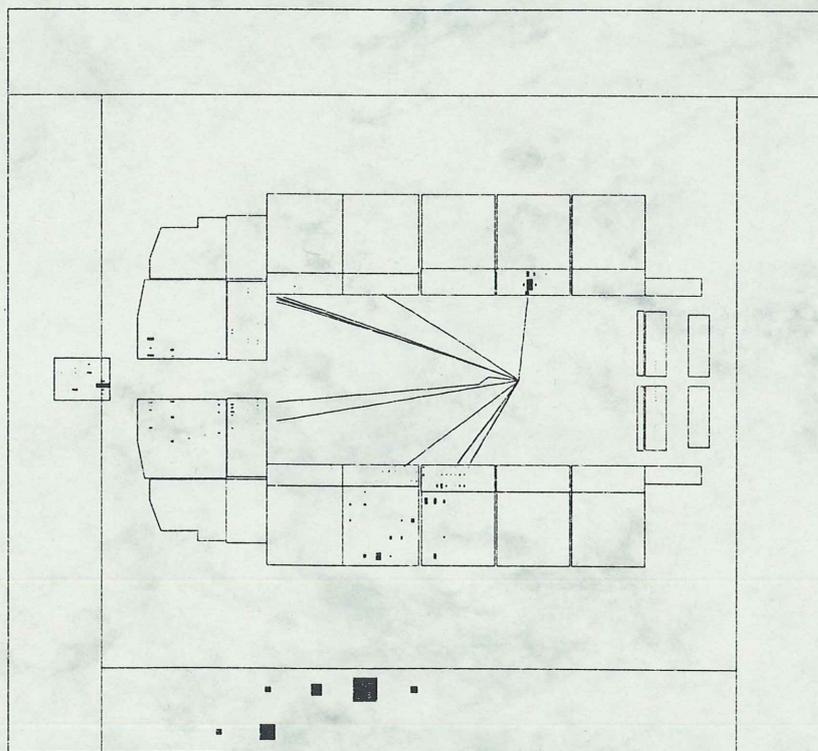




Bergische Universität
Gesamthochschule Wuppertal
Fachbereich Physik

Energiebestimmung hochenergetischer Hadronen
aus ep - Wechselwirkungen am HERA-Speicherring
Der H1-Tail Catcher

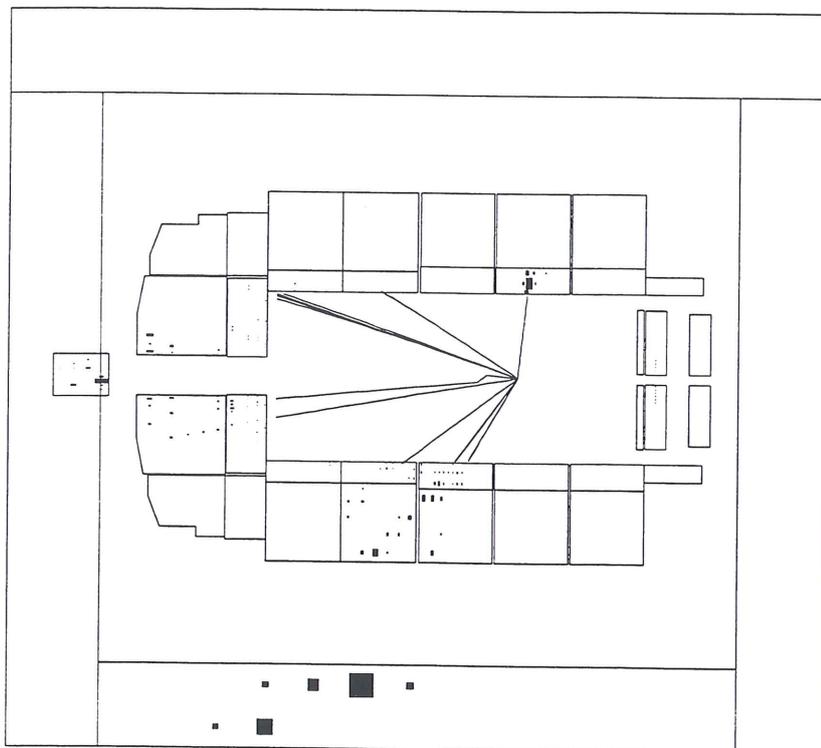
Joachim Ebert



WUB-DIS 98-4
Wuppertal, Mai 1998

Energiebestimmung hochenergetischer Hadronen
aus ep - Wechselwirkungen am HERA-Speichering

Der H1-Tail Catcher



Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Bergischen Universität Wuppertal

Vorgelegt von
Joachim Ebert

WUB-DIS 98-4
Wuppertal, Mai 1998

Kurzfassung

Am HERA - Speichering wurden erstmalig mit Padauslese versehene Streamerkammern als Instrumentierung des Eisenjochs zur Detektion von Leckenergie aus den inneren Kalorimetern in ep - Wechselwirkungen genutzt. Dieses Verfahren zur Verbesserung des Kalorimetersystems bedurfte somit der Entwicklung neuer Methoden zur Energiekalibration des instrumentierten Eisenjochs, Überwachung der Langzeitstabilität sowie - begründet in der Ereignistopologie, Größe des instrumentierten Eisens und Höhe der Energiedepositionen - die Entwicklung spezieller Schnitte zur Unterdrückung von Untergrundsignalen.

Die Analyse von Daten und MC - Ereignissen mit Hilfe der Verfahren der p_t - und y -Balance ergab einen verbleibenden systematischen Fehler der Energiekalibration von 5%. Dieser Wert entspricht der Schwankungsbreite aus den Untersuchungen zur Langzeitstabilität.

Die Untersuchung zur Verbesserung des Gesamtkalorimetersystems für Ereignisse mit neutralen Strom und einem Q^2 größer als 316 GeV^2 ergab eine Verminderung des fehlenden transversalen Impulses von 20%, falls Energie im instrumentierten Eisen detektiert wurde. In diesem Bereich mit hohem Q^2 beträgt die mittlere Häufigkeit von Energiedepositionen im Eisen durch Leckenergie 20%. Diese Funktion des instrumentierten Eisens - Detektion von Leckenergie - tritt deutlich in der Analyse zum radialen Energiefluß hervor.

Neben dem Detektieren von Leckenergie übernimmt das instrumentierte Eisen weitere Aufgaben u. a. das Schließen der rückwärtigen Akzeptanzlücke für Hadronen im H1-Detektor. Der Beitrag des instrumentierten Eisens zu Ereignissen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung in den verschiedenen Funktionen wurde in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen x und Q^2 analysiert.

Die Notwendigkeit für die Untersuchung der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung in dem neuen kinematischen Bereich, das Potential aller Detektorkomponenten auszuschöpfen, zeigt sich in dem Beitrag des instrumentierten Eisens zu den Analysen "*Observation of Events at Very High Q^2 in ep Collisions at HERA*" und "*Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum*".

Abstract

The instrumentation of the iron yoke with limited streamer tubes to detect energy leakage from the inner calorimeters is used the first time in ep -scattering at the HERA-storage ring.

The improvement of the performance of the calorimeter system by this method needs the development of new methods of energy calibration and to check the long-term stability of the instrumented iron. Due to the topology of the events, the big surface area of the iron yoke and the mean energy deposition, the development of special cuts to get rid of the background is necessary.

The energy calibration of data and simulation, checked by p_t and y balance of the events, gives a systematic error of 5%. The check of the long-term stability yields values of the same range.

The investigation of neutral current events with energy depositon in the instrumented iron shows a decrease of the missing transverse momentum of about 20% in the kinematic range of $Q^2 > 316 \text{ GeV}^2$. The fraction of events with an energy contribution in the instrumented iron is about 20% in this kinematic range. Investigation of the radial energy flow shows that the instrumented iron functions as a detector of energy leakage.

In addition the instrumented iron covers the backward acceptance hole for hadrons. The contribution of the instrumented iron in each of the different tasks was investigated as a function of the kinematical variables x und Q^2 .

The contribution of the instrumented iron, discussed with respect to "*Observation of Events at Very High Q^2 in ep Collosions at HERA*" and "*Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum*", shows the urgency to use the potential of all detector components for the investigation of the new kinematical range in deep inelastic ep -scattering.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das Experiment	7
2.1	Der HERA-Speichering	7
2.2	Die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung	8
2.3	Der H1 - Detektor	10
2.4	Verfahren zur Rekonstruktion der Kinematik	13
3	Der H1 - Tail Catcher	17
3.1	Mechanischer Aufbau des instrumentierten Eisens	17
3.1.1	Status der Instrumentierung des Tail Catchers von 1992 bis 1996	22
3.1.2	Elektronische Auslekette des Tail Catchers	22
3.2	Ereignisrekonstruktion im Tail Catcher	23
3.2.1	Zeitkoinzidenz zwischen Digital- und Analogteil	26
3.2.2	Allgemeine topologische Schnitte zur Ereignisrekonstruktion	29
3.2.3	Spezielle topologische Schnitte in der vorderen Endkappe	36
3.2.4	Ergebnisse der topologische Schnitte	40
3.3	Kalibration des Tail Catchers	43
3.3.1	Elektronische Kalibration des Tail Catchers	43
3.3.2	Interkalibration der Tower des Tail Catchers	46
3.3.3	Energiekalibration des Tail Catchers	49
3.4	Kontrolle der Energiekalibration von 1994 bis 1996	52
3.4.1	Datenselektion	53
3.4.2	p_t -Balance	55
3.4.3	y -Balance	60
3.4.4	Zusammenfassung der Überprüfung der Energiekalibration	63
3.5	Langzeitstabilität des Tail Catchers	63
3.5.1	Vergleich der Interkalibrationsfaktoren	64
3.5.2	Überwachung des Tail Catchers mit Protonstrahl-Halo Myonen	65
3.5.3	Beitrag zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996	70

3.5.4	Zusammenfassung der Untersuchungen zur Langzeitstabilität	79
3.6	Simulation des Tail Catchers	80
3.6.1	Simulation von Ereignissen der Meßperiode 1994	81
3.6.2	Simulation von Ereignissen der Meßperiode 1995 und 1996	84
3.6.3	Einfluß der Schauersimulation	87
3.6.4	Zusammenfassung der Simulation des Tail Catchers	89
4	Der Tail Catcher in tief-inelastischer ep - Streuung	90
4.1	Einfluß auf das Gesamtkalorimetersystem	90
4.1.1	Fehlender transversaler Impuls	90
4.1.2	Radialer Energiefluß	93
4.2	Beitrag des Tail Catchers als Funktion von x und Q^2	98
5	Der Beitrag des Tail Catchers zu unerwartete H1-Beobachtungen	100
6	Zusammenfassung	107
	Abbildungsverzeichnis	110
	Tabellenverzeichnis	114
	Literaturverzeichnis	115
	Anhang	
A	Der Beitrag des Tail Catchers zu Energieflußmessungen 1992 und 1993	119
B	Glossar	121

Kapitel 1

Einleitung

Am Deutschen-Elektron-Synchrotron **DESY** in Hamburg wurde mit der **Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA** weltweit erstmals ein Speicherring zur Kollision von Elektronen¹ und Protonen in Betrieb genommen. Im Gegensatz zu den vorhergehenden Experimenten zur Streuung von Leptonen an einem festen Target wird durch die erzielte Schwerpunktsenergie von 314 GeV ein bisher nicht zugänglicher kinematischer Bereich zur Untersuchung der Struktur der Materie erschlossen.

Zur Messung der Streuprozesse stehen an vier Wechselwirkungspunkten des HERA Speicherringes die Detektoren **HERMES**, **HERA-B**, **ZEUS** und **H1** zur Verfügung. **HERMES** und **HERA-B** sind Experimente mit festem Target zur Untersuchung der Nukleonspinstruktur durch Kollision des polarisierten Elektronstrahls mit einem gasförmigen Nukleontarget, bzw. zur Messung der CP-Verletzung im $b\bar{b}$ -System durch Kollision des Protonstrahls mit Targetdrähten. Die Detektoren **ZEUS** und **H1** dienen der Untersuchung der Elektron-Proton-Streuung aus der Kollision von Elektronen und Protonen.

Da die meßbaren Produkte der Kollisionen vorwiegend aus den leichten Leptonen, Elektronen und Myonen sowie hochenergetischen Teilchenjets bestehen, liegt eine Anforderung an diese Detektoren in der genauen und umfassenden kalorimetrischen Messung elektromagnetischer und hadronischer Energiedepositionen.

Da ein infinit tiefes Kalorimeter nicht realisierbar ist und aus Kostengründen sowie Konstruktionsbedingungen im Aufbau und der Tiefe des gesamten Kalorimetersystems Kompromisse geschlossen werden müssen, wurde im H1-Detektor die o. g. Anforderung u. a. durch die Erweiterung des Eisenjochs der Spule zu einem hadronischen Kalorimeter erfüllt. Aufgabe der Instrumentierung des Eisens ist die Detektion der aus dem inneren Kalorimeter herausleckenden Energie, die sich durch die statistische Natur hadronischer Schauer sowie bei hohen Energien aus der begrenzten Tiefe des inneren Flüssig-Argon Kalorimeters ergibt. Bei gegebener Energie erzeugt diese Leckage Ausläufer in der Verteilung zu kleineren Werten der gemessenen Energie. Die Messung dieser Leckenergie mit Hilfe des Tail Catchers vermindert diesen Schwanz in der Verteilung, im Englischen mit „Tail“ bezeichnet, und führte zur Bezeichnung dieser Detektor-komponente als „Tail Catcher“.

¹Seit 1994 werden anstatt Elektronen Positronen als Wechselwirkungspartner für die Protonen genutzt. Zur Vereinfachung steht daher im gesamten folgenden Text der Begriff Elektron als Synonym für Elektron bzw. Positron.

Die Verdeutlichung der Funktion des Tail Catchers durch den direkten Vergleich von gemessener Energie zur gegebener Energie mit Hilfe von Messungen des H1-Detektors ist nicht möglich. Es verbleibt aber die Möglichkeit, den transversalen Impulsbetrag des hadronischen Endzustandes mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers mit dem transversalen Impulsbetrag des gestreuten Leptons für Ereignisse der tief-inelastisch Elektron-Proton-Streuung mit neutralem Strom zu vergleichen (vergl. Kapitel 3.4). Aufgrund dessen, daß vor der Streuung der transversale Impuls des Systems Null ist, und unter der Voraussetzung idealer Kalorimeter ergibt sich nach der Wechselwirkung dieses Verhältnis zu eins. Abbildung 1.1 zeigt diesen Vergleich des transversalen Impulsebetrages $p_{t,had}$ des hadronischen Endzustandes im Vergleich zum Betrag des transversalen Impulses des gestreuten Elektrons $p_{t,l}$ für Ereignisse der tief-inelastisch Elektron-Proton-Streuung mit neutralem Strom, jeweils mit bzw. ohne Berücksichtigung der Messung des Tail Catchers. Ohne Beitrag des Tail Catchers ist der gesamte transversale Impulsbetrag des hadronischen Endzustandes zu kleineren Werten verschoben, das Verhältnis $p_{t,l}/p_{t,had}$ zeigt Ausläufer zu höheren Werten, die durch den Tail Catcher deutlich vermindert werden.

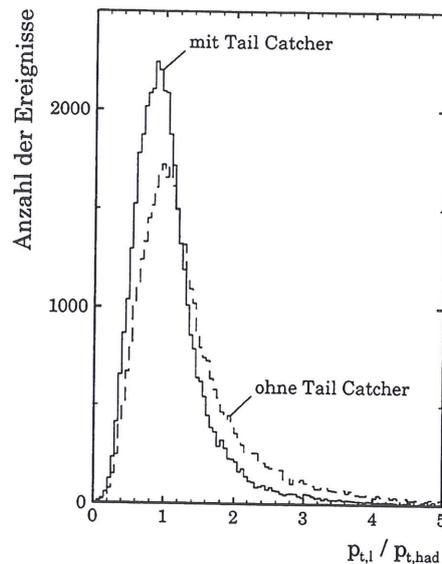


Abbildung 1.1: Das instrumentierte Eisen in der Funktion als Tail Catcher.

Diese Ausläufer werden u. a. durch die statistische Natur hadronischer Schauer erzeugt. Weiterhin nimmt die Wahrscheinlichkeit von Leckenergie durch die erreichbaren Impulsüberträge Q^2 in der Größenordnung von 10^5 GeV^2 und der damit verbundenen möglichen invarianten Masse W^2 des hadronischen Endzustandes zu (vergl. Kapitel 4.2).

Eine fehlenden Messung der Leckenergie - und der damit verbundenen fehlenden Verminderung von Ausläufern - kann zu gravierenden Fehlinterpretationen führen. In dem neu erschlossenen kinematischen Bereich können neue Prozesse bzw. Teilchen durch Ausläufer sichtbar werden, oder die Nichtberücksichtigung von Leckenergie neue Prozesse bzw. Teilchen vorspiegeln. Bei der Einordnung von Prozessen mit Hilfe des fehlenden transversalen Impulses besteht die Gefahr bei Nichtberücksichtigung von Leckenergie, Ereignisse mit neutralem Strom fälschlicherweise als Ereignis mit geladenem Strom zu identifizieren. Im Gegensatz zur redundanten Bestimmung der Kinematik für Ereignisse mit neutralem Strom durch die Messung des gestreuten Elektrons, steht für die Bestimmung der kinematischen Variablen (x, y, Q^2) von Ereignissen mit geladenem Strom nur der hadronische Endzustand zur Verfügung. Das Nichtberücksichtigen der Messung von Leckenergie durch den Tail Catcher kann die Kinematik dieser Ereignisse verfälschen. Bei-

spielhaft zeigt daher Abbildung 1.2 einen Kandidaten für ein Ereignis² mit geladenem Strom und Energiedeposition im Tail Catcher.

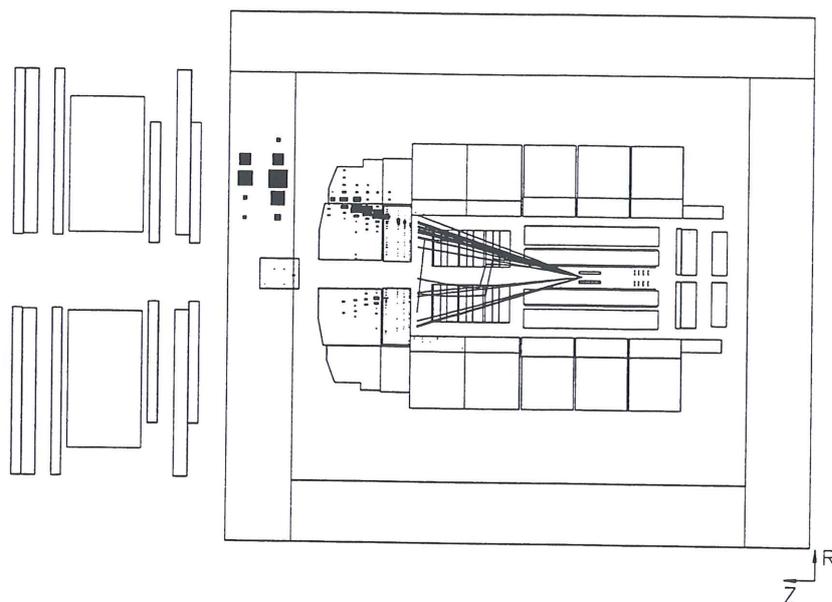


Abbildung 1.2: Kandidat für ein Ereignis mit geladenem Strom.

Die kinematischen Variablen ergeben für dieses Ereignis mit (ohne) Tail Catcher $x = 0.45$ (0.37) und $Q^2 = 10100$ (7100) GeV^2 . Die Differenzen in der Berechnung der Kinematik mit und ohne Tail Catcher sind gravierend. Neben dieser Funktion als Tail Catcher schließt das instrumentierte Eisen die rückwärtige Akzeptanzlücke in H1 für Hadronen.

Um in dem neu erschlossenem kinematischen Bereich eine umfassende Untersuchung der Struktur der Materie zu ermöglichen, ist es notwendig, daß das Potential aller Detektorkomponenten genutzt wird, ihre Funktionen verstanden und überprüft sind. Für den Tail Catcher bedeutet dies u. a. eine korrekte Energiekalibration und ausreichende Unterdrückung von Störsignalen. Vor einer generellen Nutzung des Tail Catchers in der Analyse sind daher folgende Punkte zu überprüfen:

- die Genauigkeit der Energiekalibration,
- der mögliche systematische Fehler der Energiekalibration,
- die Verbesserung des Kalorimetersystems durch den Tail Catcher,
- die Notwendigkeit von Selektionskriterien für Energiedepositionen,
- die Langzeitstabilität des Tail Catchers,
- die korrekte Simulation des Tail Catchers in Monte Carlo Ereignissen.

Obwohl frühere Experimente (z. B. [SLD]) die Technik eines Tail Catchers angewandt haben, bzw. das Eisenjoch instrumentiert mit Streamerrohren als alleiniges hadronisches Kalorimeter genutzt haben (z. B. [OPAL]), sind diese Ergebnisse nicht auf H1 übertragbar.

²Runnummer 124694, Ereignisnummer 48073

So unterscheidet sich

- die Instrumentierung des Eisens mit Limited Streamer Tubes [MAR94],
- die Eisenkonstruktion,
- die Auslese der Kammern,
- die Topologie der Ereignisse

grundlegend. Es mußten neue Verfahren und Methoden entwickelt werden. Die vorliegende Arbeit stellt diese neuen Verfahren und Methoden sowie die Ergebnisse der bisherigen Analysen zur Güte des H1-Tail Catchers vor. Unter anderem wird die Energieskala mit unterschiedlichen neuen Verfahren kontrolliert, der Energiebeitrag des Tail Catchers zu tief-inelastischen Ereignissen in Abhängigkeit von der Kinematik bestimmt, Methoden zur Unterdrückung von Störsignalen verschiedener Herkunft vorgestellt und diskutiert, sowie die Langzeitstabilität des Kalorimeters überprüft.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert. Das nächste Kapitel 2 beschreibt den HERA Speicherring sowie die Prozesse der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung. Die verschiedenen Verfahren zur Rekonstruktion der Kinematik werden aufgezeigt und diskutiert. Der H1-Detektor wird mit Schwerpunkt auf die benutzten Komponenten vorgestellt.

Anschließend wird in Kapitel 3 der Tail Catcher vorgestellt. Der mechanische Aufbau sowie die elektronische Auslese des Tail Catchers werden beschrieben, die Ereignisrekonstruktion sowie die notwendige Entwicklung von topologischen Schnitten zur Unterdrückung von Störsignalen in Abhängigkeit der verschiedenen Quellen werden dargestellt. Anschließend werden die Kalibrationen des Tail Catchers sowie neue Verfahren zur Kontrolle der Eichung diskutiert. Hierzu werden Ereignisse der tief-inelastisch Elektron-Proton-Streuung mit neutralen Strom unabhängig vom Streuprozess genutzt. Die Langzeitstabilität des Tail Catchers wird mit unterschiedlichen Verfahren nicht nur bezüglich der Signalhöhe sondern auch in Abhängigkeit der unterschiedlichen Bereiche des Tail Catchers überprüft. Die korrekte Simulation der Detektorkomponenten ist die Voraussetzung für Aussagen aus dem Vergleich von Daten und Monte Carlo Studien. Der Schluß des Kapitel 3 beschäftigt sich daher mit der Überprüfung der Tail Catcher Simulation und zeigt notwendige Korrekturen auf.

Dem Einfluß des Tail Catchers auf die Analyse von Ereignissen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung mit neutralem Strom als Funktion der Ereigniskinematik ist Kapitel 4 gewidmet. Es beginnt mit der Verbesserung der Güte des Gesamtkalorimetersystems durch den Tail Catcher. Der radiale Energiefluß zeigt den Einfluß des Tail Catchers auf die Messung der Konzentration von Energiedepositionen. Das Kapitel endet mit der Abhängigkeit der deponierten Energie im Tail Catcher von der Kinematik sowie der unterschiedlichen Dominanz der Aufgaben des Tail Catchers im kinematischen Bereich.

Für die Untersuchung des physikalischen Neulandes der tief-inelastisch Elektron-Proton-Streuung, das durch den HERA-Speicherring erschlossen wird, ist eine vollständige Nutzung aller Ressourcen des H1-Detektors notwendig. In Kapitel 5 wird daher an zwei unerwarteten Beobachtungen der H1-Kollaboration "*Observation of Events at Very High Q^2 in ep Collisions at HERA*" [H1-97] und "*Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum*" [H1-98] der Beitrag des Tail Catchers zu diesen Analysen diskutiert.

Der Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse ist Kapitel 6 gewidmet.

Die Beiträge zur transversalen Energieflußmessung von 1992 und 1993 werden im Anhang behandelt, da während dieser Zeit der H1-Tail Catcher noch nicht in seiner endgültigen Fassung instrumentiert war.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Der HERA-Speicherring

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA ist weltweit der erste Speicherring zur Kollision von Elektronen und Protonen. Er ist seit 1992 in Betrieb. Mit den Designwerten der Strahlenergien von 30 GeV für die Elektronen, sowie 820 GeV für die Protonen wird eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314$ GeV erreicht. Damit sind Impulsüberträge Q^2 in der Größenordnung von 10^5 GeV² und Untersuchungen der inneren Struktur des Protons hinab bis zu 10^{-17} cm möglich.

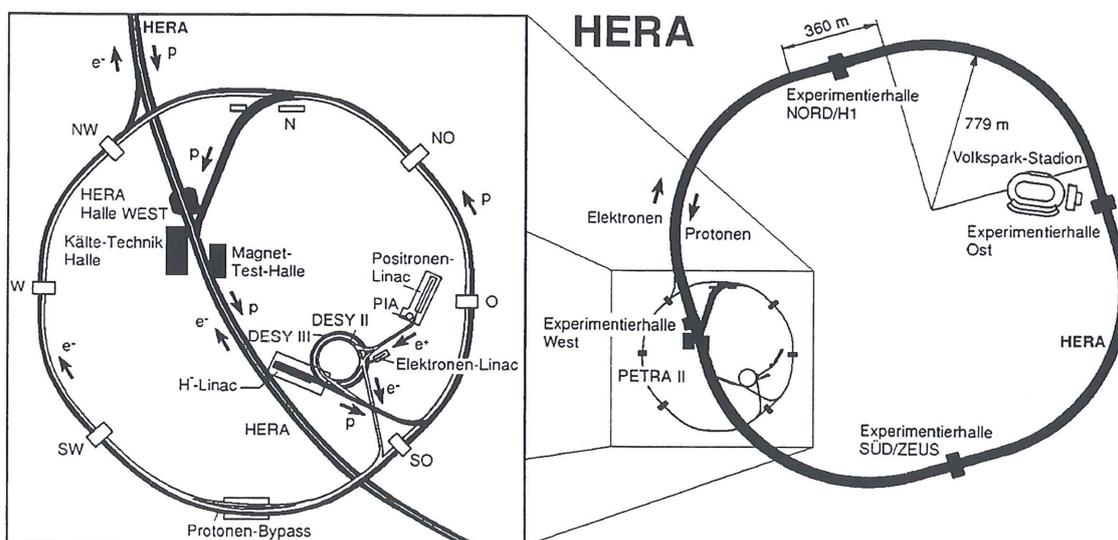


Abbildung 2.1: Der HERA-Speicherring.

Der Speicherring HERA (Abbildung 2.1) besteht aus zwei unabhängigen Ringen in einem unterirdischen Tunnel von 6,3 km Umfang. Bevor die Elektronen bzw. Protonen im Speicherring HERA auf ihre endgültigen Energien beschleunigt werden, durchlaufen sie nach ihrer Erzeugung in Linearbeschleunigern die Speicherringe DESY und PETRA, um ihre Einschußenergien von 14 GeV für Elektronen bzw. 40 GeV für Protonen zu erhalten. Die HERA-Ringe werden mit Teilchenbündeln gefüllt, die sich mit einer Frequenz von 10,4 MHz an den beiden Wechselwirkungspunkten in der Halle Nord sowie in der Halle Süd durchdringen. Die Zeit zwischen zwei möglichen Wechselwirkungen beträgt somit 96 nsec. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [WII91].

Aufgrund der stark unterschiedlichen Strahlenergien weisen die Endzustände der Kollisionen vorwiegend in Protonstrahlrichtung $+z$. Durch dem unsymmetrischen Aufbau der beiden Detektoren in z -Richtung, ZEUS in der Südhalle sowie H1 in der Nordhalle, wird dem Rechnung getragen.

Tabelle 2.1 listet die Betriebsparameter der Meßzeiten von 1992 bis einschließlich 1997 auf. In der letzten Spalte sind die Designwerte aufgeführt, wobei nicht unerwähnt bleiben darf, das 1997 die ersten Versuche zur Erhöhung der Protonstrahlenergie auf 900 GeV durchgeführt wurden. Weiterhin ist die Modifikation der Ringe mit entsprechenden Umbauten der Detektoren in der Planung mit dem Ziel, die erreichbare integrierte Luminosität um den Faktor 2 bis 3 zu erhöhen.

		Meßperiode						Designwert
		1992	1993	1994	1995	1996	1997	
Elektronenenergie	[GeV]	26.7	26.7	27.6	27.6	27.6	27.6	30.0
Elektronenstrom	[mA]	2.5	16.0	30.0	30.0	30.0	30.0	58.0
Protonenergie	[GeV]	820.0	820.0	820.0	820.0	820.0	820.0	820.0
Protonenstrom	[mA]	2.0	14.0	40.0	60.0	70.0	80.0	160.0
Schwerpunktenergie \sqrt{s}	[GeV]	296.0	296.0	300.0	300.0	300.0	300.0	314.0
int. Luminosität	[pb ⁻¹]	0.05	0.9	5.1	6.4	14.0	32.0	56.5

Tabelle 2.1: HERA Betriebsparameter der Jahre 1992 bis 1997. Bei den Strömen handelt es sich um mittlere Werte. Die integrierte Luminosität bezieht sich auf die von HERA gelieferte.

Die vorliegende Arbeit basiert auf die Messungen der Jahre 1992 bis 1996, mit Schwerpunkt der Jahre 1994 bis 1996, da einerseits die Anzahl der Ereignisse in den ersten beiden Jahren für grundlegende Untersuchungen zum Tail Catcher nicht ausreichend waren, und andererseits die Daten des Jahres 1997 zur Zeit der Analysen noch nicht in ihrer endgültigen rekonstruierten Form vorlagen.

2.2 Die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung

Die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung kann als Wechselwirkung des Elektrons an einem quasifreien Parton im Proton durch Austausch eines ungeladenen (γ, Z^0) oder eines geladenen (W^\pm) Bosons gedeutet werden (Quark-Parton-Modell, QPM). Je nach Ladung des Austauschboson werden die Ereignisse als Ereignisse mit neutralem Strom (γ, Z^0) oder als Ereignisse mit geladenem Strom (W^\pm) bezeichnet (vergl. Abbildung 2.2).

Im Falle eines Ereignisses mit neutralem Strom bleibt das Elektron nach der Streuung erhalten, während beim Austausch eines geladenen Bosons das gestreute Lepton ein Neutrino ist. Dies wird im Detektor nicht nachgewiesen. Der hadronische Teil der Wechselwirkung besteht aus mindestens zwei Jets. Ein herausgestreutes Quark fragmentiert in Hadronen, die als Teilchenbündel (Jet) im Endzustand sichtbar sind (Stromjet). Der Rest des Protons hadronisiert zu einem weiteren Jet, der aufgrund des geringen Transversalimpulses die Richtung des einlaufenden Protons weitestgehend beibehält und somit im Strahlrohr verbleibt und nicht detektierbar ist. Dieser Jet wird auch als Protonremnant bezeichnet. Diese Ereignisse mit zwei Jets werden als (1+1) Jet-Ereignisse, abgekürzt als 1 Jet-Ereignisse, bezeichnet. Im naiven Quark-Parton Modell nimmt man an, daß die Wechselwirkung an einem freien Quark im Proton stattfindet, während die anderen Quarks an dem Prozeß nicht teilnehmen. Die Existenz von Gluonen sowie die Wechselwirkung der Quarks untereinander durch Austausch von Gluonen beschreibt erst die

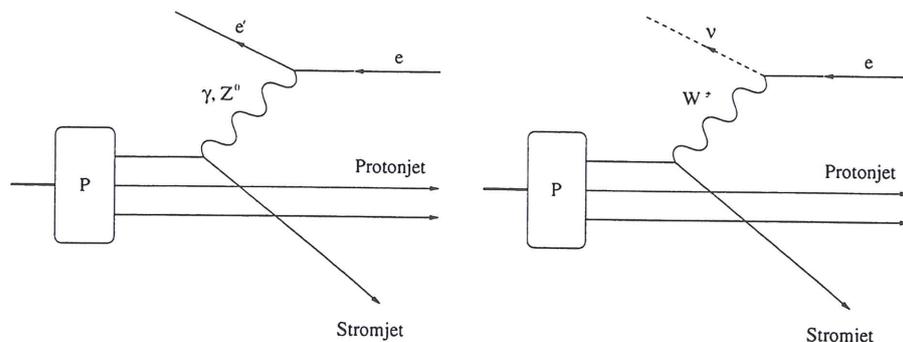


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung in Anlehnung an das Quark-Parton Modell für Wechselwirkungen mit neutralem (links) bzw. geladenem Strom (rechts).

Quantenchromodynamik (QCD). Die Existenz weiterer Teilchen im Proton ergibt sich u. a. aus der experimentellen Tatsache, daß der Impuls des Protons nur ungefähr zur Hälfte von den Valenzquarks getragen wird. Das vom Quark-Parton Modell geforderte Skalenverhalten ist ebenso verletzt.

Die QCD beschreibt die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander durch Austausch von Gluonen. Durch Paarbildung erzeugen Gluonen zusätzliche virtuelle Quarks und Antiquarks, an denen das Lepton ebenfalls streuen kann. Da die Gluonen Träger der sogenannten Farbladung sind, mit deren Hilfe die starke Wechselwirkung beschrieben wird, können sie auch untereinander wechselwirken. Die Erweiterung des einfachen Bildes des Quark-Parton Modell durch die Quantenchromodynamik führt zu der Erwartung von Ereignissen mit mehr als einem Jet (1+N Jet-Ereignisse, abgekürzt N Jet-Ereignisse). Bei der Boson-Gluon Fusion fungiert ein Gluon als Parton. Es fluktuiert in ein Quark und Antiquark, wovon eines an der Wechselwirkung teilnimmt. Beide Quarks induzieren Jets im hadronischen Endzustand. Weitere Möglichkeiten für die Erzeugung von N Jet Ereignissen sind u. a., die Abstrahlung eines zusätzlichen Gluons vor der Fluktuation in ein Quark-Antiquark Paar, Abstrahlung eines Gluons vor oder nach der Wechselwirkung eines Quarks (QCD-Comptonstreuung).

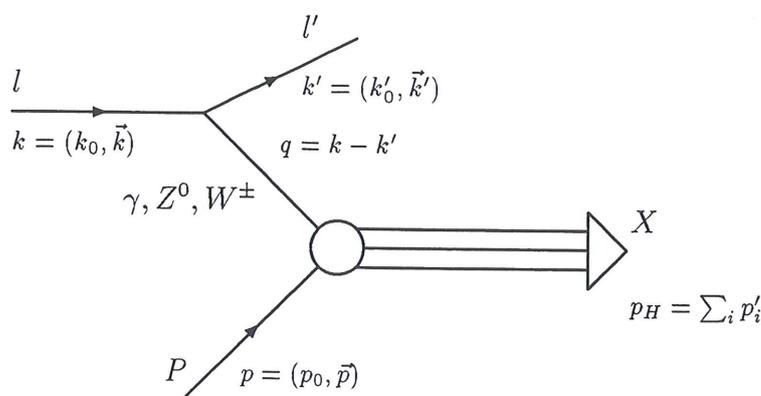


Abbildung 2.3: Definition der Viererimpulse der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung $l + P \rightarrow l' + X$.

Die Kinematik der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung wird durch verschiedene Lorentz-invariante Variablen beschrieben. Unter Benutzung der Definition der Vierervektoren mit Hilfe

der Abbildung 2.3 ergeben sich folgende Größen:

$$s = (p + k)^2$$

$$q^2 = (k - k')^2 = -Q^2$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M}$$

$$W^2 = p_H^2$$

- k, k' : Viererimpuls des einlaufenden bzw. des gestreuten Leptons
- p : Viererimpuls des Protons vor der Streuung
- p_H : Viererimpuls des gesamten hadronischen Endzustandes
- s : Quadrat der Schwerpunktsenergie
- q^2 : Quadrat des Viererimpulses des ausgetauschten Bosons
- W^2 : Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes
- ν : Energieübertrag vom Lepton an das hadronische System
- M : Protonenmasse

Neben diesen Größen werden zwei Variable aus dem Quark-Parton-Modell verwendet. Das Bjorken- x , das in dem Modell den Impulsanteil des wechselwirkenden Parton vom Gesamtimpuls des Protons beschreibt, sowie die Größe y , die ein Maß für den relativen Energieübertrag im Ruhesystem des Protons ist.

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{2M\nu}{s}$$

Die Kinematik der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung wird bei gegebener Schwerpunktsenergie \sqrt{s} vollständig durch zwei unabhängige Variablen bestimmt. Üblicherweise werden hierzu das Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 sowie das Bjorken- x verwendet.

2.3 Der H1 - Detektor

Der H1-Detektor in der Halle Nord des HERA-Speicherringes dient den unterschiedlichsten Anforderungen zur Messung der physikalischen Prozesse der Elektron-Proton-Streuung. Zu diesem Zweck wird durch den Detektor der Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt fast vollständig abgedeckt. Die Messung des gestreuten Elektrons bei Ereignissen mit neutralem Strom sowie die umfassende Kalorimetrie des hadronischen Endzustandes ergeben somit Redundanz in der Bestimmung der Kinematik dieser Ereignisse. Aufgrund des schwach wechselwirkenden Neutrinos sind Ereignisse mit geladenem Strom auf eine vollständige Messung des hadronischen Endzustandes zur Rekonstruktion der Kinematik angewiesen. Den unsymmetrischen Strahlenergien trägt daher der H1-Detektor durch tiefere Kalorimeter in Vorwärtsrichtung sowie entsprechendem Aufbau der Spurenkammern Rechnung. Abbildung 2.4 zeigt den schalenförmigen Aufbau des Detektors um den Wechselwirkungspunkt ohne die peripheren Systeme (u.a. Luminositätssystem).

HERA Experiment H1

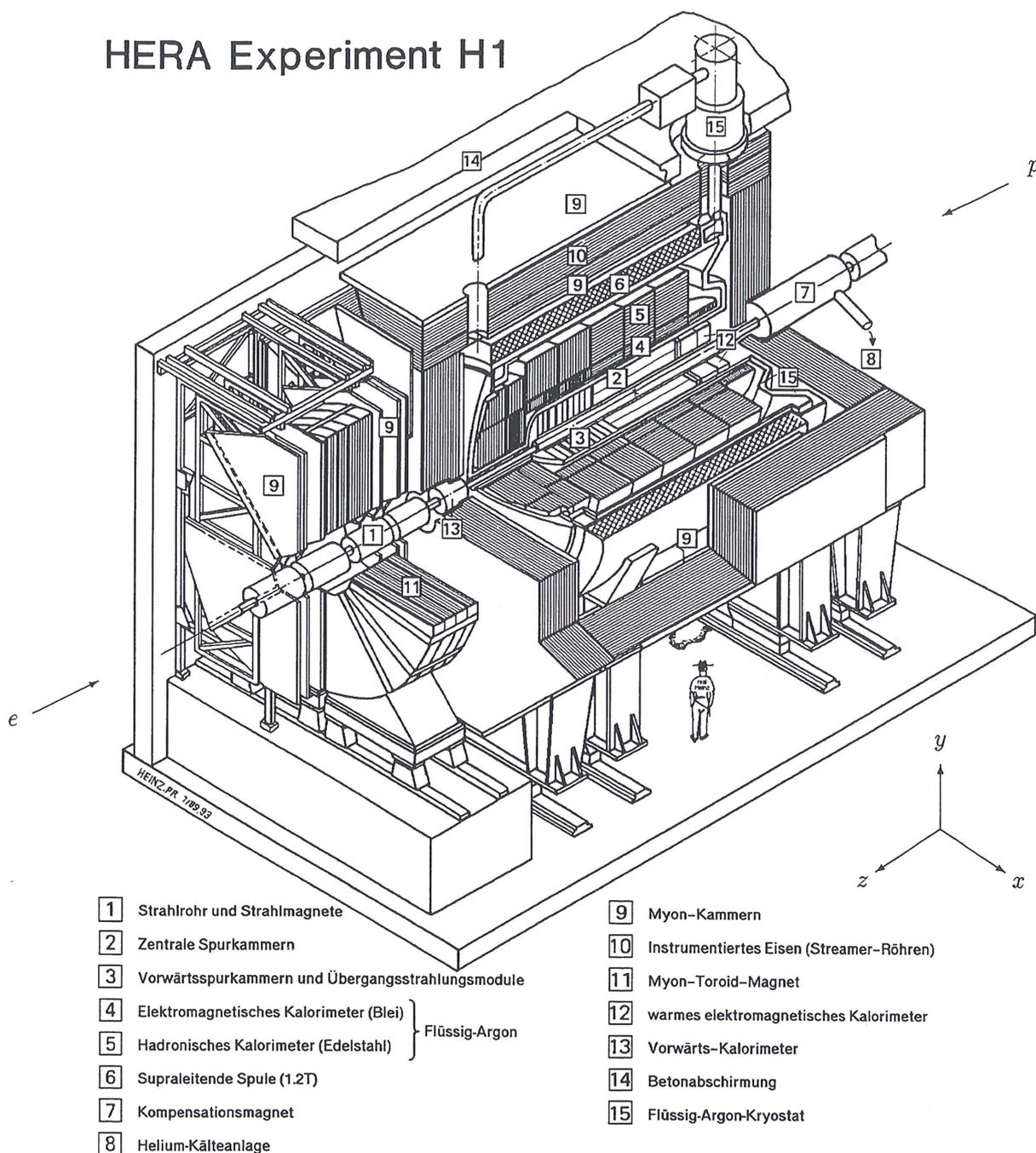


Abbildung 2.4: Der H1-Detektor. Das Koordinatensystem von H1 wird durch den HERA-Ring definiert. Die Richtung des Protonenstrahls gibt die positive z -Achse, der in dieser Abbildung von rechts oben eintritt. Die Ringebene definiert die x -Achse mit positiver Richtung zum Ringmittelpunkt, in dieser Darstellung nach rechts unten. Die y -Achse ergibt sich aus dem rechtshändigem Koordinatensystem. Der Koordinatenursprung befindet sich im nominellen Wechselwirkungspunkt innerhalb der zentralen Spurkammer [2]. In dieser Abbildung fehlen die peripheren Detektorkomponenten, die sich bis zu 110 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt befinden.

Da eine genaue Beschreibung aller Detektorkomponenten in [DESY 96-01] zu finden ist, beschränkt sich die folgende Beschreibung auf einen Überblick. Die benutzten Abkürzungen sind im Glossar zusammengefaßt.

Die zentralen Spurkammern (CTD) [2] um den Wechselwirkungspunkt werden aufgrund der unsymmetrischen Strahlenergien durch die Vorwärtsspurkammern (FTD) [3] ergänzt. Zusammen überdeckt das System den Winkelbereich in θ von 5° bis 155° . In Rückwärtsrichtung wurde das System bis einschließlich 1994 von einer Proportionalkammer (BPC) zur Bestimmung des gestreuten Elektrons im Winkelbereich von 155° bis 175° ergänzt. Seit der Winterpause von 1994/1995 übernimmt diese Aufgabe eine Driftkammer (BDC). Zur Bestimmung der Ladungsvorzeichen und der Impulse geladener Teilchen, befindet sich das gesamte Spurkammersystem in einem homogenen Magnetfeld mit einer Stärke von 1.15 Tesla.

Die Spurkammern des Vorwärts- und Zentral-Bereiches umschließt das Flüssig-Argon Kalorimeter (LAC), bestehend aus dem elektromagnetischen [4] und dem hadronischen [5] Teil. Die supraleitende Spule [6] befindet sich außerhalb des Flüssig-Argon Kalorimeters, um so das passive Material vor dem Kalorimeter zu minimieren. Zusätzlich können somit im Gegensatz zum ZEUS-Aufbau die Winkel der erzeugten Teilchen genauer bestimmt werden. Zur Messung der Energie unter kleinen Winkeln (151° bis 177°) gestreuter Elektronen wird der rückwärtige Teil von einem elektromagnetischen Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) [12] geschlossen. In der Winterpause von 1994 auf 1995 wurde dieses Kalorimeter durch ein szintillierende-Faser-Blei Kalorimeter (SPACAL) mit zusätzlichem hadronischen Teil ersetzt. Die Akzeptanzlücke für Hadronen im Übergangsbereich zwischen dem Flüssig-Argon Kalorimeter und dem rückwärtigen Kalorimeter blieb aber hiervon unberührt. Im Winkelbereich von 0.7° bis 3.5° wird die Kalorimetrie durch ein hadronisches Silizium-Kupfer Kalorimeter (PLUG) ergänzt.

Das Eisenjoch der supraleitenden Spule umschließt alle genannten Detektorkomponenten. Die Instrumentierung mit Streamerkammern dient der Identifikation von Myonen sowie der Messung von Energie, die aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter herausleckt. Da das instrumentierte Eisen Gegenstand dieser Arbeit ist, folgt eine genauere Beschreibung im folgenden Kapitel.

Außerhalb des Eisens vervollständigt das Myonspektrometer ($F\mu$) [11] das Myonsystem in Vorwärtsrichtung. Es besteht aus einem Toroidmagneten mit Driftkammern mit dessen Hilfe die Impulse von Myonen bestimmt werden, deren Spuren stark in Vorwärtsrichtung weisen. Diese Myonen werden durch das parallel zur Protonachse ausgerichtete zentrale Magnetfeld nur schwach abgelenkt.

Die Reaktion $e+p \rightarrow e+\gamma+p$ wird zur Bestimmung der Luminosität genutzt. Zu diesem Zweck sind zwei TICI/TIBr-Kristall Kalorimeter außerhalb des H1-Detektors bei $z = -33$ m (Elektron), sowie bei $z = -103$ m (Photon) installiert.

Die Definition des H1-Koordinatensystems zeigt Abbildung 2.5.

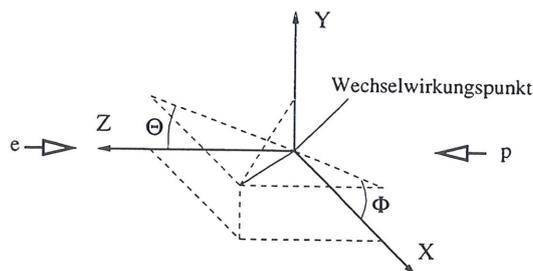


Abbildung 2.5: Definition des H1-Koordinatensystems.

Die positive z -Achse wird durch die Protonstrahlrichtung gegeben, die x -Achse ergibt sich aus der Ringebene mit positiver Richtung zum Ringmittelpunkt. Die positive y -Achse weist somit senkrecht nach oben. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich am nominellen Wechselwirkungspunkt. Der Winkel θ weist somit bei einem Wert Null in Richtung des Protonstrahls.

Das Umbauprogramm des H1-Detektors in der Winterpause von 1994 auf 1995 umfaßte nicht nur den Austausch des rückwärtigen Kalorimeters einschließlich Spurkammer, sondern auch die Modifikation bisher nicht genannter Detektorkomponenten, bzw. den Einbau weiterer. Einen Überblick gibt folgende Liste:

- Installation eines Strahlrohrs aus Aluminium mit geringerem Durchmesser
- Erweiterung der Spurdetektoren durch Silizium-Detektoren (CST, BST) zwischen Strahlrohr und Spurkammern
- Vorwärts-Proton-Spektrometer (FPS) an den Stellen $z = +81$ m sowie $z = +90$ m
- Austausch der rückwärtigen Proportionalkammer durch eine Driftkammer
- Austausch des rückwärtigen Kalorimeters (BEMC) durch ein szintillierende-Faser-Blei-Kalorimeter (SPACAL) mit zusätzlichem hadronischen Teil, einschließlich Ersatz des bisherigen Flugzeitsystems (ToF)

Weitere Umbauten, einschließlich der Modifikation des H1-Detektors für die Erhöhung der Luminosität von HERA im nächsten Jahrtausend sind in der Planung, Erprobung bzw. Fertigstellung.

2.4 Verfahren zur Rekonstruktion der Kinematik

Durch die Überdeckung des gesamten Raumwinkels durch den H1-Detektor können zur Rekonstruktion der Kinematik die Information über das gestreute Elektron sowie des hadronischen Endzustandes genutzt werden. Im Falle einer Wechselwirkung mit neutralem Strom ist die Bestimmung der Kinematik redundant, während für Ereignisse mit geladenem Strom nur der hadronische Endzustand zur Verfügung steht.

In Kapitel 2.2 sind mit Hilfe der Definition von Viererimpulsen in Abbildung 2.3 verschiedene Lorentz-invariante Variablen systemunabhängig beschrieben worden. Wie bereits dort ausgeführt wurde, genügen zwei der drei üblicherweise verwendeten Q^2 , x und y zur vollständigen Beschreibung der Kinematik der tief-inelastisch Streuung. Zur Ermittlung dieser Variablen stehen im Falle eines Ereignisses mit neutralem Strom insgesamt vier im Laborsystem meßbare Größen zur Verfügung:

- E : Energie des gestreuten Elektrons
- θ : Streuwinkel des Elektrons, Leptonstrahlrichtung $\theta = 180^\circ$
- E_{had} : Energie des hadronischen Endzustandes
- γ : Streuwinkel des hadronischen Endzustandes, Leptonstrahlrichtung $\gamma = 180^\circ$

Die Kombination dieser Größen des gestreuten Elektrons sowie des hadronischen Endzustandes¹ erlaubt verschiedene Rekonstruktionsverfahren, von denen im Folgenden die drei wichtigsten vorgestellt werden.

- Die *Elektronmethode* verwendet ausschließlich die gemessenen Größen des gestreuten Elektrons. Unter Vernachlässigung der Ruhemasse ergeben sich für die Bestimmung der Kinematik folgende Formeln:

$$Q^2 = 4AE\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

$$y = 1 - \frac{E}{A}\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

- A : Energie des einlaufenden Elektrons
 E : Energie des gestreuten Elektrons
 θ : Streuwinkel des Elektrons, Leptonstrahlrichtung $\theta = 180^\circ$

und mit $Q^2 = sxy$ ergibt sich

$$x = \frac{Q^2}{sy}$$

- Analog basiert das als *Jacquet-Blondel* [JAC79] bezeichnete Verfahren ausschließlich auf die Messung der hadronischen Größen. Die entsprechenden Formeln lauten:

$$Q^2 = \frac{1}{1-y} \sum_i p_{i,t}^2$$

$$y = \frac{1}{2A} \sum_i (E_i - p_{i,z})$$

- A : Energie des einlaufenden Elektrons
 E_i : Energie des i-ten Hadrons
 $p_{i,t}$: transversaler Impuls des i-ten Hadrons
 $p_{i,z}$: z-Komponente des Impuls des i-ten Hadrons

Diese Methode summiert winkelabhängig alle Hadronbeiträge mit dem Vorteil, daß der nicht vermeidbare Verlust von Hadronen in Vorwärtsrichtung durch das Strahlrohr aufgrund des \sin^2 proportionalen Beitrages bzw. Eingang der Differenz aus E_i und $p_{i,z}$ vernachlässigbar ist. Im Gegensatz zu Verfahren, die die Richtung und Energie von Jets nutzen, ist das Verfahren von Jacquet-Blondel zusätzlich unabhängig von Jet-Algorithmen.

¹Im einfachen Quark-Parton-Modell entsprechen die Größen des Hadronsystems dem Winkel und der Energie des gestreuten Quarks.

- Die *Doppel-Winkel-Methode* [BEK91] nutzt Informationen des gestreuten Elektrons sowie des hadronischen Endzustandes.

$$\cos \gamma = \frac{(\sum_i p_{i,x})^2 + (\sum_i p_{i,y})^2 - (\sum_i (E_i - p_{i,z}))^2}{(\sum_i p_{i,x})^2 + (\sum_i p_{i,y})^2 + (\sum_i (E_i - p_{i,z}))^2}$$

$$Q^2 = 4A^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)}$$

$$y = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)}$$

- γ : Streuwinkel des hadronischen Endzustandes, Leptonstrahlrichtung $\gamma = 180^\circ$
 θ : Winkel des gestreuten Elektrons
 A : Energie des einlaufenden Elektrons
 E_i : Energie des i-ten Hadrons
 $p_{i,x}$: x -Komponente des Impuls des i-ten Hadrons
 $p_{i,y}$: y -Komponente des Impuls des i-ten Hadrons
 $p_{i,z}$: z -Komponente des Impuls des i-ten Hadrons

Der Winkel γ ist im Rahmen des Quark-Parton-Modells unter der Annahme, daß alle Teilchen masselos sind, der Winkel des gestreuten Quarks. Es ist das Analogon zum Streuwinkel θ des Elektrons. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Definition von γ . Da die gemessenen Energien in der Gleichung für γ im Zähler sowie im Nenner auftreten, kürzen sich Fehler in der Energieskala in erster Näherung heraus.

Alle weiteren Verfahren (vergl. [BEK91]) oder die später entwickelte Σ -Methode [BAS94] [WUL94] sind Mischformen, die u. a. verwendet werden, um radiative Korrekturen oder meßtechnisch bedingte Fehler in bestimmten kinematischen Bereichen zu minimieren.

Da in der vorliegenden Arbeit nur die Methoden von Jacquet-Blondel sowie die Bestimmung der Kinematik ausschließlich mit Hilfe des gestreuten Elektrons (Elektronverfahren) verwandt werden, beschränkt sich die folgende Fehlerbetrachtung auf diese beiden Verfahren.

Die Fehler der kinematischen Größen Q^2 und y sind für das Elektronverfahren² :

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E}{E} \oplus \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \delta \theta$$

$$\frac{\delta y}{y} = \left(1 - \frac{1}{y}\right) \cdot \frac{\delta E}{E} \oplus \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \delta \theta$$

Außer bei großen Ablenkungswinkeln des Elektrons ($\theta \rightarrow 180^\circ$) dominiert der Fehler der Energiemessung die Ungenauigkeit von Q^2 . Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters bestimmt somit die Genauigkeit der Q^2 Messung. Im Gegensatz hierzu ist der Fehler von y aufgrund des Terms $1/y$ von y abhängig und divergiert für $y \rightarrow 0$.

²Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird hier und im folgenden statt $\sqrt{a^2 + b^2}$ die übliche Schreibweise $a \oplus b$ verwandt.

Unter Verwendung von [BEK91] vereinfacht sich die Bestimmung des Winkels $\cos\gamma$ zu $\cos\gamma = \sum_i p_{i,z} / \sum_i E_i$. Hiermit ergeben sich die Fehler der kinematischen Größen Q^2 und y für das Verfahren von Jacquet-Blondel zu:

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{2-y}{1-y} \cdot \frac{\delta E}{E} \oplus \left(2\cot\gamma + \frac{y}{1-y} \cdot \cot\left(\frac{\gamma}{2}\right) \right) \cdot \delta\gamma$$

$$\frac{\delta y}{y} = \frac{\delta E}{E} \oplus \cot\left(\frac{\gamma}{2}\right) \cdot \delta\gamma$$

Abgesehen von den Divergenzen durch die Terme $1/(1-y)$ sowie $\cot(\gamma/2)$ kann der Fehler von Q^2 nicht kleiner werden, als durch die Auflösung des hadronischen Kalorimeters vorgegeben wird. Damit ist in Abhängigkeit der notwendigen Genauigkeit der Bestimmung von Q^2 mit Hilfe der Methode vom Jacquet-Blondel eine untere hadronische Energieschwelle zu definieren. Im Gegensatz zum Fehler von y nach der Elektronmethode fehlt der Divergenzterm $1/y$ in der Fehlerbeschreibung für y nach Jacquet-Blondel. Die Genauigkeit von y ist analog zum Q^2 abhängig von der Auflösung des Kalorimeters und dem Winkel γ aufgrund des Divergenzterm $\cot(\gamma/2)$. Aus diesen Gründen ist die Festlegung unterer Schwellen für den Winkel und Energie hadronischer Energiedepositionen notwendig. Zusätzlich verhindert ein minimaler Winkel eine unvollständige Energiemessung durch im Strahlrohr verbleibende Teilchen (vergl. [KLE91]). In der vorliegenden Arbeit ist daher für Analysen, die auf der Methode von Jacquet-Blondel beruhen, eine minimale hadronische Energie von 5 GeV sowie ein minimaler Winkel des gesamten hadronischen Endzustandes von 4.5° gefordert (vergl. Kapitel 3.4).

Kapitel 3

Der H1 - Tail Catcher

Die Aufgabe des H1-Tail Catchers ist es, aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter leckende Energie zu messen, sowie die Akzeptanzlücke für Hadronen im Übergangsbereich zwischen dem inneren Kalorimeter und dem rückwärtigen BEMC bzw. SPACAL zu schließen. Um dieser Aufgabe gerecht zu werden, ist nicht nur eine ausreichend genaue Energiekalibration, sondern auch eine Ereignisrekonstruktion, die den Aufbau und die Funktionen des Tail Catchers berücksichtigt, die Kenntnis der Langzeitstabilität usw., notwendig. Daher befaßt sich dieses Kapitel ausführlich mit dem H1-Tail Catcher, angefangen vom mechanischen Aufbau bis hin zu Untersuchungen zur Simulation.

3.1 Mechanischer Aufbau des instrumentierten Eisens

Das Eisenjoch der supraleitenden Spule ist mit Streamerrohrkammern¹ (Limited Streamer Tubes, LST's) bestückt. Die LST's im Eisen erfüllen zwei Aufgaben:

- Detektion von Myonen
- Bestimmung der aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter herausleckenden Energie, Tail Catcher Funktion

Ein Schnitt durch eine einzelne LST-Lage ist in Abbildung 3.1 skizziert.

Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise der LST's im H1-Detektor, die Abhängigkeit des Signals von unterschiedlichen Parametern sowie grundlegende Betrachtungen zum Einsatz von LST's mit Absorberlagen aus Eisen als hadronisches Kalorimeter findet sich in [MAR94] [VOG89]. Daher beschränkt sich die folgende Beschreibung auf den grundlegenden Aufbau des instrumentierten Eisens.

Passiert ein ionisierendes Teilchen eine LST, wird ein Streamer [ATA82] mit entsprechendem negativen Signal am Draht erzeugt. Ein positives Signal wird durch kapazitive Kopplung an den außerhalb der LST's angebrachten Elektroden influenziert. Diese bezüglich der Masse der Hochspannungsversorgung positiven bzw. negativen Signale werden mit Hilfe zweier unabhängiger Systeme ausgelesen. Das Drahtsignal wird als ja/nein Information (Signal, kein Signal) unabhängig von der Größe und Anzahl der Streamer digital verarbeitet. Die Behandlung der Elektrodensignale ist abhängig von der Funktion und damit Form der Elektroden. Von den maximal

¹Da die englische Bezeichnung gebräuchlicher ist, wird im weiteren Verlauf diese bzw. die Abkürzung LST genutzt.

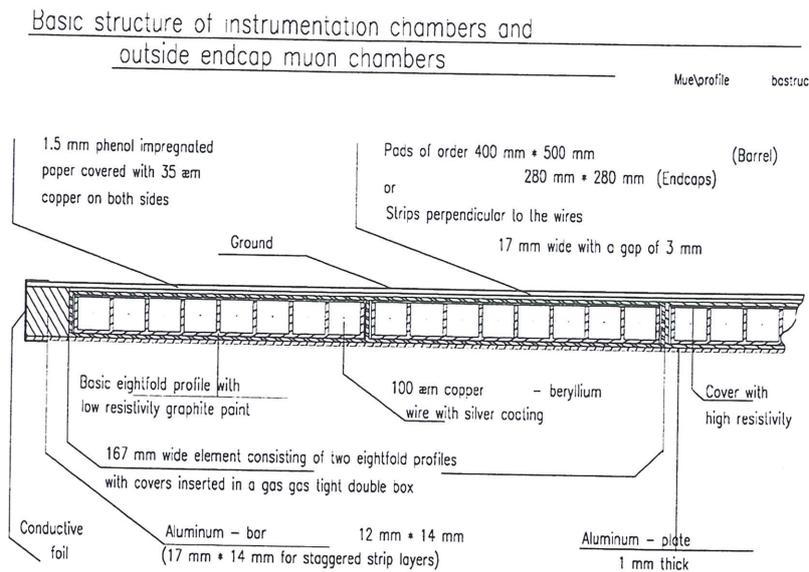


Abbildung 3.1: Schnittzeichnung einer einzelnen Lage des instrumentierten Eisens ([KOP90]).

16 Lagen des instrumentierten Eisens sind bis zu 5 mit langen 17 mm breiten Kupferstreifen, genannt Strips, versehen. Der Abstand der Strips beträgt 3 mm, ihre Orientierung ist senkrecht zum Draht. Die digitale Behandlung der Stripsignale [SCH90] vervollständigt die zweidimensionale Information des Drahtsignals um die Ortskomponente des Streamers in Drahrichtung. Die verbleibenden 11 Lagen sind mit Kupferflächen, genannt Pads, in einer Größe von $28 \times 28 \text{ cm}^2$ bis zu $40 \times 50 \text{ cm}^2$ versehen. Die Ladung der Padsignale wird zur Bestimmung der Anzahl erzeugter Streamer analog gemessen.

Zur Vereinfachung wird im weiteren die digitale Auslese der Drähte / Strips bzw. die analoge Auslese der Pads als Digitalteil / Analogteil des instrumentierten Eisens bezeichnet.

Die zwei unabhängigen Auslesesysteme (digital und analog) entsprechen der Doppelaufgabe des instrumentierten Eisens. Die digitale Auslese der Drähte/Strips wurde für die Detektion von Myonen konzipiert, während das analoge System der Funktion des Tail Catchers dient. Eine ausführliche Beschreibung des digitalen Auslesesystems findet sich in [TUT91][TUT92]. Daher werden im Folgenden nur die Grundzüge skizziert.

Überschreitet ein Streamersignal eine vorgegebene Schwelle in Koinzidenz mit der getriggerten Wechselwirkung innerhalb eines Zeitfensters von 200 nsec, wird die Draht(Strip)-position gespeichert und steht einer späteren Spurrekonstruktion zur Verfügung (Die Anstiegszeit des Drahtsignals beträgt nur ca. 10 nsec [MAR94]). Somit liegt der Vorteil der digitalen Auslese in der sehr kurzen Zeit, die zur Feststellung des Durchganges eines ionisierendes Teilchens benötigt wird. Daher werden die digitalen Informationen mit Hilfe einer zusätzlichen Ausleseelektronik zum schnellen Triggern von Myonen genutzt.

Der Nachteil dieser Methode liegt in der fehlenden Information, wieviel Streamer insgesamt an welchem Ort längs der Drahrichtung erzeugt wurden. Diese Aufgabe übernimmt das analoge Auslesesystem der LST's. Entlang eines Drahtes sind bis zu neun Elektroden (Pads) zur kapazitiven Auslese der Streamersignale angebracht. Da hadronische Schauer, deren Messung Hauptaufgabe des Analogteils sind, sich über mehrere Streamerrohre (Tubes) verteilen, überdeckt ein Pad in Abhängigkeit von der geforderten Granularität zwischen 25 und 40 Tubes. Um gleichzeitig ein Maß für die Schauerentwicklung senkrecht zu den Lagen der LST's zu erhalten

ohne die Anzahl der Auslesekänaäle unnötig zu erhöhen, werden die Signale von 4 bis 6 übereinanderliegende Pads elektronisch aufsummiert, sogenannte Tower gebildet. Abbildung 3.2 zeigt schematisch die Anordnung der LST's mit Pads zu Towers.

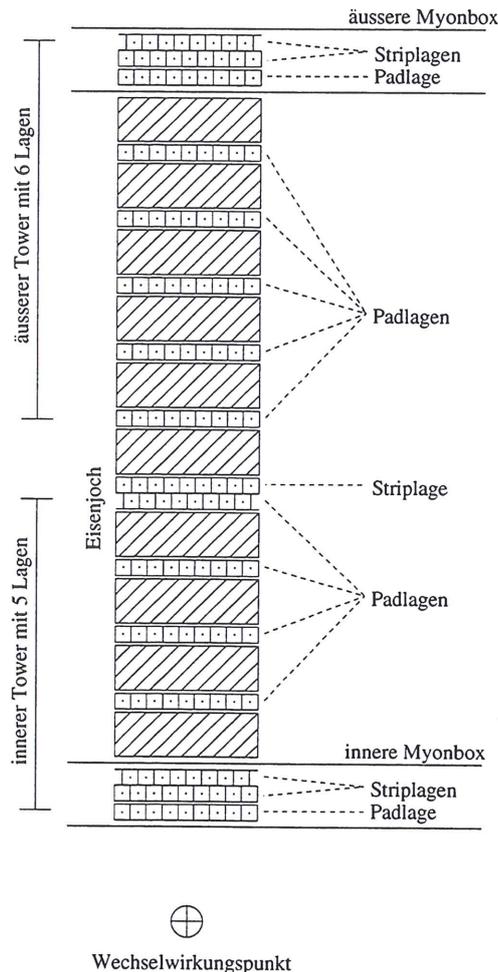


Abbildung 3.2: Aufbau der Tower aus einzelnen Lagen.

Wie aus der Skizze zu ersehen, ist die Instrumentierung des Rückführungsjochs innerhalb und außerhalb des Eisens um jeweils eine sogenannte Myonbox erweitert. Diese Boxen bestehen aus gesonderten Metallboxen mit je zwei Striplagen und einer Padlage.

Das Volumen der Tower, Anzahl der Lagen sowie Padgröße ist in den Endkappen und dem Barrel unterschiedlich. Der Geometrie von Schauerentwicklungen ist im Barrel durch das Anwachsen der Padbreite mit dem Radius auf bis zu 40 cm Rechnung getragen worden (Abbildung 3.3), während die Länge der Pads mit 50 cm konstant bleibt. In den Endkappen ist die Padgröße mit $28 \times 28 \text{ cm}^2$ zwar konstant, die Granularität im Vergleich zum Barrel aber feiner. Die Anzahl der Lagen weicht in den Endkappen von denen des Barrels ab. Der rückwärtigen Endkappe fehlen die inneren Myonboxen. Zur Reduktion der Energiedeposition durch zurückgestreute Teilchen (vergl. Kapitel 3.2.2) sind die Padlagen der äußeren Myonboxen der vorderen Endkappe von der Summenbildung der Tower ausgeschlossen.

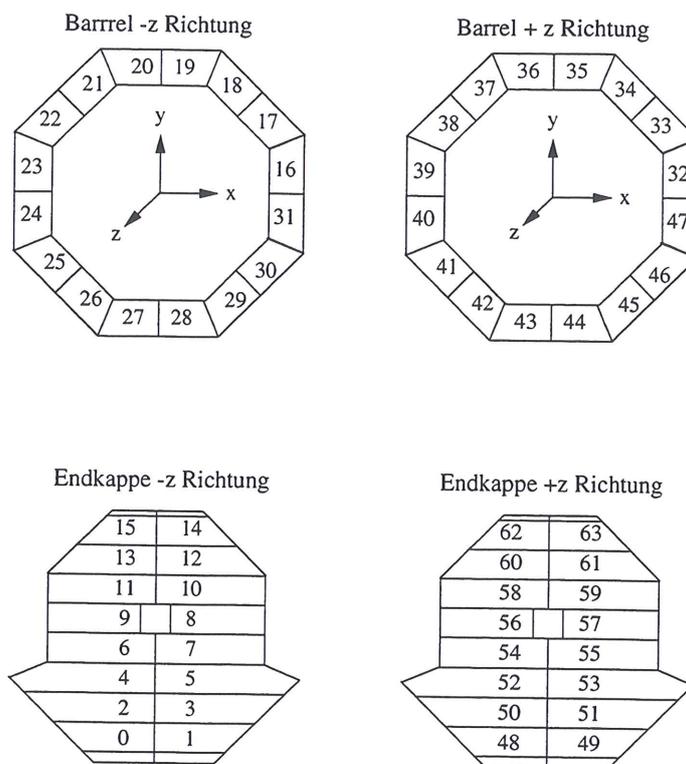


Abbildung 3.4: Modulnumerierung des instrumentierten Eisens.

Insgesamt besteht der Tail Catcher aus 3888 analogen Auslesekanälen. Um die Strahlachse ist der gesamte Winkelbereich abgedeckt, während in Strahlrichtung Messungen zwischen 4° und 173° möglich sind. Tabelle 3.1 faßt die seit 1994 gültige Geometrie des Tail Catcher zusammen.

Region	Meßbereich	Segmentierung	Anzahl der Kanäle	Anzahl der Lagen pro Tower innen	Anzahl der Lagen pro Tower außen
vordere Endkappe	$4^\circ < \theta < 33^\circ$	x und y	552	5	5
Barrel	$33^\circ < \theta < 137^\circ$	ϕ und z	2784	5	6
rückwärtige Endkappe	$137^\circ < \theta < 173^\circ$	x und y	552	4	6

Tabelle 3.1: Geometrie des Tail Catchers.

Die Anzahl der Streamer bestimmt das analoge Auslesesystem durch Integration der Summensignale der Pads. Das Integral ist äquivalent der im Tower erzeugten Streamer und damit ein Maß der deponierten Energie. Das löst zwar das Problem der digital nicht detektierbaren Mehrfachpulse sowie der fehlenden Information über die Position längs des Drahtes², ist aber im Gegensatz zur digitalen Behandlung der Signale in Form einer vorgegebenen Schwelle durch die notwendige Messung langsamer und empfindlicher gegenüber Störungen.

²Die Towerinformationen werden zusätzlich zu den Stripinformationen zur Rekonstruktion von Myonspuren genutzt [KRE94].

3.1.1 Status der Instrumentierung des Tail Catchers von 1992 bis 1996

1992 war der Tail Catcher noch nicht vollständig instrumentiert. Es fehlten u. a. die Myonboxen der Endkappen und die Kammern des oberen Teils des Barrels. Die ausstehenden Lagen wurden vor Beginn der 93er Meßzeit installiert. Die Analyse der 93er Daten ergab, daß das Signal in der äußersten Lage der vorderen Endkappe (Myonbox) größtenteils von Teilchen des Protonremnant stammt, die an den Kollimatoren zurückgestreut worden sind (vergl. Kapitel 3.2.2). Diese Ebenen wurden zu Beginn der 94er Meßzeit von der Summenbildung ausgeschlossen. Tabelle 3.2 faßt den unterschiedlichen Status der Instrumentierung des Tail Catchers zusammen.

Module mit fehlenden Padlagen in den Myonboxen					
Jahr	vordere Endkappe		Barrel		rückwärtige Endkappe außen
	innen	außen	innen	außen	
1992	48 - 63	48 - 63	32,34 - 37,39	16 -24,31-40,47	0 - 15
1993	-	-	-	16,23,24,31, 32,39,40,47	-
seit 1994		48 - 63		16,23,24,31, 32,39,40,47	-

Tabelle 3.2: Status der Eiseninstrumentierung.

3.1.2 Elektronische Auslekette des Tail Catchers

Die Signale der Pads eines Towers werden elektronisch addiert³. Die Amplitude eines Tower-signals variiert zwischen 0.75 mV für ein einzelnes minimal ionisierendes Teilchen in einer einzelnen Padlage und 700 mV für einen hadronischen Schauer von 50 GeV in einem einzelnen Tower. Die mittlere Anstiegszeit des Summensignals beträgt 50 nsec, die Abfallzeit 1000 nsec. Zur Bestimmung der Anzahl der Streamer und damit der Energie wird das Summensignal analog integriert und gleichzeitig um 2200 nsec - bis zum Eintreffen eines möglichen Triggers - verzögert. Im Fall eines Triggers wird die gemessene Ladung mit Analog-Digital-Konvertern (ADC) digitalisiert und von digitalen Signalprozessoren (DSP) direkt aufbereitet. Der Offset (Pedestal) der Auslekette wird abgezogen sowie Korrekturen für Verstärkungsvariationen der einzelnen Kanäle vorgenommen. Zur Nullunterdrückung blenden die DSP's alle Towersignale aus, die innerhalb des Intervalls Offset \pm drei Sigma der Pedestelvariation liegen. Eine schematische Übersicht der Auslekette gibt Abbildung 3.5, eine genaue Beschreibung der Auslese befindet sich in [EBE95] [DESY 93-078].

Die so von der elektronischen Auslekette aufbereiteten Daten, Ladungen in ADC-Schritten mit den zugehörigen Toweradressen, werden in der Bank IRTE gespeichert und stehen der folgenden Rekonstruktion zur Verfügung. Diese wird im nächsten Kapitel beschrieben wird.

³Die Elektronik ist in [EBE90] beschrieben.

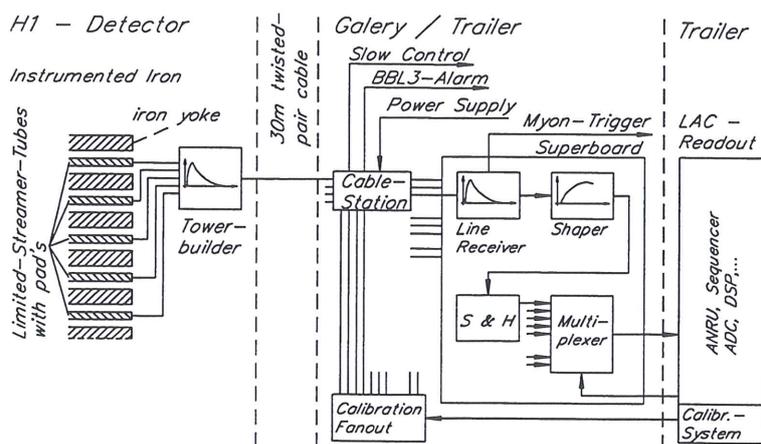


Abbildung 3.5: Schematische Übersicht der Auslese [EBE95].

3.2 Ereignisrekonstruktion im Tail Catcher

Die Aufgabe des Tail Catcher ist es, aus dem inneren Flüssig-Argon Kalorimeter herausleckende Energie zu detektieren. Aus dieser Forderung resultiert, daß der Tail Catcher durch das notwendige Umschließen des inneren Kalorimeters - gemessen an Oberfläche und Volumen - das größte Kalorimeter von H1 ist, gleichzeitig werden aber durch die Funktion als Tail Catcher im Vergleich zu den anderen Kalorimetern im Mittel kleinere Energiemengen deponiert. Aus diesem Gegensatz resultiert konstruktions- sowie funktionsbedingt ein schlechtes Stör- Nutzsignalverhältnis, dem in der Rekonstruktion der Energiedeposition Rechnung getragen werden muß. Abbildung 3.6 zeigt ungewichtet die wichtigsten Quellen für Signale im Tail Catcher.

Von den acht angegebenen Quellen a bis h sind von der Rekonstruktion die beiden ersten a Leckenergie und b Energiedeposition durch Myonen vom Wechselwirkungspunkt (WWP) aus den gespeicherten Informationen herauszufiltern. An den Strahlkollimatoren (C2 und C3, Abbildung 3.17) zurückgestreuten Teilchen des Protonremnant bilden die Quelle c, nicht vom Wechselwirkungspunkt ausgehende Teilchen. Hiervon betroffen ist nur die vordere Endkappe des Eisens. In Kapitel 3.2.2 wird dieses Problem ausführlich behandelt, da in diesem Bereich Rückstreuungen die Energiedepositionen im Tail Catcher dominieren. Kammerbedingte Signale (d) ergeben sich u. a. aus Nachpulsen (vergl. [MAR94]) der Streamer Tubes. Es werden mehrere Streamer pro Teilchendurchgang erzeugt, welches zu einer Vorspiegelung einer höheren Energiedeposition führt, als bei Produktion nur eines einzelnen Streamers pro Teilchendurchgang. Diese Störquelle ist im Vergleich zu den anderen vernachlässigbar. Der Fluß kosmischer Myonen (Quelle e) resultiert in einer von der Geometrie des Tail Catchers abhängigen Energiedeposition. In den vertikalen Endkappen ist sie um Faktoren geringer als in dem horizontalen Barrel (vergl. Kapitel 3.2.1). Das elektronische Rauschen (f) und die Signaleinkopplung anderer Detektorkomponenten (g) durch Leitungsübersprechen ist gering im Vergleich zum mittlerem Signal eines minimal ionisierenden Teilchens (vergl. Kapitel 3.3.1). Die letzte Quelle h ist nur der Vollständigkeit halber aufgeführt, da die Protonstrahl-Halo Myonen zur kontinuierlichen Überwachung des Flüssig-Argon Kalorimeters und des Tail Catchers während des Strahlbetriebes genutzt werden (vergl. Kapitel 3.5.2).

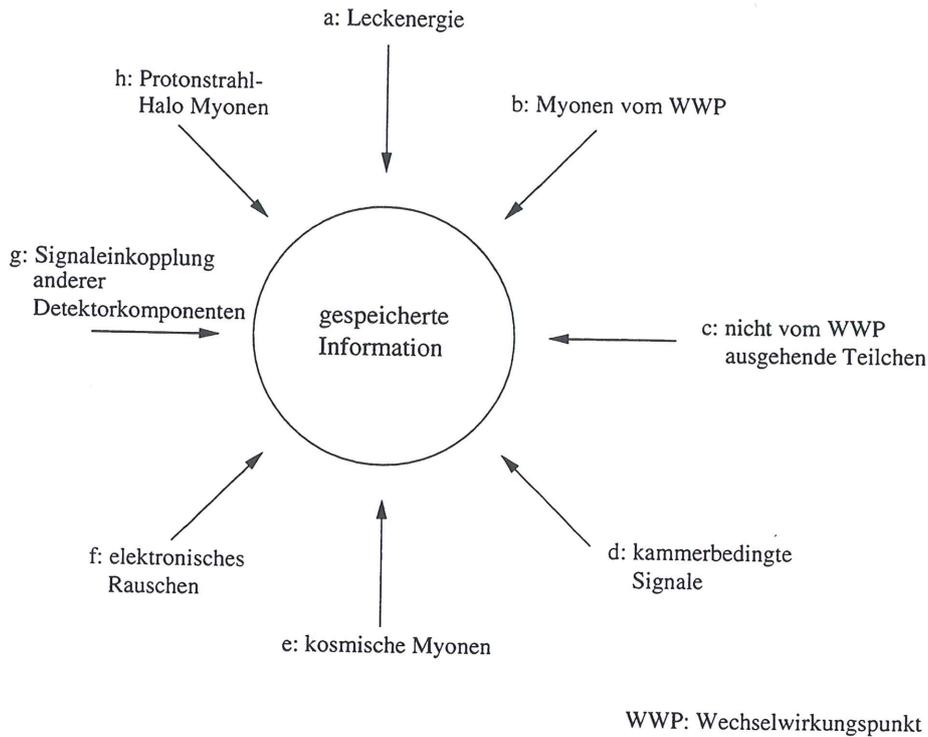


Abbildung 3.6: *Signalquellen im Tail Catcher.*

Grundsätzlich lassen sich die Signalquellen in zwei Klassen einordnen

A: Quellen, die in Koinzidenz mit der Wechselwirkung (a-c) stehen

B: zufallsverteilte (e - g).

Für Störsignale der Klasse B bieten sich zwei grundsätzlich unterschiedliche Verfahren zur Behandlung an: entweder die Korrektur der Daten durch Abzug des mittleren Beitrages der Quellen mit Hilfe einer erhöhten Schwelle, oder die Verkleinerung des Zeitfensters der Koinzidenz mit der Wechselwirkung. In Kapitel 3.2.1 wird diskutiert, warum der Verkleinerung des Zeitfensters der Vorzug gegeben wurde. Für Störsignale der Klasse A bleibt nur der Weg, die unterschiedlichen Topologien der Energiedepositionen zu nutzen (vergl. Kapitel 3.2.2). Für die Ereignisrekonstruktion im Tail Catcher ergeben sich somit drei Schritte:

1. Filtern der Störquellen der Klasse B mit Hilfe der Zeitkoinzidenz
2. Berechnung der deponierter Energie aus der gemessenen Ladung
3. Topologische Schnitte zur Unterdrückung der Störquellen der Klasse A und der verbliebenen Signale der Klasse B.

Die online aufbereiteten Daten (vergl. Kapitel 3.1.2) werden im ersten Schritt zur Unterdrückung von Störquellen der Klasse B (Energiedepositionen, die zeitlich nicht zum Ereignis gehören) auf die Zeitkoinzidenz mit dem Digitalteil des instrumentierten Eisens überprüft. Anschließend wird die gemessene Ladung in Anzahl von Streamern umgerechnet. Der Umrechnungsfaktor c_N beschreibt die mittlere Ladung eines Streamers und wird mit Hilfe der Kalibration des Tail Catchers mit kosmischen Myonen bestimmt. Nach der Korrektur auf unterschiedlich große aktive Volumina ($c_{f,i}$) wird die Anzahl der Streamer mit einem towerabhängigen Interkalibrationsfaktor ($c_{I,i}$) belegt, um Signaldifferenzen Rechnung zu tragen, die sich aus unterschiedlichen Gastemperaturen, Inhomogenitäten sowie mechanischen Abweichungen innerhalb der LST's ergeben (vergl. Kapitel 3.3.2). Zum Abschluß wird aus der Streameranzahl ein vorläufiger Energiewert berechnet. Dieser Umrechnungsfaktor c_E wurde in Strahltests am CERN bestimmt (vergl. Kapitel 3.3.3). Das Verfahren faßt folgende Formel zusammen [NIE91][BER91]:

$$E_i = c_E \cdot c_{I,i} \cdot c_{f,i} \cdot c_N \cdot q_i$$

- E_i : Energiewert ohne Korrektur auf inaktive Bereiche
- q_i : Ladung des Towers in ADC-Schritten
- c_N : Umrechnungsfaktor ADC-Schritte in Streameranzahl
- $c_{f,i}$: Korrektur für unterschiedlich große aktive Volumina
- $c_{I,i}$: Interkalibrationsfaktor des Towers
- c_E : Umrechnungsfaktor Streameranzahl in Energie (GeV)

Nach der Umrechnung der Ladung in Energie werden benachbarte Tower zu Gruppen (Cluster) zusammengefaßt. Die Energie des Clusters ergibt sich aus der Summe der Towerenergien, der Schwerpunkt wird mit Hilfe der energiegewichteten geometrischen Positionen bestimmt. Im Gegensatz zur einfachen Towerinformation mit dem Tower Volumen als Fehler in der Ortsbestimmung wird durch die Wichtung die Ortbestimmung des Schwerpunktes der Energiedeposition wesentlich verbessert. Im nächsten Schritt wird die Energie des Clusters sowie der entsprechenden Tower um mögliche Energiedeposition in inaktiven Bereichen innerhalb des Clusters korrigiert. Als letzter Schritt innerhalb des Rekonstruktionsprogramm H1REC [H1a] schließt sich die Korrektur auf inaktive Bereiche an, gegeben u. a. durch die supraleitenden Spule zwischen dem Flüssig-Argon Kalorimeter und dem Tail Catcher. Diese Energie wird den entsprechenden Tower des Tail Catchers und den Zellen des Flüssig-Argon Kalorimeters zugeordnet. In der letzten Phase⁴ wird in der Analyse die Topologie der Energiedeposition im Tail Catcher überprüft (vergl. Kapitel 3.2.2). Der Ablauf der Rekonstruktion ist in Abbildung 3.7 schematisch zusammengefaßt.

⁴Aus technischen Gründen wird die Überprüfung der Topologie im Analyseprogramm der H1-Kollaboration H1PHAN [H1b] vorgenommen, obwohl die Überprüfung Teil der Rekonstruktion ist. Es ist aber geplant, in der Zukunft diesen Teil der Ereignisrekonstruktion des Tail Catcher in H1REC zu integrieren.

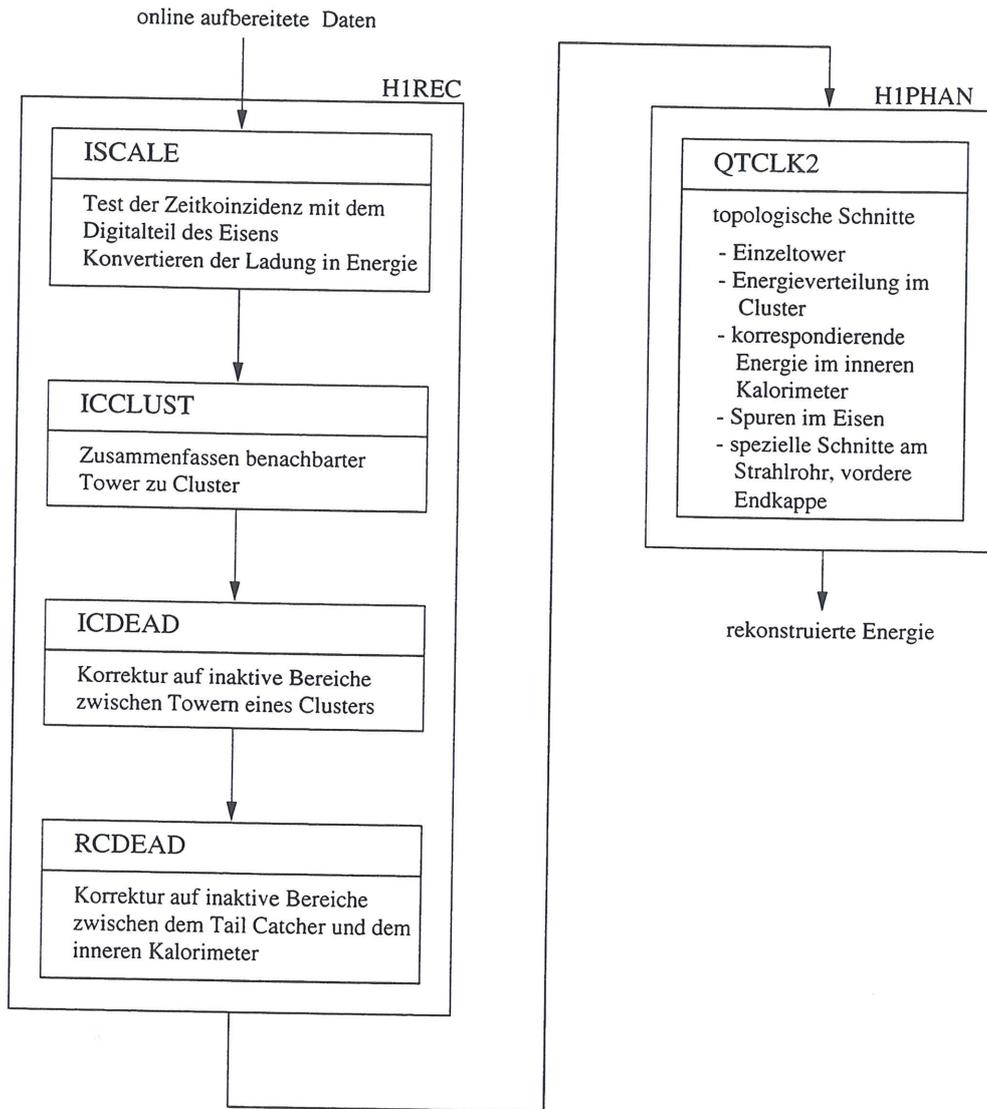


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Ereignisrekonstruktion des Tail Catchers.

3.2.1 Zeitkoinzidenz zwischen Digital- und Analogteil

Zur Messung der Ladung eines Towers muß das Signal integriert und gleichzeitig um 2200 nsec verzögert werden, um die Koinzidenz mit dem Triggersignal sicherzustellen. Dies ist mit analogen Schaltkreisen realisiert, so daß jedes Signal innerhalb dieses Zeitfensters zur Messung beitragen kann. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes wird im ersten Schritt der Ereignisrekonstruktion die Koinzidenz der Towersignale mit den digitalen Drahtsignalen geprüft. Nur solche Towermessungen werden akzeptiert, die mindestens einen vom Digitalteil registrierten Streamer aufweisen. Da das Zeitfenster des Digitalteils nur 200 nsec beträgt, ergibt sich eine drastische Reduktion des Untergrundes. Die Gefahr, durch die nicht 100% Auslesewahrscheinlichkeit des Digitalteils mit diesem Schnitt Energiedepositionen zu verwerfen, ist vernachlässigbar. Bei einer Auslesewahrscheinlichkeit von 90% werden Towersignale von nur einem Streamer⁵ in 10%, von zwei Streamer in 1%, von drei Streamer in 0.1%,... der Fälle verworfen. Mit zunehmender Anzahl der Streamer und damit der deponierten Energie nimmt die Wahrscheinlichkeit, Energiedepositionen

⁵Ein Streamer entspricht einer hadronischen Energie von ca. 200 MeV.

zu verwerfen, ab.

Abbildung 3.8 zeigt die mittlere transversale Energiedeposition im Tail Catcher als Funktion der Pseudorapidität η ($\eta = -\log \tan \frac{\theta}{2}$) mit und ohne Test der Zeitkoinzidenz mit dem Digitalteil des instrumentierten Eisens sowie einer erhöhten Energieschwelle von 200 MeV für jedes Towersignal. Die Ereignisse wurden mit einem Zufallstrigger während des Strahlbetriebes genommen.

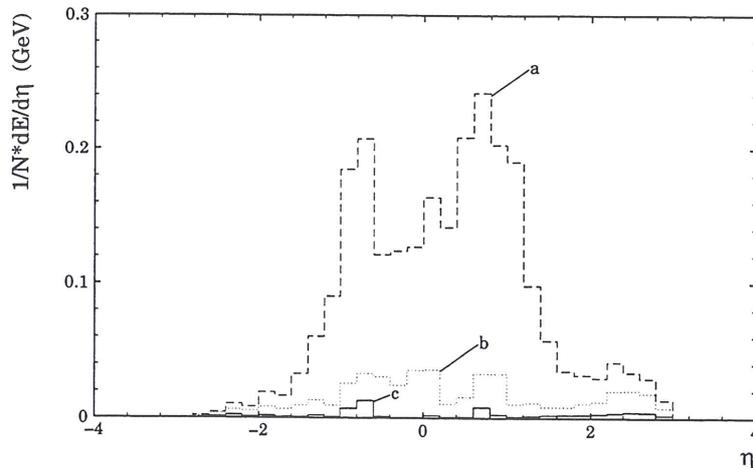


Abbildung 3.8: Mittlere transversale Energiedeposition für zufallsgetriggerte Ereignisse, a: ohne zusätzliche Schnitte (gestrichelte Linie), b: mit einer Schwelle von 200 MeV für jedes Tower-signal (gepunktete Linie) und damit verbundenen Schnitt in den Crosstalk, c: mit Test der Zeitkoinzidenz zwischen Towersignal und den vom Digitalteil registrierten Streamern (durchgezogene Linie).

Das gestrichelte Histogramm in Abbildung 3.8 zeigt die mittlere transversale Energie im Tail Catcher, berechnet aus allen Signalen, die größer als drei Sigma der Pedestalvariation sind. Der physikalische Grund der unterschiedlichen Energiedeposition in den einzelnen Bereichen der Pseudorapidität liegt in den asymmetrischen Strahlenergien und dem Fluß kosmischer Myonen. Im Barrelbereich ($-0.93 < \eta < 1.2$) des H1-Detektors dominieren die kosmischen Myonen aufgrund der großen Fläche des Tail Catchers. In den beiden Endkappen, ($\eta < -0.93$ bzw. $\eta > 1.2$) deponieren Protonstrahl-Halo Myonen Energie. Weiterhin ergeben die asymmetrischen Strahlenergien durch Ereignisse vor und nach den zufallsgetriggerten eine erhöhte Energiedeposition in der vorderen Endkappe ($\eta > 1.2$). Zusätzlich dazu spiegeln das elektronische Rauschen der Tail Catcher- Elektronik sowie Störsignale anderer Detektorkomponenten Energiedepositionen vor.

Das gepunktete Histogramm zeigt den transversalen Energiebeitrag des Tail Catchers mit einer erhöhten Signalschwelle von 200 MeV für jeden Tower. Der Untergrund wird zwar reduziert, aber die Messung realer Energiedeposition ist erschwert. Die Nachteile dieser Methode zeigen die Abbildungen 3.9 und 3.10. Für einen nicht zufallsgetriggerten Datensatz sind die Verteilungen der Towerenergien getrennt nach dem Kriterium der Zeitkoinzidenz aufgetragen. Das Histogramm 3.9 zeigt die Energieverteilung der Towersignale ohne Zeitkoinzidenz normiert auf die Anzahl der Tower ohne Zeitkoinzidenz, Abbildung 3.10 die Energieverteilung der Towersignale mit Zeitkoinzidenz normiert auf die Anzahl der Tower mit Zeitkoinzidenz.

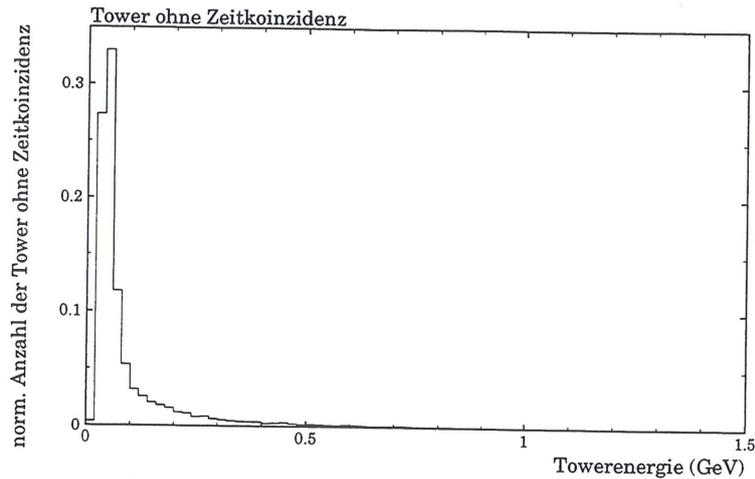


Abbildung 3.9: Energieverteilung der Tower ohne vom Digitalteil registrierte Streamer.

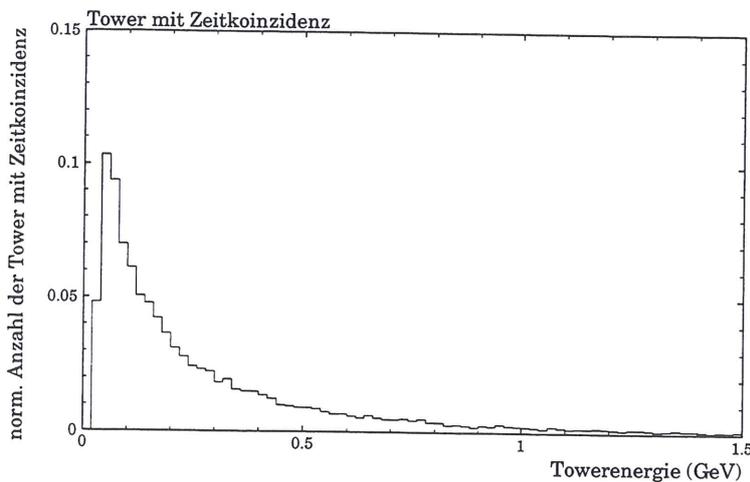


Abbildung 3.10: Energieverteilung der Tower mit zeitlich korrespondierenden, vom Digitalteil registrierten Streamern.

Wie aus dem Histogramm 3.9 zu ersehen ist, unterdrückt eine einfache Energieschwelle von 200 MeV für jeden Tower die Mehrzahl der außerhalb des Zeitfensters liegenden Energiedepositionen, aber eine nicht zu vernachlässigende Anzahl von höheren Energiedepositionen erfolgt dennoch. Zusätzlich wird die Mehrzahl der Energiedepositionen mit Zeitkoinzidenz (Abbildung 3.10) ebenfalls unterdrückt. Diese niederenergetischen Tower mit Drahtansprecher stammen hauptsächlich von dem bauartbedingten Übersprechen (Crosstalk) der Eiseninstrumentierung (Abbildung 3.11), wodurch neben dem getroffenen Tower immer mehrere weitere Tower ein Signal zeigen.

Durch die Konstruktion der LST's wird die Ladung nicht nur auf das nächstgelegenen Pad sondern auch auf die in Drahrichtung benachbarten beeinflusst (Crosstalk). Um die gesamte Ladung zu erhalten, sind die Ladungen des getroffenen Towers sowie seiner Nachbarn zu summieren. Die Ladung der Nachbarpads variiert in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Streamer und Nachbarpad von einigen Prozent bis zu 50% der Gesamtladung. Für ein Myon mit einem hadronischen Energiedepositionsäquivalent von ca. 1 GeV werden bis zu vier niederenergetische Nachbartower erwartet. Die Unterdrückung dieser niederenergetischen Tower und damit Schnei-

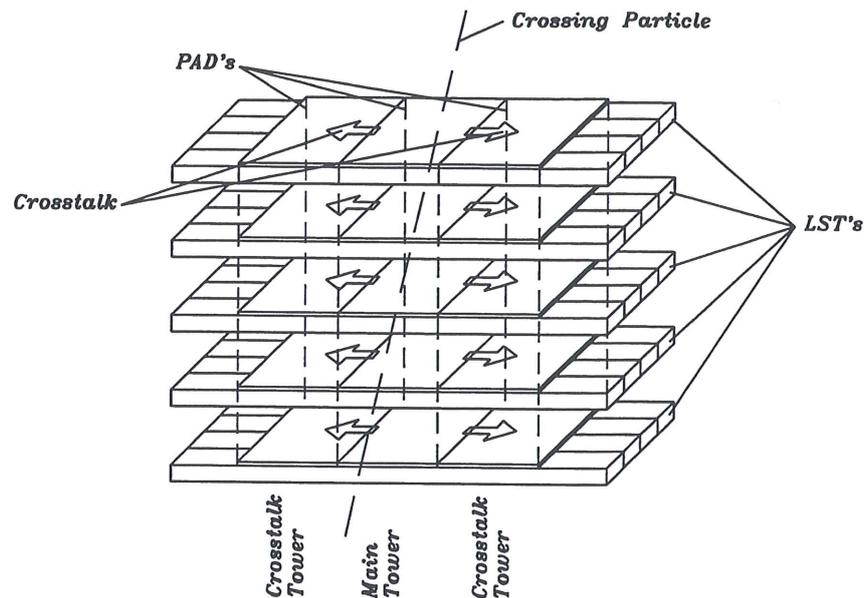


Abbildung 3.11: Schematische Skizze des Übersprechens in den Padlagen [EBE95].

den in den Crosstalk verkleinert nicht nur generell die gemessene Energie im Vergleich zur deponierten, sondern ergibt zusätzlich eine ortsabhängige Minderung.

Im Gegensatz dazu reduziert die Prüfung der Zeitkoinzidenz zwischen den Towersignalen des Tail Catchers und den vom Digitalteil des Eisens registrierten Streamersignalen den Untergrund wirkungsvoll, ohne in den Crosstalk zu schneiden (Abbildung 3.8 durchgezogenes Histogramm).

3.2.2 Allgemeine topologische Schnitte zur Ereignisrekonstruktion

Obwohl die Überprüfung der Zeitkoinzidenz zwischen Analog- und Digitalteil des instrumentierten Eisens eine drastische Verringerung des Untergrundes ergibt, reicht dieser Schnitt bei weitem nicht aus. Zeitlich mit der Wechselwirkung korrelierter Untergrund wird nicht erfaßt. Ebenso passiert der Teil des zufallsverteilten Untergrundes diesen Schnitt, der innerhalb des Zeitfensters des Digitalteils liegt. Schnitte auf die Topologie der Energiedeposition sind somit notwendig, wobei folgende Merkmale der in Cluster zusammengefaßten benachbarten Tower genutzt werden:

- Einzeltower ohne Nachbartower durch Übersprechen
- Energieverteilung innerhalb des Clusters im Tail Catcher
- Spuren im Eisen
- korrespondierende Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter

Da einerseits die Stärke und Ursachen des Untergrundes in Abhängigkeit des Ortes im Tail Catcher variieren und andererseits topologische Verfahren immer die Gefahr beherbergen, Signale als Untergrund zu identifizieren und umgekehrt, sind die einzelnen Verfahren den unterschiedlichen Bedingungen anzupassen. In der rückwärtigen Endkappe und dem Barrel sind neben der Prüfung der Zeitkoinzidenz mit dem Digitalteil einfache Tests auf die Energieverteilung im Tail Catcher bzw. korrespondierende im Flüssig-Argon Kalorimeter ausreichend. Im Gegensatz dazu sind diese Schnitte unzureichend für Energiedepositionen in der vordere Endkappe.

An den Kollimatoren C3 und C2 zurückgestreute Teilchen des Protonremnant ergeben zeitlich korrelierte Energiedepositionen (Rückstreuung), deren mittlere Stärke und Anzahl mit abnehmendem Abstand vom Strahlrohr zunimmt. Da der Kollimator C3 (siehe Abbildung 3.17) sich innerhalb der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens befindet, wird es gestreuten Teilchen ermöglicht, direkt in die instrumentierten Schlitze des Eisens zu treten. Der Kollimator C2 liegt außerhalb des Eisens, in Protonstrahlrichtung 1.75 m von den äußeren Myonboxen entfernt. Somit können am C2-Kollimator zurückgestreute Teilchen nur von außen in das Eisen dringen. Damit diese durch Rückstreuung erzeugten Energiedepositionen nicht als Leckenergie aus dem inneren Flüssig-Argon Kalorimeter identifiziert werden, sind sie als Untergrund herauszufiltern.

Da ein Teil dieser Energie in der äußersten Lage des instrumentierten Eisens detektiert wird, wurde als erste Maßnahme zur Reduktion dieses Untergrundes zu Beginn der 94er Meßzeit diese Lage von der Summenbildung der Tower ausgeschlossen. Die Funktion des Tail Catchers wird hiervon nur unwesentlich beeinflusst, da Aktivität in der letzten Lage gleichbedeutend mit aus dem Tail Catcher leckende Energie ist. Diese Information ist aus den Drahtinformationen der letzten Lage erhältlich. Weiterhin ergaben die Auswertungen der Tests am CERN, daß bei einem Einfallswinkel von 0° senkrecht zum Tail Catcher einzelne Pionen mit einer Energie von 50 GeV zu 88% im kombinierten Flüssig-Argon Kalorimeter/Tail Catcher System absorbiert werden [JUST91].

Abbildung 3.12 zeigt beispielhaft einen Kandidaten für ein Ereignis⁶ mit neutralem Strom und Energiedeposition im Tail Catcher von 20.1 GeV hervorgerufen durch Rückstreuung sowie Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter. Da vor der Wechselwirkung der transversale Impuls des Systems Null ist, sollten nach der Streuung die transversalen Impulse des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Elektrons ausbalanciert sein. Ein Maß für den Einfluß des Tail Catchers für die Rekonstruktion der Ereigniskinetik ist somit die Verbesserung der Balance durch den Tail Catcher zwischen dem transversalen Impuls des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustandes. Tabelle 3.3 listet die Impulsbeträge sowie die Energiebeiträge des Tail Catchers für dieses Ereignis auf.

	gestreutes Elektron	hadronischer Endzustand		
		ohne TC	mit TC	TC mit Untergrundreduktion
p_t	52.5 GeV	46.6 GeV	48.4 GeV	50.0 GeV
E_{TC}	-	-	20.1 GeV	9.5 GeV
$p_{t,TC}$	-	-	1.8 GeV	3.4 GeV

Tabelle 3.3: *Transversale Impulse und Energiebeiträge des Tail Catchers aus dem Ereignisses in Abbildung 3.12.*

Über 50% der Energie des Tail Catchers ist durch Untergrund hervorgerufen worden. Zusätzlich wird durch die in ϕ zur Leckenergie entgegengesetzte Energiedeposition durch Rückstreuung der gesamte Beitrag des Tail Catchers zum transversalen Impuls nahezu halbiert. Erst die notwendigen topologischen Schnitte ergeben eine signifikante Verbesserung in der Bestimmung des transversalen Impulses des hadronischen Endzustandes.

⁶Runnummer 119640, Ereignisnummer 65820

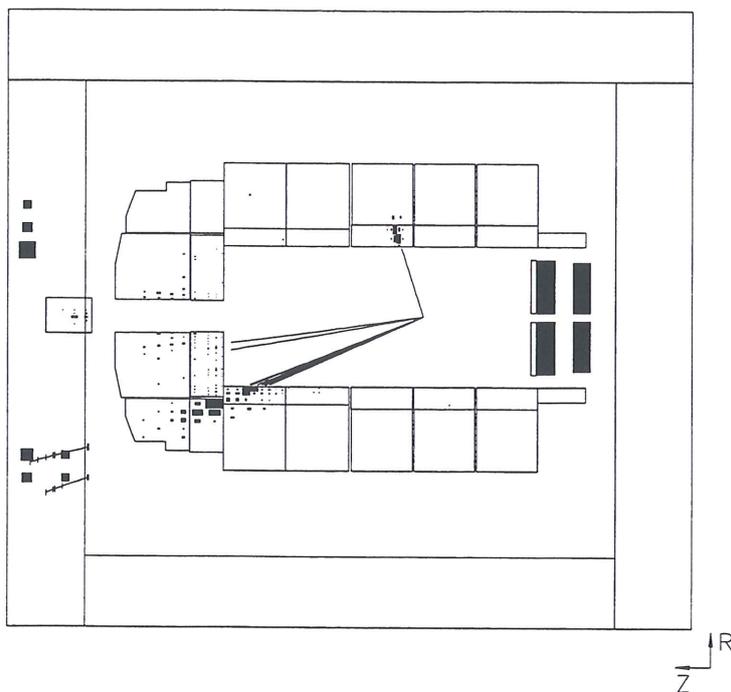


Abbildung 3.12: Ereignis mit Rückstreuung an den Strahlkollimatoren.

Im Folgenden werden die einzelnen topologischen Schnitte sowie die Festlegung der entsprechenden Schwellen diskutiert.

Einzeltower ohne Nachbartower durch Übersprechen

Aus dem bauartbedingten Übersprechen der Tower (Abbildung 3.11) ergeben sich immer mehrere, nebeneinanderliegende Tower, die zu Gruppen (Cluster) zusammengefaßt werden. Tower, die nicht zu Clustern gehören, entstehen u. a. durch elektronisches Rauschen, elektronisches Übersprechen oder vernachlässigbare geringe Energiedeposition, so daß die Energie in den entsprechenden Nachbartowern die Schwelle der Datennahme von drei Sigma (im Mittel 50 MeV) nicht überschreiten. Diese Tower werden von der Analyse ausgeschlossen.

Energieverteilung innerhalb der Cluster im Tail Catcher

Hadronische Schauer, die aus dem inneren Flüssig Argon Kalorimeter lecken, deponieren Energie in den inneren und gegebenenfalls äußeren Tovern des instrumentierten Eisens. Durch die statistische Fluktuation hadronischer Schauer sowie der Ansprechwahrscheinlichkeit der LST's ist es zwar möglich, daß Energie nur in äußeren Tovern deponiert wird, die Anzahl dieser Cluster sollte aber geringer sein als die Anzahl der Cluster mit über inneren und äußeren Tovern verteilter Energie. Die Verteilung des Verhältnisses von in inneren Tovern deponierter Energie zur Gesamtenergie des Clusters ($E_{\text{innen}}/E_{\text{Cluster}}$) sollte somit mit zunehmendem Energieanteil in den äußeren Tovern ($E_{\text{innen}}/E_{\text{Cluster}} \rightarrow 0$) abfallen. Energiedepositionen von Teilchen, die von außen kommen, verändern diese Verteilung dergestalt, daß die Anzahl der Ereignisse mit dominierendem Energieanteil in den äußeren Tovern zunimmt. Hiervon ist die vordere Endkappe durch an den Kollimatoren C3 und C2 zurückgestreute Teilchen des Protonremnant (Rückstreuung) betroffen.

Um sicher zu stellen, daß dieses Problem der Energiedeposition in der vorderen Endkappe durch Rückstreuung unabhängig von Q^2 analysiert wird, wurden zwei Datensätze der tief-inelastisch Elektron-Proton-Streuung mit neutralem Strom aus den Meßzeiten 1994 bis 1996 genutzt. Der Datensatz mit einem Q^2 kleiner als 120 GeV^2 basiert ausschließlich auf der Meßzeit von 1994, während zur Erhöhung der Statistik die Ereignisse mit einem Q^2 größer als 200 GeV^2 der Meßzeiten 1994 bis 1996 zusammengefaßt wurden.

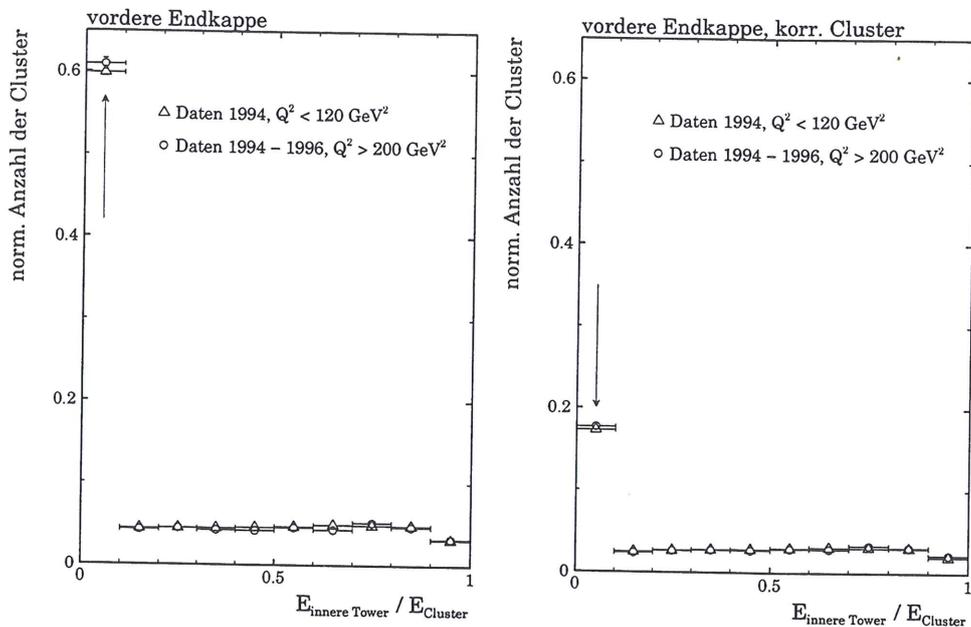


Abbildung 3.13: Verhältnis der Energie innerer Tower eines Clusters zur Clusterenergie, für alle Cluster (linkes Histogramm), für Cluster mit räumlich korrespondierender Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter (rechtes Histogramm), normiert auf die Gesamtzahl der Cluster in der vorderen Endkappe.

Das linke Histogramm in Abbildung 3.13 zeigt die Verteilung der Verhältnisse der Energie innerer Tower eines Clusters zur Gesamtenergie des Clusters in der vorderen Endkappe, normiert auf die Anzahl der Cluster. Im Gegensatz zur Erwartung, daß aufgrund der Tail Catcher Funktion des instrumentierten Eisens der Anteil von Clustern mit dominierender Energiedeposition in den äußeren Towern geringer ist, als der Anteil mit über inneren und äußeren Tower verteilter Energie, sind über 60% der Einträge im Bereich bis maximal 10% der Energie in inneren Tower. D.h. über 60% aller Cluster haben mehr als 90% der Energie in den äußeren Towern konzentriert. Diese Cluster stammen von zurückgestreuten Teilchen und verfälschen die Messung der Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter. Um nun diesen Untergrund von Leckenergie zu trennen, besteht die Möglichkeit, eine Schwelle bezüglich des Verhältnisses zwischen Energie der inneren Tower eines Clusters zur Gesamtenergie des Clusters zu definieren.

In den Histogrammen der Abbildung 3.13 ff. sind Cluster, die sich nur über die inneren Tower erstrecken, nicht berücksichtigt worden.

Zur Definition einer Schwelle, ab welchem Verhältnis zwischen Energie der inneren Tower zur Gesamtenergie eines Clusters, die Energiedeposition in der Analyse unberücksichtigt bleiben soll, ist es notwendig, die obige Verteilung ohne dominierenden Einfluß der zurückgestreuten Teilchen zu erstellen. Da die Ursache für Energiedepositionen im Tail Catcher aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter leckende Energie ist, sind die Cluster im Tail Catcher mit Clustern im innerem Kalorimeter räumlich korreliert. Das rechte Histogramm in Abbildung 3.13 zeigt daher die

Verteilung der Verhältnisse nur für Energiedepositionen im Tail Catcher mit räumlich korrespondierender Messung⁷ im Flüssig-Argon Kalorimeter, wiederum normiert auf die Gesamtzahl der Cluster. Der Anteil an Energiedepositionen ausschließlich in den äußeren Tower nimmt zwar ab, liegt aber immer noch bei fast 20%. Der Grund für diese unzureichende Reduktion ist die mit abnehmendem Abstand zum Strahlrohr zunehmende Anzahl von Energieeinträgen durch Rückstreuung. Da zusätzlich mit abnehmendem Abstand zum Strahlrohr die Granularität zur Überprüfung der räumlichen Korrelation zwischen Energiedeposition im Eisen und im Flüssig-Argon Kalorimeter abnimmt, erklärt sich die hohe Anzahl in der Verteilung durch Zufallskoinzidenzen. Abbildung 3.14 zeigt daher die analogen Verteilungen zu Abbildung 3.13, aber ohne Berücksichtigung der am Strahlrohr gelegenen Cluster. Es sind die Cluster mit einem Winkel θ kleiner als 15° ausgeschlossen worden. Dies entspricht einem Bereich um das Strahlrohr mit einem Radius von 3 Towerbreiten, bzw. einer Modulhöhe. Normiert sind beide Histogramme der Abbildung 3.14 auf die Gesamtzahl der verbleibenden Cluster.

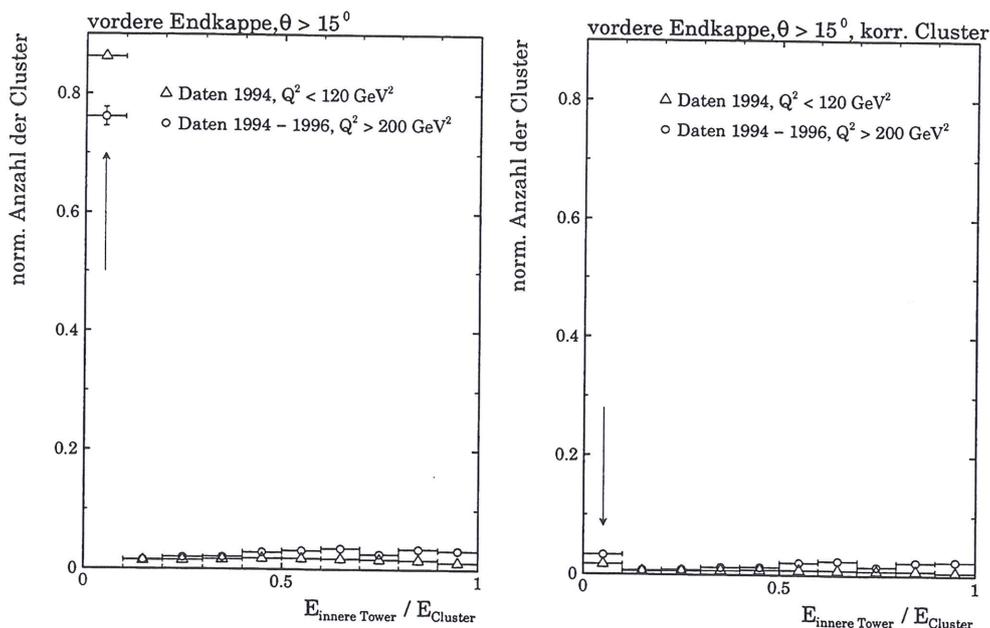


Abbildung 3.14: Verhältnis der Energie innerer Tower zur Clusterenergie für Cluster mit einem Winkel θ größer als 15° , für alle Cluster (linkes Histogramm), für Cluster mit räumlich korrespondierender Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter (rechtes Histogramm), normiert auf die Gesamtzahl der Cluster mit einem Winkel θ größer als 15° in der vorderen Endkappe.

Auch in diesem Bereich der vorderen Endkappe dominieren die durch Rückstreuung erzeugten Cluster (Abbildung 3.14, linkes Histogramm). Durch Forderung nach korrespondierender Deposition im Flüssig-Argon Kalorimeter reduziert sich dieser Anteil auf unter 5% (Abbildung 3.14, rechtes Histogramm), eine schärfere Schwelle als 0,1, zum Ausschluß von Clustern von der Analyse mit Hilfe der Energieverteilung innerhalb des Cluster, läßt sich aber aus diesem Histogramm nicht herleiten. Wichtet man aber die Einträge mit der Clusterenergie, ergibt sich Abbildung 3.15, links ohne korrespondierender Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter, rechts mit.

Beide Datensätze zeigen in Abbildung 3.15 (rechtes Histogramm) ein Minimum bei 0,3, sofern die Forderung nach korrespondierender Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter erfüllt wird. Die Sichtung der Ereignisse aus dem Bereich von 0,0 bis 0,3 zeigt, daß sie größtenteils

⁷Die Definition räumlich korrespondierender Cluster zwischen Tail Catcher und im Flüssig-Argon Kalorimeter wird im letzten Punkt dieses Kapitels diskutiert.

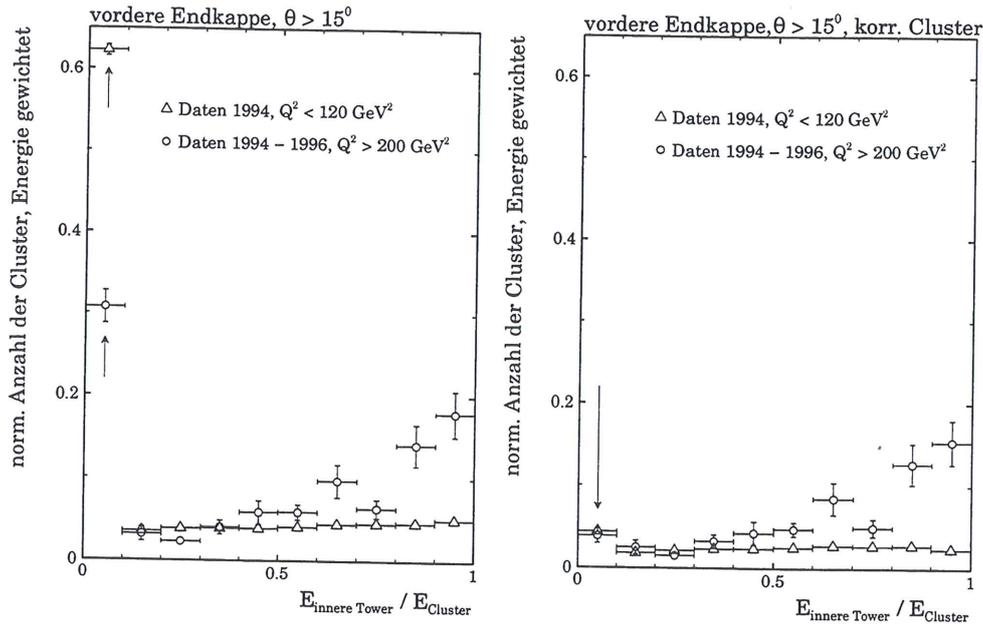


Abbildung 3.15: Verhältnis der Energie innerer Tower zur Clusterenergie für Cluster mit einem Winkel θ größer als 15° , Energie gewichtet, für alle Cluster (linkes Histogramm), für Cluster mit räumlich korrespondierender Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter (rechtes Histogramm), normiert auf die Gesamtzahl der Cluster mit einem Winkel θ größer als 15° in der vorderen Endkappe.

in zwei Kategorien fallen: entweder Rückstreuung mit Energiedeposition auch in den inneren Toren oder Myonen, deren Spur mit Hilfe des Digitalteils rekonstruiert wurde. Da Cluster mit zugehörigen Spuren nicht von der Analyse ausgeschlossen werden (vergl. Spuren im Eisen), ist als Schwelle 0.3 (aus technischen Gründen 0.33) gewählt worden. Mit diesen Bedingungen ergibt sich für die Verteilung der Verhältnisse $E_{\text{innen}}/E_{\text{Cluster}}$, Abbildung 3.16.

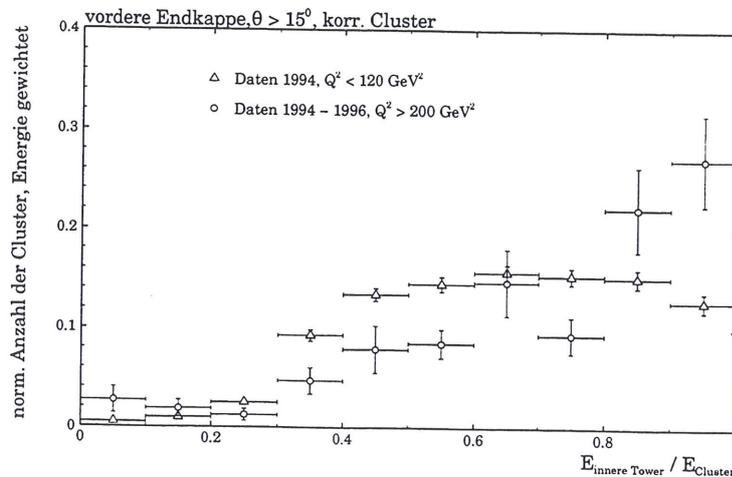


Abbildung 3.16: Verhältnis der Energie innerer Tower zur Clusterenergie in der vorderen Endkappe für Cluster mit einem Winkel θ größer als 15° , Energie gewichtet, einschließlich Spurüberprüfung und Schwelle für Rückstreuung von 0.33.

Spuren im Eisen

Cluster im Eisen, die mit mindestens einer Spur assoziiert sind, werden grundsätzlich in die Analyse einbezogen. Durch die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen LST-Lagen von im Mittel 80% können Myonen ein Verhältnis der Energieverteilung zwischen inneren Toren und der gesamten Clusterenergie von kleiner als 0.33 (Schwelle der Rückstreuung) erzeugen. Zusätzlich trägt hierzu die Breite der Verteilung des Myonsignals von $\frac{\sigma}{\text{Mittelwert}} = 49\%$ bei (vergl. Abbildung 3.29). Weiterhin können Myonen im inneren des Flüssig-Argon Kalorimeters eine zu geringe Energie deponieren, sodaß eine Überprüfung bezüglich eines korrespondierenden Clusters fehlschlägt. Folgende Selektionskriterien werden verwandt, um sicherzustellen, daß keine Spuren von zurückgestreuten Teilchen verwendet werden:

- die Spur muß in einer der ersten drei LST-Lagen, somit innerhalb der inneren Myonbox des Tail Catchers beginnen,
- mindestens fünf unterschiedliche Lagen sind zur Spurbestimmung genutzt worden,
- der Öffnungswinkel zwischen dem Vektor erster Spurpunkt - Wechselwirkungspunkt und dem Richtungsvektor der Spur muß kleiner als 35° sein.

Korrespondierende Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter

Da die Aufgabe des Tail Catchers darin besteht, aus dem inneren Kalorimeter leckende hadronische Energie zu detektieren, liegt es nahe, Energiedepositionen im Tail Catcher auf die Existenz korrespondierender Cluster im Flüssig-Argon Kalorimeter zu überprüfen. Als Kriterium dient der Öffnungswinkel zwischen den Clusterschwerpunkten. Dieser Winkel definiert sich aus der Breite hadronischer Schauer von einer Wechselwirkungslänge λ , bei der 95% der Energie im Kalorimeter enthalten sind [AMA81]⁸. Bei einer mittleren Wechselwirkungslänge von $\lambda_0 = 227.3$ mm [RUD92], variiert der maximale Öffnungswinkel mit dem Clusterschwerpunkt im Flüssig-Argon Kalorimeter in Abhängigkeit vom Winkel θ und dem Radius R . Zur Vereinfachung sind daher in 10° Schritten für den jeweiligen mittleren Radius die maximalen Öffnungswinkel bestimmt worden. Tabelle 3.4 listet diese Werte auf. Zur Berücksichtigung der radiusabhängigen Winkeldifferenz zwischen minimalem und maximalem Radius, wird jeder dieser Werte um den konstanten Wert von 4° erhöht.

⁸Die longitudinale Ausdehnung hadronischer Schauer ist energieabhängig (vergl. [KLE92]), während die laterale Ausdehnung nach [AMA81], bei der 95% der Schauerenergie enthalten ist, proportional ein λ ist.

Winkelbereich	max. Öffnungswinkel
0° ÷ 10°	3.8°
10° ÷ 20°	3.4°
30° ÷ 40°	4.2°
40° ÷ 50° 140° ÷ 150°	5.4°
50° ÷ 60° 130° ÷ 140°	6.5°
60° ÷ 70° 120° ÷ 130°	7.4°
70° ÷ 80° 110° ÷ 120°	7.9°
80° ÷ 90° 100° ÷ 110°	8.3°
90° ÷ 100°	8.4°

Tabelle 3.4: Maximale Öffnungswinkel zwischen den Clusterschwerpunkten im Tail Catcher und Flüssig-Argon Kalorimeter in Abhängigkeit des Ortes (θ) im H1-Detektor.

Die bisherigen topologischen Schnitte reduzieren den Untergrund im Tail Catcher drastisch. Der Vergleich der mittleren Anzahl der Cluster pro Ereignis vor und nach den Schnitten ist ein Maß für den Untergrundanteil im Tail Catcher. Bei Ereignissen mit einem Q^2 größer als 200 GeV² und mehr als 1 GeV Gesamtenergie deposition im Tail Catcher verringert sich dieser Wert von 3.6 auf 0.8, ca. 78% aller Energiedepositionen sind als Untergrund detektiert worden. Trotzdem reichen diese Schnitte noch nicht aus, da in der Nähe des Strahlrohres in der vorderen Endkappe durch Streuung am C3 Kollimator zusätzliche Maßnahmen erforderlich sind.

3.2.3 Spezielle topologische Schnitte in der vorderen Endkappe

Die Position des C3-Kollimators innerhalb der vorderen Endkappe ermöglicht es gestreuten Teilchen vom Protonremnant, direkt in die instrumentierten Schlitze das Eisen einzutreten (s. Abbildung 3.17). Niederenergetische Teilchen können somit innerhalb einer Lage eine große Anzahl von Streamern erzeugen, bevor sie vom Eisen absorbiert werden. Höherenergetische durchdringen die Eisenlagen und deponieren Energie in den inneren und äußeren Toren. Die üblichen Schnitte auf die Energieverteilung innerhalb des Eisens reichen deshalb nicht aus. Da diese Ereignisse vom Protonremnant ausgelöst werden, versagt auch der Test auf die Zeitkoinzidenz mit dem Digitalteil. Die Korrelation zwischen Clusterschwerpunkt im Eisen und Clustern im Flüssig-Argon Kalorimeter ist von Zufallskoinzidenzen dominiert, da der weiter oben beschriebene Schnitt mit seinem maximalen Öffnungswinkel und der in diesem Winkelbereich existierenden Granularität des Tail Catchers genügend Kombinationen ermöglicht (siehe auch Abbildung 3.13, rechtes Histogramm).

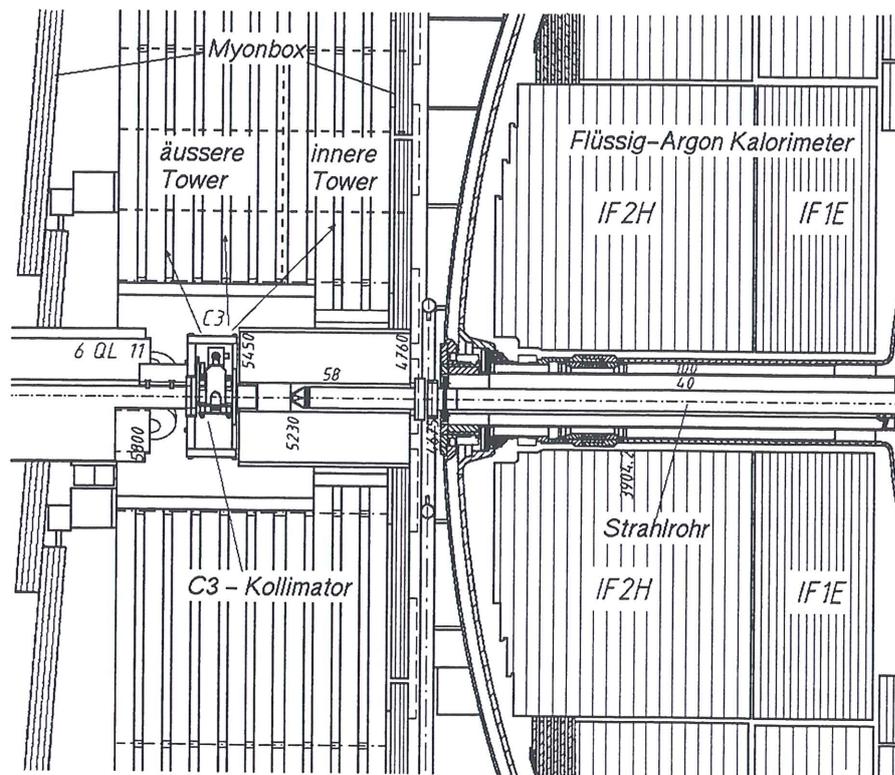


Abbildung 3.17: Geometrische Anordnung des C3 - Kollimators.

Der Winkelbereich dieses Problembereiches endet bei ca. 15° , der Höhe eines Modules. Zusätzliche Schnitte auf die Topologie der Energiedeposition in Verbindung mit den Informationen aus dem inneren Kalorimeter sind notwendig. Zur Überprüfung der Validität der Energiedeposition bieten sich die folgenden fünf Größen an:

- am Strahlrohr grenzende Tower
Da vom C3-Kollimator gestreute Teilchen direkt am Strahlrohr in das Eisen treten, bietet sich die Überprüfung der Cluster in dem Winkelbereich θ kleiner als 15° auf Beiträge direkt am Strahlrohr gelegener Tower an. Diese Information wird zur Auswahl der Cluster zur Überprüfung auf Rückstreuung genutzt.
- Clusterenergie im Eisen
Eine generelle Schwelle für die minimale Clusterenergie im Eisen in diesem Winkelbereich stellt für reale Leckenergie nur einen vernachlässigbaren Schnitt in die Physik dar, da wichtige Größen, z. B. transversaler Impuls und y , nur als Funktion des Sinus des Winkels θ , bzw. als Differenz der Gesamtenergie und der Impulskomponente in z-Richtung eingehen. Abbildung 3.18 zeigt beispielhaft die Energie- und θ -Verteilung von Clustern mit Beitrag am Strahlrohr grenzender Tower von Ereignissen mit einem Q^2 größer als 200 GeV^2 . Für einen minimalen Beitrag des Tail Catchers von 0.5 GeV zum transversalen Impuls ist bei einem mittleren Winkel von 8° eine Energiedeposition größer als 3.5 GeV erforderlich. Der Großteil der Energiedepositionen ist aber kleiner als 2 GeV .

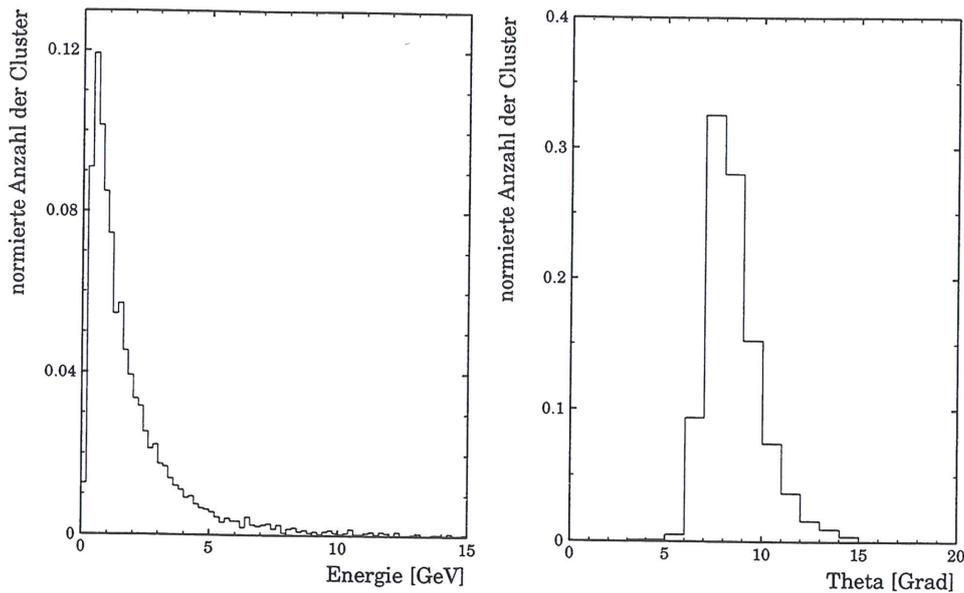


Abbildung 3.18: Energie- und θ -Verteilung der Cluster im Eisen mit direkt am Strahlrohr grenzenden Tower, normiert auf die Anzahl der Cluster.

- Energie im Flüssig-Argon Kalorimeter in einem begrenzten Öffnungswinkel
In den im vorherigen Kapitel beschriebenen Schnitten ist auf eine minimale Energie im Flüssig-Argon Kalorimeter für eine akzeptierte Korrelation zwischen den Clustern in den beiden Kalorimetern verzichtet worden. Die Höhe des Untergrundes rechtfertigt aber hier eine Schwelle in der Energie des inneren Kalorimeters bei gleichzeitiger Verringerung des akzeptierten Öffnungswinkels.
- Energie in der letzten Lage des Flüssig-Argon Kalorimeter
Die Energie in der letzten Lage des Flüssig-Argon Kalorimeter kann als Parameter zur Identifikation realer Leckenergie im Tail Catcher genutzt werden. Eine entsprechende Schwelle wird mit Hilfe entsprechender Ereignisse im folgenden Absatz ermittelt.
- Verteilung der Energie im Flüssig-Argon Kalorimeter
Da in diesem Bereich ausreichend energetische Teilchen nicht nur das Eisen durchdringen, sondern auch Energie in der äußeren Lage des Flüssig-Argon Kalorimeter deponieren, reicht eine Überprüfung der Energie in der letzten Lage des inneren Kalorimeters in Zusammenhang mit einer generellen Energieschwelle nicht aus. Die Verteilung der Energie innerhalb des Flüssig-Argon Kalorimeter zwischen letzter Lage und näher am Wechselwirkungspunkt gelegener Cluster gibt erst Aufschluß über die Ursache der Energiedeposition im Tail Catcher.

Die Summe dieser Schnitte beherbergt zwar die Gefahr, Leckenergie als Untergrund herauszufiltern, diesem Risiko ist aber im Vergleich zur Alternative - Untergrund dominierter Beitrag des Tail Catchers - der Vorzug zu geben. Weiterhin ist eine korrekte Simulation der Verhältnisse durch Rückstreuung am C3-Kollimator schwierig, da einerseits dieser Kollimator beweglich ist und zum Strahl tuning genutzt wird, andererseits die xy-Position des Elektron- und Protonstrahls sich von Füllung zu Füllung der Ringe ändern kann.

Zur Bestimmung eines kleineren Öffnungswinkels zwischen Clustern im Tail Catcher und im Flüssig-Argon Kalorimeter, ist die Anzahl der Cluster im Bereich θ größer als 15° als Funktion

des maximalen Öffnungswinkels analysiert worden. Abbildung 3.19 zeigt, daß ab einem Winkel von 5° keine signifikante Zunahme der Anzahl der Cluster im inneren Kalorimeter stattfindet. Dieses Ergebnis ist konform mit der Aussage, daß die laterale Ausdehnung hadronischer Schauer mit 95% der Energie dem Radius einer Wechselwirkungslänge λ entspricht.

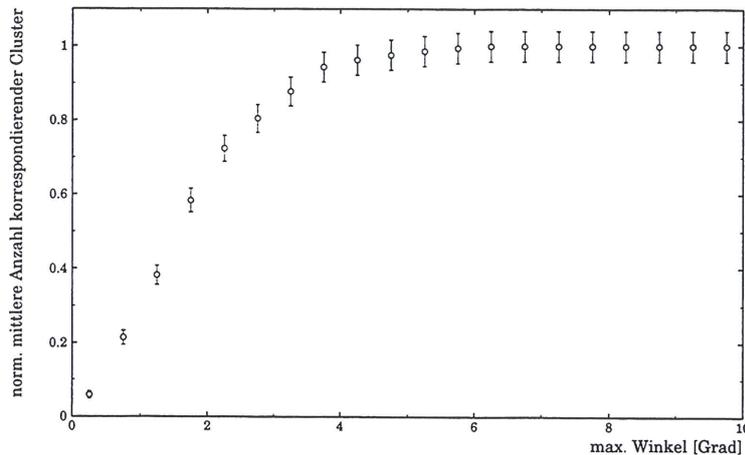


Abbildung 3.19: Normierte mittlere Anzahl der korrespondierenden Cluster im Flüssig-Argon Kalorimeter als Funktion des maximalen Öffnungswinkels zwischen dem Tail Catcher Cluster und den Clustern im inneren Kalorimeter.

Aus der Analyse dieser Ereignisse ergibt sich als vorläufige untere Grenze der Energiesumme innerhalb eines Öffnungswinkels von 5° im Flüssig-Argon Kalorimeter 0,5 GeV, unter der Voraussetzung, daß im Eisen mehr als 2 GeV deponiert wurden. Diese Grenze erhöht sich auf 1,5 GeV, falls die Energie in der letzten Lage des inneren Kalorimeters größer Null sein muß.

Mit Hilfe dieser Schwellen (Gesamtenergie größer 1,5 GeV in einem Öffnungswinkel bis 5° und Energiedeposition in der letzten Lage des Flüssig-Argon Kalorimeters) sind Ereignisse mit einer Energiedeposition im Tail Catcher von mehr als 2 GeV in dem Winkelbereich θ kleiner als 15° vorselektiert worden. Da bei diesen Ereignissen immer noch nicht unterschieden werden kann, ob es sich um Untergrund oder Leckenergie handelt, ist als zweites Kriterium die Rekonstruktion mindestens einer Spur, die die schon diskutierten Voraussetzungen erfüllt, verwandt worden. Ereignisse, die Cluster ohne Spurassoziation im Eisen aufweisen, wurden von der Analyse ausgeschlossen.

Zum Ausschluß minimal ionisierender Myonen, die im inneren Kalorimeter nur geringe Energie und im instrumentierten Eisen ein hadronisches Energieäquivalent von im Mittel 2 GeV mit einer Verteilungsbreite von ca. 50% deponieren, ist als letzter Schnitt für die Selektion eine Mindestenergie der spurassoziierten Cluster im Tail Catcher von 5 GeV angewandt worden.

Die Kombination dieser Forderung ergibt die endgültigen Schnittgrößen für Energiedepositionen im Tail Catcher im Winkelbereich θ kleiner 15° :

- minimale Clusterenergie im Eisen von 5 GeV,
- 6 GeV Mindestenergie im Flüssig-Argon Kalorimeter innerhalb eines Öffnungswinkels von 5° ,
- 0.2 GeV Mindestenergie in der letzten Lage des inneren Kalorimeters innerhalb des Öffnungswinkels von 5° ,
- das Verhältnis der Energie der letzten Lage zur Gesamtenergie des Flüssig-Argon Kalorimeters muß kleiner 0.6 sein.

Das Selektionskriterium „minimale Clusterenergie im Eisen von 5 GeV“ ist als generelle Schnittgröße beibehalten worden, da einerseits Energiedepositionen unter diesen kleinen Winkeln nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik darstellen und andererseits spurassoziierte Cluster im Tail Catcher von diesen Schnitten ausgeschlossen sind.

Zur Überprüfung der Wirksamkeit dieser Schnitte wurde das Verhältnis des transversalen Impulses des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Elektrons (vergl. folgendes Kapitel) für Ereignisse mit Energiedeposition von mehr als 5 GeV im Tail Catcher im Winkelbereich θ kleiner als 15° analysiert. Zur Vermeidung der Nutzung des identischen Datensamples zur Überprüfung und Festlegung der Schnitte sind diesmal Ereignisse mit rekonstruierter Spur nicht berücksichtigt worden. Die Einbeziehung des Tail Catcher ohne diese speziellen Schnitte verbessert das Verhältnis der Verteilungsbreite zum Mittelwert um 10%. Dieser Wert verbessert sich nochmals um 5% bei Anwendung der speziellen Schnitte. Daraus kann abgeleitet werden, daß trotz der Gefahr verbleibender Energiedeposition durch Rückstreuung und dem Schneiden durch die Anwendung von Schwellen in die statistische Natur hadronischer Schauer das Verfahren Leckenergie von Energiedeposition durch Rückstreuung wirkungsvoll trennt. Die unvollständige Simulation der Rückstreuung zeigt sich in der Analyse simulierter Ereignisse, die die gleichen Voraussetzungen wie die Daten erfüllen. Die Anwendung der speziellen Schnitte verändert das Verhältnis der Verteilungsbreite zum Mittelwert nicht signifikant.

3.2.4 Ergebnisse der topologische Schnitte

Die Anwendung der allgemeinen topologischen Schnitte verringert die mittlere Anzahl von Clustern im Eisen von 3.6 auf 0.8 pro Ereignis (vergl. Kapitel 3.2.2). Dieser Wert wird nochmals durch die speziellen Schnitte für die vordere Endkappe auf 0.3 reduziert. Damit sind nach diesen Schnitten über 90% der Energiedepositionen für Ereignisse mit einem Q^2 größer als 200 GeV^2 und mit mehr als 1 GeV Energiebeitrag des Tail Catchers Untergrund. Diese generelle Aussage bezieht sich aber nur auf die Anzahl der rekonstruierten Beiträge des Tail Catchers ohne Berücksichtigung der Clusterenergie. Bestimmt man nun mit Hilfe der topologischen Schnitte die Anzahl der Cluster, die durch Untergrund gebildet werden, und bildet das Verhältnis zu der verbleibenden Anzahl der Cluster nach Anwendung der Schnitte als Funktion der Clusterenergie, ergibt sich Abbildung 3.20.

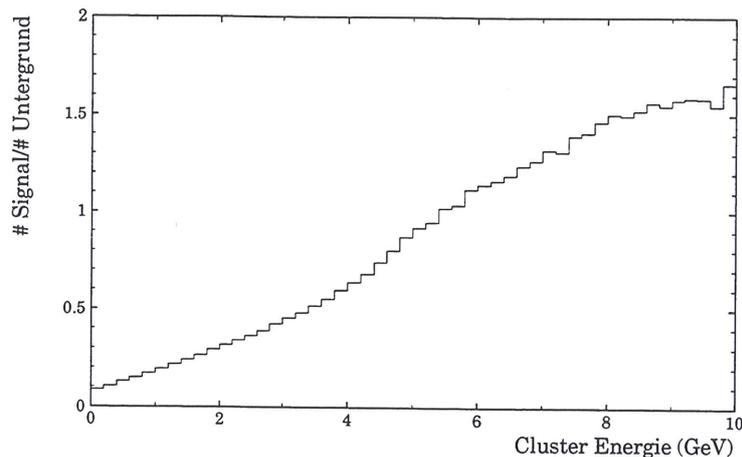


Abbildung 3.20: Verhältnis der Anzahl von Clustern durch Leckenergie zu Cluster durch Untergrund als Funktion der Clusterenergie.

Wie erwartet, verringert sich der Anteil des Untergrundes mit steigender Energie, das Verhältnis Signal/Untergrund wird drastisch besser. Für Cluster über 5 GeV Energie überwiegen auch ohne topologischer Schnitte die Energiedepositionen durch Leckenergie. Somit nimmt für hohe Energien und damit steigendem Beitrag des Tail Catchers zur Analyse die Wahrscheinlichkeit der Fehlinterpretation von Untergrund als Leckenergie durch die topologischen Schnitte zusätzlich ab.

Die Analyse des Verhältnisses des transversalen Impulses des hadronischen Endzustandes ($p_{t,had}$) zum transversalen Impuls des gestreuten Elektrons ($p_{t,e'}$), p_t - Balance = $p_{t,had} / p_{t,e'}$, bietet die Möglichkeit der Überprüfung der topologischen Schnitte. Als Datensatz wurden nur Ereignisse mit einem Energiebeitrag des Tail Catchers benutzt und zwar unabhängig davon, ob der Beitrag durch Untergrund bzw. Rückstreuung oder Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter hervorgerufen wurde. Je besser mit Hilfe der Schnitte der Beitrag durch Leckenergie herausgefiltert wird, umso stärker tritt die Funktion des instrumentierten Eisens als Tail Catcher hervor, sichtbar in den Mittelwerten der p_t - Balance sowie der Breite dieser Verteilungen. Der Vergleich der p_t - Balance Verteilungen mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catcher sowie mit und ohne topologischen Schnitten muß folgendes Verhalten zeigen:

- a) Bei Leckenergie im Tail Catcher ist der Mittelwert der Verteilung ohne Tail Catcher signifikant kleiner als mit Tail Catcher.
- b) Die Breite der Verteilung (σ) ohne Tail Catcher wird im Fall von Leckenergie durch den unterschiedlich hohen fehlenden Beitrag des Tail Catcher vergrößert, sie zeigt Ausläufer zu Werten kleiner 1.
- c) Räumlich zufallsverteilte Energiedepositionen im Tail Catcher ändern den Mittelwert der Verteilung nicht. Die Verteilung wird aber breiter, da durch die vektorielle Addition der gesamte transversale Impuls des hadronischen Endzustandes zufallsbedingt verändert wird.
- d) Durch die räumliche Korrelation in ϕ der Energiedeposition durch Rückstreuung des Remnant an den Kollimatoren wird der Mittelwert der Verteilung erhöht.

Abbildung 3.21 zeigt diese Verteilungen mit Abbildung 3.22 ohne topologische Schnitte, in der Tabelle 3.5 sind die Mittelwerte und Breiten aufgelistet.

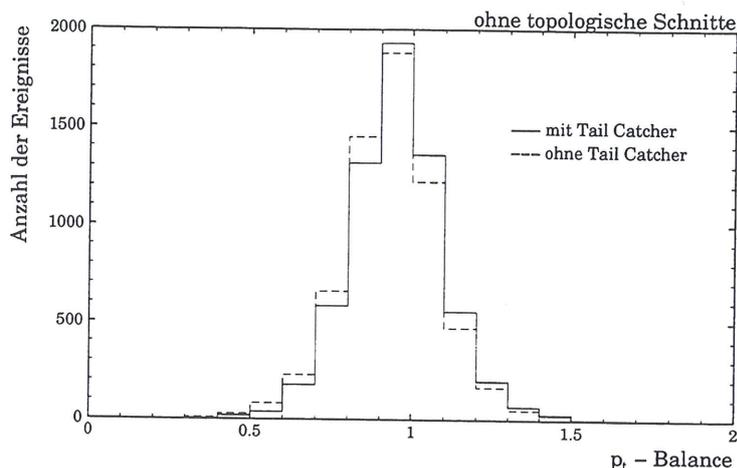


Abbildung 3.21: p_t - Balance Verteilung mit/ohne Tail Catcher ohne topologischen Schnitte.

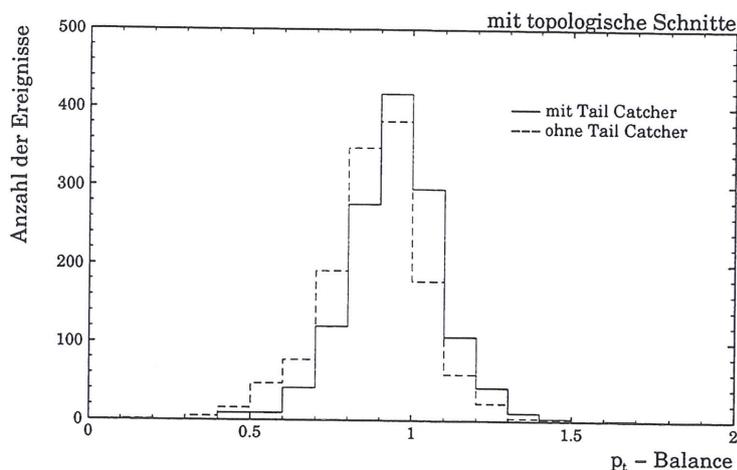


Abbildung 3.22: p_t - Balance Verteilung mit/ohne Tail Catcher einschließlich der topologischen Schnitte.

	p_t - Balance	
	ohne Schnitte	mit Schnitte
mit Tail Catcher	0.953 ± 0.002	0.948 ± 0.004
ohne Tail Catcher	0.935 ± 0.002	0.884 ± 0.004
	Breite der Verteilung σ	
mit Tail Catcher	0.146 ± 0.001	0.144 ± 0.003
ohne Tail Catcher	0.151 ± 0.001	0.156 ± 0.003

Tabelle 3.5: Mittelwerte und σ der p_t - Balance Verteilungen mit/ohne Tail Catcher aus den Abbildungen 3.21 und 3.22.

Die Werte zeigen das erwartete Verhalten. In den p_t - Balance Verteilungen ohne Schnitte unterscheiden sich die Mittelwerte mit und ohne Tail Catcher aufgrund Punkt c wesentlich geringer, als in den Verteilungen mit topologischen Schnitten (vergl. Punkt a). Der analoge Trend ist auch in den Breiten der Verteilung zu beobachten (Punkt b). Der Mittelwert nimmt bei

Anwendung der Schnitte ab (vergl. Punkt d), die Breite der Verteilung ohne Tail Catcher nimmt zu (Punkt b), während sie mit Tail Catcher abnimmt (Punkt c). Ohne topologische Schnitte wird somit der Datensatz durch Ereignisse mit einem Energiebeitrag des Tail Catchers durch Untergrund dominiert. Die Anwendung der Schnitte filtert Ereignisse mit ausschließlichem Tail Catcher Beitrag durch Untergrund heraus und trennt bei einzelnen Ereignissen den Untergrund von der Leckenergie.

Das Verhältnis aus Breite der Verteilung zum Mittelwert ($\sigma/\langle \rangle$) faßt die Wirkung der topologischen Schnitte zusammen. Während dieser Wert sich für die Verteilungen mit / ohne Tail Catcher ohne jegliche Schnitte nur um 1% unterscheidet, vergrößert sich die Differenz auf 16% bei Anwendung der Selektionskriterien: die Leckenergie wird von Untergrund getrennt, das instrumentierte Eisen kann seine Aufgabe als Tail Catcher erfüllen.

3.3 Kalibration des Tail Catchers

Der Tail Catcher benötigt drei verschiedene Kalibrationen:

1. die elektronische Kalibration zur Korrektur von Differenzen zwischen den elektronischen Auslesekanälen (Verstärkung, Pedestal)
2. die Interkalibration der einzelnen Tower mit kosmischen Myonen, um mechanisch und Gas / Temperatur bedingte Unterschiede zwischen den Tovern auszugleichen,
3. die Energiekalibration.

3.3.1 Elektronische Kalibration des Tail Catchers

Ein spezielles Kalibrationssystem simuliert Padsignale am Eingang der elektronischen Auslesekette. Mit Hilfe einer teilautomatisierten Analyse dieser Kalibrationsdaten wird für jeden Auslesekanal individuell das mittlere Pedestal, das Sigma der Pedestalverteilung sowie die Korrektur der Verstärkung (inverse gain) bestimmt [FOR91]. Diese Daten stellen die Basis der Online Korrektur der Signale durch die DSP's dar. Um Schwankungen frühest möglich vorzubeugen, wird die elektronische Kalibration alle zwei bis drei Tage überprüft. Die Abbildungen 3.23 bis 3.25 zeigen beispielhaft die Verteilungen jeweils einer Kalibration der Jahre 1992 bis 1997.

Die statistischen Größen der Histogramme aus den Abbildung 3.23 bis 3.25 sind in der Tabelle 3.6 aufgelistet.

Jahr	Pedestal [ADC-Schritte]	σ [ADC-Schritte]	Verstärkungskorrektur
1992	212.1 ± 0.1	0.86 ± 0.01	0.1860 ± 0.0001
1993	212.5 ± 0.1	1.32 ± 0.01	0.1906 ± 0.0001
1994	212.4 ± 0.1	0.95 ± 0.01	0.1968 ± 0.0002
1995	212.5 ± 0.1	0.98 ± 0.01	0.1979 ± 0.0002
1996	212.6 ± 0.1	0.97 ± 0.01	0.1978 ± 0.0002
1997	212.1 ± 0.1	0.93 ± 0.01	0.1971 ± 0.0001

Tabelle 3.6: Statistische Größen elektronischer Kalibrationen aus den Jahren 1992 bis 1997.

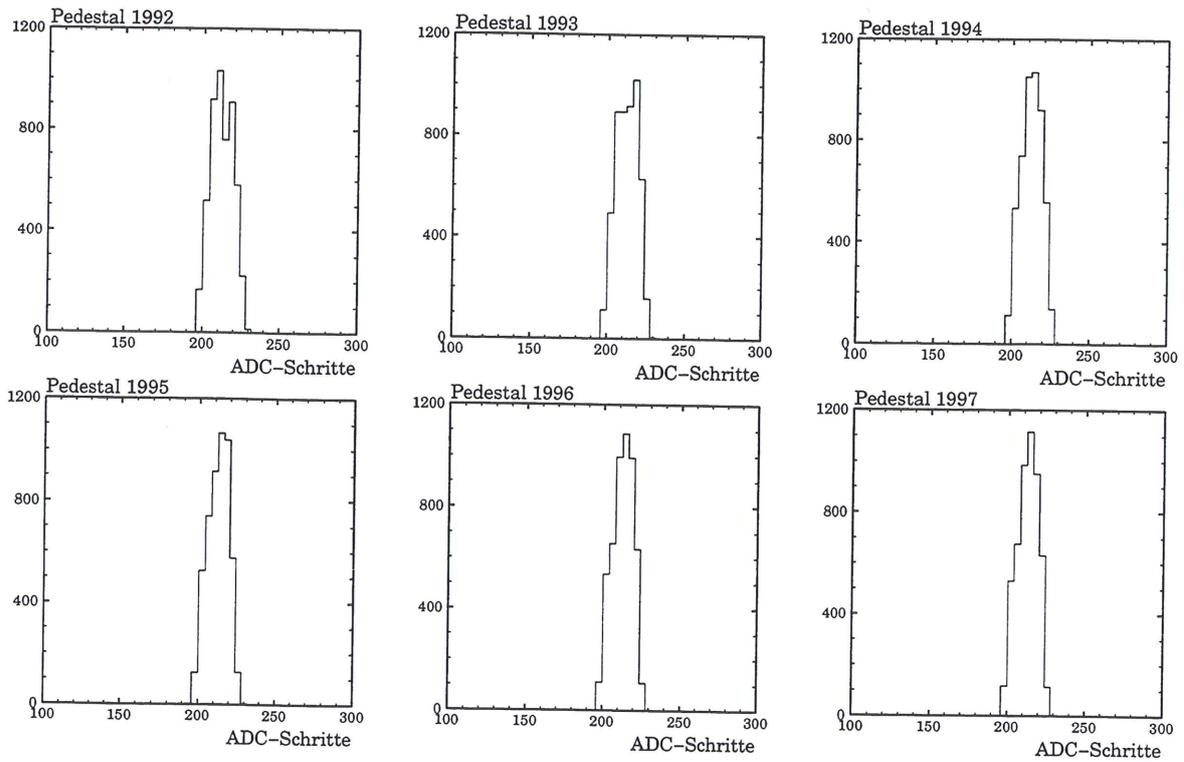
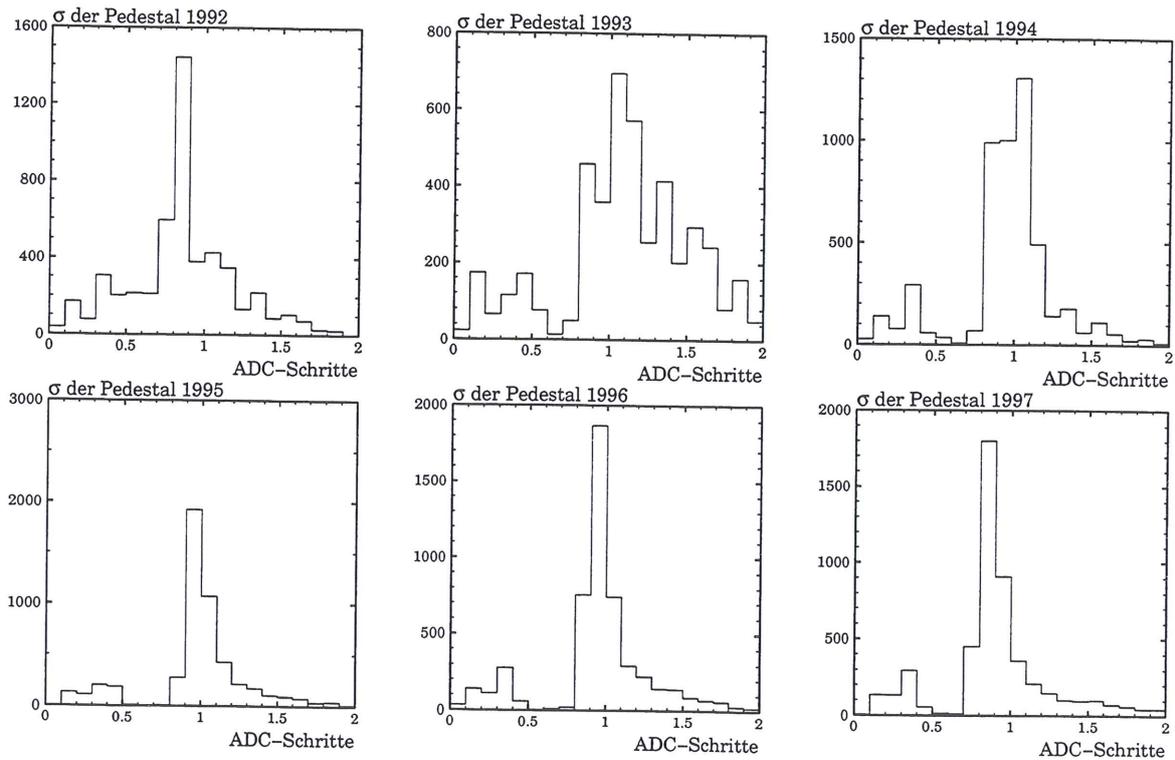


Abbildung 3.23: Mittleres Pedestal der Auslesekanäle.

Abbildung 3.24: σ der Pedestalverteilung der einzelnen Kanäle.

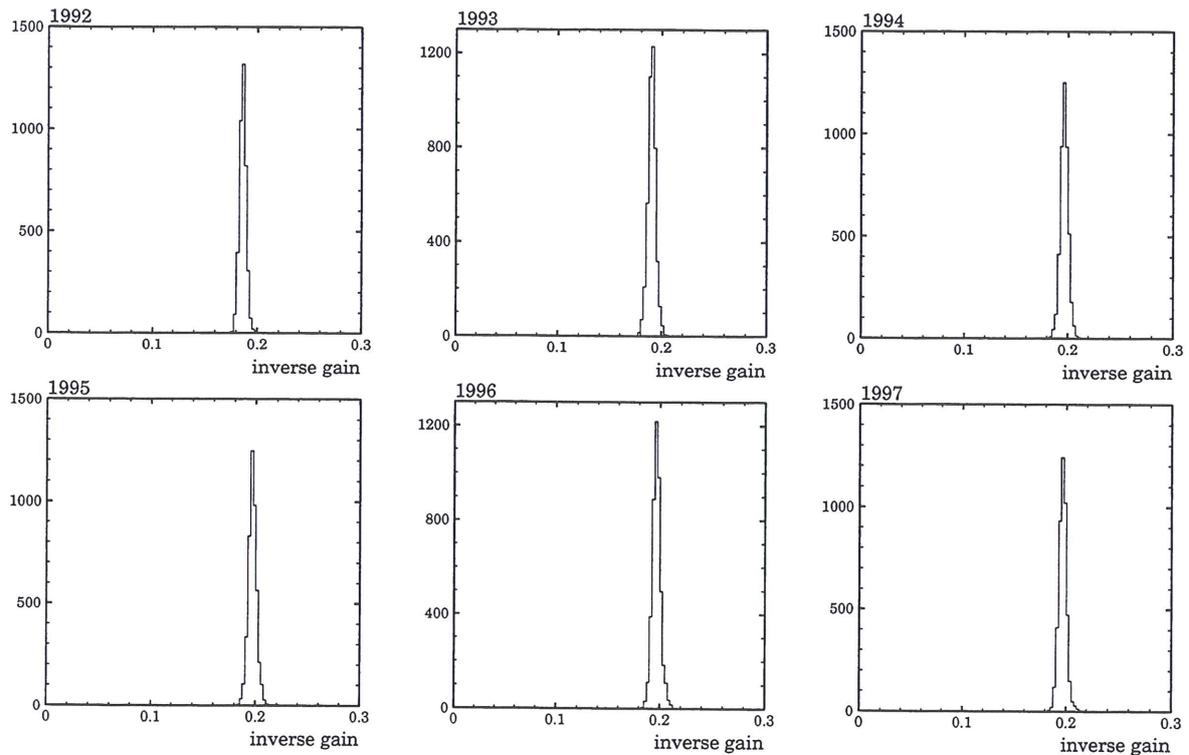


Abbildung 3.25: Verstärkungskorrekturen der Auslesekanäle.

Die Veränderungen der Kalibrationsgrößen zum vorhergehenden Jahr sind in der Tabelle 3.7 zusammengefaßt.

Jahr	Pedestal	σ	Verstärkungskorrektur
1993/1992	+0.2%	+53%	+2.4%
1994/1993	-0.01%	-28%	+3.2%
1995/1994	+0.01%	+3%	+0.5%
1996/1995	+0.01%	-1%	-0.1%
1997/1996	-0.2%	-4%	-0.3%

Tabelle 3.7: Veränderungen der elektronischen Kalibration von 1992 bis 1997.

Zur Interpretation der Variationen ist der Vergleich mit dem Signal minimal ionisierender Teilchen notwendig. Ein Myon erzeugt im Mittel 66 ADC-Schritte, die Breite der Verteilung beträgt ca. 26 ADC-Schritte. Auf der hadronischen Energieskala entsprechen 66 ADC-Schritte ca. 1 GeV. Das Pedestal ist in der Größenordnung von Promille stabil, die absoluten Änderungen von im Mittel weniger als einen halben ADC-Schritt entsprechen einer vernachlässigbaren hadronischen Energie von ca. 8 MeV. Die starke prozentuale Änderung des Sigmas der Pedestalverteilungen in den Anfangsjahren von H1 relativiert sich im Vergleich zu den Absolutwerten von 0.9 bzw. 1.3 ADC-Schritten. Das entspricht einer hadronischen Energie von 14 MeV bzw. 20 MeV. Da das Sigma, multipliziert mit drei, als Schwelle bei der Datennahme dient, resultiert diese Variation in der Änderung der minimal akzeptierten Energiedeposition von 42 MeV auf 60 MeV. Bei der Energieauflösung des Tail Catchers von $\sigma/E_{TC} = 100\%/\sqrt{E_{TC}}$ (E_{TC} : Energie des Tail Catchers in GeV) ist auch dies vernachlässigbar. Die Differenzen in den Verstärkungskorrekturen von 1992 bis 1994 sind das Ergebnis geänderter zeitlicher Abstimmungen der Auslese bezüglich

des Triggers und damit ohne Einfluß auf das Verhältnis deponierter Energie zur Anzahl der gespeicherten ADC-Schritte.

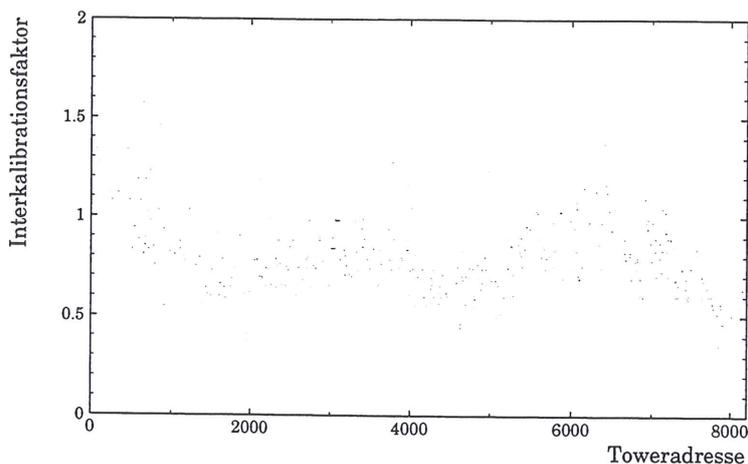
Die Variationen im elektronischem Verhalten der Auslekette liegen von 1992 an im Mittel in der Größenordnung von MeV. Im Vergleich zu den Änderungen anderer signalbestimmender Parameter, wie z. B. der Interkalibrationsfaktoren, sind diese Veränderungen vernachlässigbar. Die elektronische Auslese kann somit als konstant im Rahmen der Untersuchung zur Langzeitstabilität des Tail Catchers betrachtet werden.

3.3.2 Interkalibration der Tower des Tail Catchers

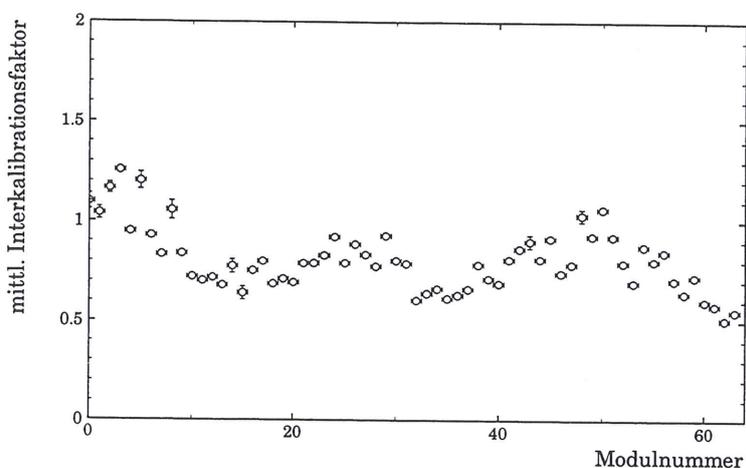
Für identische Teilchen differiert das Signal der LST's und damit der Pads von Tower zu Tower aus mehreren Gründen. Unterschiede in der Gastemperatur in den LST's um bis zu 5° Celsius sind die Folge der Bauhöhe des H1-Detektors. Die damit verbundene Dichteschwankung ergibt eine Änderung der LST-Signale von bis zu 18% [BER91]. Druckbedingte Dichteschwankungen werden mit Hilfe der Hochspannung ausgeregelt [DESY 96-01] [NOR92]. Defekte LST's verringern das aktive Volumen der Tower. Mechanische Mißpositionierung [BER91] der Drähte aus der Mitte der Tubes haben Signalschwankungen von 10% pro Millimeter Abweichung parallel und 20% pro Millimeter senkrecht zum Pad zur Folge. Durch Variationen des Abstandes zwischen Pad und Draht entstehen Signaldifferenzen von 10% pro Millimeter. Die notwendigen Öffnungen im instrumentierten Eisen für die Strahlrohre, zur Versorgung und Auslese des Flüssig-Argon Kalorimeters usw. erfordern Ausnahmen von der regulären Towergröße. Die oktagonale Form des Barrels bedingt ebenso Sondergrößen an den Seiten der Endkappen. Die Abweichung von der regulären Größe in Anzahl der Lagen und Padgröße ergibt Signaldifferenzen von bis zu 25%, von der mehr als 220 Tower betroffen sind. Weiterhin nimmt die Padbreite und damit die Kapazität der Tower im Barrel mit dem Radius zu (siehe Abbildung 3.3).

Die Kombination der aufgeführten Effekte resultiert in großen Variationen der Towersignale, die aber alle zeitlich unabhängig sind. Die Interkalibrationsfaktoren [BUE92] der einzelnen Tower gleichen diese Unterschiede aus.

Die Bestimmung der Faktoren geschieht mittels Daten kosmischer und Protonstrahl Halo-Myonen. Mit Hilfe des Digitalteils werden die Spuren der Myonen rekonstruiert und die gemessene Ladung der Tower einschließlich des Crosstalks auf die Anzahl der durchdrungenen Ebenen normiert. Da der Winkel der Myonspur kosmischer Myonen bezogen auf die Normale einer LST-Lage zwischen 0° und 55° variieren kann, wird der Ladungswert auf den Winkel 0° korrigiert [BER91][MAR94]. Der so erhaltene mittlere Ladungswert einer Ebene ist unabhängig vom Digitalteil, mögliche Probleme im Auslesetiming sowie des Zeitfensters einer Ebene haben keinen Einfluß. Die Kalibrationsfaktoren ergeben sich nun aus dem Vergleich des mittleren Ebenensignal eines Towers mit dem über H1 gemittelten, der außerdem der Normalisierung des hadronischen Signal zur Energiebestimmung (vergl. Kapitel 3.3.3) dient. Abbildung 3.26 zeigt beispielhaft die Kalibrationsfaktoren von 1996.

Abbildung 3.26: *Interkalibrationsfaktoren von 1996.*

Daß ein Teil der großen Variationen der Interkalibrationsfaktoren auf Größen wie Temperatur beruhen, läßt sich wie folgt zeigen. Durch Bildung des Mittelwertes der Kalibrationsfaktoren eines Moduls wird der Einfluß towerindividueller Charakteristika vermindert, während das Gewicht gemeinsamer Einflußgrößen zunimmt. In der Abbildung 3.27 sind die Mittelwerte der Kalibrationsfaktoren für jedes Modul als Funktion ihrer geometrischen Adresse aufgetragen.

Abbildung 3.27: *Mittlere Interkalibrationsfaktoren pro Modul.*

Der Einfluß des Gases (Temperaturgradient) wird besonders an den beiden Endkappen deutlich (Modul 0: rückwärtige Endkappe unten, Modul 15: rückwärtige Endkappe oben, Modul 48: vordere Endkappe unten, Modul 63: vordere Endkappe oben). Rechnet man nun den Einfluß des Gases und der Padgröße heraus, ergibt sich Abbildung 3.28.

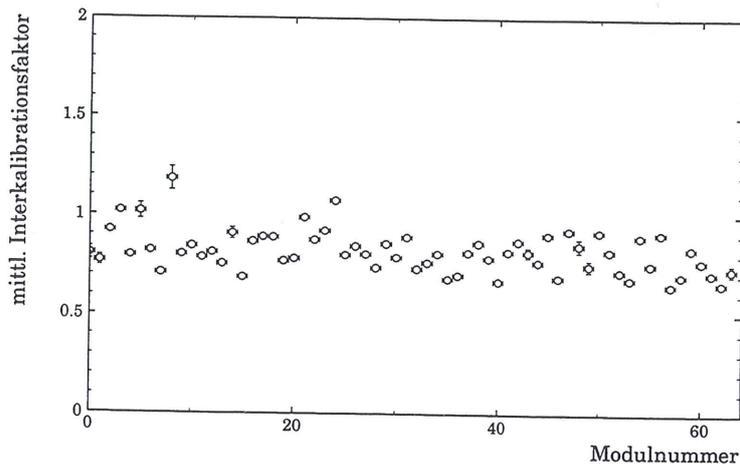


Abbildung 3.28: *Mittlere Interkalibrationsfaktoren pro Modul, korrigiert um Gas- und Padgrößeneinfluß.*

Die großen Abweichungen zwischen den Modulen verschwinden, die Verteilung wird homogener. Der Einfluß der Interkalibration auf das Myonsignal ist in Abbildung 3.29 dargestellt. Das rechte Histogramm zeigt das Signal⁹ von Protonstrahl-Halo Myonen in der vorderen äußeren Endkappe ohne Interkalibration, das linke Histogramm für die gleichen Ereignisse mit Interkalibration des Tail Catchers. Der wahrscheinlichste Wert ist in beiden Fällen identisch, während die Breite der Verteilung von 0.74 GeV auf 0.59 GeV reduziert wird.

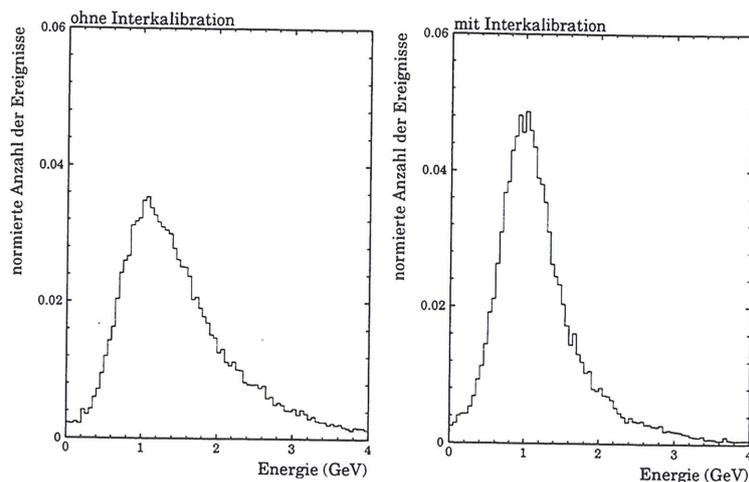


Abbildung 3.29: *Myonsignal in der vorderen äußeren Endkappe, mit und ohne Interkalibrationsfaktoren.*

⁹Die Angabe in GeV ergibt sich aus der Umrechnung des Myonsignals in hadronischer Energie (hadronisches Energieäquivalent) und entspricht selbstverständlich nicht der Energie des Myons.

3.3.3 Energiekalibration des Tail Catchers

In Kapitel 3.2 wurde die Bestimmung der Energie eines Tower mit folgender Formel beschrieben:

$$E_i = c_E \cdot c_{I,i} \cdot c_{f,i} \cdot c_N \cdot q_i$$

Faßt man nun die towerabhängigen Korrekturfaktoren ($c_{I,i}, c_{f,i}$) sowie die gemessene Ladung q_i zur Größe $q_{i,k}$ zusammen, verbleibt nur der lineare Zusammenhang zwischen Energie und Ladung.

$$E_i = c_E \cdot c_N \cdot q_{i,k}$$

Die Definition der Faktoren c_E und c_N mit Hilfe der Testmessungen am CERN rechtfertigen aber diesen linearen Zusammenhang ohne Korrekturen z. B. auf das Schauerprofil.

Die Messungen am CERN [BER91] haben gezeigt, daß das mittlere Signal von Pionen gegebener Strahlenergie erwartungsgemäß von den äußeren Bedingungen wie Druck und Temperatur abhängig ist. Dieses wurde mit Hilfe der Variation der Hochspannung für eine Strahlenergie von 30 GeV simuliert (Abbildung 3.30).

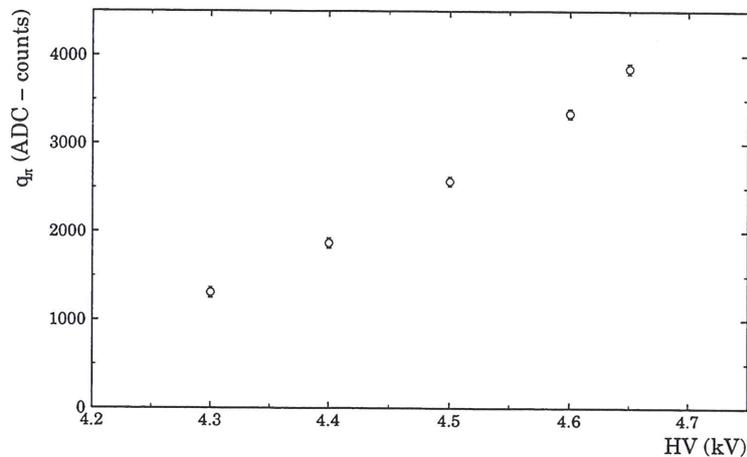


Abbildung 3.30: Mittleres Signal des instrumentierten Eisens für Pionen als Funktion der Hochspannung bei einer Strahlenergie von 30 GeV, Einfallswinkel 30° und der Gasmischung 25% Ar + 75% iC₄H₁₀ [BER91].

Normalisiert man die gemessene Ladung der Strahlpionen q_π mit der unter gleichen Bedingungen gemessenen mittleren Ladung q_μ eines minimal ionisierenden Myon, ergibt sich Abbildung 3.31. q_μ ist das Myonsignal einer Ebene für einem Einfallswinkel von 0° bezogen auf die Kammernormalen.

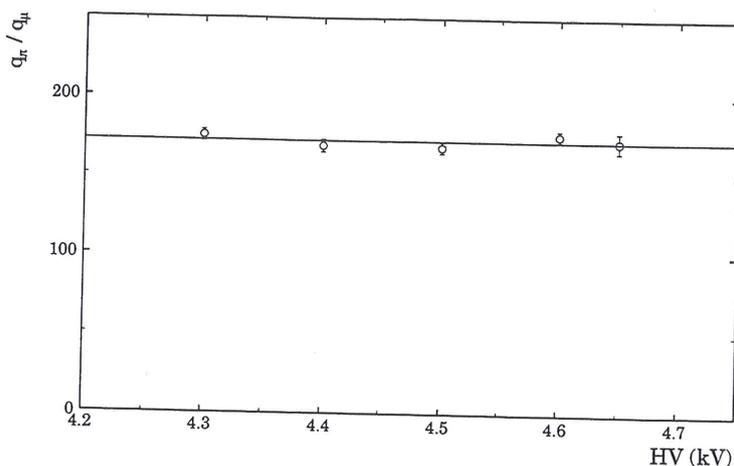


Abbildung 3.31: Normiertes Signal des instrumentierten Eisens für Pionen als Funktion der Hochspannung bei einer Strahlenergie von 30 GeV, Einfallswinkel 30° und der Gasmischung 25% Ar + 75% iC_4H_{10} [BER91].

Die Abhängigkeiten des Myonsignals entsprechen innerhalb des Fehlers der des Pionsignals, das Verhältnis ist unabhängig von äußeren Einflüssen. Dieses wichtige Ergebnis impliziert zwei wichtige Verfahren zur Kalibration und Betrieb des Tail Catchers:

1. die Übertragung der Ergebnisse des CERN-TEST auf die Verhältnisse von H1 (z. B. Druck, Temperatur in Hamburg) sind möglich, äußere Einflüsse auf das Hadronensignal sind mit Hilfe des Myonsignals korrigierbar,
2. Schankungen des Drucks in Hamburg sind mit Hilfe der Hochspannung unter zu Hilfenahme der Abhängigkeit des Myonsignal von Druckdifferenzen ausgleichbar.

Die Definition von c_N als $1/q_\mu$ mit der bei H1 gemessenen mittleren Ladung einer Ebene minimal ionisierenden Myonen (vergl. Kapitel 3.3.2) erlaubt die Übertragung der Ergebnisse zur Energiekalibration aus dem CERN-Test auf H1. Da bei einem senkrechten Durchgang eines Myons bezogen auf die Ebene der LST-Lage normalerweise nur ein Streamer pro Lage erzeugt wird, bezeichnet man diesen Faktor auch als Umrechnungsfaktor Streamer pro Ladung.

Der zweite Kalibrationsfaktor c_E ergibt sich aus der linearen Beziehung zwischen der Strahlenergie E der einfallenden Pionen und dem normiertem mittlerem Signal $\langle q_\pi/q_\mu \rangle$, Abbildung 3.32.

Bis ca. 40 GeV ist dieser Zusammenhang linear, ab dieser Energie treten Sättigungseffekte auf. Die Ursache für dieses Verhalten ist u. a. die inaktive Zone um einen Streamer von einigen Millimetern, wodurch die analog gemessene Ladung nicht mehr proportional der Anzahl der durchgehenden Teilchen ist.

Der Faktor c_E wurde in den CERN Tests für unterschiedliche Einschubwinkel ϕ , Hochspannung und Gasmischungen bestimmt. Die Werte sind in der Tabelle 3.8 aufgeführt.

Der Faktor c_E zeigt sich zwar abhängig von der Gasart, aber nicht vom Einschubwinkel. Daraus läßt sich ableiten, daß Korrekturen auf Schauerprofile sowie für unterschiedliche Eintrittswinkel aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter leckenden Hadronen im H1-Detektor nicht notwendig sind.

Die Energiekalibration des Tail Catchers erfolgt somit durch die zwei Faktoren c_E und c_N . Die Abhängigkeiten von äußeren Parametern wie Temperatur, Druck, HV beinhaltet c_N . Die

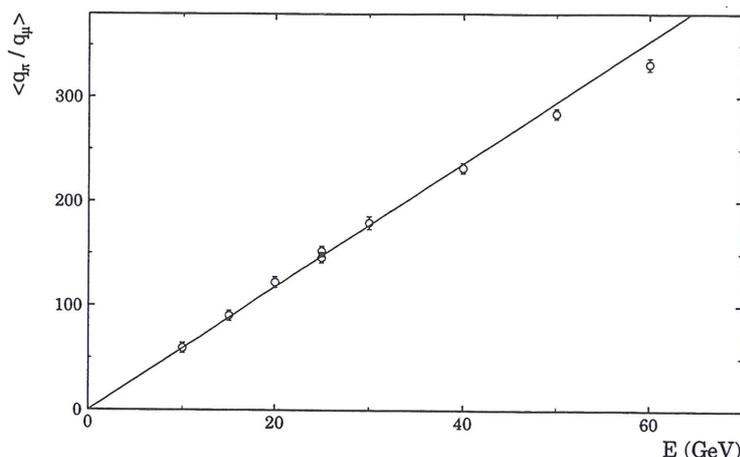


Abbildung 3.32: Normiertes Signal des instrumentierten Eisens für Pionen in Abhängigkeit von der Strahlenergie, Einfallswinkel 0° und der Gasmischung 25% Ar + 75% $iC_4 H_{10}$, $HV = 4.6kV$ [BER91].

Gas	HV[kV]	Winkel ϕ	c_E^{-1}	a
25% Ar + 75% $iC_4 H_{10}$	4.6	0°	5.90 ± 0.03	1.023 ± 0.012
	4.6	30°	5.90 ± 0.04	0.972 ± 0.011
2.5% Ar + 9.5% $iC_4 H_{10}$ + 88% CO_2	4.35	0°	4.73 ± 0.03	0.985 ± 0.012
	4.4	0°	5.78 ± 0.04	0.986 ± 0.014

Tabelle 3.8: Kalibration und Energieauflösung des instrumentierten Eisens bei direktem Beschuß mit Pionen [BER91].

Bestimmung dieses Faktors geschieht mit Hilfe von Myonen und ist unabhängig von den Bedingungen während des CERN Tests. Der Faktor c_E wird im wesentlichen durch grundlegende Eigenschaften des Tail Catchers wie Sampling Fraction und Gasmischung festgelegt. Eine signifikante Abhängigkeit vom Magnetfeld konnte ebenso nicht festgestellt werden [UMA92].

Die Energieauflösung des Tail Catchers wurde im CERN Test mit folgender Parametrisierung bestimmt:

$$\frac{\sigma}{\langle \frac{q_\pi}{q_\mu} \rangle} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + b^2}$$

Abbildung 3.33 zeigt die Anpassung an die Daten als durchgezogene Linie. In den allen Messungen ergab die Anpassung für den konstante Term $b^2 \sim 0$, die Werte für die Energieauflösung a sind in der Tabelle 3.8 aufgeführt. Der angestrebte Wert von $100\%/\sqrt{E}$ wird in allen Messungen erreicht.

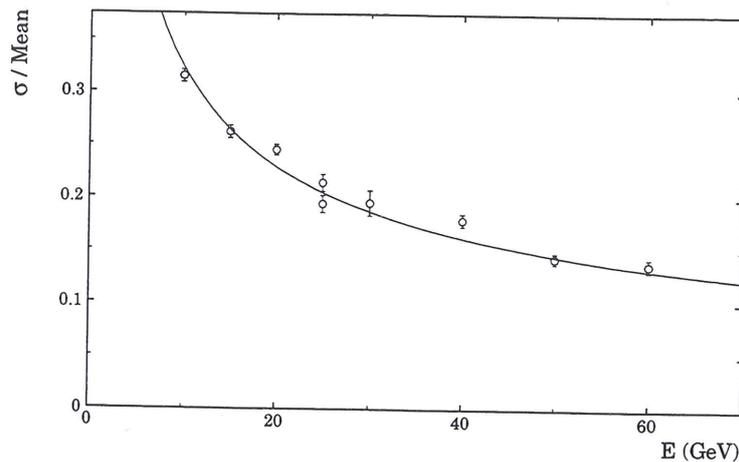


Abbildung 3.33: Energieauflösung des Tail Catchers als Funktion der Pionenergie, Einfallswinkel θ und der Gasmischung 25% Ar + 75% iC_4H_{10} , $HV = 4.6 \text{ kV}$ [BER91].

3.4 Kontrolle der Energiekalibration von 1994 bis 1996

Ein übliches Verfahren zur Überprüfung der Energiekalibration einer Detektorkomponente ist der direkte Vergleich der gemessenen Energie mit der Messung anderer Komponenten. Für das Flüssig-Argon Kalorimeter bieten sich hier gleich mehrere Möglichkeiten. Die Energie von kosmischen Myonen erzeugten Elektronen kann in den Spurenkammern bestimmt und mit der Kalorimetermessung verglichen werden. Der transversale Impuls des gestreuten Leptons in tief-inelastischen Ereignissen kann mit dem transversalem Impuls des hadronischen Endzustandes verglichen werden. Wird das gestreute Lepton nicht im BEMC / SPACAL sondern Flüssig-Argon Kalorimeter detektiert, ergibt sich ein Vergleich der elektromagnetischen mit der hadronischen Energiekalibration. Weiterhin wird z.B. die Rekonstruktion der Ruhemasse von ungeladenen Pionen aus dem Zwei-Gamma-Zerfall genutzt.

Da der Tail Catcher die aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter herausleckende hadronische Energie messen soll, ist ein direkter Vergleich der deponierten Energie im Tail Catcher mit der von anderen Detektorkomponenten gemessenen nicht möglich.

Trotzdem verbleiben noch zwei Methoden, die auf der gleichen Grundlage beruhen. Verteilungen, zu denen der Tail Catcher beiträgt, sollten bei korrekter Energiekalibration des Tail Catchers unabhängig von der prozentualen Höhe des Tail Catcher Anteils sein. Tief-inelastische Ereignisse mit neutralem Strom, in denen hadronische Energie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter in den Tail Catcher leckt, bieten diese Möglichkeit. Das Verhältnis des transversalen Impulsbeitrages des gestreuten Leptons zum transversalen Impulsbetrag des hadronischen Endzustandes, p_t -Balance, sowie das Verhältnis der kinematischen Größe y berechnet aus der Messung des gestreuten Leptons bzw. aus dem hadronischen Endzustand, y -Balance, sind für unterschiedliche prozentuale Energiebeiträge des Tail Catchers analysiert worden. In diesem Verfahren werden die Balancewerte für jedes einzelne Ereignis bestimmt und in Abhängigkeit des Tail Catcher Anteils der entsprechenden Teilmenge zugeordnet. Hierbei spielt der grundlegende Streuprozess - ein oder Mehrjet Ereignis, BGF,... - keine Rolle, die einzige Voraussetzung, die das Ereignis erfüllen muß, ist die Detektion des gestreuten Elektrons im H1-Detektor. Mit dem Ende der 94er Meßzeit standen erstmalig ausreichend Daten zur Verfügung, um diese neuen Methoden anzuwenden.

3.4.1 Datenselektion

Die Datenselektion basiert auf die Klassifizierung der Ereignisse gemäß der Nomenklatur von H1, nach der jedes Ereignis einer oder mehreren Klassen zugeordnet wird. Eine vollständige Beschreibung der Klassen sowie ihrer Kriterien befindet sich in [H1d]. Eine erste Einteilung der tief-inelastischen Ereignisse mit neutralem Strom ergibt sich aus der H1-Komponente, die das gestreute Elektron detektiert hat. Unter die Kategorie kleines Q^2 , Klasse 11, fallen alle Ereignisse, deren gestreutes Elektron vom BEMC bzw. SPACAL detektiert wurden, analog bilden Ereignisse mit gestreutem Elektron im Flüssig-Argon Kalorimeter die Klasse 9, großes Q^2 . Für jede Meßperiode von 1994 bis 1996 wurden entsprechend dieser Klassifizierung je zwei Datensample erstellt, die zusätzlich folgende Kriterien erfüllen:

für die Ereignisse beider Klassen:

- run quality flag good / medium

Während der Datennahme wird eine erste Einteilung der genommenen Daten in die verschiedenen Qualitätskategorien vorgenommen. Sind alle Hauptkomponenten von H1 (CJC1-2, Flüssig-Argon Kalorimeter, instrumentiertes Eisen, Lumi-System, BDC/BPC, SPACAL/BEMC, MWPC, FTplanar) betriebsbereit, wird der Run in die Kategorie "good" eingestuft. Ist eine dieser Komponenten ausgefallen oder mehrere der anderen, wird in die Kategorie "medium" abgestuft.

- Hochspannung

Ereignisse mit einem Ausfall bzw. Reduktion der Hochspannung im zentralen Tracker, im Flüssig-Argon Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen, sind nicht berücksichtigt worden. Der Status der Hochspannung wird mit einem speziellen Überwachungssystem (Slow Control) laufend kontrolliert. Die Information über den Status steht für jedes Ereignis zur Verfügung.

- Colliding bunch

Zur Sicherstellung einer ep-Wechselwirkung wurde jedes Ereignisse auf kollidierende Teilchenpakete in der Wechselwirkungszone überprüft.

- coherent noise

Ereignisse, bei denen H1REC [H1a] oder H1PHAN [H1b] eine Störung des Flüssig-Argon Kalorimeter durch die Topologie von Energiedepositionen detektiert haben, sind ausgeschlossen worden.

- ToF

Ereignisse, die vom ToF als Untergrund detektiert wurden, sind nicht berücksichtigt worden.

- primärer Vertex

Ein primärer Vertex konnte aus den Spuren innerhalb der z-Position $z = |5.0\text{cm} \pm 30.0\text{cm}|$ ermittelt werden.

- gestreutes Elektron

Der Standardelektronfinder von H1 detektiert ein gestreutes Elektron mit einer Energie größer als 8 GeV.

- Kinematik

Die Berechnung der kinematischen Größen x und y mit Hilfe des gestreuten Elektrons sowie nach der Methode von Jacquet - Blondel (siehe Kapitel 2.4) ergibt Werte im erlaubten Bereich.

- hadronische Energie
Um eine ausreichende Genauigkeit bei der Bestimmung der hadronischen Energie-deposition zu erreichen, ist als untere Schwelle 5 GeV (vergl. Kapitel 2.4) gewählt worden. Da für die Analyse Ereignisse ohne oder sehr kleinem Energiebeitrag des Tail Catchers nicht notwendig sind, wurde als letztes Kriterium für beide Klassen eine Mindestenergie-deposition im Tail Catcher von 1 GeV gefordert. Diese Grenze ergibt sich aus der Auflösung des Tail Catchers von $\sigma/E_{TC} = 100\%/\sqrt{E_{TC}}$ (E_{TC} : Energie des Tail Catchers in GeV).

zusätzliche Kriterien für die Klasse 11:

- Der Winkel θ des gestreuten Elektrons liegt zwischen 157° und 173° .
- Die kinematische Variable y berechnet mit Hilfe des gestreuten Elektrons und nach Jacquet - Blondel (siehe Kapitel 2.4) liegt im Bereich von 0.05 und 0.6. Diese Grenzen ergeben sich aus der minimalen Energie des gestreuten Elektrons sowie dem zugelassenem Winkelbereich.
- Die untere Schwelle der minimalen invarianten Masse des hadronischen Endzustandes beträgt 4400 GeV^2 , berechnet mit Hilfe der kinematischen Größen basierend auf das gestreute Elektron sowie nach der Methode von Jacquet - Blondel.

zusätzliche Kriterien für die Klasse 9:

- Das gestreute Elektron wird innerhalb des Flüssig-Argon Kalorimeter detektiert unter Ausschluß des Übergangsbereiches zwischen BBE und dem rückwärtigem Kalorimeter SPACAL bzw. BEMC.

Die folgende Tabelle listet die Anzahl der Ereignisse beider Klassen auf, die nach Anwendung der beschriebenen Kriterien zur Verfügung standen.

Jahr	Klasse 9	Klasse 11
1994	1361	8525
1995	1789	15550
1996	3603	37248

Tabelle 3.9: Anzahl der selektierten Ereignisse.

Die selektierten Daten wurden in Teilmengen mit unterschiedlichen prozentualen Energiebeiträgen des Tail Catchers von $> 0\% \div 5\%$, $> 5\% \div 10\%$, ..., $> 35\% \div 40\%$, $> 40\% \div 50\%$, ..., $> 70\% \div 80\%$, $> 80\% \div 100\%$ gegliedert. Diese Aufteilung wurde für alle folgende Untersuchungen beibehalten. Tabelle 3.10 listet die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit der Aufteilung auf.

Anteil Tail Catcher	Jahr					
	1994		1995		1996	
	Klasse 9	Klasse 11	Klasse 9	Klasse 11	Klasse 9	Klasse 11
> 0% ÷ 5%	687	3117	981	6955	1953	16571
> 5% ÷ 10%	364	2651	470	4669	955	10989
> 10% ÷ 15%	156	1218	167	1866	345	4417
> 15% ÷ 20%	75	558	72	810	169	2156
> 20% ÷ 25%	37	334	43	453	63	1071
> 25% ÷ 30%	21	195	23	257	30	648
> 30% ÷ 35%	9	117	13	158	38	397
> 35% ÷ 40%	5	90	9	105	17	260
> 40% ÷ 50%	3	103	6	122	17	340
> 50% ÷ 60%	4	47	3	71	12	176
> 60% ÷ 70%	-	39	1	35	2	104
> 70% ÷ 80%	-	23	-	28	1	59
> 80% ÷ 100%	-	33	1	21	1	60

Tabelle 3.10: Aufteilung der selektierten Ereignisse der jeweilige Meßzeit.

3.4.2 p_t -Balance

Der transversale Impuls des hadronischen Endzustandes wurde durch die vektorielle Addition aller Kalorimeterzellen, mit Ausnahme der Zellen des gestreuten Leptons gebildet. Der transversale Impuls des gestreuten Leptons ergab sich aus der Messung des BEMC und der BPC bzw. dem SPACAL und der BDC. Anschließend wurde das Verhältnis der Beträge der transversalen Impulse für die Daten mit unterschiedlichem Tail Catcher Beitrag gebildet. Eine falsche Energiekalibration des Tail Catchers würde den Mittelwert der Verhältnisse dergestalt verändern, daß bei Überbewertung mit zunehmendem Tail Catcher Beitrag der Mittelwert zu größeren Werten, bei Unterbewertung entsprechend in die entgegengesetzte Richtung verschoben wird. Abbildung 3.34 zeigt die Mittelwerte der p_t -Balance für verschiedene prozentuale Beiträge des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11 der Jahre 1994 bis 1996. Zusätzlich zeigt das Bild die p_t -Balance Werte der einzelnen Teilmengen ohne Berücksichtigung des Tail Catchers. Wie zu erwarten, fallen diese Werte mit zunehmenden Tail Catcher Beitrag stark ab.

Die gestrichelte horizontale Linie dient in dieser und allen folgenden Abbildungen dieses Kapitels nur als Orientierungshilfe und hat keine physikalische Bedeutung.

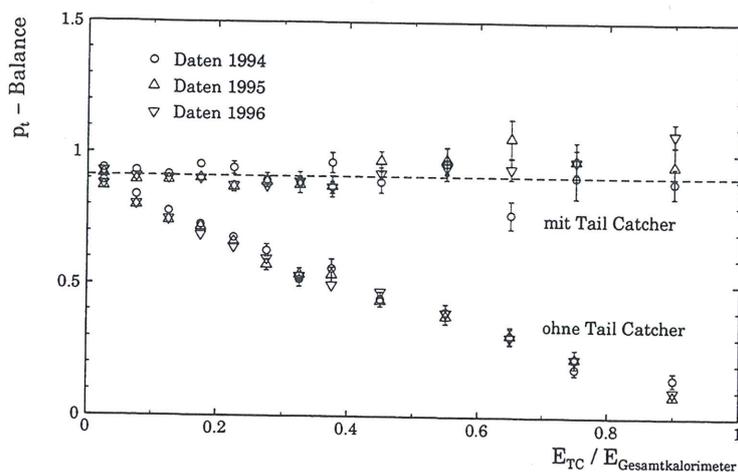


Abbildung 3.34: p_t -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11 von 1994 bis 1996.

Die p_t -Balance mit Tail Catcher Beitrag zeigt für alle analysierten Jahre keine signifikanten Abweichungen von der Horizontalen. Da sich die Mehrheit der Ereignisse im Bereich mit einem Tail Catcher Anteil kleiner als 30% konzentrieren, können die Ausreißer (Daten der Jahre 94 und 95 mit einem Anteil des Tail Catchers von 65% sowie die Daten des Jahres 96 mit einem Anteil von 90%) statistischer Natur sein. Die Zusammenfassung aller Daten zur Erhöhung der Statistik im Bereich mit größerem Tail Catcher Energiebetrag zeigt Abbildung 3.35.

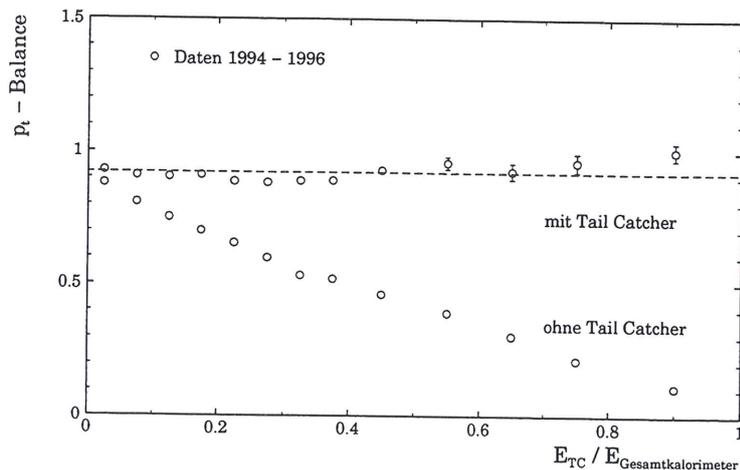


Abbildung 3.35: p_t -Balance für die Summe der Daten der Klasse 11 von 1994 - 1996.

Auffällig in der Abbildung 3.35 ist das wellenförmige Schwanken der Werte um die Horizontale. Da sich eine Fehlkalibration des Tail Catchers durch die falsche Bestimmung der Umrechnungsfaktoren von Ladung in Energie (vergl. Kapitel 3.3.3) aber in einem generellen Anstieg bzw. Abfall der Balancewerte mit zunehmenden Energiebeitrag des Tail Catchers zeigt, sind diese Schwankungen anderen Ursprungs. Die Balancewerte ohne Berücksichtigung des Tail Catchers zeigen das analoge Verhalten, somit sollte es sich nicht auf den Tail Catcher zurückführen lassen.

Eine mögliche Fehlkalibration des Tail Catchers läßt sich nun wie folgt bestimmen. Der gemessenen Wert der p_t -Balance ergibt sich unter der vereinfachenden Voraussetzung, daß der

Energiebeitrag des Tail Catchers Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter unter Beibehaltung der Hauptschauerichtung ist (skalare Rechnung), zu:

$$\begin{aligned}
 p'_{t,bal} &= \frac{p_{t,had}}{p_{t,lep}} \\
 &= \frac{p_{t,Lac} + p_{t,TC} + Cp_{t,TC}}{p_{t,lep}} \\
 &= p_{t,bal} + C \frac{p_{t,TC}}{p_{t,lep}} \\
 &= p_{t,bal} + CF p_{t,bal} \\
 p'_{t,bal} &= p_{t,bal}(1 + CF)
 \end{aligned}$$

mit

- $p'_{t,had}$: gemessener transversaler Impulsbetrag des hadronischen Endzustandes
- $p_{t,had}$: transversaler Impulsbetrag des hadronischen Endzustandes mit korrekter Energiekalibration des Tail Catchers
- $p_{t,lep}$: transversaler Impulsbetrag des gestreuten Elektrons
- $p_{t,Lac}$: transversaler Impulsbetrag des hadronischen Endzustandes ohne Beitrag des Tail Catchers
- $p_{t,TC}$: Betrag des transversalen Impulsbeitrages des Tail Catchers
- C : Fehlkalibration des Tail Catchers
- F : Energieanteil des Tail Catchers

Dieser Zusammenhang legt eine Geradenanpassung zur Bestimmung einer möglichen Fehlkalibration des Tail Catchers nahe. Durch eine mögliche Fehlkalibration wird aber gleichzeitig der Energieanteil F des Tail Catchers wie folgt modifiziert:

$$\begin{aligned}
 F' &= \frac{E'_{TC}}{E'_{TC} + E_{Lac}} \\
 &= \frac{(1 + C)E_{TC}}{(1 + C)E_{TC} + E_{Lac}} \\
 &= \frac{(1 + C)}{(1 + C) + \frac{E_{Lac}}{E_{TC}}}
 \end{aligned}$$

mit

$$F = \frac{E_{TC}}{E_{TC} + E_{Lac}}$$

folgt

$$\begin{aligned}
 F' &= \frac{1+C}{1+C + \frac{(1-F)E_{ges}}{E_{TC}}} \\
 &= \frac{(1+C)}{1+C + \frac{1-F}{F}} \\
 F' &= \frac{1+C}{C + \frac{1}{F}}
 \end{aligned}$$

mit

- E'_{TC} : gemessene Energie des Tail Catchers
- E_{TC} : gemessene Energie des Tail Catchers
mit korrekter Energiekalibration des Tail Catchers
- E_{ges} : Energie des hadronischen Endzustandes
mit korrekter Energiekalibration des Tail Catchers
- E_{Lac} : Energie des hadronischen Endzustandes
ohne Beitrag des Tail Catchers
- C : Fehlkalibration des Tail Catchers
- F' : Energieanteil des Tail Catchers mit möglicher
Fehlkalibration des Tail Catchers
- F : Energieanteil des Tail Catchers ohne
Fehlkalibration des Tail Catchers

Die Umstellung dieser Formel nach dem Energieanteil des Tail Catchers F ergibt:

$$F = \frac{F'}{1+C - CF'}$$

eingesetzt in die Formel zur Bestimmung der p_t -Balancewerte ergibt sich die Funktion:

$$p'_{t,bal} = p_{t,bal} \left(1 + \frac{CF'}{1+C - CF'} \right)$$

Unter der Voraussetzung daß der Term $C - CF' \ll 1$ und damit eine mögliche Fehlkalibration des Tail Catchers klein ist, vereinfacht sich die obige Formel zu:

$$p'_{t,bal} = p_{t,bal} (1 + SF')$$

Die Steigung S der Geraden ist \simeq der Fehlkalibration C des Tail Catchers. Tabelle 3.11 faßt die Ergebnisse der Anpassung dieser Funktion für die verschiedenen Jahre zusammen.

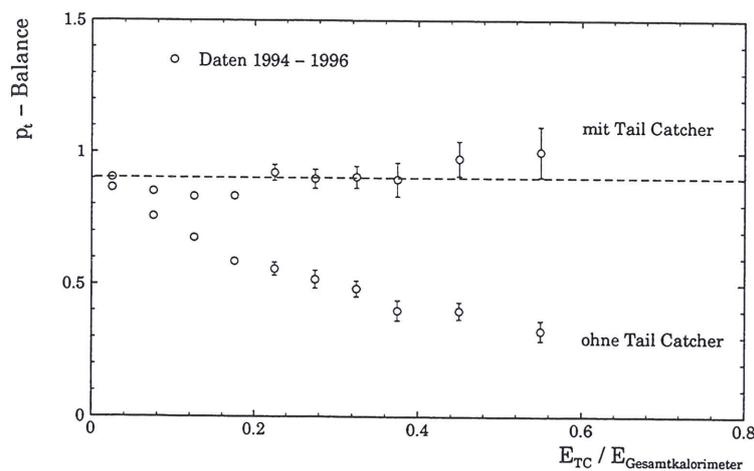
Die Daten der verschiedenen Meßzeiten zeigen keinerlei Hinweis auf einen Fehler in der Energiekalibration des Tail Catchers. Die berechneten Steigungen schwanken zwischen einer Unterbewertung der Energie von 0.4% und von 7%, jeweils mit Fehlern in der gleichen Größenordnung.

Jahr	Achsenabschnitt	Steigung
1994	0.938 ± 0.006	-0.07 ± 0.04
1995	0.905 ± 0.004	-0.004 ± 0.04
1996	0.918 ± 0.003	-0.04 ± 0.02
1994 - 1996	0.918 ± 0.002	-0.03 ± 0.02

Tabelle 3.11: Geradenanpassung an die p_t -Balance für Ereignisse der Klasse 11.

Wird die Anpassung der Geraden für die Daten von 1994 ohne Berücksichtigung möglicher statistischer Ausreißer wiederholt, verringert sich die mögliche Unterbewertung von 7% auf 4% mit einem gleichgroßen Fehler.

Die Analyse für Ereignisse der Klasse 9 konnte aus statistischen Gründen nur für die Summe aller Ereignisse durchgeführt werden. Abbildung 3.36 zeigt analog für Klasse 11 die Abhängigkeit der p_t -Balance vom Energiebeitrag des Tail Catchers.

Abbildung 3.36: p_t -Balance für Ereignisse der Klasse 9.

Trotz der geringeren Statistik ist auch hier keine grundsätzliche Abweichung zu erkennen. Eine Geradenanpassung analog der Ereignisse der Klasse 11 ist aufgrund der geringen Anzahl von Ereignissen im Bereich eines Tail Catchers Beitrages von mehr als 30% nicht aussagekräftig genug, um die Ergebnisse bei kleinem Q^2 zu ergänzen. Bezüglich der wellenförmigen Schwankungen der Werte um die Horizontale gelten die Aussagen zur p_t -Balance für Ereignisse der Klasse 11 entsprechend.

3.4.3 y-Balance

Die zweite Verteilung, mit der die Energiekalibration des Tail Catcher kontrolliert wurde, ist die y -Balance. Die kinematische Größe y läßt sich in tief-inelastischen Ereignissen mit neutralen Strom mit zwei unabhängigen Methoden bestimmen. Die Methode von Jacquet - Blondel (vergl. Kapitel 2.4

$$y_{JB} = \frac{\sum_i E_i - p_{z_i}}{2p_l}$$

- E_i : hadronische Energie der Kalorimeterzelle i
 p_{z_i} : p_z -Komponente der Kalorimeterzelle i
 p_l : Lepton Strahlenergie

nutzt die Kalorimetermessung der hadronischen Energie und die Strahlenergie des Leptons. Die zweite Methode basiert ausschließlich auf die Messung des gestreuten Leptons.

$$y_{Lepton} = 1 - \frac{E_{lepton}(1 - \cos \theta)}{2p_l}$$

- E_{Lepton} : Energie des gestreuten Leptons
 θ : Winkel des gestreuten Leptons
 p_l : Lepton Strahlenergie

Die Größe y_{JB}/y_{Lepton} wird als y -Balance bezeichnet¹⁰. Der Unterschied zur p_t -Balance besteht in dem θ - abhängigen Eingang der hadronischen Energiedeposition in die Berechnung der kinematischen Größe y . $E_i - p_{z_i}$ umgeformt in $E_i(1.0 - \cos \theta_i)$ zeigt direkt, daß für Kalorimeterzellen mit einem kleinen θ -Winkel (Protonstrahlrichtung) nur die Differenz von E_i und p_{z_i} in die Bestimmung der kinematischen Variablen eingeht, während die Energiemessung von Zellen in Leptonstrahlrichtung als Summe von E_i und p_{z_i} berücksichtigt wird.

Ein zusätzliches Selektionskriterium wurde für diese Analyse genutzt. Ereignisse, deren Winkel θ des gesamten hadronischen Endzustandes sich außerhalb des vorderen Akzeptanzbereiches des

¹⁰Durch Umformung von

$$y_{JB} = y_{Lepton} \qquad \sum_i E_i - p_{z_i} = 2p_l - E_{lepton}(1 - \cos \theta)$$

$$\frac{\sum_i E_i - p_{z_i}}{p_l} = 1 - \frac{E_{lepton}(1 - \cos \theta)}{2p_l} \qquad \sum_i E_i - p_{z_i} = 2p_l - \sum_i E - p_z$$

- E_i : hadronische Energie der Kalorimeterzelle i p_{z_i} : p_z -Komponente der Kalorimeterzelle i
 E : Energie des gestreuten Elektrons p_z : p_z -Komponente des gestreuten Elektrons
 p_l : Lepton Strahlenergie

ergibt sich der auch oft benutzte Vergleich

$$2p_l = \sum_i (E - p_z) + \sum_i (E_i - p_{z_i}) \qquad (3.1)$$

Um aber den direkten Vergleich mit der p_t - Balance Analyse zu erhalten, wurde der Form y_{JB}/y_{Lepton} der Vorzug gegeben.

Flüssig-Argon Kalorimeter befindet, wurden nicht berücksichtigt. Die Schwelle für diesen Winkel liegt bei 4.5° (vergl. Kapitel 2.4). Obwohl unter solch kleinem Winkel der Beitrag zur Bestimmung von y klein ist, fehlt jedoch ein nicht zu vernachlässigender Anteil, falls der Winkel des gesamten hadronischen Endzustandes sehr klein ist. Von diesem Schnitt sind aber nur Ereignisse mit einem Energiebeitrag des Tail Catchers unter 10% betroffen.

Analog zur p_t - Balance wurden für die Teilmengen der Ereignisse der Klasse 11 das Verhältnis y_{JB}/y_{lepton} gebildet und für die unterschiedlichen Energiebeiträge des Tail Catchers aufgetragen. Abbildung 3.37 zeigt die Analyse der y -Balance für die Jahre 1994 bis 1996. Zusätzlich wurden auch hier die Werte ohne Tail Catcher Beitrag aufgetragen. Sie fallen, wie erwartet, stark ab.

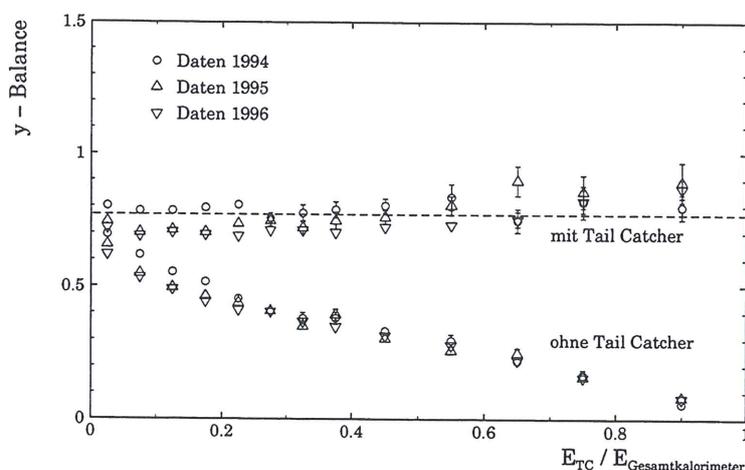


Abbildung 3.37: y -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11 von 1994 bis 1996.

Durch die zusätzliche θ -Abhängigkeit des Beitrages des Tail Catchers zur kinematischen Größe y kann zur Bestimmung einer möglichen Fehlkalibration nicht die Geradengleichung der p_t -Balance Analyse übernommen werden. Trotzdem gibt die Anpassung der Daten an die Geradengleichung

$$y'_{bal} = A + SF'$$

mit

- y'_{bal} : gemessene y -Balance
- A : Achsenabschnitt
- S : Steigung der Geraden
- F' : Energieanteil des Tail Catchers mit möglicher Fehlkalibration des Tail Catchers

Aufschluß über eine mögliche Fehlkalibration des Tail Catchers, da sich einerseits mit zunehmendem Energiebeitrag des Tail Catchers im Mittel auch der Beitrag zur kinematischen Größe y erhöht, und andererseits bei korrekter Kalibration die y -Balance Werte einer horizontalen Linie folgen. Die Ergebnisse der Anpassung der Geraden faßt die Tabelle 3.12 zusammen.

Die Analyse der Daten von 1994 zeigt eine mit Null verträgliche Steigung. Im Gegensatz dazu weisen die Daten von 1995 und 1996 jeweils eine positive Steigung auf und damit auf eine mögliche Fehlkalibration des Tail Catchers hin. Der Vergleich der Achsenabschnitte zeigt aber

Jahr	Achsenabschnitt	Steigung
1994	0.79 ± 0.003	-0.01 ± 0.03
1995	0.71 ± 0.004	$+0.07 \pm 0.03$
1996	0.69 ± 0.002	$+0.03 \pm 0.02$

Tabelle 3.12: Geradenanpassung an die y -Balance für Ereignisse der Klasse 11.

eine signifikante Verkleinerung von 1994 auf 1995 bzw. von 1994 auf 1996, während die Werte von 1995 und 1996 innerhalb der Fehler miteinander verträglich sind. Weiterhin ist auffällig, daß in der Abbildung 3.37 die Werte der y -Balance von 1994 im Bereich eines Energiebeitrages des Tail Catchers kleiner als 25% konstant ca. 10% größer als die Werte von 1995 und 1996 sind. Wie schon im Kapitel p_t -Balance diskutiert, zeigt sich eine Fehlkalibration des Tail Catchers durch die falsche Bestimmung der Umrechnungsfaktoren von Ladung in Energie in einem generellen Anstieg bzw. Abfall der Balancewerte mit zunehmendem Energiebeitrag des Tail Catchers. Da dieses Verhalten auch von den Balancewerten ohne Berücksichtigung des Tail Catchers gezeigt wird und sich die Umrechnungsfaktoren seit 1994 nicht geändert haben, ist dieses Verhalten anderen Ursprungs und verweist somit nicht auf einen Fehler der Energiekalibration des Tail Catchers. Aufgrund dieser Differenzen in den Achsenabschnitten ist auf eine gemeinsame Analyse der y -Balance für alle Daten verzichtet worden.

Der Vergleich dieser Ergebnisse mit denen aus der p_t -Balance Analyse läßt keine Verifikation aber auch keine Falsifizierung einer möglichen Fehlkalibration des Tail Catchers zu. Die Differenzen in den Achsenabschnitten der p_t -Balance Analyse betragen im Gegensatz zur y -Balance nur ca. 3%. Da diese Analyse für den Tail Catcher auf die Kalibration anderer Detektorkomponenten baut, kann diese Differenz in möglichen Unterschieden in der Kalibration anderer Detektorkomponenten als Funktion von θ begründet sein, da in der Analyse der y -Balance Kalorimeterzellen in rückwärtiger Richtung (Leptonstrahlrichtung) stärker in die Bestimmung der Kinematik eingehen, als Zellen in der Vorwärtsrichtung (Protonstrahlrichtung).

Trotz der Differenzen in den Achsenabschnitten sind die Daten der Klasse 9 analog zur p_t -Balance für die Analyse zusammengefaßt worden. Abbildung 3.38 zeigt die y -Balance der Daten der Klasse 9. Ein Trend, der auf eine Fehlkalibration des Tail Catchers weist, ist nicht zu erkennen, für die wellenförmigen Schwankungen um die Horizontale gilt das schon Gesagte.

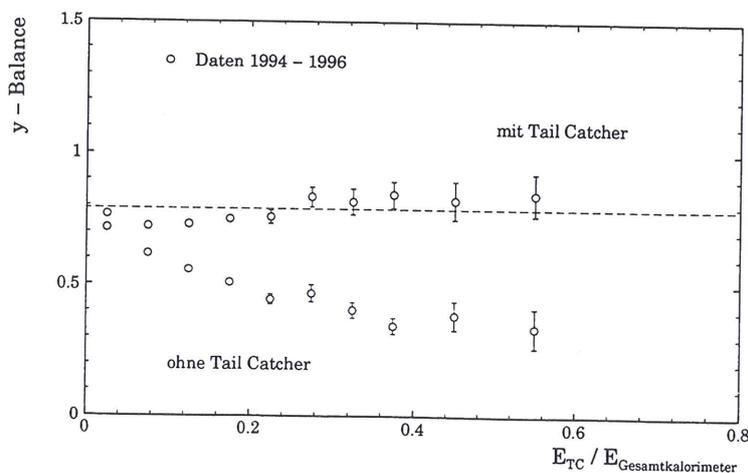


Abbildung 3.38: y -Balance der Daten der Klasse 9.

Der y -Abschnitt der beider Balance Analysen weicht in allen Diagrammen signifikant vom erwarteten Wert 1.0 ab. Der Grund hierfür ist u. a. daß Teilchen, die das Kalorimetersystem nicht erreichen, da sie im Trackersystem verbleiben oder entlang des Strahlrohres den Detektor verlassen, nicht gemessen werden können bzw. nicht in die Analyse eingegangen sind. Die Analyse simulierter Ereignisse zeigt das gleiche Verhalten (vergl. Kapitel 3.6).

3.4.4 Zusammenfassung der Überprüfung der Energiekalibration

Ein einheitlicher Trend bezüglich einer Fehlkalibration im Rahmen von 5% ist in den Analysen nicht zu erkennen. Während die Analyse der p_t -Balance von 1994 mit einer Korrektur von +7% verträglich ist, vermindert sich dieser Wert bei Nichtberücksichtigung möglicher statistischer Ausreißer auf +4% mit einem Fehler der gleichen Größe. Im Gegensatz dazu bestätigt die Analyse der y -Balance die Energiekalibration des Tail Catchers, die Steigung der Geraden ist mit Null verträglich. Ein ähnliches Bild zeigen die Analysen der Daten von 1995. Die p_t -Balance weist auf eine minimale Korrektur von +0.4% mit einem Fehler von 4%, die y -Balance Analyse auf eine entgegengesetzte von -7%. Die Analyse der Daten aus dem Jahre 1996 zur p_t -Balance deuten auf eine Korrektur von +4% hin, während die Analyse der y -Balance eine entgegengesetzte Korrektur von -3% aufzeigt. Die Tabelle 3.13 faßt die Ergebnisse der Balance Analysen zusammen.

Analyse	1994	1995	1996
p_t	$-7\% \pm 4\%$	$-0.4\% \pm 4\%$	$-4\% \pm 2\%$
y	$-1\% \pm 3\%$	$+7\% \pm 3\%$	$+3\% \pm 2\%$
p_t ohne Ausreißer	$-4\% \pm 4\%$	—	—

Tabelle 3.13: Zusammenfassung der Balance Analysen.

Im Mittel liegen die Werte einer notwendigen Korrektur der Energiekalibration des Tail Catchers unter 5%. Da diese Analysen sich auf die Jahre 1994 bis 1996 erstrecken und auf der rekonstruierten Energiedeposition im Tail Catcher basieren, sind Unsicherheiten gegeben durch Variationen in der Ausleseketten, den Fehlern der Umrechnungsfaktoren (vergl. Kapitel 3.3.3) sowie der Langzeitstabilität in diesem Wert bereits enthalten. Der systematische Fehler der generellen Energiekalibration des Tail Catchers ergibt sich somit zu 5%. Ein direkter Vergleich dieses Wertes mit den genannten Unsicherheiten zeigt, daß diese immer kleiner als 5% sind.

Damit sind zusammen mit den topologischen Schnitten zur Detektion der Leckenergie die wichtigsten Voraussetzungen geschaffen, das Potential des Tail Catchers in der Analyse von Ereignissen der Elektron-Proton-Streuung zu nutzen.

3.5 Langzeitstabilität des Tail Catchers

Die Langzeitstabilität des Tail Catcher wurde auf drei unterschiedliche Weisen untersucht:

1. Vergleich der Interkalibrationsfaktoren verschiedener Meßzeiten,
2. kontinuierliche Messung des Signals von Myonen, die aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgasen im Strahlrohr entstehen (Protonstrahl-Halo Myonen),
3. Vergleich des Energiebeitrages des Tail Catchers zu Ereignissen tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung verschiedener Meßperioden.

Die Variationen im elektronischen Verhalten der Auslekette sind im Vergleich anderer Einflußgrößen so gering (vergl. Kapitel 3.3.1), daß sie in diesem Kapitel nicht gesondert behandelt werden.

3.5.1 Vergleich der Interkalibrationsfaktoren

Die Variation der Interkalibrationsfaktoren aufeinanderfolgender Kalibrationen ist einerseits Maß für die Langzeitstabilität des Tail Catchers, andererseits aber auch ein Abbild der Genauigkeit der einzelnen Kalibrationen. Da die Kalibration mit kosmischen Myonen durchgeführt wird, ist die Anzahl der Ereignisse in der Endkappen aufgrund des \cos^2 Gesetzes des Flußes kosmischer Myonen gegenüber der Anzahl der Ereignisse im Barrel stark reduziert.

Abbildung 3.39 zeigt die Verteilung der Veränderung der individuellen Interkalibrationsfaktoren C_i im Vergleich zum Vorjahr für den Zeitraum von 1992 bis 1996, die mittleren Variationen aus den Diagrammen sind in Tabelle 3.14 zusammengefaßt.

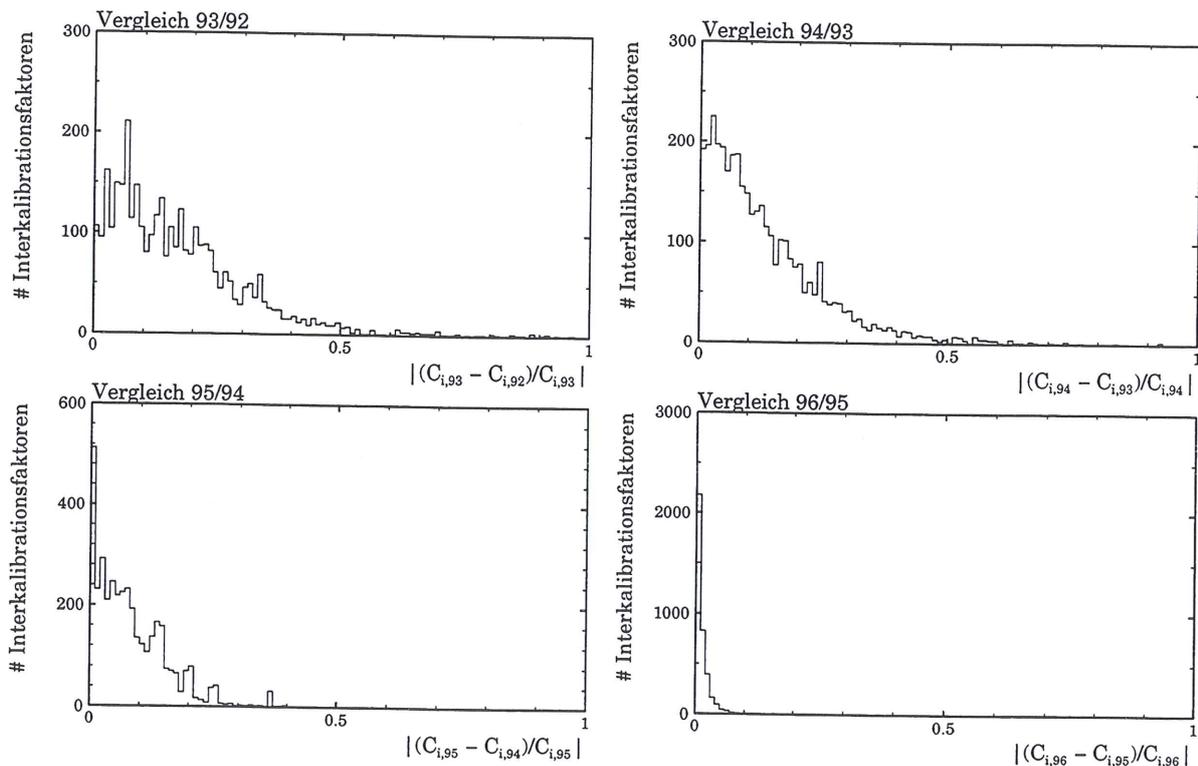


Abbildung 3.39: Vergleich der Interkalibrationsfaktoren von 1992 bis 1996.

Auffällig sind die großen Unterschiede in den Kalibrationen zwischen 1992 / 1993 und 1993 / 1994 von 17% bzw. 13%. Dies läßt sich auf zwei Gründe zurückführen: die Instrumentierung des Eisens wurde erst mit dem Beginn der 93er Meßzeit vervollständigt (vergl. Tabelle 3.2, Status der Eiseninstrumentierung), die Padlagen der äußeren Myonboxen der vorderen Endkappe sind zu Beginn der 94er Meßzeit von der Summenbildung ausgeschlossen worden (vergl. Kapitel 3.2.2). Weiterhin waren in diesen Anfangsjahren von H1 die Größe der Datensamples zur Kalibration des Tail Catchers beschränkt, da die notwendige Meßzeit nicht zur Verfügung stand. Das resultiert in statistischen Fluktuationen speziell in den Endkappen. Die Datensamples sind seit 1995 ausreichend groß zur Kalibration des Tail Catchers, da speziell seit 1996 die Ereignisse von Protonstrahl Halo-Myonen zur Kalibration der Endkappen genutzt werden. Das Problem geringer Statistik in den Modulen am Strahlrohr ist damit gelöst.

Jahr	mittl. prozentuale Veränderung zum Vorjahr
1993	17.0%
1994	13.2%
1995	8.3%
1996	1.3%

Tabelle 3.14: *Mittlere prozentuale Veränderung der Interkalibrationsfaktoren gegenüber dem Vorjahr.*

Im Mittel liegen die Variationen der Interkalibrationskonstanten von 1994/1995 und 1995/1996 unter 5% und somit innerhalb des systematischen Fehlers von 5% in der Energiekalibration des Tail Catchers (vergl. Kapitel 3.4).

Die Methode des Vergleichs der Kalibrationsfaktoren zeigt nur generelle Veränderungen, in den Anfangsjahren von H1 von Unterschieden in der Instrumentierung sowie von statistischen Fluktuationen dominiert. Kurzfristige Variationen werden nicht erfaßt. Im Gegensatz dazu ist die folgende Methode darauf sensitiv.

3.5.2 Überwachung des Tail Catchers mit Protonstrahl-Halo Myonen

Während der Datennahme selektiert ein spezieller Trigger Ereignisse mit Protonstrahl-Halo Myonen zur Überwachung des Flüssig-Argon Kalorimeters und des Tail Catchers. Aufgrund der Konzentration der Myonen um das Strahlrohr ist die Kontrolle des Tail Catchers mit diesem Verfahren auf die Endkappenmodule bzw. Tower beschränkt, die am Strahlrohr angrenzen. Variationen in der Gasmischung betreffen aber den gesamten Tail Catcher und sind somit durch das Monitoren der Endkappen detektierbar. Weiterhin sind aufgrund der höheren Belastung der vorderen Endkappe im Vergleich zum Barrel und der rückwärtigen Endkappe hier eher Alterungserscheinungen zu erwarten.

Die Abbildungen 3.40 bis 3.43 zeigen für jeden Tag der Meßzeiten von 1993 bis 1996 den Mittelwert der Myonsignale, getrennt für den inneren und äußeren Teil der beiden Endkappen. Fehlende Einträge ergeben sich aus Tagen ohne Datennahme bzw. zu geringer Statistik (weniger als 400 Ereignisse). Die unterschiedliche Höhe der Mittelwerte erklärt sich aus der unterschiedlichen Anzahl aktiver Ebenen. Der Tag 0 kennzeichnet jeweils den Beginn der Meßperiode.

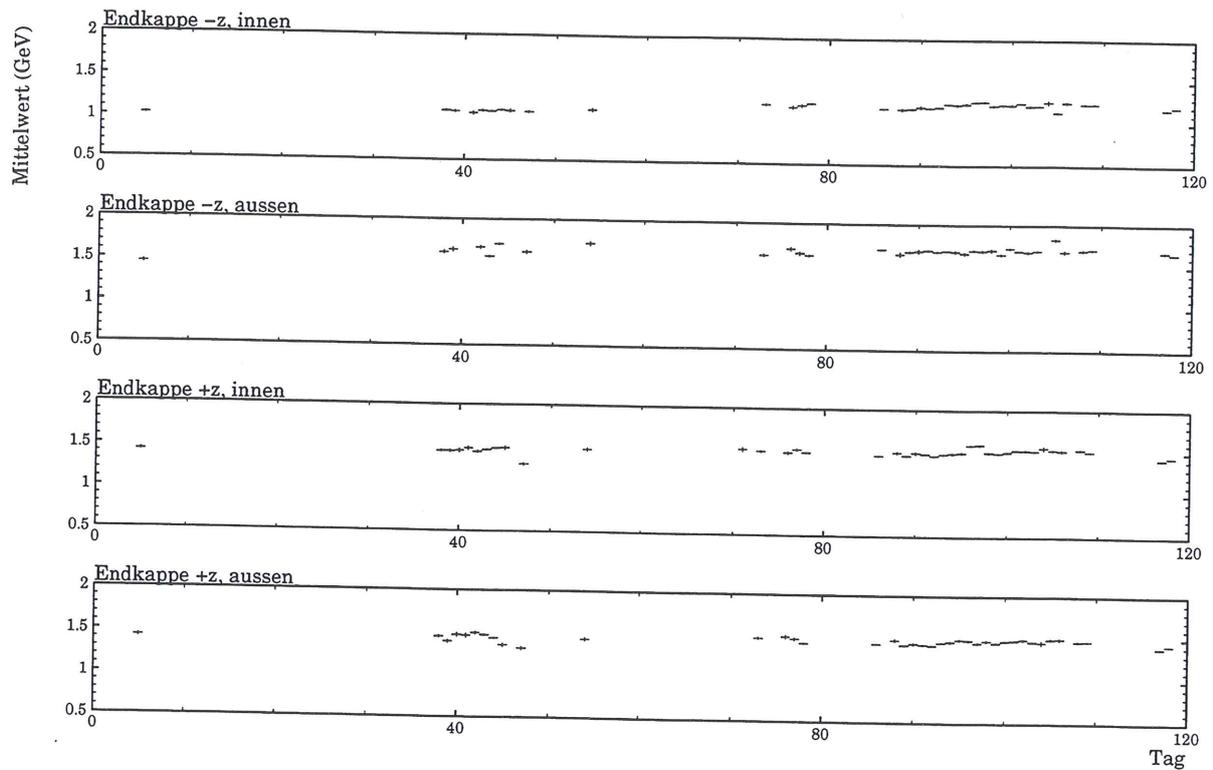


Abbildung 3.40: Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1993.

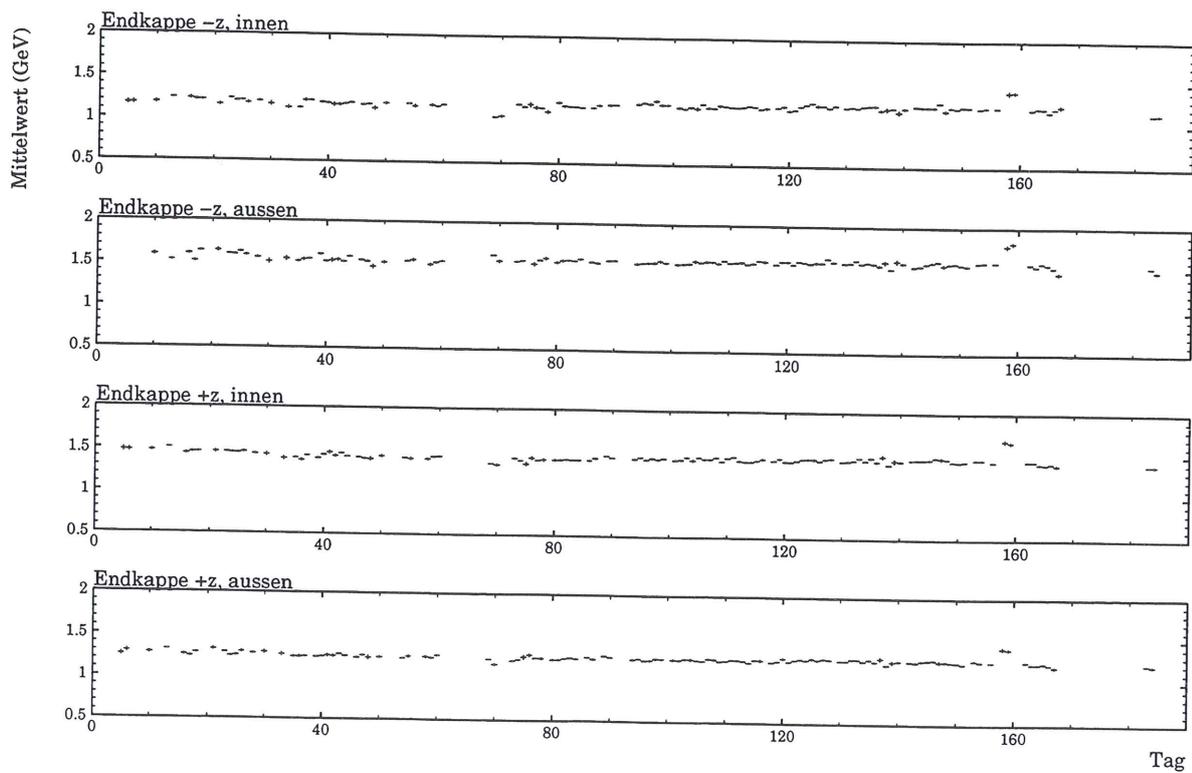


Abbildung 3.41: Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1994.

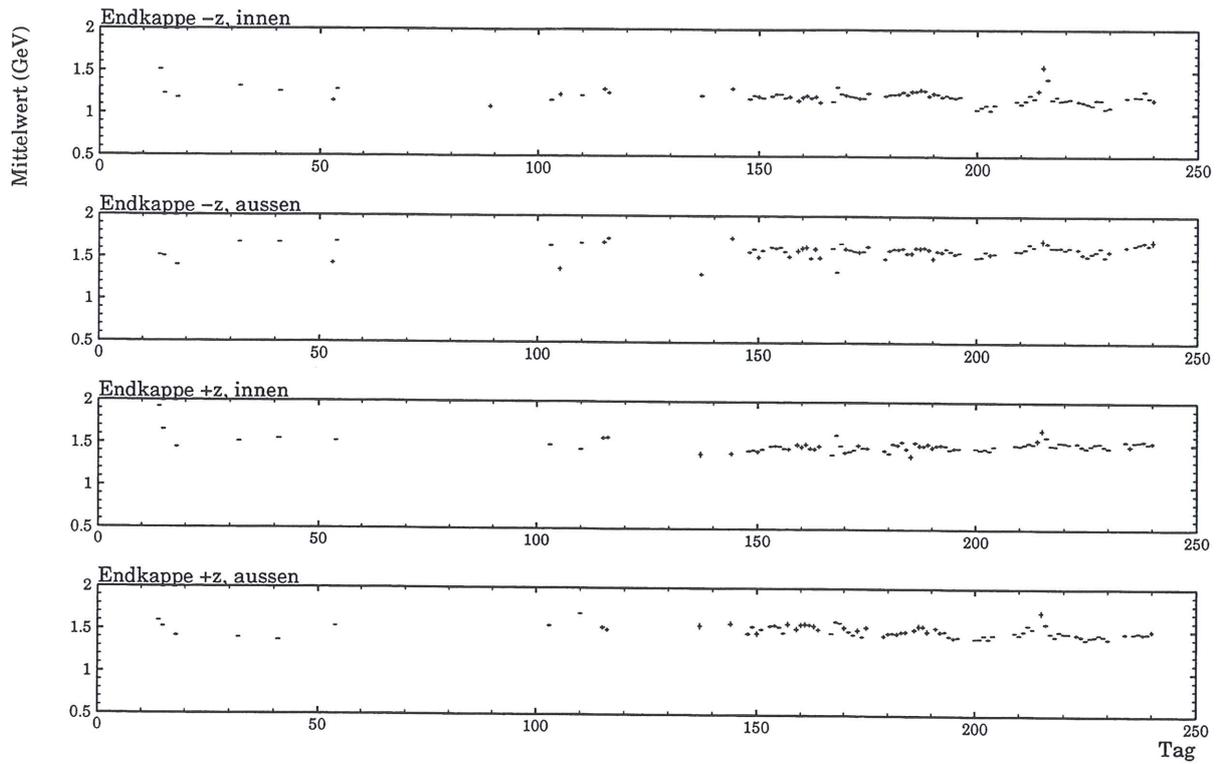


Abbildung 3.42: Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1995.

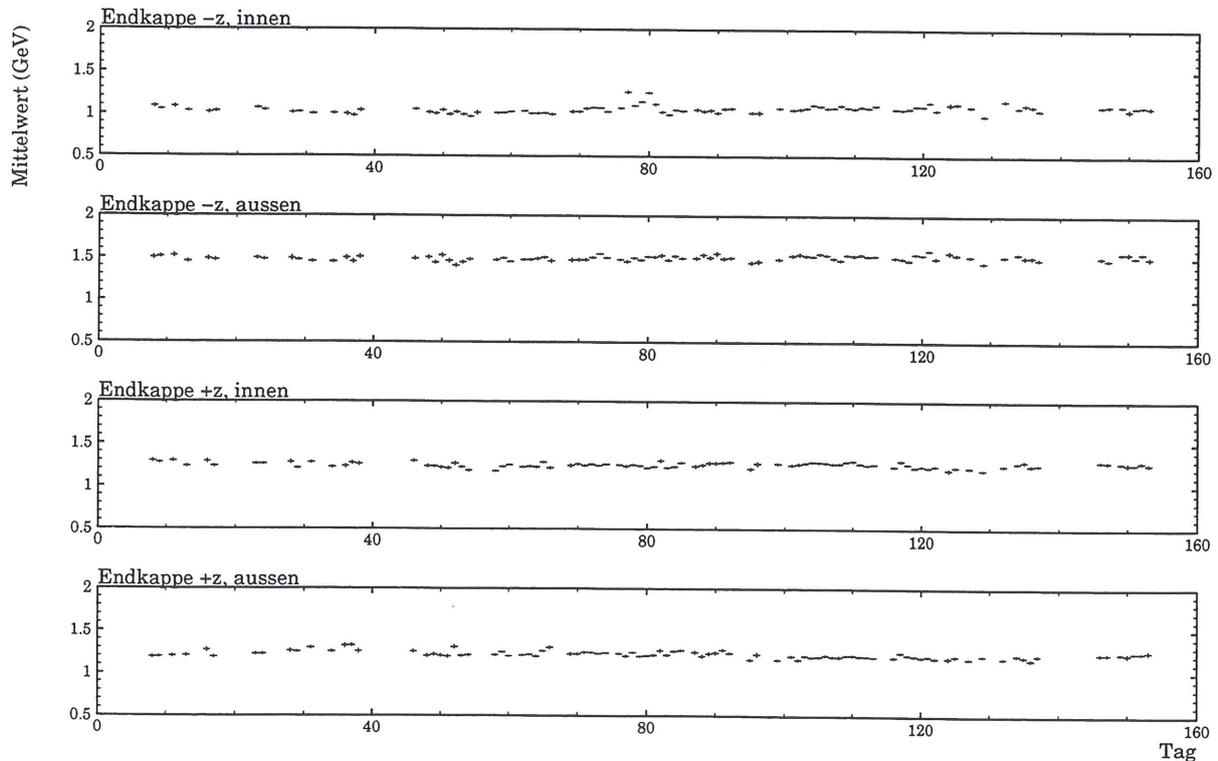


Abbildung 3.43: Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1996.

Ein Maß für die Variation des Myonsignals und damit der Langzeitstabilität des Tail Catchers während einer Meßperiode ist die Breite (σ) der Verteilung der täglichen Mittelwerte. In der Tabelle 3.15 sind die Absolutwerte der Verteilungsbreite sowie das Verhältnis zum Mittelwert zusammengefaßt.

Jahr	rückwärtige Endkappe				vordere Endkappe			
	innen		außen		innen		außen	
	σ [GeV]	$\frac{\sigma}{\text{Mittelwert}}$	σ [GeV]	$\frac{\sigma}{\text{Mittelwert}}$	σ [GeV]	$\frac{\sigma}{\text{Mittelwert}}$	σ [GeV]	$\frac{\sigma}{\text{Mittelwert}}$
1993	0.068	0.058	0.059	0.035	0.050	0.034	0.040	0.028
1994	0.044	0.037	0.045	0.029	0.042	0.029	0.030	0.024
1995	0.079	0.066	0.078	0.049	0.072	0.048	0.064	0.043
1996	0.051	0.048	0.036	0.024	0.030	0.024	0.035	0.029

Tabelle 3.15: Breite der Mittelwertverteilungen der Protonstrahl-Halo Myonen.

Mit Ausnahme des Jahres 1995 liegt die Breite der Verteilung im Mittel bei ca. 3% des Mittelwertes. Im Jahr 1995 sind zum Monitoren der Endkappen im Gegensatz zu den anderen Jahren die Rohdaten ohne Berücksichtigung der Interkalibrationskonstanten der einzelnen Tower benutzt worden. Da durch Änderungen im Trigger während der Meßperiode unterschiedliche Bereiche der Module bevorzugt wurden, erklärt dies die höhere Variation des Myonsignals.

Der Vergleich der mittleren Myonsignale der einzelnen Meßzeiten gibt Aufschluß über Variationen zwischen den einzelnen Runperioden (Tabelle 3.16).

Jahr	rückwärtige Endkappe		vordere Endkappe	
	innen	außen	innen	außen
	Mittelwert [GeV]	Mittelwert [GeV]	Mittelwert [GeV]	Mittelwert [GeV]
1993	1.18 ± 0.01	1.67 ± 0.01	1.49 ± 0.01	1.45 ± 0.01
1994	1.20 ± 0.01	1.56 ± 0.01	1.44 ± 0.01	1.25 ± 0.01
1995	1.20 ± 0.01	1.60 ± 0.01	1.50 ± 0.01	1.50 ± 0.01
1996	1.06 ± 0.01	1.50 ± 0.01	1.25 ± 0.01	1.22 ± 0.01

Tabelle 3.16: Mittelwerte der Signale der Protonstrahl-Halo Myonen.

Die Differenz in der äußeren vorderen Endkappe zwischen 1993 und 1994 ist in der unterschiedlichen Anzahl von aktiven Ebenen begründet. Zu Beginn der 94er Meßzeit sind die äußeren Ebenen der Myonboxen aus der Summenbildung herausgenommen worden, um den Einfluß zurückgestreuter Teilchen zu reduzieren (siehe Kapitel 3.2.2).

Die Mittelwerte aus dem Jahre 1995 sind nicht mit den anderen direkt vergleichbar, da sie auf Rohdaten ohne Interkalibrationsfaktoren beruhen.

Die starke Änderung der Mittelwerte 1996 der inneren Endkappen von 15% bzw. 13% im Vergleich zu 1994(1993) liegt in der statistischen Unsicherheit in der Bestimmung der Interkalibrationsfaktoren 1994(1993) begründet (vergl. Kapitel 3.5.1). Den dominierenden Beitrag zum Myonsignal der vorderen inneren Endkappe trugen 1994 einige direkt am Strahlrohr gelegene Tower eines Moduls bei, die in den Interkalibrationsfaktoren um mehr als 20% von den Werten der Kalibrationen aus den Jahren 1995 und 1996 abweichen. Die Korrektur der Myonereignisse aus dem Jahre 1994 mit Hilfe der Interkalibrationsfaktoren des Jahres 1996 zeigt dies deutlich.

Jahr	rückwärtige Endkappe		vordere Endkappe	
	innen	außen	innen	außen
	Mittelwert [GeV]	Mittelwert [GeV]	Mittelwert [GeV]	Mittelwert [GeV]
1994	1.13 ± 0.01	1.54 ± 0.01	1.29 ± 0.01	1.23 ± 0.01
1995	1.12 ± 0.01	1.47 ± 0.01	1.32 ± 0.01	1.20 ± 0.01
1996	1.06 ± 0.01	1.50 ± 0.01	1.25 ± 0.01	1.22 ± 0.01

Tabelle 3.17: Mittelwerte der korrigierten Signale der Protonstrahl-Halo Myonen.

In der Tabelle 3.17 sind die korrigierten Mittelwerte von 1994 sowie die Mittelwerte des Jahres 1995 unter Berücksichtigung der Interkalibrationsfaktoren von 1996 aufgeführt.

Die Differenz der Mittelwerte von 1994 und 1996 in der inneren vorderen Endkappe verringert sich von 15% auf 3.2% und in der inneren rückwärtigen Endkappe von 13% auf 6.6%. Da von dieser statistischen Unsicherheit 1994 in den inneren Endkappen nur jeweils ein Modul betroffen war, das zwar dominant zum Signal der Protonstrahl-Halo Myonen beitrug, ändert diese Fehlkalibration die generelle Energieskala des Tail Catchers für 1994 nicht.

Die Variation des Signals der Protonstrahl-Halo Myonen von 1993 bis 1996 beträgt unter Berücksichtigung statistischer Unsicherheiten bei der Bestimmung der Interkalibrationsfaktoren in den Jahren 1993 und 1994 im Mittel weniger als 5%. Innerhalb der Meßzeiten variiert das Signal im Mittel um ca. 3%. Diese Ergebnisse liegen innerhalb des systematischen Fehlers von 5% aus den Analysen zur Kontrolle der Energieskala (vergl. Kapitel 3.4).

3.5.3 Beitrag zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996

Die bisherigen Analysen nutzten entweder spezielle Signale, wie z.B. Myonen vom Protonstrahl zur Untersuchung der Langzeitstabilität, oder den gesamten Energiebeitrag des Tail Catchers ohne Berücksichtigung des Ortes der Deposition (vergl. 3.4 Kontrolle der Energiekalibration). Im Gegensatz dazu dient die folgende Analyse der Überprüfung der Langzeitstabilität der räumlichen Konstanz des Tail Catcher Beitrages. Grundlage dieser Untersuchung bildet der Vergleich des mittlere Energiebeitrages des Tail Catchers in Abhängigkeit des Winkels θ bei Ereignissen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung mit neutralem Strom der verschiedenen Meßperioden. Um zusätzlich den Vergleich dieser Analyse mit den Analysen der H1-Kollaboration zum transversalen Energiefluß [DESY 94-033] [HES96] zu ermöglichen, basiert die Untersuchung nicht auf der absoluten Energiedeposition als Funktion des Winkels θ , sondern auf den sich hieraus ergebenden Größen Beitrag zum transversale Energiefluß und Pseudorapidität. Mit der Meßperiode 1994 standen durch die höhere Luminosität im Vergleich zu den Vorjahren ausreichend Ereignisse zur Verfügung, diese Analyse in Abhängigkeit von x und Q^2 durchzuführen. Die entsprechenden Untersuchungen für die Jahre 1992 und 1993 sind im Anhang A zusammengefaßt.

Zur Selektion der Ereignisse sind die gleichen Schnitte wie zur Untersuchung der Energiekalibration mit Ausnahme der Schnitte auf den Energiebeitrages des Tail Catchers, verwendet worden. Die Grenzen in x und Q^2 zur Bestimmung der Ereignisteilmengen sind identisch mit denen der Untersuchungen der H1-Kollaboration zum transversalen Energiefluß [HES96], um den direkten Vergleich z.B. des Einflusses des Tail Catchers bei diesen Analysen zu ermöglichen. Aus statistischen Gründen mußten aber die Teilmengen mit einem Q^2 größer als 316 GeV^2 zusammengefaßt werden. Die Bestimmung der kinematischen Größen x und Q^2 basiert auf der Messung des getreuten Elektrons. Die Grenzen sowie die Mittelwerte von x und Q^2 der Ereignisteilmengen für die verschiedenen Jahre sind in Tabelle 3.18 aufgelistet.

Grenzen		Meßperiode					
Q^2 (GeV ²)	x (10 ⁻³)	1994		1995		1996	
		$\langle Q^2 \rangle$ (GeV ²)	x (10 ⁻³)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV ²)	x (10 ⁻³)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV ²)	x (10 ⁻³)
$Q^2 < 10$	$x < 0.2$	6.8	0.14	6.4	0.12	6.4	0.12
	$x > 0.2$	8.9	0.33	8.9	0.34	8.9	0.33
$10 \div 20$	$x < 0.5$	13.1	0.35	13.2	0.33	13.2	0.33
	$0.5 \div 0.8$	14.0	0.64	13.9	0.64	14.0	0.64
	$0.8 \div 1.4$	14.3	1.05	14.3	1.05	14.3	1.05
	$x > 1.4$	15.3	2.04	15.4	2.05	15.6	2.0
$20 \div 50$	$x < 1.3$	28.1	0.84	28.3	0.81	28.3	0.80
	$1.3 \div 3.0$	31.5	1.99	31.1	1.99	31.3	1.98
	$x > 3.0$	34.1	4.46	34.6	4.41	35.3	4.41
$50 \div 100$	$x < 3.0$	63.8	1.96	63.5	1.95	63.1	1.95
	$x > 3.0$	70.1	6.42	71.1	6.29	70.7	6.25
$100 \div 316$	$x < 6.3$	168	3.56	169	3.61	167	3.54
	$x > 6.3$	226	30.8	216	16.7	218	26.3
$Q^2 > 316$	$x > 6.3$	825	55.5	889	43.3	850	49.1

Tabelle 3.18: Mittleres x und Q^2 der Teilmengen zur Untersuchung des Tail Catcher Beitrages zum transversalen Energiefluß.

Entsprechend der Analyse des transversalen Energieflusses ist nicht der Winkel θ verwendet worden, sondern die sich aus dem Winkel ergebende Pseudorapidität η ($\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$). Positive Werte von η zeigen in Richtung des Protonstrahls, negative entsprechend umgekehrt in Elektronstrahlrichtung. Der Beitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß ist nun wie folgt bestimmt worden: Nach dem Passieren der beschriebenen Schnitte wird das Ereignis aufgrund der mit dem gestreutem Elektron bestimmten kinematischen Größen der entsprechenden Teilmenge zugeordnet. Die transversale Energie eines Clusters im Tail Catcher sowie die Pseudorapidität ergibt sich nun aus folgenden Formeln:

$$E_{t,i} = E_i \frac{\sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2}}{p_i}$$

$$\zeta_i = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_i + p_{z,i}}{E_i - p_{z,i}} \right)$$

- $E_{t,i}$: transversale Energie des Cluster i
 E_i : Energie des Cluster i
 $p_{x,y,z}$: x,y,z Komponenten des Impulses
 ζ_i : Rapidität des Clusters i

unter Vernachlässigung der Teilchenmasse, vereinfachen sich die obigen Formeln zur Rapidität zur Bestimmung der benutzten Pseudorapidität wie folgt:

$$E_{t,i} = \sqrt{E_{x,i}^2 + E_{y,i}^2}$$

$$\eta_i = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

- $E_{t,i}$: transversale Energie des Cluster i
 $E_{x,y,z}$: Energie der entsprechenden x,y,z Impulskomponenten
 η_i : Pseudorapidität des Clusters i

Transversale Energiebeiträge des Tail Catchers innerhalb eines Pseudorapiditätsbereiches, bezogen auf das Laborsystem, werden für jedes Ereignis summiert. Der Beitrag des Tail Catchers ergibt sich nun unter Berücksichtigung der Breite des Pseudorapiditätsbereiches aus der Summe der Energiebeiträge aller Ereignisse innerhalb eines Pseudorapiditätsbereiches, normiert auf die Gesamtzahl der Ereignisse. Die Gesamtzahl bezieht sich auf alle Ereignisse innerhalb eines x und Q^2 Bereiches, unabhängig davon, ob der Tail Catcher Energie beigetragen hat oder nicht. Abbildung 3.44 zeigt für die unterschiedlichen x und Q^2 Bereiche den mittleren Beitrag des Tail Catchers im Laborsystem.

Als einziges Kriterium für die Überprüfung der Langzeitstabilität ist der mittlere Beitrag nicht ausreichend, da Unterschiede in der Häufigkeit von Beiträgen mit einhergehender Änderung der Höhe der Energiedeposition nicht detektiert werden. Daher wurde zusätzlich für die einzelnen x und Q^2 Bereiche die Häufigkeit eines Beitrages des Tail Catchers bestimmt (Abbildung 3.45).

Zur besseren Orientierung listet Tabelle 3.19 für das Laborsystem wichtige Akzeptanzgrenzen der Kalorimeter in η mit den korrespondierenden Winkeln θ in Grad, bezogen auf den nominellen Vertex, auf.

Beide Abbildungen zeigen das erwartete Verhalten. In einem gegebenem Q^2 Bereich nimmt mit wachsendem x der Beitrag des Tail Catchers im rückwärtigen Bereich ($\eta < -1.0$) stark ab. Da die invariante Masse W^2 des hadronischen Endzustandes sich als

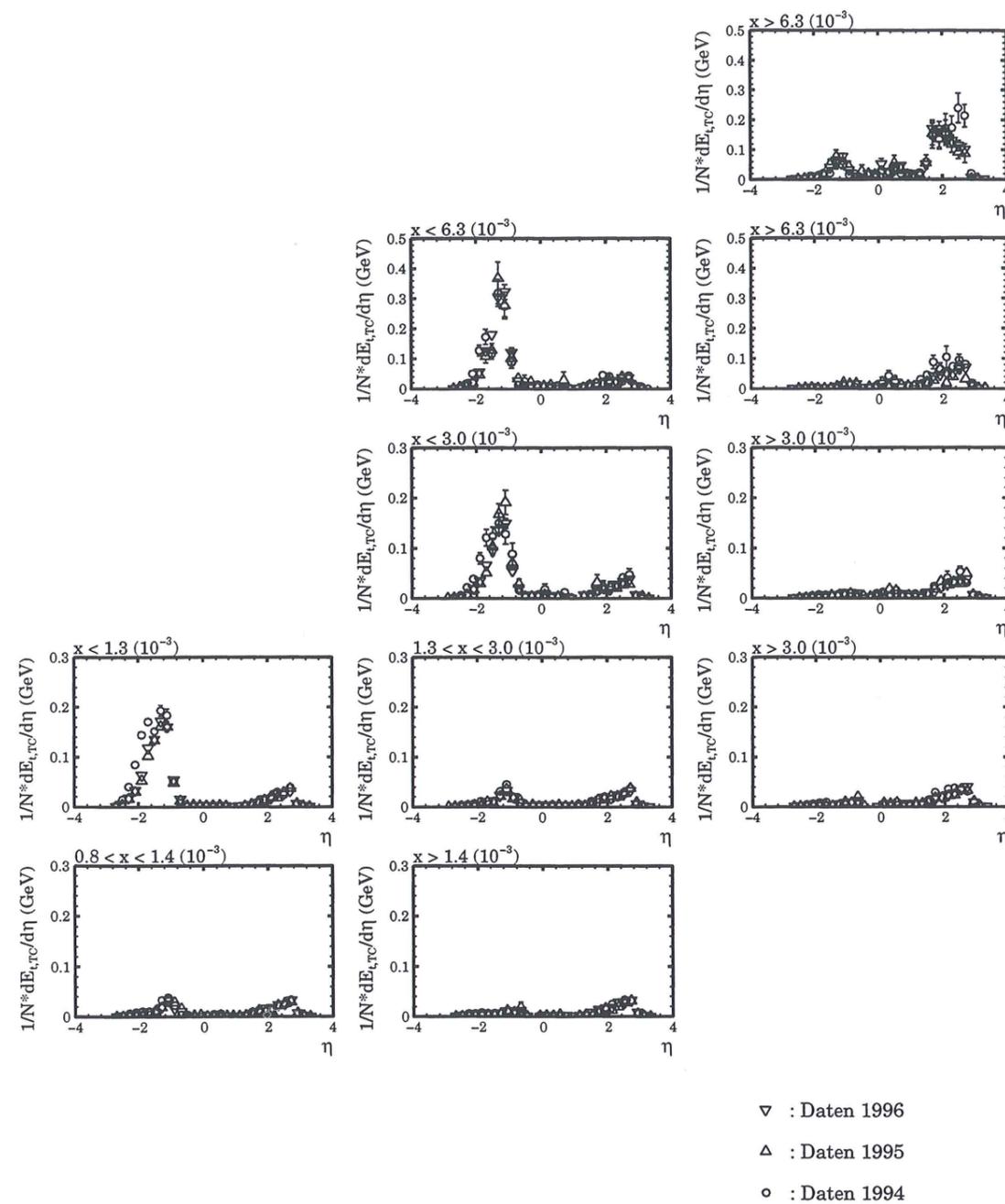
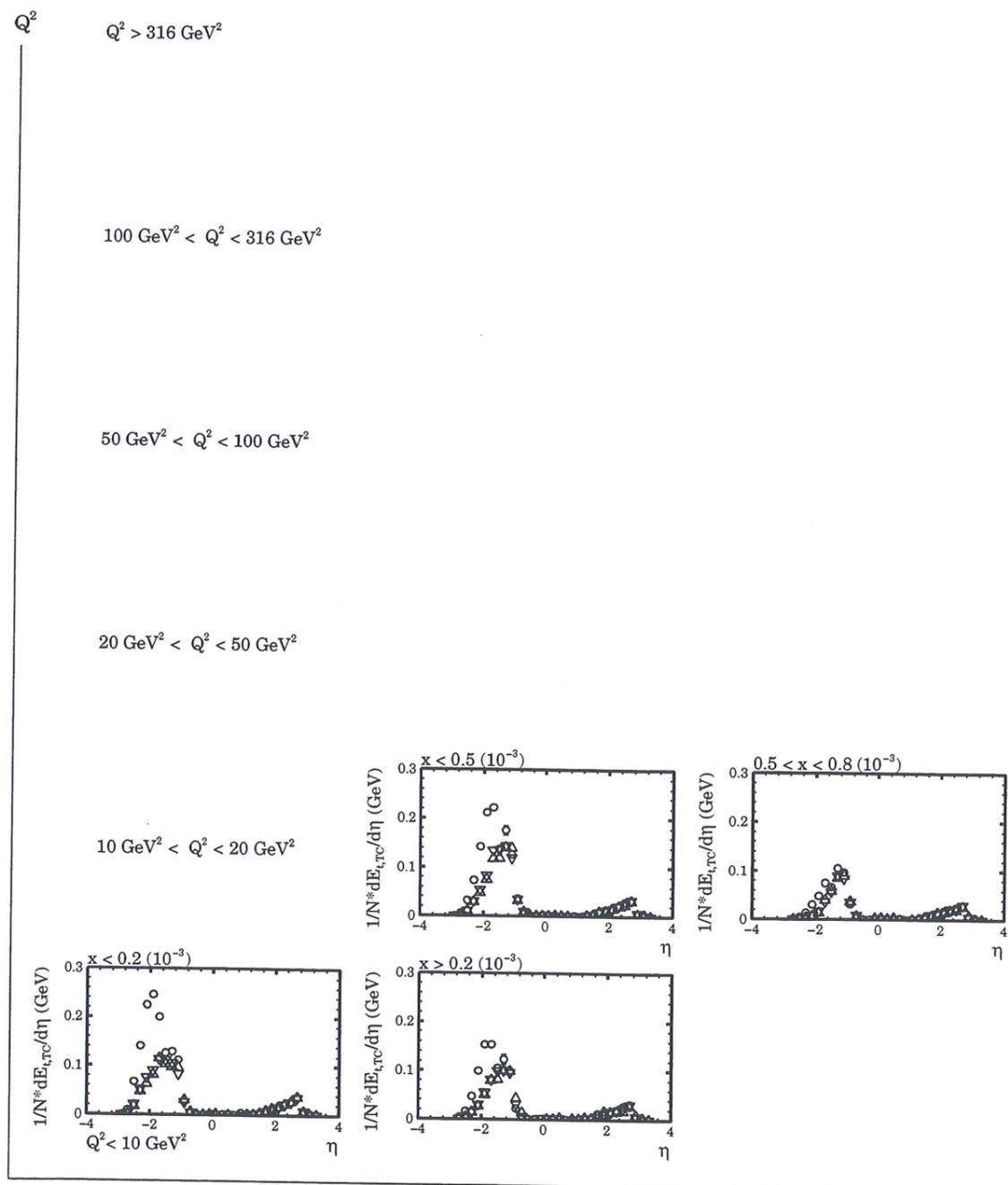
$$W^2 = Q^2 \left(\frac{1-x}{x} \right)$$

schreiben läßt, wird eine Abnahme erwartet. Die starke Abnahme z. B. im Bereich Q^2 zwischen 10 GeV^2 und 20 GeV^2 um mehr als eine Größenordnung und die gleichzeitige Verschiebung des Maximalwertes zu größeren η Werten erklärt sich aber aus der Akzeptanzlücke der inneren Kalorimeter für Hadronen. Im Quark-Parton Modell stellt x den Anteil des Protonimpulses getragen vom Wechselwirkungsparton dar. Bei festem Q^2 wandert somit die Richtung des gestreuten Parton mit wachsendem x zu kleineren Winkeln θ und damit zu größeren η Werten. Da bei η Werten größer -0.8 die Akzeptanzlücke endet (vergl. Tabelle 3.19), operiert der Tail Catcher nicht mehr als alleiniges hadronisches Kalorimeter. Die detektierte Energie im Tail Catcher im rückwärtigen Teil nimmt zusätzlich ab. Dieses Verhalten, des Wanderns der Richtung des gestreuten Partons im Laborsystem, ist deutlicher in den Analysen zum gesamten transversalen Energiefluß [HES96] zu beobachten, als in den Abbildungen 3.44 und 3.45.

Bei konstantem x ist W^2 proportional Q^2 und der Beitrag des Tail Catchers nimmt mit steigendem Q^2 zu: bei kleinem konstanten x ausgeprägt im rückwärtigen Bereich, bei ausreichend hohem im vorderen (vergl. Abbildung 3.44, rechte Spalte). Im Barrel, η zwischen 1.3 und -0.93 ,

ist aufgrund der Tiefe des Flüssig-Argon Kalorimeters sowie der zusätzlichen toten Materie durch die supraleitende Spule der Energiebeitrag des Tail Catchers gering.

Im rückwärtigen Bereich ($\eta < 0$) zeigt der Tail Catcher den maximalen Beitrag bei $\eta \approx -1.3$. Dies entspricht der Akzeptanzlücke für Hadronen durch den Übergangsbereich zwischen dem Flüssig-Argon Kalorimeter und dem SPACAL (vergl. Tabelle 3.19). Die Differenz zwischen den Daten von 1994 und den Folgejahren im Bereich $\eta < -1.3$ erklärt sich aus dem Austausch des BEMC durch das SPACAL in der Winterpause von 1994 auf 1995. Während das BEMC's nur aus einer elektromagnetischen Komponente bestand, umfaßt das SPACAL auch ein hadronisches Kalorimeter. Entsprechend nimmt der mittlere Beitrag des Tail Catchers im rückwärtigen Bereich in den Jahren 1995 und 1996 ab.



∇ : Daten 1996
 Δ : Daten 1995
 \circ : Daten 1994

x

Abbildung 3.44: Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996 in Abhängigkeit von x und Q^2 im Laborsystem. $1/N dE_{t,TC}/d\eta$ ist der auf die Anzahl N der Ereignisse normierte transversale Energieflußbeitrag $E_{t,TC}$ pro Einheit der Pseudorapidität.

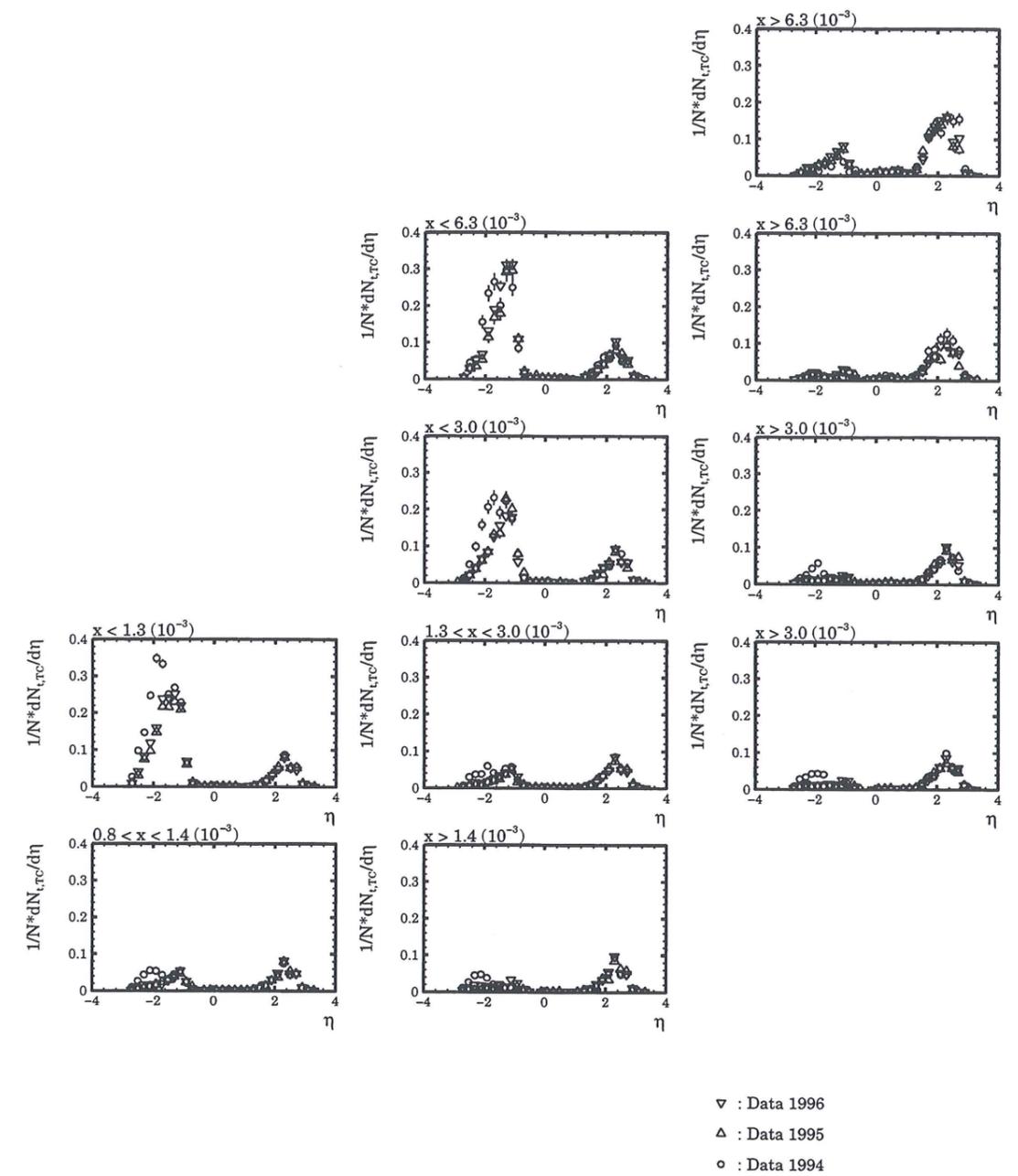
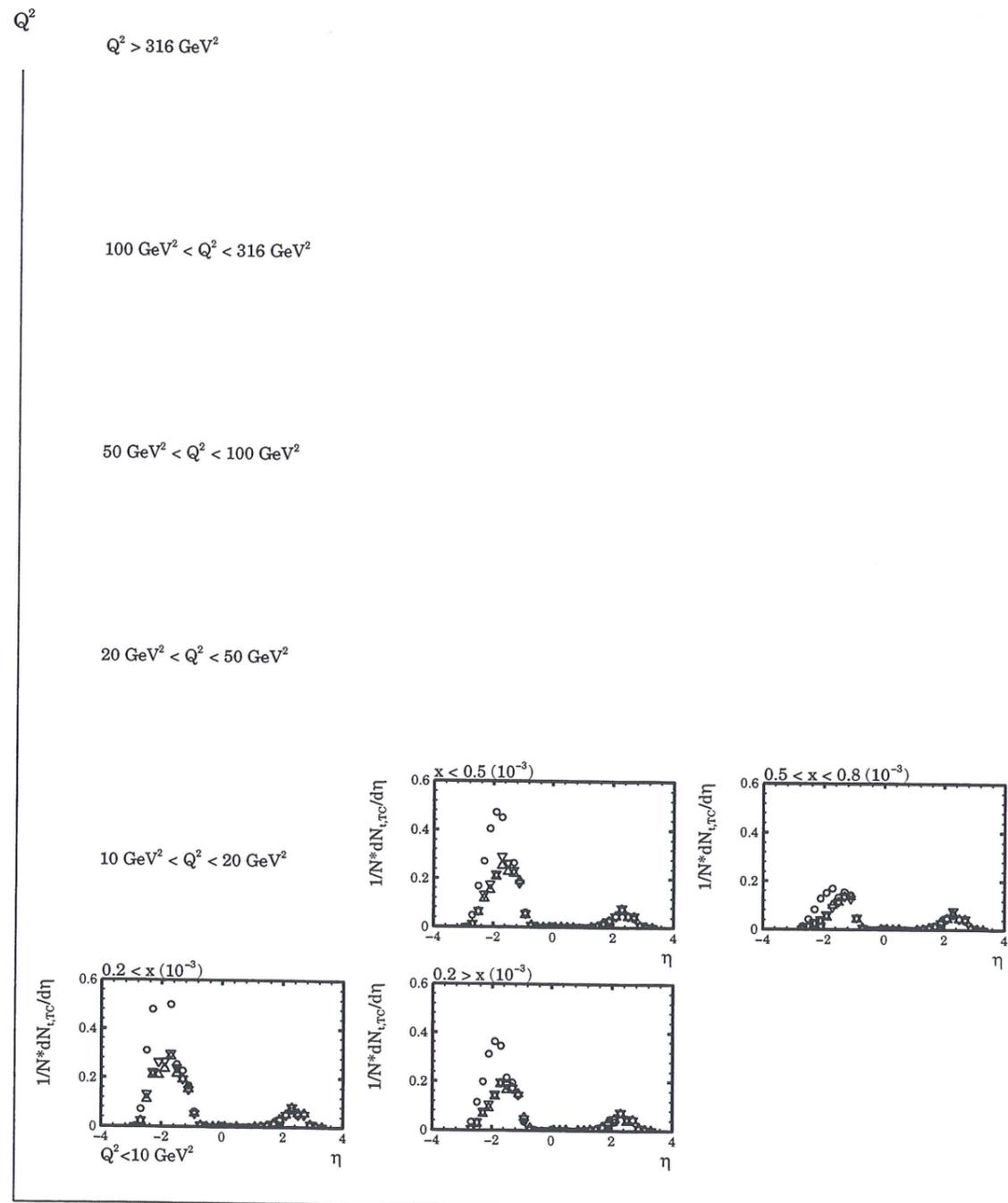


Abbildung 3.45: Häufigkeit des Tail Catcher Beitrages zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996 in Abhängigkeit von x und Q^2 im Laborsystem. $1/N \frac{dN_{TC}}{d\eta}$ ist die auf die Anzahl N der Ereignisse normierte Anzahl N_{TC} der Beiträge pro Einheit der Pseudorapidität.

Beschreibung	η	θ (Grad)
Beginn des Meßbereiches vom Flüssig-Argon Kalorimeter und des Tail Catchers	3.35	4°
Grenze der speziellen topologischen Schnitte zur Rückstreuung (vergl. Kapitel 3.2.2)	2.0	15°
Beginn des Barrels	1.2	33°
Ende der hadronischen Komponente des Flüssig-Argon Kalorimeters mit voller Tiefe	-0.6	123°
Ende der hadronischen Komponente des Flüssig-Argon Kalorimeters	-0.85	134°
Beginn der rückwärtigen Endkappe	-0.93	137°
Ende der elektromagnetischen Komponente des Flüssig-Argon Kalorimeters	-1.4	153°
Beginn des BEMC/SPACAL	-1.35	151°
Ende des BEMC/SPACAL	-3.64	177°

Tabelle 3.19: Grenzen von H1-Komponenten in Grad und Pseudorapidität.

Aufgrund der Größe der Abbildungen und der notwendigen Skalen variieren die minimal erkennbaren Differenzen zwischen den Beiträgen des Tail Catchers der verschiedenen Jahre in Abhängigkeit des Absolutwertes zwischen ca. 20% und 50%.

Für 1995 und 1996 zeigen sich im gesamten Bereich der Pseudorapidität innerhalb der Fehler keine größeren Differenzen im Beitrag des Tail Catchers. Aus den geschilderten Gründen läßt sich der Beitrag des Tail Catchers von 1994 mit den Jahren 1995 und 1996 nur im Bereich der Pseudorapidität größer -1.3 vergleichen. Auch hier ist innerhalb der Fehler kein größerer Unterschied festzustellen.

Um zu zeigen, daß die Differenzen geringer sind als in den Abbildungen 3.44 und 3.45 zu erkennen, ist stellvertretend für den gesamten kinematischen Bereich, jeweils eine Abbildung vergrößert dargestellt. Die Abbildungen 3.46 und 3.47 zeigen für ein Q^2 zwischen 10 GeV^2 und 20 GeV^2 sowie x zwischen $0.5 \cdot 10^{-3}$ und $0.8 \cdot 10^{-3}$ den Beitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß und die Häufigkeit der Beiträge. Innerhalb der Fehler zeigen sich keine Unterschiede. Da die räumliche Konstanz des Beitrages des Tail Catchers unabhängig von x und Q^2 sein sollte, zeigt die Sichtung der anderen kinematischen Bereiche das gleiche Bild.

Da die Analyse der Häufigkeit des Beitrages des Tail Catchers innerhalb der Fehler das gleiche Verhalten wie die Untersuchung zum transversalen Energiebeitrag zeigt, ergibt sich keine signifikante Änderung des „Antwortverhaltens“ des Tail Catchers in den Jahren 1994 bis 1996. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß innerhalb der Ereignisteilmengen der Jahre 1994 bis 1996 die mittleren x und Q^2 Werte leicht voneinander abweichen (vergl. Tabelle 3.18).

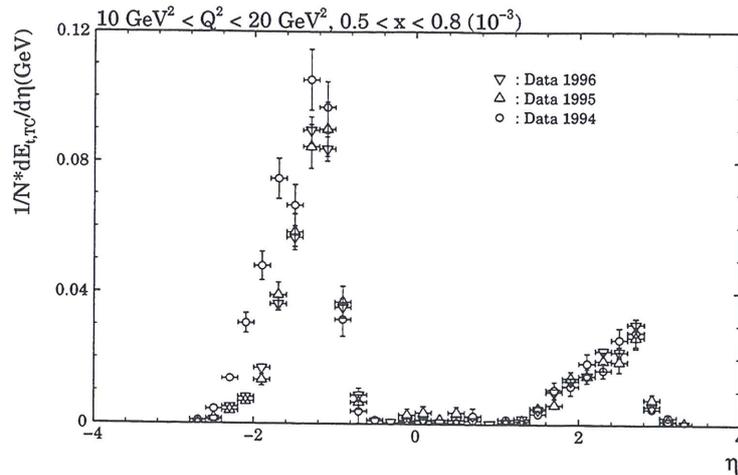


Abbildung 3.46: Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996 für den kinematischen Bereich $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$, $0.5 < x < 0.8 (10^{-3})$ im Laborsystem. $1/N \text{ d}E_{t,TC}/\text{d}\eta$ ist der auf die Anzahl N der Ereignisse normierte transversale Energieflußbeitrag $E_{t,TC}$ pro Einheit der Pseudorapidität.

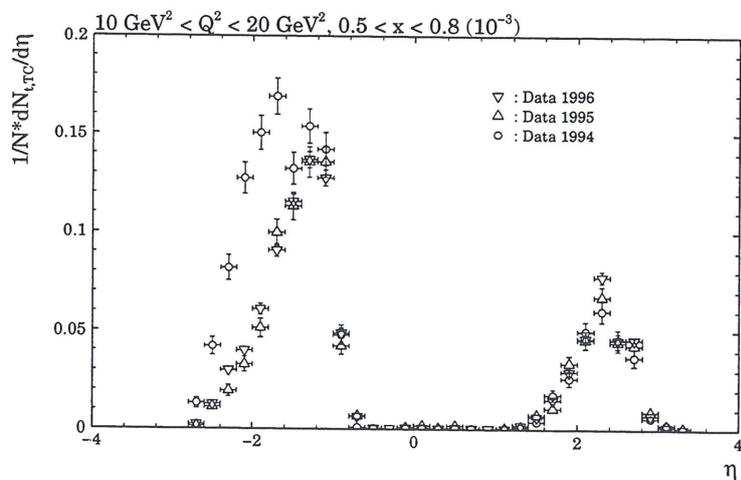


Abbildung 3.47: Häufigkeit des Tail Catcher Beitrages zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996 für den kinematischen Bereich $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$, $0.5 < x < 0.8 (10^{-3})$ im Laborsystem. $1/N \text{ d}N_{TC}/\text{d}\eta$ ist die auf die Anzahl N der Ereignisse normierte Anzahl N_{TC} der Beiträge pro Einheit der Pseudorapidität.

3.5.4 Zusammenfassung der Untersuchungen zur Langzeitstabilität

Im Mittel liegen die Variationen der Interkalibrationskonstanten von 1994/1995 und 1995/1996 unter 5%. Die Methode des Vergleichs der Kalibrationsfaktoren zeigt aber nur Veränderungen zwischen den verschiedenen Meßperioden, die in den Anfangsjahren von H1 von Unterschieden in der Instrumentierung sowie von statistischen Fluktuationen dominiert wurden. Kurzfristige Variationen werden nicht erfaßt. Im Gegensatz dazu ist die Methode der Überwachung des Tail Catchers mit Protonstrahl-Halo Myonen darauf sensitiv. Die Variation des Signals der Protonstrahl-Halo Myonen von 1993 bis 1996 beträgt unter Berücksichtigung statistischer Unsicherheiten bei der Bestimmung der Interkalibrationsfaktoren in den Jahren 1993 und 1994 im

Mittel weniger als 5%. Innerhalb der Meßzeiten variiert das Signal im Mittel um ca. 3%. Die Analysen zum Beitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß sowie die Häufigkeit der Beiträge dienen der Überprüfung der räumlichen Konstanz des „Antwortverhaltens“ des Tail Catchers. Innerhalb der Fehler zeigen sich keine Änderungen zwischen den Meßzeiten von 1994 bis 1996.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Langzeitstabilität des Tail Catchers sind mit dem systematischen Fehler von 5% in der generellen Energiekalibration (vergl. Kapitel 3.4) verträglich. Somit ist eine ausreichende Langzeitstabilität des Tail Catchers für den Einsatz in der Analyse von Elektron-Proton-Streuungen gegeben.

3.6 Simulation des Tail Catchers

Für den Vergleich von Messungen der Elektron-Proton Wechselwirkung mit Theorien der grundlegenden Prozesse ist eine ausreichend genaue Simulation der einzelnen Detektorkomponenten und damit auch des Tail Catchers notwendig. Detektoreffekte wie Energieauflösung der Kalorimeter, begrenzte Tiefe der Kalorimeter, Ansprechwahrscheinlichkeit der Drahtkammern, usw. bis hin zur Akzeptanz des Triggersystems beeinflussen die Messungen und sind in der Simulation des Detektors zu berücksichtigen. Anderenfalls ist eine Überprüfung einzelner Modelle nicht möglich, da Unterschiede zwischen den Daten und den Modellen auf eine unzureichende Simulation des Detektors zurückgeführt werden können, oder - seltener - Übereinstimmungen das Ergebnis eines zufälligen gegenseitigen Aufhebens der Effekte einer unzureichenden Simulation mit denen eines Modells ist.

In diesem Zusammenhang nimmt die Simulation des Tail Catchers eine Sonderrolle ein, da die Aufgabe dieser Detektorkomponente das Verhindern von Ausläufern in Verteilungen ist. Analysen, die nur auf wahrscheinliche bzw. Mittelwerte beruhen, können den Beitrag des Tail Catchers in den Messungen sowie den simulierten Ereignissen unter der Gefahr einer möglichen Fehlinterpretation ignorieren. Um diesen möglichen Fehlinterpretationen vorzubeugen, ist bei dieser Vorgehensweise aber sicherzustellen, daß der Beitrag des Tail Catchers keinen signifikanten Einfluß auf die Analyse hat. Der Beitrag des Tail Catchers wird somit letztendlich mit einer geänderten Funktion doch Teil der Analyse. Andererseits ist der Test eines Modells auf die Reproduktion der Ausläufer von Verteilungen ein starkes Argument für die Validität des Modells.

Generell läßt sich die Produktion von Monte Carlo (MC) Ereignissen in drei Schritte unterteilen. Im Ersten (Generatorschritt) berechnet ein Generatorprogramm den Streuprozeß und erstellt eine Liste aller ausgehenden Teilchen einschließlich ihrer Viererimpulse. Mit diesen Informationen simuliert das Programm H1SIM [H1b] im zweiten Schritt (Schauersimulation) den Zerfall von Teilchen, die Wechselwirkung mit Detektormaterie sowie die Entwicklung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern im H1-Detektor unter Berücksichtigung der Geometrie und des Materials der Detektorkomponenten sowie des Magnetfeldes der supraleitenden Spule. Die neu entstandenen Informationen werden wiederum in einer Liste erfaßt, die als Grundlage für den letzten Schritt der Digitalisierung dient. In diesem dritten Schritt simuliert H1SIM das Verhalten der aktiven Detektorkomponenten (Drahtkammern, Halbleiterdetektoren, Flüssig-Argon Kalorimeter, LST's, ...) bezüglich der Ansprechwahrscheinlichkeit, Signalladung, Übersprechen usw. sowie die elektronische Ausleseketten zur Erstellung des analogen Informationen zur Datennahme mit dem H1-Detektor.

Eine ausreichend genaue Simulation basiert neben der Reproduktion der Schauerprofile auf die korrekte Simulation der deponierten Energie. Aus diesem Grund liegt der Schwerpunkt dieses Kapitels auf der Überprüfung der Energiekalibration des Tail Catchers für Monte Carlo

Ereignisse. Um den direkten Vergleich mit den Daten zu gewährleisten, sind die in Kapitel 3.4 (p_t -Balance, y -Balance) beschriebenen Verfahren, benutzt worden.

Im Folgenden wird der Ablauf der Simulation [HER89] des Tail Catchers im Softwarepaket H1SIM [H1c] schematisch skizziert. Nach dem Bereitstellen der Teilchenspuren durch die Schauersimulation wird überprüft, ob das aktive Volumen einer LST durchdrungen wird. In Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit wird ein Streamer erzeugt, dessen Ladung mit Hilfe des Moduls zur Simulation des Übersprechens (vergl. Abbildung 3.11) auf die benachbarten Pads verteilt wird. Sind alle von der Schauersimulation erstellte Spuren behandelt, werden die Ladungen der Streamer einzelner Pads zum Towersignal addiert und in ADC-Schritte umgerechnet. Um der Breite von Streamersignalen Rechnung zu tragen, werden zum Schluß die Towersignale statistisch verbreitert und das Ergebnis der Simulation in Form der Bank IRTE gespeichert. Diese Bank entspricht der Ausgabebank der elektronischen Ausleseketten (vergl. Kapitel 3.1.2) und enthält die Ladungen in ADC-Schritten mit den zugehörigen Toweradressen. Die anschließende Rekonstruktion und Analyse der im Tail Catcher deponierten Energie geschieht analog zu den Daten mit Hilfe der Programme H1REC und H1PHAN mit Ausnahme der Berücksichtigung von Spezifika der Datennahme.

Da der Generator der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung keinen Einfluß auf die korrekte Simulation des Tail Catchers bezüglich der Energiekalibration haben sollte, sind die Untersuchungen zur Überprüfung der Kalibration nicht nach Modellen getrennt worden. Aus statistischen Gründen mußten teilweise sogar simulierte Ereignisse unterschiedlicher Generatoren bzw. gleicher Generatoren mit verschiedenen Parametern in einer Analyse zusammengefaßt werden.

Als Selektionskriterien sind die in Kapitel 3.4.1 beschriebenen verwandt worden, um einen direkten Vergleich mit den Daten zu ermöglichen. Hiervon ausgenommen sind natürlich die spezifischen Angaben zur Datennahme wie Colliding Bunch.

3.6.1 Simulation von Ereignissen der Meßperiode 1994

Die Ergebnisse der Analysen zur p_t - und y -Balance für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 (kleines Q^2) für die Meßzeit 1994 zeigen die Abbildungen 3.48 und 3.49. Die Anpassung einer Geraden an die Daten der p_t - sowie y -Balance ergab eine Überbestimmung der Energie des Tail Catchers zwischen 35% und 40%.

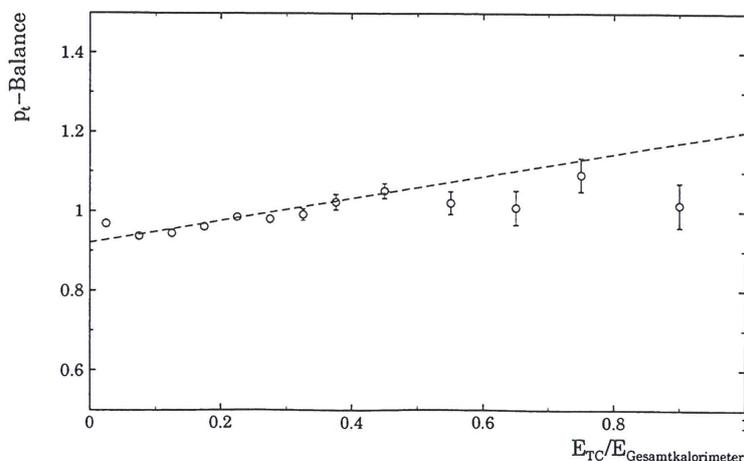


Abbildung 3.48: p_t -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 ohne Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.

Die Untersuchung der Ursache dieser Überbestimmung der Energie deckte zwei Fehler im Digitalisierungsschritt auf, die mit einer einfachen Skalierung der Energie behoben werden konnten. Das Simulationsmodul zur Verteilung der Streamerladung auf benachbarte Pads produzierte durch falsche Parameter zusätzliche Ladung. Die Summe der verteilten Ladungen war höher als die Eingangsstreamerladung. Weiterhin waren in der Digitalisierung die Umrechnungsfaktoren von Streamer in Ladung nicht gleich dem Kehrwert des Umrechnungsfaktors Ladung in Streamer im Rekonstruktionsprogramm H1REC. Hierdurch wurde ein simulierter Streamer auf 1.2 rekonstruierte Streamer abgebildet. Als Korrektur für die rekonstruierte Energie im Tail Catcher von Monte Carlo Ereignissen ergab sich somit ein Faktor von 0.7.

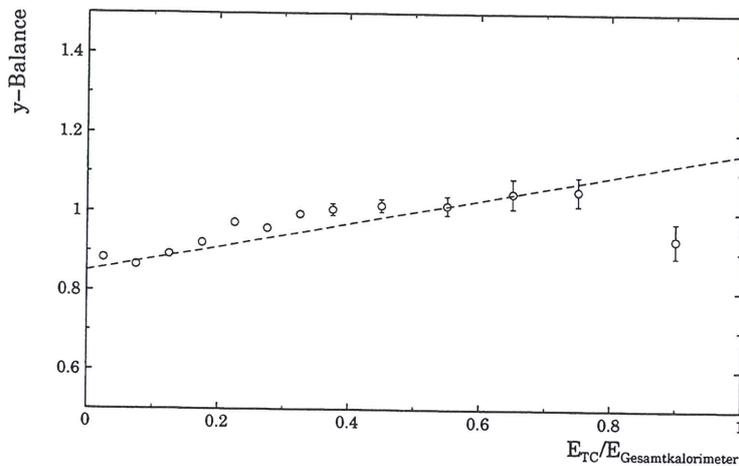


Abbildung 3.49: y -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 ohne Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.

Die Ergebnisse zur Analyse zur p_t - und y -Balance unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors von 0.7 zeigen die Abbildungen 3.50 und 3.51. Die Anpassung einer Geraden ergibt eine Steigung und damit eine mögliche verbleibende Fehlkalibration des Tail Catchers von $-5\% \pm 3\%$ für die p_t -Balance sowie von $-2\% \pm 2\%$ für die y -Balance.

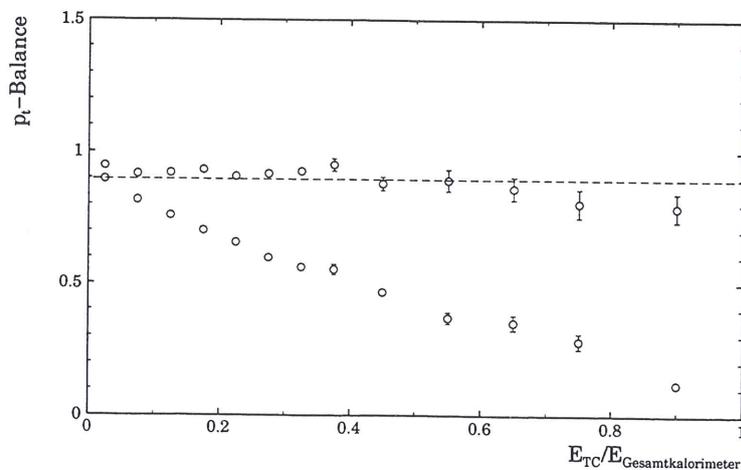


Abbildung 3.50: p_t -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.

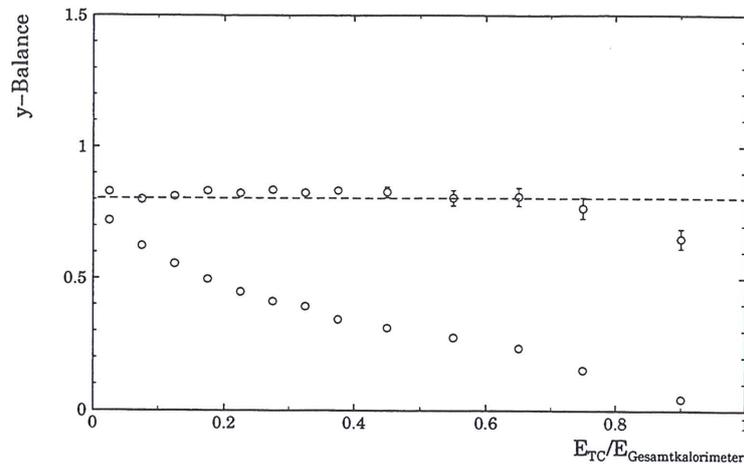


Abbildung 3.51: y -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.

Die Ergebnisse der Analysen zur p_t - und y -Balance für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors für die Meßzeit 1994 zeigen die Abbildungen 3.52 und 3.53. Obwohl durch die geringe Statistik sich große Fehlerbalken an den Werten mit Tail Catcher Beitrag größer 0.35 ergeben, ist ein Hinweis auf eine mögliche Fehlkalibration der Energieskala nicht zu erkennen, die Steigung der Geraden ist mit Null verträglich.

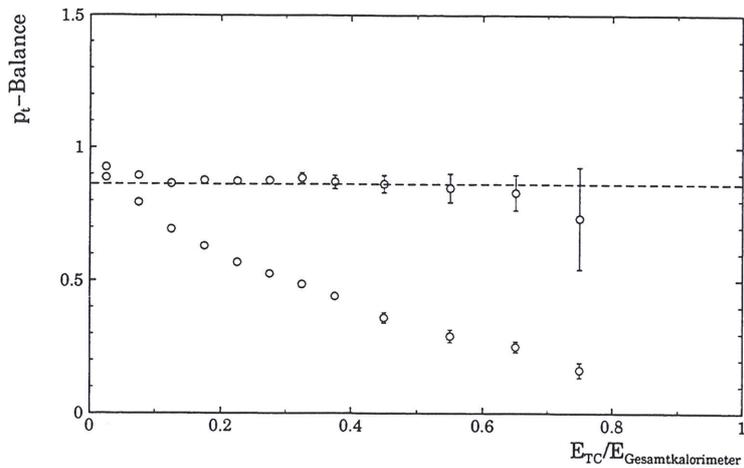


Abbildung 3.52: p_t -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.

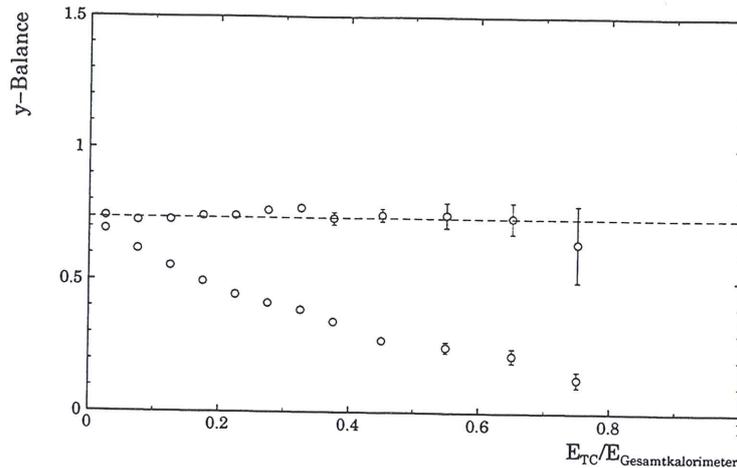


Abbildung 3.53: y -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.

3.6.2 Simulation von Ereignissen der Meßperiode 1995 und 1996

Die Analyse zur p_t - und y -Balance von Monte Carlo Ereignissen der Klasse 9 mit einem Q^2 größer als 1000 GeV^2 zeigten ein unerwartetes Bild, Abbildungen 3.54 sowie 3.55.

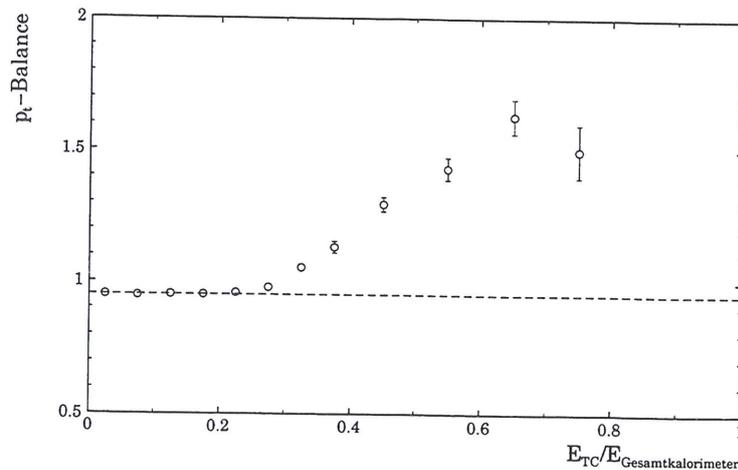


Abbildung 3.54: p_t -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q^2 größer als 1000 GeV^2 .

Während bis zu einem Energieanteil des Tail Catchers von 0.2 und damit der Mehrzahl der Ereignisse keine Abweichung von einer Geraden mit Steigung Null erkennbar ist, nehmen anschließend die Werte der p_t - bzw. y -Balance stark zu. Diese Form der Abweichung von einer Geraden deutet nicht auf einen Skalierungsfehler, sondern ist ein Hinweis auf einen energieabhängigen Fehler in der Simulation, da die seltenen Ereignisse mit Tail Catcher Beiträgen hoher Energie den Bereich mit Tail Catcher Anteil größer 0.2 dominieren. Die Sichtung einzelner Ereignisse aus diesem Bereich zeigten unphysikalische Energien¹¹ in einzelnen Toren von

¹¹Einerseits liegt die Sättigungsgrenze für einen einzelnen Tower bei ca. 50 GeV (vergl. Kapitel 3.1.2 sowie Kapitel 3.3.3), andererseits ist durch das Übersprechen eines Towers zum Nachbartower ein Verhältnis der Energien von z. B. 300 GeV zu einigen GeV nicht möglich.

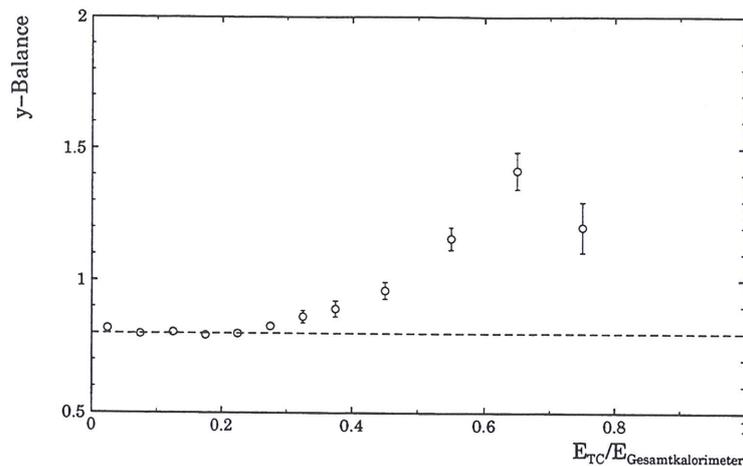


Abbildung 3.55: y -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für simulierte Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q^2 größer als 1000 GeV^2 .

mehr als 300 GeV mit Nachbartowern von nur einigen GeV. Als Ursache dieses Problems wurde die fehlende Kodierung der Ladungen und damit der Towerenergien in dem Digitalisierungsschritt zur der Erstellung der Ausgabebank IRTE identifiziert. Das Rekonstruktionsprogramm H1REC dekodiert beim Einlesen der Bank IRTE die nicht kodierten Ladungswerte der Monte Carlo Ereignisse¹². Die Folge ist ein größenabhängiges Skalieren der eingelesenen Werte nach folgender Formel:

$$E_{Rec} = \begin{cases} E_{Sim} & : E_{Sim} < 10.9 \text{ GeV} \\ 32.0 \cdot (E_{Sim} - 10.9 \text{ GeV}) & : E_{Sim} > 10.9 \text{ GeV} \end{cases}$$

E_{Rec} : in Energie umgerechnete, von H1REC eingelesene Towerladung

E_{Sim} : in Energie umgerechnete, von H1SIM simulierte Towerladung

Die Änderung der simulierten Towerenergien durch die Dekodierung ist in drei Bereiche aufzuteilen, wobei die Anzahl der Ereignisse in diesen Bereichen aufgrund des sehr seltenen Falles einer simulierten Energie von mehr als 10.9 GeV innerhalb eines einzelnen Towers stark differieren. Von 61000 analysierten Ereignissen wiesen nur 204 den Kodierungsfehler auf. Das entspricht 0.3% der Ereignisse.

I $E_{Sim} < 10.9 \text{ GeV}$

Die eingelesene Ladung und damit die Energie wird nicht verändert.

II $10.9 \text{ GeV} \leq E_{Sim} < 11.24 \text{ GeV}$

E_{Rec} variiert im Bereich vom Null GeV bis 10.9 GeV. Je größer der simulierte Wert ist, umso geringer wird die Differenz zum eingelesenen, im Grenzfall von 11.24 GeV simulierter Energie, beträgt die Differenz 340 MeV.

III $E_{Sim} > 11.24 \text{ GeV}$

Die eingelesene Ladung und damit die Energie ist größer als 10.9 GeV.

¹²Dieser Fehler ist mit der Version 3.09/17 von H1SIM behoben worden.

99.7% aller Ereignisse liegen im Bereich I und benötigen keinerlei Korrektur. Der Bereich II ist nachträglich nicht vom Bereich I zu unterscheiden, da die eingelesenen Energiewerte in beiden Fällen unter 10.9 GeV liegen. Der verbleibende Fehler durch die fehlende Möglichkeit einer Korrektur des Bereiches II ist gering, da einerseits das Fenster für diesen Fehler mit 340 MeV im Vergleich zum Meßbereiches des Tail Catchers klein ist und andererseits die simulierte Energie nur vermindert wird. Eine nachträgliche Korrektur dieses Fehlers ist für den Bereich III möglich, da hier ein eindeutiges Identifikationskriterium, die eingelesene Energie ist größer als 10.9 GeV, vorliegt. Hier von betroffen sind aber nur 0.3% der Ereignisse. Die Abbildungen 3.56 sowie 3.57 zeigen die Ergebnisse zur Analyse zur p_t - und y -Balance unter Berücksichtigung der Korrektur der Ereignisse aus dem Bereiches III.

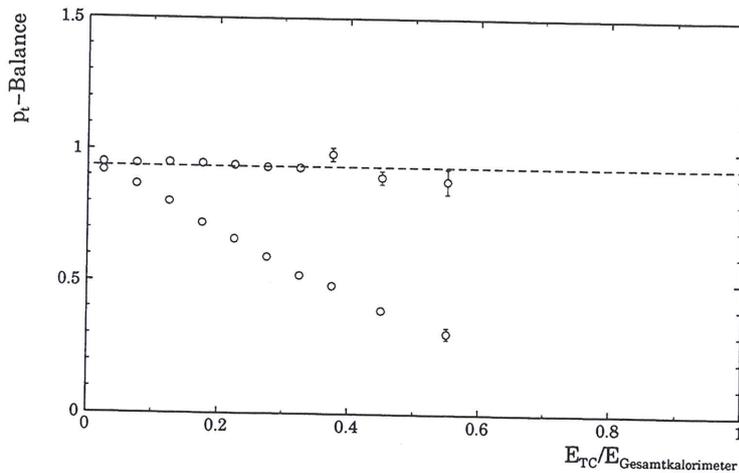


Abbildung 3.56: p_t -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q^2 größer als 1000 GeV^2 und korrigiertem Kodierungsfehler.

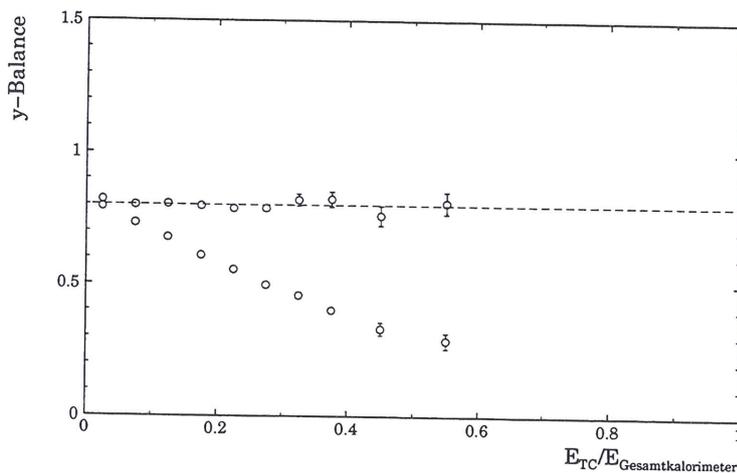


Abbildung 3.57: y -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q^2 größer als 1000 GeV^2 und korrigiertem Kodierungsfehler.

Die Balancewerte sind mit einer Geraden mit Steigung Null verträglich. Die großen Abweichungen sind also auf den Kodierungsfehler zurückzuführen sowie der Empfindlichkeit der p_t - und y -Balance Methoden auf diesen sehr selten auftretenden Fehler. Es gibt keinerlei Hinweis auf eine verbleibende Fehlkalibration der Energieskala des Tail Catchers.

Die folgenden Abbildungen 3.58 sowie 3.59 zeigen das Ergebnis der Analysen zur p_t - und y -Balance für simulierte Ereignisse der Klasse 11 einschließlich der Berücksichtigung des Kodierungsfehlers.

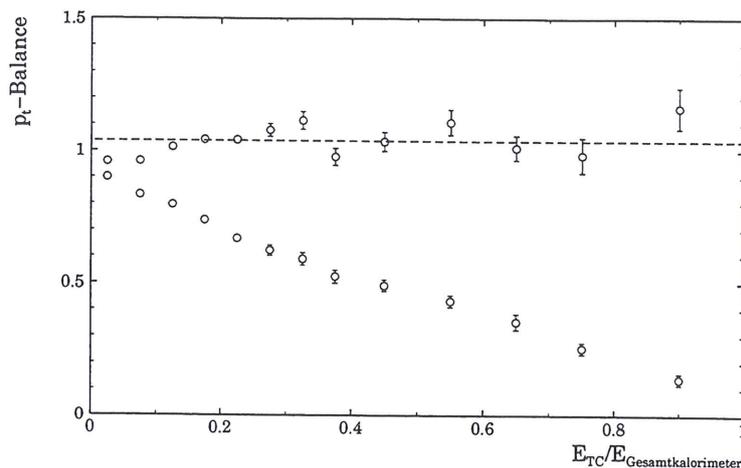


Abbildung 3.58: p_t -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 mit korrigiertem Kodierungsfehler.

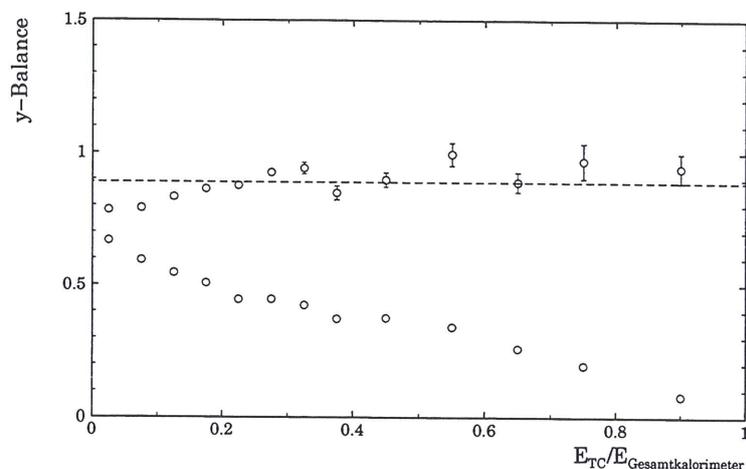


Abbildung 3.59: y -Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 mit korrigiertem Kodierungsfehler.

Ein genereller Trend zu einer Fehlkalibration des Tail Catchers ist nicht erkennbar, da einerseits die geringe Statistik relativ große Fehlerbalken begründet und andererseits die Werte stark fluktuieren.

3.6.3 Einfluß der Schauersimulation

Der Energiebeitrag des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse ist nicht nur von der korrekten Energieskala, dem verwendeten Generator und damit Model der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung abhängig, sondern auch von der Güte der Schauersimulation. Unterschiede in der Länge simulierter Schauer sind bei Behandlung des Flüssig-Argon Kalorimeters und des

Tail Catchers als Gesamtkalorimeter zwar vernachlässigbar, da bei ausreichender Tiefe die Energie vollständig absorbiert wird. Differenzen ergeben sich u.a. nur durch die unterschiedlichen Energieauflösungen der beiden Kalorimeter. Bei Nichtberücksichtigung des Tail Catchers wird aber die Leckenergie zusätzlich von der verwandten Schauersimulation abhängig. Weiterhin ist für einen Test von Modellen auf die Reproduktion von Ausläufern der Verteilungen notwendig, den Einfluß der Schauersimulation auf den Energiebeitrag des Tail Catchers abzuschätzen. Aus diesen Gründen ist die Standardschauersimulation von H1 GHEISHA¹³ [FES85] mit der Alternative CALOR [CAL89] verglichen worden. Zu diesem Zweck standen zwei Datensätze zur Verfügung, die sich nur in der verwandten Schauersimulation unterschieden. Generator, Digitalisierung sowie Rekonstruktion waren in beiden Fällen identisch.

Die Arbeit von M. Rudowicz [RUD92] zeigt, daß es den in früheren Simulation mit GHEISHA auftretenden Effekt signifikant zu „kurzer“ Schauer nicht mehr gibt. Es verbleibt aber die Tendenz, Schauer in der Größenordnung von einigen Prozent zu kurz zu simulieren. Im Mittel wird zwar das Verhalten des Flüssig-Argon Kalorimeter mit einem Fehler von 5% [AND93] korrekt simuliert, aber die Schauerform, Schauerfluktationen beschreibt das CALOR-Programm wirklichkeitsgetreuer [KOR94] [SPI94]. Diese geringen Unterschiede in der Schauersimulation können sich zu beträchtlichen Differenzen im Energiebeitrag des Tail Catchers akkumulieren.

Abbildung 3.60 zeigt den Anteil von Ereignissen mit Beitrag des Tail Catchers als Funktion der vom Tail Catcher detektierten Energie. Bis zu einer Energie von ca. 20 GeV ist der Anteil von Ereignissen mit Tail Catcher Beitrag der GHEISHA-Simulation signifikant geringer als der CALOR-Simulation. Für Energien größer als 20 GeV ist ein Unterschied nicht festzustellen. Dies deutet u. a. auf die im Mittel längeren Schauer der CALOR-Simulation im Vergleich zur GHEISHA-Simulation.

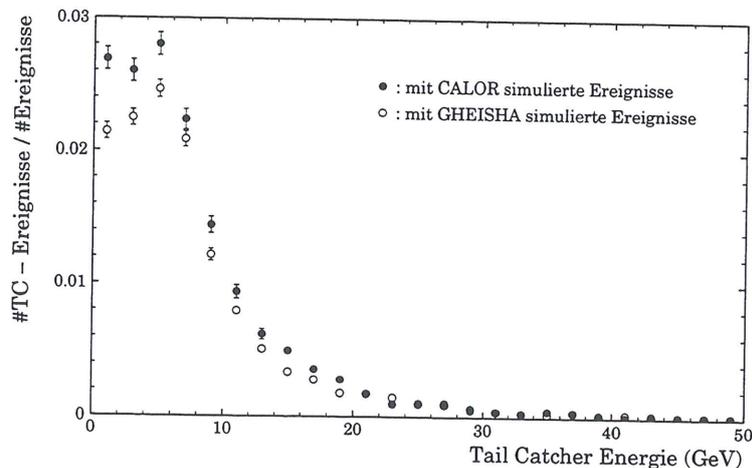


Abbildung 3.60: Anteil von Ereignissen mit Beitrag des Tail Catchers als Funktion der vom Tail Catcher gemessenen Energie.

Zur Abschätzung der Größe dieser Variationen zeigt Abbildung 3.61 die Differenz der Schauersimulation aus Abbildung 3.60 normiert auf die CALOR-Simulation als Funktion des Energiebeitrages des Tail Catchers.

¹³GHEISHA = Gamma-Hadron-Elektron-Interaktion-Schauer Programm

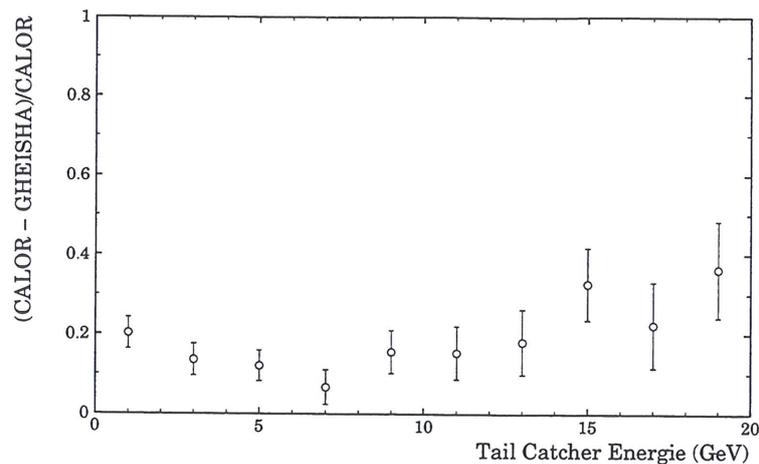


Abbildung 3.61: Auf CALOR normierten Differenzen zwischen der GHEISHA und CALOR Schauersimulation als Funktion des Energiebeitrages des Tail Catchers.

Im Mittel beträgt die Differenz der simulierten Energiedeposition im Tail Catcher ca. 25% mit einer Schwankungsbreite von 10% bis 40%. Damit lassen sich Unterschiede in dieser Größenordnung zwischen Modellen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung und Daten im Energiebeitrag des Tail Catchers nicht eindeutig auf eine unzureichende Modellbeschreibung zurückführen, sondern können auf Effekte der Schauersimulation basieren.

3.6.4 Zusammenfassung der Simulation des Tail Catchers

Die Analyse von Monte Carlo Ereignissen simuliert für die Meßzeiten bis einschließlich 1994 zeigte einen Fehler in der Digitalisierung der Tail Catcher Simulation. Durch falsche Parameter für das Modul der Crosstalksimulation sowie der Umrechnung von Streamer in Ladung ergibt sich ein Korrekturfaktor von 0.7 für die rekonstruierte Energiedeposition im Tail Catcher. Die Digitalisierung in der Simulation des Tail Catchers weist in 0.3% der Monte Carlo Ereignisse mit einem Q^2 größer als 1000 GeV^2 , die für die folgenden Meßzeiten simuliert wurden, durch die fehlende Kodierung der Towerladungen einen energieabhängigen Fehler auf. Simulierte Towerladungen, die einer Energie von mehr als 10.9 GeV entsprechen, werden hochskaliert. Dieser sehr seltene Fehler ist mit der Version 3.09/17 von H1SIM behoben worden. Eine nachträgliche Korrektur vorher simulierter Ereignisse ist wie beschrieben möglich. Es gibt keinerlei Hinweis auf eine verbleibende Fehlkalibration der Energieskala des Tail Catchers.

Nach Anwendung der Korrekturen weisen die Analysen zur p - und y -Balance für alle Meßzeiten auf eine verbleibende Unsicherheit in der Energieskala des Tail Catchers von 5%. Dieser Wert entspricht dem systematischen Fehler der generellen Energiekalibration für Daten.

Der Vergleich von zwei unterschiedlichen Schauersimulationen ergab eine mittlere Differenz der simulierten Energiedeposition im Tail Catcher von 25% für identisch generierte, digitalisierte und rekonstruierte Ereignisse. Abweichungen in dieser Größenordnung sind bei dem Vergleich des Energiebeitrages des Tail Catchers von Daten mit Monte Carlo Ereignissen somit nicht eindeutig auf eine unzureichende Modellbeschreibung zurückzuführen, sondern können auf Effekte der Schauersimulation beruhen.

Kapitel 4

Der Tail Catcher in tief-inelastischer ep - Streuung

In diesem Kapitel wird der Beitrag des Tail Catchers zur Analyse tief-inelastischer Elektron-Proton-Streuung behandelt. Die bisherigen Analysen basierten entweder auf spezielle Signale (kosmische Myonen, Protonstrahl-Halo Myonen,..) oder auf Ereignisse mit neutralem Strom ohne eine weitergehende Unterscheidung z. B. in den kinematischen Größen x und Q^2 . So ist es für die Überprüfung der Energiekalibration (vergl. Kapitel 3.4) ausreichend und auch aus statistischen Gründen notwendig, diese Analysen nur getrennt für Ereignisse der Klasse 9 und 11 gemäß der Klassifizierung von H1 durchzuführen. Die Untersuchung zum Beitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß (vergl. Kapitel 3.5.3) beinhaltet eine Aufteilung der Ereignisse in x und Q^2 . Die Aufgabe dieser Aufteilung ist es aber zu zeigen, daß die räumliche Konstanz des Tail Catcher Beitrages bezogen auf die unterschiedlichen Meßperioden, wie erwartet, unabhängig von der Kinematik ist. Die Einordnung der Ereignisse mit Hilfe der kinematischen Größen x, Q^2 wird nun in den folgenden Kapiteln genutzt, um neben der Verbesserung des Gesamtkalorimetersystems durch den Tail Catcher, die Abhängigkeit des Energiebeitrages und die Funktion des Tail Catchers von den kinematischen Variablen x, Q^2 zu diskutieren.

4.1 Einfluß auf das Gesamtkalorimetersystem

Da der Tail Catcher Leckenergie aus dem inneren Flüssig-Argon Kalorimeter mißt, sollte die Berücksichtigung des Tail Catchers Beitrages in der Verbesserung des Gesamtkalorimetersystem nachweisbar sein. Für Ereignisse mit neutralem Strom bietet sich hierzu als Maß die Summe des transversalen Impulses des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Elektrons an. Die Funktion des Tail Catchers wird in diesem Maß deutlich, da Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter zusätzliche Ausläufer in dieser Verteilung erzeugen, die der Tail Catcher verhindern soll. Im Gegensatz zur Untersuchung der transversalen Impulse wird das gestreute Lepton zur Analyse des radialen Energieflusses (vergl. Kapitel 4.1.2) nicht benötigt und kann somit auch für Ereignisse mit geladenem Strom verwandt werden.

Als Selektionskriterien sind die in Kapitel 3.4.1 beschriebenen verwandt worden.

4.1.1 Fehlender transversaler Impuls

Der fehlende transversale Impuls wird gebildet durch die vektorielle Addition der transversalen Impulse aller von der Wechselwirkung ausgehenden Teilchen. Im Idealfall ist aufgrund der

Impulserhaltung dieser Wert Null. Durch die begrenzte Meßgenauigkeit der Detektorkomponenten, die Nichterfassung im Strahlrohr verbliebener Teilchen, den Detektor verlassende Teilchen z. B. hochenergetische Myonen usw. ergibt sich eine Verteilung mit Ausläufern zu hohen Werten. Da in der vorliegende Analyse ausschließlich die Kalorimetrie von H1 benutzt wurde, fehlen zusätzlich die transversalen Impulse in den Spurenkammern verbliebener Teilchen. Bleibt im Falle von Leckenergie der Energiebeitrag des Tail Catchers unberücksichtigt, wird diese Verteilung zusätzlich zu höheren Werten verschoben und die Ausläufer vergrößert. Die Differenz der Mittelwerte der Verteilungen mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers ist somit ein Maß für die Wirksamkeit des Tail Catchers.

Abbildung 4.1 zeigt für alle Ereignisse aus der Klasse 11 (kleines Q^2) der Meßzeit von 1996 die Verteilungen des fehlenden transversalen Impulses, jeweils mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers. Der Mittelwert wird um ca. 1% bei Nichtbeachtung des Tail Catcher Beitrages verschlechtert. Für Ereignisse mit einer Mindestenergie deposition im Tail Catcher von 1 GeV erhöht sich dieser Wert auf ca. 7.2%, Abbildung 4.2.

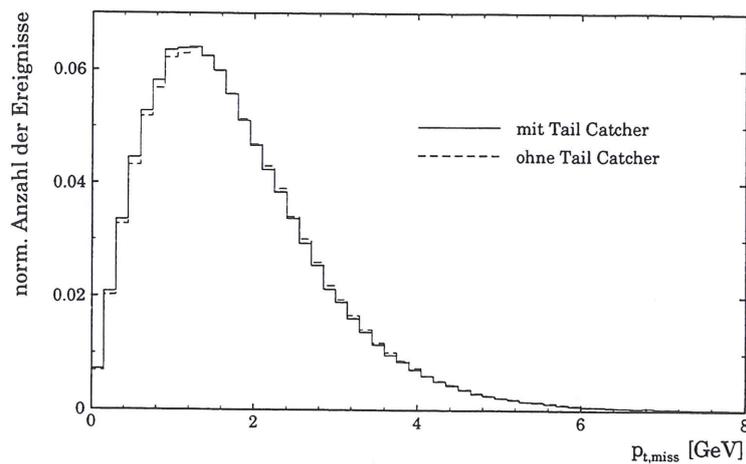


Abbildung 4.1: *Fehlender transversaler Impuls mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11.*

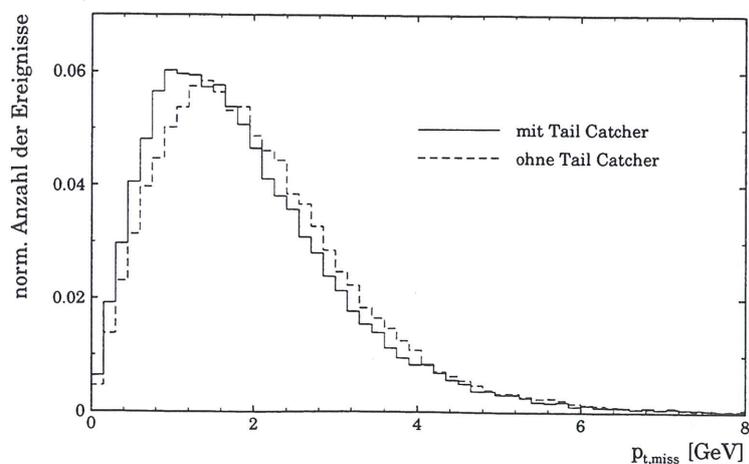


Abbildung 4.2: *Fehlender transversaler Impuls mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11 mit einem Energiebeitrag des Tail Catchers von mehr als 1 GeV.*

Im Gegensatz zur Klasse 11 ist der Einfluß des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 9 (großes Q^2) größer. Für alle Ereignisse dieser Klasse verschlechtert sich der Mittelwert um ca. 3.2%, Abbildung 4.3, bei Vernachlässigung des Tail Catcher Beitrages. Für Ereignisse mit einer Mindestenergie deposition im Tail Catcher von 1 GeV erhöht sich dieser Wert auf ca. 19.4%, Abbildung 4.4.

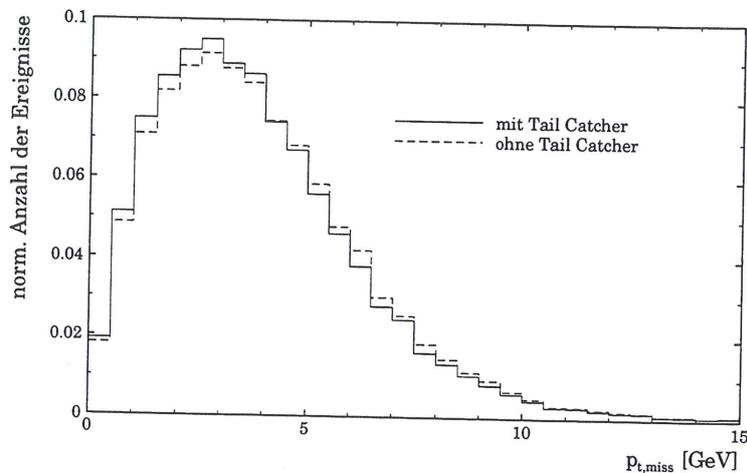


Abbildung 4.3: Fehlender transversaler Impuls mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 9.

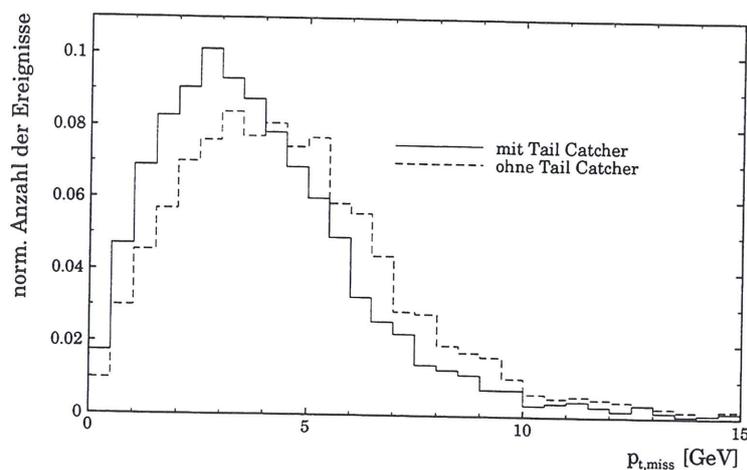


Abbildung 4.4: Fehlender transversaler Impuls mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 9 mit einem Energiebeitrag des Tail Catcher's von mehr als 1 GeV.

Der größere Einfluß des Tail Catchers auf Ereignisse mit hohem Q^2 ist zu erwarten, da mit steigendem Q^2 höhere invariante Massen W^2 des hadronischen Endzustandes erreicht werden können und somit die Wahrscheinlichkeit von Energiedepositionen im Tail Catcher steigen. In der Tabelle 4.1 sind die prozentualen Änderungen zusammengefaßt.

	prozentuale Änderung	
	Klasse 11	Klasse 9
alle Ereignisse	+1.0%	+3.2%
Ereignisse mit Beitrag des TC's	+7.2%	+19.4%

Tabelle 4.1: Prozentuale Änderung des Mittelwertes der Verteilung des fehlenden transversalen Impulses durch Nichtbeachtung des Tail Catcher Beitrages.

4.1.2 Radialer Energiefluß

Der transversale Energiefluß (vergl. Kapitel 3.5.3) mißt die mittlere transversale hadronische Energiedeposition als Funktion der Pseudorapidität. Durch die skalare Addition der transversalen Energiebeiträge innerhalb eines Pseudorapiditätsbereiches wird aber die Information über die Verteilung der Energiedeposition in ϕ (vergl. Kapitel 2.3) nicht berücksichtigt. Unterschiede in Daten und simulierten Ereignissen in der Konzentration der hadronischen Energiedeposition zeigen sich zwar auch in der θ Dimension und damit der Pseudorapidität, können aber bei aus statistischen Gründen ausreichend groß gewählten Pseudorapiditätsbereichen unentdeckt bleiben. Der radiale Energiefluß gibt nun ein Maß unabhängig von der Größe des Pseudorapiditätsbereiches für die Breite der Energiedeposition in ϕ . Unterschiede in der Konzentration der Energiedeposition werden detektierbar. Dieses Verhalten wird für die Analyse des Tail Catcher Beitrages genutzt. Im Falle von Leckenergie wird die Konzentration der Energiedeposition bei Berücksichtigung des Tail Catchers größer als bei Vernachlässigung der Energiedeposition im Tail Catcher.

Der radiale Energiefluß im Laborsystem ist hier wie folgt definiert:

$$E_{r,\eta} = \frac{\left[(\sum_i E_{x,i})^2 + (\sum_i E_{y,i})^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\sum_i (E_{x,i}^2 + E_{y,i}^2)^{\frac{1}{2}}} \Bigg|_{\eta}$$

$$E_{r,\eta} = \frac{\left[(\sum_i E_{x,i})^2 + (\sum_i E_{y,i})^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\sum_i E_{t,i}} \Bigg|_{\eta}$$

- η : Pseudorapidität
- $E_{r,\eta}$: radialer Energiefluß innerhalb des Pseudorapiditätsbereiches η
- $E_{x,y,i}$: Energie der entsprechenden x,y Impulskomponenten des Clusters i
- $E_{t,i}$: transversale Energie des Cluster i

Der radiale Energiefluß ist somit das Verhältnis von vektoriell bestimmten zum skalar berechneten transversalen Energiefluß. Der Wertebereich des radialen Energieflusses ist [0,1]. Wird die Energie innerhalb eines Pseudorapiditätsbereiches in einem Cluster konzentriert, unterscheiden sich die vektoriell und skalar bestimmten transversalen Energien nicht, der radiale Energiefluß wird eins. Ist die Energiedeposition innerhalb eines Pseudorapiditätsbereiches in ϕ über mehrere Cluster verteilt, ergibt die vektorielle Bestimmung der transversalen Energie eine kleinere Größe als die skalare Summation, der radiale Energiefluß nimmt in Abhängigkeit der Verteilung Werte kleiner 1 an. Der radiale Energiefluß wird umso kleiner, je breiter die Energiedepositionen in ϕ verteilt sind, bzw. je weiter hohe Energiedepositionen auseinander liegen. Im Extremfall, in

ϕ entgegengesetzter gleichgroßer Energiedepositionen oder homogen verteilter Energie, ergibt die vektorielle Bestimmung des transversalen Energieflusses Null, entsprechend wird der radiale Energiefluß Null.

Dieses Verhalten des radialen Energieflusses, ein Maß für die Konzentration der Energiedeposition innerhalb eines Pseudorapiditätsbereiches zu sein, wird für die Analyse des Tail Catcher Beitrages genutzt. Im Falle von Ereignissen mit Leckenergie im Tail Catcher wird bei Nichtbeachtung der Leckenergie die Verteilung homogener, der radiale Energiefluß wird zu kleineren Werten verschoben. Abbildung 4.5 zeigt beispielhaft den radialen Energiefluß für Ereignisse der Klasse 11 aus der Meßperiode von 1994 mit einem Mindestbeitrag des Tail Catchers von 1 GeV.

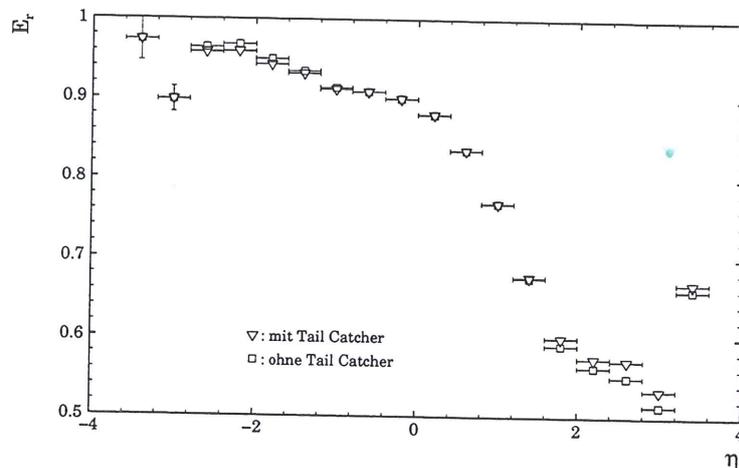


Abbildung 4.5: Radialer Energiefluß der Meßzeit von 1994 mit und ohne Berücksichtigung des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11.

Im Bereich der Pseudorapidität größer 1.2 (vordere Endkappe) dient der Tail Catcher als Detektor für Leckenergie. Die Berücksichtigung des Beitrages des Tail Catchers erhöht in diesem Bereich signifikant den radiale Energiefluß. Aufgrund des Volumens der toten Materie durch die supraleitende Spule im Bereich des Barrels (Pseudorapidität $[-1,1.2]$) ist der Beitrag des Tail Catchers gering, die Differenzen im radialen Energiefluß in dieser Analyse nicht sichtbar. Im rückwärtigen Bereich (Pseudorapidität kleiner -1.0) diente der Tail Catcher in der Meßperiode von 1994 als alleiniges hadronisches Kalorimeter. Aufgrund der Granularität des Tail Catchers sowie der lateralen Ausdehnung hadronischer Schauer wird die in Abbildung 4.5 sichtbare Verkleinerung des radialen Energieflusses bei Berücksichtigung des Tail Catchers erwartet.

Den radialen Energiefluß in unterschiedlichen x und Q^2 Bereichen zeigt Abbildung 4.6. Zusätzlich zu den Daten der Klasse 11 der Meßzeit von 1994 sind die Daten der Klasse 9 zur Erweiterung des Bereiches in Q^2 mit berücksichtigt worden. Die Aufteilung der Ereignisse ist analog der Analyse zum transversalem Energieflußbeitrages (vergl. Kapitel 3.5.3). Trotz der geringeren Anzahl von Ereignissen je Teilmenge und damit größerer Fehler zeigt sich in allen x und Q^2 Bereichen das zu Abbildung 4.5 analoge Verhalten.

Q^2

$Q^2 > 316 \text{ GeV}^2$

$100 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 316 \text{ GeV}^2$

$50 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$

$20 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$

$10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$

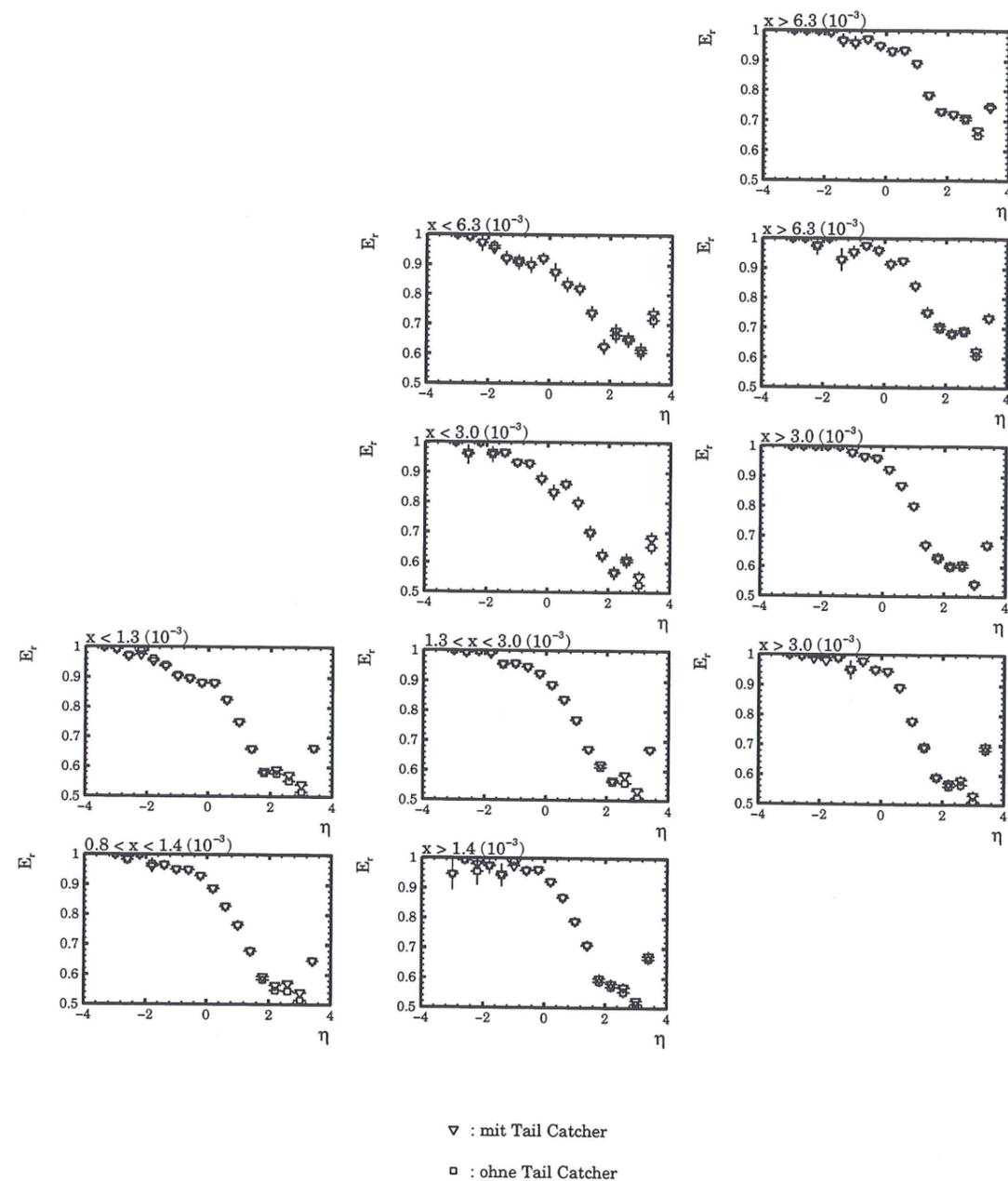
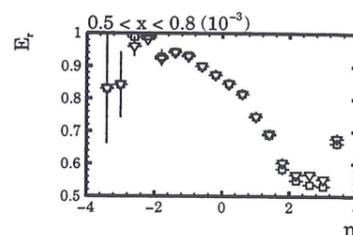
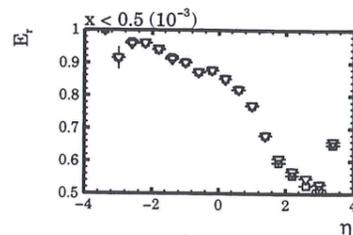
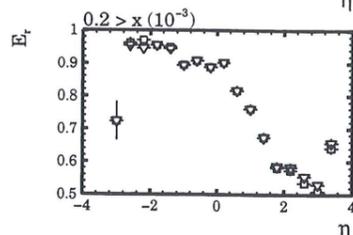
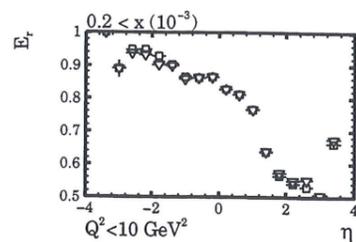


Abbildung 4.6: Radialer Energiefluß der Meßzeit von 1994 in Abhängigkeit von x und Q^2 im Laborsystem für Ereignisse der Klasse 9 und 11.

4.2 Beitrag des Tail Catchers als Funktion von x und Q^2

Betrachtet man den mittleren Energiebeitrag des Tail Catchers bezogen auf die Gesamtheit der Ereignisse als Funktion von Q^2 , erwartet man einen mit Q^2 ansteigenden Beitrag des Tail Catchers. Mit zunehmenden Q^2 werden größere invariante Massen W^2 des hadronischen Endzustandes erreicht und somit die Wahrscheinlichkeit von Leckenergie im Tail Catcher erhöht. Im Gegensatz dazu zeigt aber Abbildung 4.7 für den Bereich von Q^2 größer als 316 GeV^2 einen nahezu unabhängigen Beitrag des Tail Catchers von Q^2 . Im Bereich Q^2 kleiner als 316 GeV^2 steigt der mittlere Energiebeitrag des Tail Catchers sogar mit abnehmendem Q^2 an. Den nicht erwarteten Anstieg mit abnehmenden Q^2 zeigt auch die Abbildung 4.8, der Häufigkeit von Beiträgen des Tail Catchers.

Die Grundlage für diese Analyse bildeten die Daten der Meßzeiten von 1995 und 1996. Als Selektionskriterien wurden die in Kapitel 3.4.1 beschriebenen genutzt, die Einteilung der Q^2 Bereiche geschah analog zur Analyse zum transversalen Energiefluß (Kapitel 3.5.3).

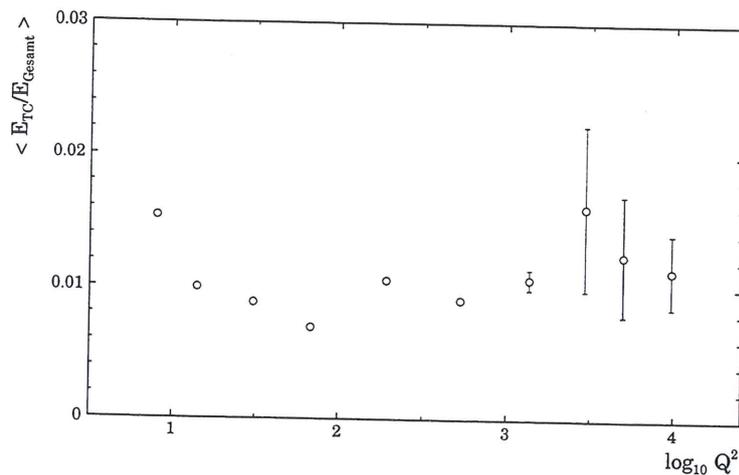


Abbildung 4.7: Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers als Funktion von Q^2 .

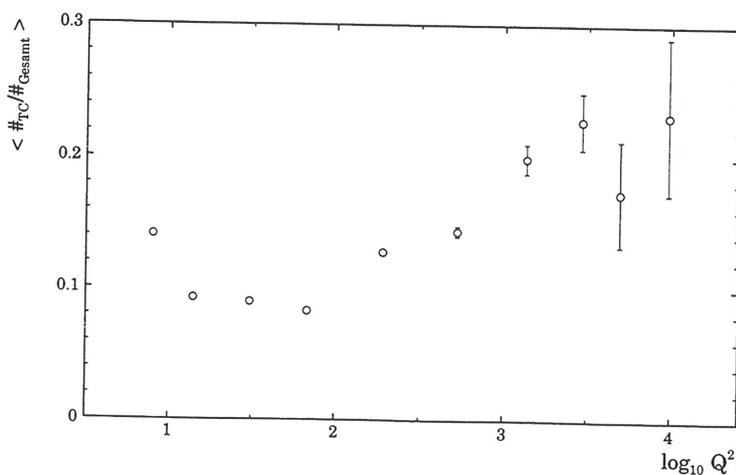


Abbildung 4.8: Häufigkeit von Beiträgen des Tail Catchers mit mehr als 1 GeV als Funktion von Q^2 .

Dieses Verhalten ist in der Doppelfunktion des Tail Catchers begründet, Detektieren von Leck-

energie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter und Schließen der rückwärtigen Akzeptanzlücke für Hadronen. Die Analyse zum transversalen Energiefluß (Kapitel 3.5.3) zeigt, daß bei kleinem Q^2 ($< 316 \text{ GeV}^2$) in den einzelnen Q^2 Bereichen bei kleinen x Werten der Beitrag des Tail Catchers durch Energiedepositionen im rückwärtigem Bereich der Akzeptanzlücke dominiert ist (Abbildung 3.44). Werden Ereignisse aus diesem kinematischen Bereich von der Analyse ausgeschlossen, ergeben sich die Abbildungen 4.9 und 4.10.

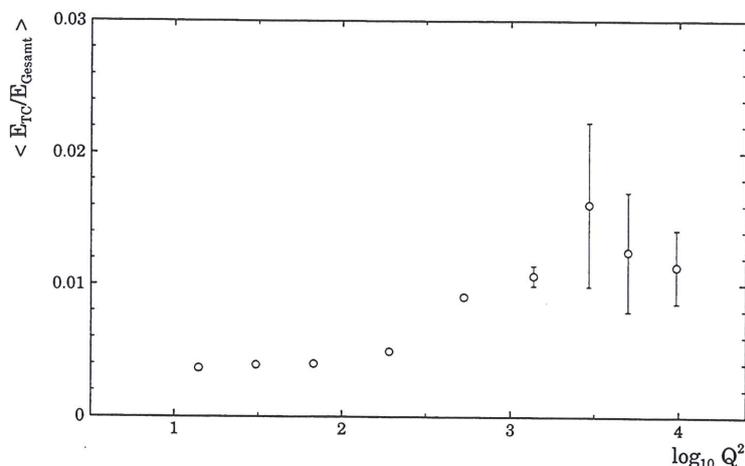


Abbildung 4.9: Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers als Funktion von Q^2 unter Ausschluss von Ereignissen mit kleinem x .

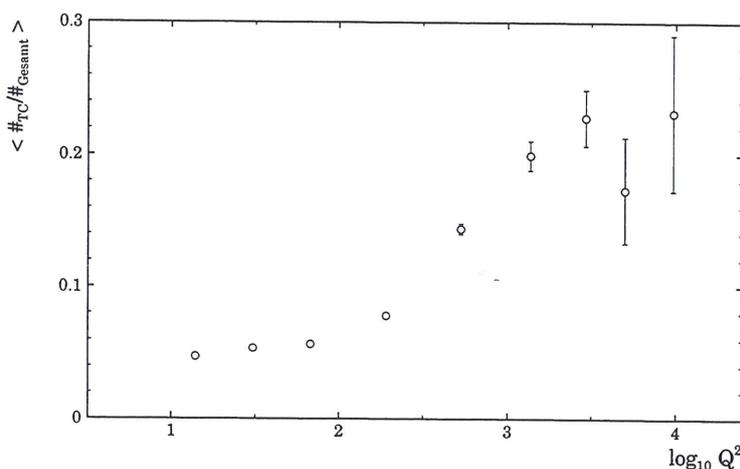


Abbildung 4.10: Häufigkeit von Beiträgen des Tail Catchers mit mehr als 1 GeV als Funktion von Q^2 unter Ausschluss von Ereignissen mit kleinem x .

Wie erwartet, nimmt die Häufigkeit und Höhe des Energiebeitrages des Tail Catchers mit Q^2 zu. Somit läßt sich die Funktion des Tail Catchers im statistischen Mittel an den beiden kinematischen Variablen x und Q^2 unterscheiden. Im Bereich $Q^2 < 316 \text{ GeV}^2$ ist der mittlere Energiebeitrag des Tail Catchers in der Funktion, Detektieren von Leckenergie, gering, mehrere Ordnungen höher ist sein Beitrag bei ausreichend kleinem x durch das Schließen der rückwärtigen Akzeptanzlücke. Im Gegensatz dazu dominiert die Funktion als Tail Catcher im Bereich $Q^2 > 316 \text{ GeV}^2$.

Kapitel 5

Der Beitrag des Tail Catchers zu unerwarteten H1-Beobachtungen

Die Untersuchung des vom HERA-Speicherring erschlossenem neuen kinematischen Bereiches bedarf der Nutzung aller vom H1-Detektor zur Verfügung gestellter Ressourcen sowie des weitestgehenden Verständnisses der Funktionen aller Detektorkomponenten. Das resultiert aus der Aufgabe des H1-Detektors u. a. die Strukturfunktionen in dem neuen kinematischen Bereich möglichst genau zu messen, aber auch Abweichungen vom Standardmodell zu detektieren. Abweichungen durch neue Teilchen können sich durch Anhäufung von Ereignissen innerhalb eines kinematischen Bereiches und/oder in nichterwarteten Ereignistopologien manifestieren. Die Notwendigkeit von Universalität beim Betreten physikalischen Neulandes, aber auch das Erwartungen nur teilweise erfüllt werden, zeigen bezüglich der Funktion des Tail Catchers die zwei folgenden Analysen der H1-Kollaboration.

Die 1997 veröffentlichte Analyse [H1-97] basiert auf der Beobachtung von 12 Ereignissen des neutralen Stroms und einem Q^2 größer als 15000 GeV^2 . Die Erwartung lag dagegen bei 4.71 ± 0.76 Ereignissen. Zusätzlich konzentrierten sich 7 Ereignisse innerhalb von 25 GeV um einen mittleren Massenwert von 200 GeV im Vergleich zu 0.95 ± 0.18 erwarteten. Außerhalb des Standardmodells kann diese Anhäufung als Resonanz und damit neue Teilchen wie z. B. Leptoquarks, Leptogluonen, usw. gedeutet werden, aber auch eine modellkonforme Erklärung durch statistische Fluktuation ist möglich. Für weitere Untersuchungen ist daher eine höhere integrierte Luminosität als Analysebasis notwendig.

Eine Grundlage dieser Analyse besteht in der genauen Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Da in diesem hohen Q^2 -Bereich die Häufigkeit eines Beitrages durch den Tail Catcher bei ca. 25% liegt (vergl. Abbildung 4.10), ist eine genaue Untersuchung möglicher Beiträge durch den Tail Catcher notwendig. Die Sichtung der Ereignisse ergab ein einzelnes Ereignis¹ (Abbildung 5.1) mit Beitrag des Tail Catchers. Diese Anzahl liegt zwar im Rahmen des statistischen Fehlers, die Erwartung lag jedoch bei drei Ereignissen.

¹Runnummer 118778, Ereignisnummer 136969

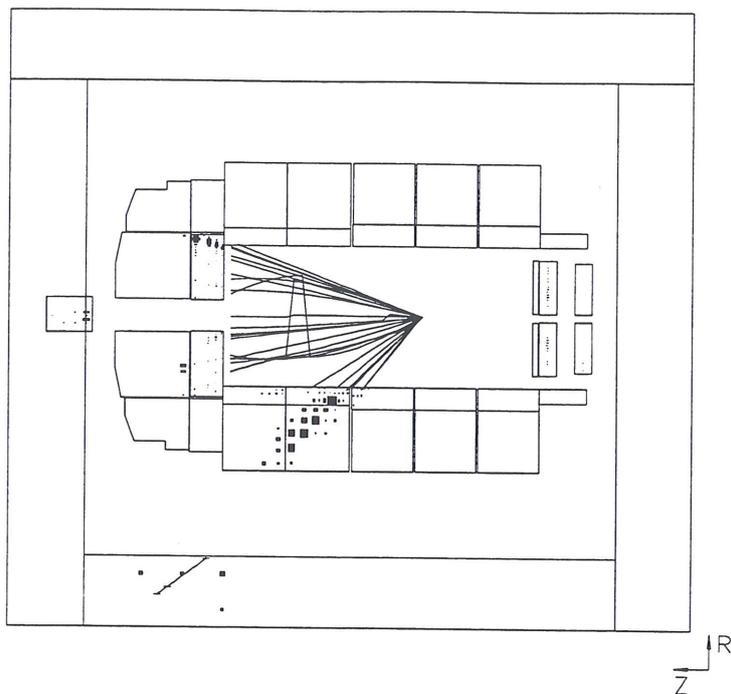


Abbildung 5.1: Ereignis mit Beitrag des Tail Catchers aus der Analyse [H1-97] zu Ereignissen mit einem Q^2 größer als 15000 GeV^2 .

Die Höhe der im Tail Catcher detektierten Energie beträgt 1.5 GeV . Das entspricht einem transversalen Impuls von 1.1 GeV . Das Verhältnis der transversalen Impulsbeträge des hadronischen Endzustandes zum gestreuten Lepton verbessert sich durch den Tail Catcher von 0.86 auf 0.88 . Die Sichtung aller Ereignisse ergab somit keine Veränderung der kinematischen Größen dieser Ereignisse, in einem einzelnen Ereignis wurde durch den Tail Catcher die Bestimmung der Kinematik verbessert.

Das bei unerwarteten Beobachtungen Detektorkomponenten zusätzliche Funktionen übernehmen, zeigt beispielhaft für den Tail Catcher die Analyse der H1-Kollaboration "Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum" [H1-98]. Diese Analyse basiert auf der Beobachtung von sechs Ereignissen mit einem hochenergetischen isolierten Lepton in der Klasse der Ereignisse mit fehlendem transversalen Impuls aus den Meßzeiten von 1994 bis 1997. Ohne dem isolierten Lepton entspricht die Topologie dieser Ereignisse denen mit geladenem Strom. Eines dieser Ereignisse weist ein Elektron als isoliertes Lepton auf, die restlichen fünf ein Myon. Innerhalb des Standardmodells können zwei dieser sechs Ereignisse auf die Produktion eines W-Bosons mit anschließendem leptonischen Zerfall zurückgeführt werden, während für die restlichen vier, aufgrund der Abweichung ihrer kinematischen Größen von den Erwartungen aus diesem Prozeß, diese Erklärung als nicht wahrscheinlich gilt. Hierbei darf nicht unerwähnt bleiben, daß die Berechnungen auf Kalkulationen mit führender Ordnung beruhen und es unbekannt ist, inwieweit höhere Ordnungen in der QCD die Erwartungen ändern (vergl. [H1-98] Seite 9).

Zu dieser Analyse trug der Tail Catcher neben seiner Funktion - Detektion von Leckenergie - zusätzlich in den folgenden zwei wichtigen Punkten bei:

- Myonidentifikation bzw. Überprüfung der Teilchenidentifikation,
- Überprüfung der Ereignisse auf die Existenz hochenergetische ionisierender Teilchen, die im inneren Flüssig-Argon Kalorimeter kein Signal erzeugt haben.

Da in diesen Ereignissen in fünf Fällen das isolierte Lepton als Myon identifiziert wurde, trug der Tail Catcher in der Funktion Myonidentifikation bzw. Überprüfung der Identifikation in diesen Ereignissen bei. Speziell für das Ereignis in Abbildung 5.4 konnte durch den Ausfall des Digitalteils des instrumentierten Eisens nur der Tail Catcher zur Überprüfung der Teilchenidentifikation genutzt werden. Mit dem zweiten Punkt dient der Tail Catcher in der Analyse dem Nachweis, dass die wichtige Größe in dieser Analyse - der fehlende transversale Impuls - nicht auf Teilchen zurückgeführt werden kann, die im inneren Flüssig-Argon Kalorimeter kein Signal erzeugt haben. Der Beitrag des Tail Catchers in Abhängigkeit der unterschiedlichen Funktionen wird im Folgenden an den einzelnen Ereignissen aufgezeigt.

In der Funktion, Detektion von Leckenergie, wurden im Tail Catcher bei drei² der insgesamt sechs Ereignisse Energiedepositionen von mehr als 1 GeV detektiert. Die Abbildungen 5.2 bis 5.4 zeigen diese Ereignisse aus den Jahren 1994 bis 1997.

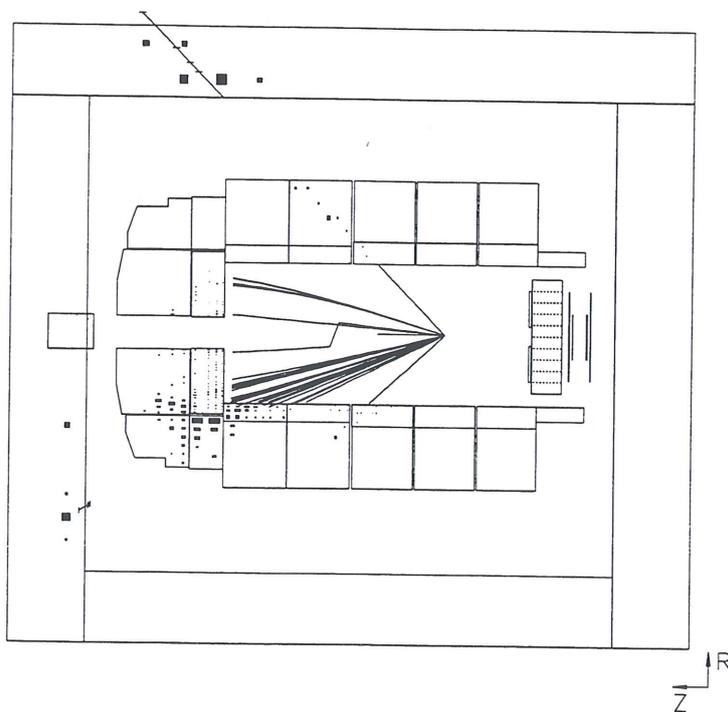


Abbildung 5.2: Myonereignis 1 mit Beitrag des Tail Catchers in Form von Leckenergie.

Die im Tail Catcher deponierte Leckenergie variiert zwischen 1.3 GeV und 4.1 GeV mit einem entsprechenden Beitrag zum transversalen Impuls des hadronischen Endzustandes zwischen 0.3 GeV

²Myon 1: Runnummer 84295, Ereignisnummer 3645

Myon 3: Runnummer 188108, Ereignisnummer 5066

Myon 5: Runnummer 195308, Ereignisnummer 16793

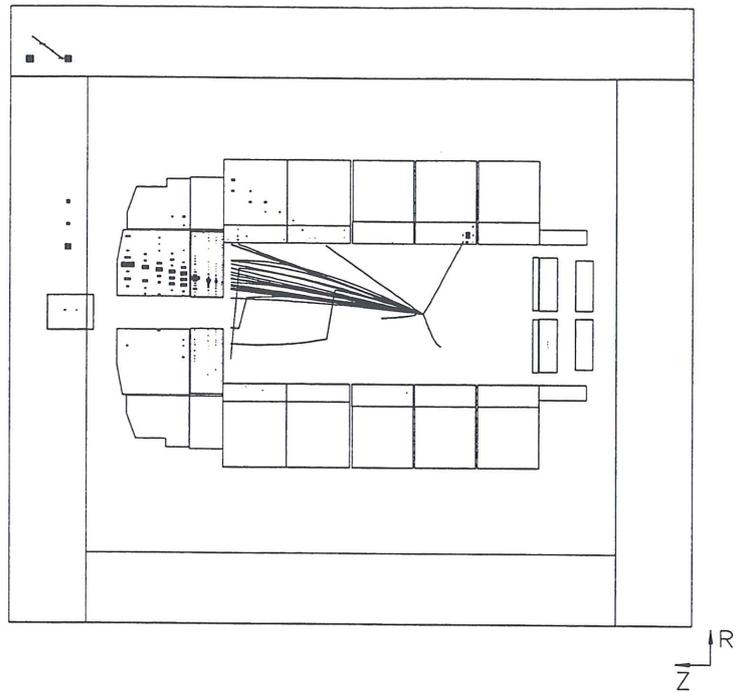


Abbildung 5.3: *Myonereignis 3 mit Beitrag des Tail Catchers in Form von Leckenergie.*

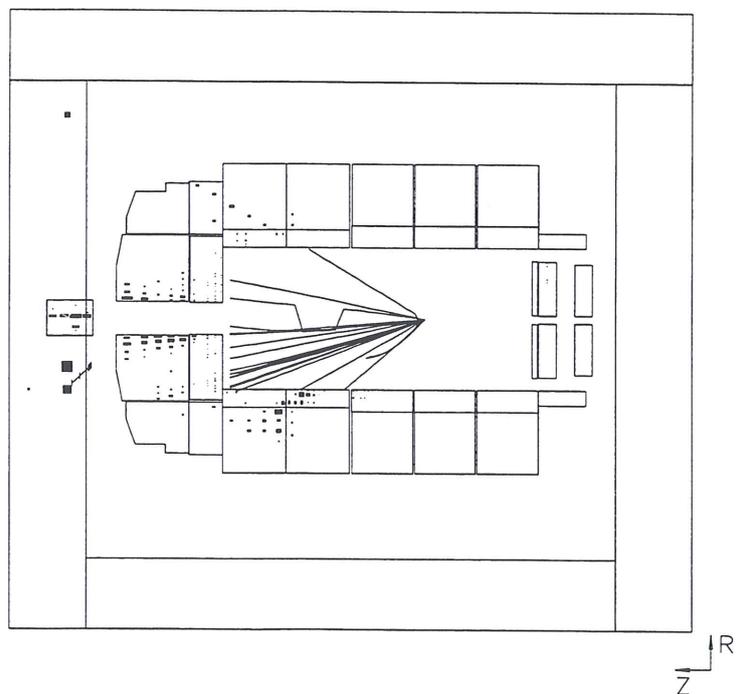


Abbildung 5.4: *Myonereignis 5 mit Beitrag des Tail Catchers in Form von Leckenergie und Myonidentifikation.*

und 1.0 GeV. Der Beitrag zu der wichtigen Größe - fehlender transversaler Impuls - beträgt somit bis zu 5%.

In der zweiten Funktion diente das instrumentierte Eisen dem Nachweis, ob der fehlende transversale Impuls durch im inneren H1-Detektor nicht nachgewiesene hochenergetische ionisierende Teilchen hervorgerufen wurde. Die Kernaussage dieser Analyse besteht darin, dass sechs Ereignisse mit fehlendem transversalem Impuls getragen von im Detektor nicht nachweisbare Neutrinos beobachtet wurden, aber im Rahmen des Standardmodells bezogen auf die Luminosität nur zwei Ereignisse dieser Art durch Produktion eines W -Bosons erwartet werden. Somit ist für diese Analyse der Nachweis, dass der fehlende transversale Impuls nicht durch ionisierende Teilchen getragen wurde, die im Detektor nicht nachgewiesen wurden, von fundamentaler Bedeutung. Innerhalb des inneren Flüssig-Argon Kalorimeters ist kein Hinweis auf solche Teilchen zu erkennen. Diese Aussage ist aber durch den Tail Catcher zu ergänzen, da einerseits die Möglichkeit besteht, dass Pionen ohne jegliche Wechselwirkung das Flüssig-Argon Kalorimeter passieren und andererseits, die hintere Akzeptanzlücke für Hadronen nur durch den Tail Catcher geschlossen wird.

Die Analyse der Energiedepositionen im Eisen zeigten jedoch neben der Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter und der Energiedeposition durch die Myonen keinerlei weitere Hinweise auf entsprechende Teilchen. Weiterhin ergab sich auch kein Hinweis auf aus dem Tail Catcher leckende Teilchen. Bei einer Gesamttiefe des Kalorimetersystems von mehr als 14λ (Wechselwirkungslängen) ist damit eine Fehlmessung des transversalen Impulses durch nicht detektierte ionisierende Teilchen mit einer konservativ abgeschätzten Wahrscheinlichkeit von 10^{-3} [H1-98] nahezu ausgeschlossen.

In den fünf Ereignissen mit Myonen diente die Größe und Topologie des Myonsignals im Tail Catcher zusätzlich zur Überprüfung der Teilchenidentifikation. Wie schon erwähnt, konnte speziell im Ereignis in Abbildung 5.4 durch den Ausfall des Digitalteils des instrumentierten Eisens nur der Tail Catcher zur Überprüfung der Teilchenidentifikation genutzt werden. In der Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Größen der Myonsignale aus den fünf Ereignissen zusammengefasst.

Hierbei sei nochmals ausdrücklich darauf hingewiesen, daß das Myonsignal in GeV nicht der Energie des Myons entspricht, sondern das hadronische Energieäquivalent des Myonsignals ist. Der Tail Catcher ist ein hadronisches Kalorimeter, das zwar mit Hilfe von kosmischen Myonen geeicht wird, aber nicht der Energiebestimmung von Myonen dient.

Myonereignis	Myonsignal [GeV]	LST-Lagen mit Pads	Spurwinkel zur Flächennormale [Grad]	Signal pro Towerlage [GeV]
1	7.3	11	45.2	0.66
2	2.5	9	25.2	0.28
3	3.7	4	53.0	0.93
4	4.5	10	1.0	0.45
5	0.6	2	-	0.30

Tabelle 5.1: Kenngrößen der Myonsignale der fünf Ereignisse mit einem isolierten hochenergetischen Lepton und fehlendem transversalem Impuls.

Der Vergleich zwischen dem Myonsignal der fünf Ereignisse mit der Verteilung des Signals kosmischer Myonen sowie Myonen aus Ereignissen der tief-inelastischen Streuung (vergl. Abbildung 5.5) zeigt nur mit Ausnahme des Ereignisses 2 eine erhebliche Abweichung vom wahrscheinlichsten Wert von ca. 2.2 GeV. Dies ist aber kein Hinweis auf eine falsche Teilchenidentifikation als Myon, sondern Folge der unterschiedlichen Anzahl von Lagen mit Pads, die zum Signal beitragen und der Abhängigkeit des Myonsignals vom Winkel zwischen Flächennormale der Kammer in Richtung des Drahtes (vergl. [MAR94]).

Abbildung 5.6 zeigt daher die Abhängigkeit des Myonsignals pro Padlage vom Winkel zwischen

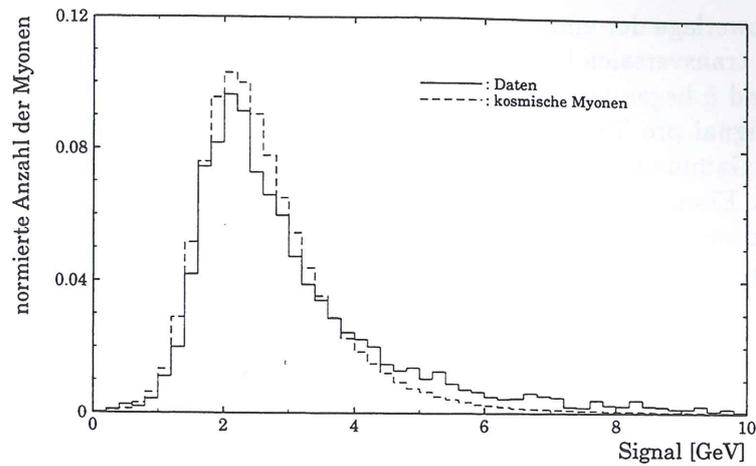


Abbildung 5.5: Signal kosmischer Myonen (gestrichelte Linie) und Myonen aus Ereignissen der tief-inelastischen Streuung (durchgezogene Linie) im Tail Catcher.

Myonspur und Flächennormale in Drahrichtung, in der Tabelle 5.2 sind die Mittelwerte und Breiten der Verteilungen für die einzelnen Winkelbereiche aufgeführt.

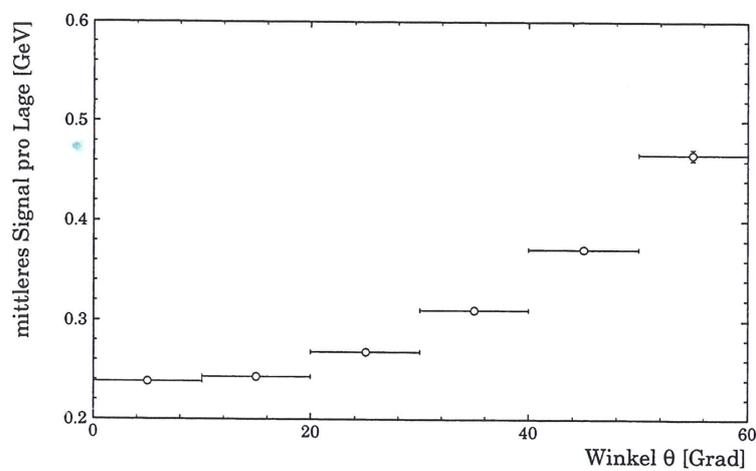


Abbildung 5.6: Winkelabhängigkeit des mittleren Signals kosmischer Myonen pro LST-Lage mit Pads.

Winkelbereich [Grad]	Mittelwert [GeV]	σ [GeV]
0.0 ÷ 10.0	0.238	0.108
10.0 ÷ 20.0	0.243	0.112
20.0 ÷ 30.0	0.268	0.120
30.0 ÷ 40.0	0.310	0.136
40.0 ÷ 50.0	0.371	0.144
> 50.0	0.466	0.266

Tabelle 5.2: Kenngrößen des Myonsignals als Funktion des Winkels.

Vergleicht man nun unter Berücksichtigung des Spurwinkels zur Flächennormale der Lagen das

Myonsignal pro Towerlage der einzelnen Ereignisse mit einem isolierten hochenergetischen Lepton und fehlendem transversalen Impuls mit dem Signal kosmischer Myonen, ergibt sich folgendes Bild: Ereignis 2 und 5 liegen innerhalb eines Sigmas des Myonsignals. Ereignis 1 liegt bezogen auf das gesamte Signal pro Towerlage außerhalb eines Sigmas. Die Analyse dieses Ereignisses zeigt aber, dass ein Gamma parallel zur Myonspur in der ersten Towerlage 7 Drahthits ausgelöst hat, bevor es vom Eisen absorbiert wurde. Unter Berücksichtigung dieser Energiedeposition ergibt sich ein Myonsignal pro Towerlage von 0.405 GeV, das bei dem Spürwinkel von 45 Grad innerhalb eines Sigmas liegt. Die verbleibenden Ereignisse 3 und 4 liegen nur innerhalb von 2 Sigma des Myonsignal pro Towerlage unter Berücksichtigung des Spürwinkels. In der Bewertung ist hierbei speziell für Ereignis 3 der große Spürwinkel von 53 Grad (vergl. Abbildung 5.6 zu berücksichtigen).

Für die Überprüfung der Validität der Teilchenidentifikation durch den Tail Catcher ergibt sich zusammenfassend, daß das Myonsignal von drei der fünf Myonereignissen innerhalb eines Sigmas liegt, ein Ereignis durch den großen Spürwinkel mit zusätzlicher Unsicherheit belastet ist und nur ein Ereignis gesichert außerhalb des Bereiches von einem Sigma, aber immer noch innerhalb von zwei Sigma liegt. Somit ergibt sich kein Hinweis auf eine Fehlinterpretation in der Teilchenidentifikation und der Validität der Analyse in diesem Punkt.

Somit übernimmt der Tail Catcher in dieser Analyse der H1-Kollaboration mehrere wichtige Aufgaben. In seiner eigentlichen Funktion, der Detektion von Leckenergie, trägt er in 50% der Ereignisse bei, bis zu 5% der fundamentalen Größe in dieser Analyse - fehlender transversaler Impuls - basieren auf Energiedepositionen im Tail Catcher. Die Identifikation der Myonen wird vom Tail Catcher bestätigt. Speziell im Ereignis in Abbildung 5.4 konnte durch den Ausfall des Digitalteils des instrumentierten Eisens nur der Tail Catcher zur Überprüfung der Teilchenidentifikation genutzt werden. Weiterhin diente das instrumentierte Eisen dem Nachweis, dass die fundamentale Größe dieser Analyse - fehlender transversaler Impuls - nicht durch im inneren H1-Detektor nicht nachgewiesene hochenergetische ionisierende Teilchen hervorgerufen wurde.

Der Vergleich der beiden Analysen zeigt die Notwendigkeit eines in allen Funktionen verstandenen und überprüften Tail Catchers auf. Während die Analyse von Ereignissen mit einem Q^2 größer als 15000 GeV² der Beitrag durch den Tail Catcher in Form von Energie und Häufigkeit geringer als erwartet ist, stellt der Tail Catcher einen wichtigen Beitrag zur Validität der Analyse, Beobachtung von Ereignissen mit einem isolierten hochenergetischen Lepton und fehlendem transversalen Impuls.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Seit dem Beginn des H1-Experimentes 1992 ist der Tail Catcher in Betrieb. Die Instrumentierung mit Limited Streamer Tubes wurde 1993 vervollständigt und nach dem Ausschließen der äußeren Lage der vorderen Endkappe aus der Summenbildung zu Beginn der Meßzeit von 1994 ist der Tail Catcher unverändert.

Seit dieser Zeit hat sich gezeigt, daß der H1-Tail Catcher neben seiner wichtigen namensgebenden Funktion, Detektion von Leckenergie aus dem inneren Flüssig-Argon Kalorimeter, weitere wichtige Aufgaben erfüllt. So profitiert die Analyse der H1-Kollaboration "*Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum*" [H1-98] nicht nur von der Detektion von Leckenergie, sondern auch von der Myonidentifikation durch den Tail Catcher. Zusätzlich wird in dieser Analyse die Signifikanz, daß der fehlenden transversale Impuls nicht durch undetektierte ionisierende Teilchen hervorgerufen wird, erhöht. Weiterhin schließt der Tail Catcher die hintere Akzeptanzlücke im H1-Detektor für Hadronen. Da der Digitalteil des Eisens aus bis zu sechs Meter langen LST-Lkammern besteht, wird das Signal des Tail Catchers zur Bestimmung des Ortes eines Teilchendurchganges längs der Kammer und somit zur Spurrekonstruktion genutzt.

Um diesen Aufgaben gerecht zu werden, ist der H1-Tail Catcher in der vorliegenden Arbeit umfassend untersucht worden. Die Langzeitstabilität des Tail Catchers wurde mit Hilfe des Signals der Protonstrahl-Halo-Myonen, dem Vergleich der Interkalibrationskonstanten und dem Beitrag zum transversalen Energiefluß analysiert. Während der Vergleich der Interkalibrationskonstanten in den Anfangsjahren (1992 - 1994) von H1 statistisch bedingt relativ große Schwankungen aufweist, liegen die Änderungen der Konstanten im Mittel seit 1995 unter 2%. Das Signal der Protonstrahl-Halo-Myonen variiert innerhalb einer Meßperiode im Mittel um 3%, von Jahr zu Jahr betragen die Schwankungen unter Berücksichtigung der statistischen Unsicherheit der Interkalibrationskonstanten in den ersten Jahren weniger als 5%. Im Gegensatz zu diesen Analysen zur absoluten Signalthöhe, diente die Untersuchung des Beitrages zum transversalen Energiefluß der Überprüfung der räumlichen Konstanz des Beitrages. Obwohl der Beitrag zum transversalen Energiefluß der Jahre 1992 bis 1994 aufgrund unterschiedlicher Instrumentierung und zu der Zeit fehlender Methoden zur Trennung von Nutz- und Störsignal nicht direkt miteinander verglichen werden können, zeigt die Analyse unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Instrumentierung keine signifikanten Änderungen. Der Vergleich der Jahre 1994 bis 1996 weist nur die erwartete Differenz im Beitrag des Tail Catchers durch den Austausch des BEMC's durch das SPACAL im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors auf. Variationen in der elektronischen Auslekette sind im Vergleich zu den beschriebenen Schwankungen vernachlässigbar.

Aus dem Gegensatz, bauartbedingt das größte Kalorimeter von H1 zu sein und gleichzeitig durch die Funktion als Tail Catcher im Mittel kleine Energiemengen zu detektieren, resultiert ein

schlechtes Stör- Nutzsignalverhältnis, dem durch entsprechende neu entwickelte Analysesoftware Rechnung getragen werden muß. Der Test der Zeitkoinzidenz zwischen Digital- und Analogteil des instrumentierten Eisens reduziert drastisch die Anzahl der zeitlich nicht zur Wechselwirkung gehörenden Energiedepositionen, die durch kosmische Myonen, Pile-up, usw. hervorgerufen werden. Da u. a. das große Problem von Energiedepositionen durch Rückstreuung des Remnant an den Strahlkollimatoren C3 und C2 von diesem Verfahren nicht erfaßt wird, sind weiterhin zusätzliche Methoden entwickelt worden, die auf die Topologie der Energiedeposition innerhalb des instrumentierten Eisens, korrespondierende im Flüssig-Argon Kalorimeter sowie auf rekonstruierte Spuren beruhen.

Da ein direkter Test der Energieskala des H1-Tail Catchers nicht möglich ist, wurden neue Verfahren zur Überprüfung entwickelt. Sie basieren auf der p_t - und y -Balance von Ereignissen mit neutralem Strom. Mit der Meßzeit von 1994 standen hierzu erstmalig ausreichend Ereignisse zur Verfügung. Für die Jahre 1994 bis 1996 zeigt die Analyse der p_t -Balance eine mögliche Unterbewertung der Energie von 3% bis 7% mit jeweils einem Fehler in der gleichen Größenordnung. Die Analyse der y -Balance ergibt im Gegensatz dazu eine mögliche Überbewertung der Energie von bis zu 3%, wiederum mit Fehlern in der gleichen Größenordnung. Im Mittel beträgt die Unsicherheit der Energieskala aufgrund dieser Analysen ca. 4%. Aus dem Vergleich dieser Werte mit den Ergebnissen der Untersuchung zur Langzeitstabilität ergibt sich ein möglicher systematischer Fehler der Energiekalibration des Tail Catcher's von 5% für die Meßzeiten von 1994 bis 1996.

Die Überprüfung der Simulation des Tail Catchers mit Hilfe der Methoden der p_t - und y -Balance zeigten Fehler in der Energieskala, die sich aus Umrechnungsfehler bzw. Programmfehler innerhalb des Simulationsprogrammes ergaben. Nach Korrektur verblieben, vergleichbar mit den Daten, eine mögliche Fehlkalibration des Tail Catcher's von 5%. Der Vergleich der Schauersimulationprogramme CALOR und GHEISHA ergab eine Differenz von im Mittel ca. 25% des Energiebeitrages des Tail Catchers. Somit lassen sich Unterschiede in dieser Größenordnung zwischen Modellen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung und Daten im Energiebeitrag des Tail Catcher's nicht eindeutig auf eine unzureichende Modellbeschreibung zurückführen, sondern können auf Effekte der Schauersimulation basieren.

Den Beitrag des Tail Catchers zur tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung zeigt sich u. a. in der Analyse des fehlenden transversalen Impulses für Ereignisse mit neutralem Strom. Für Ereignisse der Klasse 11 verschlechtert sich der Mittelwert des fehlenden transversalen Impulses bei Nichtberücksichtigung des Tail Catchers um 1%, für Ereignisse mit einem Mindestenergiebeitrag von 1 GeV des Tail Catchers erhöht sich dieser Wert auf über 7%. Der Einfluß des Tail Catchers ist größer für Ereignisse mit hohem Q^2 , Klasse 9. Der Mittelwert verschlechtert sich hier um ca. 3%, bzw. um fast 20% für Ereignisse mit einer Mindestenergiedeposition im Tail Catcher von 1 GeV.

Der radiale Energiefluß zeigt durch die Erhöhung der Konzentration hadronischer Energiedeposition, daß der Tail Catcher im vorderen Bereich von H1 Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter detektiert.

Die Analyse zum Beitrag des Tail Catchers als Funktion der kinematischen Variablen x und Q^2 , zeigt die Doppelfunktion des instrumentierten Eisens. Für Ereignisse mit kleinem Q^2 ($< 316 \text{ GeV}^2$) überwiegt die Funktion des Schließens der hinteren Akzeptanzlücke für Hadronen im Mittel um Größenordnungen gegenüber der Funktion des Tail Catchers. Der Beitrag des Tail Catchers für Ereignisse mit einem Q^2 größer als 316 GeV^2 basiert fast ausschließlich auf der Detektion von Leckenergie aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter. Im Mittel beträgt der Energiebeitrag über den gesamten analysierten Q^2 Bereich bezogen auf die Gesamtheit der Ereignisse zwischen 1% und 2% der Gesamtenergie, die Häufigkeit von Beiträgen des Tail Catcher's mit

einer Energie größer als 1 GeV variiert zwischen 10% und 20% der Ereignisse. Die wichtigsten numerischen Ergebnisse fast Tabelle 6.1 zusammen.

Variation der Interkalibrationskonstanten seit 1995	<2%
Schwankung des Signal der Protonstrahl-Halo Myonen innerhalb einer Meßperiode	3%
Schwankung des Signal der Protonstrahl-Halo Myonen bezogen auf die unterschiedlichen Meßperiode	5%
Energiekorrektur nach p_t -Balance, Daten	+1% ÷ +7%
Energiekorrektur nach y -Balance, Daten	-3% ÷ +1%
Energiekorrektur für simulierte Ereignisse	+5% ÷ +2%
systematischer Fehler	5%
Differenz des Energiebeitrages des Tail Catchers aufgrund unterschiedlicher Schauersimulationsprogramme	25%
Änderung des fehlenden transversalen Impulses für Ereignisse mit neutralem Strom der	
Klasse 11	1%
Klasse 11, Ereignisse mit Tail Catcher Beitrag	7%
Klasse 9	3%
Klasse 9, Ereignisse mit Tail Catcher Beitrag	20%
mittlerer Energiebeitrag	1% ÷ 2%
mittlere Häufigkeit eines Beitrages	10% ÷ 20%

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der wichtigsten numerischen Ergebnisse zur Untersuchung des H1-Tail Catchers.

Da für Ereignisse mit geladenem Strom zur Rekonstruktion der Kinematik nur das Verfahren nach Jacquet-Blondel [JAC79] zur Verfügung steht, bekommt der Tail Catcher für diese Ereignisklasse eine zusätzliche Bedeutung. In der vorliegenden Arbeit ist dieses aber nicht ausführlich behandelt worden, da in [WIE98] umfangreiche Analysen zu diesem speziellen Thema vorgestellt werden.

Unter der Voraussetzung der Nutzung der neu entwickelten Software zur Trennung von Stör- und Nutzsignal sowie der Korrektur der Fehler in bereits simulierten Ereignissen, erfüllt der H1-Tail Catcher seine Aufgaben mit einem verbleibenden systematischen Fehler von 5%, Ausläufer in den Verteilungen, zu denen der Tail Catcher beiträgt, werden signifikant verringert.

Für weitere Analysen, die sich z. B. durch signifikante Leckenergie auszeichnen - stellvertretend sei hier die W -Produktion am HERA-Speicherring mit $W \rightarrow qq'$ als Ergänzung der Analyse von Ereignissen mit hochenergetischem isolierten Lepton und fehlendem transversalen Impuls genannt - steht der Tail Catcher mit diesem Fehler zu Verfügung.

Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Das instrumentierte Eisen in der Funktion als Tail Catcher.</i>	4
1.2	<i>Kandidat für ein Ereignis mit geladenem Strom.</i>	5
2.1	<i>Der HERA-Speichering.</i>	7
2.2	<i>Schematische Darstellung der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung.</i>	9
2.3	<i>Definition der Viererimpulse.</i>	9
2.4	<i>Der H1-Detektor.</i>	11
2.5	<i>Definition des H1-Koordinatensystems.</i>	12
3.1	<i>Schnittzeichnung einer einzelnen Lage des instrumentierten Eisens ([KOP90]).</i> . .	18
3.2	<i>Aufbau der Tower aus einzelnen Lagen.</i>	19
3.3	<i>Towergröße im Barrel ([KOP90]).</i>	20
3.4	<i>Modulnumerierung des instrumentierten Eisens.</i>	21
3.5	<i>Schematische Übersicht der Auslese [EBE95].</i>	23
3.6	<i>Signalquellen im Tail Catcher.</i>	24
3.7	<i>Schematische Darstellung der Ereignisrekonstruktion des Tail Catchers.</i>	26
3.8	<i>Mittlere transversale Energiedeposition für zufallsgetriggerte Ereignisse.</i>	27
3.9	<i>Towerenergien ohne Zeitkoinzidenz.</i>	28
3.10	<i>Towerenergien mit Zeitkoinzidenz.</i>	28
3.11	<i>Schematische Skizze des Übersprechens in den Padlagen [EBE95].</i>	29
3.12	<i>Ereignis mit Rückstreuung an den Strahlkollimatoren.</i>	31
3.13	<i>Aufteilung der Clusterenergie in der vorderen Endkappe I.</i>	32
3.14	<i>Aufteilung der Clusterenergie in der vorderen Endkappe II.</i>	33
3.15	<i>Aufteilung der Clusterenergie in der vorderen Endkappe III.</i>	34
3.16	<i>Aufteilung der Clusterenergie in der vorderen Endkappe IV.</i>	34
3.17	<i>Geometrische Anordnung des C3 - Kollimators.</i>	37
3.18	<i>Energie- und θ-Verteilung der Cluster im Eisen mit direkt am Strahlrohr grenzenden Tower, normiert auf die Anzahl der Cluster.</i>	38
3.19	<i>Mittlere Anzahl der korrespondierenden Cluster im Flüssig-Argon Kalorimeter.</i> . .	39
3.20	<i>Verhältnis der Anzahl von Clustern durch Leckenergie zu Cluster durch Untergrund als Funktion der Clusterenergie.</i>	41

3.21	<i>p_t - Balance Verteilung mit/ohne Tail Catcher I.</i>	42
3.22	<i>p_t - Balance Verteilung mit/ohne Tail Catcher II.</i>	42
3.23	<i>Mittleres Pedestal der Auslesekanäle.</i>	44
3.24	<i>σ der Pedestalverteilung der einzelnen Kanäle.</i>	44
3.25	<i>Verstärkungskorrekturen der Auslesekanäle.</i>	45
3.26	<i>Interkalibrationsfaktoren von 1996.</i>	47
3.27	<i>Mittlere Interkalibrationsfaktoren pro Modul I.</i>	47
3.28	<i>Mittlere Interkalibrationsfaktoren pro Modul II.</i>	48
3.29	<i>Myonsignal in der vorderen äußeren Endkappe, mit und ohne Interkalibrationsfaktoren.</i>	48
3.30	<i>Mittleres Signal des instrumentierten Eisens für Pionen.</i>	49
3.31	<i>Normiertes Signal des instrumentierten Eisens für Pionen I.</i>	50
3.32	<i>Normiertes Signal des instrumentierten Eisens für Pionen II.</i>	51
3.33	<i>Energieauflösung des Tail Catcher.</i>	52
3.34	<i>p_t-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11 von 1994 bis 1996.</i>	56
3.35	<i>p_t-Balance für die Summe der Daten der Klasse 11 von 1994 - 1996.</i>	56
3.36	<i>p_t-Balance für Ereignisse der Klasse 9.</i>	59
3.37	<i>y-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Ereignisse der Klasse 11 von 1994 bis 1996.</i>	61
3.38	<i>y-Balance der Daten der Klasse 9.</i>	62
3.39	<i>Vergleich der Interkalibrationsfaktoren von 1992 bis 1996.</i>	64
3.40	<i>Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1993.</i>	66
3.41	<i>Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1994.</i>	66
3.42	<i>Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1995.</i>	67
3.43	<i>Signal der Protonstrahl-Halo Myonen 1996.</i>	67
3.44	<i>Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996 in Abhängigkeit von x und Q² im Laborsystem.</i>	75
3.45	<i>Häufigkeit des Tail Catcher Beitrages zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996 in Abhängigkeit von x und Q² im Laborsystem.</i>	77
3.46	<i>Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996, vergrößert.</i>	79
3.47	<i>Häufigkeit des Tail Catcher Beitrages zum transversalen Energiefluß von 1994 bis 1996 in Abhängigkeit von x und Q² im Laborsystem.</i>	79
3.48	<i>p_t-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 ohne Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.</i>	81
3.49	<i>y-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 ohne Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.</i>	82

3.50	<i>p_t-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.</i>	82
3.51	<i>y-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.</i>	83
3.52	<i>p_t-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.</i>	83
3.53	<i>y-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 von 1994 mit Korrektur des Energiebeitrages des Tail Catchers.</i>	84
3.54	<i>p_t-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q² größer als 1000 GeV².</i>	84
3.55	<i>y-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für simulierte Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q² größer als 1000 GeV².</i>	85
3.56	<i>p_t-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q² größer als 1000 GeV² und korrigiertem Kodierungsfehler.</i>	86
3.57	<i>y-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 9 mit einem Q² größer als 1000 GeV² und korrigiertem Kodierungsfehler.</i>	86
3.58	<i>p_t-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 mit korrigiertem Kodierungsfehler.</i>	87
3.59	<i>y-Balance als Funktion des Energieanteils des Tail Catchers für Monte Carlo Ereignisse der Klasse 11 mit korrigiertem Kodierungsfehler.</i>	87
3.60	<i>Anteil von Ereignissen mit Beitrag des Tail Catchers als Funktion der vom Tail Catcher gemessenen Energie.</i>	88
3.61	<i>Auf CALOR normierten Differenzen zwischen der GHEISHA und CALOR Schaulersimulation als Funktion des Energiebeitrages des Tail Catchers.</i>	89
4.1	<i>Fehlender transversaler Impuls I.</i>	91
4.2	<i>Fehlender transversaler Impuls II.</i>	91
4.3	<i>Fehlender transversaler Impuls III.</i>	92
4.4	<i>Fehlender transversaler Impuls IV.</i>	92
4.5	<i>Radialer Energiefluß der Meßzeit von 1994 I.</i>	94
4.6	<i>Radialer Energiefluß der Meßzeit von 1994 II.</i>	97
4.7	<i>Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers I.</i>	98
4.8	<i>Häufigkeit von Beiträgen des Tail Catchers I.</i>	98
4.9	<i>Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers II.</i>	99
4.10	<i>Häufigkeit von Beiträgen des Tail Catchers II.</i>	99
5.1	<i>Ereignis mit hohem Q² und Beitrag des Tail Catchers.</i>	101

5.2	<i>Myonereignis 1 mit Beitrag des Tail Catchers.</i>	102
5.3	<i>Myonereignis 3 mit Beitrag des Tail Catchers.</i>	103
5.4	<i>Myonereignis 5 mit Beitrag des Tail Catchers.</i>	103
5.5	<i>Myonsignal im Tail Catcher.</i>	105
5.6	<i>Winkelabhängigkeit des mittleren Myonsignals.</i>	105
A.1	<i>Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß 1992 und 1993, unkorrigiert.</i>	119
A.2	<i>Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß 1992 und 1993, korrigiert.</i>	120
A.3	<i>Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß 1993 und 1994.</i>	120

Tabellenverzeichnis

2.1	<i>HERA Betriebsparameter.</i>	8
3.1	<i>Geometrie des Tail Catchers.</i>	21
3.2	<i>Status der Eiseninstrumentierung.</i>	22
3.3	<i>Transversale Impulse und Energiebeiträge des Tail Catchers aus dem Ereignisses in Abbildung 3.12.</i>	30
3.4	<i>Maximale Öffnungswinkel zwischen den Clusterschwerpunkten im Tail Catcher und Flüssig-Argon Kalorimeter in Abhängigkeit des Ortes (θ) im H1-Detektor.</i>	36
3.5	<i>Mittelwerte und σ der p_t - Balance Verteilungen mit/ohne Tail Catcher aus den Abbildungen 3.21 und 3.22.</i>	42
3.6	<i>Statistische Größen elektronischer Kalibrationen aus den Jahren 1992 bis 1997.</i>	43
3.7	<i>Veränderungen der elektronschen Kalibration von 1992 bis 1997.</i>	45
3.8	<i>Kalibration und Energieauflösung des instrumentierten Eisens bei direktem Beschuß mit Pionen [BER91].</i>	51
3.9	<i>Anzahl der selektierten Ereignisse.</i>	54
3.10	<i>Aufteilung der selektierten Ereignisse der jeweilige Meßzeit.</i>	55
3.11	<i>Geradenanpassung an die p_t-Balance für Ereignisse der Klasse 11.</i>	59
3.12	<i>Geradenanpassung an die y-Balance für Ereignisse der Klasse 11.</i>	62
3.13	<i>Zusammenfassung der Balance Analysen.</i>	63
3.14	<i>Mittlere prozentuale Veränderung der Interkalibrationsfaktoren.</i>	65
3.15	<i>Breite der Mittelwertverteilungen der Protonstrahl-Halo Myonen.</i>	68
3.16	<i>Mittelwerte der Signale der Protonstrahl-Halo Myonen.</i>	68
3.17	<i>Mittelwerte der korrigierten Signale der Protonstrahl-Halo Myonen.</i>	69
3.18	<i>Mittleres x und Q^2 der Teilmengen zur Untersuchung des Tail Catcher Beitrages zum transversalen Energiefluß.</i>	71
3.19	<i>Grenzen von H1-Komponenten in Grad und Pseudorapidität.</i>	78
4.1	<i>Fehlender transversaler Impuls.</i>	93
5.1	<i>Kenngößen der Myonsignale.</i>	104
5.2	<i>Kenngößen des Myonsignals als Funktion des Winkels.</i>	105
6.1	<i>Zusammenfassung der wichtigsten numerischen Ergebnisse zur Untersuchung des H1-Tail Catchers.</i>	109

Literaturverzeichnis

- [AND93] The H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,
Results from PION Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparison
with Simulation, Nuclear Instruments and Methods A336 (1993) 499
- [AMA81] U. Amaldi,
Fluctuations in calorimetry measurements, Physica Scripta, Vol.23 (1981) 409
- [ATA82] M. Atac, et al.,
Self-quenching streamers, Nuclear Instruments and Methods 200 (1982) 345
- [BAS94] U. Bassler, G. Bernadi,
On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the Σ -Method,
DESY 94-231, Hamburg 1994
- [BEK91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman,
Rekonstruktion of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral scattering at
HERA, Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Volume 1, Hamburg 1991
- [BER91] H. Bertstein et al.
(H1 Myon Group), Beam Calibration of the H1 Tail Catcher at CERN, H1-Note H1-10/91-
197, Hamburg 1991
- [BUE92] L. Buegener,
Interkalibration der Turme des H1-Tailcatchers, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 8/92
- [CAL89] T.A. Gabreil et al.,
A Monte Carlo Program Package for the Design and Analysis of Calorimeter Systems,
ORNL/TM-11185
- [DESY 93-078] The H1 Calorimeter Group,
THE H1 LIQUID ARGON CALORIMETER SYSTEM, DESY 93-078, NIM A 336/1993
460-498
- [DESY 94-033] H1 - Collaboration,
Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA, DE-
SY 1994
- [DESY 96-01] H1 - Collaboration,
The H1-Detector at HERA, DESY 96-01, Hamburg März 1996, wird veröffentlicht in NIM A
- [EBE90] J. Ebert,
Kapazitive Auslese von Streamerrohren im H1-Detektor, Diplomarbeit Bergische Univer-
sität Wuppertal 1990

- [EBE95] J.Ebert,
The H1 - Tail Catcher, Hardware and Software, Performance, H1-Note H1-08/95-448, Hamburg 1995
- [FES85] H. Fesefeld,
The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Application, PITHA 85/02, RWTH Aachen (1985)
- [FOR91] M. Forbush et al.
TC Analog Calibration Status Report, U. C. Davis, H1-Note H1-08/91-189, Hamburg 1991
- [H1a] H1 - Collaboration,
H1REC, Softwarepaket zur Ereignisrekonstruktion
- [H1b] H1 - Collaboration,
H1PHAN, Softwarepaket zur physikalischen Analyse rekonstruierter Ereignisse
- [H1c] H1 - Collaboration,
H1SIM, Softwarepaket zur Ereignissimulation
- [H1d] H1 - Collaboration,
Eclass, Softwarepaket zur Ereignisklassifizierung, P.O.Meyer,
www-h1.desy.de/h1/iww/icas/imanuals/h1eclass/h1eclass.html, Hamburg 1997
- [H1-97] H1 - Collaboration,
Observation of Events at Very High Q^2 in ep Collisions at HERA, DESY 97-24, Hamburg 1997, Z.Phys. C74 (1997) 191
- [H1-98] H1 - Collaboration,
Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum, Hamburg Januar 1998, wird veröffentlicht
- [HES96] M.F.Hess,
Messung des transversalen Energieflusses mit dem H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg 1996
- [JAC79] F. Jacquet, A. Blondel,
vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe: Detectors for Charged Current Events, Proc. of the Study of an ep Facility for Europe, DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979 ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377
- [JUS91] F. Just,
Test eines Moduls des H1-Eisenjochs in der H1 Detektorkonfiguration, Diplomarbeit Bergische Universität Wuppertal 1990
- [KLE91] M. Klein,
On the Q^2, x Range at HERA, Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Volume 1, Hamburg 1991
- [KLE92] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, Stuttgart 1992
- [KOR94] M. Korn, J. Spiekermann,
Hadron Energy Measurement with the L1 LAr Calorimeter, University of Dortmund, H1-Note H1-12/94-417, Hamburg 1994

- [KOP90] B. Koppitz,
Endcap Instrumentation, Universität Hamburg, H1-Note H1-04/90-134, Hamburg 1990
Barrel Iron Chambers, Universität Hamburg, H1-Note H1-09/90-150, Hamburg 1990
Barrel - mu - Chambers, Universität Hamburg, H1-Note H1-10/90-153, Hamburg 1990
Endcap - mu - Chambers, Universität Hamburg, H1-Note H1-06/91-182, Hamburg 1991
- [KRE94] J. Krepke,
Untersuchungen zur Ortsbestimmung von Spuren im H1-Myon-Detektor mit Hilfe der kalorimetrischen Informationen, Diplomarbeit, Universität Hamburg, H1-Note H1-03/94-348
- [MAR94] J. Martens,
Streamerammern für den H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA, Dissertation, Bergische Universität Wuppertal 1994
- [NIE91] F. Niebergall,
Calibration and Data Correction for the TC Calorimeter, H1-Note H1-02/91-163, Hamburg 1991
- [NOR92] F. Norpoth,
Hochspannungsregelung der Streamerrohrkammern des H1 Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1992
- [OPAL] K. Ahmet et al.,
The OPAL Detector at LEP, CERN-PPE/90-114, Nuclear Instruments and Methods A305 (1991) 275
- [HER89] R. Herma,
Simulation von Myonen im H1 Detektor, Diplomarbeit, RWTH Aachen 4/89
- [RUD92] M. Rudowicz,
Hadronische Schauersimulation fuer den H1-Detektor, Dissertation, Universität Dortmund 7/92
- [SCH90] C. Schmidt,
Die digitale Streifenauslese von H1-Streamerrohrkammern, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 5/90
- [SLD] A.C. Benvenuti et al.,
Nuclear Instruments and Methods A276 (1989) 94
- [SPI94] J. Spiekermann,
Nachweis von π -Mesonen in einem Flüssigargon-Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1994
- [TUT91] J. Tutas,
Myonen im H1 Detektor
Die Auslese der Streamerkammerdaten und ihre Verwendung in ausgewählten physikalischen Prozessen, Dissertation RWTH Aachen 1991, PITHA 91/10
- [TUT92] J. Tutas,
The Limited Streamer Tube System of H1, RWTH Aachen, H1-Note H1-10/92-246, Hamburg 1992
- [UMA92] U. Martyn,
unveröffentlichte Analyse, DESY Hamburg 1992

- [VOG89] E. Vogel,
Test eines Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters im Hinblick auf einen Einsatz im H1-Detektor am e-p Speicherring HERA, Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 89/06
- [WIE98] S. Wiesand,
Dissertation in Vorbereitung, Bergische Universität Wuppertal
- [WII91] B.H. Wiik,
HERA Status, Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Volume 1, Hamburg 1991
- [WUL94] N. Wulff,
Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x -Bjorken, Dissertation, Universität Hamburg, 1/94, DESY FH1T-94-01, Hamburg 1994
- [ZEU93] ZEUS-Kollaboration,
Measurement of the proton structure function F_2 in ep-scattering at HERA, Phys. Lett. B312 (1993) 412

Anhang A

Beitrag des Tail Catchers zu Energieflußmessungen 1992 und 1993

Aufgrund der geringen Luminosität in den Jahren 1992 und 1993 und damit geringer Ereigniszahl mit Energiebeitrag des Tail Catchers war nur ein Vergleich der Daten mit kleinem Q^2 , gestreutes Elektron detektiert im BEMC, ohne Aufteilung in x und Q^2 möglich. Diesen Vergleich des Beitrages zu den transversalen Energieflußmessungen 1992 und 1993 zeigt Abbildung A.1. Speziell der Bereich mit Pseudorapidität größer 2 (vordere Endkappe) weist große Differenzen auf.

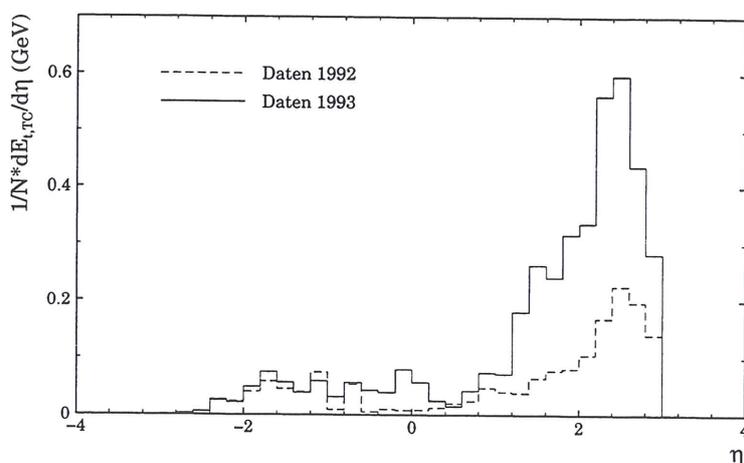


Abbildung A.1: Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß 1992 und 1993, unkorrigiert.

Diese Differenzen spiegeln aber nur den unterschiedlichen Status der Instrumentierung des Eisens wieder (vergl. Kapitel 3.1.1). Den Hauptbeitrag zu den Differenzen tragen die fehlenden inneren Myonboxen der vorderen Endkappe, dem in dem Rekonstruktionsprogramm H1REC nicht Rechnung getragen wurde. Mit Hilfe der Informationen des Digitalteils des instrumentierten Eisens ist aber eine Korrektur der 1993er Daten um den Energiebeitrag der 1992 fehlenden Lagen möglich. Abbildung A.2 zeigt den Vergleich der Daten von 1992 mit den korrigierten von 1993, die Differenzen verschwinden. Zusätzlich wurde der Test auf die Zeitkoinzidenz mit dem Digitalteil (vergl. Kapitel 3.2.1) angewandt.

Der Vergleich der Daten von 1993 und 1994 zeigt keine signifikanten Differenzen (Abbildung A.3). Als Datensample wurden wiederum nur Ereignisse mit kleinem Q^2 , detektiertes Elektron im

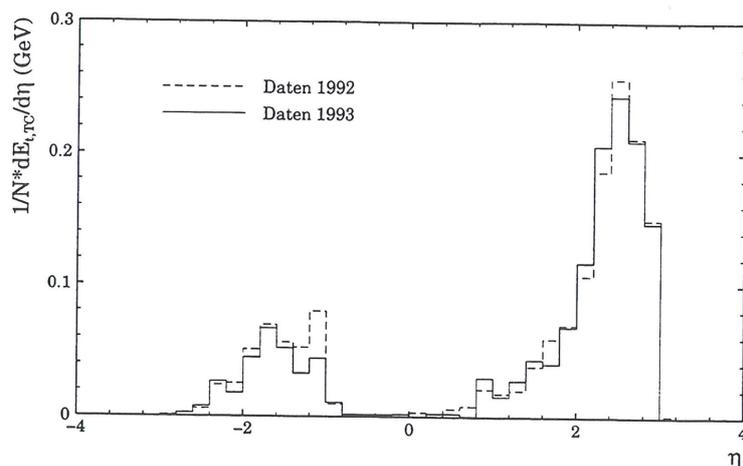


Abbildung A.2: Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß 1992 und 1993, korrigiert.

BEMC, gewählt. Eine Aufteilung in x und Q^2 analog der Analyse der Daten von 1994 war aufgrund der Ereigniszahl von 1993 wiederum nicht möglich. Die Abbildungen A.2 und A.3 sind nicht direkt miteinander vergleichbar, da die Mittelwerte von x und Q^2 der analysierten Ereignisse, aufgrund einer ersten Aufteilung der Daten von 1993 in x in zwei Teilmengen, voneinander abweichen.

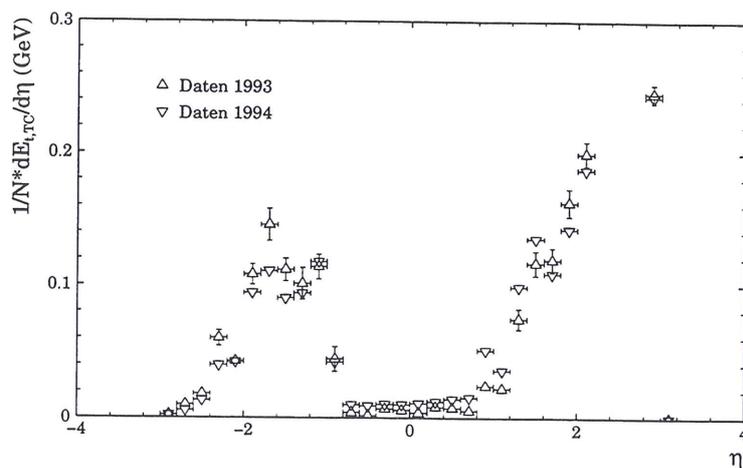


Abbildung A.3: Mittlerer Energiebeitrag des Tail Catchers zum transversalen Energiefluß 1993 und 1994.

Weiterhin ist die absolute Höhe des Energiebeitrages des Tail Catchers nicht direkt mit dem in Kapitel 3.5.3 vergleichbar, da zu diesen Analysen noch nicht alle notwendigen topologischen Schnitte auf den Untergrund zur Verfügung standen. Festzuhalten ist aber, daß durch die fehlenden signifikanten Differenzen in den Verteilungen zum transversalen Energiefluß von 1992 bis 1994 der Tail Catcher auch von Seiten der Analyse tief-inelastischer Elektron-Proton-Streuung ein stabiles Signalverhalten zeigt.

Anhang B

Glossar

ADC	Analog Digital Converter	Analog-Digital-Umwandler
BDC	Backward Drift Chamber	rückwärtige Driftkammer
BEMC	Backward Electromagnetic Calorimeter	rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter
BPC	Backward Proportional Chamber	rückwärtige Proportionalkammer
BST	Backward Silicon Tracking Detector	rückwärtiger Silizium-Spurdetektor
CJC	Central Jet Chamber	zentrale Jet-Kammer
CST	Central Silicon Tracking Detector	zentraler Silizium-Spurdetektor
CTD	Central Tracking Device	zentrales Spurenkammersystem
DESY	Deutschen Elektron Synchrotron	
DIS	Deep Inelastic Scattering	tief-inelastische Streuung
DSP	Digital Signal Processor	digitaler Signalprozessor
FPS	Forward Proton Spectrometer	Vorwärts-Proton-Spektrometer
FTD	Forward Tracking Device	Vorwärtsspurenkammersystem
FT	Forward Tracker	
Fμ	Forward μ System	Vorwärts-Myon-System
GHEISHA	Gamma-Hadron-Elektron- Interaktion-Schauer Programm	
HERA	Hadron Elektron Ring Anlage	
HV	High Voltage	Hochspannung
IRTE	Iron Response Tower Event Bank	
LAC	Liquid Argon Calorimeter	Flüssig-Argon-Kalorimeter
LST	Limited Streamer Tube	
MC	Monte Carlo	
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber	
QPM	Quark Parton Model	
SpaCal	Spaghetti Calorimeter	
TC	Tail Catcher	
ToF	Time of Flight System	Flugzeitsystem
WWP	Wechselwirkungspunkt	

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Vor allem bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Schmidt für die interessante Aufgabenstellung sowie der sehr guten Betreuung der Arbeit.

Neben den ehemaligen und derzeitigen Mitgliedern der Wuppertaler Gruppe F32 möchte ich mich speziell bei Herrn Jürgen Martens und Herrn Jörg Gayler für die fruchtbaren und anregenden Diskussionen bedanken.