- und Vorwärtskalorimeter schließen den zur Energiemessung erfaßten Raumwinkel ab.

Myonen verlieren ihre Energie nicht vollständig im Detektor. Ihre Identifikation ist aber wesentlich zur Rekonstruktion eines Ereignisses. Ihr Impuls wird mit Hilfe der *Myonenkammern* [9] (Streamer-kammern) bestimmt. Myonen, die in Vorwärtsrichtung austreten, werden durch das achsenparallele Hauptmagnetfeld nur wenig ausgelenkt; ihr Impuls wird mit Hilfe von Myonenkammern gemessen, die vor und hinter einem *zusätzlichen Toroid-Magneten* [11] installiert sind. Der Myonenidentifikation dienen ferner Streamer-Röhrendetektoren im sogenannten *instrumentierten Eisen* [10], von denen auch

Ausläufer hadronischer Schauer, die über das Kalorimeter hinausgehen, erfaßt werden.

In dem Eisen wird der magnetische Fluß der supraleitenden Spule zurückgeführt. Der *Kompensationsmagnet* [7] erzeugt ein Magnetfeld, dessen Richtung der des Hauptmagnetfeldes entgegengesetzt ist. Damit wird der Einfluß des Hauptmagnetfeldes auf die Teilchenstrahlen kompensiert. Kompensationsmagnet und Hauptmagnetspule werden durch *flüssiges Helium* [8] gekühlt. Eine *Betonabschirmung* [14] soll das Austreten von Strahlung aus dem Detektor verhindern.

Nicht in Abbildung 1.2 enthalten sind die Vetowand (siehe Abschnitte 1.3 und 3) und der Luminositätsmonitor. Letzterer besteht aus zwei Detektoren an $z = -34\text{m}$ und $z = -103\text{m}^1$, die unter kleinen Winkeln gleichzeitig emittierte Photonen und Elektronen nachweisen. Diese treten auf, wenn Elektronen unter Emission von Bremsstrahlung an Protonen gestreut werden. Die Rate dieser Ereignisse ist ein Maß für die Luminosität.

Aufbau und Funktionsweise des Detektors H1 sind ausführlich in [H1P86] beschrieben.

1.3 Der Strahluntergrund

Der Strahluntergrund bei HERA setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- *Myonen aus kosmischer Strahlung.* Diese stellen keine ernste Störung für das Experiment dar. Die Rate von Teilchen aus Höhenstrahlung, die Spuren aus der Wechselwirkungszone vortäuschen können, wird mit 0.1Hz abgeschätzt (Gegenüber einer Kollisionsrate von $210 \times 47.4\text{kHz}$).
- Um Frontalkollision der beiden Strahlen zu erreichen, muß der Elektronenstrahl um 10mrad in die Wechselwirkungszone hineingelenkt werden. Dabei strahlt er *Synchrotronlicht* ab. Dieses wird weitgehend durch Absorbermasken eliminiert, die im Detektor installiert sind.
- *Elektronenstrahlverluste durch Wechselwirkung mit Atomen des Restgases* im Strahlrohr. Die Ereignisrate dieser Untergrundkomponente wird mit 1kHz/m abgeschätzt [H1P86]. Bedingt durch die Elektronenenergie erreichen solche Ereignisse das H1-Experiment nur aus einem Bereich von $\pm 5\text{m}$ um den Wechselwirkungspunkt, so daß die relevante Rate mit $\approx 10\text{kHz}$ weit unter der Untergrundrate aus Protonenstrahlverlusten liegt.
- *Protonenstrahlverluste durch Wechselwirkung mit Atomen des Restgases* im Strahlrohr. Bei einem Restdruck von $3 \times 10^{-9}\text{Torr}$ wird bei vollem HERA-Strom eine Rate von 4.4kHz/m für diese Ereignisse erwartet [JOH92]. Synchrotronlicht, das durch den Elektronenstrahl abgestrahlt wird, heizt die Strahlrohrwand auf und führt dort zu einer verstärkten Gasabsonderung. Daher erhöht sich nach Elektroneninjektion der Restgasdruck und damit die Rate der Strahl-Restgas-Wechselwirkungen.
- *Protonenstrahlverluste durch Wechselwirkung mit der Strahlrohrwand.* Bei Kollisionsbetrieb wird der Protonenstrahl durch das elektrische Feld des Elektronenstrahles aufgeweitet. Protonen, deren Bahn zu weit außerhalb der Strahlmitte verläuft, können mit der Wand des Strahlrohres kollidieren und dort aufschauern. Bei Sollstrom enthält der Protonenstrahl etwa 2.1×10^{13} Teilchen. Nimmt man an, daß in einem 10h dauernden Lauf die Hälfte der Protonen durch Kollision mit dem Strahlrohr verlorengelht [BRI87], so erhält man eine mittlere Verlustrate von $2.9 \times 10^8\text{Hz}$. Man nimmt ferner an, daß diese Verluste vor allem bei den sogenannten "low- β "-Quadrupolmagneten auftreten, von denen sich vor und hinter jeder Wechselwirkungszone einer befindet. Damit ergibt sich eine Verlustrate durch "Strahl-Wand-Wechselwirkung" von $\frac{1}{6} \times 2.9 \times 10^8 = 4.8 \times 10^7\text{Hz}$ vor jeder Wechselwirkungszone. Diese Verlustrate ist damit etwa 60 mal höher als die Rate aus Strahl-Restgas-Wechselwirkung auf der $\approx 180\text{m}$ langen geraden Strecke vor dem Detektor.

¹Aus Elektronenrichtung *nach* dem Experiment, siehe Abschnitt 3

Zur Reduktion des Untergrundes aus Strahl-Wand-Wechselwirkung werden an drei Punkten von HERA Strahlkollimatoren installiert. Das sind $\approx 0.5m$ lange Wolframblöcke, die horizontal und vertikal an den Strahl herangefahren werden können und Protonen mit zu großer Ablage absorbieren. Man erwartet dadurch eine Reduktion der Untergrundrate um einen Faktor 10 bis 100 [LOH92]. Bei den HERA-Testläufen konnte erst ein Kollimator getestet werden. Für den vollständigen Aufbau mit drei Kollimatoren wird gegenüber einem Kollimator eine nochmalige Verbesserung der Untergrundreduktion um einen Faktor 5 erwartet [HAH87].

Der Untergrund aus Protonenstrahlverlusten ist das Untersuchungsgebiet dieser Arbeit. Abschätzungen aus Simulationsrechnungen über diesen Untergrund werden in [BRI87] angegeben (siehe Abschnitt 5.4).

Protonen aus Strahlverlusten erzeugen in der Strahlrohrwand sowie in Abschirmungen und Magneten hadronische Schauer, die auch Myonen enthalten. Myonen können durch alle Abschirmungen hindurch in den Detektor gelangen. Um sie zu identifizieren und ihren ungefähren Eintrittsort in das Experiment festzustellen, befindet sich vor dem Detektor die Vetowand. Diese besteht aus Paaren in Koinzidenz geschalteter Szintillationszähler, und deckt die Detektorfront fast vollständig ab.

Eine Vielzahl von Faktoren, die die Verlustrate des Protonenstrahls beeinflussen (Luminosität, Güte des Strahlrohr-Vakuums und Stromstärken beider Strahlen), änderten sich in der HERA-Testphase von Lauf zu Lauf. Daher ist es schwierig, aus den Raten, die mit dem Testkalorimeter gemessen wurden, auf die bei HERA-Sollbetrieb zu erwartenden Raten zu schließen. Entscheidend für die Strahlverluste ist vor allem die Anzahl überhaupt gespeicherter Protonen, also die Stromstärke des Protonenstrahls. Daher werden die gemessenen Raten auf vollen HERA-Protonenstrom extrapoliert:

$$R_{ext} = R(t) \times \frac{163mA}{I_p(t)}$$

Dabei ist $I_p(t)$ der mittlere Protonenstrom zur Zeit t der Messung und $R(t)$ die gemessene, und R_{ext} die extrapolierte Rate. Letztere entspricht einem Prozentsatz von

$$100 \times \frac{R_{ext}[kHz]}{210 \times 47.4kHz}$$

der Protonenpakete, der von einem Untergrundereignis begleitet wird. Dieser Prozentsatz wird im folgenden mit der Abkürzung "% N_B " bezeichnet.

Kapitel 2

Physikalische und apparative Grundlagen des Versuchs

Das in diesem Experiment verwendete Instrument ist ein hadronisches Schauerkalorimeter. Ein Teilchen, das in das Kalorimeter eintritt, wird im Idealfall vollständig absorbiert. Durch Wechselwirkung mit der Materie des Geräts wird ein meßbares Lichtsignal erzeugt, von dem auf die Energie des Teilchens geschlossen werden kann. Die dabei zugrundeliegenden physikalischen Prozesse werden in Abschnitt 2.1 dargestellt und die Funktionsweise des Gerätes in Abschnitt 2.2 erläutert.

2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

2.1.1 Ionisation und Bremsstrahlung

Der wichtigste zur Erzeugung eines meßbaren Signals beitragende Prozeß ist der Energieverlust geladener Teilchen durch *Ionisation* des durchquerten Mediums. Die dabei pro Wegstrecke dx deponierte Energie dE läßt sich angenähert aus der Bethe-Bloch-Gleichung berechnen [PDB90]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z z^2}{A\rho\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.1)$$

Dabei ist $4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Es bedeuten ferner:

- N_A : Avogadrokonstante
- Z, A : Ordnungs- und Massenzahl des Mediums
- ρ : Dichte des Mediums
- m_e : Masse des Elektrons
- r_e : Klassischer Elektronenradius
- z : Teilchenladung in Einheiten der Elementarladung e
- β : Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c
- I : Effektives Ionisationspotential $I \approx 12 \text{ eV} \times Z$
- δ : Korrekturfaktor zur Berücksichtigung des verminderten Energieverlustes hochrelativistischer Teilchen, deren transversales elektromagnetisches Feld durch die Ladung atomarer Elektronen abgeschirmt wird. δ hängt von der Dichte des Mediums und der Teilchengeschwindigkeit ab.

Der Energieverlust durch Ionisation hängt nicht von der Masse m des Teilchens, sondern nur von dessen Geschwindigkeit ab. Im Bereich niedriger Geschwindigkeiten fällt $(dE/dx)_{ion}$ mit $1/\beta^2$ ab, durchläuft bei $1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 3.2$ ein Minimum und steigt im hochrelativistischen Bereich gegen einen asymptotischen Wert. Teilchen mit Geschwindigkeiten im Bereich des Minimums (z.B. Myonen aus kosmischer Strahlung mit einer mittleren Energie von 2GeV) bezeichnet man als *minimal ionisierende*

Teilchen. Ihr Energieverlust $(dE/dx)_{min}$ ist eine Konstante des durchquerten Mediums (siehe Tabelle 2.1).

Für hochenergetische Elektronen (und Positronen) tritt aufgrund ihrer geringen Masse der Energieverlust durch Ionisation gegenüber dem durch *Bremsstrahlung* in den Hintergrund¹. Dabei werden die Elektronen in nuklearen Coulombfeldern abgebremst, und geben ihre kinetische Energie in Form von Photonen ab. Sei E die Energie des Elektrons, so beträgt dieser Energieverlust:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

Die *Strahlungslänge* X_0 ist ein Materialparameter des Absorbers und verhält sich umgekehrt proportional zu dessen Kernladungszahl Z . Integration von Gleichung 2.2 zeigt, daß sich X_0 als diejenige Absorbierschichtdicke auffassen läßt, nach deren Durchquerung die Energie des Elektrons um einen Faktor $1/e$ verringert ist, falls Bremsstrahlung der vorherrschende Verlustmechanismus ist. Das Verhältnis der Verlustraten aufgrund der beiden besprochenen Mechanismen wird bestimmt durch die *kritische Energie* E_c [KLE87]:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} = \frac{E}{E_c} \quad (2.3)$$

E_c läßt sich angenähert beschreiben als:

$$E_c \approx \frac{580 \text{ MeV}}{Z}$$

Angaben der in diesem Experiment relevanten Materialparameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Material	$X_0[\text{cm}]$	$\lambda_I[\text{cm}]$	$(dE/dx)_{min}[\text{MeV/cm}]$	$E_c[\text{MeV}]$
Abschirmbeton	10.70	39.96	4.25	
Blei	0.56	17.09	12.83	6.90
Eisen	1.76	16.76	11.65	24.00
Polystyrene (Szintillator)	42.40	79.46	2.01	

Tabelle 2.1: Parameter verwendeter Materialien (nach [KLE87,PDB90])

2.1.2 Elektromagnetische Schauer

Hochenergetische Elektronen ($E_e \geq E_c$) und Photonen ($E_\gamma \geq 2m_e c^2$) können in der Materie eines Absorbers Teilchenkaskaden auslösen. Die sich dabei abwechselnden Prozesse sind Bremsstrahlung und e^+/e^- -Paar-Erzeugung an Streuzentren durch Photonen. Aufgrund der wenigen beteiligten Prozesse und ihrer hinreichend bekannten Wirkungsquerschnitte lassen sich solche elektromagnetischen Schauer zuverlässig simulieren [KLE87,WIG88]. Einige grundlegende Eigenschaften elektromagnetischer Schauer sind:

- Die Anzahl N_p der Teilchen im Schauermaximum, sowie die gesamte Spurlänge S von Elektronen und Positronen im Schauer, sind proportional der Energie E_0 des Primärteilchens.
- Die Tiefe des Schauermaximums X_{max} steigt logarithmisch mit E_0 :

$$\frac{X_{max}}{X_0} \propto \ln \frac{E_0}{E_c}$$

¹Die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Bremsstrahlung ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Teilchenmasse

- Transversal werden 99% der Schauerenergie innerhalb eines Radius von $3R_m$ deponiert, wobei R_m die Molière-Einheit ist:

$$R_m = 21 \text{ MeV} \frac{X_0}{E_c}$$

Da der Anteil gleichartig ionisierender Partikel (e^+/e^-), der zur Signalerzeugung beiträgt, in elektromagnetischen Schauern keinen großen Schwankungen unterworfen ist [FAB89,WIG88], ist die Genauigkeit der Energiemessung hier hauptsächlich durch apparative Parameter begrenzt. Durch Zerfall neutraler Pionen erzeugte Elektronen und Positronen lösen elektromagnetische Schauer auch innerhalb hadronischer Kaskaden aus.

2.1.3 Hadronische Schauer

Stark wechselwirkende Teilchen können in einem Absorbermedium eine Kette von inelastischen hadronischen Reaktionen hervorrufen. Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern besitzen solche hadronischen Kaskaden keine feste Abschneideenergie [KLE87], und es ist aufgrund der Vielzahl möglicher beteiligter Prozesse und Teilchenarten wesentlich schwieriger, diese Schauer zu simulieren und zu einer guten Parametrisierung zu gelangen. Die Wegstrecke, nach der im Mittel eine weitere Verzweigung des hadronischen Schauers auftritt, ist die *nukleare Absorptionslänge* λ_I . Es ist [KLE87]:

$$\lambda_I = \frac{A}{\sigma_i N_0 \rho}$$

Es bedeuten dabei (siehe Tabelle 2.1):

A, ρ : Molmasse, bzw. Dichte des Absorbermediums

N_0 : Avogadrokonstante

σ_i : Inelastischer hadronischer Wirkungsquerschnitt

Die räumliche Ausdehnung ist damit wesentlich größer als die elektromagnetischer Kaskaden. Wesentliche Bestandteile hadronischer Schauer sind [FAB89,WIG88]:

- *Hochenergetische Photonen, Elektronen und Positronen* aus dem Zerfall neutraler π - und η -Mesonen. Diese bilden die elektromagnetische Komponente des Schauers, und geben ein deutliches, ihrer Energie proportionales Signal im Kalorimeter. Da der Anteil dieser Komponente von Schauer zu Schauer stark schwankt, hat er einen entscheidenden Einfluß auf die erreichbare Energieauflösung.
- *Hadronen, die ihre kinetische Energie durch Ionisation abgeben* (zu 70% Protonen, ansonsten geladene Pionen, Kaonen, u.a. [WIG88]). Geringe Reichweite und Vielfachstreuung dieser Teilchen im Absorber eines geschichtet aufgebauten Kalorimeters (siehe Abschnitt 2.2) führen dazu, daß ein Teil dieser Schauerkomponente nicht das Auslesematerial erreicht und so für die Signalerzeugung verloren geht.
- *Niederenergetische Neutronen*: Diese werden in Hadron-Kern-Wechselwirkungen erzeugt und reagieren weiter mit Atomkernen, wobei wiederum Neutronen freigesetzt werden. In der so entstehenden Reaktionskette wird die Energie dieser Schauerkomponente größtenteils in Kernbindungsenergie umgesetzt und steht damit nicht mehr unmittelbar zur Signalerzeugung zur Verfügung.
- *Niederenergetische Photonen*: Angeregte Kernzustände entstehen z.B. durch Einfang niederenergetischer Neutronen oder durch Stöße von Schauerpartikeln. Die Abregung dieser Zustände geschieht durch Emission von Photonen, deren Energie zumeist kleiner als 2MeV ist, und damit für hadronische Kalorimeter in der Regel unterhalb der Nachweisgrenze liegt.

- *Neutrinos und Myonen* aus Pion-Zerfällen, deren Energie nicht, bzw. nur teilweise in einem (endlichen) Kalorimeter deponiert wird.

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen [ENG85,GAB74,GAB80,WIG88] wurden Abschätzungen über den Anteil dieser Bestandteile am Schauer in Abhängigkeit verschiedener Materialparameter des Absorbers sowie der Energie des primären Hadrons gewonnen. Ein Beispiel dafür gibt Tabelle 2.2. Wesentlich für das Verhältnis von meßbarer zu deponierter Energie ist der relative Anteil der elektromagnetischen Komponente des Schauers. Dieser schwankt stark zwischen verschiedenen Schauern, und steigt im Mittel mit wachsender Primärenergie. Ansätze einer Parametrisierung seines Mittelwertes sind:

$$\langle f_{em} \rangle = 0.1 \ln E[GeV] \quad (\text{nach[WIG88]}) \quad (2.4)$$

$$\langle f_{em} \rangle = 1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{m-1} \quad (\text{nach[GRO89]}) \quad (2.5)$$

Es bedeuten:

$\langle f_{em} \rangle$: Mittlerer Anteil der elektromagnetischen Komponente an der Schauerenergie

E : Energie des primären Hadrons

E_0, m : Empirische Konstanten, die sich mit Hilfe von Simulationsrechnungen abschätzen lassen: $E_0 \approx 1GeV, m \approx 0.86$

Das Verhältnis von gemessenem Signal zu primärer Hadronenergie E ("Response-Verhältnis", siehe Abschnitt 2.2.3) steigt im wesentlichen proportional zu $\langle f_{em} \rangle$.

Zum Signal beitragend:	
geladene Pionen, Protonen	40%
e^+ / e^- aus π^0 -Zerfall	17%
Kernfragmente	8%
Nicht zum Signal beitragend:	
Bindungsenergie, Neutrinos	18%
Neutronen und Leckverluste	17%

Tabelle 2.2: Energiedeposition eines 5GeV-Protons in einem Eisen-Kalorimeter nach [ENG85]

2.2 Das Testkalorimeter

Das hier verwendete Gerät ist ein sogenanntes "Sampling"-Kalorimeter²: Um eine relativ kompakte Bauweise zu gewährleisten, wird ein Material kleiner Absorptionslänge λ_I , in diesem Falle Eisen, zur Ausbildung der hadronischen Kaskade verwendet. In diesem Material wird der größte Teil der deponierten Energie absorbiert. Man bezeichnet es deshalb als *Absorber*. Die Signalerzeugung geschieht mit Hilfe von *Szintillatoren*. Schichten des Absorbermaterials wechseln sich ab mit dünneren Schichten des Szintillatormaterials, in denen die ionisierenden Schauerbestandteile ("stichprobenartig") nachgewiesen werden.

Der Aufbau des Testkalorimeters ist in Abbildung 2.1 dargestellt: Eisenplatten von $15 \times 60cm^2$ Fläche und 2.5cm Dicke werden jeweils gefolgt von 0.5cm dicken Szintillatorplatten. Je 5 aufeinanderfolgende Szintillatoren³ sind über Lichtleiter mit einer Sekundärelektronenvervielfacherröhre ("Photomultiplier")⁴ verbunden: Eine solche Einheit bildet einen *Kanal* des Kalorimeters. Je vier

² von (engl.) "sample" = Stichprobe

³Material Plexipop 1922, Röhm GmbH, Darmstadt

⁴Typ SRC L75B07 (SRC Laboratories, Fairfield, Connecticut, USA)

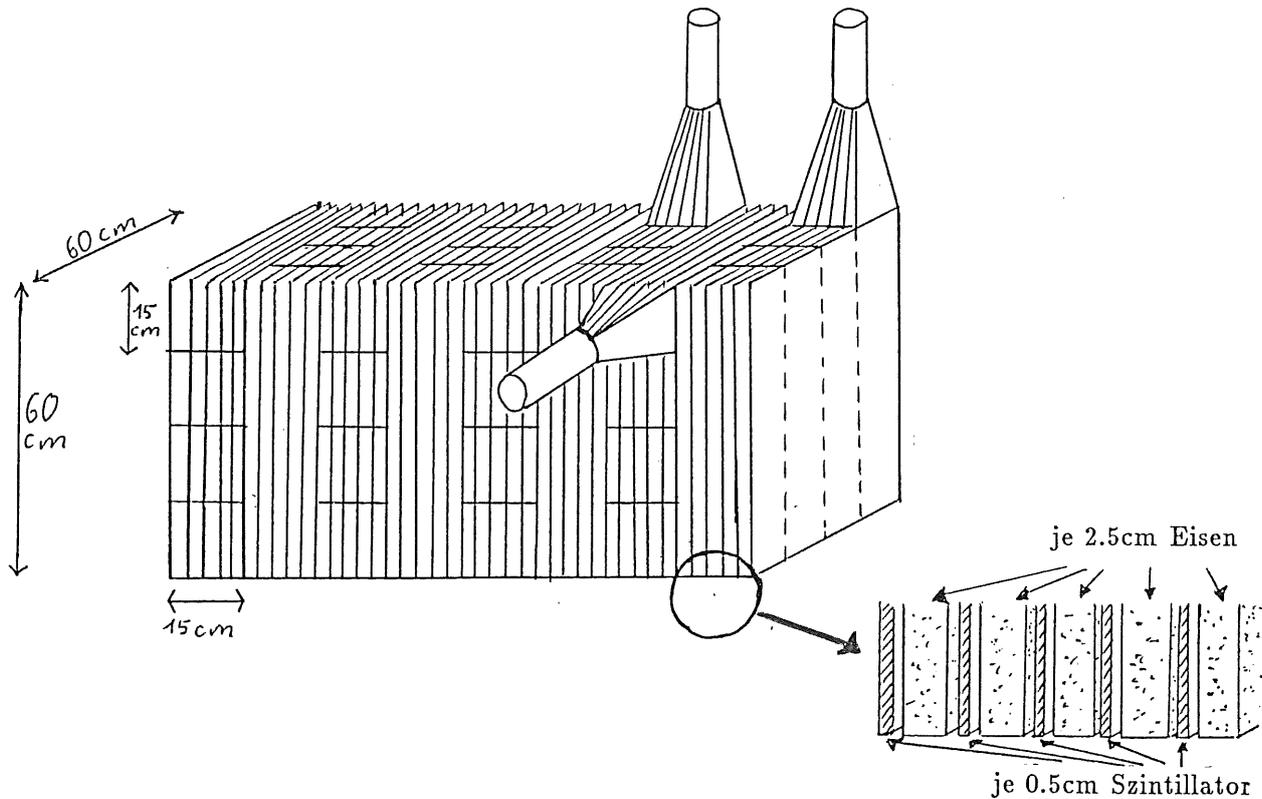


Abbildung 2.1: Aufbau des Testkalorimeters

Kanäle liegen in einer Ebene nebeneinander. Das gesamte Kalorimeter besteht aus acht solcher Ebenen, die abwechselnd vertikal und horizontal orientiert sind. Das Gerät hat damit eine Querschnittsfläche von $60 \times 60 \text{ cm}^2$ und eine Gesamtlänge von 100cm Eisen + 20cm Szintillator, entsprechend $5.97 + 0.25 = 6.22$ Absorptionslängen (siehe Tabelle 2.1). Die Auslese ist in insgesamt 32 Kanäle unterteilt.

Diejenige Absorberlänge $L(95\%)$, innerhalb derer 95% der Energie E eines hadronischen Schauers deponiert werden, läßt sich mit der folgenden empirischen Näherungsformel berechnen [KLE87]:

$$L(95\%) = (9.4 \ln E[\text{GeV}] + 39) \text{ cmFe} \quad (2.6)$$

100cm Eisen entsprechen danach z.B. einer 95%-tigen Erfassung ("containment") eines Schauers von 660GeV.

2.2.1 Signalerzeugung

Geladene Teilchen, die einen Szintillator durchqueren, führen dort zur Erzeugung eines Lichtsignals, dessen Intensität proportional der Energie ist, die sie durch Ionisation dort deponieren. Ein Szintillator der hier verwendeten Art besteht aus einem transparenten Kunststoff, in dem zwei organische Fluoreszenzstoffe eingebunden sind: Im primären Fluoreszenzstoff werden bei der Passage eines ionisierenden Teilchens Molekülzustände angeregt, die innerhalb einiger Nanosekunden unter Emission von UV-Licht zerfallen. Durch den zweiten Fluoreszenzstoff ("Wellenlängenschieber") wird dieses in sichtbares Licht umgewandelt, das durch vielfache Totalreflexion in einem Lichtleiter dem Photomultiplier zugeführt wird. Dort werden durch Photoeffekt aus einer Alkalimetall-Kathode Elektronen herausgelöst, die dann in einem mehrstufigen Verfahren "vervielfacht" werden: In jeder Stufe dieses Prozesses werden die Elektronen zunächst in einem Spannungsgefälle von mehreren 100V beschleunigt und treffen dann auf die nächste Elektrode ("Dynode"), aus der sie jeweils etwa die vierfache Menge an Sekundärelektronen ausschlagen. Für die Dynoden verwendet man Materialien mit hohem Sekundäremissionskoeffizienten. Über mehrere solcher Stufen läßt sich das Signal bis zu 10^8 -fach

verstärken. Das Ausgangssignal ist ein Puls negativer Ladung, dessen zeitlicher Spannungsverlauf annähernd dreiecksförmig ist, mit steiler Anstiegs- und flacherer Abfallsflanke:

$$Q_p[pC] \approx \frac{U_{max}[mV]}{50\Omega} \times \frac{t[ns]}{2} \quad (2.7)$$

Dabei ist t die totale Signallänge, U_{max} die Spannungsamplitude und Q_p die übertragene Ladung.

2.2.2 Interkalibration

Auf den Signalerzeugungsprozeß wirken eine Reihe von Faktoren ein, die sich fertigungs- und alterungsbedingt von Kanal zu Kanal unterscheiden können, wie

- *Lichtausbeute* pro Energieeinheit und *Selbstabsorptionslänge* des Szintillators,
- *Quantenausbeute* des Photomultipliers, d.h. der Prozentsatz an eintreffenden Photonen, der Photoelektronen auslöst⁵,
- *Güte der optischen Kontakte* zwischen den einzelnen Komponenten des Lichtwegs.

Dies macht eine *Interkalibration* (d.h. einen Abgleich) der Kanäle erforderlich. Dazu wird das Ladungssignal verwendet, das durch ein minimal ionisierendes Myon hervorgerufen wird. Die Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen zeigt eine sogenannte Landauverteilung, die zu hohen Energien hin langsamer abfällt als eine Gaußverteilung. Als charakteristischer Wert der entsprechenden Ladungsverteilung wird die Position des Häufigkeitsmaximums angesehen, die im Gegensatz zu einem Mittelwert unabhängig von der (willkürlichen) Festlegung einer oberen Schranke ist [ABR81]. Dieser Wert wird für jeden Kanal ermittelt und als spezifische Energieeinheit "1 Equivalent Particle" (1EP) definiert. Er entspricht einer durchschnittlichen Energiedeposition von 150.6MeV (145,6MeV in 12.5cm Eisen und 5.0MeV in 2.5cm Szintillator, siehe Tabelle 2.1). Die in EP ausgedrückte Energie eines Kalorimeter-Ereignisses ist dann unabhängig von kanalspezifischen Unterschieden.

Die Interkalibration des Testkalorimeters wurde durch TH. HUNOLD [HUN91] mit Hilfe von Höhenstrahlung vorgenommen. Dabei konnten die einem EP entsprechenden Ladungsbeträge durch Anpassung der Photomultiplier-Hochspannungen bis auf 5.4% aneinander angeglichen werden. Dadurch war es möglich, durch analoge Zusammenführung der Einzelkanäle ein Summensignal zu erzeugen, das der Ereignisenergie (ausgedrückt in EP) proportional ist (siehe Abschnitt 3.2.2). Ferner ist es so leichter, gleiche Einzelkanal-Zählerschwellen zu realisieren.

2.2.3 Signalantwort für Hadronen

Aufgrund der in Abschnitt 2.1.3 besprochenen Vorgänge ist der Anteil der zum Signal beitragenden Komponente eines hadronischen Schauers und damit das Verhältnis α von gemessenem Signal $Q[EP]$ zur Energie des primären Hadrons $E[GeV]$, von E selber abhängig. Messungen dieser sog. "Response" (= (Signal-)Antwort) wurden für das Testkalorimeter 1981 durch H. ABRAMOWITZ et al. [ABR81] am CERN mittels eines Pion-Teststrahls vorgenommen. Das dabei verwendete Gerät bestand aus der doppelten Anzahl von Lagen, jedoch zeigt Gleichung 2.6, daß dies für den in diesem Versuch relevanten Energiebereich bis höchstens 480GeV keinen Unterschied bedeutet.

Nimmt man (vereinfachend) an, daß das Signal Q nur durch die elektromagnetische und die ionisierende hadronische Komponente des Schauers erzeugt wird, und seien $\langle f_{em} \rangle$, bzw. $\langle f_{ha} \rangle$ die jeweiligen mittleren Anteile dieser Komponenten an der Energie E , sowie α_{em} bzw. α_{ha} die unterschiedlichen Empfindlichkeiten des Geräts gegenüber den beiden Schauerkomponenten, so erhält man folgende

⁵Lichtausbeute, Quantenausbeute, sowie Elektronenvervielfältigung unterliegen ferner statistischen Schwankungen.

Abschätzungen für α :

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{Q}{E} \\ &= \frac{(\alpha_{ha}\langle f_{ha} \rangle + \alpha_{em}\langle f_{em} \rangle)E}{E} \\ &\approx \alpha_{ha}(1 - \langle f_{em} \rangle) + \alpha_{em}\langle f_{em} \rangle \\ &= c_i\langle f_{em} \rangle + c_j\end{aligned}$$

Nach den Gleichungen 2.4 und 2.5 folgt hieraus:

$$\alpha[EP/GeV] = c_1 \times \ln E[GeV] + c_2 \quad (\text{nach[WIG88]}) \quad (2.8)$$

bzw.:

$$\alpha[EP/GeV] = c_3 \times E[GeV]^{m-1} + c_4 \quad (\text{nach[GRO89]}) \quad (2.9)$$

Abbildung 2.2 zeigt die durch ABRAMOWITZ et al. ermittelten Response-Werte für verschiedene

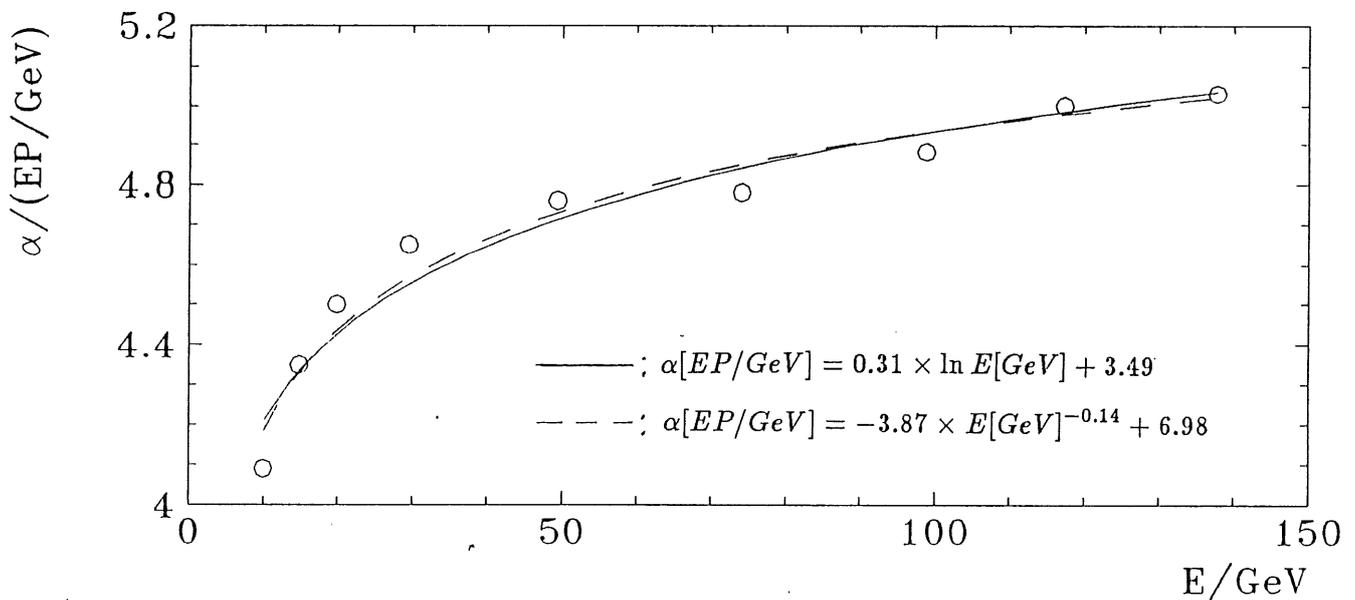


Abbildung 2.2: Response des Testkalorimeters nach [ABR81]

Strahlenergien, sowie Regressionskurven an diese Daten, die nach den Gleichungen 2.8 und 2.9 angepasst wurden. Die dabei erhaltenen Regressionsparameter sind:

$$\begin{aligned}c_1 &= 0.31, \quad c_2 = 3.49 \\ c_3 &= -3.87, \quad c_4 = 6.98\end{aligned}$$

Um eine Abschätzung der Response für Energien kleiner als 10 GeV zu erhalten, werden Messungen herangezogen, die durch M.J.CORDEN et al. [COR82a,COR82b] mit einem vergleichbaren Gerät gemacht wurden. Die Ergebnisse dieser Messungen bestätigen den besprochenen Verlauf des Response-Verhältnisses mit der Teilchen-Energie bis herab zu 1.5 GeV. Unterhalb dieser Schranke steigt α wieder an, da das primäre Hadron nicht mehr aufschauert, sondern seine Energie selber vollständig durch Ionisation abgibt. Dieser (hadronische) Energiebereich ist allerdings bei den Strahluntergrund-Messungen

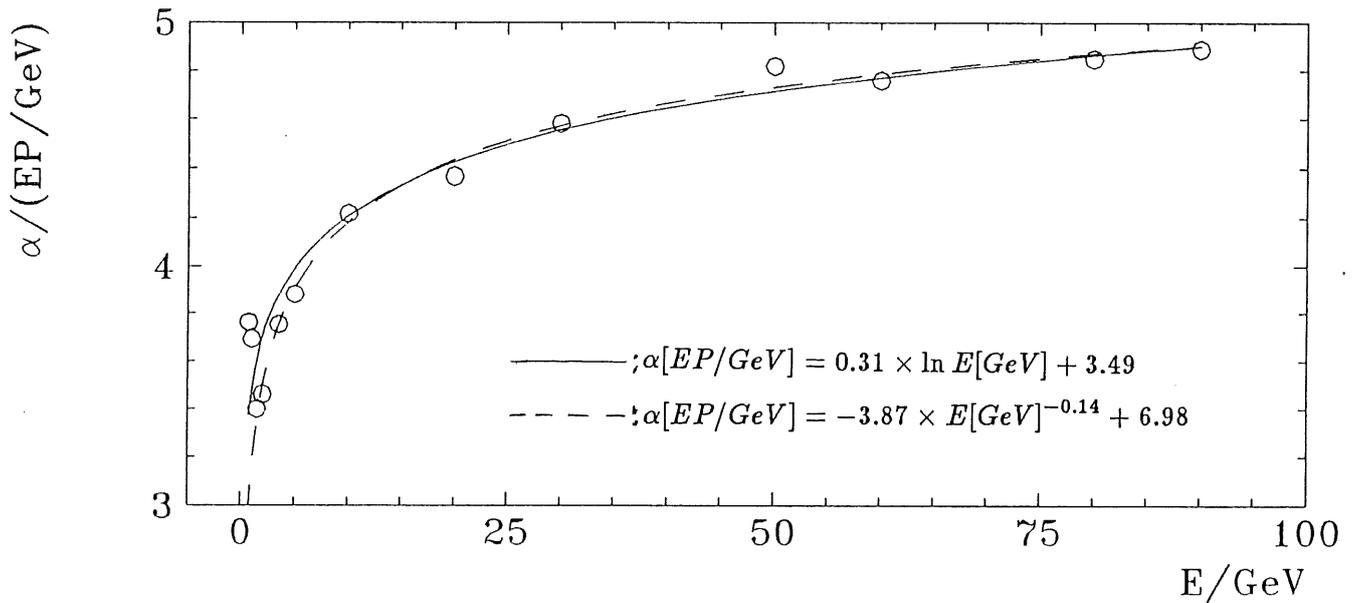


Abbildung 2.3: Skalierte Response nach [COR82a]

nicht untersucht worden (siehe Abschnitt 3.2). Die Meßdaten nach [COR82a] wurden so skaliert, daß sie im Bereich von 10 bis 100 GeV mit den Testkalorimeterdaten nach [ABR81] übereinstimmen. Abbildung 2.3 zeigt die so skalierte Response nach [COR82a]. Für die Umrechnung des Kalorimetersignals $Q[EP]$ in einen Energiewert $E[GeV]$ wird die Response α jeweils zwischen den bekannten Werten entsprechend Tabelle A.1 (Anhang A) linear interpoliert. Unterhalb 10 GeV wird eine Interpolation zwischen dem niedrigsten dieser Meßpunkte und dem hieran angepaßten Response-Wert bei 1.5 GeV ($\alpha_{skaliert}(1.5 GeV) = 3.40 EP/GeV$ (siehe Tabelle A.2, Anhang A)) nach [COR82a] verwendet.

2.2.4 Energieauflösung

Die Energieauflösung σ_{E^*} eines hadronischen Sampling-Kalorimeters wird hauptsächlich durch zwei Faktoren bestimmt [ENG85, KLE87, WEG89]:

- *Stichproben-Statistik*: Die gemessene Energie E^* ist proportional der Anzahl N von Passagen geladener Teilchen in den Szintillatorschichten. Sei S die gesamte Spurlänge geladener Teilchen im Schauer, t die Dicke der Absorberschichten und E die Schauerenergie, so ist:

$$N \propto \frac{S}{t} \propto \frac{E}{t}$$

Nimmt man eine Poisson-Verteilung ($\sigma_N \propto \sqrt{N}$) an, so folgt:

$$\frac{\sigma_{E^*}}{\langle E^* \rangle} \propto \sqrt{\frac{t}{E}}$$

- π^0 - *Fluktuationen*: Die in Abschnitt 2.1.3 besprochenen Schwankungen zwischen der hadronischen und der elektromagnetischen Schauerkomponente tragen additiv zur Energieauflösung bei.

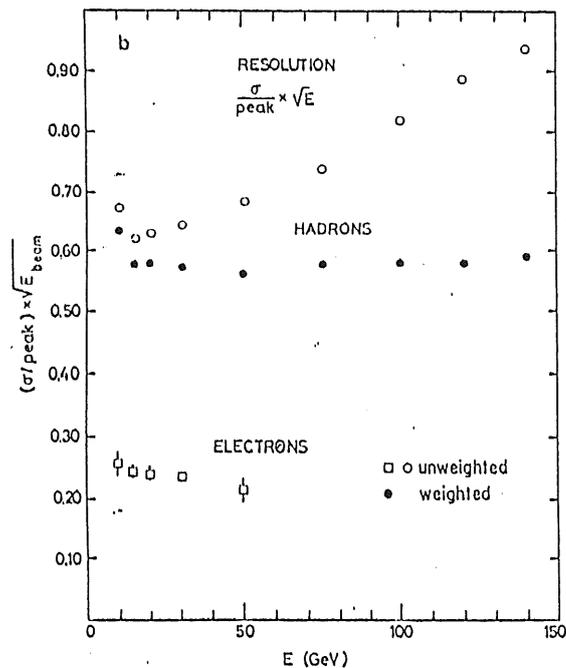


Abbildung 2.4: Energieauflösung nach [ABR81]

Weitere Größen, die das Energieauflösungsvermögen des Geräts beeinflussen, sind z.B. *Leckverluste*, d.h. unvollständige Erfassung von Schauern, und *"intrinsische" Fluktuationen* im Gerät, d.h. statistische Schwankungen der signalerzeugenden Prozesse, z.B. der Erzeugung von Photoelektronen.

Durch eine sogenannte Weightingkorrektur (Mindergewichtung) des Beitrages geometrisch identifizierter elektromagnetischer Schauerpartien kann deren Anteil an σ_{E^*} verringert werden. Auf diese Weise wurde in den Messungen durch [ABR81] eine relative Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_{E^*}}{\langle E^* \rangle} = \frac{0.58}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$$

erreicht. Die bei den Strahluntergrundmessungen beobachteten Schauer sind aber zumeist weder eindeutig durch *ein* primäres Teilchen hervorgerufen, noch ist eine definierte Eintreffrichtung gegeben. Eine gezielte Erkennung der elektromagnetischen Schauerkomponente ist daher nicht möglich. Desweiteren ist in diesem Experiment keine definierte Einschußenergie für Hadronen gegeben. Eine Weighting-Korrektur kann daher nicht durchgeführt werden. Eine Abschätzung für die Energieauflösung ohne Weighting gibt (Abbildung 2.4).

Kapitel 3

Versuchsaufbau

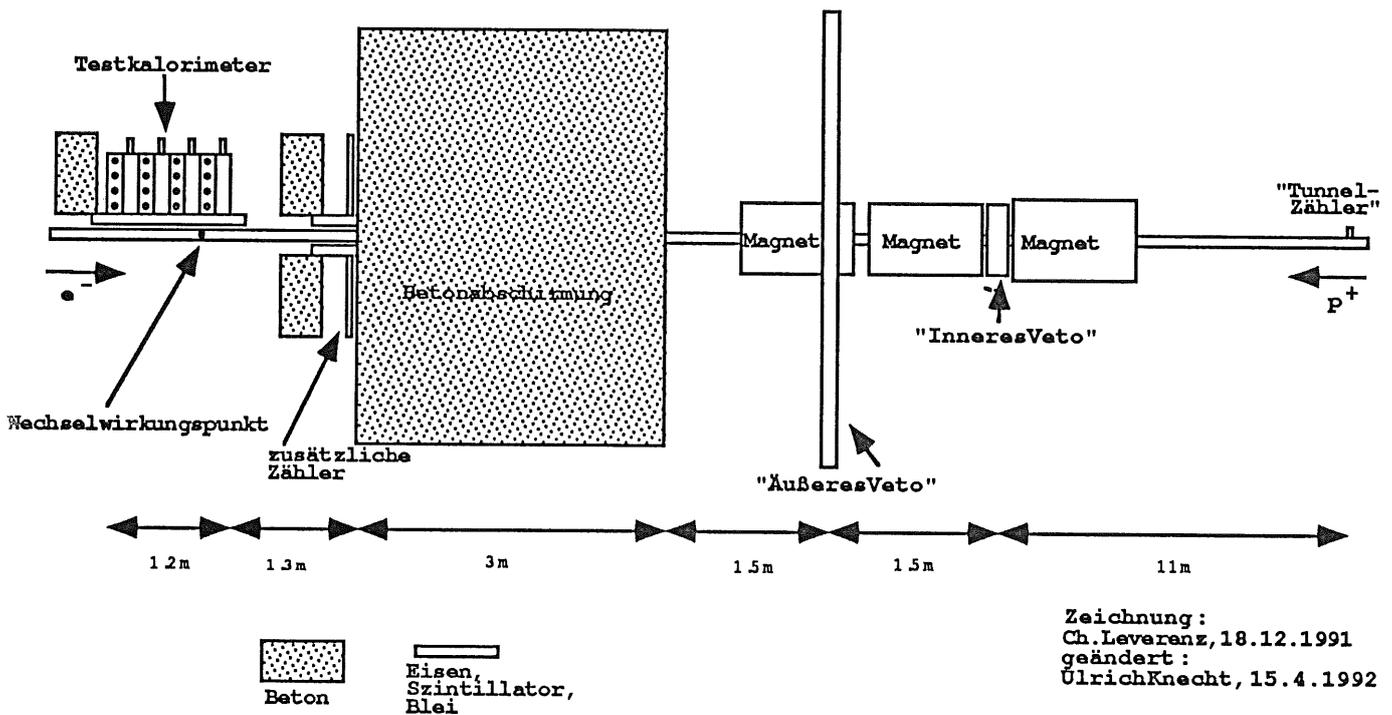


Abbildung 3.1: Testaufbauten in der H1-Wechselwirkungszone (Aufsicht)

In diesem Abschnitt werden die Aufbauten der Strahluntergrund-Messungen sowie die Signalverarbeitung des Testkalorimeter-Experimentes dargestellt. Auf den im Rahmen dieser Arbeit erstellten Energieschwellentrigger wird dabei näher eingegangen. Ortsangaben sind auf den H1-Wechselwirkungspunkt bezogen, dabei steigen:

- z : In Protonen-Flugrichtung
- x : Ring-auswärts
- y : Von unten nach oben

Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über die Testaufbauten im Bereich HERA-Nord. Diese bestanden aus folgenden Komponenten:

- Die vorläufige *Vetowand*, bestehend aus:
 - *Tunnelzähler*: Ein in Koinzidenz geschaltetes Szintillationszähler-Paar von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ aktiver Fläche direkt neben dem Strahlrohr bei $z \approx -20 \text{ m}$

- *Inneres Veto*: Vier jeweils in Koinzidenz geschaltete Zählerpaare, die mit einer Fläche von insgesamt $100 \times 80 \text{cm}^2$ das Strahlrohr umschließen, und so den vom äußeren Veto ausgesparten Bereich abdecken.
- *Äußeres Veto*: Je ein in Koinzidenz geschaltetes Zählerpaar von $175 \times 80 \text{cm}^2$ Fläche ober- und unterhalb, sowie links und rechts des Strahlrohres. Ein Quadrupolmagnet der Strahlführung macht eine Aussparung um das Vakuumrohr erforderlich.
- *3m Abschirmbeton*, entsprechend 7.5 Wechselwirkungslängen (siehe Tabelle 2.1), um die Absorption und Aufschauernung von Partikeln im instrumentierten Eisen des H1-Detektors zu simulieren.
- *Zusätzliche Szintillationszähler* von $80 \times 175 \text{cm}^2$ Fläche jeweils links und rechts des Strahlrohres.
- **Das Strahltestkalorimeter an den Koordinaten:**

z : -37cm bis +83cm
 x : +20cm bis +80cm
 y : -30cm bis +30cm

Die Abschirmung gegen Synchrotronlicht besteht aus 40cm Beton ($3.7X_0$) auf Elektronenseite und 10cm Blei ($17.9X_0$) auf Strahlrohrseite.

Abbildung 3.2 zeigt die Abdeckung der Testkalorimeter-Frontfläche durch die vorläufige Vetowand aus Protonenrichtung.

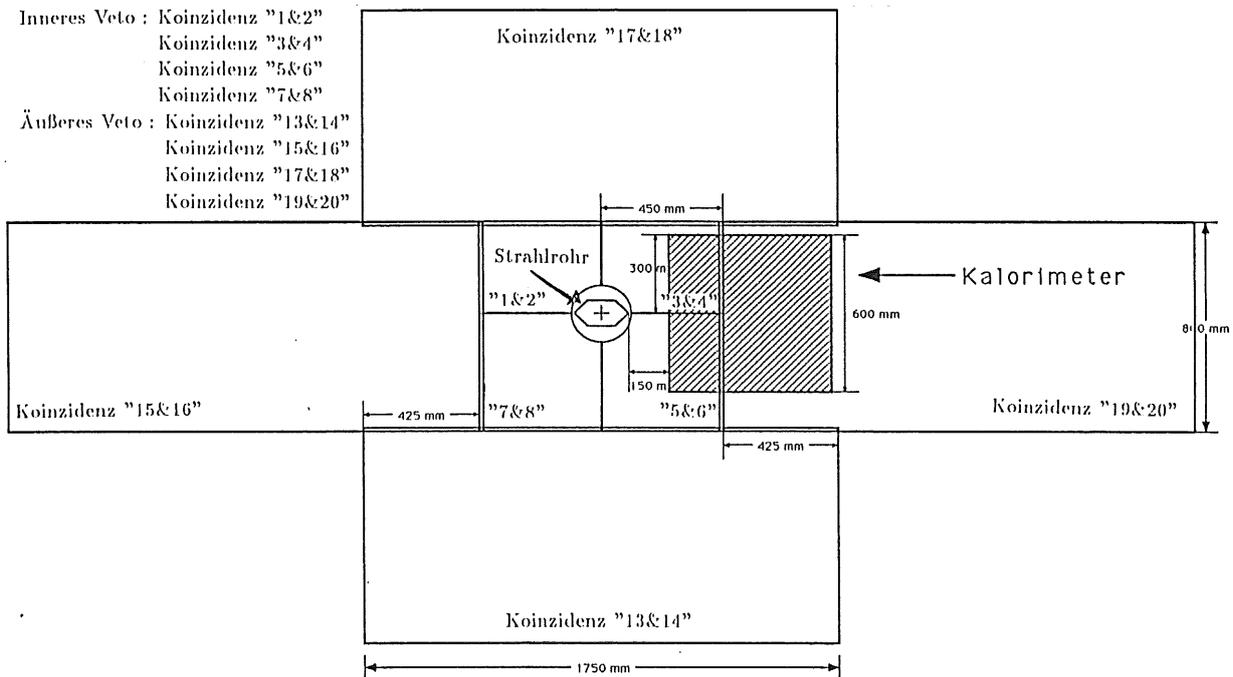


Abbildung 3.2: Bedeckung des Testkalorimeters durch die vorläufige Vetowand (aus Protonensicht)

3.1 Signalverarbeitung

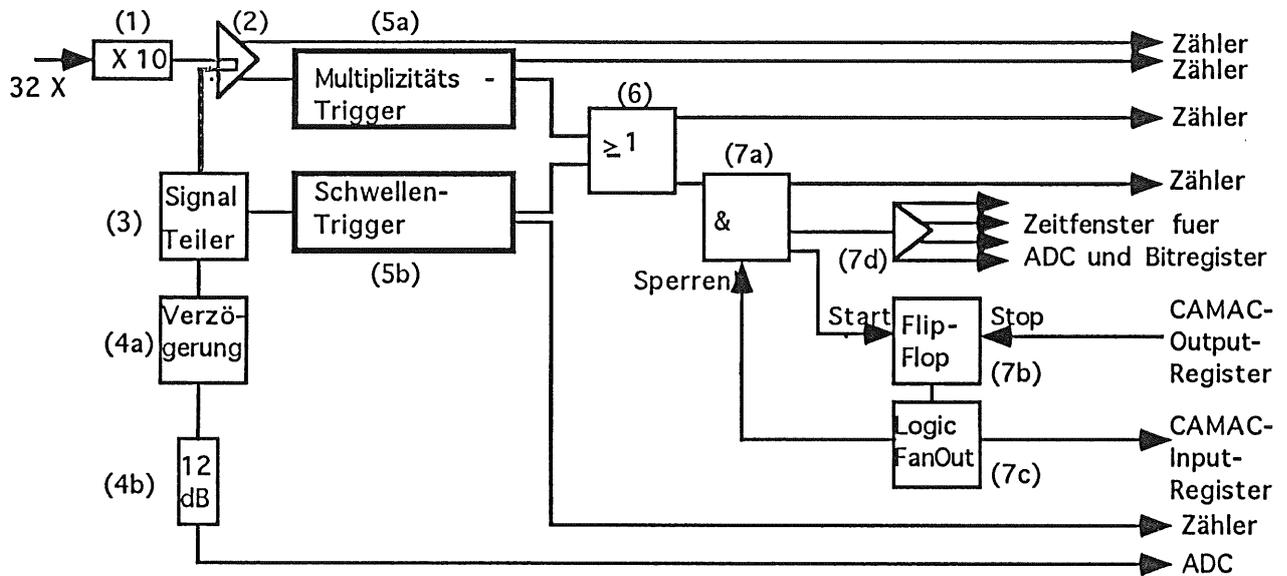


Abbildung 3.3: Signalweg

Die Digitalisierung und Aufzeichnung der Kalorimetersignale wurde zusammen mit der Datennahme der Vetowand mittels eines CAMAC-Systems durchgeführt, an das ein Kleinrechner des Typs Apple MacIIci angeschlossen war. Die hierzu verwendeten Programme wurden durch CH.LEVERENZ [LEV91] in der Programmiersprache C erstellt.

Der Signalverarbeitungsweg des Testkalorimeter-Experiments ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Diese Schaltung wurde mit Elektronik-Modulen¹ nach NIM-Standard aufgebaut, und dient zur Übertragung der Photomultiplier-Signale auf die Analog-Digital-Wandler (im folgenden als "ADC" bezeichnet, engl.: "analogue-to-digital-converter") sowie zur Steuerung der Aufzeichnung (Erzeugung eines Auslöse-("Trigger"-)Signals und Setzen des Auslese-Zeitfensters).

Zur Definition eines "Treffers" (d.h. eines signifikanten Energieeintrages) in einem Kanal wird das Photomultiplier-Signal jeweils über einen Diskriminator (2) geleitet. Die Treffer jedes Kanals werden gezählt, und dienen ferner der Triggerbildung (siehe Abschnitt 3.2.1). Die niedrigst mögliche Diskriminatorschwelle beträgt hier -30mV , so daß die Eingangssignale verstärkt werden müssen (1), um minimal ionisierende Teilchen registrieren zu können. Bei zehnfacher Verstärkung und einer Pulslänge von 50ns entspricht die mittlere Ladung eines EP (3.396pC) einer Amplitude von -67.92mV , und somit die *Einzelkanal-Schwelle* von $-30 \pm 1\text{mV}$ einer Energie von 0.44EP , entsprechend $66.26 \pm 2.2\text{MeV}$ Energiedeposition (siehe Abschnitt 2.2.2). Die verwendeten Diskriminatoren (siehe Tabelle 3.1) erlauben eine verlustfreie Weiterleitung des primären Analogpulses. Die Analogsignale werden weiter über passive Signalteiler ($\cong 6\text{dB}$) einerseits dem Energieschwellentrigger (siehe Abschnitt 3.2.2), andererseits den ADC zugeführt. Vor den ADC werden die Signale um 126ns verzögert, um den Zeitverzug bei der Bildung des Auslösesignales auszugleichen, sowie um den Faktor 3.98 abgeschwächt, um eine Übersteuerung ("Overflow") der ADC zu verhindern. Eine monostabile Kippstufe ("Flip-Flop", 7b) verhindert, daß ein weiteres Triggersignal an die ADC gegeben wird, solange ein Ereignis eingelesen

¹LeCroy Research Systems, Chestnut Ridge, NY, USA

wird. Um aus den aufgezeichneten Ereignissen die tatsächlich aufgetretenen Ereignisraten (z.B. für verschiedene 'offline' gestellte Bedingungen) ermitteln zu können, werden sowohl die Rate der eingelesenen Ereignisse ("CAMAC-Rate", (7a)), als auch die tatsächliche Triggerrate (6) gezählt. Der Quotient aus Trigger- und CAMAC-Rate bildet dann den "Totzeit-Korrekturfaktor", mit dem sämtliche ADC-Raten zu multiplizieren sind.

3.2 Trigger

Um über ein möglichst generelles Auslösekriterium für die Datennahme zu verfügen, das z.B. gegenüber einer Koinzidenzforderung verschiedener Einzelkanal-Treffer unabhängig von der Richtung und Eindringtiefe eines Schauers ist, wurde ein Energieschwellentrigger aufgebaut (siehe Abschnitt 3.2.2). Im Vergleich mit der Rate niederenergetischer Schauer im Testkalorimeter ist die Myonenrate gering. Um einen höheren Myonenanteil in den Meßdaten zu erhalten, wurde für minimal ionisierende Teilchen ein gesonderter Trigger aufgesetzt. Die Schwelle des Energietriggers wurde dann höher angesetzt, als es für Myonen nötig gewesen wäre. Die Notwendigkeit dieser Maßnahme zeigt sich, wenn man z.B. für den Lauf (lum/6) (siehe Tabelle 4.1) am 30.11.91 die aus dem integrierten hadronischen Spektrum (siehe Abschnitt 5.3) extrapolierte Rate $R_h(1\text{GeV})$ für Ereignisse mit einer Energie größer als 1GeV mit der Myonenrate R_μ vergleicht: Es ist $R_h(1\text{GeV}) = 43\text{kHz}$, $R_\mu = 2.5\text{kHz}$. Wäre ein Energietrigger mit 1GeV-Schwelle verwandt worden, so entspräche das einem Myonenanteil von nur 5.6%. Mit der verwendeten Triggerkombination ist der Anteil der Myonen dagegen 15.0%, wodurch eine bessere Statistik gegeben ist.

3.2.1 Multiplizitätstrigger

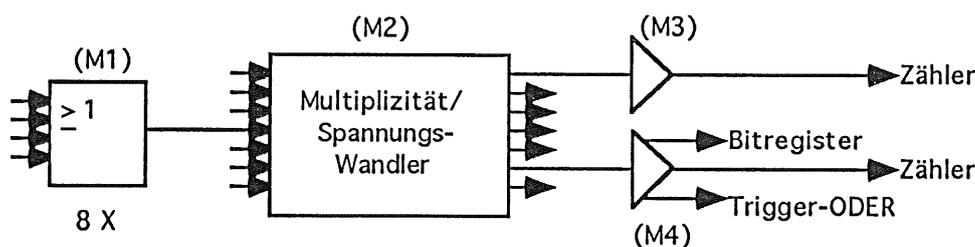


Abbildung 3.4: Multiplizitätstrigger

Minimal ionisierende Myonen hinterlassen wenig Energie im Kalorimeter und durchdringen das Gerät in der Regel ohne zur Ruhe zu kommen. Der hier verwendete "Myonentrigger" prüft daher die Eindringtiefe eines Ereignisses, ohne eine geometrische Einschränkung durch Koinzidenzforderung *spezieller* Ebenen zu machen.

Der Funktionsprinzip des "Multiplizitätstriggers"² ist in Abbildung 3.4 dargestellt: Das 'ODER' der jeweils vier Einzelkanaldiskriminatoren einer Ebene (M1) belegt einen Eingang des Multiplizität/Spannungswandlers (M2). Dieser liefert ein Ausgangssignal, dessen Spannung der Anzahl gleichzeitig angesprochener Eingänge proportional ist. Der Wandler verfügt nur über sieben Eingänge. Es werden daher nur die (aus Protonenrichtung) vorderen sieben Ebenen für den Trigger verwendet. Das Ausgangssignal des Multiplizität/Spannungswandlers wird auf sieben Diskriminatoren (M3,4) gelegt, deren Schwellwerte jeweils gerade unterhalb der möglichen Ausgangsspannungen des Wandlers

²Es wird für ein Ereignis die Anzahl getroffener Ebenen ("Ebenen-Multiplizität") gezählt

liegen, so daß die Raten für "Ereignisse mit mindestens n getroffenen Ebenen" ($n = 1$ bis 7) gezählt werden können. Als grobes Myonenkriterium, das niederenergetische Schauer aufgrund ihrer geringen Reichweite gerade ausschließt, erwies sich die Forderung nach "mindestens 5 getroffenen Ebenen" als geeignet, und wurde zur Triggerbildung herangezogen (M4). Dazu war das Diskriminatorsignal so zu verzögern, daß die durch den Trigger ausgelösten Zeitfenster gleichzeitig mit den Analogsignalen der Photomultiplier an den ADC anliegen.

3.2.2 Energieschwellentrigger

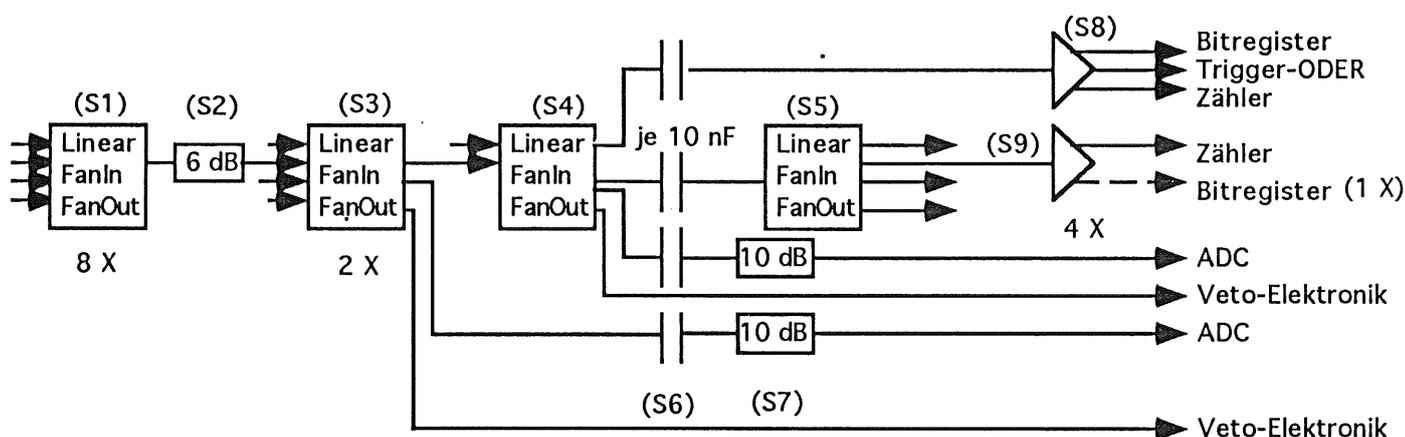


Abbildung 3.5: Energieschwellentrigger

Der Energieschwellentrigger (siehe Abbildung 3.5) besteht aus einer Anordnung von linearen Signaladdierern ("Linear Fan-In/Fan-Out") (S1,3-5) zur schnellen Bildung des Energie-Summensignals, das dann über Diskriminatoren (S8,9) Triggerpulse erzeugen kann. Die verwendeten Signaladdierer besitzen pro Kanal³ vier Ein- und Ausgänge. Das Summensignal der vier Eingänge liegt an jedem der vier Ausgänge an. Um die Signale der 32 Kalorimeterkanäle zu addieren, sind daher mehrere Stufen nötig: In der ersten Stufe werden jeweils die Kanäle einer Kalorimeterebene, in der zweiten je vier aufeinanderfolgende Ebenen, und in der dritten diese beiden "Halbsummen" zusammengefaßt. Zwischen der ersten und der zweiten Stufe sind zur Vermeidung einer Übersteuerung Dämpfungsglieder angebracht. Die beiden Halbsummen und die (zur Triggerung herangezogene) totale Signalsumme werden jeweils mit den Einzelkanaleinträgen zusammen aufgezeichnet, um die Funktion der Addiererstufe überwachen zu können, und ferner an die Vetowand-Elektronik übergeben [FLA92]. Das Summensignal diente neben der Triggerbildung (S8) auch zur schnellen (online-) Beurteilung des Strahluntergrundes, indem permanent die Zählraten für vier verschiedene Schwellenwerte angezeigt (und aufgezeichnet) wurden, so daß ein grober Überblick über das integrierte Spektrum möglich war. Zu Aufbau und Dimensionierung des Schwellentriggers war eine Reihe von Modultests erforderlich, deren Ergebnisse im folgenden kurz dargestellt werden. Zu diesen Untersuchungen wurde mittels eines Pulsgenerators das Ausgangssignal eines Photomultipliers simuliert.

Linearität der Fan-In-Module: Eine Frequenzabhängigkeit der Signalwiedergabe wurde im verfügbaren Bereich (bis 7MHz) nicht beobachtet. Bis zu einer Eingangsamplitude von -0.8V auf einem Fan-In-Kanal tritt keine Beeinträchtigung der Wiedergabe ein, darunter wird das Signal um etwa 5% gedämpft. Unterhalb von -1.7V wird das Signal verzerrt und nicht mehr proportional dem Eingangssignal weitergegeben. Eine solche Übersteuerung der Addierer wurde durch geeignete Dimensionierung der Anlage vermieden.

³Nicht zu verwechseln mit einem Kanal des Kalorimeters

Modulfunktion	Typ	System	
Diskriminatoren	LRS 623	NIM	(7d),(S8,9),(M3,4)
Diskriminatoren	LRS 623 "Hi-Z"	NIM	(2)
Logic Fan-In/Fan-Out (ODER)	LRS 429(A)	NIM	(6),(7c),(M1)
Sperrbare Koinzidenz	LRS 466	NIM	(7a)
Gate-Generator im "Latch-Mode"	LRS 222	NIM	(7b)
10-fach Verstärker	LRS 612 A	NIM	(1)
Linear Fan-In/Fan-Out	LRS 428 F	NIM	(S1),(S3-5)
Zähler	LRS 2551	CAMAC	
ADC	LRS 2249A	CAMAC	

Tabelle 3.1: Elektronik-Module

Stabilität: Die Spannungsnullpunkte der Fan-In-Kanäle zeigten im Verlauf des Experimentes zeitliche Verschiebungen (etwa 1mV pro Woche). Um einen Einfluß einer so entstehenden konstanten Vorspannung auszuschließen, wurden die Kopplung an ADC und Diskriminatoren kapazitiv vorgenommen.

Die verwendeten *Kondensatoren* von 10nF sind einerseits groß genug, die auftretenden Signale verlustfrei zu übertragen, andererseits ist die durch unvollständige Entladung verbleibende Vorspannung bei hoher Frequenz (bis 600kHz) noch kleiner als die Ungenauigkeit der Diskriminatorschwellenfestlegung, so daß keine störenden Effekte durch die kapazitive Kopplung auftreten können⁴.

Diskriminatoren: Der Schwellenwert dieser Module ist mit einer Genauigkeit von $\approx \pm 10mV$ zwischen -30 und -600 mV stufenlos regelbar. Mit dem simulierten Photomultiplierpuls wurde das Ansprechverhalten der Diskriminatoren getestet: Ein Puls dieser Form muß eine Amplitude von mindestens 118% des Schwellenwertes haben, um den Diskriminator auszulösen. Die Anstiegszeit des Pulses ist eine Konstante des Photomultipliers, so daß Pulse unterschiedlicher Amplitude verschieden steile Anstiegsflanken haben. Daher kann es zwischen Pulsen verschiedener Höhe zu Unterschieden von maximal 20ns bis zum Erreichen des Schwellwertes kommen. Eine resultierende Verschiebung des Triggerzeitpunktes gegenüber den einzulesenden Signalen wird aber durch die Größe des Einlesezeitfensters (100ns) ausgeglichen.

Die *Dimensionierung des Signaladdierers* wurde so gewählt, daß es einerseits im beobachteten Energiebereich nicht zu einer Übersteuerung der Fan-In-Kanäle kommt, und andererseits der dynamische Bereich des Signals am Diskriminator möglichst groß ist, um die Ungenauigkeit der Energieschwelle klein zu halten.

Die Ladung Q_{Σ} der Signalsumme läßt sich wie folgt abschätzen:

$$Q_{\Sigma}[pC] = E[GeV] \times \alpha \times \overline{PMT} \times 10(\text{Verstärker}) \times 0.5(\text{Signalteiler})$$

Mit $\alpha \approx 4.7EP/GeV$ (Response, siehe Abschnitt 2.2.3) und $\overline{PMT} = 3.396pC/EP$ (Mittelwert der Photomultiplier- Eichkonstanten [HUN91]), erhält man für 40GeV Schauerenergie eine Signalsumme von $U_{max} = 3192pC$, was bei einer Pulslänge von 80ns einer Spannungsamplitude von 3990mV entspricht. Hiervon werden höchstens 33% in einer Ebene des Kalorimeters deponiert [ABR81], so daß vor der ersten Addiererstufe keine Abschwächung nötig ist. In den ersten vier Ebenen werden in diesem Energiebereich $\approx 90\%$ der Schauerenergie eingetragen, so daß eine Dämpfung von 6dB ($\equiv \times 0.5$) ausreicht, um eine Übersteuerung in der zweiten Stufe zu vermeiden. Vor den Summen-ADC wird eine weitere Abschwächung um 10dB ($\equiv \times 0.31$) vorgenommen, da diese maximal $\approx 300pC$ Ladung aufnehmen können. Damit ergibt sich insgesamt für das aufgezeichnete Summensignal Q_{Σ}^* :

$$Q_{\Sigma}^*[pC] = 3.396 \times 10 \times 0.5 \times 0.5 \times 0.31 \times E[EP]$$

⁴Die höchste mögliche Ereignisrate während der Strahltestmessungen war $\nu_{max} = 10 \times \nu_{HERA} = 473.9kHz$

$$\Rightarrow Q_{\Sigma}^*[pC] = 2.65 \times E[EP] \quad (3.1)$$

Die Bestätigung dieses Zusammenhangs für einen Testlauf mit reinem Energietrigger zeigt Abbildung 3.6.

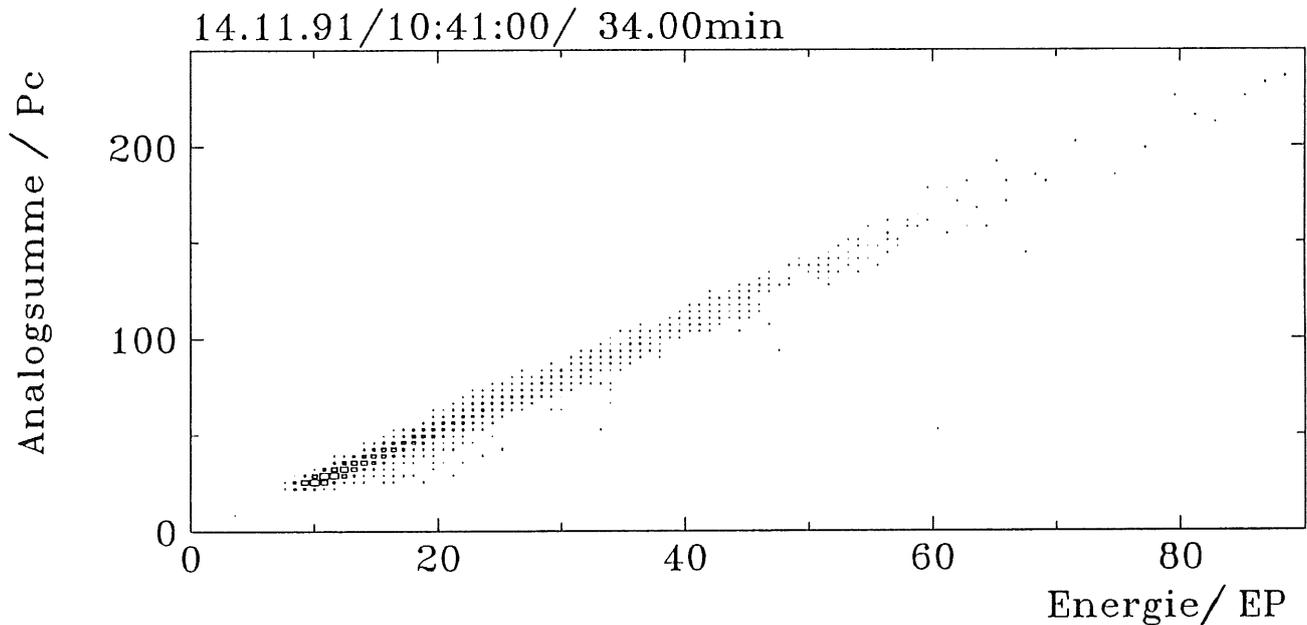


Abbildung 3.6: Linearität der Analogsumme

Bestimmung der Schwellenenergien: Zwar ist es möglich, aus den Gleichungen 2.7 und 3.1 die Energieschwelle aus der eingestellten Diskriminatorschwelle abzuschätzen, jedoch wurden die genauen Werte für die vier Schwellen, deren Raten ständig gezählt wurden, in Testläufen bei Protonenstrahl bestimmt. Die so erhaltenen Spektren sind in Anhang B.2 aufgeführt. Die ermittelten Schwellenwerte enthält Tabelle 3.2.

Diskriminatorschwelle [mV]	Energieschwelle [GeV]
100	2.49 ± 0.50
200	5.46 ± 0.92
300	8.14 ± 0.74
400	9.20 ± 0.60

Tabelle 3.2: Energieschwellen

3.3 Struktur und Verarbeitung der Daten

Die Zähler- und ADC-Daten wurden in Form von sequentiellen Datensätzen aufgezeichnet. Ein Zähler-Datensatz bestand dabei aus dem Aufzeichnungsdatum, gefolgt von 96 Zählraten von Vetowand und Kalorimeter. Für das Kalorimeter wurden jeweils 32 Einzelkanalzählraten, 7 "Multiplizitäten"-, und 4

Schwellen-Zählraten, sowie die Trigger- und die Einleserate aufgezeichnet. Die Daten der Kalorimeter-ADC wurden in gesonderten Dateien abgespeichert, wobei ein Datensatz aus dem Aufzeichnungsdatum, 35 ADC-Werten (32 Einzel- und 3 "Summen"-Kanäle), sowie einem 16-Bit-Muster bestand. Letzteres wurde durch ein Bitregister erzeugt, das gleichzeitig mit den ADC ausgelesen wurde, und Koinzidenzen mit folgenden Triggersignalen registrierte:

- Bit Nr.1 : ODER des äußeren Vetos
- Bit Nr.2 : ODER des inneren Vetos
- Bit Nr.3 : Inneres Veto : Koinzidenz "1&2"
- Bit Nr.4 : Inneres Veto : Koinzidenz "3&4"
- Bit Nr.5 : Inneres Veto : Koinzidenz "5&6"
- Bit Nr.6 : Inneres Veto : Koinzidenz "7&8"
- Bit Nr.7 : Äußeres Veto : Koinzidenz "13&14"
- Bit Nr.8 : Äußeres Veto : Koinzidenz "15&16"
- Bit Nr.9 : Äußeres Veto : Koinzidenz "17&18"
- Bit Nr.10 : Äußeres Veto : Koinzidenz "19&20"
- Bit Nr.11 : Kalorimeter-Multiplizitätstrigger (≥ 5 Ebenen)
- Bit Nr.12 : Kalorimeter-Schwellenzähler $E \geq 2.49 GeV$
- Bit Nr.13 : Kalorimeter-Schwellentrigger $E \geq 5.46 GeV$
- Bit Nr.14 : Tunnelzähler
- Bit Nr.15 : Leer
- Bit Nr.16 : Leer

Das Bitregister stand nur für die Läufe ab dem 29.11.1991 zur Verfügung.

Die Datensätze wurden von dem Apple-Rechner mittels des "File-Transfer-Protocol" (FTP) auf den IBM-Großrechner des DESY übertragen. Die Auswertung der Daten geschah mittels der Programmiersprache FORTRAN (Version Siemens), ihre graphische Darstellung mittels des Programmpakets LOOK [BLO92].

Von den ADC-"Rohdaten" ist jeweils das kanalspezifische Pedestal abzuziehen. Zur Kontrolle der Pedestalwerte wurden in unregelmäßigen Abständen Zufallstrigger-Läufe aufgezeichnet, die statistisch ausgewertet werden konnten. Ferner sind die Pedestal-bereinigten Werte noch durch die jeweils Kanalspezifische ADC- (Counts pro Ladung) und Photomultiplier-Eichkonstante (Ladung pro EP) zu teilen und die Vorverstärkung und Abschwächung (durch Dämpfungsglieder und Signalteiler) zu berücksichtigen.

Kapitel 4

Rahmenbedingungen der Messungen

4.1 Überblick über die Entwicklung des HERA-Testbetriebes

In der Testphase des HERA-Speicherrings, die Anfang Dezember 1991 zuende ging, wurden die letztlich angestrebten Werte der Strahlparameter wie z.B. Luminosität, Protonenstrom und -energie oder Anzahl der umlaufenden Teilchenpakete ("bunches"), noch nicht erreicht. Im folgenden soll dargelegt werden, welche Betriebsphasen als bestmögliche Annäherungen an den späteren Strahlbetrieb angesehen und daher der Auswertung in dieser Arbeit zugrundegelegt werden. Dabei wird nur der Zeitraum betrachtet, in dem Elektron-Proton-Kollisionen in den Wechselwirkungszonen des Speicherrings möglich waren. Die angegebenen Werte für Luminosität, Strahlstrom und -lebensdauern sind als Abschätzungen zu verstehen, da sich die entsprechenden Meßverfahren ebenfalls noch in der Erprobung befanden [LUM91,BIA91,VETO91].

19.10.'91 (18:50h): Zum ersten Mal werden Kollisionen der beiden Strahlen beobachtet. Der Elektronenstrahl befindet sich dabei noch auf Injektionsenergie von 12GeV. Die Protonenstrahlenergie beträgt, wie bis zum Ende der Testphase, 480GeV. Weitere Strahlparameter¹ sind:

$$L = 1.02 * 10^{26} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p \approx 60 \mu A \quad I_e \approx 16 \mu A \quad N_b = 1$$

21.10.–26.10.'91: Verbesserung der Elektronen-Injektion bei beschleunigtem Protonenstrahl, sowie Versuche, den Elektronenstrahl zu beschleunigen ("rampen"). Keine weiteren Kollisionen.

28.10.–03.11.'91: Kaum Protonenstrahl aufgrund technischer Probleme der Kälteanlage und der Protonenquelle

03.11.'91 (22:59h): Zum zweiten Mal Erreichen von Strahlkollisionen:

$$L = 7.00 * 10^{26} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 100 \mu A \quad I_e = 57 \mu A \quad N_b = 1$$

05.11.'91 (01:34h): Zum ersten Mal Kollisionen mit beschleunigtem Elektronenstrahl von 26.5GeV:

¹Die in hier verwendeten Abkürzungen bedeuten:

L: Luminosität der Kollisionen am H1- Wechselwirkungspunkt

I_p: Strom des Protonenstrahls

I_e: Strom des Elektronenstrahls

I_{e,c}: Strom des kollidierenden Elektronenpakets

N_b: Anzahl der an den Kollisionen beteiligten Teilchenpakete ("bunches") je Teilchenart

τ_p: Lebensdauer des Protonenstrahls

$$L = 8.80 * 10^{26} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 109 \mu A \quad I_e = 59 \mu A \quad N_b = 1$$

Im folgenden beträgt die Elektronenenergie bei Kollisionsbetrieb immer 26.5 GeV.

07.11.–08.11.'91: Erste Versuche zur Protonenstrahluntergrundreduzierung mit Strahlkollimatoren.

09.11.'91 (14:30h): 21min Kollisionsbetrieb. Ein zweites, nicht kollidierendes Elektronen-Paket wird injiziert, um gesondert die Zählrate aus Elektronen-Restgas-Wechselwirkungen zu bestimmen, die für den Luminositätsmonitor den Messungsuntergrund darstellt. Es gelingt aber noch nicht, beide Elektronen-Pakete mit der gleichen Ladung zu versehen.

10.11.'91 (04:47h): Etwa zwei Stunden Möglichkeit zu Kollisionen. Versuche, diese durch horizontale und vertikale Verschiebungen der Strahlen zu steuern.

12.11.'91 (13:07h): 30min Kollisionsbetrieb:

$$L = 1.20 * 10^{27} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 86 \mu A \quad I_e = 143 \mu A \quad N_b = 1$$

13.11.'91: Es wird eine neue Strahloptik installiert: Durch Vergrößerung des Elektronenstrahlquerschnittes wird die Streuung des Protonenstrahls durch den Elektronenstrahl vermindert und so die Strahllebensdauer erhöht. Die dabei gemessenen Werte sind:

Mit der bisherigen Strahloptik (03:48h):

$$L = 1.80 * 10^{27} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 77 \mu A \quad I_e = 142 \mu A \quad N_b = 1 \quad \tau_p = 40 \text{ min}$$

Mit der neuen Strahloptik (04:46h):

$$L = 0.66 * 10^{27} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 53 \mu A \quad I_e = 132 \mu A \quad N_b = 1 \quad \tau_p = 15 \text{ h}$$

(Zwischen diesen beiden Messungen wurde nicht neu injiziert.)

14.11.'91: Ohne weitere Kollisionen werden an diesem Tag noch einmal Versuche mit Strahlkollimatoren unternommen, sowie eine verbesserte Prozedur zur Vorbehandlung der Elektronenmagnete ("Massage") installiert, um den Protonenstrahlverlust bei diesem Vorgang zu verringern.

15.11.'91: Der Versuch, Kollisionen in der ZEUS-Wechselwirkungszone zu erreichen, gelingt nicht. In der Spätschicht wird eine Verbesserung der Protonen-Paket-Form erreicht, indem longitudinale Oszillationen, die aus der Synchronisation der Strahl-Frequenzen resultierten, unterdrückt werden.

16.11.'91 (06:40h): Zum ersten Mal gelingt es, zwei gleich gefüllte Elektronen-Pakete zu beschleunigen, sowie gleichzeitig an beiden Wechselwirkungspunkten Kollisionen zu erzielen; es werden ferner die bis dahin besten Werte für Luminosität und Protonenstrom unter Kollisionsbedingungen erzielt:

$$L = 7.10 * 10^{27} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 150 \mu A \quad I_e = 359 \mu A \quad N_b = 1 \quad \tau_p = 3.0 \text{ h} \\ I_{e,c} = 181 \mu A$$

16.11.'91 (19:50h): Noch einmal werden an diesem Tag Strahlkollisionen erreicht, jedoch bei schlechterer Luminosität und Strahllebensdauer als am Morgen:

$$L = 4.40 * 10^{27} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 155 \mu A \quad I_p = 563 \mu A \quad N_b = 1 \quad \tau_p = 1.5 \text{ h} \\ I_{e,c} = 251 \mu A$$

17.11.'91 (00:15h): Es werden folgende Werte gemessen:

$$L = 1.70 * 10^{27} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 91 \mu A \quad I_e = 637 \mu A \quad N_b = 1 \quad \tau_p \approx 8h$$

$$I_{e,c} = 353 \mu A$$

17.11.'91 (01:30h): In mehreren Zeitintervallen wird der Einfluß der Strahlkollimatoren auf die Untergrundraten gemessen. Dies ist die bisher ausführlichste Messung dieser Art.

$$L_{ZEUS} = 2 * 10^{27} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 72 \mu A \quad I_{e,c} = 281 \mu A \quad N_b = 1 \quad \tau_p = 2.5h$$

Die Luminosität der Strahlkollisionen bei H1 ist für diesen Zeitpunkt nicht bekannt. Im weiteren Verlauf des Tages werden noch einmal Kollisionen an beiden Wechselwirkungspunkten erzielt. Aufgrund von Übertragungsschwierigkeiten können aber zu diesem Zeitpunkt keine Meßdaten aufgezeichnet werden.

17.11.–28.11.'91: Nacheinander werden Protonen- und Elektronenspeicherring auf den Betrieb mit jeweils 10 kollidierenden Teilchenpaketen ("10-Bunch-Betrieb") umgestellt.

29.11.'91 (22:00h): Erstmals werden im 10-Bunch-Betrieb Kollisionen erzielt:

$$L = 1.1 * 10^{28} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 818 \mu A \quad I_e = 1176 \mu A \quad N_b = 10$$

30.11.'91 (ab 07:30h) , (Datennahme ab 8:20h): Die höchste Luminosität der Testphase wird erreicht, und der Kollisionsbetrieb über mehrere Stunden aufrechterhalten:

$$L \approx 3.0 * 10^{28} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 512 \mu A \quad I_e \approx 730 \mu A \quad N_b = 10$$

01.12.'91 (22:08h): Zum letzten Mal während des Testbetriebes werden Strahlkollisionen erzielt:

$$L = 2.6 * 10^{28} cm^{-2} s^{-1} \quad I_p = 1400 \mu A \quad I_e = 1570 \mu A \quad N_b = 10 \quad \tau_p \approx 3h$$

Einen Überblick über die die zur Auswertung herangezogenen Läufe gibt Tabelle 4.1 (Seite 29).

	Zeit	Betriebsmodus	Mittlerer Protonenstrom I_p [mA]	Luminosität [$10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Triggerrate [Hz]
	1-Bunch-Betrieb :				
p480/1	16.11.91 2:30-2:48 h	Protonen 480 GeV	0.2	–	6.93 ± 0.09
ep/1	16.11.91 5:45-6:20 h	beide Strahlen keine Kollisionen	0.18	–	16.54 ± 0.14
lum/1	16.11.91 6:40-7:00 h	Kollisionen	0.157	7.1	1008.02 ± 5.45
lum/2	17.11.91 0:20-0:47 h	Kollisionen vor Kollimatorstest	0.085	1.7	44.12 ± 0.23
lum/3	17.11.91 1:30-1:39 h	Kollisionen, Kollimatorstest	0.073	2.0 bei ZEUS	10.47 ± 0.33
lum/4	17.11.91 1:40-1:45 h	Kollisionen nach Kollimatorstest	0.072	2.0 bei ZEUS	31.94 ± 0.50
	10-Bunch-Betrieb :				
p70	01.12.91 19:22-19:23:30 h	Protonen 70 GeV	1.5	–	9.25 ± 0.36
p150	01.12.91 19:27-19:29 h	Protonen 150 GeV	1.5	–	17.66 ± 0.46
p300	01.12.91 19:34-19:43 h	Protonen 300 GeV	1.493	–	33.67 ± 0.30
p480/2	01.12.91 20:12-20:42 h	Protonen 480 GeV	1.487	–	51.02 ± 0.18
ep/2	01.12.91 22:09-22:14 h	beide Strahlen keine Kollisionen	1.466	–	346.92 ± 1.88
lum/5	01.12.91 22:25-23:10 h	Kollisionen	1.141	10.0	9861.56 ± 124.59
lum/6	30.11.91 8:20-9:20 h	Kollisionen	0.567	30.0	16935.77 ± 363.01
	Sonstige Läufe :				
e/1	02.12.91 2:25-2:45 h	nur Elektronen	–	–	0.83 ± 0.03
c/1	03.12.91 11:00-15:00 h	Höhenstrahlung	–	–	0.76 ± 0.01
	2-GeV-Trigger :				
p480/3	01.12.91 10:10-10:35 h	Protonen 480 GeV	0.906	–	359.97 ± 0.74
ep/3	01.12.91 11:15-11:50 h	beide Strahlen keine Kollisionen	0.789	–	7686.00 ± 145.55
c/2	02.12.91 10:41-12:41 h	Höhenstrahlung	–	–	1.34 ± 0.01

Tabelle 4.1: Ausgewertete Testläufe

4.2 Dosimetrische Langzeitmessungen

Um eine eventuelle Schädigung des Szintillatormaterials durch ionisierende Strahlung abschätzen zu können, wurden an verschiedenen Punkten des Testkalorimeters Dosimeterpräparate² angebracht (siehe Abbildung 4.1). Die Messungen (siehe Tabelle 4.2) lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Im Verhältnis der Messwerte an den Positionen 0 bis 3 zu denen an 4 bis 9 wird der Einfluß des Protonenstrahls deutlich, da die erste Dosimetermessung (bis 16.7.'91) nur unter Elektronenstrahl stattfand.
- Ein radialer Abfall der gemessenen Dosis wird deutlich, z.B. zwischen den Positionen 0 → 1 → 2 → 3, sowie 8 → 9 → 7.
- Eine Schädigung der Szintillatoren durch die im Zeitraum der Messungen deponierte Strahlungsdosis ist nicht anzunehmen³.

	29.5.–16.7.1991	16.7.–18.11.1991
Position	Dosis [mrad]	Dosis [mrad]
0	8400	15810
1	7700	11766
2	1680	2576
3	880	1105
4	140	427
5	156	376
6	220	399
7	810	1432
8	76400	107220
9	24700	30234

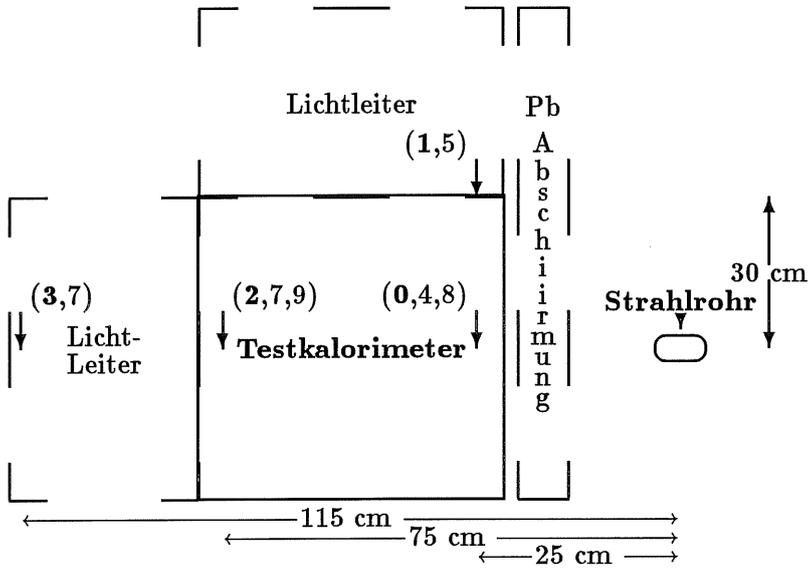
Tabelle 4.2: Dosimetrische Meßwerte

²Thermolumineszenzdosimeter Typ SR 104

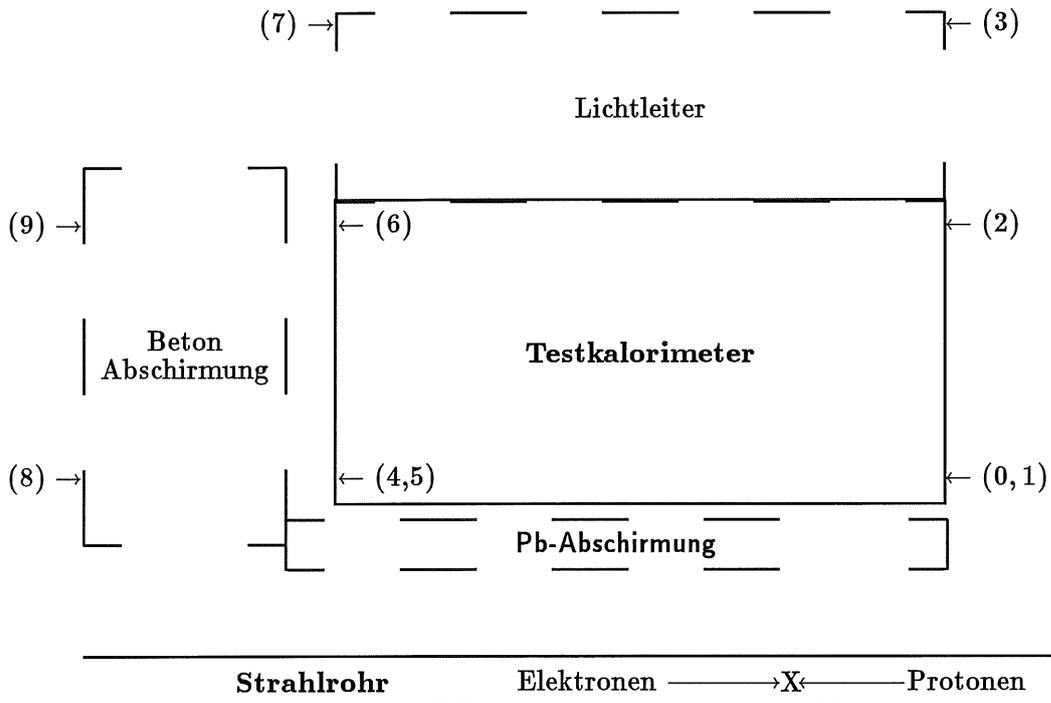
³Für Kunststoff-Szintillatoren besteht die Gefahr einer Schädigung ab $0.5 \times 10^6 \text{ rad}$ deponierter Strahlungsdosis [VETO91]

Abbildung 4.1: Positionen der Dosimeterpräparate

a) Vertikaler Schnitt aus Elektronenrichtung



b) Aufsicht



Kapitel 5

Auswertung

Die Auswertung der Testkalorimeter-Daten teilt sich in zwei Bereiche auf: Bestimmung von *Myonenraten* und *Analyse des hadronischen Spektrums*. In Abschnitt 5.3 wird die Ansprechhäufigkeit der Vetowand für die beiden Untergrund-Komponenten behandelt.

Abbildung 5.1 zeigt das aufgezeichnete Energiespektrum und seine Zusammensetzung durch die beiden Triggerbedingungen.

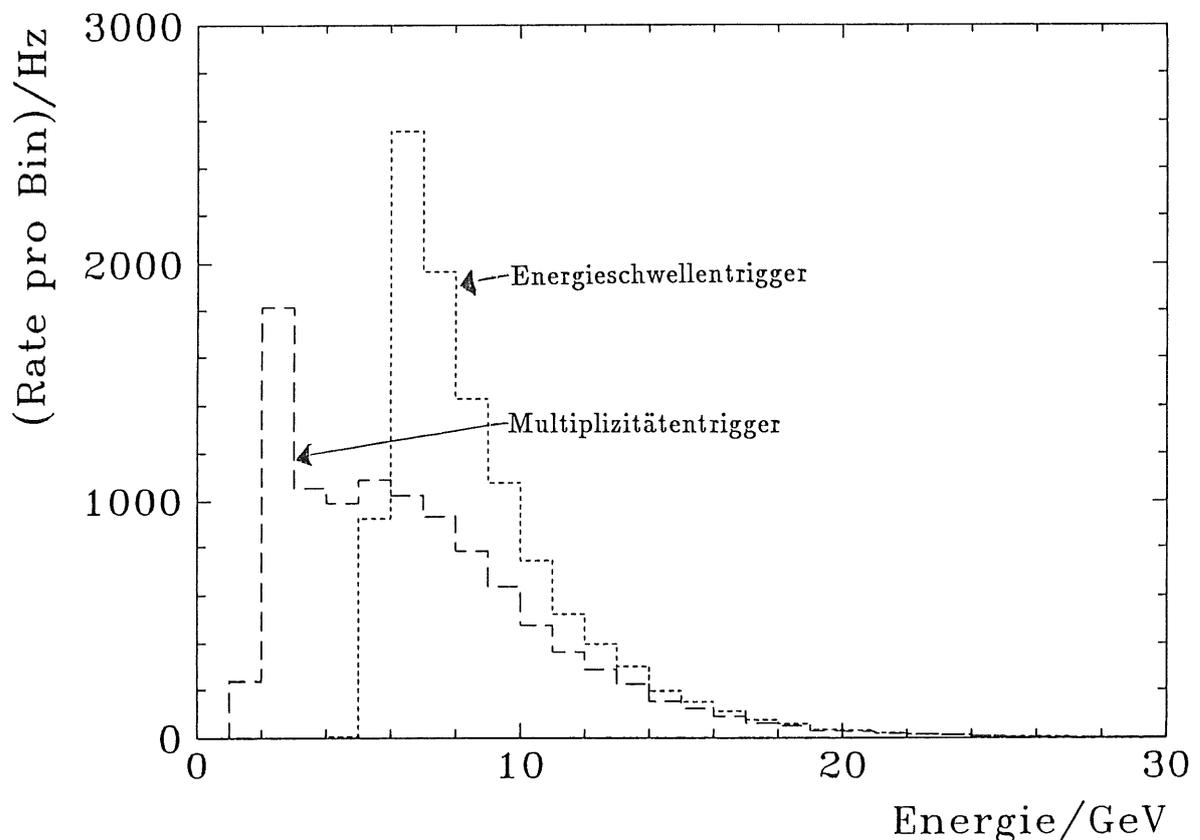


Abbildung 5.1: Zusammensetzung des differentiellen Spektrums

Der Vergleich der Triggerrate bei Protonenstrahl (p480/2) mit der bei reinem Elektronenstrahl (e/1) bzw. Höhenstrahlung (c/1) zeigt, daß der Beitrag der letzteren beiden Komponenten zum Strahluntergrund, wie er im Kalorimeter gesehen wird, vernachlässigbar ist (siehe Tabelle 4.1 (Seite 29)). Für Beispiele der Untergrundspektren und -Verteilungen werden die Daten des Laufs am 30.11.91

(lum/6) herangezogen, da bei diesem die höchste Luminosität der Testläufe erreicht wurde und der Kollisionsbetrieb über einen relativ langen Zeitraum stabil gehalten werden konnte.

5.1 Myonen

Das durch den Multiplizitätstrigger aufgenommene Spektrum setzt sich zusammen aus Schauern, die tief in das Kalorimeter eindringen, und Myonenereignissen, die sich dadurch auszeichnen, daß sie keine Schauer erzeugen. Zur nachträglichen (offline-) Kennzeichnung von Myonen wird primär gefordert, daß pro Ebene höchstens zwei direkt benachbarte Kanäle getroffen sind ("Nicht-Aufschauerung"). Als Treffer gilt dabei ein Eintrag, dessen Energie größer oder gleich $0.2EP$ ist. Diese Bedingung der "Nicht-Aufschauerung" reicht allein noch nicht zur scharfen Kennzeichnung von Myonen aus, da sie z.T. auch von niederenergetischen Schauern (knapp oberhalb der Energietriggerschwelle) erfüllt wird. Es ist zusätzlich eine Mindestreichweite zu fordern. Eine "natürliche" Bedingung wäre dabei das Ansprechen des Multiplizitätstriggers selber. Dieses kann aber nur für die Läufe nach dem 29.11.91 durch das Bitmuster überprüft werden. Folgende Raten ergeben sich für den 30.11.91 (lum/6) unter der Bedingung der Nicht-Aufschauerung mit verschiedenen Ergänzungsbedingungen:

keine Zusatzbedingung:	$2795 \pm 91 \text{ Hz}$
mindestens 5 Ebenen getroffen:	$2688 \pm 88 \text{ Hz}$
Multiplizitätstrigger angesprochen:	$2582 \pm 85 \text{ Hz}$
mindestens 6 Ebenen getroffen:	$2534 \pm 83 \text{ Hz}$
mindestens 7 Ebenen getroffen:	$2292 \pm 76 \text{ Hz}$
mindestens 8 Ebenen getroffen:	$1970 \pm 66 \text{ Hz}$

Die Zusatzbedingung von 6 getroffenen Ebenen kommt also dem Multiplizitätstriggerkriterium am nächsten. Dies ist dadurch zu erklären, daß bei einem Ereignis auch relevante Einträge vorliegen können, die keine direkten Einzelkanaltrigger ausgelöst haben, da die Diskriminatorschwelle technisch nach unten begrenzt war. Um bei der offline-Analyse diese Einträge nicht zu vernachlässigen, wird hier die niedrigste "Treffer-Schwelle" benutzt, die ausreicht, um scheinbare Einträge durch Pedestalschwankungen zu diskriminieren. Diese beträgt $0.2EP \equiv 30.24\text{MeV}$ und ist damit nur knapp halb so groß, wie die "online"-Triggerschwelle. Härtere Forderungen verwerfen zuviele Myonenereignisse. Für alle Läufe wird daher als einheitliches Myonenkriterium die Nicht-Aufschauerung in Verbindung mit "mindestens 6 getroffenen Ebenen" verlangt. Abbildung 5.2 zeigt die Verteilung der Energiedeposition durch die so ausgewählten Myonen-Ereignisse. Der Absolutwert der im Kalorimeter deponierten Energie hängt von der Wegstrecke (\equiv Anzahl getroffener Ebenen) ab, die das Myon im Gerät zurücklegt. Daher wurde die im Kalorimeter deponierte Energie jeweils durch die Anzahl der getroffenen Ebenen geteilt, um ein einheitliches Energiemaß für Myonen-Ereignisse verschiedener Ebenen-Multiplizität (\equiv Wegstrecke im Kalorimeter) zu erhalten. Das Häufigkeitsmaximum dieser Verteilung liegt etwas oberhalb von einem EP. Dies deutet darauf hin, daß der Impuls der beobachteten Myonen zum Teil höher als der Impuls eines minimal ionisierenden Myons ist.

Die für verschiedene Läufe ermittelten Raten sowie ihre Extrapolationen auf den vollen HERA-Protonenstrom enthält Tabelle 5.1 (Seite 36). Es zeigt sich folgendes Verhalten:

- Der Anstieg der Myonenrate mit der Energie des Protonenstrahles ist nur etwa $1/15$ so stark wie der Anstieg der hadronischen Untergrundrate für Ereignisse einer Energie $E \geq 6\text{GeV}$.
- Für reinen Protonenstrahl von 480GeV liegt die auf vollen HERA-Strom extrapolierte Myonenrate zwischen 0.4 und 4.0 kHz .
- Nach Elektroneninjektion steigt die Myonenrate um einen Faktor 12, bei Erreichen von Strahlkollisionen nochmal um einen Faktor 67 (vergleiche Abschnitt 1.3). Diese Anstiegsfaktoren sind 1.8 bzw. 1.6 mal so groß wie bei der hadronischen Rate.

- Die extrapolierte Myonenrate bei Kollisionsbetrieb liegt zwischen 12.7 und 728.6 kHz.

Es ist zu beachten, daß das Testkalorimeter mit $60 \times 60 \text{ cm}^2$ nur $1/6$ der Fläche der zentralen Spurenkammern des H1-Detektors abdeckt, so daß die dort zu beobachtenden Untergrundraten um einen *Faktor 6 größer* sein können, als die hier gemessenen.

Die Kanäle der vorderen beiden Ebenen teilen die Front des Testkalorimeters in 16 Quadrate zu je $15 \times 15 \text{ cm}^2$ auf. Betrachtet man die Verteilung der Myoneneintritte auf diese Felder, so ergibt sich aus Protonenrichtung gesehen folgendes Bild (hier für Lauf (lum/6), die Verteilung ist für alle Läufe mit Protonen nahezu gleich):

	3.8%	3.8%	5.0%	2.5%
	10.2%	9.8%	11.1%	4.8%
Strahlrohr – ○	9.5%	9.5%	10.4%	4.6%
	3.9%	3.8%	4.6%	2.7%

Dargestellt ist die Frontansicht aus Protonenrichtung. Es zeigt sich eine deutliche Häufung der Myoneneintritte in der Ebene des Strahlrohrs.

Mit Hilfe von Myonenereignissen läßt sich ferner die *Effizienz getroffener Kalorimerebenen* ermitteln: Fordert man für nicht-aufgeschauerte Ereignisse, daß die erste und die letzte Kalorimerebene getroffen sind (so daß alle dazwischenliegenden Ebenen dies auch sein sollten), so liegt die Ansprechwahrscheinlichkeit der übrigen Ebenen jeweils zwischen 97 und 98%. Für Ereignisse, die auf die oben beschriebene Weise als Myonen identifiziert werden, ergibt sich folgendes Ansprechverhalten der acht Ebenen:

Protonenseite:	$97.1 \pm 1.6\%$ $97.8 \pm 1.6\%$ $98.3 \pm 1.6\%$ $98.7 \pm 1.6\%$ $98.5 \pm 1.6\%$ $98.4 \pm 1.6\%$ $91.8 \pm 1.5\%$
Elektronenseite:	$87.2 \pm 1.5\%$

Eine Forderung nach mehr getroffenen Ebenen für Myonen hätte also noch einmal etwa 10% der in Frage kommenden Ereignisse verworfen, die (evtl. aufgrund ihrer Flugrichtung) die hinteren Ebenen des Geräts nicht erreichen.

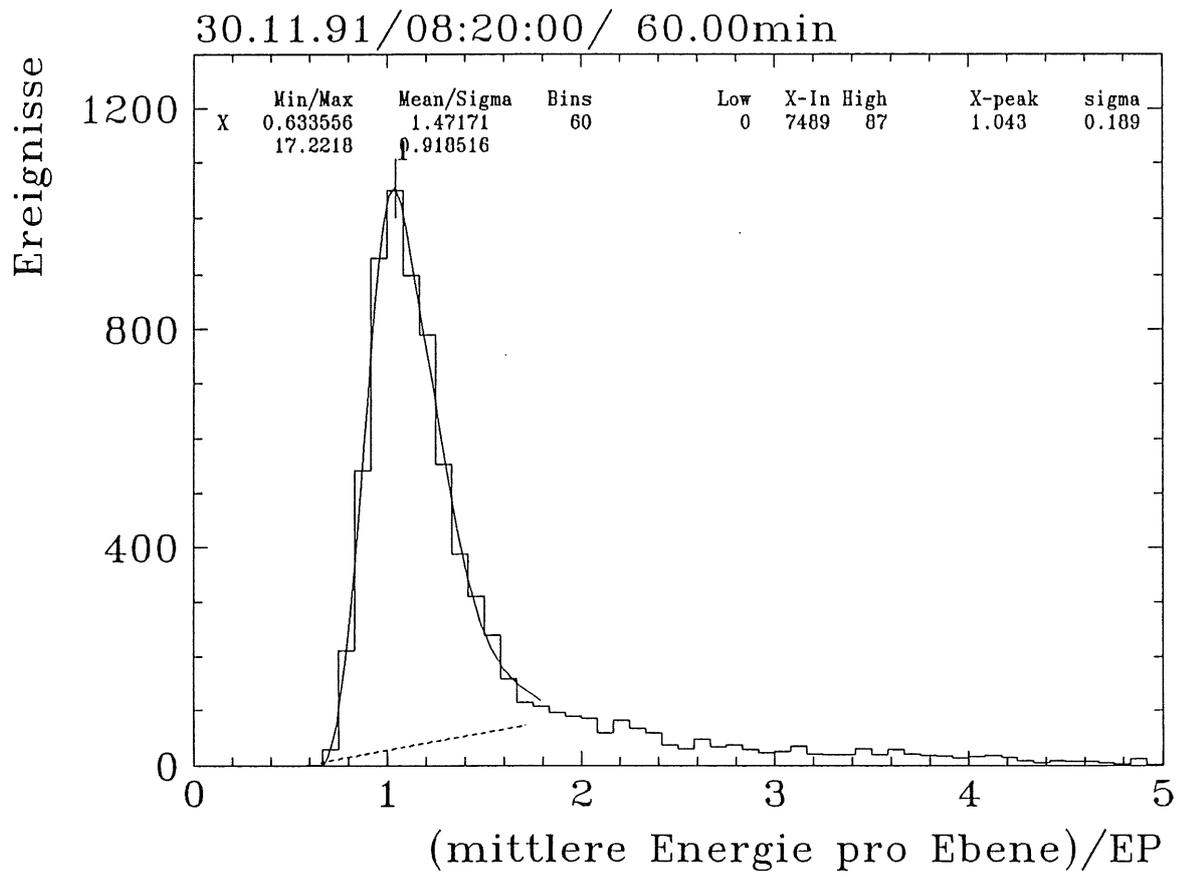


Abbildung 5.2: Energiedeposition durch Myonen

Lauf	Myonen R_μ			$E \geq 6\text{GeV}$ $R_h(6\text{GeV})$			$E \geq 25\text{GeV}$ $R_h(25\text{GeV})$		
	Messung *	extrapoliert auf $I_p = 163\text{mA}$		Messung *	extrapoliert auf $I_p = 163\text{mA}$		Messung *	extrapoliert auf $I_p = 163\text{mA}$	
	[Hz]	[kHz]	$\%N_B^{**}$	[Hz]	[kHz]	$\%N_B^{**}$	[Hz]	[kHz]	$\%N_B^{**}$
1-Bunch-Betrieb									
p480/1	0.75 ± 0.04	0.6	0.006	3.77 ± 0.07	3.1	0.039	–	–	–
ep/1	1.59 ± 0.05	1.4	0.014	9.63 ± 0.13	8.7	0.09	0.01 ± 0.00	0.009	9×10^{-5}
lum/1	195.53 ± 4.59	203.0	2.04	546.54 ± 7.26	567.4	5.70	0.59 ± 0.01	0.6	0.006
lum/2	7.94 ± 0.20	15.3	0.15	24.05 ± 0.28	46.1	0.46	0.02 ± 0.00	0.038	4×10^{-4}
lum/3	1.23 ± 0.09	2.8	0.028	5.85 ± 0.23	13.1	0.13	–	–	–
lum/4	5.59 ± 0.33	12.7	0.13	17.64 ± 0.49	39.9	0.40	0.02 ± 0.00	0.045	5×10^{-4}
10-Bunch-Betrieb									
p70	1.89 ± 0.24	0.21	0.002	3.47 ± 0.22	0.4	0.004	–	–	–
p150	2.49 ± 0.27	0.24	0.003	7.59 ± 0.34	0.8	0.008	–	–	–
p300	2.59 ± 0.16	0.28	0.003	18.03 ± 0.34	2.0	0.020	–	–	–
p480/2	3.61 ± 0.13	0.40	0.004	29.21 ± 0.64	3.2	0.032	0.01 ± 0.00	0.001	1×10^{-5}
ep/2	42.53 ± 2.38	4.73	0.048	190.47 ± 4.15	21.2	0.2	0.11 ± 0.00	0.012	1×10^{-4}
lum/5	1875.24 ± 36.79	267.9	2.7	5201.61 ± 76.03	743.1	7.5	4.17 ± 0.06	0.6	0.006
lum/6	2534.38 ± 83.25	728.6	7.3	9730.56 ± 299.44	2797.3	28.1	28.77 ± 0.89	8.3	0.083
Sonstige Läufe									
e/1	0.47 ± 0.03	–	–	0.13 ± 0.01	–	–	–	–	–
c/1	0.37 ± 0.01	–	–	0.14 ± 0.00	–	–	–	–	–
2GeV-Trigger									
p480/3	22.39 ± 0.88	4.0	0.041	107.47 ± 1.04	19.3	0.19	0.06 ± 0.00	0.011	1×10^{-4}
ep/3	516.50 ± 19.30	106.7	1.1	2540.22 ± 53.97	524.8	5.3	2.93 ± 0.06	0.61	0.006
c/2	0.11 ± 0.01	–	–	0.13 ± 0.00	–	–	–	–	–

* : angegeben sind die statistischen Fehler

** : $\%N_B \equiv$ Prozentsatz der von einem Untergrundereignis begleiteten Teilchenpakete

Tabelle 5.1: Ermittelte Raten

5.2 Hadronischer Strahluntergrund

Bei der Untersuchung der detektierten Schauer wird vorausgesetzt, daß diese entweder direkt durch ein Hadron im Kalorimeter ausgelöst wurden oder Ausläufer von hadronischen Schauern sind, die in der Betonabschirmung entstanden. Die gemessenen Reichweiten bestätigen diese Annahme. Die Analyse des hadronischen Strahluntergrundes gliedert sich in zwei Bereiche: *Zählratenabschätzungen* aus dem integrierten Spektrum und Darstellung der *räumlichen Verteilung* der Ereignisse.

5.2.1 Integriertes Spektrum

Das Spektrum des Strahluntergrundes zeigt im Bereich von 6 bis 25 GeV einen exponentiellen Abfall mit der Energie, dessen Exponentialkoeffizient für Läufe unter gleichen Bedingungen (d.h. alleiniger Protonenstrahl, beide Strahlen ohne Kollisionen oder Kollisionsbetrieb) jeweils annähernd gleich ist. Abbildung 5.3 zeigt das differentielle und das integrierte Spektrum für den Lauf (lum/6). Während

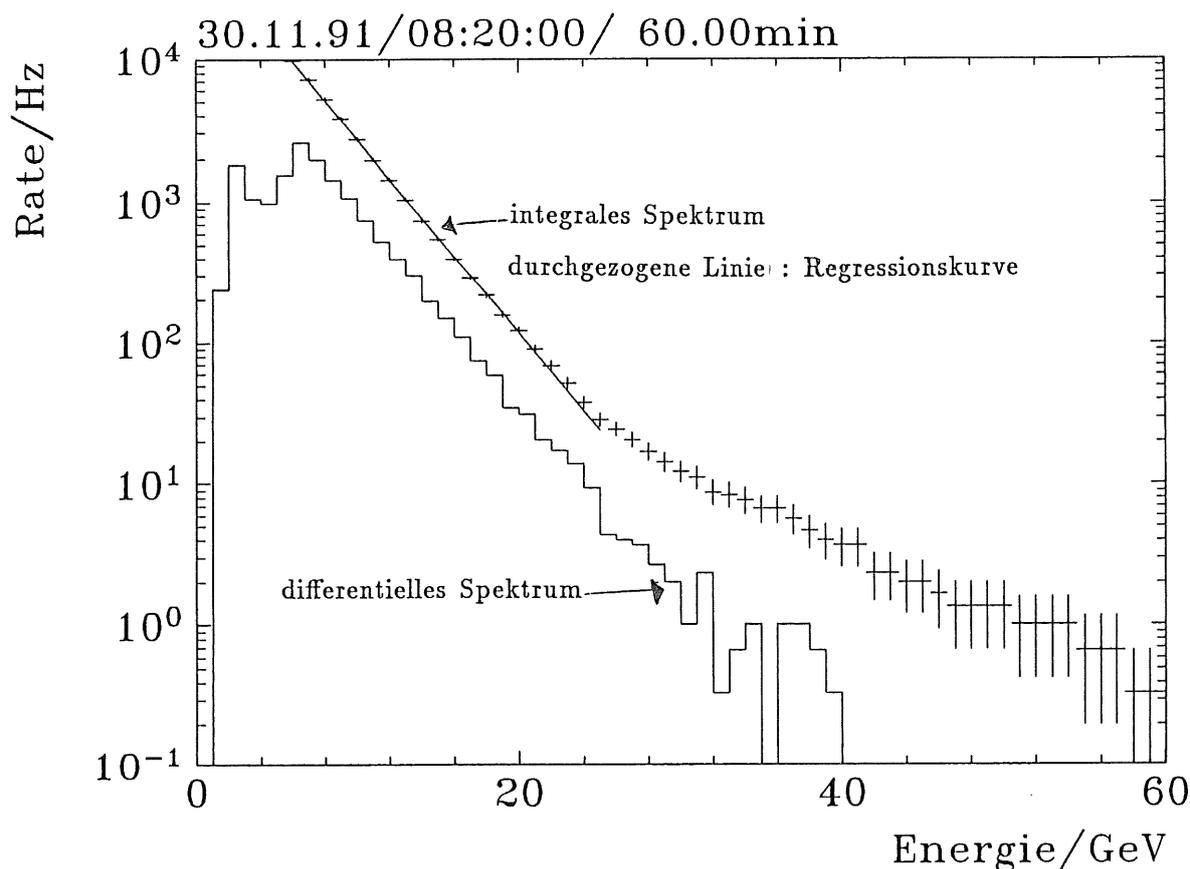


Abbildung 5.3: Differenzielles und integriertes Untergrundspektrum

die Rate des differentiellen Spektrums von der Weite der Histogramm-Schritte ("Bins") abhängt (hier: $\Delta E = 1 \text{ GeV}$), stellt das integrierte Spektrum die absolute Rate oberhalb einer Energie E dar. Eine Extrapolation auf vollen HERA-Protonenstrom wurde dabei noch nicht vorgenommen. Der Quotient aus HERA-Designstrom von 163mA (über 210 Protonen-Pakete) und dem am 30.11.91 gemessenen Strom (siehe Tabelle 4.1) führt auf einen *Extrapolationsfaktor* 287.5. Um eine Abschätzung für Zählraten bei niedrigen Energien zu gewinnen, wurde an das integrierte Spektrum zwischen 6 und 25 GeV eine Regressionskurve der Form

$$R_h(E)[Hz] = a \times e^{-b \times E[\text{GeV}]} \quad (5.1)$$

gelegt¹. Oberhalb von 25GeV wird der spektrale Verlauf nicht mehr eindeutig von einer Exponentialfunktion beschrieben. Die für diesen Lauf erhaltenen Regressionsparameter sind:

$$a = 58640.0 \pm 1203.0 \text{ Hz} \quad b = 0.3085 \pm 0.0125 \text{ GeV}^{-1}$$

Für die Regression wurde das Programmpaket MLFITA [BLO82] verwendet. Regressionsparameter für weitere Läufe, sowie Abschätzungen für vollen HERA-Strom enthält Tabelle 5.2. Der exponentielle Spektralverlauf konnte bis herab zu 2GeV bestätigt werden (s.u.). Es ist allerdings zu beachten, daß der im Testkalorimeter gemessene Strahluntergrund nur für den inneren Bereich des H1-Experimentes repräsentativ ist.

Lauf	$R_h(E)[Hz] = a \times e^{-b \times E[GeV]}$			
	a			b
	Messung *	extrapoliert auf $I_p = 163mA$		
	[Hz]	[kHz]	$\%N_B^{**}$	[GeV ⁻¹]
1-Bunch-Betrieb				
p480/1	44.0 ± 0.6	35.9	0.4	0.4250 ± 0.0009
ep/1	92.4 ± 0.9	83.7	0.8	0.3955 ± 0.0006
lum/1	5273.0 ± 41.5	5474.5	55.0	0.3508 ± 0.0005
lum/2	442.0 ± 33.5	851.6	8.6	0.3944 ± 0.0027
lum/3	90.3 ± 2.4	201.5	2.0	0.4380 ± 0.0016
lum/4	179.9 ± 3.1	407.3	4.1	0.3699 ± 0.0010
10-Bunch-Betrieb				
p70	50.4 ± 4.9	5.5	0.05	0.5413 ± 0.0083
p150	98.5 ± 5.6	10.7	0.1	0.4902 ± 0.0048
p300	335.2 ± 5.3	36.6	0.37	0.5033 ± 0.0011
p480/2	403.0 ± 5.9	44.2	0.44	0.4432 ± 0.0008
ep/2	2576.0 ± 41.5	286.4	2.9	0.4390 ± 0.0010
lum/5	53050.0 ± 487.9	7578.6	76.1	0.3768 ± 0.0006
lum/6	58640.0 ± 1203.0	16857.7	169.4	0.3085 ± 0.0012
2GeV-Trigger ***				
p480/3	1269.0 ± 5.8	228.3	2.3	0.4113 ± 0.0003
ep/3	20470.0 ± 226.4	422.9	4.2	0.3668 ± 0.0007

* : angegeben sind die statistischen Fehler

** : wird a in dieser Form verwendet, so gibt $R_h(E)$ den Prozentsatz der von einem Untergrundereignis begleiteten Protonen-Pakete an.

***: Regressionskurve zwischen 3 und 25GeV

Tabelle 5.2: Regressionsparameter des integrierten Spektrums

¹Dabei ist $R_h(E)$ die Ereignisrate oberhalb E

Die Läufe (p480/3) und (ep/3) am 1.12.91 wurden mit einem 2GeV-Schwellentrigger aufgenommen, um das Verhalten des Spektrums zu niedrigen Energien hin zu bestätigen. Bei diesem HERA-Lauf kam es beim Beschleunigen der Elektronen zum Verlust der Strahlen, so daß Daten mit diesem Trigger nur für Elektronen bei Injektionsenergie (12GeV) genommen werden konnten, ferner nicht bei Strahlkollisionen. Der Vergleich mit anderen Läufen bei Protonenstrahl bzw. nicht kollidierenden Strahlen zeigt, daß eine Extrapolation des Spektrums zu niedrigen Energien hin zulässig ist (siehe Tabelle 5.2), da der gleiche exponentielle Abfall der Rate mit der Energie vorgefunden wird. Eine Extrapolation des integralen Spektrums führt für den Lauf (lum/6) zu einer Rate von $R_h(2GeV) = 32\text{kHz}$ für Ereignisse einer Energie oberhalb 2GeV. Dies entspricht 9.2MHz bei vollem Strom und 210 Protonenpaketen bzw. einem Prozentsatz von 92% der Pakete, der im Bereich des Testkalorimeters von einem entsprechenden Untergrundereignis begleitet wird. Die niedrigste Abschätzung ergibt sich aus dem Lauf (lum/4): $R_h(2GeV) = 86\text{Hz}$, entsprechend 194 kHz bei vollem Strom bzw. 1.95% der Pakete.

Genauigkeit der Energieschwellen-Zählraten

Am Beispiel des Laufes (ep/3) soll gezeigt werden, daß die Zählraten, die direkt ("online") mittels der vier Energieschwellen-Zähler ermittelt wurden, innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen mit den Raten des integrierten Spektrums übereinstimmen. Es wurden folgende Raten mittels der Zähler gemessen:

Schwelle:	Rate:
2.49GeV	$7686 \pm 146 \text{ Hz}$
5.46GeV	$3253 \pm 64 \text{ Hz}$
8.14GeV	$1450 \pm 29 \text{ Hz}$
9.20GeV	$533 \pm 11 \text{ Hz}$

Berücksichtigt man die in Tabelle 3.2 angegebenen Fehler der Energieschwellen, sowie eine Ungenauigkeit der Diskriminatorschwellen von $\Delta U \approx \pm 10\text{mV}$ ($\equiv \Delta E = \pm 0.2\text{GeV}$), so erhält man folgende untere und obere Abschätzungen der Energieschwellen sowie der dazugehörigen, aus dem Spektrum integrierten Raten:

Schwelle:	untere Fehlergrenze:	obere Fehlergrenze:	Rate:
2.49GeV	1.79GeV	3.19GeV	10616Hz 6353Hz
5.46GeV	4.34GeV	6.58GeV	4166Hz 1832Hz
8.14GeV	7.20GeV	9.08GeV	1459Hz 732Hz
9.20GeV	8.40GeV	10.00GeV	940Hz 523Hz

Die direkt gemessenen Raten liegen innerhalb dieser Grenzen. Unter Berücksichtigung der systematischen Fehler muß daher die Genauigkeit der online ermittelten Raten mit $\pm 25\%$ bis $\pm 40\%$ abgeschätzt werden.

5.2.2 Räumliche Verteilung

Zur Beurteilung der räumlichen Verteilung der Energiedeposition im Kalorimeter gibt es zwei Ansatzpunkte: *Zählraten der Einzelkanäle* und die *Verteilung der Schwerpunkte der Energiedeposition* ("Schauerschwerpunkte").

Die Zählraten der vorderen Ebene geben grob die Verteilung eintreffender Teilchen wieder. Die Raten der dahinterliegenden Kanäle sind dagegen durch Aufschauereffekte beeinflusst.

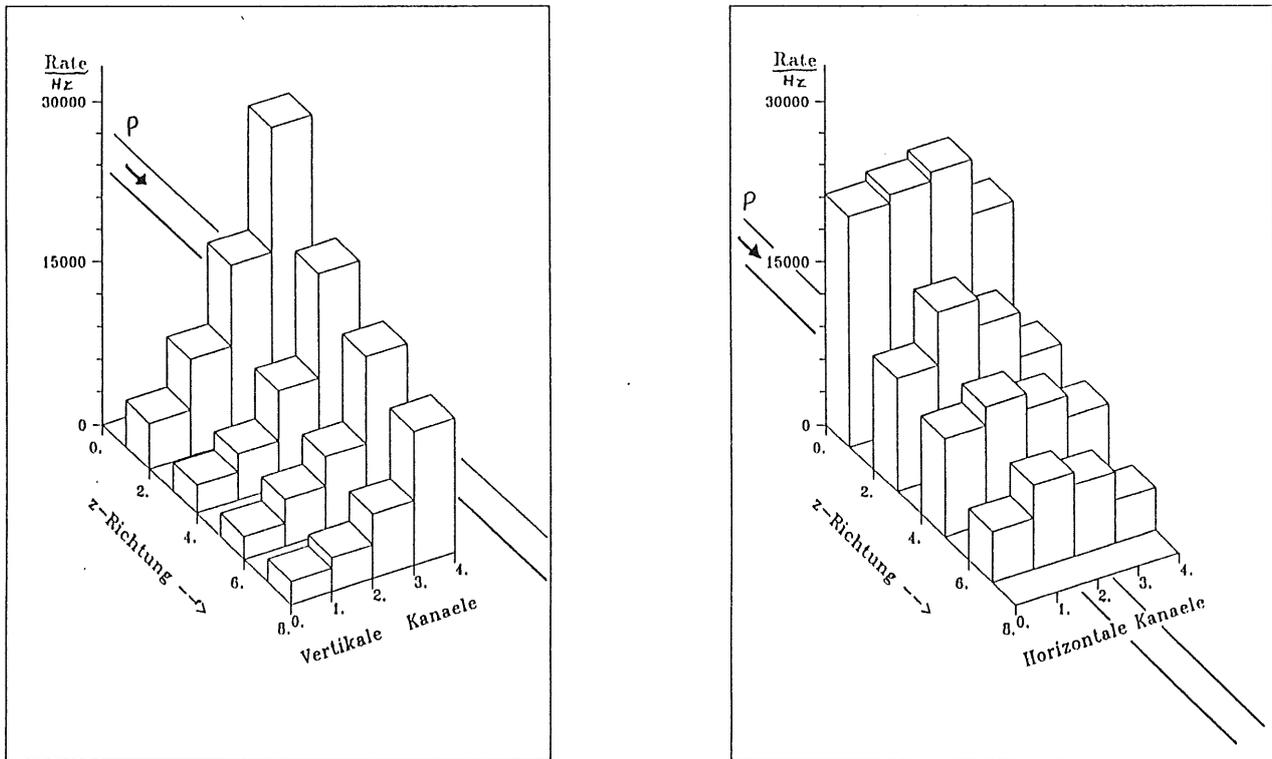


Abbildung 5.4: Verteilung der Einzelkanal-Zählraten

Abbildung 5.4 gibt einen Eindruck von der Verteilung der Einzelraten (Zahlenwerte: siehe Anhang B.1). Zur besseren Übersicht werden die vertikal und horizontal ausgerichteten Kanäle getrennt dargestellt und aus Elektronenrichtung gezeigt. Die Zählerschwelle ist 66.26MeV pro Kanal, wie in Abschnitt 3 besprochen. Von den horizontalen Kanälen haben in jeder Ebene die beiden Kanäle auf Strahlhöhe leicht erhöhte Raten. Bei den Zählraten der vertikalen Kanäle zeigt sich ein Abfall von Protonenseite nach Elektronenseite sowie von Strahlrohrseite nach außen. Diese Verteilung deutet darauf hin, daß die meisten Untergrund-Partikel nahe des Strahlrohres in das Kalorimeter eintreten.

Eine höhere Ortsauflösung als mittels der Einzelkanal-Zählraten läßt sich für das Testkalorimeter erreichen, indem für jeden Schauer der Schwerpunkt seiner Energiedeposition gebildet wird. Dazu wird (in jeder der drei Dimensionen) die Ortskoordinate eines Kanals mit dem Energieeintrag in diesem Kanal gewichtet. Der Quotient aus der Summe der gewichteten Koordinaten aller Kanäle und der gesamten Ereignisenergie ist die jeweilige Schwerpunktskoordinate. Die räumliche Verteilung dieser Schwerpunkte zeigen die Abbildungen 5.5 bis 5.7. Diese Verteilungen zeigen die gleiche Häufung auf Höhe des Strahlrohres und auf Protonenseite wie die Einzelkanalzählraten. Abbildung 5.7 zeigt außerdem, daß die Ereignisverteilung radialsymmetrisch um das Strahlrohr ist. Quantitativ läßt sich folgendes aussagen:

- Die *radiale Verteilung* der Ereignisse (Integration der Verteilung in x/y-Richtung über den Winkel $\phi = \arctan(x/y)$, siehe Abbildung 5.8) zeigt einen exponentiellen Abfall nach außen. Dies läßt sich durch Absorption der Untergrund-Partikel transversal zur Strahlrichtung erklären. Es

wurde für verschiedene Läufe eine exponentielle Regression des Ratenverlaufs in der Form

$$R_h(r)\Delta r [Hz/cm] = a \times e^{-b \times r [cm]}$$

vorgenommen. Dabei gibt $R_h(r)\Delta r$ die Rate des hadronischen Untergrundes in einem Ring von $\Delta r = 1cm$ im Abstand r vom Strahlrohr an. Für Läufe mit Strahlkollisionen ergibt sich ein mittlerer Exponentialkoeffizient des radialen Ratenabfalls von $b = 0.17 \pm 0.01 cm^{-1}$ (siehe Tabelle 5.3 auf Seite 44).

- Die Auftragung der Energie eines Schauers gegen die z-Komponente seines Schwerpunktes (Abbildung 5.9) zeigt zwei Besonderheiten:
 - *Niederenergetische Ereignisse, deren Schwerpunkt weit im Kalorimeter liegt:* Diese Ereignisse haben meistens keinen Eintrag in den vorderen Ebenen. Ihr Ursprung liegt also auf Höhe des Kalorimeters. Eine Häufung dieser Ereignisse um den Wechselwirkungspunkt liegt nicht vor, ferner tritt dieser Effekt auch bei reinem Protonenstrahl auf, so daß es sich um "echte" Untergrundereignisse handelt und nicht um Kollisionsprodukte.
 - *Hochenergetische Ereignisse kurzer Reichweite:* Diese können elektromagnetische Schauer oder elektromagnetische Anteile früher entstandener hadronischer Schauer sein. Eine genauere Analyse dieser Komponente ist aber aufgrund der nicht definierten Einstrahlungsrichtung nicht möglich.

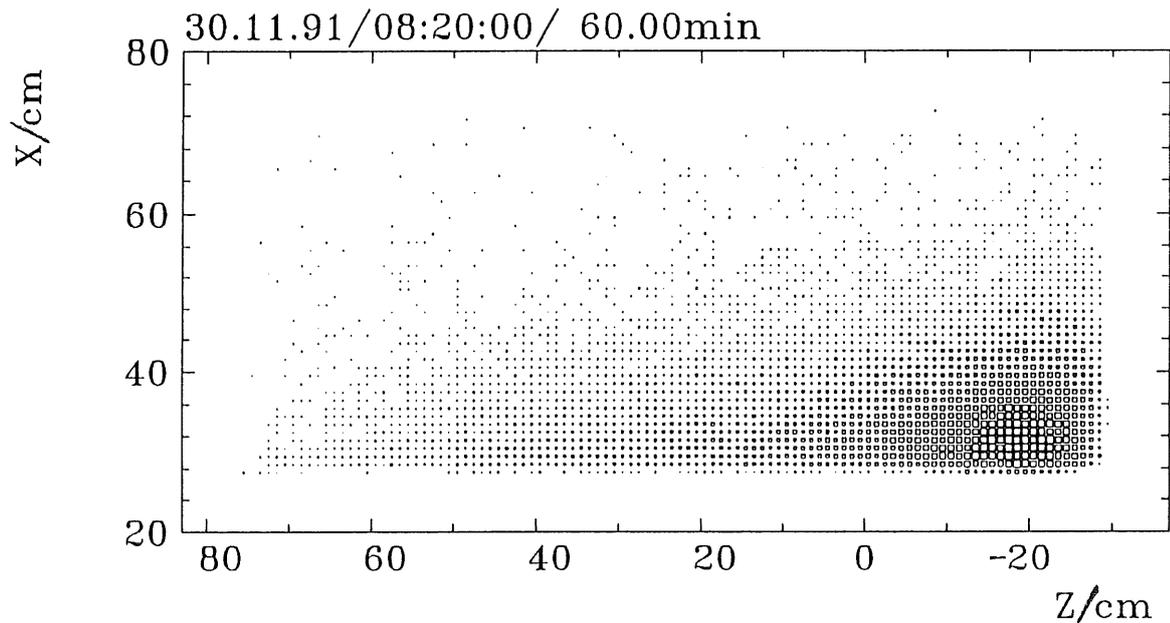
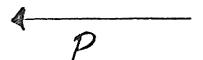


Abbildung 5.5: Verteilung der Schauerschwerpunkte, Aufsicht (z,x)



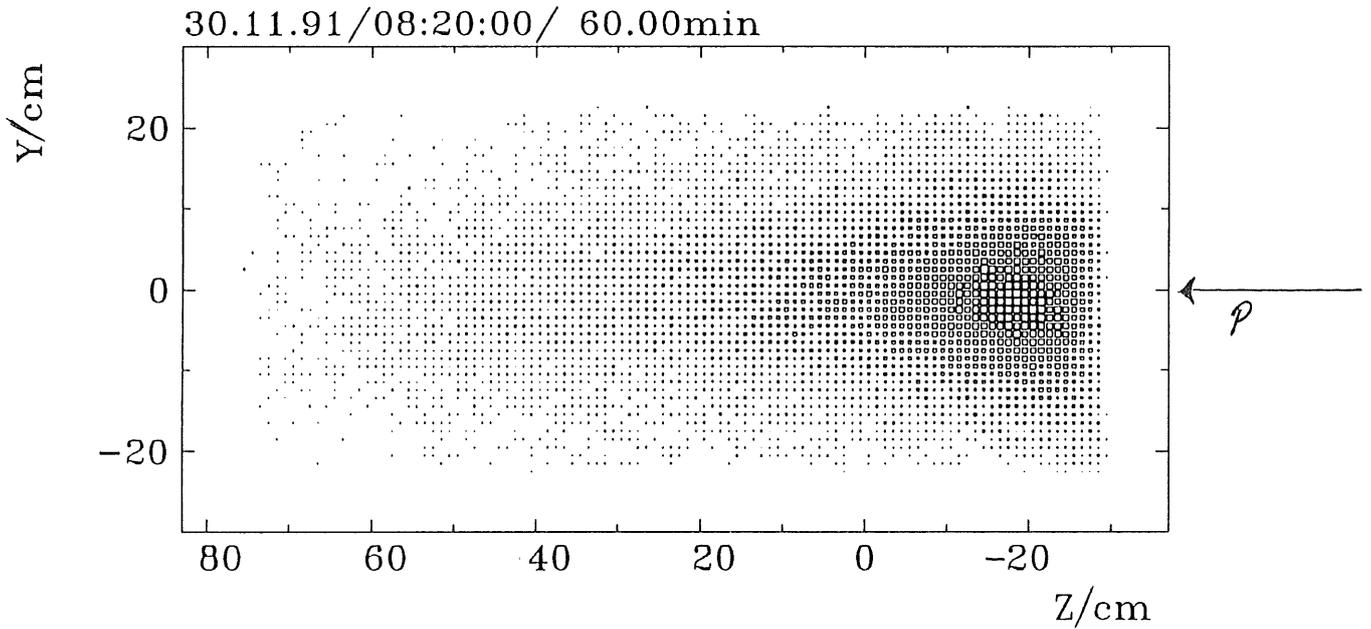


Abbildung 5.6: Verteilung der Schauerschwerpunkte, Seitenansicht (z,y)

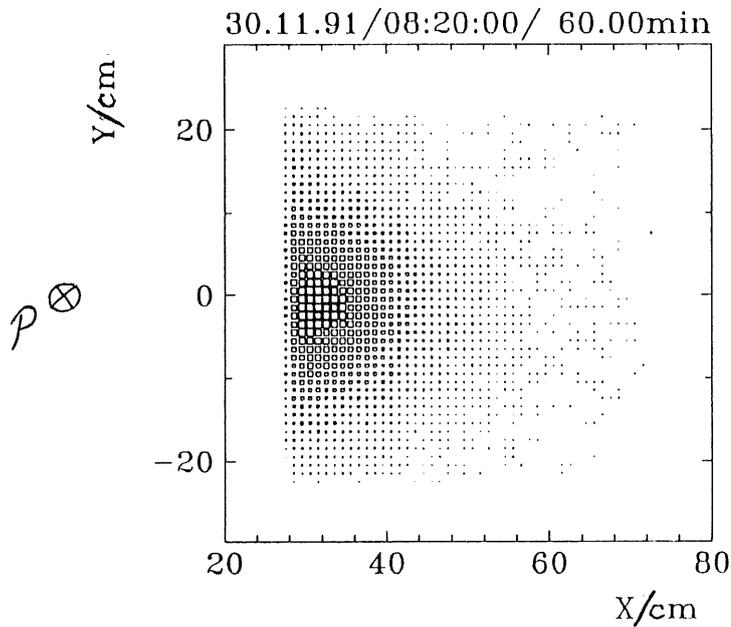


Abbildung 5.7: Verteilung der Schauerschwerpunkte, Frontalansicht (x,y)

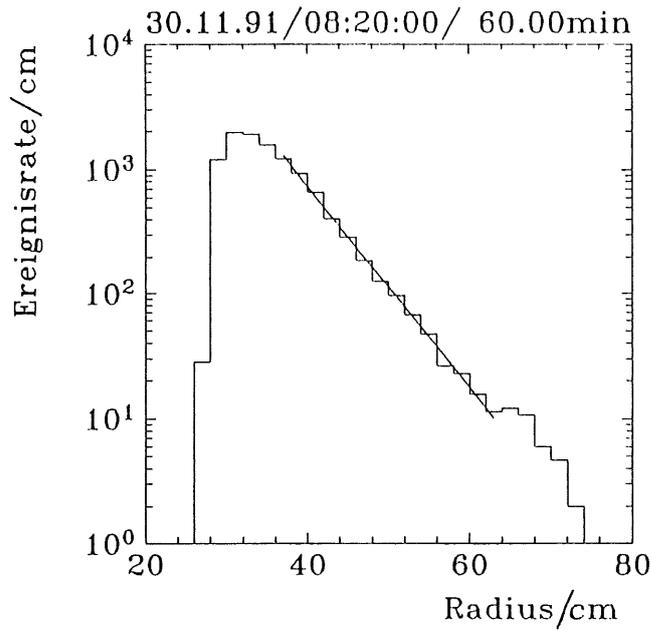


Abbildung 5.8: Radialverteilung der Schauerschwerpunkte (Integration von Abbildung 5.7 über $\phi = \arctan(x/y)$), mit exponentieller Regressionskurve

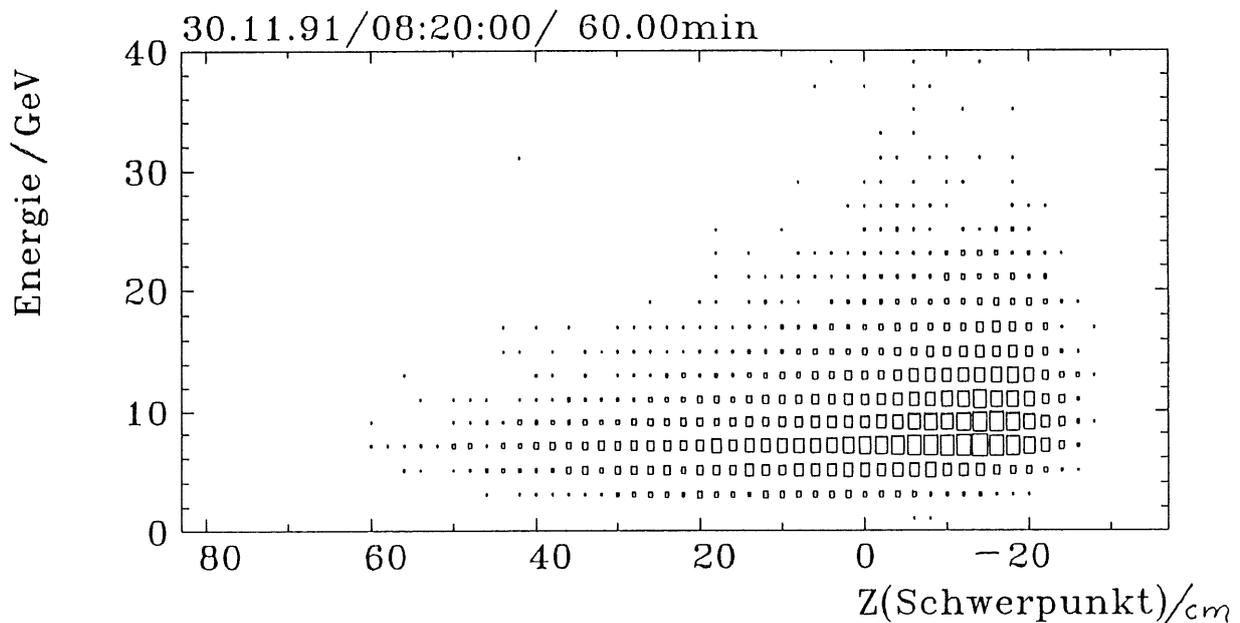


Abbildung 5.9: Schauerenergie gegen z-Koordinate des Schwerpunktes

Lauf	$R_h(r)\Delta r [Hz/cm] = a \times e^{-b \times r [cm]}$			
	a			b
	Messung	extrapoliert auf $I_p = 163 mA$		
	[Hz/cm]	[kHz/cm]	$\%N_B^*$	[cm^{-1}]
1-Bunch-Betrieb				
p480/1	204 ± 47	166.3	1.7	0.1629 ± 0.0054
ep/1	581 ± 84	526.1	5.3	0.1659 ± 0.0034
lum/1	70590 ± 10190	73287.7	736.4	0.1854 ± 0.0035
lum/2	2074 ± 323	3977.2	40.0	0.1756 ± 0.0037
lum/3	273 ± 87	609.6	6.1	0.1595 ± 0.0075
lum/4	544 ± 192	1231.6	12.4	0.1534 ± 0.0083
10-Bunch-Betrieb				
p70	63 ± 53	6.9	0.07	0.1316 ± 0.0193
p150	225 ± 133	24.5	0.24	0.1457 ± 0.0139
p300	870 ± 214	95.0	0.95	0.1588 ± 0.0058
p480/2	2081 ± 246	228.1	2.29	0.1678 ± 0.0028
ep/2	12700 ± 3288	1412.1	14.2	0.1660 ± 0.0061
lum/5	387400 ± 35430	55342.9	556.1	0.1703 ± 0.0022
lum/6	1228000 ± 93390	353022.9	3547.0	0.1858 ± 0.0018
2GeV-Trigger				
p480/3	8917 ± 1351	1604.3	16.1	0.1604 ± 0.0036
ep/3	179700 ± 22000	37124.3	373.0	0.1575 ± 0.0029

* : wird a in dieser Form verwendet, so gibt $R_h(r)\Delta r$ den Prozentsatz der Protonen-Pakete an, die im jeweiligen Radius-Intervall ein Untergrund-Ereignis erzeugen

Tabelle 5.3: Regressionsparameter der radialen Verteilung der Schauerschwerpunkte

Schauerrichtungen

Für jede Ebene des Kalorimeters läßt sich gesondert das Zentrum der Energiedeposition ermitteln. Dieses entspricht für vertikal orientierte Ebenen einer x-Position, für horizontal orientierte Ebenen einer y-Position der Schauerachse, jeweils bei festem z-Wert. Aus den Koordinaten in zwei Ebenen gleicher Orientierung läßt sich ein Winkel δ gegen die Strahlrichtung ermitteln. Winkel in horizontaler Richtung ergeben sich aus x-Koordinaten:

$$\delta_{i,j} = \arctan \frac{x_j - x_i}{z_j - z_i}$$

Winkel in vertikaler Richtung aus y-Koordinaten:

$$\delta_{k,l} = \arctan \frac{y_l - y_k}{z_l - z_k}$$

Dabei sind stehen die Indizes i,j,k,l jeweils für eine Ebene. Die Abbildungen 5.10 bis 5.13 zeigen Verteilungen der so ermittelten Schauerwinkel. Diese wurden jeweils zwischen der ersten und zweiten Ebene (Abbildungen 5.10 und 5.12) bzw. zwischen der ersten und vierten Ebene (Abbildungen 5.11 und 5.13) einer Ausrichtung gebildet. Abbildungen 5.11 und 5.13 enthalten weniger Ereignisse als die Abbildungen 5.10 und 5.12, da wenige Schauer das ganze Kalorimeter durchdringen. Die Winkelverteilungen lassen nicht auf eine bevorzugte Herkunftsrichtung des Untergrundes schließen.

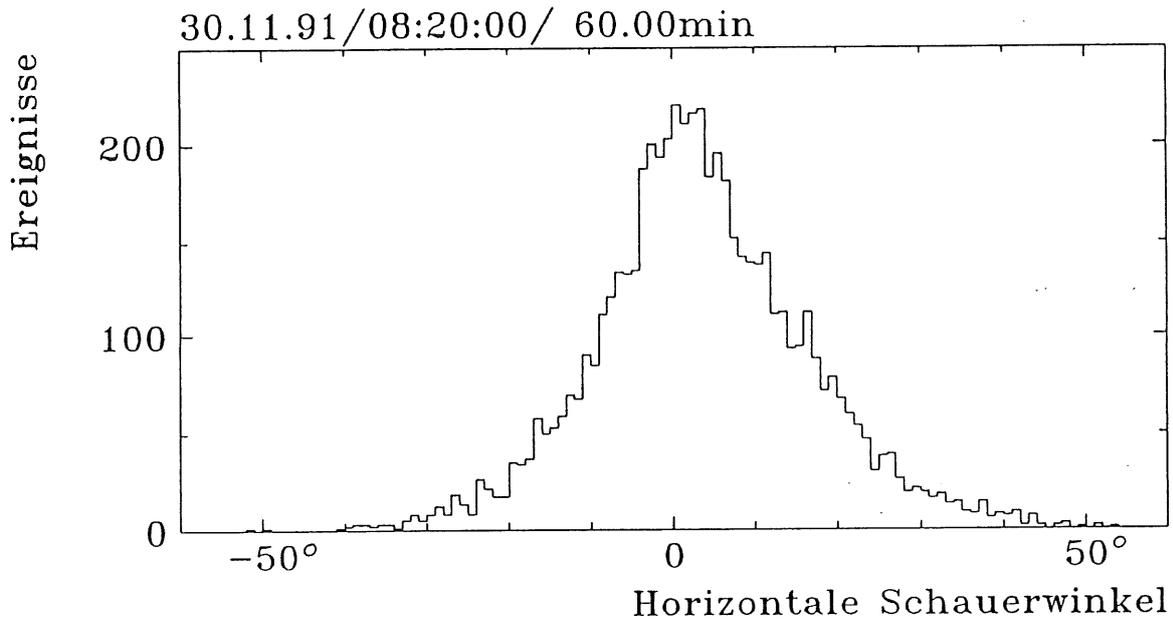


Abbildung 5.10: Verteilung der horizontalen Schauerwinkel zwischen 1. und 2. Ebene in x

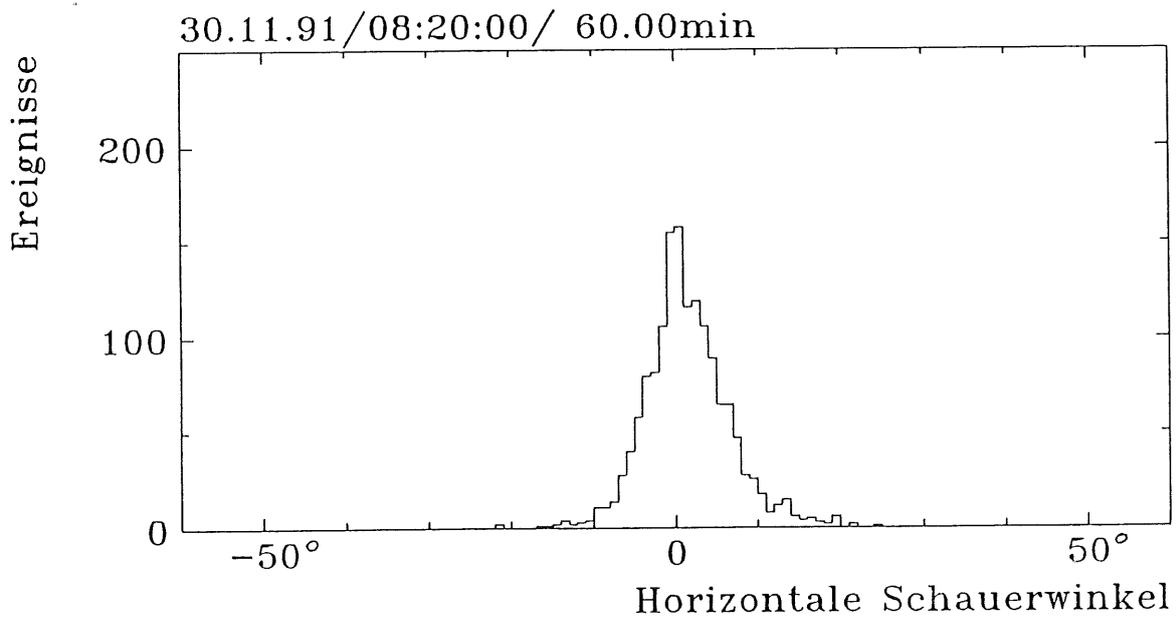


Abbildung 5.11: Verteilung der horizontalen Schauerwinkel zwischen 1. und 4. Ebene in x

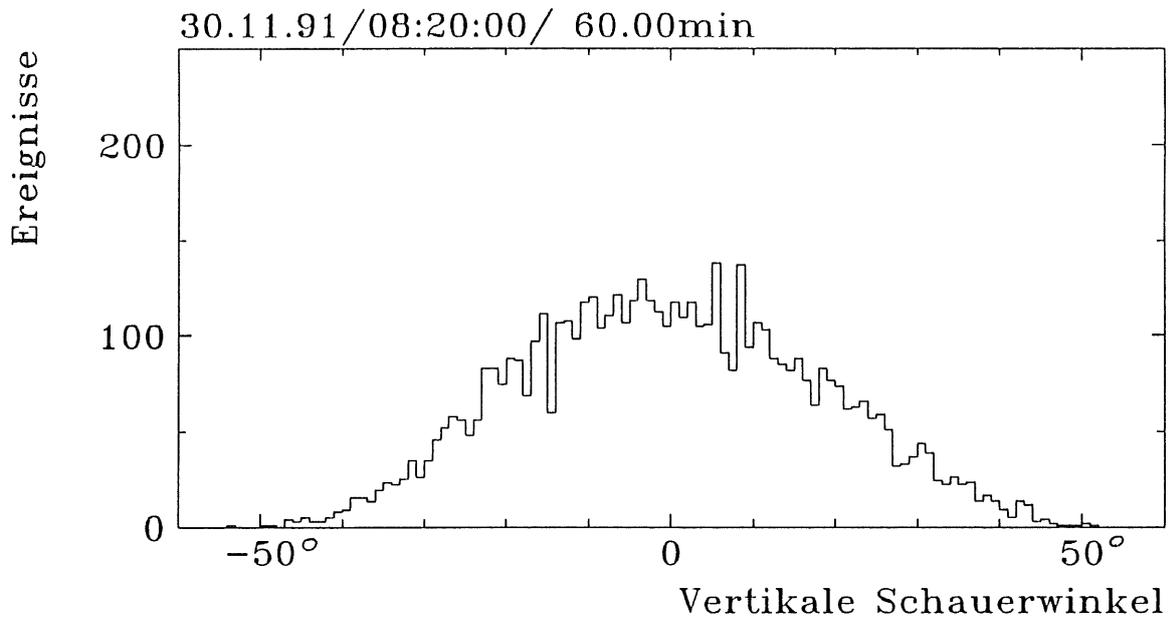


Abbildung 5.12: Verteilung der vertikalen Schauerwinkel zwischen 1. und 2. Ebene in y

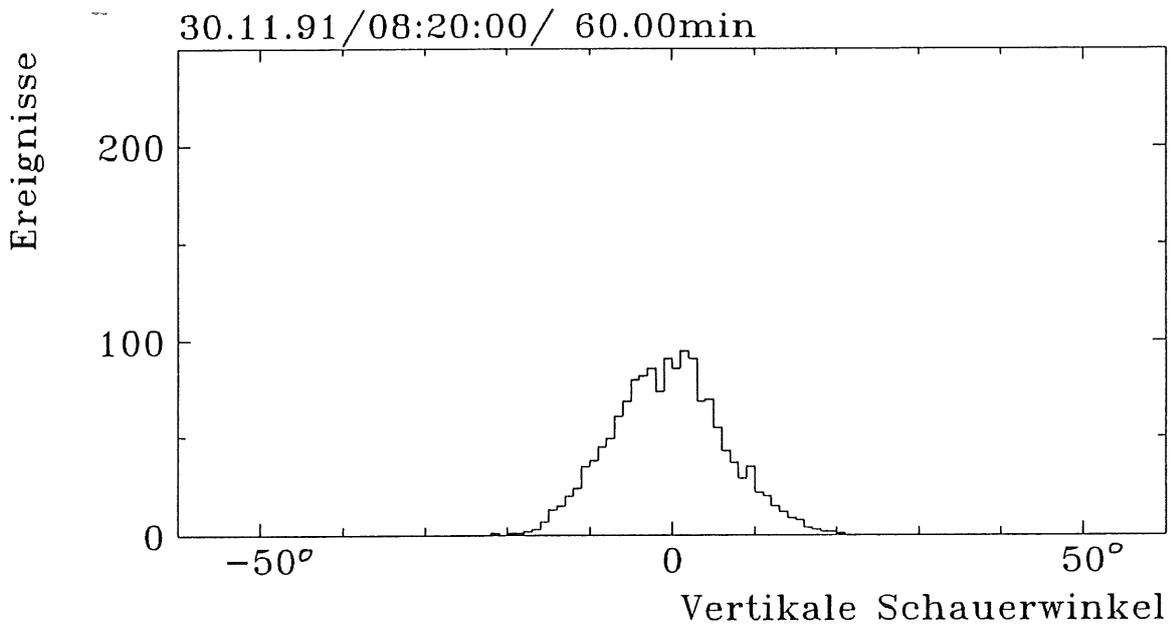


Abbildung 5.13: Verteilung der vertikalen Schauerwinkel zwischen 1. und 4. Ebene in y

5.3 Koinzidenz mit Vetowand-Triggern

Mit Hilfe des Bitregisters kann für die letzten Läufe das Ansprechverhalten der Vetowand für die im Kalorimeter registrierten Ereignisse überprüft werden. Abbildung 5.14 zeigt die Spektren der Ereignisse mit und ohne Vetotrigger sowie die Summe aus beiden Spektren. Tabelle 5.4 gibt für verschiedene Läufe den Anteil der Myonen und den Anteil der Ereignisse mit $E \geq 6\text{GeV}$ an, bei denen weder im äußeren Veto noch im inneren Veto ein Trigger vorliegt. Es ist zu beachten, daß der Anteil der hadronische Ereignisse ohne Vetotrigger unabhängig von deren Energie ist, d.h. das Spektrum dieser Ereignisse fällt mit dem gleichen Exponentialkoeffizienten wie das gesamte Spektrum. Auffallend sind ferner folgende Punkte:

- *Ein hoher Anteil hadronischer Ereignisse ohne Vetowand-Trigger.* Der Ursprung dieser Ereignisse liegt vermutlich zwischen Vetowand und Kalorimeter. Dies deckt sich mit den Beobachtungen über die räumliche Verteilung des Untergrundes (Abschnitt 5.2.2).
- *Ein höherer Veto-Anteil bei höheren Strahlenergien und bei Strahlkollisionen.* Dies läßt sich dadurch erklären, daß mehr Ereignisse höherer Reichweite vorliegen und auch niederenergetische Kalorimeter-Ereignisse oft Teile höherenergetischer Schauer sind, die schon in der Vetowand detektiert werden.
- *Der relativ hohe Anteil von Myonen, die nicht in der Vetowand gesehen werden.* Diese Myonen können aus dem vom Veto ausgesparten Bereich um das Strahlrohr kommen. Dies läßt sich durch die Unbestimmtheit der Myonenrichtung erklären: Der maximale Winkel eines "6-Ebenen-Myons" zur Strahlrichtung ist $\delta_{max} = \arctan \frac{60\text{cm}}{90\text{cm}} = 33.7^\circ$. Verlangt man, daß ein Myon eine "gerade" Spur im Kalorimeter hinterläßt, d.h. in jeder Ebene genau einen Treffer erzeugt, so erfasst man (für den Lauf (lum/6)) nur 56.9% der Myonen, von denen aber nur noch 10.8% ohne Vetowand-Trigger sind. Diese Myonen können aber immer noch eine Winkelabweichung $\delta_{max} = \arctan \frac{15\text{cm}}{120\text{cm}} = 7.2^\circ$ von der Strahlrichtung haben. Diese Abweichung entspricht über die Strecke von 5.8m zum äußeren Veto (7.3m zum inneren Veto) einer radialen Ablage von 73cm (bzw.91cm).

Lauf	Myonen [%]	Ereignisse $\geq 6\text{GeV}$ [%]
p70	92.1	96.8
p150	77.5	90.1
p300	52.5	77.0
p480/2	47.9	68.2
ep/2	41.0	83.5
lum/5	19.1	60.9
lum/6	19.2	58.9
p480/3	45.3	86.6
ep/3	33.0	78.8

Tabelle 5.4: Ereignisse ohne Vetowand-Trigger

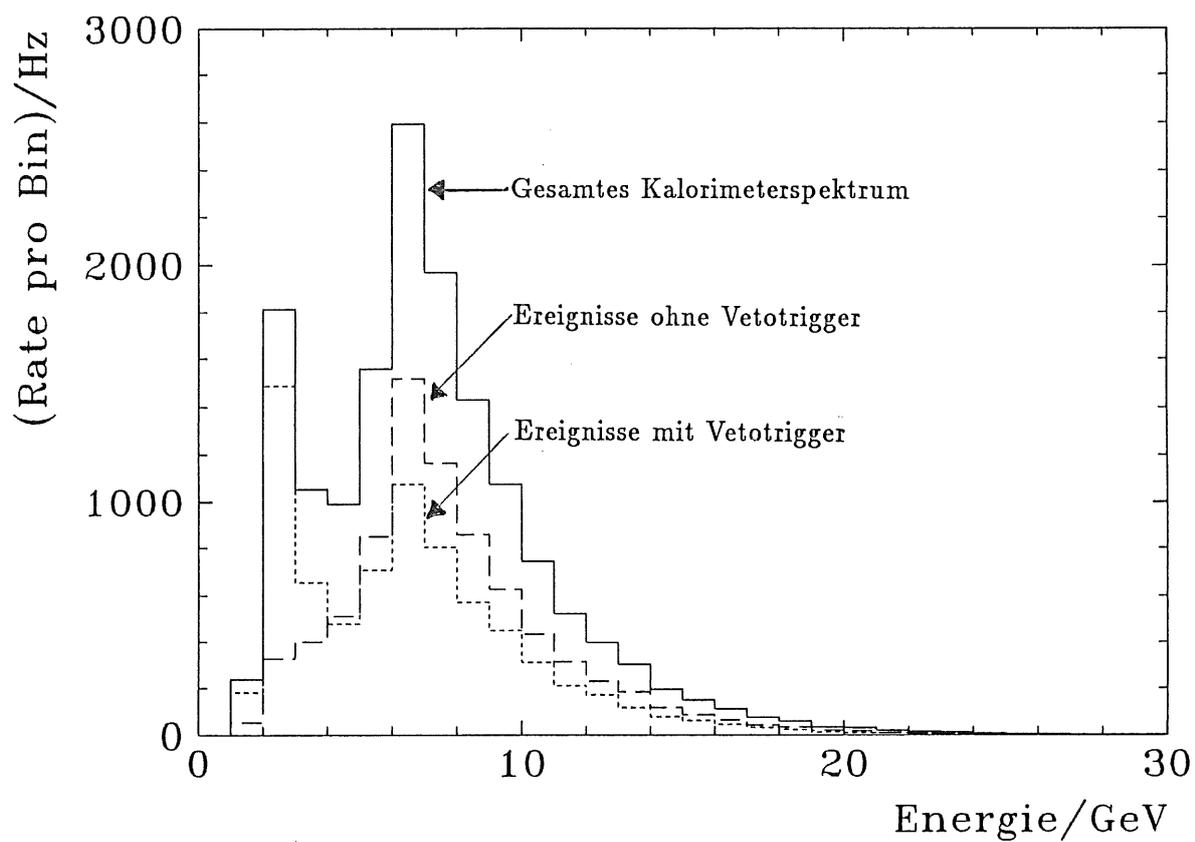


Abbildung 5.14: Ansprechverhalten der Vetowand

5.4 Vergleich der Ergebnisse mit Voraussagen

In [BRI87] werden Abschätzungen über den Strahluntergrund aus Protonenstrahlverlusten angegeben, die durch Simulationsrechnungen gewonnen wurden. Für Myonen und Hadronen werden dabei folgende Raten vorausgesagt (Aufbau ohne zusätzliche Abschirmungen):

Aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen:

$$\mu^+, \mu^- : 25 \text{ kHz}$$

$$\pi^+, \pi^-, p, n : 139 \text{ kHz}$$

Aus Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen:

$$\mu^+, \mu^- : 150 \text{ kHz}$$

$$\pi^+, \pi^-, p, n : 504 \text{ kHz}$$

Man nimmt an, daß Strahl-Restgas-Wechselwirkungen der vorherrschende Verlustmechanismus bei alleinigem Protonenstrahl sind, Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen dagegen bei aufgeweitetem Protonenstrahl im Kollisionsbetrieb.

Es ergeben sich daher aus den Testkalorimeter-Messungen (für vollen Protonenstrom von 163mA) folgende Abschätzungen (siehe Tabelle 5.1, Seite 36):

Aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen:

$$\mu^+, \mu^- : 0.4 \text{ bis } 4 \text{ kHz}$$

$$\text{Hadronen} : 3.1 \text{ bis } 19 \text{ kHz}$$

Aus Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen:

$$\mu^+, \mu^- : 13 \text{ bis } 729 \text{ kHz}$$

$$\text{Hadronen} : 40 \text{ bis } 2797 \text{ kHz}$$

Berücksichtigt man einen "Flächenfaktor" 6 (siehe Abschnitt 5.1), so liegen die Abschätzungen aus den Testkalorimeter-Messungen für Strahl-Restgas-Wechselwirkungen in der Größenordnung der Voraussagen aus [BRI87]. Für Kollisionsbetrieb führen nur die Messungen vom 17.11.'91 (ohne Kollimator, Läufe (lum/2) und (lum/4)) auf Raten der vorausgesagten Größe, die übrigen Messungen liegen etwa zwei Größenordnungen darüber.

Die in [BRI87] angegebene Radialverteilung der Untergrund-Ereignisse am Ort $z = 0$ (Wechselwirkungspunkt) läßt sich durch einen exponentiellen Abfall $R[\text{Hz/cm}] \propto e^{-0.16 \times r[\text{cm}]}$ beschreiben. Dies ist vergleichbar mit der gemessenen Radialverteilung der Schauerschwerpunkte $R_h(r) \Delta r \propto e^{-b \times r[\text{cm}]}$, deren Exponentialkoeffizient b zwischen 0.16 und 0.19 liegt.

Die mit dem Testkalorimeter gemessenen Ereignis-Energien sind wesentlich geringer als vorausgesagt: Das in [BRI87] angegebene Energiespektrum des Untergrundes reicht bis zur Maximalenergie von 820 GeV. Die höchste im Testkalorimeter gemessene Energie beträgt 80 GeV bei einer Protonenstrahl-Energie von 480 GeV. Dieser Unterschied läßt sich dadurch erklären, daß in [BRI87] eine Abschirmung durch die Detektorfront nicht berücksichtigt wurde.

Die gegenüber den Simulationsrechnungen höhere Myonenrate stellt für das H1-Experiment keine Gefahr dar, da anzunehmen ist, daß die entgeltige Vetowand diese vollständig nachweisen kann. Eine weitere Nachweismöglichkeit für Myonen bietet der TOF-Detektor², der 1991 noch nicht an den Strahluntergrund-Messungen beteiligt war. Es kann durch die (nachgewiesenen) Myonen allerdings zu erheblichen Auslese-Totzeiten für das H1-Experiment kommen.

Eine Gefahr für das Experiment bedeutet die hohe Rate hadronischer Untergrund-Ereignisse, da diese z.T. nicht von der Vetowand gesehen werden können, und so aufgrund ihrer hohen Multiplizitäten Fehltrigger auslösen können. Für den HERA-Dauerbetrieb wird allerdings aus folgenden Gründen noch eine Verringerung der Untergrund-Raten bei Strahlkollisionen erwartet [VETO91, VETO92]:

- Durch Einsatz des vollständigen Strahlkollimator-Systems wird mit einer Untergrund-Reduktion um einen Faktor 10 – 100 gerechnet [LOH92].

²engl.: "time-of-flight"

- Höhere Energie der Protonen (820 GeV gegenüber 480 GeV während der Testmessungen) führt zu einem stabileren Strahl, der durch den Elektronenstrahl weniger aufgeweitet wird.
- Ein verbessertes Strahlrohr in der Wechselwirkungszone und zusätzliche Abschirmungen vor dem Experiment wurden installiert und sollen die Rate aus Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen reduzieren.

Testmessungen in der ZEUS-Wechselwirkungszone [LOH92] führten zu folgenden Ergebnissen (Extrapoliert auf die gesamte Detektorfront sowie auf vollen HERA-Strom):

Rate aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen:

100 bis 200 kHz

Rate aus Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen:

200 bis 1200 kHz

Diese Messungen unterschieden nicht zwischen minimal ionisierenden Teilchen und Hadronen. Vor den Zählern befand sich keine der Detektorfront entsprechende Abschirmung, in der Teilchen aus Strahlverlusten anschauen können. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Untergrund-Ereignis nachgewiesen wird, geringer als im Testkalorimeter-Experiment. Dies erklärt möglicherweise die geringeren Raten.

Zusammenfassung

Während des Testbetriebes der Speicherring-Anlage HERA wurden in der Wechselwirkungszone des H1-Experiments Untersuchungen des Strahluntergrundes aus Verlusten des Protonenstrahls unternommen. Zu diesem Zweck befand sich neben dem Strahlrohr ein hadronisches Sampling-Kalorimeter mit einer Querschnittsfläche von $60 \times 60 \text{cm}^2$. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für dieses Gerät eine Energietriggerschaltung aufgebaut, deren Schwellenwert innerhalb einer Genauigkeit von $\pm 1.1 \text{GeV}$ festgelegt werden konnte. Ergänzend dazu konnte aus der bestehenden Zählerlogik eine Triggerbedingung für Myonen abgeleitet werden. Aus der Literatur wurde eine Abschätzung für die Signalantwort des Testkalorimeters bei hadronischen Ereignissen niedriger Energie gewonnen.

Messungen bei Protonenstrahl- und Strahlkollisionsbetrieb wurden im November und Dezember 1991 unternommen. Meßwerte der am Ort des Testkalorimeters deponierten Strahlungsdosis lassen nicht auf eine Strahlenschädigung des Geräts schließen.

Die Rate von Myonen, die das Gebiet des Testkalorimeters unter Winkeln $\delta \leq 34^\circ$ zur Strahlrichtung durchqueren, beträgt 0.4 - 4.0 kHz bei reinem Protonenstrahlbetrieb und 13 - 730 kHz bei Strahlkollisionen. Die Rate aufschauernder Ereignisse einer Energie $E \geq 6 \text{GeV}$ liegt bei reinem Protonenstrahl von 480 GeV zwischen 3 und 19 kHz und bei Kollisionsbetrieb zwischen 40 und 2800 kHz. (Diese Raten sind jeweils auf vollen HERA-Protonenstrom von 163 mA extrapoliert, ein Faktor 6 für die Fläche der zentralen Spurenkammern ist evtl. noch zu berücksichtigen).

Die Zählrate aufschauernder Ereignisse fällt exponentiell mit deren Energie E, die integrierte Rate $R_h(E)$ verläuft dabei wie $R_h(E) \propto e^{-b \times E [\text{GeV}]}$. Der Exponentialkoeffizienten b liegt zwischen 0.41 und 0.44 bei 480 GeV-Protonenstrahl und zwischen 0.31 und 0.40 bei Kollisionsbetrieb.

Durch Berechnung der Schauerschwerpunkte wurde die räumliche Verteilung des hadronischen Untergrundes untersucht. Die radiale Häufigkeitsverteilung der Schwerpunkte in Ringen von $\Delta r = 1 \text{cm}$ Breite wird beschrieben durch $R_h(r) \Delta r \propto e^{-b \times r [\text{cm}]}$, wobei b zwischen 0.16 und 0.19 liegt.

Eine Vorzugsrichtung der Schauer konnte nicht gefunden werden.

Die Zählraten bei reinem Protonenstrahl und die radiale Verteilung der Ereignisse entsprechen den Prognosen durch [BRI87]. Die Untergrundraten bei Strahlkollisionen sind deutlich höher als vorhergesagt, jedoch verringert schon ein Strahlkollimator die Raten um einen Faktor 4.5 für Myonen und um einen Faktor 3.0 für aufschauernde Ereignisse.

Die provisorische Vetowand erfaßte mehr als 80% der Myonen, die im Testkalorimeter gesehen wurden.

Anhang A

Tabellen zur Kalorimeter-Response für Hadronen

E_{Beam} [GeV]	Q[EP]	α [EP/GeV]
10.00	40.9	4.09
14.80	64.3	4.35
19.85	89.3	4.50
29.50	137.2	4.65
49.35	234.8	4.76
74.10	354.0	4.78
98.80	482.0	4.88
117.30	586.0	5.00
137.80	692.7	5.03

Tabelle A.1: Response nach [ABR81]

E_{Beam} [GeV]	α [EP/GeV]	α [EP/GeV] angepaßt an Tabelle A.1
0.7	8.83	3.76
1.0	8.67	3.63
1.5	8.00	3.40
2.0	8.14	3.46
3.5	8.81	3.75
5.0	9.13	3.88
10.0	9.92	4.22
20.0	10.26	4.37
30.0	10.78	4.58
50.0	11.33	4.82
60.0	11.19	4.76
80.0	11.40	4.85
90.0	11.50	4.89

Tabelle A.2: Response nach [COR82a]

Q[EP]	E[GeV]	$\alpha = (Q[EP]/a) + b$	
		a[GeV]	b[EP/GeV]
5.1 bis 40.9	1.5 bis 10.0	51.9	3.30
40.9 bis 64.3	10.0 bis 14.8	91.8	3.64
64.3 bis 89.3	14.8 bis 19.85	162.3	3.95
89.3 bis 137.2	19.85 bis 29.5	315.1	4.22
137.2 bis 234.8	29.5 bis 49.35	912.1	4.50
234.8 bis 354.0	49.35 bis 74.1	6273.7	4.72
354.0 bis 482.0	74.1 bis 98.8	1254.9	4.49
482.0 bis 586.0	98.8 bis 117.3	888.9	4.34
586.0 bis 692.7	117.3 bis 137.8	3441.9	4.83

Tabelle A.3: Interpolationsgeraden zur Berechnung von α nach Tabellen A.1 und A.2

Anhang B

Ergänzungen zu den Messungen

B.1 Einzelkanalzählraten vom 30.11.1991

-ELEKTRONSEITE-

senkrechte Kanäle:			
12461.25	5862.66	3110.16	2110.03
15126.75	7106.11	4271.20	2061.11
18602.62	8971.71	4403.00	2655.17
28114.38	16454.01	8950.35	4278.49
waagerechte Kanäle:			
3923.59	6576.52	7725.64	4628.29
7539.36	9457.28	10839.64	9167.43
8854.20	12955.36	15375.82	10481.09
17924.21	22984.04	22146.67	21312.82

-PROTONENSEITE-

Tabelle B.1: Zählratenmittelwerte der Einzelkanäle [Hz], Lauf (lum/6)

B.2 Spektren der Energietrigger-Testläufe

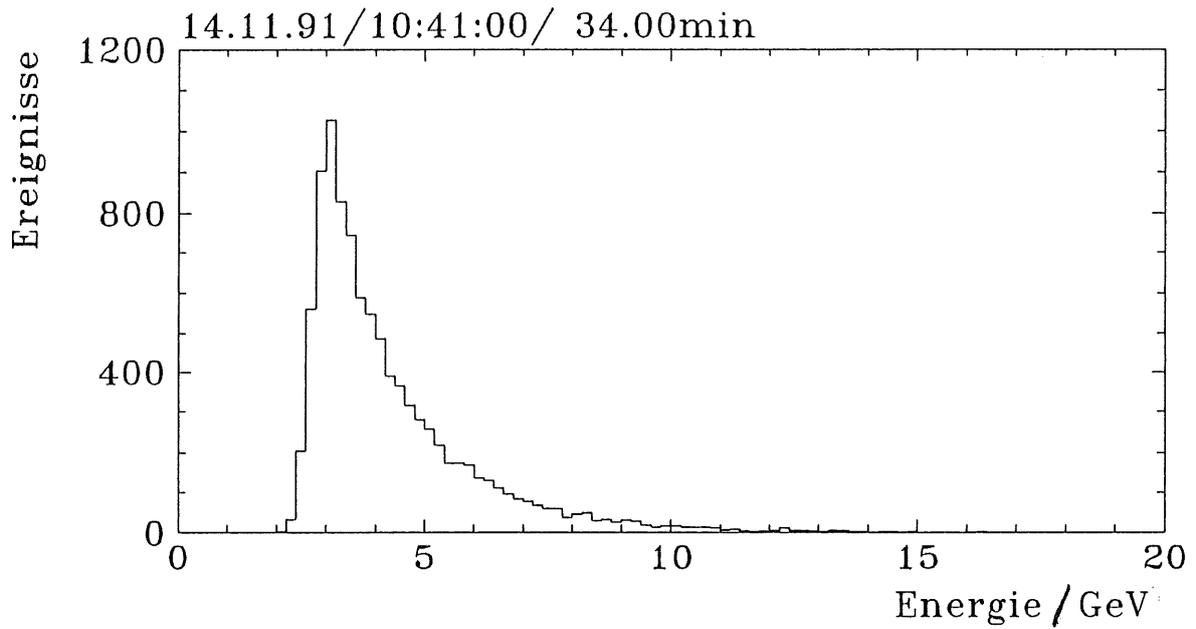


Abbildung B.1: Spektrum bei 100mV Diskriminatorschwelle

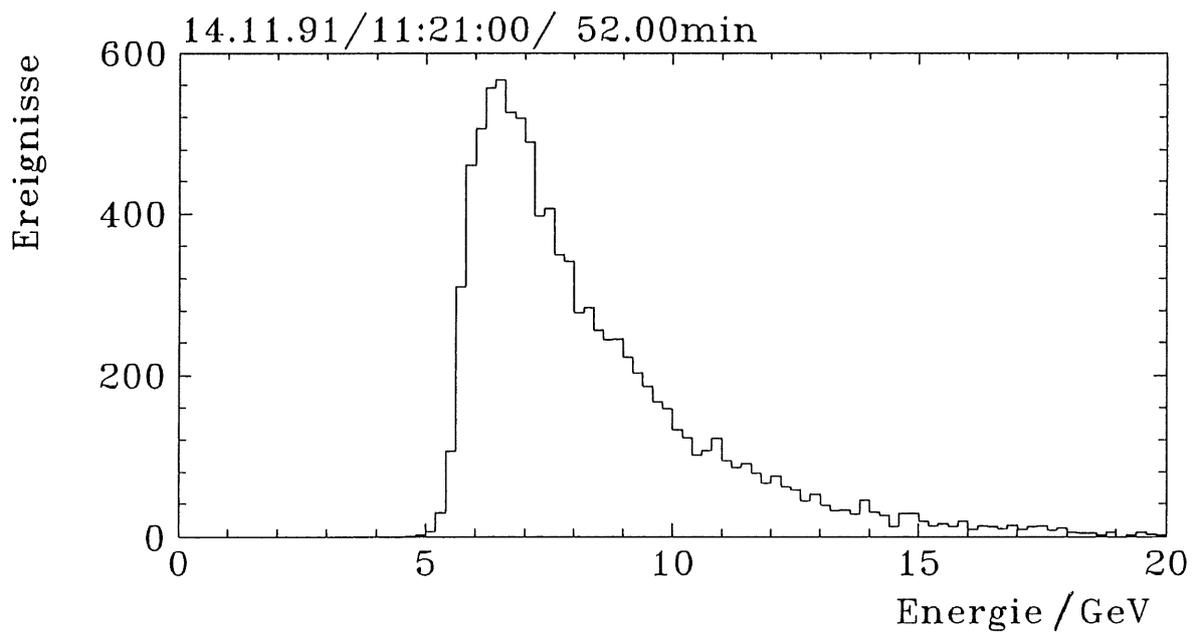


Abbildung B.2: Spektrum bei 200mV Diskriminatorschwelle

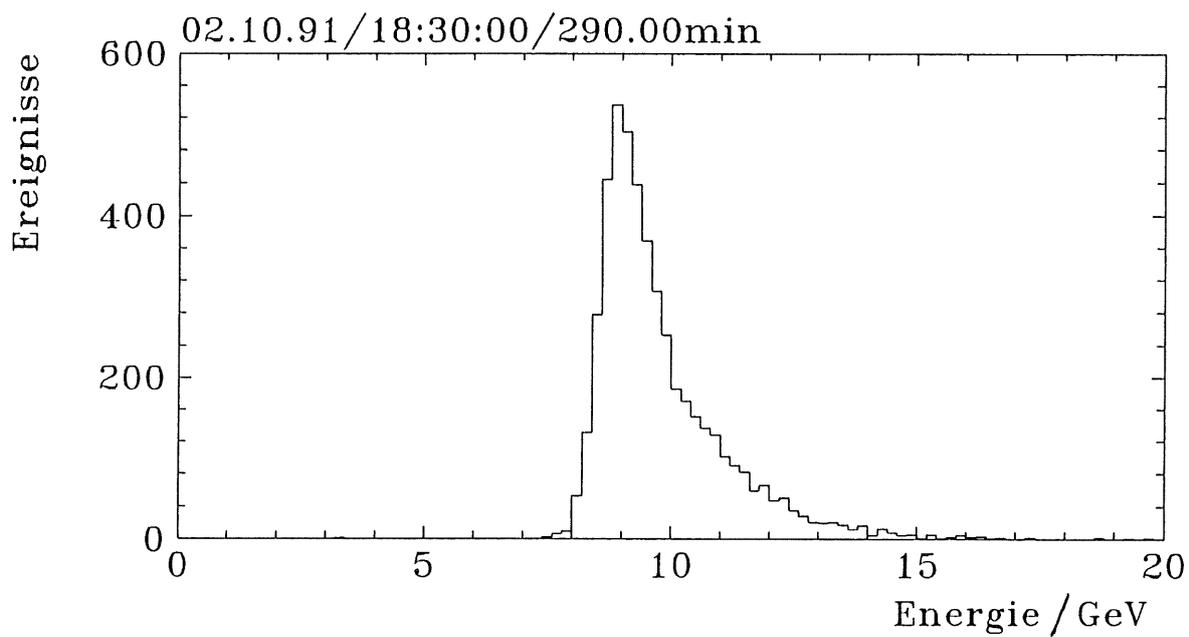


Abbildung B.3: Spektrum bei 300mV Diskriminatorschwelle

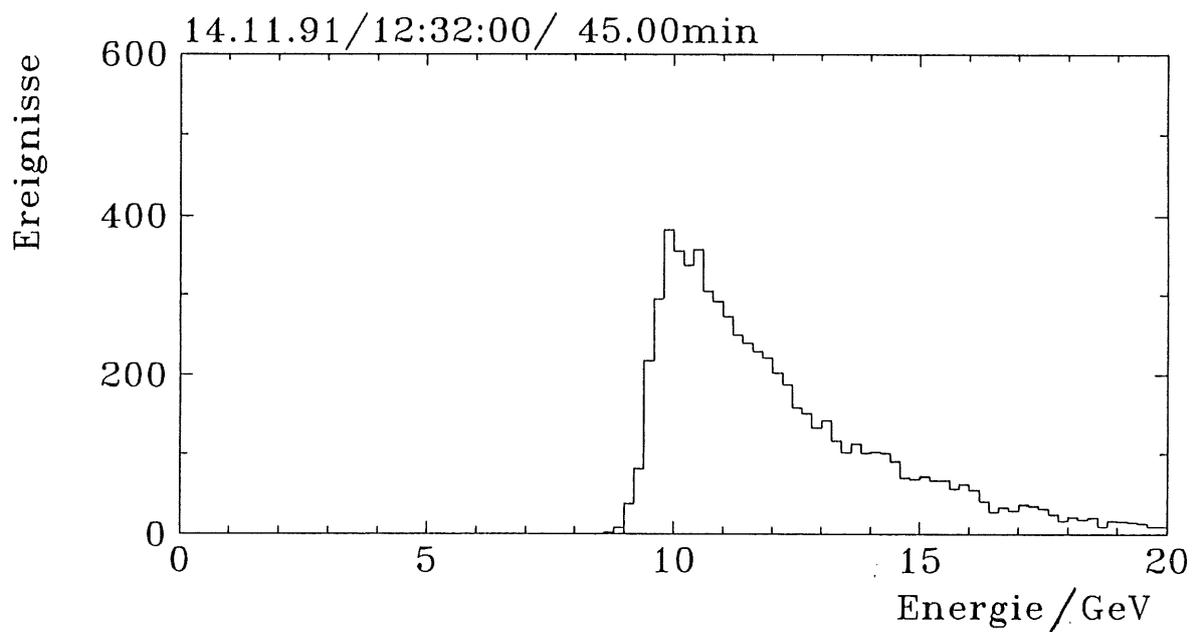


Abbildung B.4: Spektrum bei 400mV Diskriminatorschwelle

Literaturverzeichnis

- [ABR81] H.Abramowitz et al.
The Response and Resolution of an Iron-Scintillator Calorimeter for Hadronic and Electromagnetic Showers between 10 GeV and 140 GeV
Nuclear Instruments and Methods 180 (S.429-439), Amsterdam 1981
- [BIA91] W.Bialowons et al., DESY-Gruppe Beschleunigerphysik
Schichtzusammenfassungen des HERA-Testlaufs
Als Datensatz 'MPYCTL.HERA.NEWS' auf dem DESY-IBM-Großrechner
Hamburg 1991
- [BLO92] V.Blobel
LOOK - A System for Data Analysis
Graphiksoftwarepaket am DESY, z.Zt.betreut von S.Levonian
- [BLO82] V.Blobel
MLFITTA - A Program to find Maxima of Likelyhood Functions
Softwarepaket am DESY, Hamburg 1982
- [BLU82] H.Blümer et al.
Results from the 1981 Test Calorimeter Run
European Organization for Nuclear Research, CERN 1982
- [BRI87] R.Brinkmann
Simulation of Background from Proton Losses in the HERA Straight Sections
Interner Bericht DESY HERA 87-19, Hamburg 1987
- [COR82a] M.J.Corden et al.
Some Hadron Calorimeter Properties Relevant to Storage Rings
Physica Scripta, Vol.25 (S. 5-10), Stockholm 1982
- [COR82b] M.J.Corden et al.
Performance of a UA1 Hadron Calorimeter Prototype
Physica Scripta, Vol.25 (S.11-14), Stockholm 1982
- [ENG85] J.Engler
Perspectives in Calorimetry
Nuclear Instruments and Methods 235 (S.301-309), Amsterdam 1985
- [FAB89] C.W.Fabjan, R.Wigmans
Energy measurement of elementary particles
Rep.Prog.Phys.52 (S.1519-1580), 1989
- [FLA92] K.Flamm
Diplomarbeit in Vorbereitung

- [VETO91] K.Flamm, Th.Hunold, V.Korbel, Ch.Leverenz, A.Schwind, G.G.Winter
*Persönliche Mitteilungen im Rahmen der Vetowand-
und Kalorimeter-Strahluntergrundmessungen während des HERA-Testbetriebes*
- [VETO92] K.Flamm, Th.Hunold, V.Korbel, Ch.Leverenz, A.Schwind, G.G.Winter
*Erste HERA-Strahluntergrundstudien in der
H1-Wechselwirkungszone im November 1991*
unveröffentlicht
- [GAB74] T.A.Gabriel, J.D.Amburgey
*Response of a large all-liquid scintillation spectrometer and of a 24-layer iron-plastic spectrometer
to charged pions and protons in the low-GeV-range*
Nuclear Instruments and Methods 116 (S.333-344), Amsterdam 1974
- [GAB80] T.A.Gabriel, B.L.Bishop
*Calculated response of a total liquid argon calorimeter to protons and electrons in the 0.5-5.0 GeV
energy range*
Nuclear Instruments and Methods 169 (S.427-439), Amsterdam 1980
- [GRO89] D.E.Groom
*Energy Scaling of Low-Energy Neutron Yield, the e/π Ratio, and Hadronic Response in a Calo-
rimeter*
Barcelona ECFA-Week 1989 (S.549-550)
- [HAH87] P.Hahne und E.Lohrmann
Collimators for the HERA Proton Ring
Interner Bericht DESY HERA 87-26, Hamburg 1987
- [HER88] F.Eisele
HERA-Experiment H1 Status Report
HERA BULLETIN Nr.13, Hamburg 1988
- [HER89] F.Eisele
H1-Experiment
HERA BULLETIN Nr.16, Hamburg 1989
- [HUG86] E.Hughes
*Measurement of Hadronic and Electromagnetic Shower Development between 10 GeV and 140
GeV by an Iron-Scintillator Calorimeter*
CDHS Internal Report, CERN 1986
- [H1P86] H1-Collaboration
Technical Proposal for the H1-Detector
DESY, Hamburg 1986
- [HUN91] Th.Hunold
*Eichung und Inbetriebnahme eines Eisen-Szintillator-Kalorimeters für Strahluntergrundmessun-
gen am H1-Experiment während des HERA-Testbetriebs*
Diplomarbeit am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1991
- [JOH92] D.P.Johnson
Beam Gas Effects at HERA ep Collider
unveröffentlicht

- [KLE87] K.Kleinknecht
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner-Verlag, Stuttgart 1987
- [LEV91] Ch.Leverenz
Aufbau und Test eines Szintillationszählersystems zur Bestimmung des Strahluntergrundes am H1-Experiment sowie erste Strahlstudien
Diplomarbeit am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, 1991
- [LUM91] S.Levonian et al.
H1 Lumi Logbook
Als Datensatz 'F11LEV.PUB.LUMI.LOGBOOK' auf dem DESY-IBM-Großrechner Hamburg 1991
- [LOH86] E.Lohrmann
Hochenergiephysik
Teubner-Verlag, Stuttgart 1986
- [LOH92] E.Lohrmann and M.Nakahata
Background Study in the ZEUS Interaction Region
ZEUS-Note 92-011, Hamburg 1992
- [PDB90] Particle Data Group
Particle Properties Data Booklet
North Holland, Berkeley und CERN 1990
- [SCH90] P.Schmüser
Zur Fertigstellung von HERA
Physikalische Blätter Bd.46 Nr.12, Weinheim 1990
- [WEG89] D.Wegener
Hadronkalorimeter-Entwicklung und Anwendung
Physikalische Blätter Bd.45 Nr.9, Weinheim 1989
- [WIG88] R.Wigmans
High Resolution Hadron Calorimetry
Nuclear Instruments and Methods 265 (S.273-290), Amsterdam 1988

Tabellenverzeichnis

1.1	Konstruktionsparameter der HERA-Anlage	5
2.1	Materialparameter	10
2.2	Energiedeposition eines 5GeV-Protons	12
3.1	Elektronik-Module	23
3.2	Energieschwellen	24
4.1	Ausgewertete Testläufe	29
4.2	Dosimetrische Meßwerte	30
5.1	Ermittelte Raten	36
5.2	Regressionsparameter des integrierten Spektrums	38
5.3	Regressionsparameter der radialen Schwerpunktsverteilung	44
5.4	Ereignisse ohne Vetowand-Trigger	47
A.1	Response nach [ABR81]	52
A.2	Response nach [COR82a]	52
A.3	Interpolationsgeraden zur Berechnung der Response	53
B.1	Einzelkanalzählraten	54

Abbildungsverzeichnis

1.1	Skizze der HERA-Anlage [SCH90]	4
1.2	Detektor H1	6
2.1	Aufbau des Testkalorimeters	13
2.2	Response des Testkalorimeters	15
2.3	Response nach [COR82a]	16
2.4	Energieauflösung	17
3.1	Testaufbauten in der H1-Wechselwirkungszone	18
3.2	Die vorläufige Vetowand aus Protonensicht	19
3.3	Signalweg	20
3.4	Multiplizitätstrigger	21
3.5	Energieschwellentrigger	22
3.6	Linearität der Analogsumme	24
4.1	Positionen der Dosimeterpräparate	31
5.1	Zusammensetzung des differentiellen Spektrums	32
5.2	Energiedeposition durch Myonen	35
5.3	Differentielles und integriertes Untergrundspektrum	37
5.4	Verteilung der Einzelkanal-Zählraten	40
5.5	Schauerschwerpunkte (z,x)	41
5.6	Schauerschwerpunkte (z,y)	42
5.7	Schauerschwerpunkte (x,y)	42
5.8	Radiale Ereignisverteilung	43
5.9	Schauerschwerpunkte: Energie gegen z	43
5.10	Horizontale Schauerwinkel	45
5.11	Horizontale Schauerwinkel	45
5.12	Vertikale Schauerwinkel	46
5.13	Vertikale Schauerwinkel	46
5.14	Ansprechverhalten der Vetowand	48
B.1	Spektrum bei 100mV Diskriminatorschwelle	55
B.2	Spektrum bei 200mV Diskriminatorschwelle	55
B.3	Spektrum bei 300mV Diskriminatorschwelle	56
B.4	Spektrum bei 400mV Diskriminatorschwelle	56

Danksagung und Erklärung laut Prüfungsordnung

An dieser Stelle möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die mit ihrer Unterstützung zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst möchte ich mich bei Thomas Hunold und Christian Leverenz bedanken, die das Testkalorimeter-Experiment vorbereiteten. Ohne die Unterstützung, die ich durch sie erhielt, wäre es mir bestimmt nicht so schnell möglich gewesen, in der Welt der Kabel und Computer Fuß zu fassen.

Herrn Prof.Dr.H.Spitzer danke ich für die Aufgabenstellung, die Beurteilung der Arbeit, sowie für manche erhaltene Anregung.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr.G.G.Winter, der dieses Projekt betreute, und der mir stets half, in der Fülle der auftretenden Fragen die wesentlichen Punkte zu erkennen.

Frau Prof.Dr.B.Naroska danke ich für die Erstellung des Zweitgutachtens zu dieser Arbeit.

Herrn U.Kühnel danke ich für die technische Unterstützung beim Aufbau des Energietriggers, insbesondere für die Herstellung der Signalteiler.

Für gute Zusammenarbeit in vielen Planungstreffen und mancher Nachtschicht bedanke ich mich bei den Angehörigen der H1-Veto-Gruppe K.Flamm, Dr.V.Korbel und Dr.A.Schwind.

Ganz herzlich möchte ich mich auch bei Frank Linsel und Ulrich Seehausen bedanken, die immer ein offenes Ohr für meine Fragen, und meistens auch eine Antwort darauf hatten. Ihnen beiden gilt desweiteren mein Dank für die Korrektur des Manuskripts und so manchen Hinweis zur "richtigen Darstellung".

Wesentlich zum Gelingen der Arbeit trug die gute Arbeitsatmosphäre am DESY und auch die Hilfsbereitschaft vieler nicht namentlich erwähnter DESYaner bei. Ihnen allen, vor allem den Angehörigen der Gruppe FH1T, sei hiermit mein Dank ausgesprochen.

Bleibt noch festzustellen, daß ich in meiner Zeit am DESY sehr viel gelernt habe, nicht nur auf fachlichem Gebiet. Die Arbeit hier hat mich den Spaß an der Physik wieder spüren lassen, der im trockenen Vorlesungsbetrieb allzuleicht zu kurz kommt.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

Hamburg, den 4.Juni 1992,

(Ulrich Knecht)