



Test eines Moduls
des
H1- Eisenjochs
in der
H1 Detektorkonfiguration

Diplomarbeit
von
Frank Just

Wuppertal, Januar 1991

WU D 91 - 6

Inhaltsverzeichnis

		Seite	
Einleitung			
Kapitel	1	e-p Physik mit Hera	1
	1.1	Der Hera Speicherring	1
	1.2	Lepton Nukleon Streuung	2
	1.3	Eigenschaften eines Hera Detektors	4
	1.4	Der H1 Detektor	6
Kapitel	2	Kalorimetrie	7
	2.1	Elektromagnetische Schauer	8
	2.2	Hadronische Schauer	9
	2.3	Sampling Kalorimeter	10
	2.4	Das H1 flüssig Argon Kalorimeter	17
Kapitel	3	Das H1 Eisenjoch	19
	3.1	Allgemeines über Gasdetektoren, der Streamermode	20
	3.2	H1 Streamerkammern	22
	3.3	Die Instrumentierung des Eisenjochs	27
	3.4	Die Rolle des Eisenjochs im Detektorkonzept	29
Kapitel	4	Die Messungen am Cern	32
Kapitel	5	Experimenteller Aufbau am Teststrahl	34
	5.1	Der Teststrahl H6	35
	5.2	Die flüssig Argon Testmodule	35
	5.3	Das Testmodul des Instrumentierten Eisens	35
	5.4	Trigger und Strahldefinition	38
Kapitel	6	Analyse von Myonereignissen	40
	6.1	Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte	40
	6.2	Ansprechwahrscheinlichkeit und Multiplizität der Strips	42
	6.3	Nachweis mit der Padauslese	43
	6.4	Crosstalk	48
	6.5	Winkelabhängigkeit des Myonsignals	51
Kapitel	7	Test des Tailcatchers bei direktem Einschuß von Hadronen	55
	7.1	Resultate bei Betrieb der Strea- merkammern mit Standardgas	56

	Seite	
7.2	Resultate bei Betrieb der Streamerkammern mit der nicht brennbaren Gasmischung	64
7.3	Abhängigkeit der Drahtmultiplizität von der Energie bei direktem Teilcheneinschuß	68
7.4	Zusammenfassung der Resultate bei direktem Teilcheneinschuß	68
Kapitel 8	Test des Tailcatchers in der Position hinter dem flüssig Argon Kalorimeter	69
8.1	Interkalibration der Kalorimetermodule	70
8.2	Kompensation des flüssig Argon Kalorimeters	71
8.3	Messung der Leckenergie mit der Padauslese	73
8.4	Einfluss der inaktiven Schicht zwischen flüssig Argon Kalorimeter und Tailcatcher	79
8.5	Messung der Leckenergie mit der Drahtauslese	87
8.6	Zusammenfassung der Resultate des kombinierten Betriebs von flüssig Argon Kalorimeter und Tailcatcher	90
	Schlußfolgerungen für den H1 Betrieb	91

Einleitung

Am deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg ist für das Frühjahr 1991 die Inbetriebnahme des Elektron-Proton Speicherrings HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) vorgesehen.

In dieser Anlage werden Elektronen (Positronen) mit Impulsen bis zu 30 GeV/c und Protonen mit Impulsen bis zu 820 GeV/c in zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht, und die Reaktionsprodukte in den Detektoren ZEUS und H1 vermessen.

Zur Energieflußmessung der erzeugten Teilchen kommen in beiden Detektoren sogenannte Kalorimeter zum Einsatz. Die bei den e-p Reaktionen typischerweise zu erwartenden hadronischen Jets, machen neben einer elektromagnetischen Kalibration eine Energieeichung der einzelnen Kalorimetermodule mit hadronischen Schauer-
teilchen erforderlich.

Diese Eichung erfolgte von 1989 bis 1990 an den Teststrahlen X1 (ZEUS) und H6 (H1) des SPS (Super Proton Synchrotron) im europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen dieser Messungen für den H1 Detektor, und beschäftigt sich speziell mit der als Eisen/Streamer-kammerkalorimeter ausgelegten Komponente des instrumentierten Eisenjochs der Magnetspule.

1. e-p Physik mit HERA

1.1 Der HERA Speicherring

Abb. 1 zeigt eine schematische Darstellung der Anlage. Der gesamte Ring hat einen Umfang von 6,3km und verläuft in einer Tiefe von 15-20 Metern.

Elektronen (Positronen) und Protonen werden in zwei Linearbeschleunigern erzeugt, in den umgerüsteten Speicherringen DESY und PETRA in Form von Teilchenbündeln (bunches) vorbeschleunigt und nacheinander in den HERA-Ring eingefüllt.

Dort werden die Teilchenbündel auf die Endenergie beschleunigt und in zwei getrennten Strahlrohren gespeichert.

Die Füllzeit soll etwa 15-20 Minuten pro Teilchensorte betragen. Die Länge der bunches ist ca. 11cm für Protonen und 0,8cm für Elektronen. Die transversale Ausdehnung beträgt jeweils etwa 0,2mm.

Zwei Teilchenpakete kollidieren alle 96ns unter einem Winkel von 0° ('bunch crossing') in zwei Wechselwirkungspunkten.

Eine genaue Beschreibung des Speicherrings findet man in [HER81].

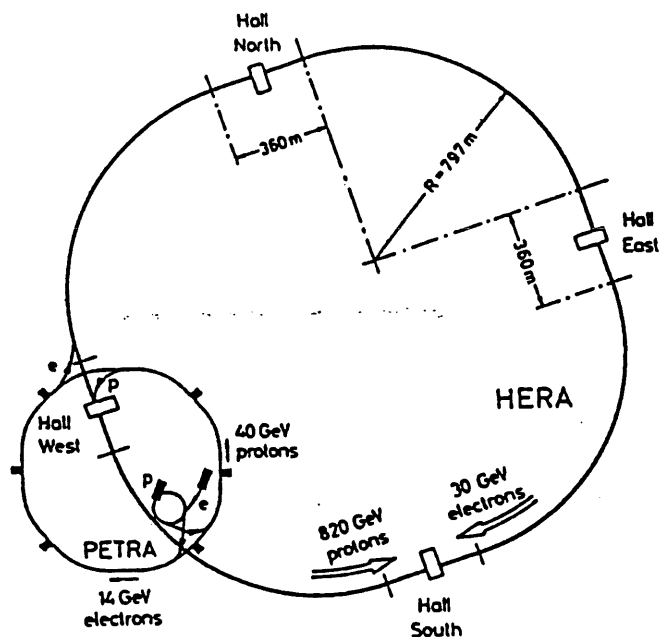


Abb. 1: Der HERA Speicherring

1.2 Lepton-Nukleon Streuung

Ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis der inneren Struktur des Nukleons wurde von Lepton-Nukleon Streuexperimenten geliefert. Als Resultat kann heute das Nukleon als gebundener Zustand Quarks genannter Konstituenden beschrieben werden, der durch die Gluon-Austauschkräfte der starken Wechselwirkung (QCD) zusammengehalten wird.

In führender Näherung des Quark Modells wird das einlaufende Lepton unter Austausch eines elektroschwachen Eichbosons (γ, Z^0, W^+, W^-) an einem quasi freien Quark gestreut (sogenannte asymptotische Freiheit der QCD bei kleinen Abständen zwischen den Quarks), wie in den Abb. 2a und 2b am Beispiel von e-p Kollisionen dargestellt.

Das gestreute Quark 'fragmentiert' hauptsächlich in Hadronen, und ist als Stromjet genanntes Teilchenbündel neben dem gestreuten Lepton im Endzustand der Reaktion zu beobachten.

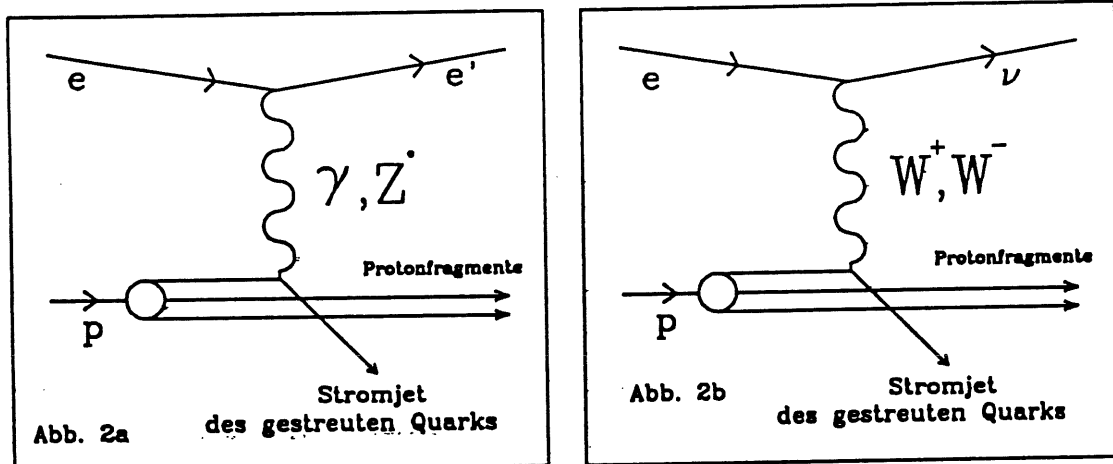


Abb. 2: inelastische Elektron-Proton Streuung im Quark Modell, neutraler Strom (a) und geladener Strom (b).

Ist das Austauschboson neutral (γ, Z^0), spricht man von neutralem Strom (NC), ist es geladen (W^+, W^-), von geladenem Strom (CC). In letzterem Fall ist das gestreute Lepton ein Neutrino, und kann deshalb nicht direkt nachgewiesen werden.

Die Kinematik des Streuprozesses ist bei bekannter Schwerpunktenenergie s^* durch zwei unabhängige Variablen vollständig festgelegt, die aus der Detektorinformation rekonstruiert werden müssen.

Mit p_e und p_p als Vierervektoren des einlaufenden Elektrons bzw. Protons folgt für das Quadrat der Schwerpunktenenergie:

$$s = (p_e + p_p)^2$$

Der Viererimpulsübertrag q^2 auf das Proton wird als positive Variable definiert:

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_1')^2 \quad 0 \leq Q^2 \leq s$$

Dabei ist p_1' der Vierervektor des gestreuten Leptons. Ferner definiert man die dimensionslosen Bjorkenschen Skalenva-

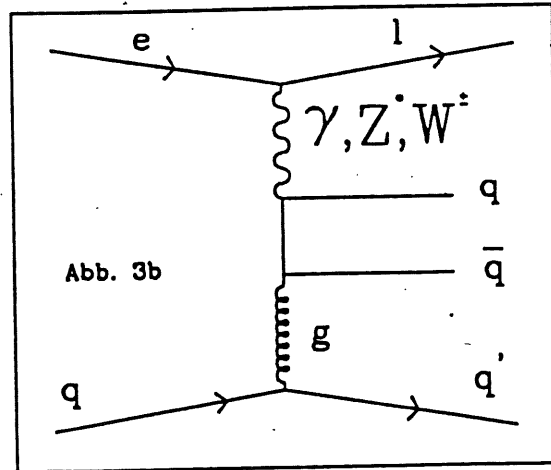
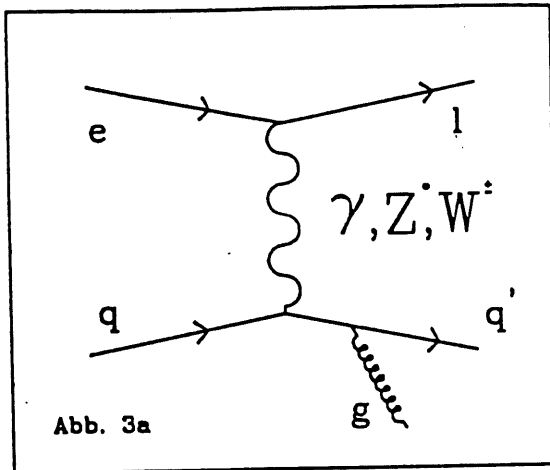


Abb. 3: QCD Korrekturen in führender Näherung. Gluon Bremsstrahlung (a) und Boson Gluon Fusion (b). Diese Prozesse führen zum Auftreten mehrerer Jets im Endzustand.

riablen x und y :

$$x = Q^2 / 2q p_p \quad y = q p_p / p_p p_e \quad 0 \leq x, y \leq 1$$

Gebräuchlich zur Beschreibung der Reaktionskinematik sind x und Q^2 oder x und y .

Aufgrund der großen Ruhemasse von W^+ , W^- und Z^0 dominiert der rein elektromagnetische Kanal bei kleinen Q^2 . Der Austausch massiver Eichbosonen ist um mehrere Größenordnungen unterdrückt, und wird erst ab $Q^2 \approx 10^4 \text{ GeV}^2$ in etwa gleich unwahrscheinlich. Die meßbare physikalische Größe ist der differentielle inelastische e - p Wirkungsquerschnitt, welchen man z.B. für den neutralen Strom nach den Feynmanregeln errechnet zu:

$$\frac{d\sigma_{nc}(e^-)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x Q^4} * [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm (y-y^2/2) x F_3(x, Q^2)]$$

Für den geladenen Strom erhält man einen ähnlichen Ausdruck. Die Information über die innere Struktur des Protons steckt in den Strukturfunktionen F_1, F_2, F_3 , welche man aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt ableitet. Mit steigendem Impulsübertrag Q^2 können kleinere Strukturen der Größe d des Protons aufgelöst werden:

$$d \approx (2 \cdot 10^{-14} / Q[\text{GeV}]) \text{ cm}$$

Das bisher in 'fixed target' Experimenten erreichbare maximale Q^2 wird von HERA um mehr als eine Größenordnung erweitert, $Q^2_{max} = s \approx 10^5 \text{ GeV}^2$. Eine ausreichende Ereignisrate wird bis $Q^2 \approx 4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ erwartet. Ausreichend heißt in diesem Zusammenhang ungefähr zehn Ereignisse pro Jahr. Ein weiterer bisher unzugänglicher kinematischer Bereich wird von HERA in Richtung kleiner x erschlossen.

Speziell die Erzeugung schwerer Quarks wird hauptsächlich bei kleinen x und kleinen Q^2 , d.h. bei hohen Energieüberträgen im Ruhesystem des Protons, über den Prozeß der sogenannten Boson Gluon Fusion (Abb. 3b) erfolgen.

HERA liefert also einen experimentellen Zugang sowohl zur elektroschwachen als auch zur starken Wechselwirkung, d.h. speziell zur inneren Struktur des Protons, in bisher nicht zugänglichen Bereichen großer Q^2 und kleiner x , womit die grundsätzliche physikalische Motivation des Experiments genannt ist. Näheres zur HERA-Physik findet sich in zahlreichen Veröffentlichungen, z.B. in [ING89], [WOL86].

1.3 Eigenschaften eines HERA Detektors

Die Reaktionsprodukte werden statistisch gesehen über den vollen Raumwinkel emittiert.

Der ideale HERA Detektor umschließt daher den Wechselwirkungspunkt hermetisch (4π - Detektor), wobei selbstverständlich überflüssige Mengen inaktiven Materials, speziell durchgehende, auf den Wechselwirkungspunkt zeigende, inaktive Zonen zu vermeiden sind.

Die kinematischen Variablen lassen sich im Falle des neutralen Stroms exakt aus Energie und Streuwinkel des Elektrons rekonstruieren, welches deshalb mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden muß. Unter Vernachlässigung der Teilchenmassen gilt [WOL86]:

$$Q^2 = 4E_e E_e' \sin^2(\theta_e / 2) \quad (1.1)$$

$$y = 1 - (E_e' / E_e) \sin^2(\theta_e / 2) \quad (1.2)$$

Dabei bezeichnen E_e und E_e' die Laborenergie des Elektrons vor und nach der Streuung. θ_e ist der Laborstreuwinkel relativ zum Protonstrahl. Damit ist auch x bekannt, wegen $x = Q^2 / sy$.

Bei W^+ - Austausch ist das gestreute Neutrino prinzipiell nicht detektierbar. Die Forderung nach transversaler Impulserhaltung ($P_{r,gesamt} = 0$) verknüpft jedoch unter der meistens berechtigten Annahme, daß der resultierende Transversalimpuls der ins Strahlrohr gestreuten Protonfragmente klein ist, y und Q^2 über ähnliche Ausdrücke wie 1.1 und 1.2 mit Energie E_j und Streuwinkel θ_j des Stromjets [WOL86]:

$$Q^2 = \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - (E_j / 2E_e) (1 - \cos \theta_j)} \quad (1.3)$$

$$y = (E_j / E_e) \sin^2(\theta_j / 2) \quad (1.4)$$

Hochauflösende Spurbestimmung (Tracking), sowie eine möglichst differenzielle Energieflussmessung sind somit die zentralen Anforderungen an einen HERA Detektor. Die Bestimmung der Energie über eine Impulsmessung im Magnetfeld ist dabei aus zwei wesentlichen Gründen nicht mehr ausreichend.

1. Bei Hera treten Elektronen und Jets mit Energien von bis zu einigen hundert GeV auf. Der relative Fehler einer Impulsmessung wächst aber linear mit dem Impuls [KLE87]:

$$\sigma(p)/p \sim p \quad (1.5)$$

2. Die auftretenden Jets bestehen typischerweise nur zur Hälfte aus geladenen Teilchen, hauptsächlich π -Mesonen. Auch die Energie der neutralen Teilchen muß aber bestimmt werden. In der Mehrzahl sind dies Gammas aus π^0 Zerfällen.

Für eine solche Messung eignen sich nur sehr massive Apparaturen, sogenannte Kalorimeter. In diesen wird die Eigenschaft hochenergetischer Teilchen ausgenutzt, bei der Wechselwirkung mit Materie einen Schauer von Sekundärteilchen zu erzeugen. Der Nachweis der Teilchenzahl ermöglicht eine Energiemessung, deren relativer Fehler $\sigma(E)/E$ sich mit wachsender Energie verkleinert.

Diese Aussage gilt qualitativ für Elektronen und Hadronen gleichermaßen. Quantitative Unterschiede ergeben sich aus den grundsätzlich verschiedenen Prozessen innerhalb elektromagnetischer und hadronischer Schauer (siehe Kapitel 2).

Trotzdem kann aus verschiedenen Gründen auf eine Impulsmessung nicht verzichtet werden. Z.B. durchdringen Myonen aus leptonischen Zerfällen vor allem schwerer Mesonen auch einen sehr massiven Detektor ohne nennenswerten Energieverlust, und entziehen sich so einer kalorimetrischen Messung.

Hermetizität, Homogenität, hervorragende Kalorimetrie für Elektronen und Jets, hochauflösendes Tracking, gute Myonidentifikation und sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit des gestreuten Elektrons sind also die wichtigsten Kriterien bei der Konzipierung eines HERA Detektors.

Da nicht alle Kriterien gleichzeitig optimiert werden können, existieren im Rahmen von HERA zwei große Experimente, die sich wissenschaftlich und technisch ergänzen.

Zum einen ist dies ZEUS, zum anderen H1. Auf das H1-Experiment wird im folgenden näher eingegangen.

1.4 Der H1-Detektor

Abb. 4 zeigt den Detektor des H1-Experiments im Längsschnitt. Die Apparatur besteht grob aus drei Teilen:

- Den Spurdetektoren (1) und (2), bestehend aus verschiedenen Drift-Proportionalkammern, sowie drei Schichten zur Erzeugung von Übergangsstrahlung in Vorwärtsrichtung.
- Dem flüssig Argon Kalorimeter. Es setzt sich zusammen aus einem elektromagnetischen Teil (3) und einem hadronischen Teil (4) und ist als nicht kompensierendes Sampling Kalorimeter¹ ausgelegt. Es wird eine Auflösung von $\sigma(E)/E \approx 0,1 \text{ GeV}^2/E^2$ für Elektronen und nach Anwendung einer geeigneten Kompensationsmethode von $\sigma(E)/E \approx 0,5 \text{ GeV}^2/E^2$ für Hadronen angestrebt.
- Dem instrumentierten Eisen (7) zur Rückführung des, von der supraleitenden Spule (6) erzeugten magnetischen Flusses. Es ist mit Zwischenräumen versehen, in die spezielle Gasdetektoren, sogenannte 'limited streamer tubes', eingebracht werden, und kann somit zur Myonidentifikation und -impulsbestimmung, sowie zur Messung der aus dem Argon Kalorimeter herausleckenden Energie eingesetzt werden. Die erwartete Auflösung ist $\sigma(E)/E \approx 1,0 \text{ GeV}^2/E^2$.

Der kalorimetrische Teil wird ergänzt durch das Plug-Kalorimeter (10) in extremer Vorwärtsrichtung und ein rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter (5).

Das Plug ist ein Silizium-Kupfer Sampling Kalorimeter und soll die Energieverluste in Vorwärtsrichtung minimieren.

Es wird deshalb so dicht wie möglich an das Strahlrohr herangeführt, und deckt den Winkelbereich $0,7^\circ \leq \theta \leq 3,5^\circ$ ab.

Die Energieauflösung für Hadronen liegt allerdings nur ungefähr bei $\sigma(E)/E = 1,0 \text{ GeV}^2/E^2$.

Mit θ wird hier, wie im folgenden, der Winkel in der Zeichenebene der Abb. 4 relativ zum Protonstrahl bezeichnet (Polarwinkel).

Da sich das e-p Schwerpunktsystem mit hoher Geschwindigkeit in Protonrichtung bewegt, ist Rückwärtsstreuung von Hadronen extrem unwahrscheinlich. Der Winkelbereich $152^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$ wird deshalb nur von einem auf Elektronen optimierten Blei-Szintillator Sampling Kalorimeter abgedeckt.

Die Auflösung soll bei $\sigma(E)/E = 0,13 \text{ GeV}^2/E^2$ liegen.

In Vorwärtsrichtung abgestrahlte Myonen werden im Magnetfeld der Spule nur schwach abgelenkt. Deshalb erfolgt die Messung ihres Impulses in einem Vorwärts-Myon Spektrometer. Es besteht aus einem Toroidmagneten (8) und je drei Driftkammern vor bzw. hinter dem Toroid.

¹ Die Begriffe 'kompensierend' und 'Sampling Kalorimeter' werden in Kapitel 2 erläutert.

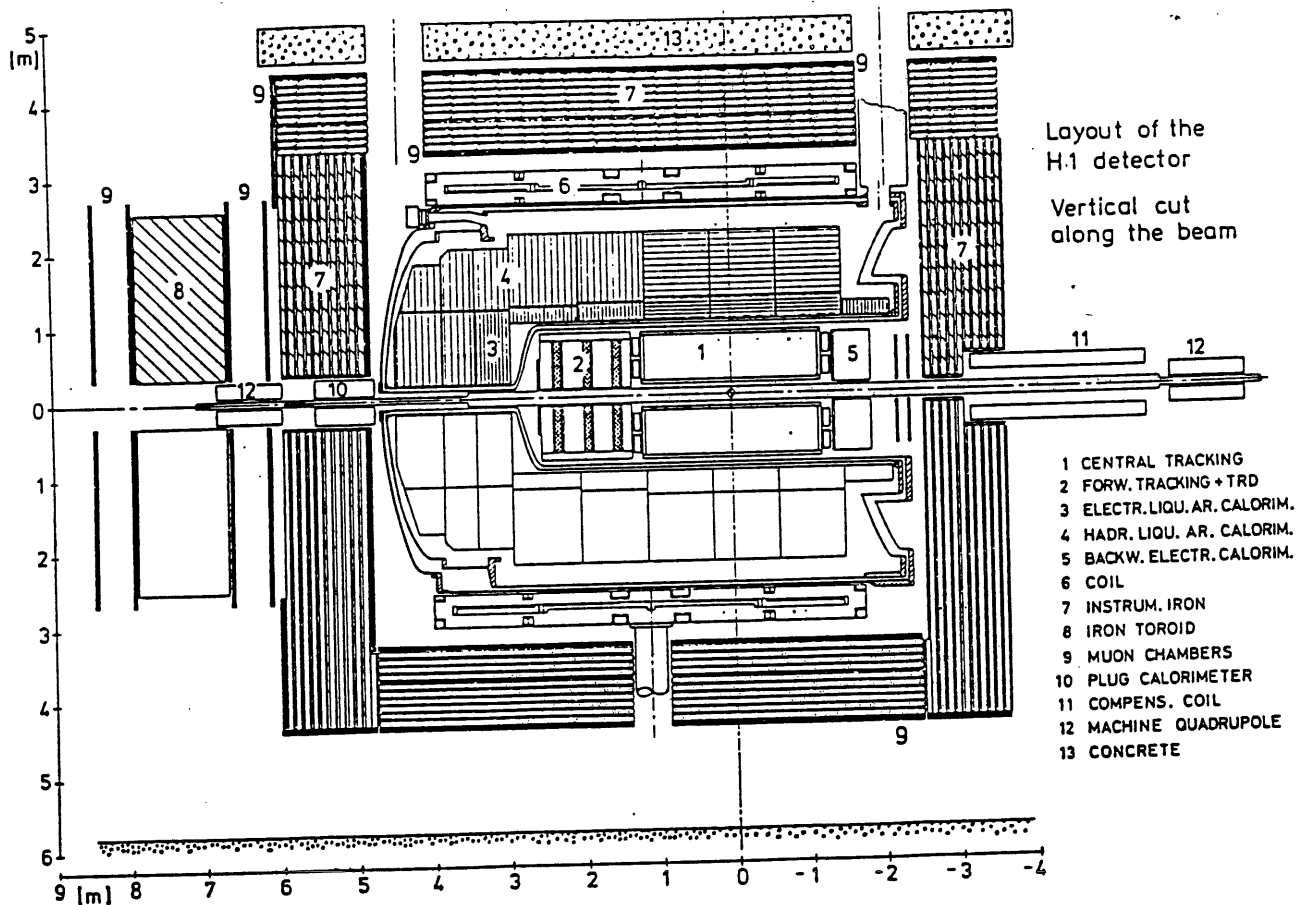


Abb. 4: Prinzipieller Längsschnitt durch den H1-Detektor.

Zur Luminositätsmessung und zum Nachweis von Reaktionen mit sehr kleinem Q^2 dienen Luminositätszähler in extremer Rückwärtsrichtung außerhalb des eigentlichen Detektors. Sämtliche Detektorkomponenten sind sehr ausführlich in [HER86] beschrieben. In Abschnitt 2.4 wird nur auf das flüssig Argon Kalorimeter und in Kapitel 3 auf das instrumentierte Eisen näher eingegangen.

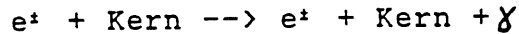
2. Kalorimetrie

Wie in den Abschnitten 1.3 und 1.4 erwähnt, erfolgt die Energiebestimmung der hochenergetischen Reaktionsprodukte im H1-Detektor mit sogenannten Kalorimetern. Bei der Wechselwirkung mit dem Kalorimetermaterial erzeugen die Teilchen einen Schauer von Sekundärteilchen, dessen Teilchenzahl ein sinnvolles Energiemaß darstellt. Da Elektronen und Photonen in rein elektromagnetischen Prozessen mit den Atomhüllen und Kernen eines Absorbers wechselwirken, Hadronen jedoch hauptsächlich über starke Wechselwirkung mit den

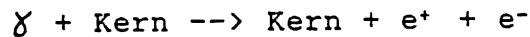
Kernen ihre Energie verlieren, ergeben sich prinzipielle Unterschiede bezüglich Aufbau und Eigenschaften eines Kalorimeters für Elektronen (Photonen) und Hadronen. Die beiden folgenden Abschnitte beschreiben zunächst die unterschiedliche Schauerentwicklung für beide Teilchenarten.

2.1 Elektromagnetische Schauer

Ein Elektron oder Photon hoher Energie erzeugt in Materie eine Teilchenkaskade, deren hauptsächlichste Prozesse Bremsstrahlung:



und Paarbildung:



sind.

Der Energieverlust pro Weglänge der Elektronen durch Bremsstrahlung wächst linear mit der Energie:

$$(dE/dx) = - (E/X_0) \quad (2.1)$$

Die materialabhängige Konstante X_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet. Die Beziehung 2.1 gilt näherungsweise auch für den Paarbildungsprozeß, so daß die mittlere Energie pro Schauerteilchen exponentiell mit der Eindringtiefe abnimmt.

Unterschreitet diese Größe eine kritische Energie E_c , bei der die Wirkungsquerschnitte für Paarbildung und Compton Streuung bzw. Bremsstrahlung und Ionisation in etwa gleich groß werden, bricht die Kaskade ab, da keine neuen Teilchen mehr erzeugt werden. Für E_c gilt näherungsweise:

$$E_c \approx 580 \text{ MeV}/Z_{\text{Abs}}$$

Z_{Abs} ist dabei die Kernladungszahl des Absorbers.

Die wichtigsten Eigenschaften elektromagnetischer Schauer im Hinblick auf den Kalorimeterbau sind:

- Die Länge auf der ca. 95% der Energie absorbiert wird, wächst logarithmisch mit der Primärenergie.
- Die transversale Ausdehnung wird durch den Molière Radius R_M beschrieben:

$$R_M \approx 21X_0/E_c [\text{MeV}]$$

Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $2R_M$ verbleiben etwa 95% der Energie.

- Die integrierte Spurlänge aller Teilchen im Schauer ist proportional zur Primärenergie.
- Fast die gesamte Energie wird in ionisierende Teilchen konvertiert

2.2 Hadronische Schauer

Die Wechselwirkung von Hadronen mit den Kernen des Absorbers erfolgt über eine Vielzahl inelastischer Prozesse.

Schon beim primären Stoß können mehrere Teilchen, hauptsächlich π -Mesonen, erzeugt werden, die in weiteren inelastischen Hadron-Kern Reaktionen ihre Energie verlieren.

Ungefähr jedes dritte Pion ist neutral und verursacht über den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ eine elektromagnetische Kaskade innerhalb des hadronischen Schauers.

Ferner kommt es durch Kernzertrümmerung und Abregung hochangeregter Kerne zur Emission niederenergetischer Nukleonen, Kernfragmente und Gammas.

Die geladenen Teilchen der Kaskade verlieren einen Teil ihrer Energie durch Ionisation. Es werden jedoch nicht nur ionisierende Teilchen erzeugt; vielmehr wird ein erheblicher Bruchteil der Energie zum Aufbrechen der Kernbindungen benötigt, sowie von Neutronen getragen.

Hinzu kommt ein kleiner von Neutrinos getragener Anteil.

Die Energie in einem hadronischen Schauer verteilt sich somit auf eine elektromagnetische Komponente f_{EM} aus π^0 Zerfällen und eine rein hadronische Komponente $f_{HAD} = (1 - f_{EM})$, die sich wiederum unterteilen läßt in einen von geladenen Hadronen und Gammas getragenen Bruchteil f_{ION} , die Neutronenkomponente f_N und einen Anteil f_B in Form von Bindungsenergie:

$$f_{HAD} = (1 - f_{EM}) * (f_{ION} + f_N + f_B)$$

Die Größe dieser Bruchteile ist zwar im Mittel näherungsweise unabhängig von der Primärenergie, variiert aber natürlich ereignisweise (sogenannte intrinsische Fluktuationen), und ist abhängig vom Absorbermaterial.

Wie bei elektromagnetischen Schauern nimmt die Länge hadronischer Schauer logarithmisch mit der Primärenergie zu. Als Längenskala dient hier die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Protonen λ , die ungefähr eine Größenordnung über der Strahlungslänge X_0 liegt (siehe Tabelle 1).

Die transversale Ausdehnung bleibt ungefähr auf λ beschränkt; hadronische Schauer sind also erheblich länger und breiter als elektromagnetische.

Die Gesamtzahl geladener Teilchen, sowie deren integrierte Spurlänge ist näherungsweise proportional zur Primärenergie. Allerdings wird nur ein Bruchteil der Energie in ionisierende Teilchen konvertiert.

	X_0 [cm]	λ [cm]	R_M [cm]	E_c [MeV]
Pb	0,56	17,1	1,6	7,2
Fe	1,76	16,6	1,8	20,5
U	0,32	10,5	1,0	6,5
Arfl.	14,0	83,7	13,7	21,5

Tabelle 1 : Kenngrößen elektromagnetischer und hadronischer Schauer für Blei, Eisen, Uran und flüssiges Argon.

2.3 Sampling Kalorimeter

Die beiden letzten Abschnitte zeigen, daß der Nachweis der Anzahl geladener Teilchen bzw. deren integrierter Spurlänge in einem Schauer sinnvoll zur Energiemessung genutzt werden kann. Das logarithmische Anwachsen der Schauerlänge mit der Primärenergie, sowie die transversale Beschränkung der Schauer erlauben ferner den Bau relativ kompakter Kalorimeter.

Als Beispiel eines homogenen elektromagnetischen Kalorimeters sei der Typ des Bleiglaskalorimeters genannt. Es besteht aus einer Packung szintillierender Bleiglasblöcke, in denen das Cherenkovlicht der Elektronen und Positronen registriert wird.

Die Anzahl N_p der Photoelektronen ist proportional zur Anzahl der e^+e^- -Paare, also proportional zur Energie E des primären Elektrons bzw. Photons, $N_p \sim E$.

Die statistischen Fluktuationen von N_p bestimmen das Auflösungsvermögen, $\sigma(E)/E \sim \sigma(N_p)/N_p = N_p^{-1/2}$.

Mit Bleiglaskalorimetern wurden Auflösungen in der Größenordnung $\sigma(E)/E = 0,05 \text{ GeV}^2/E^2 + 0,01$ erzielt, bei linearer Abhängigkeit des gemessenen Signals von der Teilchenenergie [BIN81], [DRU80].

Bei homogenen Kalorimetern wird also das Absorbermaterial gleichzeitig als AuslesemEDIUM benutzt. Diese Strategie würde auf ein HERA Kalorimeter mit enormen Ausmaßen führen, da neben Elektronen und Photonen auch hochenergetische Hadronen nachgewiesen werden müssen, und sämtliche als AuslesemEDIUM geeigneten Materialien eine große Absorptionslänge λ aufweisen.

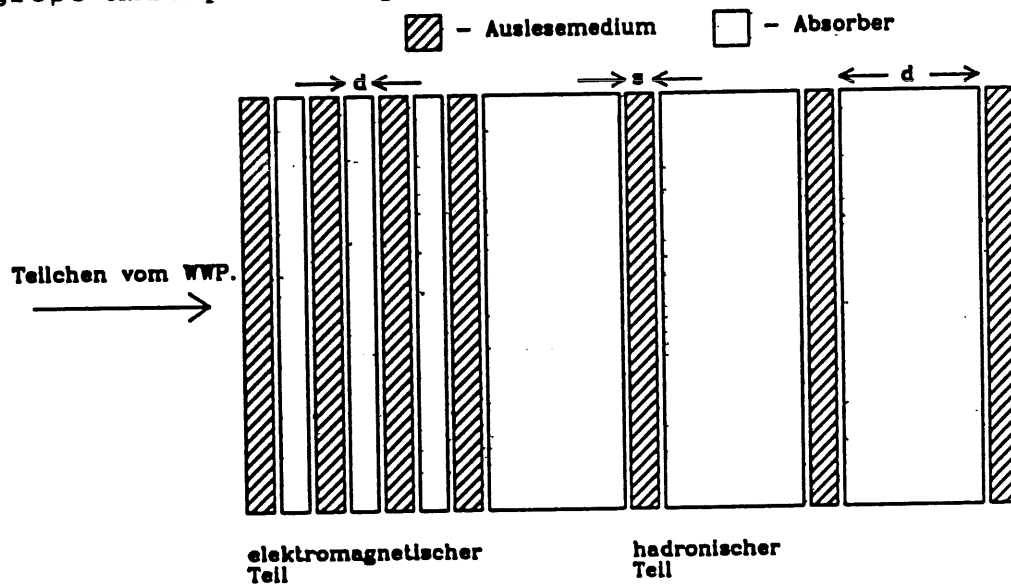


Abb.5: Prinzip eines kombinierten Elektron-Hadron Sampling Kalorimeters. Es ist nach rechts und links in gleicher Weise fortgesetzt zu denken.

Man verwendet deshalb schwere Absorber (Pb, Fe, Cu, U et c.), und durchsetzt diese mit Schichten eines leichten AuslesemEDIUMS (Gas, flüssiges Argon, Szintillator), in denen die geladenen Teilchen des Schauers stichprobenartig nachgewiesen werden. Ein solches Kalorimeter nennt man Sampling Kalorimeter (Abb. 5).

Folgende Fragen müssen beantwortet werden:

- Wie hängt das beobachtete Signal mit der Energie des einfallenden Teilchens zusammen?
- Wie verhält sich das Auflösungsvermögen als Funktion der Energie, und welche Faktoren begrenzen es?
- Ist die Kalorimeterantwort unabhängig von der Teilchenart?

Ein minimal ionisierendes Teilchen, mip , verursache in einer aktiven Schicht der Dicke s ein zu seinem Energieverlust proportionales Signal $S(mip)$, was allein vom Ausleseprinzip und der Ausleseelektronik abhängt:

$$S(mip) \sim (dE/dx)_s \cdot s \quad (2.2)$$

Für ein primäres Elektron oder Photon der Energie E ist dann das Signal $S(e)$ proportional zur Zahl N der Teilchen, welche insgesamt das aktive Medium durchqueren:

$$S(e) \sim N \cdot s \sim (E/d) \cdot s \quad (2.3)$$

Das Auflösungsvermögen wird fast ausschließlich durch die statistischen Schwankungen der Teilchenzahl bestimmt (Sampling Fluktuationen).

$$\sigma(S)/\langle S \rangle \sim \sigma(E)/\langle E \rangle = N^*/N \sim (d/E)^{1/2} \quad (2.4)$$

Hinzu kommen noch Landau- und Spurlängenfluktuationen durch δ -Elektronen bzw. niederenergetische Elektronen, die parallel zu den Samplingschichten lange Wege im aktiven Medium zurücklegen. Ein Vergleich von 2.4 mit 1.5 zeigt den Vorteil der kalorimetrischen Methode gegenüber einer Impulsmessung bei hohen Energien. Abb.6 zeigt eine experimentelle Bestätigung der Beziehung 2.4, gemessen mit einem Blei-Szintillator Kalorimeter für Photonen im Energiebereich zwischen 200 MeV und 320 MeV. Aufgetragen ist die normierte Energieauflösung $(\sigma(E)/\langle E \rangle) \cdot E^2 \cdot 100$ gegen die Absorberdicke d . Die Dicke der Szintillatorlagen betrug jeweils $s=5d$. Im Einschub ist der Einfluß der Absorberdicke auf das gemessene Signal dargestellt, normiert auf Photonen der Energie 1GeV. Bemerkenswerterweise ist die Signalhöhe bei konstantem Verhältnis d/s (sogenannte sampling ratio) erst bei größeren Absorberdicken unabhängig von den absoluten Werten d und s . Die Beziehung 2.3 gilt also nicht exakt. Gleichzeitig wird aber, wie Abb. 7 zeigt, die lineare Abhängigkeit des Signals von der Teilchenenergie bestätigt. Die Punkte oberhalb von 380 MeV wurden dabei mit Elektronen vermessen.

Abb. 6: Normierte Energieauflösung $\sigma(E)/\langle E \rangle * E$ in % als Funktion der Absorberdicke D. Der Einschub zeigt den Einfluss der Absorberdicke auf die gemessene Signalhöhe, normiert auf Photonen der Energie 1 GeV. Die Messung erfolgte mit einem Blei-Szintillator Sampling Kalorimeter. Die Dicke der Szintillatorlagen betrug jeweils $s=5d$. [HOF82]

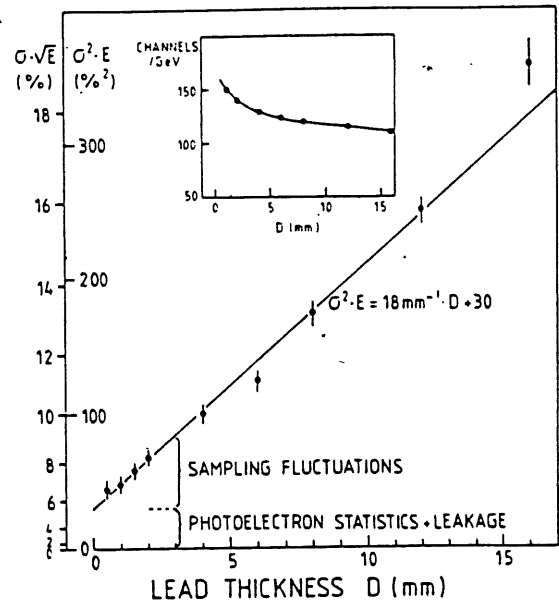
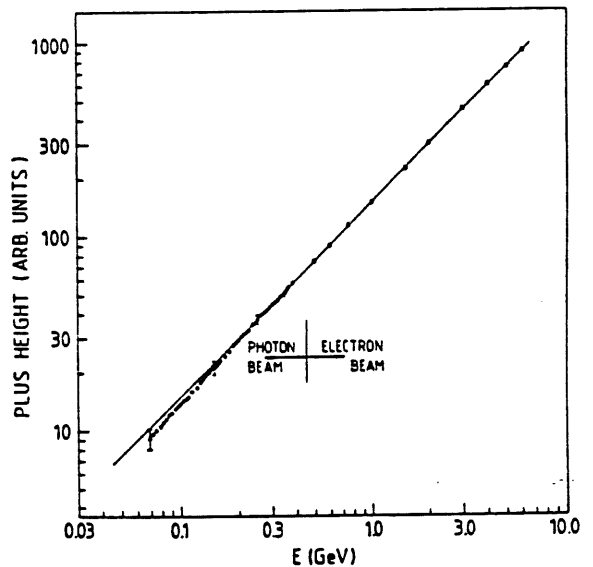


Abb. 7: Abhängigkeit der Signalhöhe von der Teilchenenergie für dasselbe Kalorimeter, mit dem die Resultate in Abb. 6 erzielt wurden. Die Dicke der Bleischichten beträgt $d=1 \text{ mm}$, die Dicke der Szintillatorlagen $s=5 \text{ mm}$. Die Punkte bis 380 MeV wurden mit Photonen gemessen; oberhalb von 380 MeV mit Elektronen. [HOF82]



Für Hadronen ergibt sich ein vergleichsweise komplizierteres Verhalten, da nur ein Bruchteil der Energie von ionisierenden Teilchen getragen wird. Das Signal der einzelnen Schauerkomponenten $i=e, h$ wird üblicherweise durch den Bruchteil $a(i)$ der im Nachweismedium sichtbaren Energie für die jeweilige Komponente i ausgedrückt:

$$S(i) = \text{const.} * E(i) * a(i)$$

$$E(i)_{\text{sichtbar}} = E(i) * a(i)$$

$a(i)$ wird als sampling fraction der Komponente i bezeichnet.

Damit erhält man als Antwort $S(e)$ des Kalorimeters auf Elektronen (Photonen):

$$S(e) = k \cdot E \cdot a(e) \quad (2.5)$$

und auf Hadronen:

$$S(h) = k \cdot E \cdot [f_{EM} \cdot a(e) + (1 - f_{EM}) \cdot a(h)] \quad (2.6)$$

$a(h)$ ist dabei die sampling fraction der rein hadronischen Schauerkomponente:

$$a(h) = f_{ion} \cdot a(ion) + f_N \cdot a(N) + f_B \cdot a(B) \quad (2.7)$$

Es ist $a(B)=0$ und normalerweise auch $a(N)=0$.

Die Kalibrationskonstanten $C(e) = S(e)/E$ und $C(h) = S(h)/E$ müssen in einer Eichmessung bestimmt werden, wobei möglichst gelten soll: $C(e) = C(h)$.

Der mittlere elektromagnetische Anteil f_{EM} läßt sich z.B. in Edelstahl für einfallende geladene Pionen im Energiebereich $10 \text{ GeV} < E < 200 \text{ GeV}$ in sehr guter Näherung parameterisieren durch [BRG89]:

$$f_{EM} = 0,11 \cdot \ln E + 0,22$$

f_{EM} beträgt also bereits bei 10 GeV etwa 47%, und wächst logarithmisch mit der Primärenergie. $a(h)$ ist eine im Mittel näherungsweise energieunabhängige Größe, die jedoch aufgrund der intrinsischen Fluktuationen schwankt, und infolge der unsichtbaren Komponenten f_N und f_B i.a. kleiner ist als $a(e)$. Somit folgt aus einem Vergleich von 2.5 und 2.6:

1. $S(e)/S(h) > 1$, abhängig von der Energie.
2. Das logarithmische Anwachsen von f_{EM} führt zu logarithmischen Abweichungen von der Linearität
3. Die intrinsischen Fluktuationen verursachen eine Verbreiterung des Signals und damit eine Verschlechterung der Auflösung.

Abb. 8 verdeutlicht die Punkte 1 und 3. Aufgetragen sind die auf eins normierten Häufigkeitsverteilungen der Signalthöhen des H1 flüssig Argon Vorwärtskalorimeters (siehe Abschnitt 2.4) bei Einschub von Elektronen (schraffiert) und negativ geladenen Pionen von jeweils 50 GeV auf einer willkürlichen linearen Skala [BIN90].

Abb. 9 zeigt das Verhältnis $S(e)/S(\pi)$ als Funktion der Energie für einen Prototyp des hadronischen Kalorimeters.

Ein Kalorimeter mit $S(e)/S(h) = 1$ nennt man kompensierend. Die Energieauflösung eines nicht kompensierenden Kalorimeters skaliert nicht länger mit $1/E^*$. Vielmehr gilt [BRG89], [DRE89]:

$$\sigma(E)/E = b/E^* + c$$

Der konstante Term dominiert das Auflösungsvermögen bei hohen Energien.

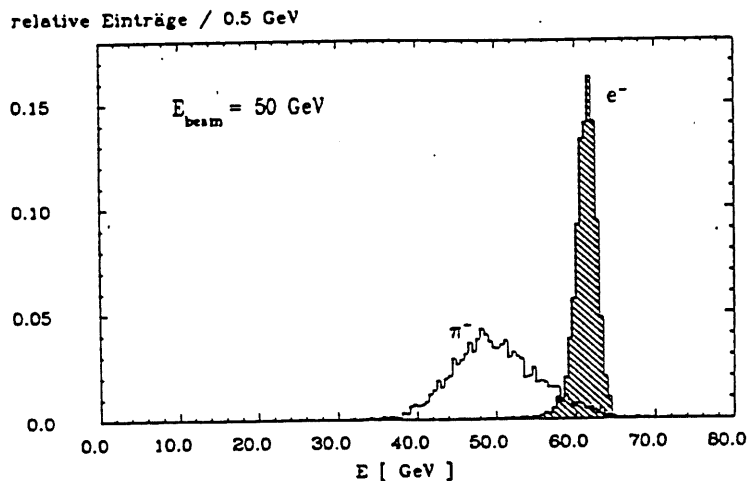
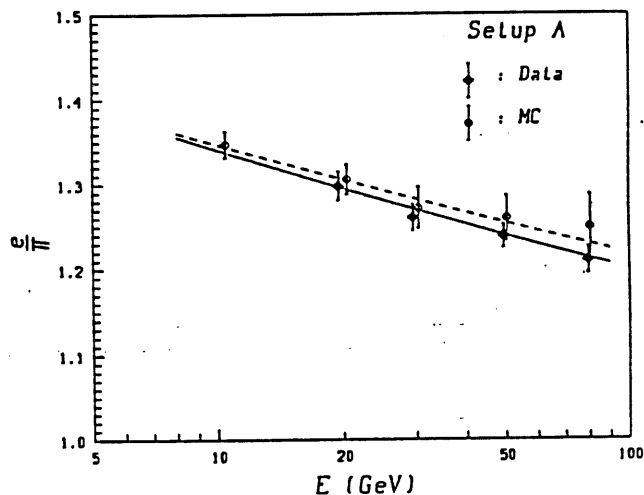


Abb. 8: Ladungsspektrum des H1 flüssig Argon Vorwärtskalorimeters für Elektronen (schraffiert) und negativ geladene Pionen von jeweils 50 GeV auf einer identischen linearen Skala. Der Wert $\langle S(e) \rangle / \langle S(h) \rangle$ beträgt 1,22. Die Histogramme sind jeweils auf 1 normiert.

Abb. 9: Verhältnis $\langle S(e) \rangle / \langle S(\pi) \rangle$ eines Prototyps des H1 flüssig Argon Kalorimeters als Funktion der Teilchenenergie. Die vollen Punkte sind das Ergebnis einer Messung an einem Teststrahl des Cern-SPS, bei direktem Einschub in das Hadron-Kalorimeter. Die offenen Punkte stellen die Vorhersage einer Monte-Carlo Simulation dar. [BRG89]



Kompensation erreicht man durch $a(e)=a(h)$ auf zwei prinzipiellen Wegen:

- a) Über eine ausreichend differentielle Energiemessung können elektromagnetische Schauer innerhalb eines hadronischen Schauers als lokal hohe Ladungsdeposition erkannt, und so 'gewichtet' werden, daß $a(e)=a(h)$. Dieser Weg wird von der H1-Kollaboration besprochen, und ist in Abschnitt 8.2 näher beschrieben.

- b) Benutzt man wasserstoffhaltige Nachweismedien, z.B. organische Szintillatoren, erreicht man durch elastische Streuung der Neutronen an den Protonen des aktiven Mediums, daß $a(N) > 0$. Die zusätzliche Verwendung von Uran als Absorber erhöht die Neutronenausbeute f_N , da neben der Spallation auch Kernspaltung beiträgt. Weil die Neutronen im Absorber kaum Energie verlieren, läßt sich auf diese Weise $a(h)$ ausreichend vergrößern. Diese Methode wurde von der ZEUS Kollaboration in ein hochauflösendes kompensierendes Hadron-Kalorimeter umgesetzt [BEH89].

In einem kompensierenden Kalorimeter wird die Skalierung der Auflösung mit $1/E^2$ zwar wiederhergestellt; die intrinsischen Fluktuationen begrenzen jedoch das Auflösungsvermögen [DRE89], [BEH89], [BRG89].

Interessant ist ein Vergleich beider Kompensationsmethoden. Während b) auf ein selbstkompensierendes Kalorimeter führt, muß die Kompensation in a) Offline erfolgen.

Beide Wege eliminieren weitestgehend die Nichtlinearität und die Verbreiterung des Hadronsignals durch die elektromagnetische Komponente f_{EM} .

In a) wird jedoch das Auflösungsvermögen durch die Fluktuationen zwischen f_{ION} , f_N und f_B begrenzt.

Die Auswirkung dieser Fluktuationen wird in b) erheblich reduziert, da die Neutronenkomponente f_N mit dem Kernbindungsanteil f_B stark korreliert ist.

Deshalb erwartet man für das Zeus Kalorimeter eine überlegene hadronische Energieauflösung im Vergleich zu H1, $\sigma(E)/\langle E \rangle \approx 0,35 \text{ GeV}^2/E^2$. Dieser Wert wurde in Testmessungen bestätigt [BEH89], wird allerdings mit einer Verschlechterung der Auflösung für Elektronen erkauft, welche bestenfalls bei $\sigma(E)/E = 0,18 \text{ GeV}^2/E^2$ liegen wird.

Die Gründe hierfür sind das gröbere Sampling im elektromagnetischen Teil des Zeus Kalorimeters (Dicke d der Absorberschichten: $d = 3,3 \text{ mm U} \approx 1 X_0$, vgl. H1: $d = 2,4 \text{ mm Pb} \approx 0,43 X_0$), sowie ein nicht vernachlässigbarer Beitrag der Photoelektronen-Statistik von ca. $0,10 \text{ GeV}^2/E^2$.

Hinzu kommt, daß sich das gesamte Kalorimeter außerhalb der Spule befindet, da die Auslese der Szintillatoren über Photomultiplier nur außerhalb des Magnetfelds erfolgen kann.

Dadurch wird jedoch das inaktive Material vor dem Kalorimeter in Form der Spule vergrößert, und so die Auflösung vor allem für Elektronen verschlechtert.

Die Wahrscheinlichkeit, das gestreute Elektron bei neutralen Strömen irrtümlich als Pion zu identifizieren, wird ferner durch die grobe Granularität des Kalorimeters erhöht.

Zeus ist also auf geladene Ströme optimiert, bei denen ein Neutrino im Endzustand auftritt, und nur der Stromjet zur Rekonstruktion der Kinematik zur Verfügung steht, während bei H1 größerer Wert auf gute Teilchenidentifikation und elektromagnetische Kalorimetrie gelegt wird, was für neutrale Ströme von herausragender Bedeutung ist.

Neben der Abhängigkeit des Signals von der Teilchenart ist auch das Verhalten des Kalorimeters bei variierendem Einfallswinkel ϑ der Schauerteilchen von Interesse, da sich die effektive Dicke der aktiven und passiven Schichten mit ϑ ändert.

Bei senkrechtem Einfall auf die Samplingschichten sei $\vartheta = 0^\circ$. Bei exakter Gültigkeit der Beziehung 2.3 würde das in den aktiven Schichten wie $s/\cos\vartheta$ anwachsende Signal der ionisierenden Teilchen, genau deren wie $\cos\vartheta/d$ abnehmende Anzahl kompensieren. Der Einschub in Abb. 6 zeigt allerdings, daß dieses idealisierte Verhalten nur bedingt gilt.

Das Signal $S(e)$ wächst bei konstanter sampling ratio, mit kleiner werdender Absorberdicke immer steiler an. Dieser sogenannte Migration Effekt hat seine Ursache in der Z^4 Abhängigkeit des Photowirkungsquerschnitts, wobei Z die Kernladungszahl ist.

Dadurch deponiert die, in erster Linie von Photonen im MeV Bereich getragene Niederenergiekomponente elektromagnetischer Schauer ihre Energie vorwiegend im Absorber, da die Photoelektronen eine kleine Reichweite haben. Elektronen, die in der Nähe der Absorbergrenzfläche im Absorber erzeugt werden, können aber noch zum Signal beitragen.

Für die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers gilt das eben Gesagte.

Der sichtbare Energieanteil der geladenen Hadronen $a(\text{ion})$ nimmt i.a. mit ϑ ab, da z.B. für niederenergetische Protonen aufgrund der hohen Ionisationsdichte beträchtliche Rekombinationsverluste auftreten, die am Ende einer Teilchenspur besonders groß sind, und deshalb mit s anwachsen.

Daraus folgt, daß die Kalibrationskonstanten $C(e)$ und $C(h)$ nicht von vornherein unabhängig vom Winkel ϑ sind.

Aus den unterschiedlichen Abmessungen elektromagnetischer und hadronischer Schauer und der Existenz der intrinsischen Fluktuationen ergibt sich eine weitere Konsequenz für die Entwicklung eines kombinierten Elektron-Hadron Kalorimeters, wie es für HERA gefordert ist.

Die Kalorimetertiefe muß für Hadronen etwa 5-10 mal größer sein als für Elektronen gleicher Energie. Nach Gleichung 2.4 ist für Elektronen ein möglichst feines Sampling (kleine Absorberschichtdicke) anzustreben. Die Auflösung für Hadronen lässt sich aufgrund der intrinsischen Fluktuationen jedoch durch verfeinertes Sampling nicht beliebig verbessern.

Man unterteilt das Kalorimeter deshalb in einen fein gesampelten vorderen Teil, in dem die Elektronen und Photonen vollständig absorbiert werden, und einen nachfolgenden, gröber strukturierten Teil, in dem der hauptsächliche Energieverlust der Hadronen erfolgt (Abb. 5).

2.4 Das H1 flüssig Argon Kalorimeter

In Abb. 10 ist die Winkelabhängigkeit der Kalorimetertiefe in λ und X_0 relativ zum Strahl gezeigt. Der Wechselwirkungspunkt ist mit IP bezeichnet.

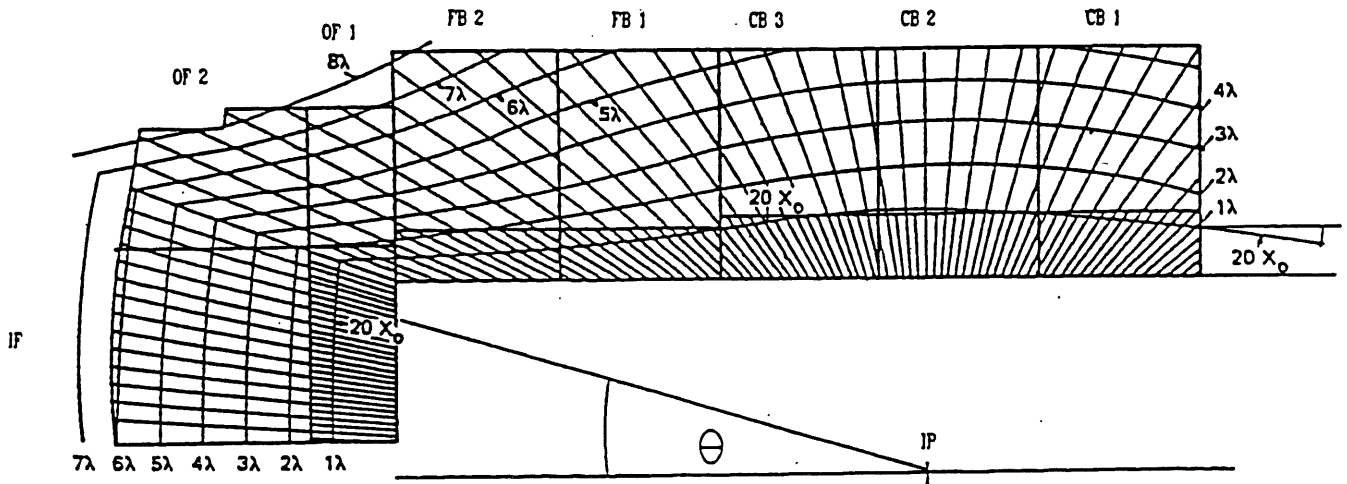


Abb. 10: Tiefe des flüssig Argon Kalorimeters in λ und X_0 .

Elektronen und Photonen verlieren ihre Energie im elektromagnetischen Teil (EMC) auf einer Länge von 20-30 X_0 bzw. 1-2 λ . Die Gesamttiefe inklusive des nachfolgenden hadronischen Kalorimeters (HAC) variiert zwischen 4-8 λ , je nach der zu erwartenden maximalen Jetenergie.

Als Absorber werden 2,4 mm dicke Bleiplatten im EMC und 15,7 mm dicke Edelstahlplatten im HAC benutzt. Die Auslese erfolgt in beiden Kalorimetersektionen mit flüssig Argon gefüllten Ionisationskammern, weshalb sich das komplette Kalorimeter in einem Kryostaten befindet.

Die Dicke der Argonschichten beträgt 2,3 mm im HAC und 2,4 mm im EMC.

Einen Ausschnitt aus dem hadronischen Teil zeigt Abb. 11. Das elektromagnetische Kalorimeter ist prinzipiell sehr ähnlich aufgebaut.

Die Kathode des Auslesekondensators wird von einer sehr dünnen ($d \approx 3/100$ mm) hochohmigen Schicht gebildet, an die eine Hochspannung von $U \approx -2,5$ kV gelegt wird. Die von einem ionisierenden Teilchen im Argon erzeugten Elektronen driften zu den als Ausleseanode benutzten Kupferflächen (Pads). In der Projektion auf den Wechselwirkungspunkt hintereinanderliegende Pads werden in einer Turmstruktur zusammengefasst; d.h. die Padsignale mehrerer hintereinanderliegender Ebenen werden addiert, und in einem elektronischen Kanal ausgelesen.

Somit ergibt sich eine, in longitudinaler Richtung durch die Anzahl zusammengefasster Lagen, und in transversaler Richtung durch die Padfläche festgelegte, dreidimensionale Segmentierung des Kalorimeters.

Die mindestens erforderliche Granularität ergibt sich aus der Tatsache, daß ein flüssig Argon Kalorimeter prinzipiell nicht kompensierend ist. Dies liegt in erster Linie daran, daß die

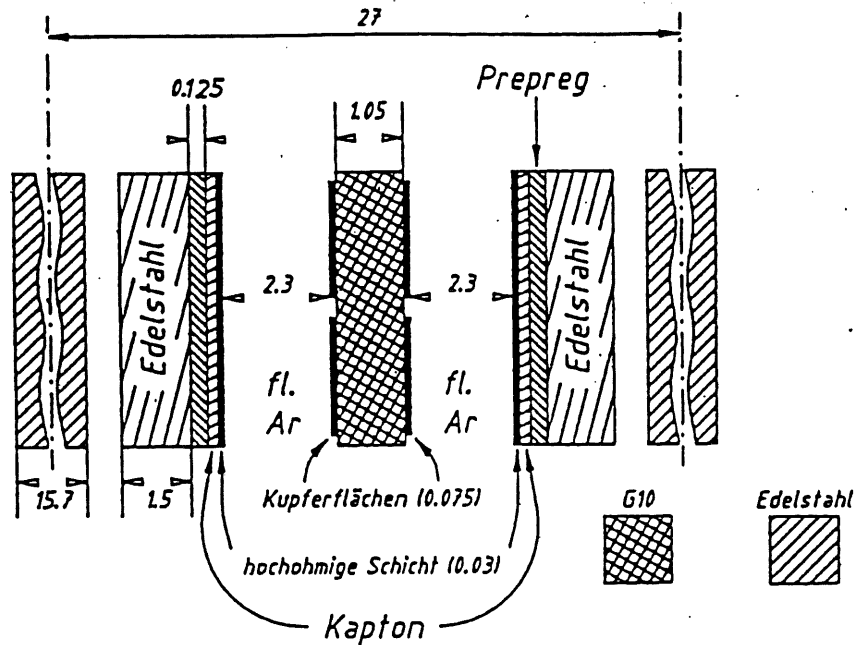


Abb. 11: Longitudinaler Ausschnitt aus dem hadronischen Teil des flüssig Argon Kalorimeters. Maße in mm.

Neutronenkomponente nicht zur Anhebung des Hadronsignals genutzt werden kann, da der Energieübertrag der Neutronen auf die Kerne vermöge elastischer Streuung umgekehrt proportional zu deren Nukleonenzahl A ist ($A_{Ar} = 40$).

Die Segmentgröße ist deshalb so dimensioniert, daß π^0 -induzierte elektromagnetische Schauer innerhalb eines hadronischen Schauers als lokal hohes Signal erkannt, und entsprechend 'gewichtet' werden können.

Hohe Granularität erhöht außerdem die Nachweiswahrscheinlichkeit des gestreuten Elektrons.

Die feinste mögliche Segmentierung folgt aus der notwendigerweise beschränkten Anzahl von Auslesekanälen, Kabeldurchführungen et c.

Die genaue Größe der Segmente ist ortsabhängig. Die Padfläche liegt zwischen $7 \times 7 \text{ cm}^2$ und $15 \times 15 \text{ cm}^2$ im HAC und zwischen $3 \times 3 \text{ cm}^2$ und $8 \times 9 \text{ cm}^2$ im EMC.

Die Nachteile von flüssigem Argon als Nachweismedium sind in der aufwendigen Kryotechnik, den langen Ladungssammelzeiten in der Größenordnung μs und der erst im Datenverarbeitungsschritt möglichen Kompensation bei relativ schlechter Auflösung für Hadronen zu sehen.

Der wichtigste Vorteil ist das sehr einfache Ausleseprinzip, welches leicht zu kalibrieren ist, eine hohe Granularität ermöglicht, und im Gegensatz zu Photomultipliern (Szintillator), auch in starken Magnetfeldern arbeitet.

Der letzte Punkt läßt den Betrieb innerhalb der Magnetspule zu. Dadurch wird das inaktive Material vor dem Kalorimeter reduziert, und so die Auflösung vor allem für Elektronen verbessert.

Weitere Vorteile sind die hohe Dichte, Homogenität und Strahlungsfestigkeit, d.h. man erhält ein relativ hohes, ortsunabhängiges und bei entsprechender Überwachung der Reinheit zeitlich stabiles Signal.

3. Das H1-Eisenjoch

Elektronen und Photonen werden mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit bereits im elektromagnetischen und mit Sicherheit im gesamten flüssig Argon Kalorimeter absorbiert.

Ein im Mittel kleiner Bruchteil der hadronischen Jetenergie entweicht jedoch aus dem Gesamtkalorimeter.

Dies ist in Abb. 12 genauer quantifiziert. Aufgetragen ist für drei verschiedene Energien der Bruchteil der Ereignisse, für die eine Energie größer als eine bestimmte Schwellenenergie E_{TH} im Eisenjoch gesehen wird, gegen die Schwellenenergie selbst, bei Einschub einzelner geladener Pionen in ein ca. 6λ tiefes H1 flüssig Argon Kalorimeter mit einer nachfolgenden inaktiven Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 0,25\lambda$.

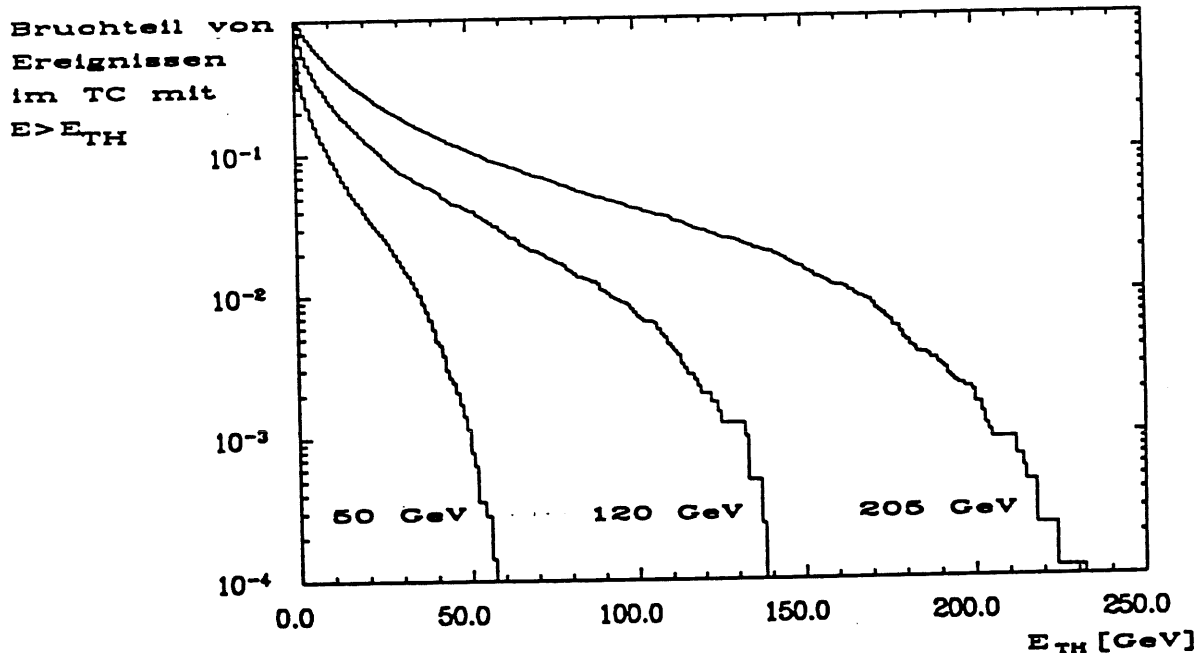


Abb. 12: Mit dem Tailcatcher gemessenes Leckspektrum des flüssig Argon Kalorimeters für den Einschub einzelner geladener Pionen der Energie $E_s = 50, 120, 205$ GeV.

Um einer dadurch verursachten Verschlechterung der Auflösung oder Reduzierung der ohnehin sehr geringen Ereignisraten entgegenzuwirken, ist das Eisenjoch der Magnetspule als aktiver Detektorteil ausgelegt.

Es soll neben der Rückführung des magnetischen Flusses zur Messung der aus dem Argon Kalorimeter herausleckenden Energie (Tailcatcher), sowie zur Myonidentifikation und -Impulsmessung dienen, d.h. es ist als Schauerzähler mit einer für eine Impulsmessung ausreichenden Ortsauflösung zu konzipieren.

Dies läßt sich unter vertretbaren Kosten durch die Bestückung mit Gasdetektoren realisieren, wobei sogenannte Streamerkammern den optimalen Kompromiß zwischen Preis und physikalischen Anforderungen darstellen.

Die beiden folgenden Abschnitte behandeln Prinzip, Aufbau und Eigenschaften von Streamerkammern.

3.1 Allgemeines über Gasdetektoren, der Streamermode

Im Prinzip ist ein Gasdetektor ein gasgefüllter Kondensator, zwischen dessen Elektroden eine Hochspannung gelegt wird. Durchquert ein geladenes Teilchen das Kondensatorvolumen, ionisiert es das Nachweisgas. Elektronen und Ionen driften im elektrischen Feld zu entgegengesetzten Elektroden und influenzieren dadurch auf diesen eine Ladung, was prinzipiell als Stromimpuls meßbar ist.

Ist die Anode ein dünner Draht ($d \approx 20-100 \mu\text{m}$), der im Inneren eines zylindrisch oder rechteckig geformten Rohres verläuft, welches die Kathode bildet (Abb. 14), werden die Driftelektronen bei ausreichender Hochspannung in unmittelbarer Drahtnähe so stark beschleunigt, daß sie weitere Gasatome ionisieren, und eine Ladungslawine auslösen.

Die Elektronen der Lawine erreichen innerhalb weniger Nanosekunden den Draht, während die Ionenwolke sehr viel langsamer auf die Kathode zudriftet.

In einem, Proportionalbereich genannten, Spannungsintervall ist die Lawinenladung proportional zur Primärladung. Der Proportionalitätsfaktor heißt Gasverstärkung und wächst exponentiell mit der Hochspannung.

Rekombinationsphotonen aus der Lawine können im gesamten Gasvolumen und in der Kathode Photoelektronen erzeugen, und so weitere Lawinen auslösen. Um eine Entladung über den gesamten Draht zu verhindern, setzt man dem Zählgas einen Anteil eines mehratomigen Löschgases (z.B. Isobutan) bei, dessen zahlreiche Rotations- und Vibrationsübergänge die mittlere freie Weglänge der Photonen verkleinern.

Als Zählgase werden i.a. Edelgase benutzt. Die zur Kathode gedrifteten Edelgasionen können aus dieser Elektronen auslösen. Die Stärke dieses Effekts, der zum erneuten Einsetzen der Entladung führen kann, wird ebenfalls durch den Löschgasanteil herabgesetzt.

Aufgrund des niedrigeren Ionisationspotentials des Löschgases übertragen Zählgasionen ihre Ladung auf Löschgas-moleküle.

Die Löschgasionen erhalten jedoch nicht genügend Energie zur Sekundärionisation.

Anzahl und Reichweite der Rekombinationsphotonen aus der Lawine sind neben dem Feldgradienten in unmittelbarer Drahtnähe die entscheidenden Parameter für das Verhalten des Zählers bei Spannungen oberhalb des Proportionalbereichs. Die Reichweite wird durch den Löschgasanteil bestimmt, die Anzahl wächst mit der Gasverstärkung, d.h. mit der Hochspannung.

Daraus ergibt sich eine mit der Hochspannung wachsende Wahrscheinlichkeit, daß in größeren Abständen von der Lawine Photoelektronen erzeugt werden. Wird diese Wahrscheinlichkeit ausreichend groß, erfolgt der Übergang in den Geigerbereich.

Die Entladung pflanzt sich entlang des gesamten Drahtes fort, und wird erst unterbrochen, wenn die positive Raumladungswolke das Feld zwischen Kathode und Draht so stark abschirmt, daß für weitere am Draht eintreffende Elektronen keine Lawinenbildung mehr erfolgt.

Der Zähler bleibt so lange inaktiv, bis die relativ unbeweglichen Ionen zur Kathode gedriftet sind (typischerweise 0,1-1 ms).

Werden dagegen auch bei hohen Gasverstärkungen nur in unmittelbarer Nähe der Lawine mit nennenswerter Wahrscheinlichkeit Photoelektronen erzeugt, kann es zur Ausbildung einer Streamerentladung kommen. M. ATAC et al. erklären den Effekt wie folgt [ATA82]:

Die Photoelektronen driften nicht zum Draht, sondern zur Raumladungswolke. An deren Spitze kann bei nicht zu dünnen Drähten, durch die Überlagerung der Felder zwischen Kathode und Raumladungswolke, sowie Kathode und Draht, die Feldstärke für die Bildung einer Sekundärlawine ausreichen, die ihrerseits Photonen emittiert.

Der Prozeß setzt sich in Richtung Kathode fort, bis das kleiner werdende Feld zwischen Kathode und Draht die resultierende Feldstärke an der Spitze der Raumladungswolke soweit reduziert hat, daß die gleichzeitig sinkende Anzahl von Rekombinationsphotonen die Auslöseschwelle für eine weitere Lawine unterschreitet.

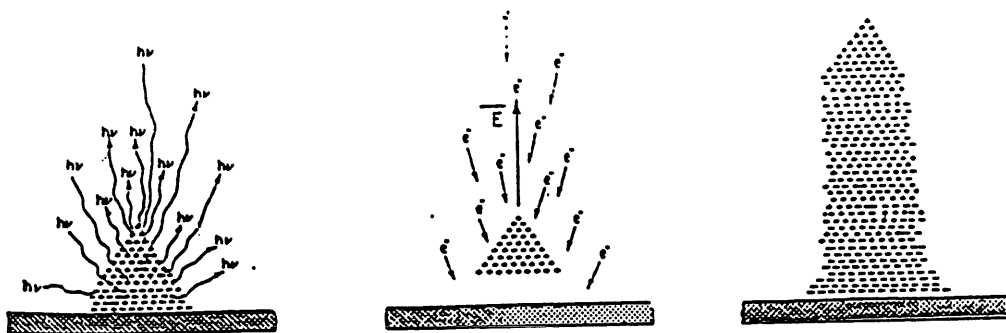


Abb. 13: Prinzip der Streamerbildung nach M. Atac.

Photografien von Streamern haben gezeigt, daß es sich tatsächlich um eine bis zu mehrere Millimeter lange Entladung handelt, die ihren Ursprung am Draht hat, und sich entlang der Feldlinien zur Kathode hin entwickelt [ATA82]. Die Ausdehnung in Drahtrichtung liegt in der Größenordnung des Drahtdurchmessers. Diese Entladung wird aufgrund ihrer typischen Form 'Streamer' (Wimpel, Fähnchen) genannt.

Die Spannung läßt sich soweit erhöhen, bis der Streamer zur Kathode durchbricht, und eine Dauerentladung verursacht.

Ist das Spannungsintervall zwischen Proportionalbereich und Dauerentladung so breit, daß ein stabiler Betrieb im Streamermodus möglich ist, spricht man von einer Streamerkammer oder limited streamer tube.

Beim Übergang vom Proportionalmodus in den Streamermodus wachsen Amplitude und Ladung der auf dem Anodendraht über einen Auslesewiderstand abgegriffenen Spannungspulse sprunghaft um etwa einen Faktor zehn [BER87].

Diese Eigenschaft liefert zusammen mit der Beschränkung der Entladung auf eine kleine Stelle des Drahtes das Hauptargument für den Einsatz von Streamerkammern im Eisenjoch des H1-Detektors.

Die relativ großen Signale ermöglichen eine einfache Auslese über äußere Influenzelektroden, und reduzieren wegen des erhöhten

Signal/Rausch Verhältnisses die Anforderungen an die Ausleseelektronik gegenüber Proportionalkammern, ohne daß, wie bei Geigerzählern, die Information über den Durchgangsort des Teilchens verloren geht.

Abgesehen von der Breite der Ladungsverteilung pro Streamer resultiert ein Nachteil von Streamerkammern als Detektorlage eines Hadron-Kalorimeters aus der Abschirmung des Feldes zwischen Kathode und Draht durch die Raumladungswolke des Streamers.

Dadurch entsteht eine tote Zone von ca. 1-3 mm Radius um den Streamer, innerhalb der für weitere am Draht eintreffende Elektronen keine Lawinenbildung erfolgt. Es werden also nicht alle geladenen Teilchen eines Schauers nachgewiesen.

Inwieweit dieser Effekt Linearität und Auflösung des Kalorimeters beschränkt, muß Gegenstand einer Messung sein.

3.2 H1-Streamerkammern

Abb. 14 zeigt den Aufbau einer H1-Streamerkammer. Die Elementarzelle bildet ein nach oben offenes Luranylgehäuse² mit einem Innenquerschnitt von 9x9 mm² und einer Wandstärke von 1 mm, in dessen Mitte ein 0,1 mm dicker Cu-Be Draht gespannt ist, der über einen Auslewiderstand von 270 Ω auf Massepotential liegt.

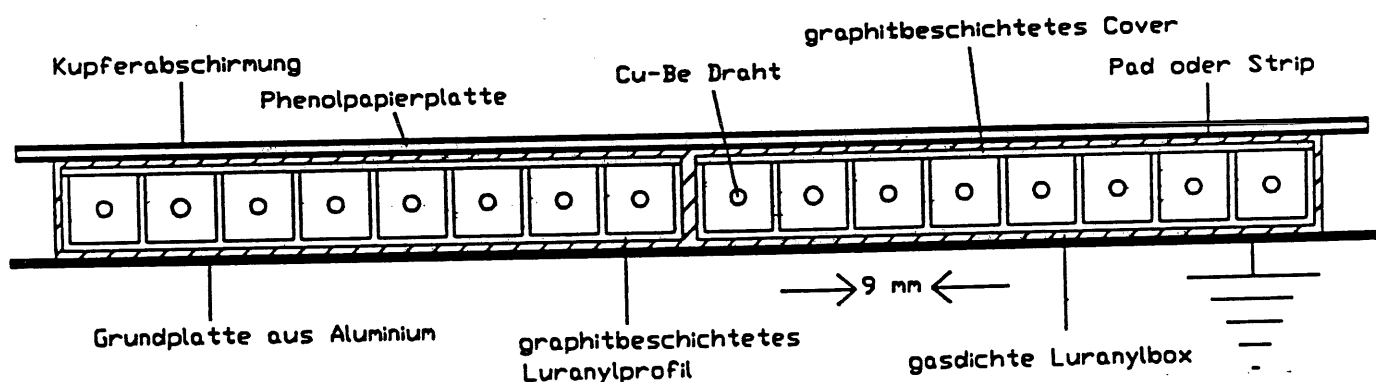


Abb. 14: Querschnitt einer Doppelbox aus zwei Profilen bzw. 16 Elementarzellen. Mehrere dieser Doppelboxen bilden eine Kammer.

Das Gehäuse ist auf der Innenseite mit einer, die Kathode bildenden, Graphitbeschichtung versehen.

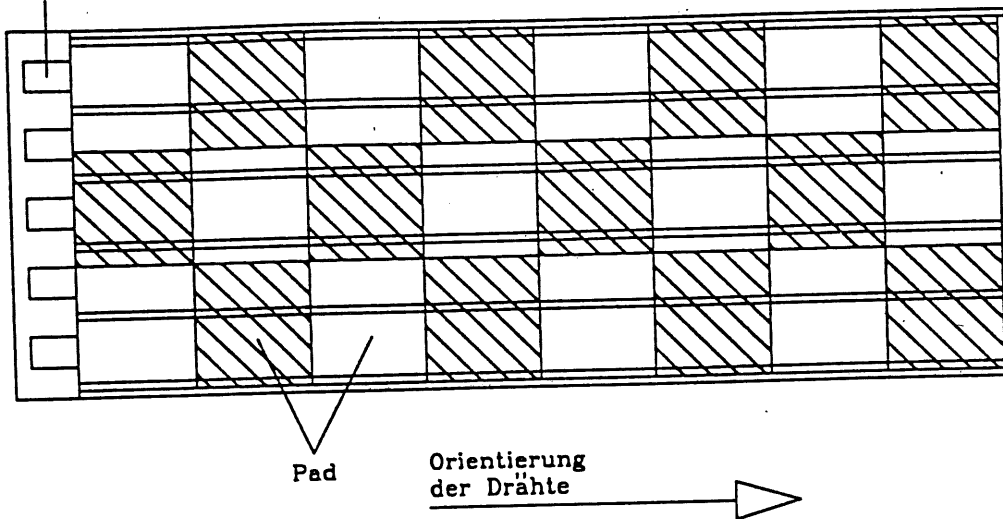
Acht solcher Elementarzellen bilden ein sogenanntes Profil. Auf der offenen Seite jeden Profils liegt ein graphitbeschichteter Deckel (Cover).

Die Beschichtungen von Cover und Profil sind leitend miteinander verbunden.

Zwei Profile werden zusammen in eine gasdichte Luranylbox eingeschweißt, die mit elektrischen und Gasversorgungsanschlüssen versehen ist.

² Luranyl ist ein halogenfreier, schwer entflammbarer Kunststoff.

Auslesekarte für je ein Doppelprofil



Auslesekarte für je ein Doppelprofil

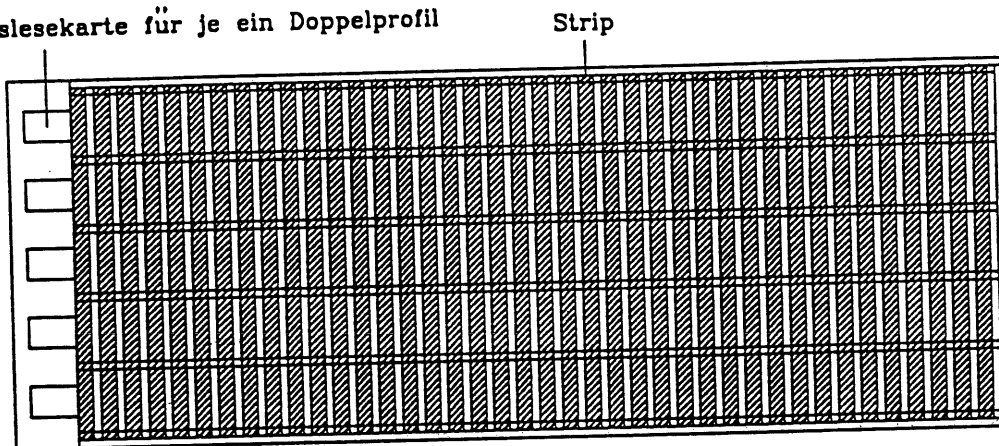


Abb.15: Schematische Draufsicht auf eine Padkammer (oben) und eine Stripkammer (unten), bestehend jeweils aus fünf Doppelprofilen. Der Pfeil deutet die Orientierung der Drähte an.

Eine Kammer besteht aus mehreren Boxen, die nebeneinander auf ein 1mm dickes Aluminiumblech geklebt werden. Auf die Oberseite einer Kammer ist eine beidseitig kupferkaschierte Phenolpapierplatte aufgebracht. Die äußere Kupferschicht dient zur Abschirmung; in die profilseitige Kaschierung sind die Influenzelektroden eingefräst. Je nach Form dieser Elektroden unterscheidet man zwei Kammertypen (Abb. 15). Bei einer Padkammer sind die Influenzelektroden als rechteckige Flächen(Pads) ausgelegt. Ihre Größe beträgt 25x25 cm² bis 50x40 cm², je nach Position der Kammer im Detektor. Die Auslese einer Stripkammer erfolgt dagegen über 17mm breite, senkrecht zu den Drähten verlaufende Streifen(Strips), die im regelmäßigen Abstand von 3mm aufeinanderfolgen. Die senkrecht zu den Drähten verlaufende Orientierung der Strips ermöglicht die Bestimmung der zu den Drähten komplementären Ortskoordinate. Deshalb werden die mit Strips ausgerüsteten Kammern auch Myonkammern genannt.

Um die Auskopplung der Signale auf die Pads oder Strips zu ermöglichen, ist der Oberflächenwiderstand der Coverbeschichtung hochohmig (1-5 M Ω /cm²) gewählt.

Es ist auch ein Betrieb ohne Cover denkbar; jedoch haben Messungen gezeigt, daß die dadurch verursachten Feldverformungen die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern negativ beeinflussen [WIL89].

Da die Streamerentladung auch auf der Kathodenfläche (Profilbeschichtung) eine Ladung influenziert, ist ebenfalls eine hochohmige Profilbeschichtung wünschenswert, um ein elektrisches Übersprechen auf benachbarte Pads oder Strips längs des Profils zu verhindern.

Bei hochohmigen Beschichtungen besteht jedoch die Gefahr lokaler elektrostatischer Aufladung (sogenannte Inselbildung), welche zu Funkenüberschlägen zwischen Draht und Kathode führen kann.

Der Oberflächenwiderstand der Profilbeschichtung beträgt deshalb nur ca. 1-10 k Ω /cm². Die Konsequenzen für das Übersprechen werden in Abschnitt 6.4 erläutert.

Das Verhalten von Streamerkammern ist in zahlreichen Arbeiten ausführlich untersucht worden. Dabei wurde übereinstimmend festgestellt, daß für einen stabilen Betrieb eine Gasmischung aus 75% Isobutan und 25% Argon am besten geeignet ist.

Diese Mischung wird allgemein als Standardgas bezeichnet. Die wichtigsten Eigenschaften der H1 Streamerkammern bei Betrieb mit Standardgas seien kurz genannt.

Unter Normalbedingungen erfolgt der Übergang vom Proportionalmode in den Streamermode bei einer Hochspannung von ungefähr 4,2 KV.

Ab 4,5 KV sind alle Pulse als Streamerpulse ausgebildet, und die mit einer Drahtausleseschwelle von 20 mV über 270 Ω gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen durchläuft ein ca. 400 Volt breites Plateau. Die Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateau von ca. 92% ist mit dem geometriebedingten Maximalwert verträglich [DÜN90].

Die relative Breite der auf dem Draht gemessenen Ladungsverteilung pro Streamer beträgt $Q_{\text{Draht}}/Q_{\text{Draht}} \approx 0,6$ [DÜN90].

Die auf den Pads influenzierte Ladung hängt linear mit der Drahtladung zusammen [WIL89].

Es besteht eine starke Abhängigkeit der mittleren Ladung von Luftdruck und Gaszusammensetzung. Eine Änderung des Luftdrucks um 1% reduziert die Ladung bei sonst gleichen Betriebsbedingungen im Mittel um ca. 9-10% [ALP89]³.

Dies erklärt sich aus der mit steigendem Druck kleiner werdenden mittleren freien Weglänge der Elektronen. Damit nimmt auch der Energiegewinn zwischen zwei Stößen in den Lawinen ab.

In [ALP89] wird eine Änderung der mittleren Ladung von 18-19% bei einer Änderung der relativen Argon-Isobutan Konzentration um 1% angegeben.

Wichtig im Hinblick auf einen Einsatz von Streamerkammern im H1 Eisenjoch ist ferner die Abhängigkeit der Ladung vom Winkel unter dem die Teilchen die Kammer durchdringen.

Dabei sind die Winkel α und β gemäß Abb. 16 zu unterscheiden.

Dieses Verhalten ist in [HÜB90] ausführlich untersucht worden.

³ Die Untersuchungen in [ALP89] erfolgten mit H1 ähnlichen Streamerkammern.

Abb. 16: Definition der Winkel α und β einer Teilchenspur relativ zum Draht.

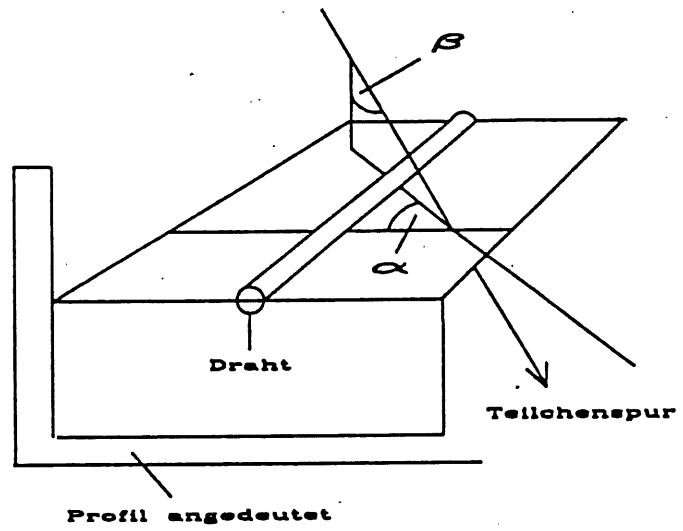


Abb. 17: Abhängigkeit der mittleren Drahtladung pro kosmisches Myon für $\beta=0^\circ$, $\beta=35^\circ$ und $\beta=61^\circ$ als Funktion des Abstands der Primärisionisation vom Draht. Die Driftzeit der Elektronen ist für letzteres ein sinnvolles Maß. [HÜB90]

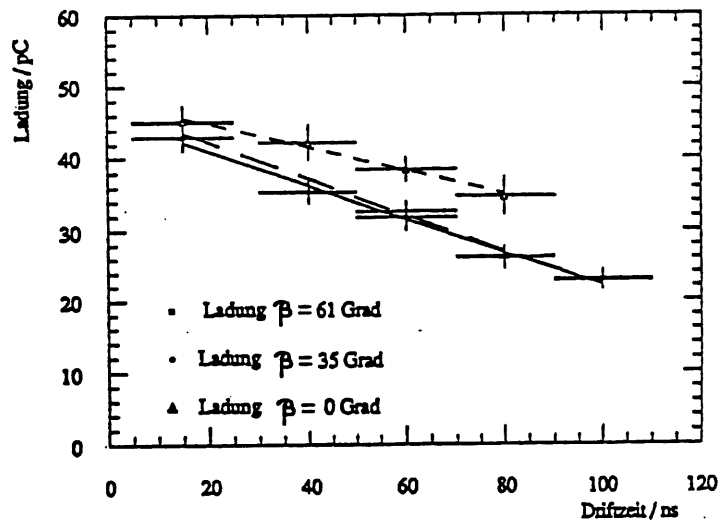
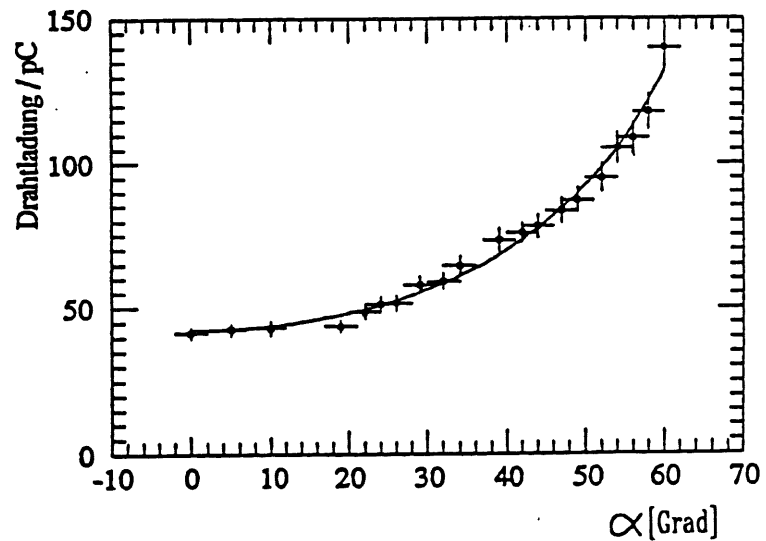


Abb. 18: Abhängigkeit der mittleren Drahtladung pro kosmisches Myon von α . [HÜB90]



Wie man Abb. 17 entnimmt, ist die Abhängigkeit der mittleren Drahtladung vom Winkel β schwach im Vergleich zur Abhängigkeit von α , die in Abb. 18 aufgetragen ist. Die durchgezogene Kurve in Abb. 18 ist eine lineare Funktion von $1/\cos\alpha$:

$$\langle Q(\alpha) \rangle \approx \langle Q(0) \rangle (2,1/\cos\alpha - 1,1) \quad (3.1)$$

Das Anwachsen der Ladung mit α erklärt sich aus der mit α wachsenden Länge der auf den Draht projizierten Teilchenspur. Damit wächst die Wahrscheinlichkeit, daß sich pro Teilchenspur mehrere Streamer auf einem Draht ausbilden.

3.3 Die Instrumentierung des Eisenjochs

Abb. 19 zeigt die Anordnung der Streamerkammern im Eisenjoch. Im Abstand $s = 2,5 \text{ cm}$ folgen zehn $d = 7,5 \text{ cm}$ dicke Eisenschichten aufeinander, entsprechend einer totalen Tiefe von ca. $4,5 \lambda$. In die Zwischenräume werden Padkammern eingebracht. Der Abstand zwischen der vierten und fünften Lage vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen beträgt abweichend $s = 5 \text{ cm}$ zur Aufnahme einer zusätzlichen Striplage.

Je zwei weitere Striplagen befinden sich außerdem vor der ersten und hinter der letzten Eisenschicht.

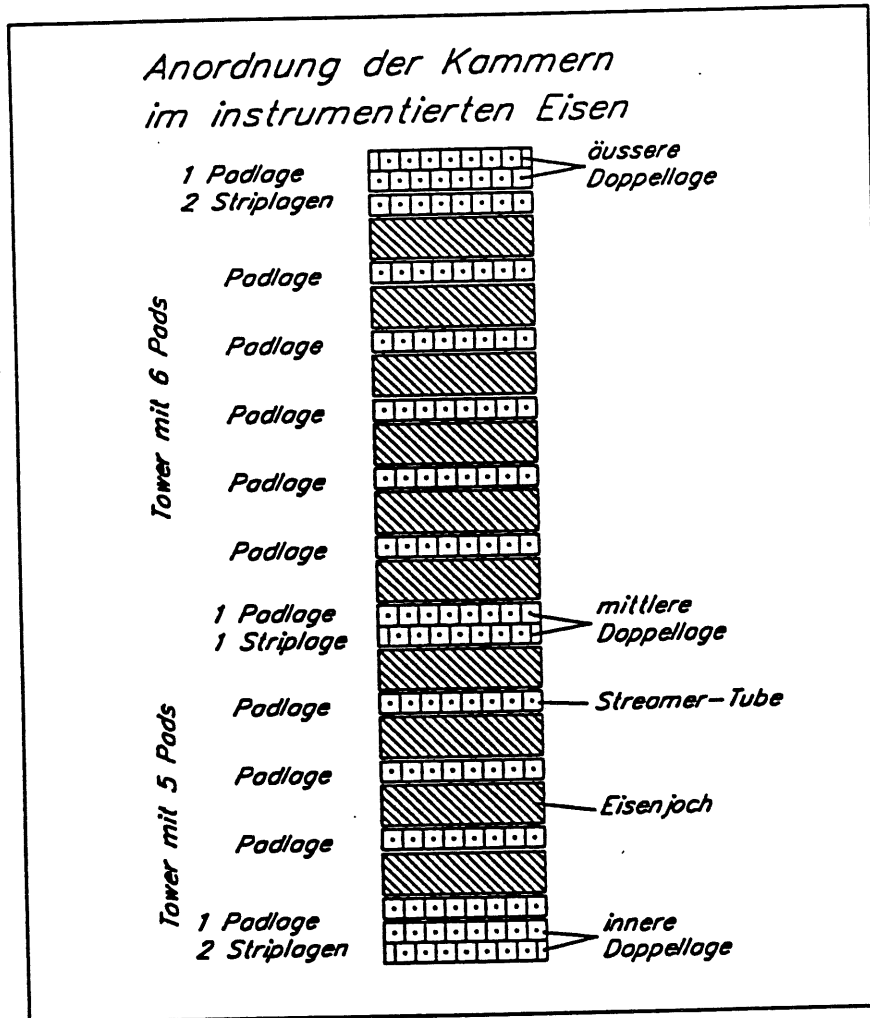


Abb. 19: Querschnitt des instrumentierten Eisens. Gezeigt ist ein Ausschnitt von der Breite eines Streamerkammerprofils.

Zur Reduzierung inaktiver Zonen sind die einzelnen Kammern der drei Doppellagen um die Hälfte einer Zellenbreite gegeneinander versetzt.

Sämtliche Drähte und Strips werden einzeln mit einer Schwellenelektronik, also digital, ausgelesen. Hintereinanderliegende Strips der inneren und äußeren Doppellage sind dabei miteinander verodert.

Das Prinzip der Padauslese ist in Abb. 20 schematisch dargestellt.

Die Signale hintereinanderliegender Pads der ersten fünf, sowie der letzten sechs Padlagen vom Wechselwirkungspunkt geseghen, werden jeweils in einem sogenannten Towerbuilder addiert, In der aus Empfänger und Shaper bestehenden Eingangsstufe des nachfolgenden Superboardkanals wird die auf den Pads influenzierte Ladung bestimmt.

Das Ausgangssignal des Shapers erreicht seinen zur Ladung proportionalen Maximalwert ca. $2,8 \mu\text{s}$ nach einem Ereignis. Dies entspricht der Verzögerungszeit des Triggersignals, welches die 'Sample and Hold' Schaltung vom Zustand 'Sample' in den Zustand 'Hold' schaltet.

Die gehaltenen Ladungswerte aller Kanäle werden schließlich zur ANRU (ANalog Receiving Unit) gemultiplext, und einem Analog-Digital Converter (ADC) übergeben.

Jeweils 12 Towerbuilder sind auf einem elektronischen Board untergebracht. Ein Superboard besteht aus 128 Kanälen.

Zur Auslese der insgesamt 4016 existierenden Tower im Eisenjoch des H1-Detektors sind 386 Towerbuilderboards und 36 Superboards erforderlich, die zum gegenwärtigen Zeitpunkt (Dezember 90) vollständig produziert, und teilweise am Detektor installiert sind.

Der Towerbuilder wurde von der Wuppertaler Gruppe entwickelt, und ist ausführlich in [EBE90] beschrieben.

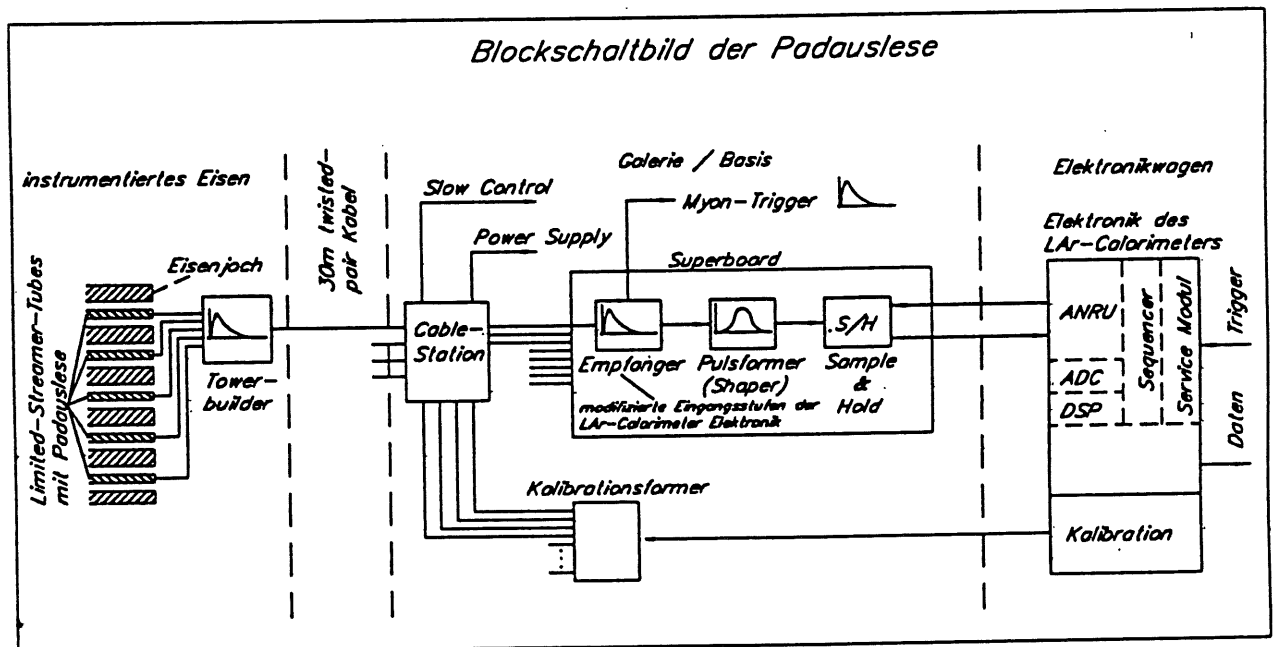


Abb. 20: Blockschaltbild der analogen Ausleseketten

3.4 Die Rolle des Eisenjochs im Detektorkonzept

Die vorangegangenen Kapitel stellen einen groben Überblick über den Detektor des H1 Experiments dar.

Dabei wurde besonderer Wert darauf gelegt, das kalorimetrische Gesamtkonzept des Detektors herauszuarbeiten.

Das instrumentierte Eisenjoch besitzt in diesem Gesamtkonzept neben der Rückführung des Magnetfelds die Aufgabe, den Bruchteil der Energie zu messen, der aus dem flüssig Argon Kalorimeter entweicht.

Darüber hinaus dient es zur Myonidentifikation und -Impulsmessung.

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Anforderungen an das Eisenjoch noch einmal zusammengefasst, wobei speziell auf die in einer Eichmessung zu klärenden Fragen hingewiesen wird.

1. Messung der Leckenergie:

Hochenergetische Hadronen vom Wechselwirkungspunkt werden nur zu einem Bruchteil vollständig im Argon Kalorimeter absorbiert (siehe Abb. 12).

Die Leckverluste verschlechtern die Auflösung, ferner wird unter Umständen fehlender Transversalimpuls vorgetäuscht, welcher für die HERA Physik eine entscheidende Größe darstellt.

Eine Bestimmung der Leckenergie im instrumentierten Eisenjoch soll diese Situation signifikant verbessern.

Ein Maß für die Leckenergie ist die Anzahl geladener Teilchen, die in den Streamerkammern nachgewiesen werden. Der Zusammenhang zwischen Teilchenzahl und Energie wurde in Abschnitt 2.3 ausführlich erläutert.

Die Teilchenzahl kann mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt werden:

- a) mit der Drahtauslese, d.h. über eine Ermittlung der Anzahl angesprochener Drähte (Drahtmultiplizität).
- b) durch die Bestimmung der Streamerladung über die kapazitive Auslese der Pads.

Als erstes muß der Zusammenhang zwischen Energie und Padladung bzw. Drahtmultiplizität untersucht werden.

Da mit der Drahtauslese nur ein geladenes Teilchen pro Draht nachgewiesen werden kann, und die Teilchendichte mit der Energie zunimmt, erwartet man einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen Energie und Drahtmultiplizität.

Für die Padauslese spielt die inaktive Zone von 1-3 mm Radius um einen Streamer, hervorgerufen durch die abschirmende Wirkung der Raumladungswolke, eine vergleichsweise geringere Rolle, so daß eine lineare Abhängigkeit der Padladung von der Teilchenenergie möglich ist.

Ferner müssen folgende Fragen in einer Messung beantwortet werden:

- Wie verhalten sich Padladung und Drahtmultiplizität in Abhängigkeit vom mittleren Einfallswinkel $\bar{\varphi}$ der Teilchen relativ zu den Sampling Schichten ?
- Welchen Einfluß hat die inaktive Schicht zwischen flüssig Argon Kalorimeter und Eisenjoch auf die Eigenschaften des Gesamtkalorimeters (flüssig Argon + Eisenjoch)?

Der mittlere Winkel $\bar{\varphi}$, unter dem die Teilchen relativ zu den Sampling Schichten in das Eisenkalorimeter eindringen, sowie die Winkel α und β der Teilchenspuren relativ zu den Drähten, variieren im Detektor über einen weiten Bereich.

Unter $\Theta=90^\circ$ ist $\alpha \approx \bar{\varphi} = 0^\circ$. Im Übergangsbereich zwischen Barrel und vorderer Enkappe, bei $\Theta \approx 30^\circ$, beträgt immerhin $\alpha \approx \bar{\varphi} \approx 60^\circ$.

Der Winkel β bewegt sich zwischen $\beta \approx 0^\circ$ und $\beta \approx 22^\circ$.

Deshalb läßt das in den Abb. 17 und 18 dargestellte Verhalten zusammen mit der Winkelabhängigkeit der Teilchenzahl in den aktiven Schichten eine Winkelabhängigkeit der Padladung erwarten.

Weiterhin ist zu beachten, daß sich zwischen flüssig Argon Kalorimeter und instrumentiertem Eisen eine teilweise beträchtliche Menge inaktiven Materials befindet, hauptsächlich in Form der supraleitenden Spule und des Kryostaten.

Die Dicke d_{DM} dieser inaktiven Schicht ist im wesentlichen eine Funktion des Polarwinkels Θ , und beträgt z.B. bei $\varphi = 22,5^\circ$ ($\varphi =$ Azimutalwinkel) zwischen $0,26\lambda$ ($2,08X_0$) bei $\Theta = 20^\circ$ und $2,96\lambda$ ($24,43X_0$) bei $\Theta = 30^\circ$ (siehe Tabelle 2).

Ein mit d_{DM} anwachsender mittlerer Bruchteil ad_M der hadronischen Energie, die aus dem Argon Kalorimeter entweicht, wird in der inaktiven Schicht deponiert.

Dies muß eine Abhängigkeit der Padladung und Drahtmultiplizität von d_{DM} und damit vom Polarwinkel Θ zur Folge haben.

Die statistischen Fluktuationen von ad_M verschlechtern die Energieauflösung des Gesamtkalorimeters.

Gefordert ist also eine Kalibration des Gesamtkalorimeters unter verschiedenen Winkeln, bei Variation der inaktiven Schichtdicke d_{DM} .

2. Nachweis von Myonen:

Aufgrund ihrer relativ hohen Masse durchdringen hochenergetische Myonen aus leptonischen Zerfällen den gesamten Detektor als minimal ionisierendes Teilchen.

Ihre Energie kann deshalb nicht über eine kalorimetrische Messung bestimmt werden. Das Magnetfeld im Eisenjoch ist aber für eine Impulsmessung ausreichend, wobei die Spur mit den Drähten und Strips rekonstruiert werden kann.

Um einen schnellen Myontrigger zu ermöglichen, soll auch das Padsignal eines einzelnen Myons im Eisenkalorimeter noch sicher vom elektronischen Rauschen getrennt werden können.

Ein solcher Myontrigger ist momentan (Jan. 91) nicht realisiert, aber weiter in der Diskussion. Dabei würde das Triggersignal hinter dem Towerbuilder, also vor der Ladungsbestimmung abgegriffen (siehe Abb. 20).

Ferner hängt die auf einem Pad pro Streamer influenzierte Ladung teilweise stark von äußeren Parametern, wie Luftdruck, Temperatur, Gasfluß und Gasmischung ab (siehe Abschnitt 3.2).

Selbiges gilt somit auch für das Hadronsignal im Eisenkalorimeter. Es sollte möglich sein, die Abhängigkeit des Hadronsignals von äußeren Parametern über Schwankungen des Myonsignals zu erkennen, und entsprechend zu korrigieren.

Speziell dieser Aspekt des Myonsignals muß vor der Inbetriebnahme des Detektors untersucht werden.

θ [Grad]	Dicke [X_0]	Dicke [λ]	fl. Argon Modul
10	2,63	0,35	IF
20	2,08	0,26	IF/OF
30	24,43	2,96	FB2/OF
40	11,45	1,75	FB1/FB2
50	8,85	1,31	FB1/CB3
60	8,13	1,18	FB1/CB3
70	6,68	1,03	CB2/CB3
80	7,87	1,14	CB2/CB3
90	6,25	0,97	CB2
100	6,82	1,10	CB1/CB2
110	8,71	1,31	CB1/CB2
120	17,60	2,06	CB1
130	14,85	2,22	CB1/BBE
140	13,49	1,74	CB1/BBE
150	6,69	0,86	BBE

Tabelle 2: Dicke des inaktiven Materials zwischen flüssig Argon Kalorimeter und instrumentiertem Eisen in λ und X_0 als Funktion des Polarwinkels θ unter $\phi = 22,5^\circ$.

4. Die Messungen am Cern

Von August 1989 bis Juli 1990 erfolgte eine Reihe von Eichmessungen mit Originalmodulen des flüssig Argon Kalorimeters und des instrumentierten Eisens am Teststrahl H6 des CERN-SPS (Super Proton Synchrotron) im europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf.

Hauptziel dieser Messungen war die Energieeichung der Kalorimetermodule mit Elektronen (nur flüssig Argon Kalorimeter) und Hadronen.

Bezüglich des Eisenjochs ist noch zu erwähnen, daß erstmalig die komplette digitale und analoge H1 Ausleseelektronik unter möglichst realistischen Detektorbedingungen getestet werden konnte. Die folgenden Kapitel berichten von den erzielten Ergebnissen, wobei der Schwerpunkt auf das instrumentierte Eisen gelegt wird. Das grundsätzliche Kalorimeterkonzept wurde bereits ab 1985 mit Prototypen der einzelnen Komponenten erfolgreich getestet [ZEI88], [VOG88], [BRG89], [MAR89].

In Tabelle 3 sind alle im oben genannten Zeitraum durchgeführten Messungen, an denen das Eisenkalorimeter (im folgenden mit TC= Tailcatcher bezeichnet) beteiligt war, in zeitlicher Reihenfolge aufgelistet.

Hierzu sind einige Bemerkungen erforderlich.

Der Betrieb des TC erfolgte in zwei grundsätzlich verschiedenen Betriebsmoden, nämlich hinter dem flüssig Argon Kalorimeter zur Messung der hadronischen Leckenergie (combined mode), was der Situation im H1 Detektor entspricht, und, um das Verhalten des TC als Energiemeßinstrument unabhängig vom flüssig Argon Kalorimeter untersuchen zu können, auch bei direktem Teilcheneinschuß (stand alone mode).

Bis einschließlich der Periode H wurden die Streamerkammern mit Standardgas betrieben, d.h. sämtliche Messungen im combined mode erfolgten mit Standardgas, wobei der TC jeweils senkrecht zum Strahl orientiert war, und die Dicke der inaktiven Schicht hinter dem flüssig Argon Kalorimeter zwischen 0,25 und 0,30 cm betrug.

Im combined mode erfolgte also weder eine Variation des Winkels, noch der inaktiven Schichtdicke.

Da sich später herausstellte, daß die Streamerkammern bei H1 zumindest in den ersten beiden Jahren aus Sicherheitsgründen mit einer nicht brennbaren Gasmischung betrieben werden müssen, wurde der TC in den Perioden I und J auch mit der Gasmischung 10% C₄H₁₀; 2,5% Ar; 87,5% CO₂ getestet, allerdings nur bei direktem Teilcheneinschuß.

Die nicht brennbare Gasmischung wird im folgenden einfach mit CO₂ abgekürzt.

Ferner ergaben sich während der Messungen diverse Probleme mit der analogen Ausleseelektronik (siehe Spalte 'Bemerkungen' in Tabelle 3), auf die hier jedoch nicht näher eingegangen wird, da sie sämtlichst rein technischer Natur waren, und das Prinzip der Auslese nicht in Frage stellten.

Unregelmäßigkeiten im Verhalten der Kammern, wie reduzierte Nachweiswahrscheinlichkeiten, traten nur dann kurzfristig auf, wenn Gasfluß bzw. Gasmischung nicht permanent überwacht wurden.

Bei permanenter Überwachung ergaben sich solche Probleme nicht.

Bez. der Periode	Art der Messung	Bemerkungen
A	FB1/FB2 - TC combined	analoge TC-Auslesekanäle nur teilweise installiert.
B	TC - stand alone	Defekte Ausgangsstufe im Superboard für den größten Teil der Messungen.
C	CB3/FB1 - TC combined	Keine
D	CB2/CB3 - TC combined	
E	IF - TC combined	Teilweise reduzierte Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerkammern. Vorderer zentraler TC-Tower defekt bis zu Beginn der stand alone Periode am 12.12.
F	TC - stand alone	
G	TC - stand alone	Nur Messungen mit Myonen möglich
H	IF - TC combined	Hauptsächlich Messungen mit Jets.
I	TC - stand alone	Betrieb der Streamerkammern mit nicht brennbarem Gas. Für den größten Teil der Periode keine Analogauslese.
J	TC - stand alone	Betrieb mit nicht brennbarem Gas.

Tabelle 3: Chronologische Übersicht über die Messungen im Zeitraum von August 89 bis Juli 90.

Der Einfluß defekter Profile konnte während aller Meßperioden vernachlässigt werden.

Unmittelbar nach der ersten Inbetriebnahme des TC erwiesen sich 6 von insgesamt 392 Profilen als defekt. Diese Anzahl vergrößerte sich bis zum Abschluß der Messungen im Juli 90 auf 12. Fast alle lagen jedoch am Rand der Kammern und nur 7 gehörten zu einer Padebene.

Für die Analyse der Daten wurden nur solche Messungen herangezogen, bei denen keine Defekte oder Unregelmäßigkeiten auftraten, bzw. diese vernachlässigbar waren oder nachträglich bei der Analyse korrigiert werden konnten.

5.

Experimenteller Aufbau am Teststrahl

Abb. 21 zeigt den prinzipiellen Meßaufbau in der CERN-Nordhalle 1 für beide Betriebsmoden des Tailcatchers. Der Strahl kommt in der Abbildung von rechts. Es werden alle 14,4 s (Zyklotronfrequenz des SPS) für einen Zeitraum von etwa 2,4 s Elektronen, Myonen und Pionen im Impulsbereich $10\text{GeV}/c \leq p \leq 250\text{GeV}/c$ geliefert. Im Kryostaten befand sich das jeweilige flüssig Argon Modul. Vor und hinter dem Kalorimeter wurden Argonverdränger aus Schaumstoff in den Kryostaten eingesetzt, um das inaktive Material in der Strahlführung und vor dem TC zu reduzieren.

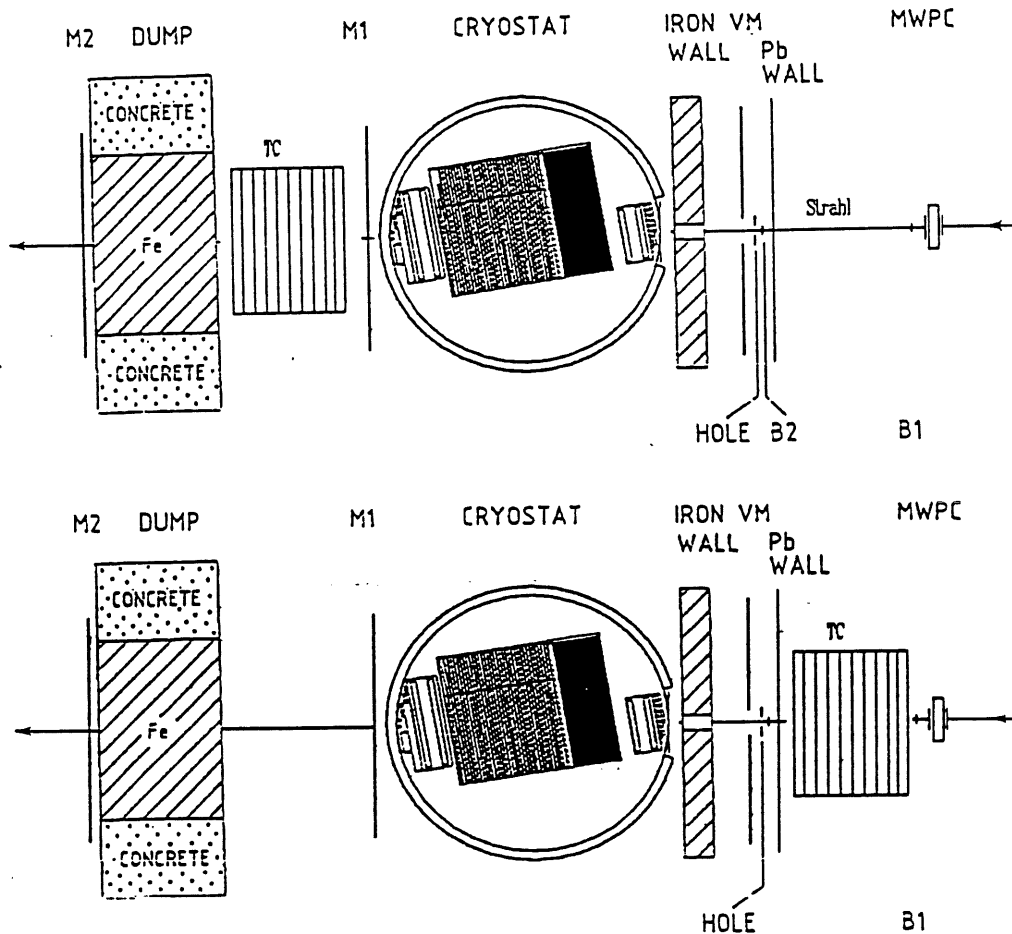


Abb. 21: Prinzipieller Versuchsaufbau in der CERN-Nordhalle 1. oben: combined mode, unten: stand alone mode.

Im combined mode war der Tailcatcher hinter dem Kryostaten aufgebaut.

Der Strahl dringt hierbei durch ein dünnes Eintrittsfenster im Kryostaten in das flüssig Argon Kalorimeter ein.

Im stand alone mode befand sich der Tailcatcher vor dem Kryostaten zwischen Bleiwand und MWPC (Vieldrahtproportionalkammer). Dabei war das Argon Kalorimeter entweder nicht vorhanden, oder wurde nicht mit ausgelesen.

Im folgenden werden die wesentlichen Komponenten des Meßaufbaus etwas genauer beschrieben.

5.1 Der Teststrahl H6

Das SPS liefert Protonen mit einem maximalen Impuls von 450 GeV/c. Die Protonen werden an einer definierten Stelle kontrolliert ausgelenkt, und auf ein (sekundärer Modus) oder zwei aufeinanderfolgende (tertiärer Modus) Targets geleitet.

Das Resultat ist ein aus Elektronen, Myonen und Pionen bestehender Strahl mit einem breiten Impulsspektrum.

Die Definition des Impulses erfolgt über Ablenkmagneten und Ausblendung der nicht erwünschten Impulse mittels Kollimatoren, wobei die Impulsauflösung in jedem Fall besser als 1% sein soll.

Der Sekundärmodus ist auf Impulse $p \geq 100$ GeV/c optimiert. Die Separation von Elektronen und Pionen erfolgt hierbei über den Energieverlust der Elektronen im Ablenkmagneten durch Synchrotronstrahlung.

Im Tertiärmodus, der für Impulse $p \leq 100$ GeV/c besonders geeignet ist, werden die Teilchen von zwei Cherenkov-Zählern (CEDAR's) identifiziert.

Das Vakuumrohr des Strahls endet ca. 50m vor dem Kryostatfenster [H681].

5.2 Die flüssig Argon Testmodule

Die getesteten Komponenten des flüssig Argon Kalorimeters waren entweder Originalmodule, oder in exakt gleicher Weise konstruiert, wie die in H1 verwendeten Module (siehe Abschnitt 2.4), wobei die transversale Ausdehnung ausreichte, um seitliche Leckverluste hadronischer Schauer fast völlig auszuschließen. Ferner stimmte die Ausleseelektronik in ihren wesentlichen Teilen mit der endgültigen H1-Ausleseketten überein.

Die Orientierung sämtlicher getesteter Module relativ zum Strahl entsprach jeweils dem zu erwartenden mittleren Einfallswinkel der Teilchen im H1 Detektor (siehe Abb. 10).

5.3 Das Testmodul des instrumentierten Eisens

Das Eisenjoch wurde durch die Nachbildung eines ca. $2,7 \times 1,7$ m² breiten Ausschnitts simuliert.

Einen Längsschnitt der Apparatur zeigt Abb. 22. Abstand ($s=2,5$ cm) und Dicke ($d=7,5$ cm) der Eisenlagen entsprachen den Verhältnissen im instrumentierten Eisen des H1 Detektors.

Ferner wurden original H1 Streamerkammern (siehe Abschnitt 3.2), sowie die endgültige digitale und analoge Ausleseelektronik benutzt (Abb. 20).

Die ersten und die letzten drei aktiven Lagen (Pre- und Postsamplere) bestanden aus jeweils zwei teilweise überlappenden Halbebenen, von denen jede aus acht Doppelprofilen (128 Drähten) gefertigt war. Jeweils drei benachbarte Halbebenen (1 Padlage, 2 Striplagen) waren dabei in einer dünnwandigen Eisenbox untergebracht (sogenannte Myonbox). Die übrigen Detektorlagen wurden von zehn Doppelprofilen (160 Drähten) gebildet. Der Überlapp der Myonboxen gibt durchaus die Situation in bestimmten Bereichen des Detektors wieder.

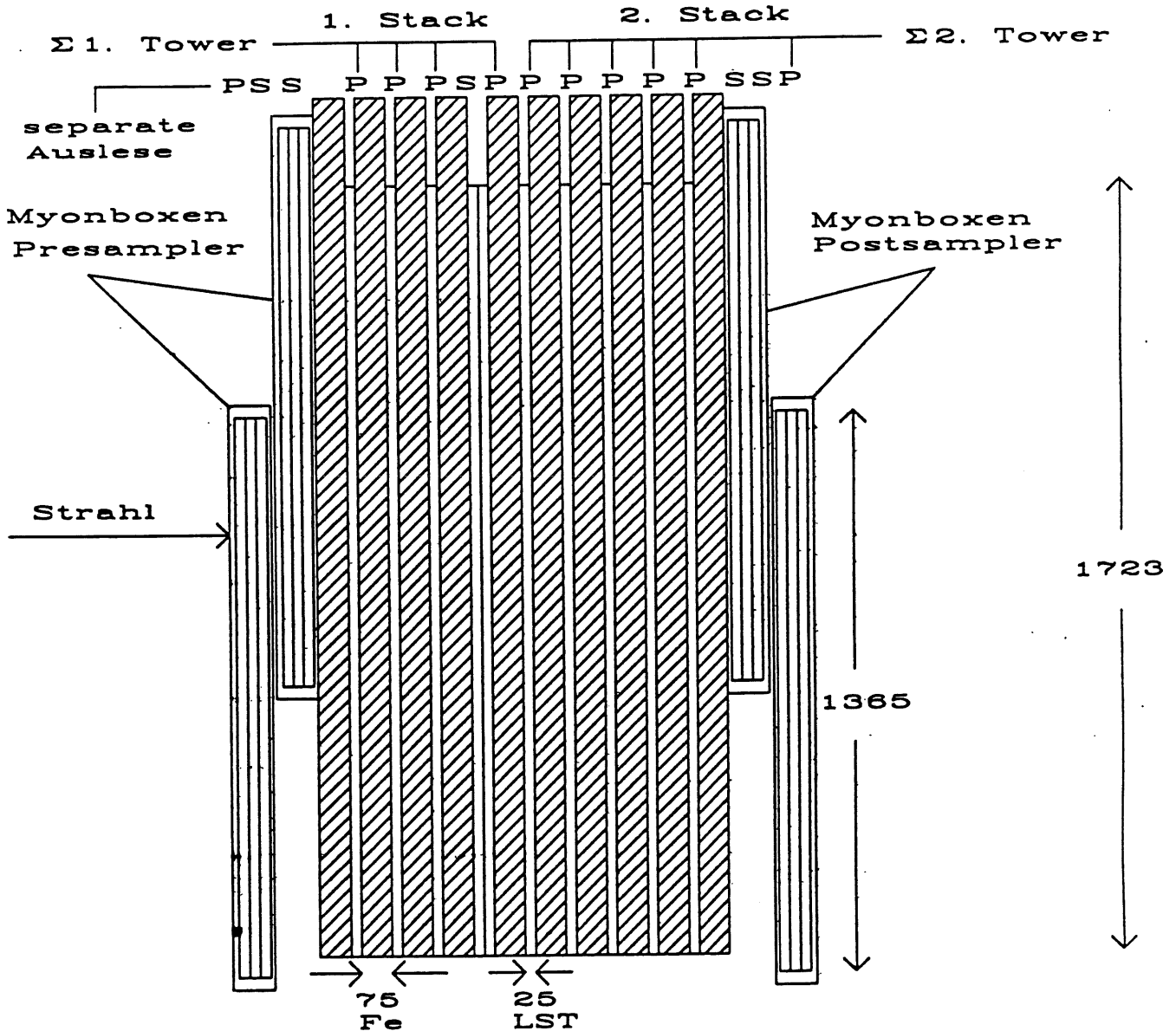


Abb. 22: Testmodul des instrumentierten Eisens. Angegebene Maße in mm. P = Padlage, S = Striplage. LST steht für 'limited streamer tube'. Gemeint ist eine Kammer.

Die Größe der Pads betrug ca. $27 \times 27 \text{ cm}^2$. Ihre Auslese erfolgte in einer dreifachen Towerstruktur, d.h. die Signale hintereinanderliegender Pads der zweiten bis fünften, sowie der sechsten bis elften Padlage wurden in Towerbuildern (siehe Abschnitt 3.3) in unmittelbarer Nähe des Eisens analog addiert, während die Auslese der Presamplerpads, als einzige Abweichung vom H1 Betrieb, separat erfolgte. Der Grund für diese Maßnahme wird in Abschnitt 8.4 näher erläutert.

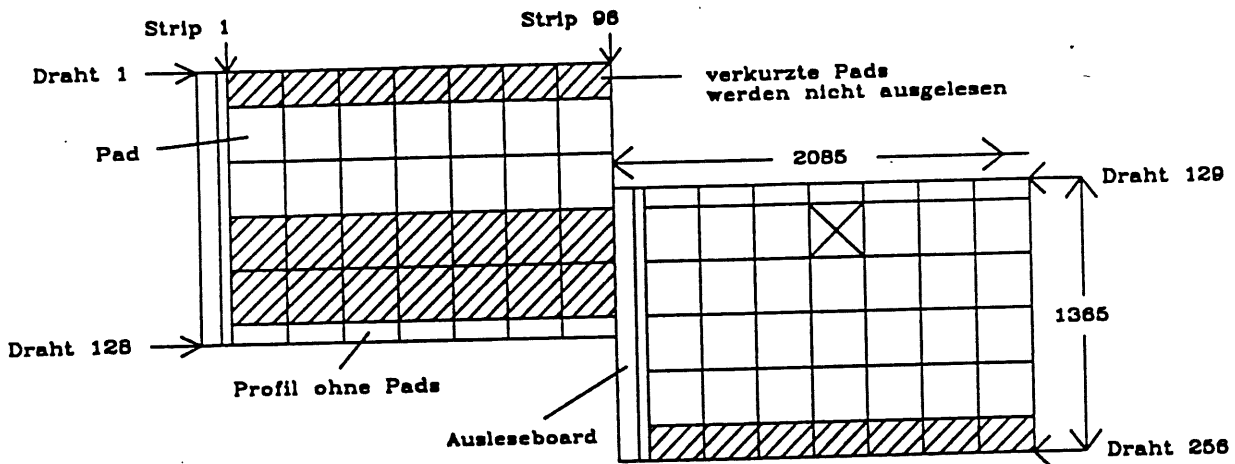


Abb. 23: Darstellung der Myonboxen aus der Sicht des einfallenden Strahls. Maße in mm. Die Strahlachse ist mit einem Kreuz angedeutet.

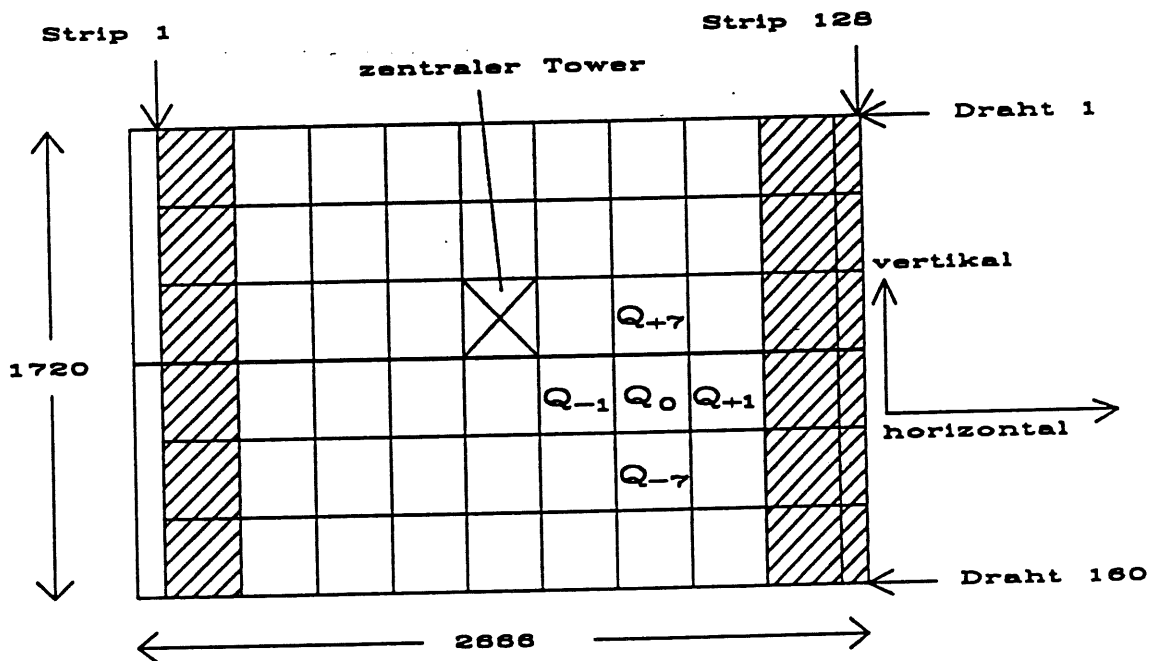


Abb. 24: Darstellung der mittleren Detektorlagen aus der Sicht des einfallenden Strahls. Maße in mm. Die Strahlachse ist mit einem Kreuz angedeutet. Der mit Q_0 bezeichnete Tower werde von einem Strahlmyon getroffen (siehe 6.3).

Abb. 23 zeigt den Presampler aus der Sicht des einfallenden Strahls, wobei die Myonboxen um die volle Kammerbreite versetzt gegeneinander gezeichnet sind. Angedeutet ist die Padstruktur, sowie Orientierung und Anzahl von Drähten und Strips. Die unteren beiden Padreihen der oberen Myonbox wurden nicht ausgelesen, um einen Überlapp von aktiven Pads einer Ebene zu vermeiden. In Abb. 24 sind die übrigen Detektorlagen aus dergleichen Perspektive dargestellt. Wie man sieht sind sie breiter als die Myonboxen.

Da nur 128 analoge Auslesekanäle zur Verfügung standen, konnten die schraffierten Padspalten am linken und rechten Rand nicht ausgelesen werden. Insgesamt wurden 126 Kanäle zur Auslese von 2x42 Tower plus 42 Pads (Presampler) genutzt. Dagegen waren alle existierenden Drähte und Strips prinzipiell auch auslesbar.

5.4 Trigger und Strahldefinition

Die Trennung von Elektronen und Pionen bei Impulsen $p \leq 100$ GeV erfolgte mittels zweier Cherenkov Zähler CEDAR1 und CEDAR2, die sich ungefähr 100 m vor der H1 Experimentierzone in der Strahlführung befanden.

Durch Variation des Gasdrucks konnten diese Zähler auf Elektronen oder Pionen bestimmter Energie optimiert werden.

Die Vieldrahtproportionalkammer MWPC diente zur Überwachung des Strahlprofils, Definition des Einschubortes und sauberen Selektion von einzelnen Teilchen.

Weitere strahldefinierende Elemente waren zwei 3cm breite im Abstand von ca. 2m gekreuzt zueinander aufgestellte Szintillationszähler B1 und B2, sowie ein Szintillations-Lochzähler HOLE hinter B2 mit einem Lochdurchmesser von 2cm und einer aktiven Fläche von 20x40 cm².

Letzterer diente im combined mode zur Zurückweisung von Ereignissen mit begleitendem Strahlhalo und Mehrfachtreffern.

Die Vetowand VM bestand aus zehn jeweils 20cm breiten und 120cm hohen Szintillatorstreifen, sowie zwei verkürzten Szintillatoren im Zentrum oberhalb und unterhalb des Strahls.

Zwei weitere jeweils zehnfach unterteilte Szintillatorwände M1 und M2 befanden sich hinter dem Kryostaten, bzw. hinter der ca. 160cm dicken Eisenabschirmung DUMP.

VM, M1 und M2 wurden im wesentlichen als Myontrigger benutzt. Benachbarte Szintillatoren überlappten um 5mm.

Im combined mode unterstützte VM zusätzlich den Lochzähler HOLE bei der Zurückweisung von Haloteilchen. Um deren Anzahl von vornherein zu reduzieren, war vor B2 eine 1cm dicke Bleiwand mit einem Strahlloch von 4,2cm Durchmesser aufgebaut.

Die ca. 40cm dicke Eisenwand (Strahlöffnung 11,5x12,8 cm²) direkt vor dem Kryostaten sollte aus dem Kalorimeter zurückgestreute Teilchen von der Vetowand VM fernhalten.

Aus den Signalen der vorstehend beschriebenen Zähler konnte der jeweils gewünschte Trigger zur Freigabe der Kalorimeterauslese im wesentlichen frei verschaltet werden.

Für die letztendlich auf Magnetband gespeicherten Ereignisse wurde die Information sämtlicher Trigger mit aufgezeichnet, so

daß die Daten nachträglich in Verbindung mit der Kalorimeterauslese strengeren Selektionskriterien unterzogen werden konnten.
Um die Nullage (Pedestal) der analogen Auslesekanäle bestimmen zu können, wurden ca. 1% zufällige Ereignisse mit abgespeichert (sogenannter artificial und random in burst trigger).

6. Analyse von Myonereignissen.

Die Strahlmyonen durchdringen im wesentlichen geradlinig den gesamten Meßaufbau inklusive des Dumps als minimal ionisierende Teilchen.

Sofern nicht ausdrücklich anders erwähnt, wurden Myonereignisse deshalb folgendermaßen aus der Datenmenge selektiert:

- jeweils nur einer oder zwei benachbarte Szintillatoren aller drei Wände VM, M1 und M2 mußten angesprochen haben.
- in keiner Ebene bzw. Halbebene (Myonboxen) durfte mehr als ein Draht angesprochen haben.

Mit den Drähten und Strips, sowie grob mit den Pads bzw. Towers und den Szintillatorstreifen kann die Spur der Myonen rekonstruiert werden.

Dabei zeigte sich, daß die Strahlmyonen im Gegensatz zu den Elektronen bzw. Pionen räumlich gleichverteilt sind, d.h. den TC in der vollen Breite ausleuchten, und sich alle genau parallel zum Strahl bewegen.

Daneben fand sich unter den abgespeicherten Ereignissen noch eine zweite Sorte von Myonen, deren Spur horizontal um $\alpha \approx 5^\circ$ gegen die Strahlachse geneigt war. Sie stammten wahrscheinlich von einem Nachbarstrahl, da sie nur auftraten, wenn dieser in Betrieb war.

Spuren unter verschiedenen Winkeln α konnten also nur durch Verdrehen des TC um eine vertikale Achse untersucht werden. Der Winkel β konnte nicht variiert werden, $\beta \approx 0^\circ$, d.h. α ist stets mit dem Winkel ϕ relativ zu den Sampling Schichten identisch.

6.1 Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte

Um einen stabilen Betrieb im Streamermodus zu ermöglichen, soll die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern im Arbeitspunkt nicht nur möglichst groß, sondern auch möglichst unabhängig von der angelegten Hochspannung (HV) sein, d.h. ein Plateau als Funktion der HV durchlaufen.

Eine Reduzierung des Luftdrucks hat z.B. den gleichen Effekt, wie eine Erhöhung der Spannung bei konstantem Luftdruck.

Eine Änderung der äußeren Parameter verschiebt also den Arbeitspunkt auf dem Plateau.

Die Abb. 25 und 26 zeigen die über alle Ebenen gemittelte Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte für Myonen in Abhängigkeit von der HV für Standardgas ($\alpha = 0^\circ$) und CO_2 ($\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 42^\circ$).

Der Einfluß defekter Profile ist hierin nicht enthalten.

Der direkte Vergleich zeigt einen unmittelbaren Nachteil der CO_2 Mischung.

Im Gegensatz zu Standardgas ist höchstens der Beginn eines Plateaus angedeutet. Die Spannung läßt sich nicht wesentlich über 4,4 kV hinaus erhöhen, da dann in einigen Kammern Dauerentladungen beobachtet werden ('Trip').

Ansprechwahrscheinlichkeit [%]

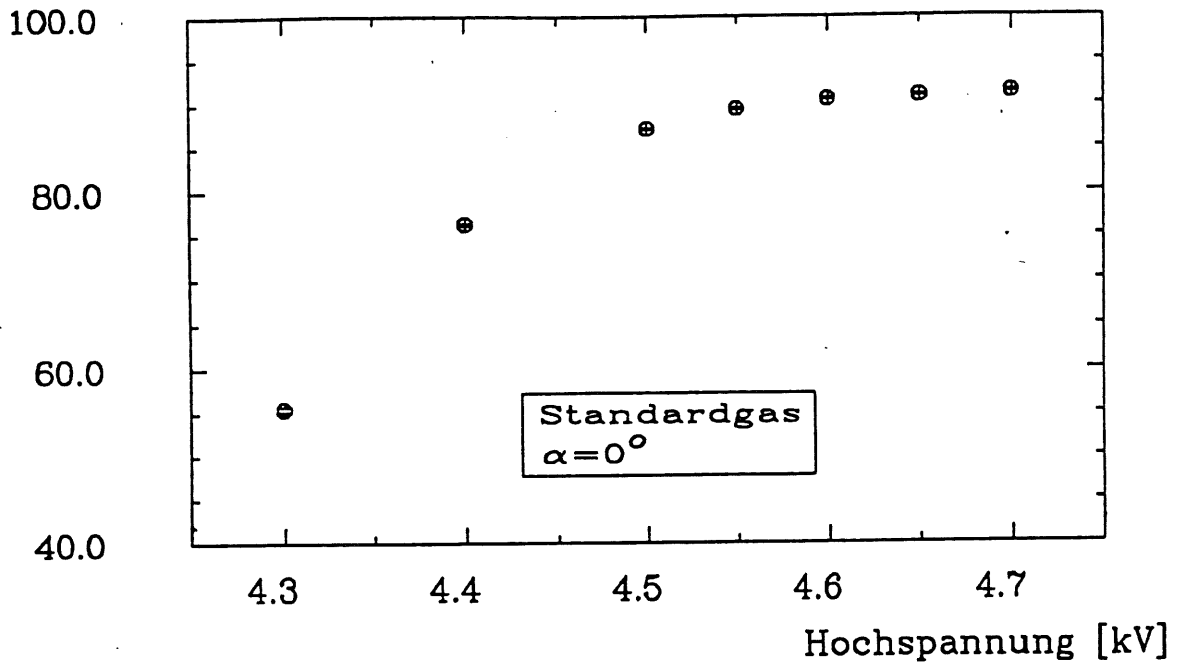


Abb. 25: Mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte als Funktion der Hochspannung für Standardgas unter $\alpha = 0$ Grad.

Ansprechwahrscheinlichkeit [%]

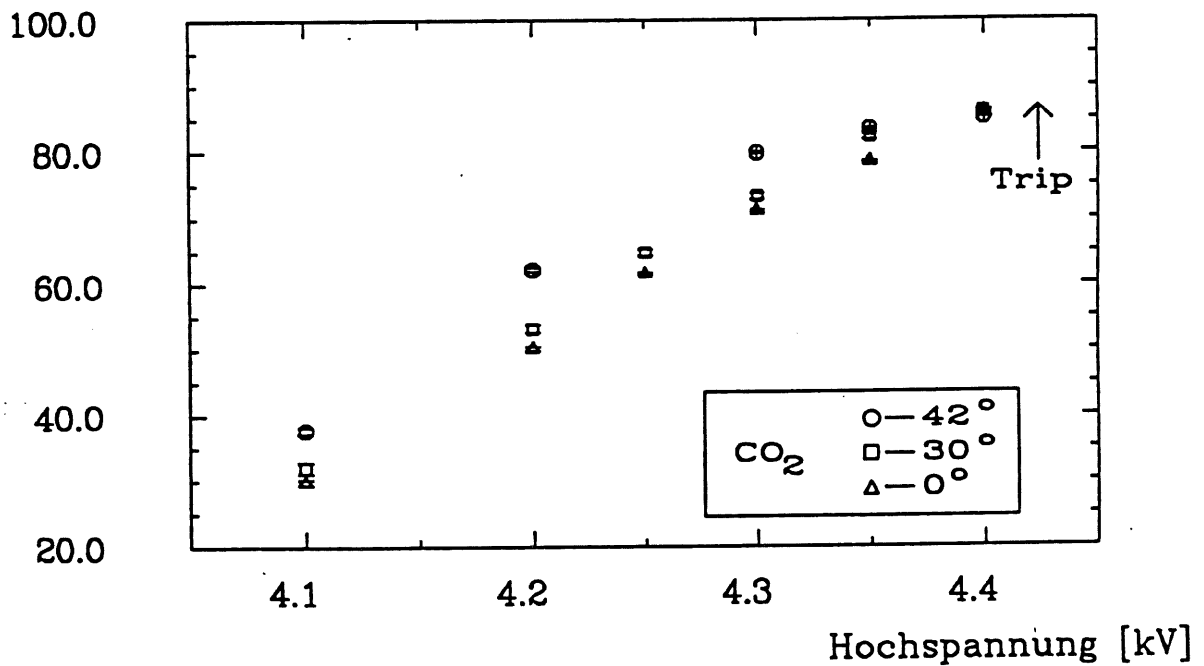


Abb. 26: Mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der Drähte als Funktion der Hochspannung für CO₂ unter $\alpha = 0, 30, 42$ Grad.

Bei Standardgas war es dagegen eine reine Vorsichtsmaßnahme, die Spannung nicht über 4,7 kV hinaus zu erhöhen. Die Drahtschwelle während dieser Messungen betrug 120 mV für Standardgas und 80 mV für CO₂.

Eine Reduzierung der Schwelle bis 40 mV führt weder zu einer qualitativen noch zu einer quantitativen Änderung des in Abb. 26 dargestellten Verhaltens für CO₂.

Der schwache Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit für CO₂ mit dem Winkel α erklärt sich aus der mit α wachsenden Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreamer auf einem Draht.

Dieser Punkt wurde für Standardgas nicht systematisch untersucht.

6.2 Ansprechwahrscheinlichkeit und Multiplizität der Strips

Da es sich bei den Strips um Influenzelektroden handelt, ist ihre Ansprechwahrscheinlichkeit bei nicht grob falsch eingestellten Schwellen gleich der Ansprechwahrscheinlichkeit der darunter liegenden Drähte, wie in Abb. 27 für CO₂ gezeigt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit in den Myonboxen beträgt im Arbeitspunkt (4,4 kV) 95-100%, da hintereinanderliegende Strips zweier Ebenen miteinander verodert sind.

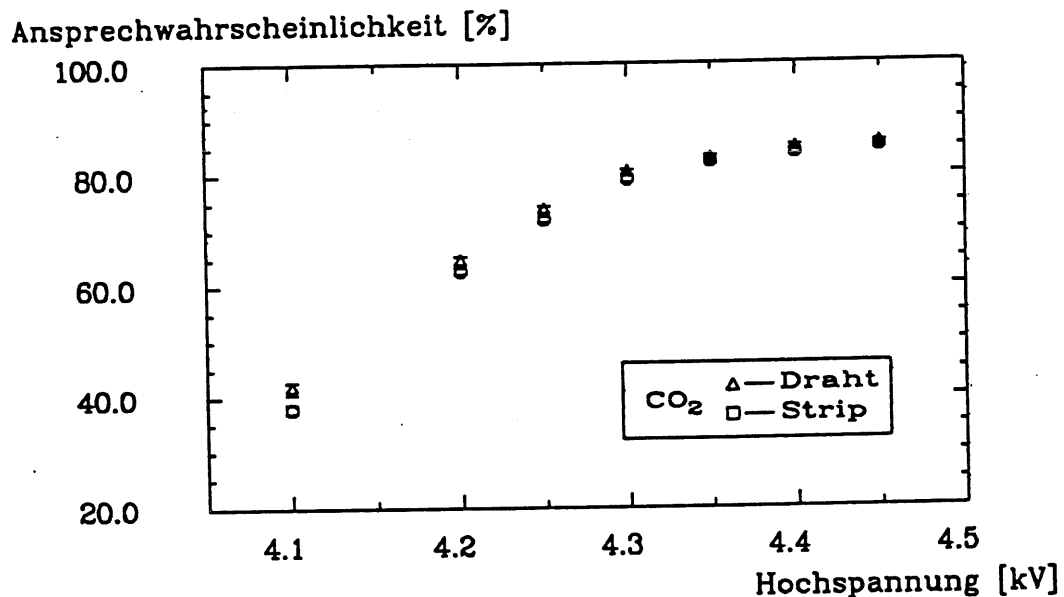


Abb. 27: Mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der Strips der mittleren Striplage als Funktion der Hochspannung für CO₂ unter $\alpha = 0$ Grad. Vergleichend eingetragen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der darunter liegenden Drähte.

Die mittlere Stripmultiplizität der Myonboxen und der Mittellage für CO₂ bei 4,4 kV in Abhängigkeit von der Stripschwelle zeigt Abb. 28.

Obwohl zwei Ebenen miteinander verodert sind, ist die Multiplizität in den Myonboxen bei größeren Schwellen kleiner als in der Mittellage.

Dies ist vermutlich auf eine größere RC-Konstante in den Myonboxen zurückzuführen, da die Strips dort länger sind und das Verodern durch einfaches Zusammenlöten erfolgt. Kleine Multiplizitäten werden erst bei großen Schwellen erreicht, für die das Verhalten der Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der HV nicht untersucht wurde.

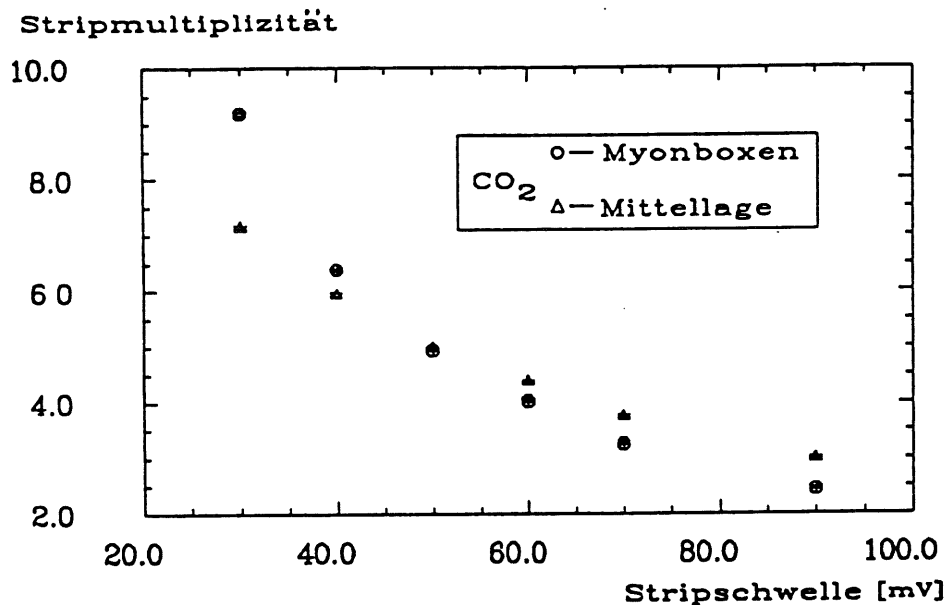


Abb. 28: Mittlere Stripmultiplizität pro Teilchendurchgang in den Myonboxen und der Mittellage in Abhängigkeit von der Stripschwelle für CO₂ bei 4,4 kV. Es mußte mindestens ein Strip angesprochen haben.

6.3 Nachweis mit der Padauslese

An die analoge Ausleseketten des Tailcatchers wird die Anforderung gestellt, einen einzelnen Streamer pro Tower registrieren zu können.

Das bedeutet, daß das Signal eines Myons im Eisenjoch sicher vom elektronischen Rauschen getrennt werden kann.

Dies wurde bereits in Abschnitt 3.4 begründet.

'Signal' meint hier wie im folgenden stets eine in ADC Counts ausgedrückte Ladung nach kanalweisem Abzug des Pedestals (Nulllage der Kanäle).

Ein Kanal entspricht jeweils einem Tower.

Das Pedestal lag pro Kanal ungefähr bei 200 Counts mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\text{pedestal}} \approx 2-3$ Counts. Letztere war unabhängig davon, ob 1 (Presampler), 4 (1. Stack) oder 6 (2. Stack) Pads einen Tower bildeten.

Mögliche Störsignale auf den Pads sind also kleiner als 1 ADC Count.

Als erster bzw. zweiter Stack wird der Teil des Tailcatchers bezeichnet, dessen Tower aus 4 bzw. 6 Pads bestehen (Abb. 22).

Der dynamische Bereich des ADC betrug 4096 Counts. Mit einer Kalibrationseinheit wurde verifiziert, daß sich alle Kanäle linear und auf $\pm 2\%$ gleich verhalten .

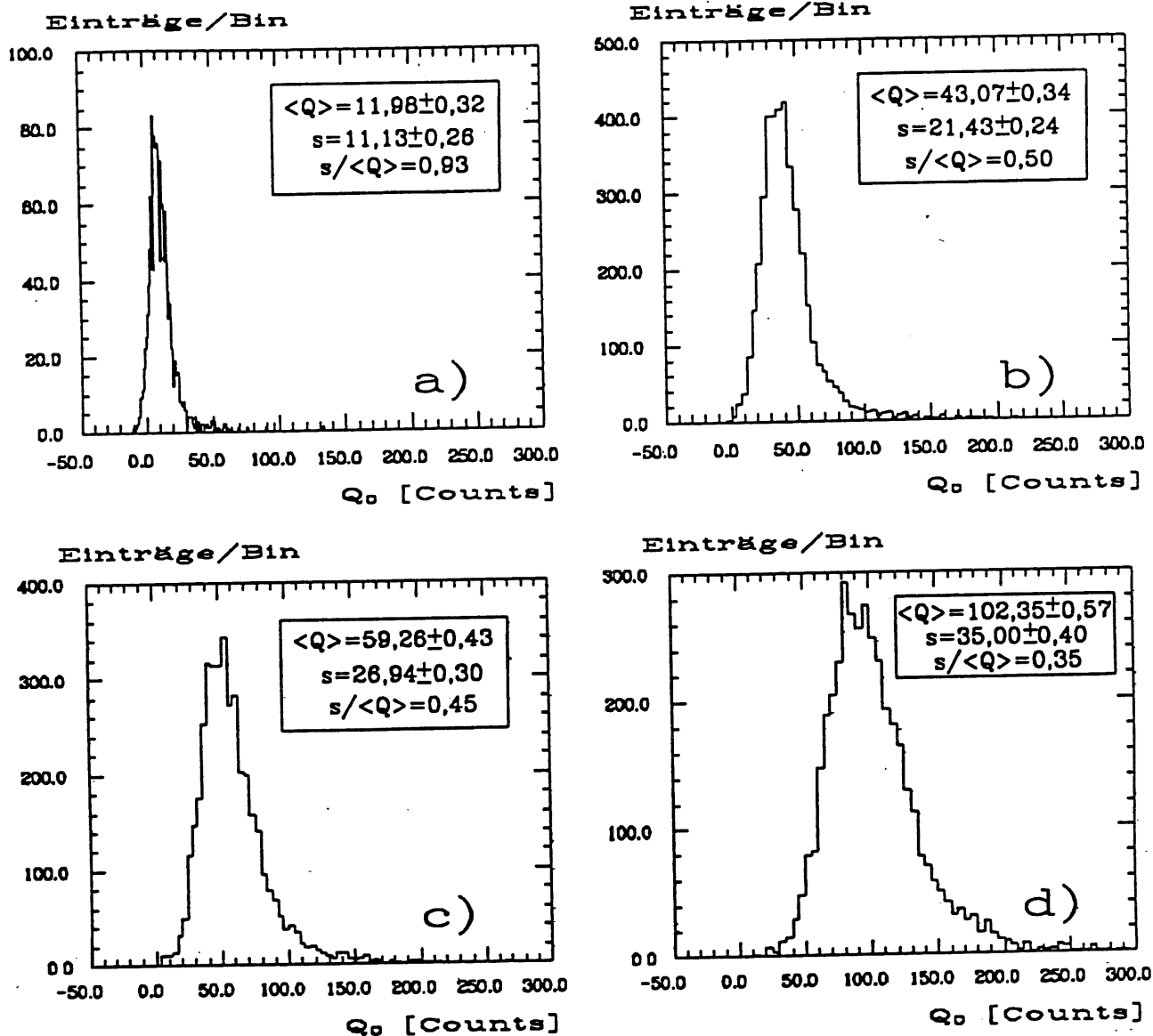


Abb. 29: Myon-Ladungsspektrum des getroffenen Towers für unterschiedliche Towergrößen (Anzahl von Pads).
a) 1 Pad, b) 4 Pads, c) 6 Pads, d) 10 Pads.

Im folgenden wird untersucht, ob die Padauslese der Anforderung genügt, Myonen nachweisen zu können.
Die separate Auslese der Padebene des Presamplers ermöglicht es, auch das Ladungsspektrum eines einzelnen Streamers zu bestimmen. Der TC befindet sich zunächst in der $\alpha=0^\circ$ Position, so daß stets nur zwei hintereinanderliegende Tower von den Strahlmyonen getroffen werden.

Folgende Größen werden definiert (siehe Abb. 24):

- Q_0 - Signal des getroffenen Towers
- $Q_{\pm 1}$ - Signal des rechten bzw. linken Nachbartowers
- $Q_{\pm 7}$ - Signal des oberen bzw. unteren Nachbartowers
- Q_R - Summensignal der gesamten horizontalen Towerzeile, die den getroffenen Tower enthält.
- Q_S - Summensignal aller 42 Tower eines Stacks.

Die Abb. 29 a-d zeigen das Myon-Ladungsspektrum Q_0 des getroffenen Towers für den Presampler (a), den ersten Stack (b), den zweiten Stack (c) und die Summe der Ladungen aus erstem und zweitem Stack (d).

Die Messung erfolgte mit Standardgas bei einer Hochspannung von 4,6 kV.

Mittelwerte $\langle Q \rangle$, Standardabweichungen s , sowie die relative Breite $s/\langle Q \rangle$ der Verteilungen sind in den Abbildungen angegeben.

Im Falle des Presamplers (a) wurde mit den Drähten und Strips der Myonbox sichergestellt, daß unter dem getroffenen Pad auch eine Streamerentladung stattgefunden hat.

Da die Schwankung des Pedestals pro Kanal nur $\sigma_{ped} \approx 2-3$ Counts beträgt, wird die Breite der Verteilungen 29 a-d, selbst für die Ladungsverteilung (a) eines einzelnen Streamers, nur durch den Streamermechanismus verursacht.

Zwar durchqueren die Myonspuren im H1-Detektor im Mittel mehr als einen Tower, jedoch beträgt die maximale Anzahl der pro Spur in einem Tower getroffenen Pads sowohl im ersten als auch im zweiten Stack in mehr als 90% aller Fälle mindestens drei [TIE89].

Somit zeigen die Abbildungen 29a-d, daß das Signal eines aus fünf oder sechs Pads bestehenden Towers geeignet ist, einen Myontrigger zu realisieren.

Selbst wenn nur ein Pad pro Tower getroffen würde, wäre ein Myontrigger prinzipiell möglich, wenn auch mit geringerer Effizienz, wie aus Abb. 29a hervorgeht.

Da für einen Trigger die Signalamplitude und nicht die Ladung entscheidend ist, bleibt allerdings abzuwarten, welchen Einfluß Störsignale auf den Pads vor der Ladungsbestimmung auf die Breite der Signalhöhenverteilung haben.

Zwar besteht über die Padkapazität C ein linearer Zusammenhang zwischen Ladung Q und Amplitude U , $Q \approx C \cdot U$, [EBE90], die Ladungsbestimmung kommt jedoch einer Integration gleich, so daß sich Störsignale teilweise herausmitteln.

In den Abb. 29 a-d sind nur die Ladungsverteilungen der getroffenen Tower gezeigt.

Eine einfache elektrostatische Abschätzung (Ladung vor einer leitenden Fläche) ergibt, daß ein Streamer nahezu die gesamte Ladung auf einer Padfläche von wenigen mm^2 influenziert, also in den weitaus meisten Fällen nur der getroffene Tower von der direkten Ladungsinfluenz betroffen sein kann.

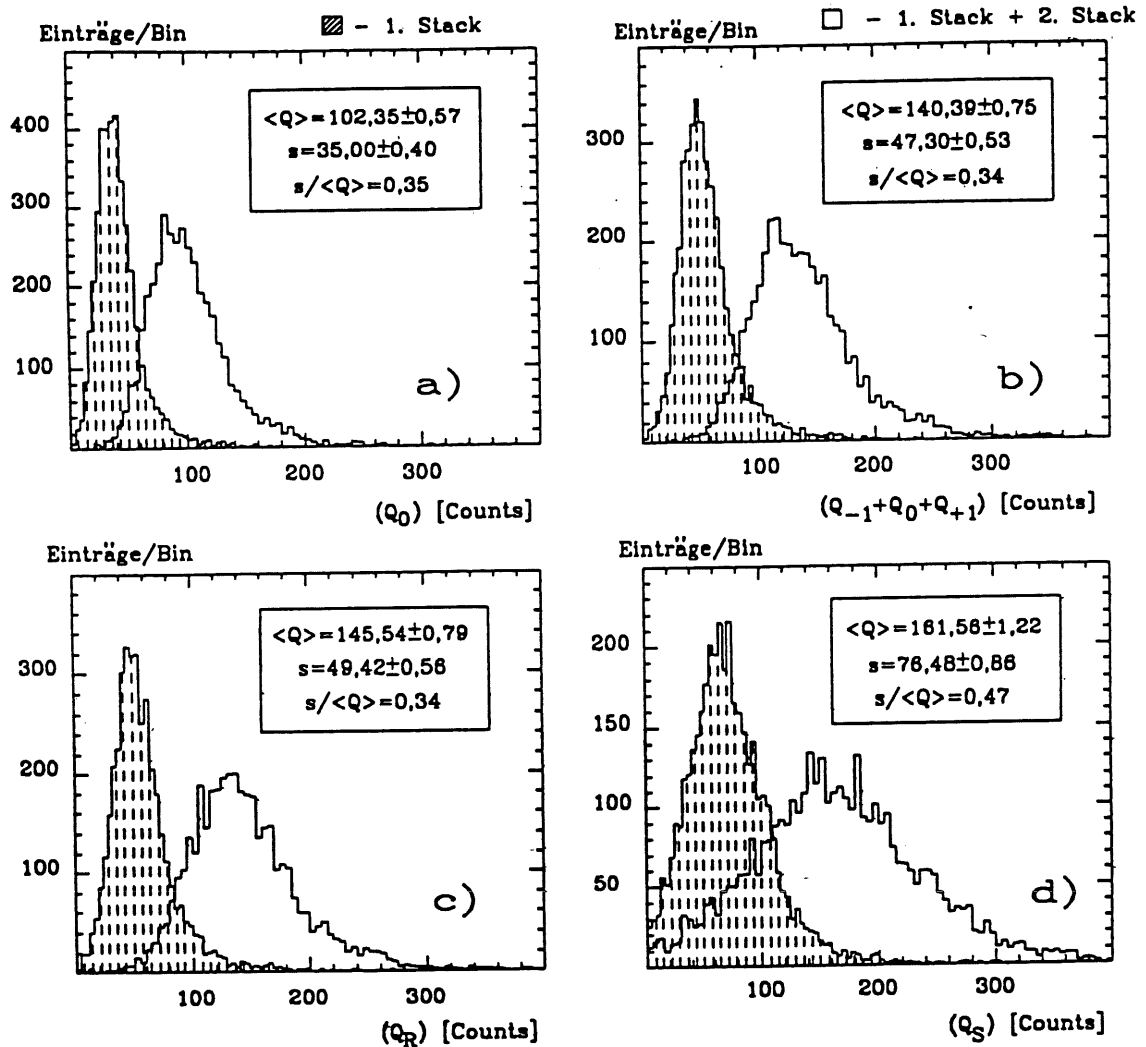


Abb. 30: Ladungsspektren für einzelne Myonen unter $\alpha=0^\circ$ bei Summation über unterschiedliche Anzahl von Tawern für den ersten Stack (schraffiert), sowie für die Summe aus erstem und zweitem Stack.

Trotzdem findet sich vor allem auf den horizontalen Nachbartowern eine beträchtliche Ladung, wie aus den Abb. 30 a-d hervorgeht. Aufgetragen sind die Ladungsspektren für Myonereignisse, wobei über die verschiedenen Teilbereiche:

- Q_0 (a)
- $Q_0 + Q_{+1} + Q_{-1}$ (b)
- Q_R (c)
- Q_S (d)

summiert wurde, und zwar nur für den ersten Stack (schraffiert), sowie für die Summe aus erstem und zweitem Stack.

Mittelwerte $\langle Q \rangle$, Standardabweichungen s , sowie die relative Breite $s/\langle Q \rangle$ sind für das Summensignal aus erstem und zweitem Stack in den Abbildungen angegeben.

Der Grund für die von Null verschiedene Ladung auf den Nachbarn der getroffenen Pads ist ein bereits früher von anderen Autoren, z.B. [WIL89], beobachteter Effekt, der mit Übersprechen oder Crosstalk bezeichnet wird.

Der Effekt wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht. Eine erste Abschätzung ergibt für den horizontalen Crosstalk, d.h. den mittleren Bruchteil der Gesamtladung einer Towerzeile in einem Segment:

$$\langle CT_{H0} \rangle = (\langle Q_R - Q_0 \rangle) / \langle Q_R \rangle \approx 0.30$$

und nur in den beiden unmittelbaren Nachbarn:

$$\langle CT_{H1} \rangle = (\langle Q_{-1} + Q_{+1} \rangle) / \langle Q_R \rangle \approx 0.26$$

bzw.:

$$\langle CT_{H2} \rangle = (\langle Q_{-1} + Q_{+1} \rangle) / (\langle Q_{-1} + Q_0 + Q_{+1} \rangle) \approx 0.27$$

Im folgenden Abschnitt wird versucht, den Crosstalk genauer zu quantifizieren, sowie seine Ursache zu klären.

6.4 Crosstalk

Aus den Abb. 30 a-d geht hervor, daß das Übersprechen vor allem auf die horizontalen Nachbarpads, also in Drahrichtung erfolgt. Daß man die maximale Ladung erst bei Summation über alle Tower erhält, deutet jedoch auch auf vertikalen Crosstalk senkrecht zu den Drähten hin.

Beide Richtungen werden nachfolgend gesondert auf Crosstalk untersucht.

Der TC befindet sich in der 0° Position und wird mit Standardgas (HV = 4,6 kV) betrieben.

Horizontaler Crosstalk:

Um diesen Effekt sauber beobachten zu können, wurden mit Hilfe der Drahtinformation Myonen selektiert, deren Spur innerhalb eines ca. 19 cm breiten horizontalen Streifens im Zentrum einer Towerzeile verbleibt. Die Spur muß also mindestens 4 cm Abstand vom nächsten vertikalen Nachbartower halten, um Fehlidentifikationen der getroffenen Towerzeile zu vermeiden.

Ferner mußten alle drei Stripebenen angesprochen haben, um den Ort in Drahrichtung genau bestimmen zu können. Myonen unter 5° wurden dabei zurückgewiesen.

Abb. 31 zeigt die Größe CT_{H2} ereignisweise gegen die horizontale Ortskoordinate aufgetragen. Der Nullpunkt der Ortsskala liegt unter dem, aus Strahlrichtung gesehen, äußersten linken Strip der mittleren Striplage. Der Verarmungsbereich zwischen $x = 140-160$ cm ist auf einen defekten Szintillatorstreifen zurückzuführen.

Die Peaks der Korrelation kennzeichnen den Übergangsbereich zwischen zwei Toweren.

Ab einer Entfernung von ca. $dx = 3$ cm vom Padrand ist der Crosstalk näherungsweise ortsunabhängig, $CT_{H2} \approx 0,25$.

Am linken und rechten Rand der Verteilung ist jeweils noch etwa ein 3/4 Tower vom Trigger der Szintillatorwände erfaßt. Dort sinkt der Crosstalk etwa auf die Hälfte ab, da der äußere Nachbar dieser Tower nicht mehr ausgelesen wird (Abb. 24).

Die Größe $CT_{H0} = (Q_R - Q_0) / Q_R$ in dergleichen Weise aufgetragen, zeigt qualitativ den gleichen Verlauf, und ergibt sich quantitativ von den Randbereichen eines Towers abgesehen zu $CT_{H0} \approx 0,28$.

Wird ein Pad zentral getroffen, finden sich also ca. 24% der von der gesamten horizontalen Padzeile gesehenen Ladung auf den beiden unmittelbaren Nachbarpads, und ca. 3,5% auf den beiden zweiten Nachbarn

Vertikaler Crosstalk:

In diesem Fall wurden mit der Stripinformation Myonen selektiert, deren Spur einen Abstand von mindestens 4 cm zum nächsten horizontalen Nachbartower einhält, um die getroffene Towerspalte sicher identifizieren zu können.

Die vertikale Ortskoordinate läßt sich mit den Drähten bestimmen.

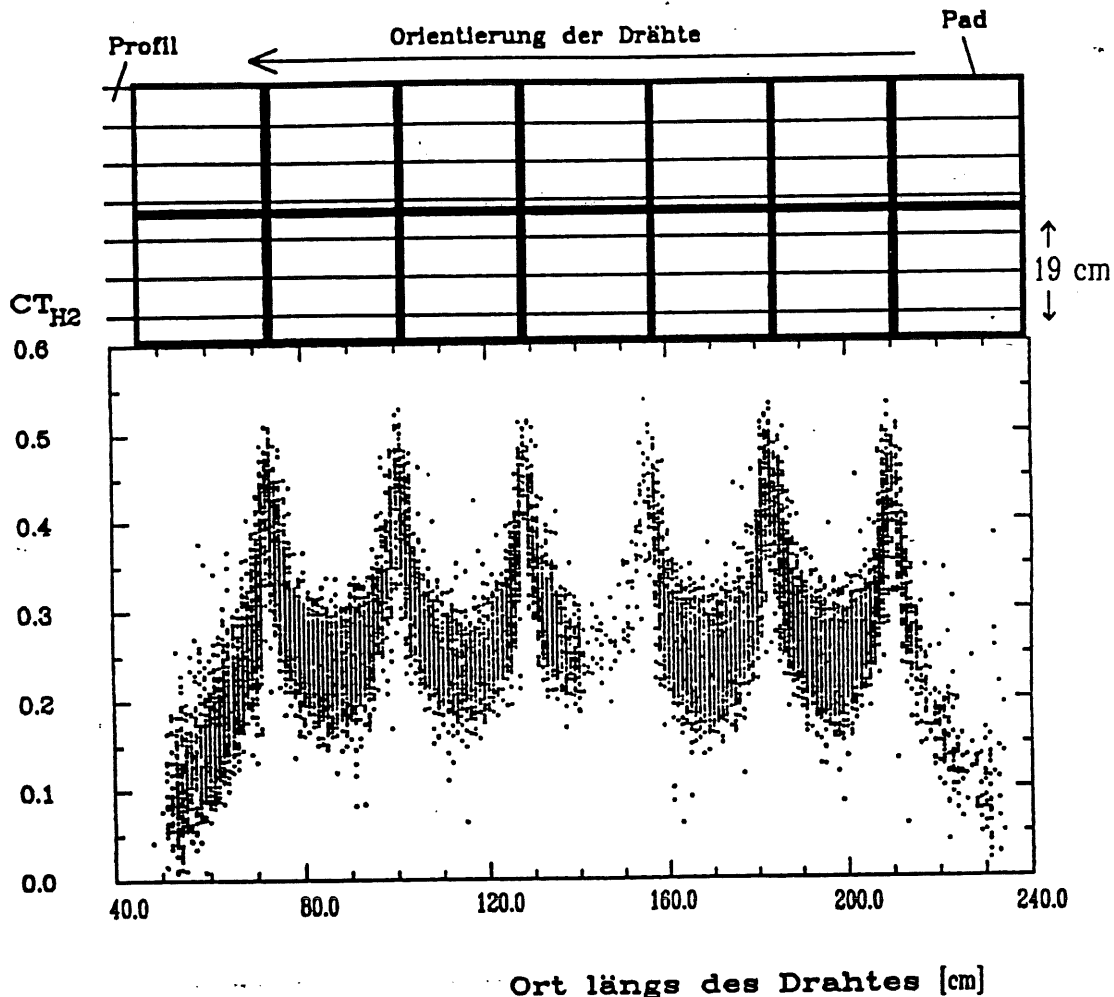


Abb. 31: Horizontaler Crosstalk als Funktion der Ortskoordinate in Drahrichtung. Zur Veranschaulichung ist oben ein horizontaler Ausschnitt einer Streamerkammer gezeichnet.

Die Abb. 32 zeigt den vertikalen Crosstalk:

$$CT_v = (Q_{-7} + Q_{+7}) / (Q_{-7} + Q_{+7} + Q_0)$$

ereignisweise aufgetragen als Funktion der vertikalen Ortskoordinate. Man erkennt, daß CT_v im wesentlichen mit null verträglich ist, abgesehen von drei scharf abgegrenzten Bereichen. Die Breite der Peaks beträgt genau 8cm, was der Breite eines Profils entspricht.

In der Tat stoßen an diesen Stellen zwei Pads über einem Profil zusammen. Nur wenn ein solches Profil getroffen wird, spricht das Signal auf das jeweilige Nachbarpad über. Weder in dem anderen Nachbar, der nicht über demselben Profil liegt, noch in den weiter entfernten vertikalen Nachbarn findet sich eine signifikant von Null verschiedene Ladung, wohl aber im Rest der Towerzeile, die den vom Crosstalk betroffenen vertikalen Nachbarn enthält.

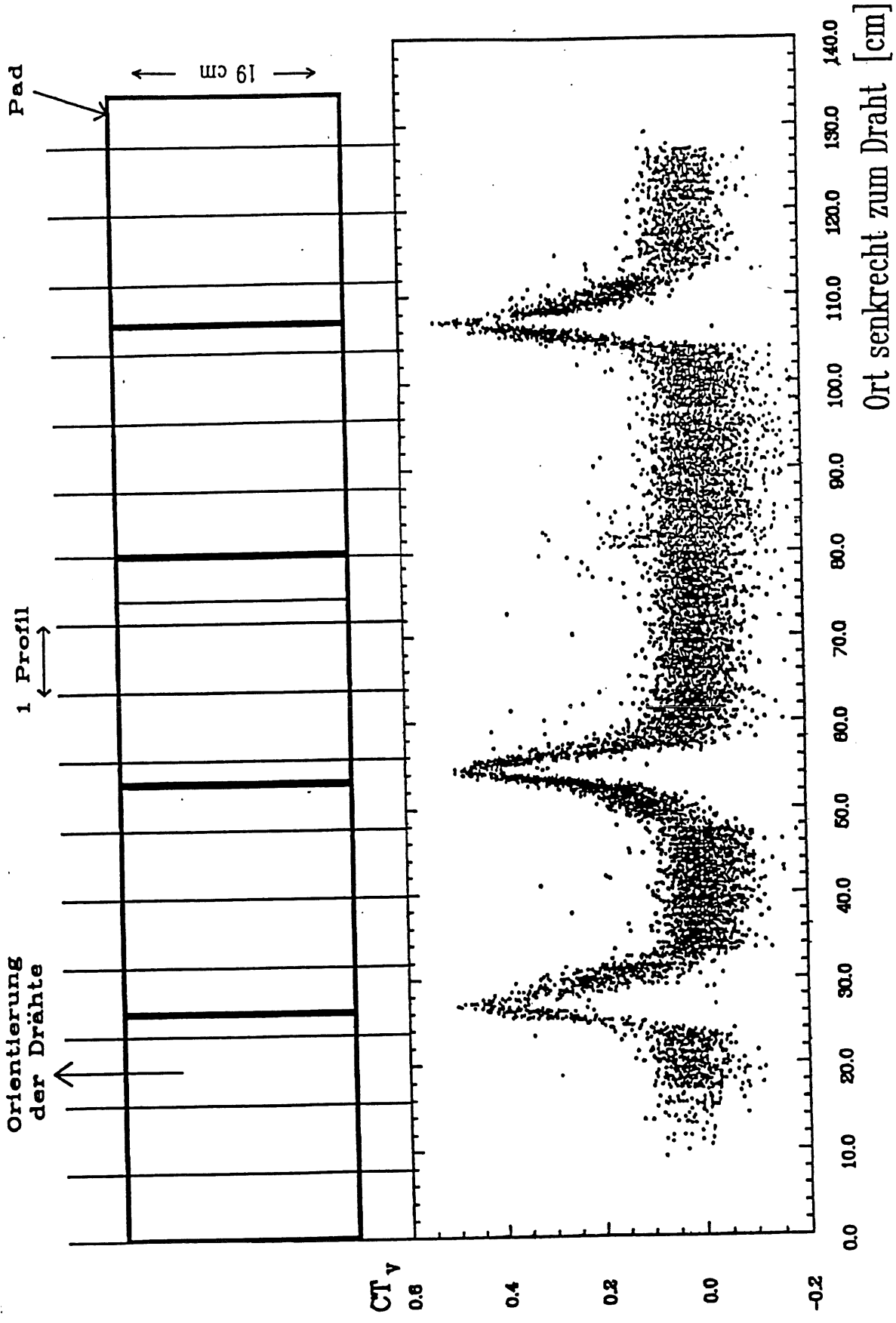


Abb. 32: Vertikaler Crossstalk als Funktion der Ortskoordinate senkrecht zu den Drähten. Zur Veranschaulichung ist oben ein vertikaler Ausschnitt einer Streamerkammer gezeichnet.

Schlußfolgerung:

Aus den Abb. 31 und 32 zusammengenommen geht eindeutig hervor, daß der Crosstalk einzig und allein über das Profil erfolgt. Dies hat man sich so vorzustellen, daß die Raumladungswolke des Streamers nicht nur auf dem darüber liegenden Pad, sondern auch auf der 'mittelohmigen' Profilbeschichtung eine Ladung beeinflusst.

Der Ladungsausgleich erfolgt sehr langsam über den hohen Widerstand der Hochspannungszuführung (10-100 M Ω), so daß die Verschiebungsladungen auf der Beschichtung ihrerseits Influenzladungen auf den Pads zur Folge haben.

Die Profilbeschichtung selbst kann man sich als eine Kette gekoppelter RC Glieder denken. Da R nicht klein ist (1-10 k Ω /cm²), erfolgt auch der Prozeß der Ladungsverschiebung recht langsam. Dadurch erscheint das übergesprochene Signal auf weiter entfernten Pads kleiner, als auf den unmittelbaren Nachbarn.

Angemerkt sei, daß weder die Betriebsspannung der Kammern noch die verwendete Gasmischung einen Einfluß auf den Crosstalk haben.

6.5 Winkelabhängigkeit des Myonsignals

Das Verhalten eines Sampling Kalorimeters bei variierendem Einfallswinkel $\bar{\varphi}$ eines primären Elektrons oder Hadrons bestimmter Energie wird von zwei ihrerseits winkelabhängigen Größen bestimmt (siehe Abschnitt 2.3):

1. Die Anzahl $N(\bar{\varphi})$, der in den aktiven Schichten nachgewiesenen Teilchen.
2. Das Signal $S_{1..n}(\bar{\varphi})$ eines ionisierenden Teilchens, welches eine aktive Schicht durchquert.

Nur wenn $N(\bar{\varphi}) * S_{1..n}(\bar{\varphi}) = \text{const.}$, ist die Kalibrationskonstante des Kalorimeters unabhängig von $\bar{\varphi}$.

Für den TC kann $S_{1..n}(\bar{\varphi})$ aus Myonereignissen bestimmt werden. Da das Verdrehen des TC jedoch einigen Aufwand erforderte, wurden nur unter folgenden Winkeln Daten genommen:

$$\bar{\varphi} = \alpha = 0^\circ, 30^\circ \quad \text{für Standardgas}$$

$$\bar{\varphi} = \alpha = 0^\circ, 30^\circ, 42^\circ \quad \text{für CO}_2$$

Unter größeren Winkeln durchqueren die Myonen zwar im Mittel mehr als einen Tower pro Stack, verbleiben aber wegen $\beta \approx 0^\circ$ innerhalb einer horizontalen Towerzeile.

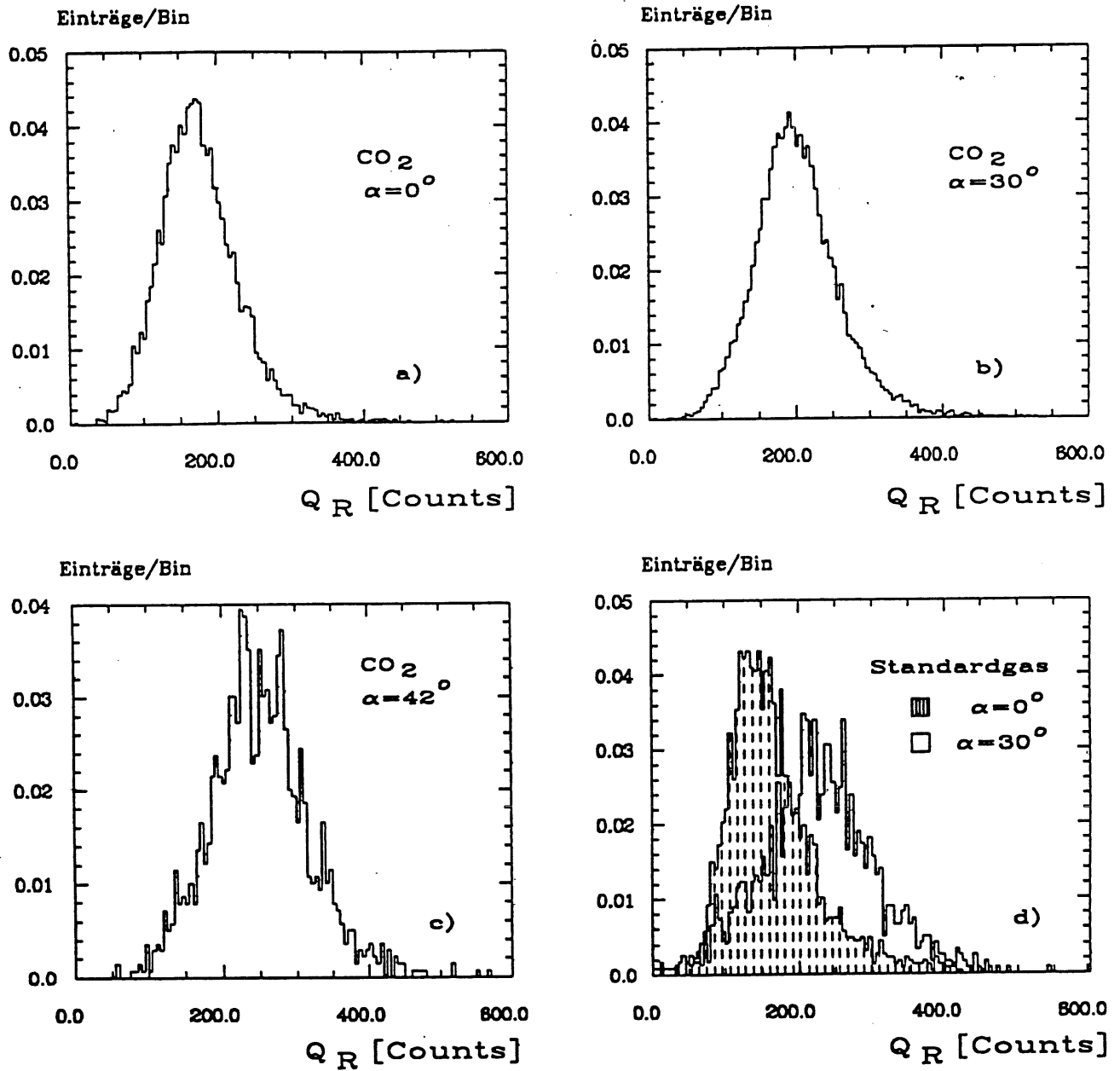


Abb. 33: Myon-Ladungsspektren für CO_2 (a-c) und Standardgas (d) unter verschiedenen Winkeln α .

Verglichen wird deshalb für verschiedene Winkel, das über die ganze getroffene Towerzeile summierte Signal Q_R , wobei mit der Digitalinformation solche Myonen selektiert wurden, die auch unter 30° und 42° den TC in seiner vollen Tiefe durchqueren, und keine nicht ausgelesenen Pads treffen. Der vertikale Crosstalk wird also nicht berücksichtigt, da nur die relative Änderung des Signals mit dem Winkel untersucht werden soll.

Die Abb. 33 a-d zeigen Q_R für Standardgas und CO_2 unter verschiedenen Winkeln. Die Signale aus erstem und zweitem Stack wurden dabei summiert.

Mittelwerte $\langle Q_R \rangle$, Standardabweichungen s_R , relative Breiten und Ladungsverhältnisse sind in Tabelle 4 angegeben.

Standardgas: HV=4,6 kV

α [Grad]	0	30
$\langle Q_R \rangle$ [Counts]	$175,30 \pm 0,58$	$232,38 \pm 1,37$
s_R [Counts]	$67,63 \pm 0,29$	$84,99 \pm 0,83$
$s_R / \langle Q_R \rangle$	$0,38 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,01$
$\langle Q_R \rangle / \langle Q_R \rangle (0^\circ)$	1	$1,33 \pm 0,01$
$1/\cos\alpha$	1	1,15

CO2: HV=4,4kV

α [Grad]	0	30	42
$\langle Q_R \rangle$ [Counts]	$176,48 \pm 0,62$	$202,53 \pm 0,56$	$252,05 \pm 1,87$
s_R [Counts]	$54,04 \pm 0,44$	$59,01 \pm 0,39$	$69,78 \pm 1,32$
$s_R / \langle Q_R \rangle$	$0,31 \pm 0,002$	$0,29 \pm 0,002$	$0,28 \pm 0,01$
$\langle Q_R \rangle / \langle Q_R \rangle (0^\circ)$	1	$1,15 \pm 0,01$	$1,43 \pm 0,01$
$1/\cos\alpha$	1	1,15	1,35

Tabelle 4: Winkelabhängigkeit der mittleren Ladung pro Myonereignis für Standardgas und CO₂.

Die geringe Anzahl vermessener Winkel läßt zwar keine Aussage über den Verlauf von $\langle Q_R \rangle(\alpha)$ zu. Es kann jedoch festgehalten werden, daß:

1. die mittlere Ladung für beide Gasmischungen mit α ansteigt.
2. das Verhältnis $\langle Q_R \rangle(30^\circ) / \langle Q_R \rangle(0^\circ) = 1,33 \pm 0,01$ für Standardgas exakt die Resultate von [HÜB90] (Abb. 18, Beziehung 3.1) bestätigt.
3. die Ladung für CO₂ schwächer mit α anwächst, als für Standardgas.
4. sich die relative Breite $s_R / \langle Q_R \rangle$ für beide Gasmischungen mit α geringfügig verkleinert.

Das Anwachsen der Ladung mit α erklärt sich aus der mit α wachsenden Länge der auf den Draht projizierten Teilchenspur (Abb. 16), womit die Wahrscheinlichkeit zunimmt, daß sich pro Spur mehrere Streamer auf einem Draht ausbilden.

Den schwächeren Anstieg mit α bei CO₂ kann man erklären, wenn man annimmt, daß die tote Zone um einen Streamer in der CO₂ Mischung größer ist als in Standardgas, da hierdurch die mittlere Anzahl von Streamern pro Spur reduziert würde.

Die Anzahl N geladener Teilchen in einem hadronischen Schauer, welche in den aktiven Schichten nachgewiesen werden, ist näherungsweise umgekehrt proportional zur Dicke d der Absorberlagen (Beziehung 2.3).

Unter der Annahme, daß N nicht direkt vom Einfallswinkel $\bar{\varphi}$ abhängt, gilt wegen $d(\bar{\varphi}) = d(0^\circ) \cdot \cos \bar{\varphi}$:

$$N(\bar{\varphi}) \sim 1/\cos \bar{\varphi}$$

Das Signal S_h eines Hadrons im Eisenkalorimeter sollte sich demnach mit $\bar{\varphi}$ ändern wie:

$$S_h(\bar{\varphi})/S_h(0^\circ) = [\langle Q_R \rangle(\bar{\varphi})/\langle Q_R \rangle(0^\circ)]/\cos \bar{\varphi}$$

Somit würde man für CO₂ eine näherungsweise von α unabhängige, für Standardgas dagegen eine mit α wachsende Kalibrationskonstante ausgedrückt in Counts/GeV erwarten.

Abweichungen von diesem Verhalten sind jedoch denkbar, da unklar ist, inwieweit $S_{ion}(\bar{\varphi})$ und $N(\bar{\varphi})$ durch den Abschirmeffekt der Raumladungen bei hohen Teilchendichten direkt von $\bar{\varphi}$ abhängen. Hinzu kommen mögliche Abhängigkeiten des Kalorimetersignals von den absoluten Schichtdicken d und s.

Hier kommt noch einmal die Notwendigkeit einer hadronischen Energieeichung des Eisenkalorimeters unter verschiedenen Winkeln zum Ausdruck.

Da für $\alpha > 0^\circ$ nicht nur die Ladung pro Streamer, sondern auch die Anzahl der Streamer pro Draht ereignisweise fluktuiert, erwartet man eine Zunahme der relativen Signalbreite mit α .

Wie man Tabelle 4 entnimmt, ist dies erstaunlicherweise nicht der Fall. Dieser Effekt ist unverstanden. Erklärungen sind denkbar, aber allesamt spekulativ.

Überträgt man wieder das Verhalten eines einzelnen minimal ionisierenden Teilchens auf Teilchen innerhalb eines Schauers, so würde sich auch für das Hadronensignal eine näherungsweise winkelunabhängige Auflösung ergeben.

7. Test des Tailcatchers bei direktem Einschub von Hadronen

Eine hadronische Energieeichung der Kalorimetermodule muß natürlich unter möglichst realistischen Detektorbedingungen erfolgen. Das bedeutet für den TC die Position hinter dem flüssig Argon Kalorimeter.

Um die Eigenschaften des Tailcatchers als Energiemeßinstrument unabhängig vom flüssig Argon Kalorimeter untersuchen zu können, wurde dieser zusätzlich bei direktem Teilcheneinschub getestet (stand alone mode).

Die Messungen erfolgten sowohl mit Standardgas, als auch mit CO₂. Für Standardgas können die Einschubwinkel $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 30^\circ$ unterschieden werden.

Bei der Analyse wurden Pionen folgendermaßen aus der Datenmenge selektiert:

- mindestens einer der beiden Cherenkovzähler mußte das Teilchen als Pion identifiziert haben.
- kein Streifen der Szintillatorwände M1 und M2 durfte angesprochen haben.
- in jeder Halbebene des Presamplers durfte höchstens ein Draht angesprochen haben, sowie höchstens ein zusammenhängender Cluster von Strips.

Das zweite Kriterium diente der Unterdrückung von Myonen. Die dritte Bedingung sollte Ereignisse mit Haloteilchen zurückweisen. Weiterhin wurden hadronische Schauer selektiert, die vollständig im TC enthalten sind, d.h. kein geladenes Teilchen sollte das Eisenkalorimeter verlassen.

Für diese Klasse von Ereignissen wurde zusätzlich verlangt:

- kein Draht oder Strip der sechs Halbebenen des Post-samplers, sowie kein Streifen der Szintillatorwand VM durfte angesprochen haben.

Der Bruchteil N_c , der nach diesem Schnitt verbleibenden Ereignisse bei verschiedenen Strahlenergien, geht aus Tabelle 5 hervor.

Energie [GeV]	10	20	30	50	60	80
N_c bei $\alpha = 0^\circ$	0,64	0,41	0,26	0,12	0,08	0,07
N_c bei $\alpha = 30^\circ$	0,70	0,47	0,33	0,16	/	/

Tabelle 5: Bruchteil vollständig im TC enthaltener Ereignisse bei direktem Teilcheneinschub.

Die Resultate der im stand alone mode erfolgten Messungen sind in den nächsten vier Abschnitten zusammengefaßt, wobei ich mich im wesentlichen auf die Analogauslese der Pads beschränken werde.

7.1 Resultate bei Betrieb der Streamerkammern mit Standardgas

Für Standardgas wurden die Einschuwinkel $\alpha=30^\circ$ am Ende der Periode B und $\alpha=0^\circ$ in den Perioden B und F untersucht. Die Betriebsspannung der Streamerkammern betrug, sofern nicht ausdrücklich anders erwähnt, HV = 4,6 kV. Die Analogauslese der Periode B unter $\alpha=0^\circ$ erwies sich aufgrund eines defekten Bauteils als komplett unbrauchbar. An den 0° -Daten aus F mußten diverse Korrekturen vorgenommen werden. Deshalb werden zunächst die Resultate bei schrägem Teilcheneinschuß diskutiert.

Einschuß unter $\alpha = 30^\circ$

Abb. 34 zeigt die Pion-Ladungsspektren S_π bei vier verschiedenen Strahlenergien für alle Ereignisse und für im TC enthaltene Ereignisse (schraffiert) unter $\alpha=30^\circ$.

Dabei wurden alle Kanäle aufsummiert, deren Signal Q_i nach Abzug des Pedestals größer war als $2 \cdot \sigma_{ped,i}$, wobei $\sigma_{ped,i}$ die Standardabweichung des Pedestals pro Kanal i bezeichnet.

Es sei angemerkt, daß auch bei 50 GeV für kein einziges Ereignis der dynamische Bereich eines Kanals (4096 Counts) überschritten wurde.

Die Spektren sind ungefähr gaußförmig. Die Mittelwerte $\langle S_\pi \rangle$ nach Anfitzen einer Gaußverteilung sind in Abb. 35 gegen die Strahlenergie E_s aufgetragen. Ein linearer Fit der Form:

$$a * E_s = \langle S_\pi \rangle$$

ergibt für enthaltene Ereignisse:

$$a_c = (106,69 \pm 0,25) \text{ Counts/GeV}$$

und für alle Ereignisse:

$$a_{nc} = (99,67 \pm 0,16) \text{ Counts/GeV}$$

Die resultierenden Geraden sind in Abb. 35 eingezeichnet. Der Unterschied zwischen a_c und a_{nc} , ist hauptsächlich auf das unterschiedliche statistische Gewicht des 50 GeV Punktes zurückzuführen.

Abweichungen von der Linearität bei hohen Einschuwenergien können prinzipiell durch den Abschirmeffekt der Raumladungen erklärt werden, da hierdurch nicht alle Teilchen in den aktiven Lagen nachgewiesen werden, und die Teilchendichte mit der Einschuwenergie anwächst, d.h. der TC ist wahrscheinlich sogar überkompensiert ($S_e/S_b < 1$).

Erhält man die lineare Hypothese nur bis 30 GeV aufrecht, so liefert ein linearer Fit für enthaltene Ereignisse:

$$a^*c = (109,13 \pm 0,28) \text{ Counts/GeV}$$

und für alle Ereignisse:

$$a^*_{nc} = (104,90 \pm 0,21) \text{ Counts/GeV}$$

Die Auflösung $\sigma(S_\pi)/\langle S_\pi \rangle$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie für enthaltene Ereignisse zeigt Abb. 36. Im Rahmen der statistischen Fehler wird die angestrebte Auflösung:

$$\sigma(S_\pi)/\langle S_\pi \rangle = (1/E^{\text{strahl}}) * \text{GeV}^2$$

erreicht, welche vergleichend eingetragen ist.

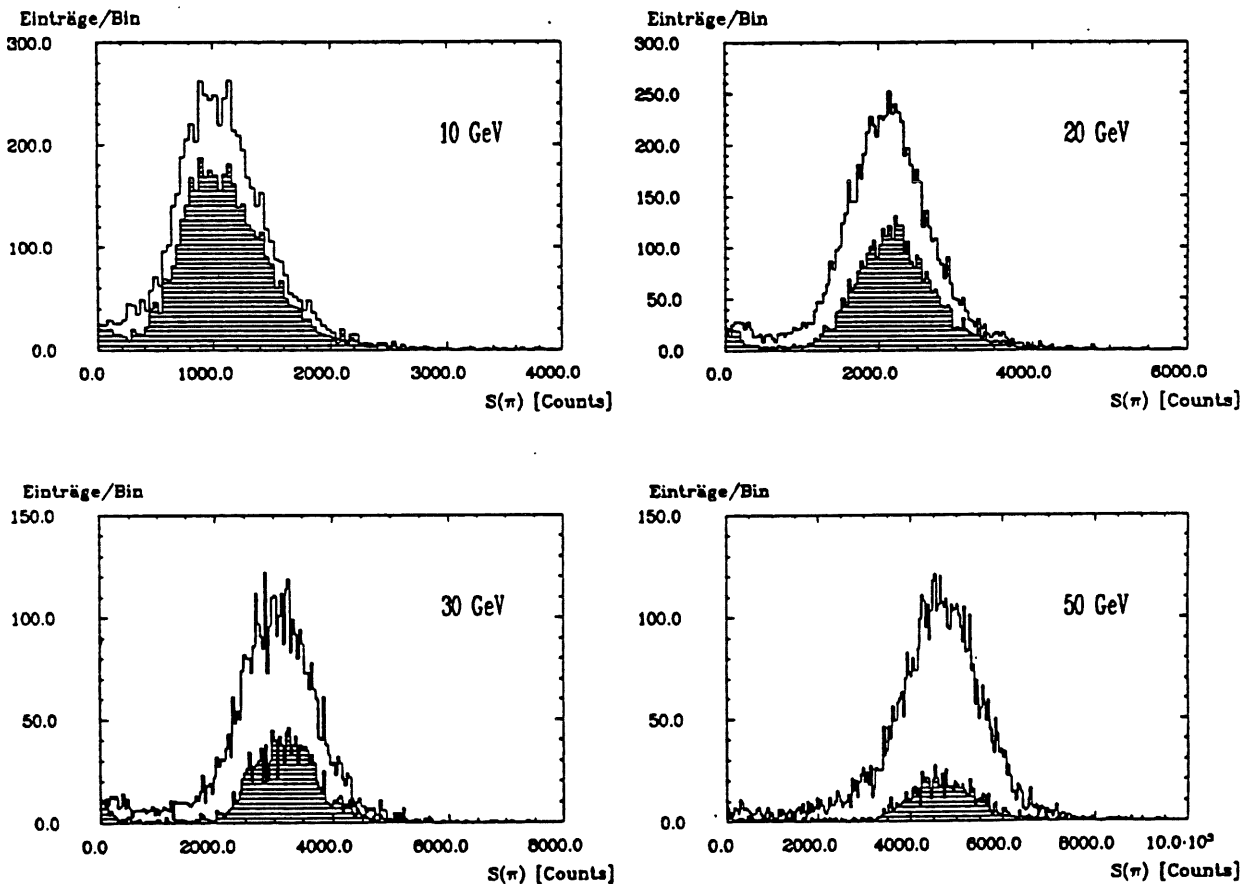


Abb. 34: Pion-Ladungsspektrum bei direktem Einschub in den Tailcatcher unter $\alpha=30$ Grad. Vergleichend eingetragen sind alle Ereignisse und enthaltene Ereignisse (schraffiert) für vier verschiedene Einschubenergien.

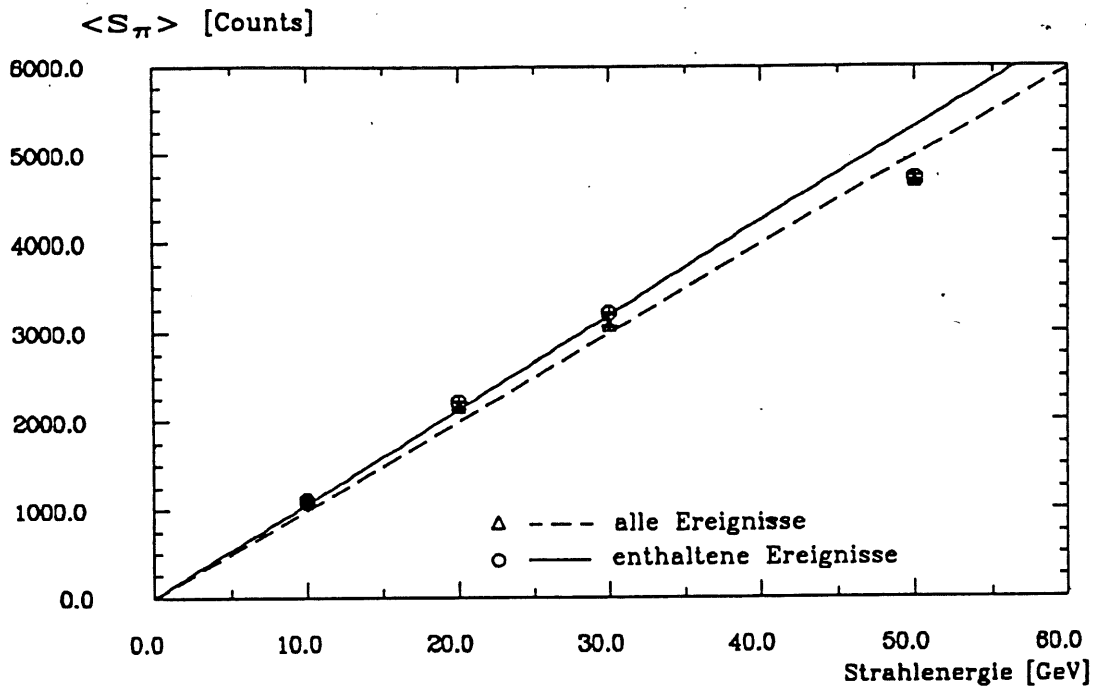


Abb. 35: Mittleres Pionsignal $\langle S_\pi \rangle$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie für alle Ereignisse und enthaltene Ereignisse unter $\alpha=30$ Grad. Die Messung erfolgte mit Standardgas, HV = 4,6 kV.

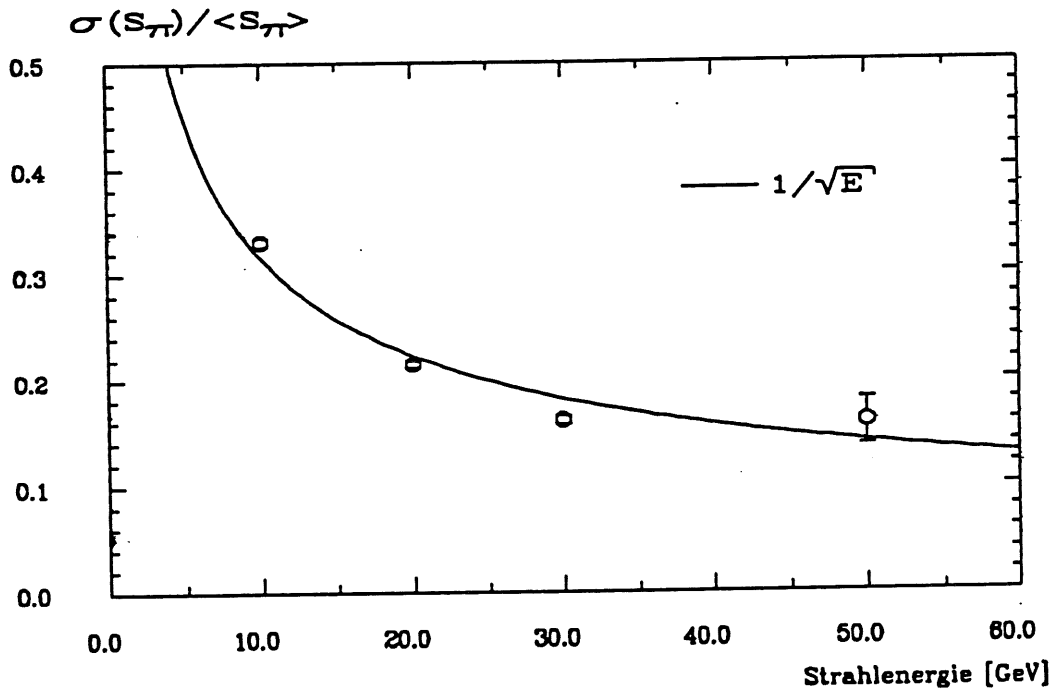


Abb. 36: Auflösung $\sigma(S_\pi)/\langle S_\pi \rangle$ für enthaltene Pionereignisse bei direktem Einschub in den Tailcatcher unter $\alpha=30$ Grad.

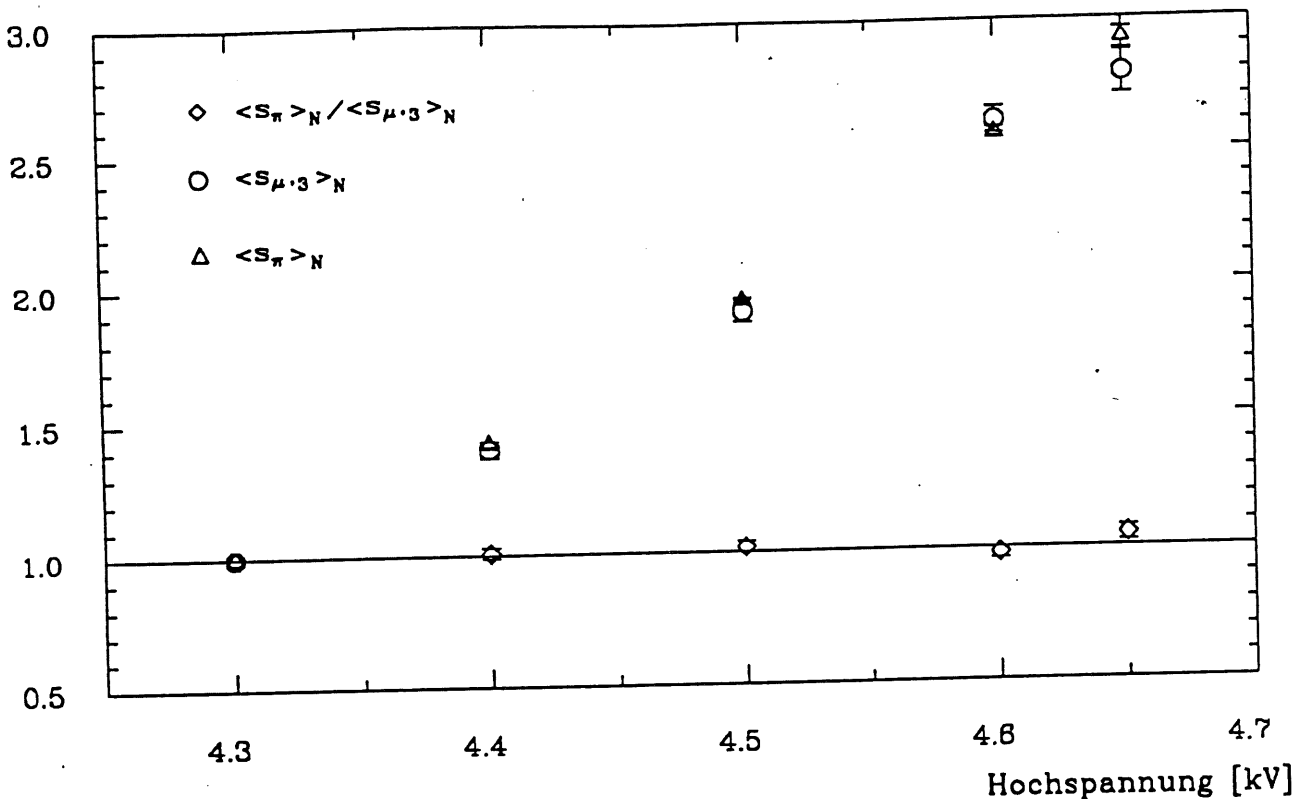


Abb. 37: Relativer Anstieg von mittlerem Myon- und Pionsignal mit der Hochspannung, sowie das normierte Verhältnis $\langle S_\pi \rangle_N / \langle S_{\mu,3} \rangle_N$ als Funktion der HV für Standardgas unter $\alpha=30$ Grad.

Unter einem Winkel von 30° wurden ferner für eine feste Einschussenergie $E_s = 30$ GeV Daten mit Pionen und Myonen bei unterschiedlichen Betriebsspannungen der Streamerkammern genommen. Mit Myonsignal $\langle S_{\mu,i} \rangle$ ist im folgenden stets die Summe $\langle Q_R \rangle$ über die ganze getroffene Towerzeile gemeint, wobei $i=1$ für den ersten Stack, $i=2$ für den zweiten Stack und $i=3$ für die Summe beider Stacks.

Die Signale bei der niedrigsten gemessenen Hochspannung von 4,3 kV werden mit $\langle S_{\mu,1} \rangle_0$ und $\langle S_\pi \rangle_0$ bezeichnet.

Abb. 37 zeigt die normierten Signale $\langle S_{\mu,3} \rangle_N = \langle S_{\mu,3} \rangle / \langle S_{\mu,3} \rangle_0$ und $\langle S_\pi \rangle_N = \langle S_\pi \rangle / \langle S_\pi \rangle_0$, sowie das Verhältnis $\langle S_\pi \rangle_N / \langle S_{\mu,3} \rangle_N$ in Abhängigkeit von der Hochspannung.

Pion- und Myonsignal wachsen näherungsweise linear mit wachsender Hochspannung. Der relative Zuwachs mit der HV ist für beide Teilchenarten gleich, d.h.:

$$\langle S_\pi \rangle / \langle S_{\mu,3} \rangle \approx \text{const.}, \quad \text{unabhängig von der HV.}$$

Dies ist ein außerordentlich wichtiges Resultat. Z.B. ist eine Änderung des Luftdrucks bei konstanter HV gleichbedeutend einer Änderung der HV bei konstantem Luftdruck. Dieser Zusammenhang wurde u.a. von der CHARM II Kollaboration verifiziert [WIN89].

Abb. 37 zeigt also, daß die Abhängigkeiten des Hadronsignals im TC von äußeren Parametern über das Myonsignal gemessen und durch eine Hochspannungskorrektur eliminiert werden können.

Normiert auf das mittlere Myonsignal:

$$\langle S_{\mu, 3} \rangle (\alpha=30^\circ) = (232,38 \pm 1,37) \text{ Counts}$$

d.h. ausgedrückt in GeV pro Signal eines minimal ionisierenden Teilchens, lauten die Konstanten a^*_c und a^*_{nc} :

$$a^*_c = (2,13 \pm 0,01) \text{ GeV} / \langle S_{\mu, 3} \rangle$$

$$a^*_{nc} = (2,21 \pm 0,01) \text{ GeV} / \langle S_{\mu, 3} \rangle$$

Einschuß unter $\alpha = 0^\circ$

Für die Analyse werden die Daten der Periode F herangezogen. Gemessen wurde bei den Strahlenergien $E_s = 10, 30, 50, 60$ und 80 GeV. Die Einschußposition entnehme man Abb. 24.

Bei direktem senkrechten Teilcheneinschuß werden mindestens 95 % der Energie in den beiden zentralen Tovern deponiert; das Signal in den benachbarten Tovern wird im wesentlichen durch horizontalen Crosstalk hervorgerufen.

Dennoch wird der dynamische Bereich des ADC für die beiden zentralen Kanäle erst ab 80 GeV für einige wenige Prozent der Ereignisse überschritten.

Für den realen Detektorbetrieb befindet man sich also mit der gewählten Verstärkung der analogen Auslekette deutlich auf der sicheren Seite.

Die elektronische Kalibration der Kanäle ergab, daß während der bei 10 GeV genommenen Daten die Verstärkung des zentralen Towers des ersten Stacks um einen Faktor $11,83$ zu niedrig lag. Das Signal dieses Kanals wurde bei der Analyse entsprechend korrigiert. Für die restlichen Messungen wurde der Defekt beseitigt.

In Abb. 38 ist das mittlere Pionsignal $\langle S_\pi \rangle$ für enthaltene Ereignisse und alle Ereignisse gegen die Strahlenergie aufgetragen.

Der Bruchteil von Ereignissen bei 80 GeV, für die der dynamische Bereich des ADC überschritten wird, ist für alle Ereignisse klein, beträgt jedoch für enthaltene Ereignisse ca. 30 %. Deshalb wurde der 80 GeV Punkt bei der Auswertung nicht weiter berücksichtigt.

Ein linearer Fit, $E_s = a * \langle S_\pi \rangle$, durch die verbleibenden vier Punkte ergibt für enthaltene Ereignisse:

$$a_c = (87,75 \pm 0,32) \text{ Counts/GeV}$$

und für alle Ereignisse:

$$a_{nc} = (80,21 \pm 0,15) \text{ Counts/GeV}$$

Die Analyse von Myonereignissen zeigt jedoch, daß diese Konstanten mit einem systematischen Fehler behaftet sind.

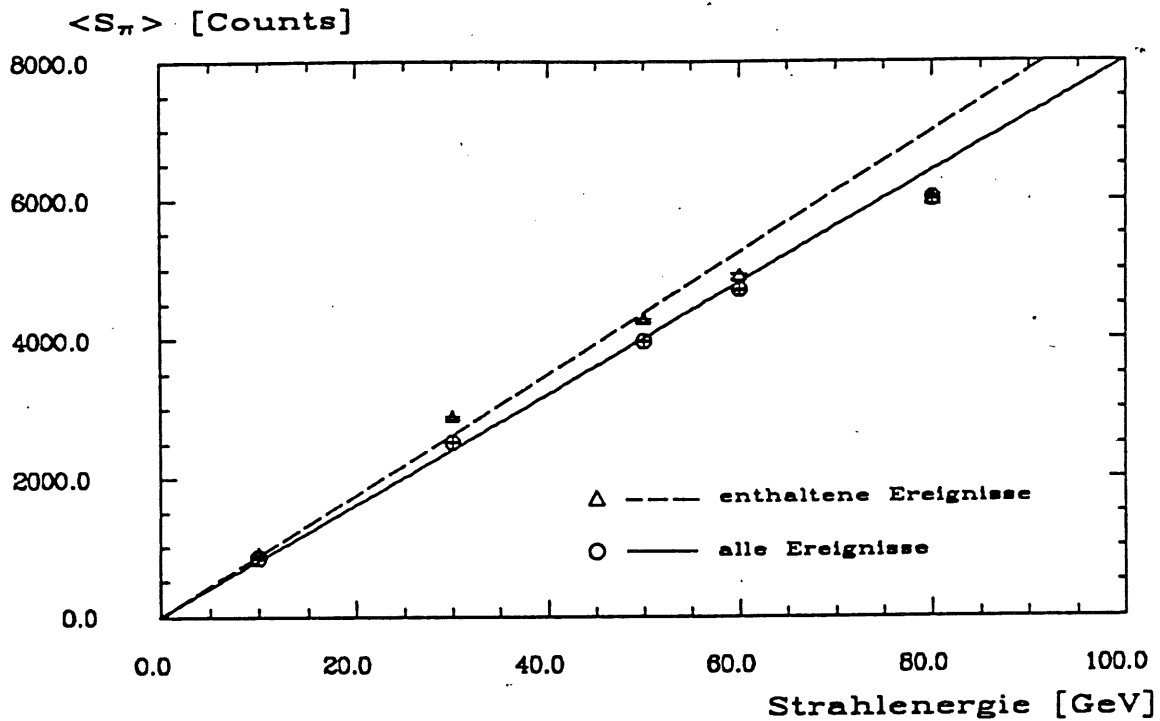


Abb. 38: Mittleres Pionsignal $\langle S_\pi \rangle$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie bei direktem Teilcheneinschuß unter $\alpha = 0$ Grad und Betrieb der Streamerkammern mit Standardgas.

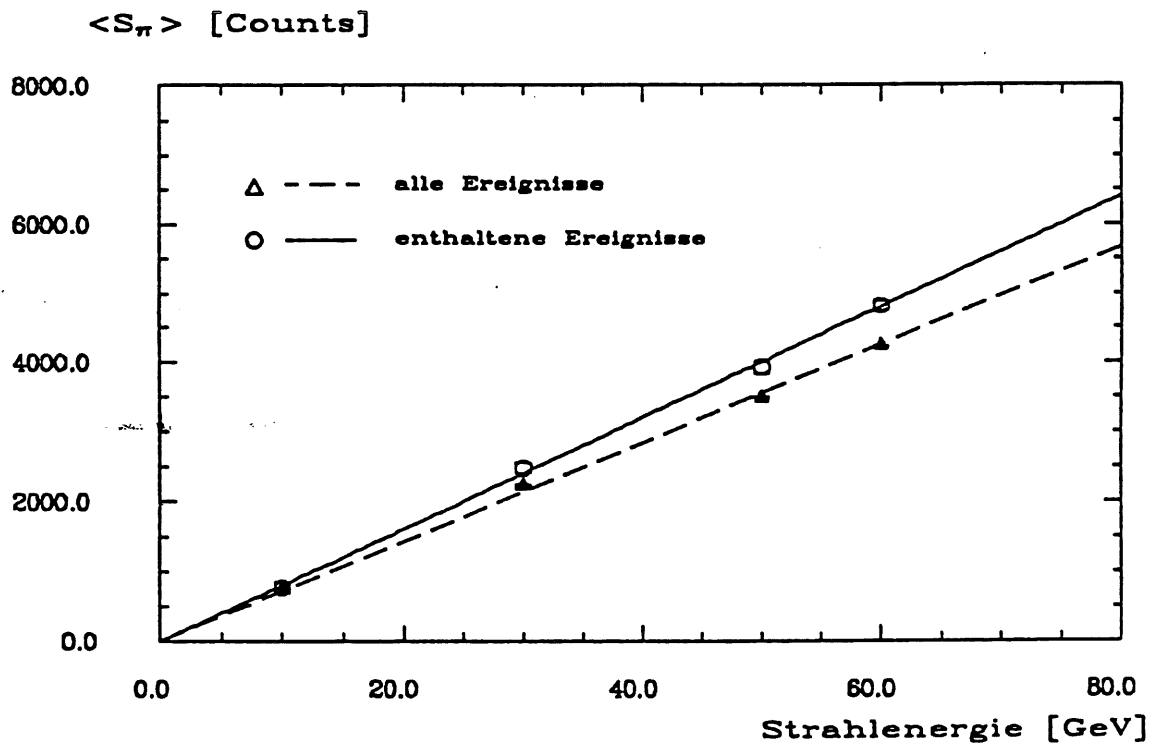


Abb. 39: Mittleres Pionsignal $\langle S_\pi \rangle$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie bei direktem Teilcheneinschuß unter $\alpha=0$ Grad nach Korrektur der zeitlichen Abhängigkeit mit Hilfe des Myonsignals.

Über die gesamte Meßdauer von ca. 2 Tagen beobachtet man einen Anstieg des Myonsignals $\langle S_{\mu,2} \rangle$ im zweiten Stack um etwa 10 %, während gleichzeitig das Myonsignal $\langle S_{\mu,1} \rangle$ im ersten Stack um ungefähr 10 % abnimmt.

Das Myonsignal der beiden zentralen Tower, in denen fast die gesamte hadronische Energie deponiert wird, zeigt im Rahmen der Fehler das gleiche Verhalten. Die Fehler sind aufgrund der reduzierten Statistik allerdings recht groß.

Die Ursache dieses Effekts konnte nachträglich nicht eindeutig geklärt werden, ist aber vermutlich auf Unregelmäßigkeiten im Isobutanfluß zurückzuführen.

Es liegt aufgrund der bei schrägem Teilcheneinschuß erzielten Resultate nahe, die Auswirkungen auf das Pionsignal mit Hilfe des Myonsignals zu korrigieren.

Dazu wird das über die kompletten Perioden C bis E näherungsweise konstante Myonsignal als Referenzsignal $\langle S_{\mu,1} \rangle_{REF}$ definiert, und das Pionsignal $S_{\pi,1}$ pro Stack, ereignisweise mit einem Faktor $C_{CORR,1}(E_s)$ korrigiert.

$$C_{CORR,1}(E_s) = \langle S_{\mu,1} \rangle_{REF} / \langle S_{\mu,1} \rangle(E_s) \quad i=1,2$$

$\langle S_{\mu,1} \rangle(E_s)$ ist dabei das über den Zeitraum einer festen Strahlenergie E_s (Meßdauer ca. 2-3 Stunden) gemittelte Myonsignal. Das korrigierte Pionsignal $S_{\pi,CORR}$ für ein einzelnes Ereignis bei einer bestimmten Energie E_s ergibt sich damit zu:

$$S_{\pi,CORR}(E_s) = C_{CORR,1}(E_s) * S_{\pi,1} + C_{CORR,2}(E_s) * S_{\pi,2}$$

Das resultierende mittlere Pionsignal $\langle S_{\pi} \rangle_{CORR}$ ist in Abb. 39 gegen die Strahlenergie aufgetragen.

Die Korrektur ist zwar grob und mit einigen Unsicherheiten behaftet, führt aber zu einer deutlichen Verbesserung der Linearität.

Ein linearer Fit liefert für enthaltene Ereignisse:

$$a_{C,CORR} = (80,14 \pm 0,92) \text{ Counts/GeV}$$

und für alle Ereignisse:

$$a_{NC,CORR} = (71,12 \pm 0,14) \text{ Counts/GeV}$$

Eine Normierung auf das Myonsignal $\langle S_{\mu,3} \rangle_{REF}$ ergibt für die beiden Konstanten:

$$a_{C,CORR} = (2,19 \pm 0,04) \text{ GeV}/\langle S_{\mu,3} \rangle_{REF}$$

$$a_{NC,CORR} = (2,46 \pm 0,01) \text{ GeV}/\langle S_{\mu,3} \rangle_{REF}$$

Die angegebenen Fehler sind natürlich rein statistischer Natur.

Die Auflösung $\sigma(S_\pi)/\langle S_\pi \rangle$ verglichen mit der angestrebten Auflösung zeigt Abb. 40.

Zum Vergleich sei noch einmal der Wert der Kalibrationskonstanten a^*c angegeben, der sich für enthaltene Ereignisse bei einem Einschubwinkel von 30° ergibt.

$$a^*c = (2,13 \pm 0,01) \text{ GeV}/\langle S_{\mu, 3} \rangle$$

Ein signifikanter Unterschied der Konstanten bei beiden Einschubwinkeln kann nicht festgestellt werden.

Aufgrund der Unsicherheiten der durchgeführten Korrektur bei $\alpha=0^\circ$ wird dieses Verhalten nicht weiter kommentiert.

Speziell zur Winkelabhängigkeit des Hadronsignals im TC sind weitere Messungen gefordert, insbesondere in der Position hinter dem flüssig Argon Kalorimeter.

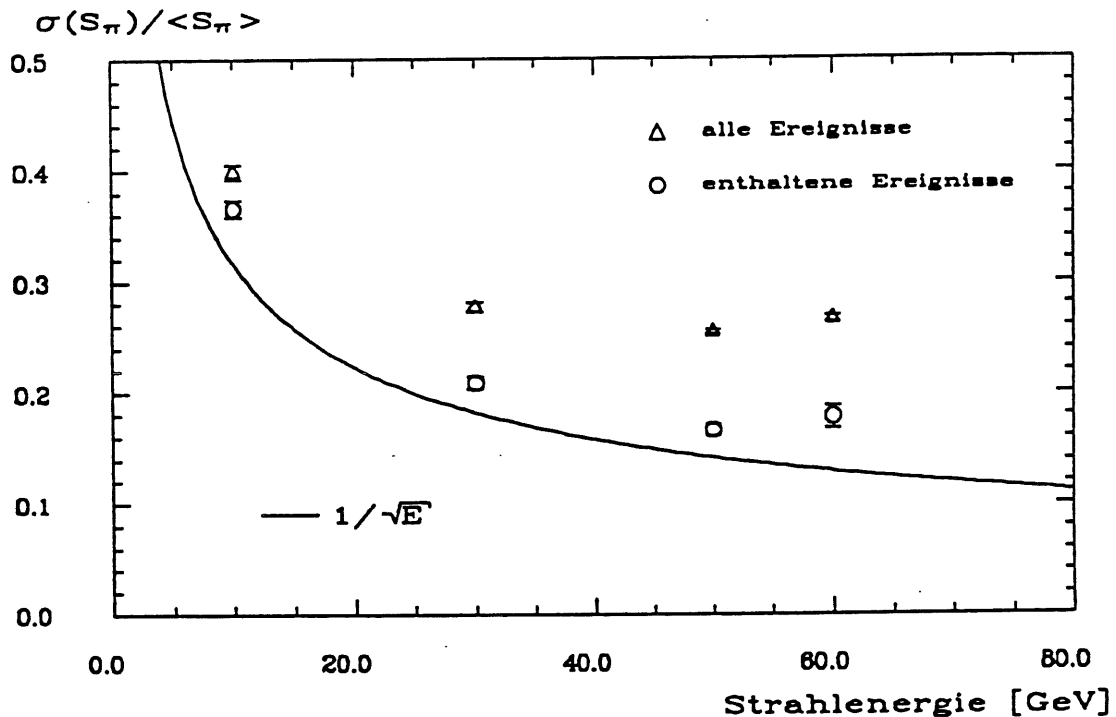


Abb. 40: Relative Breite $\sigma(S_\pi)/\langle S_\pi \rangle$ des korrigierten Pionsignals in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

7.2 Resultate bei Betrieb der Streamerkammern mit der nicht brennbaren Gasmischung

Messungen bei direktem Teilcheneinschuß mit der CO_2 - Gasmischung erfolgten in den Perioden I und J.

Bei der Analyse der Piondaten aus J zeigten sich mehrere unverständene Effekte, deren Ursache im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geklärt werden konnte.

Deshalb werden nur die Ergebnisse bei senkrechtem Teilcheneinschuß aus der Periode I zusammengefaßt.

Es wurden jeweils für eine Betriebsspannung der Streamerkammern von 4,35 kV und 4,40 kV Daten mit Pionen und Myonen bei Strahlenergien von 10, 20 und 30 GeV genommen.

Die Pion-Signalhöhenspektren bei allen Energien und Hochspannungen zeigt Abb. 42.

Die Mittelwerte $\langle S_\pi \rangle$ nach Anfitzen einer Gaußverteilung sind in Abb. 41 gegen die Strahlenergie aufgetragen.

Es ergibt sich für beide Hochspannungen eine in sehr guter Näherung lineare Abhängigkeit, $a_c * \langle S_\pi \rangle = E_s$, mit:

$$a_c(4,35 \text{ kV}) = (58,67 \pm 0,14) \text{ Counts/GeV}$$

$$a_c(4,40 \text{ kV}) = (70,45 \pm 0,20) \text{ Counts/GeV}$$

Wie Abb. 43 zeigt, wird auch die angestrebte Auflösung erreicht.

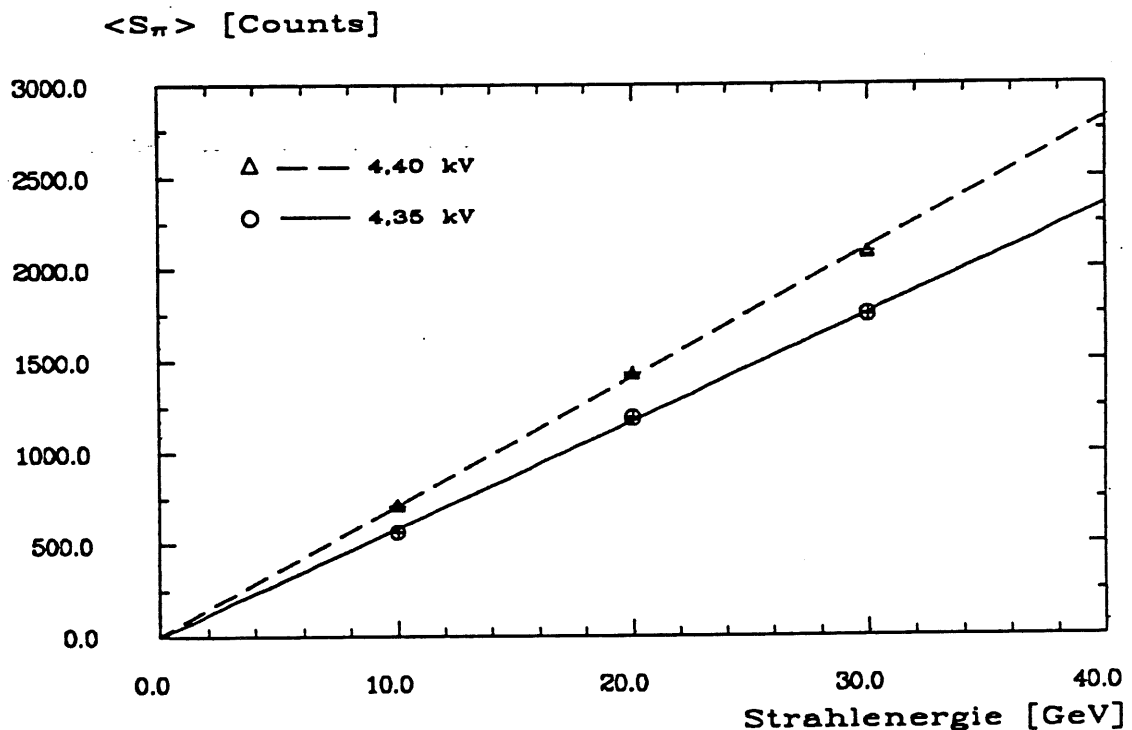


Abb. 41: Mittleres Pionsignal $\langle S_\pi \rangle$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie bei Betrieb der Streamerkammern mit der nicht brennbaren CO_2 Gasmischung für enthaltene Ereignisse und zwei verschiedene Betriebsspannungen.

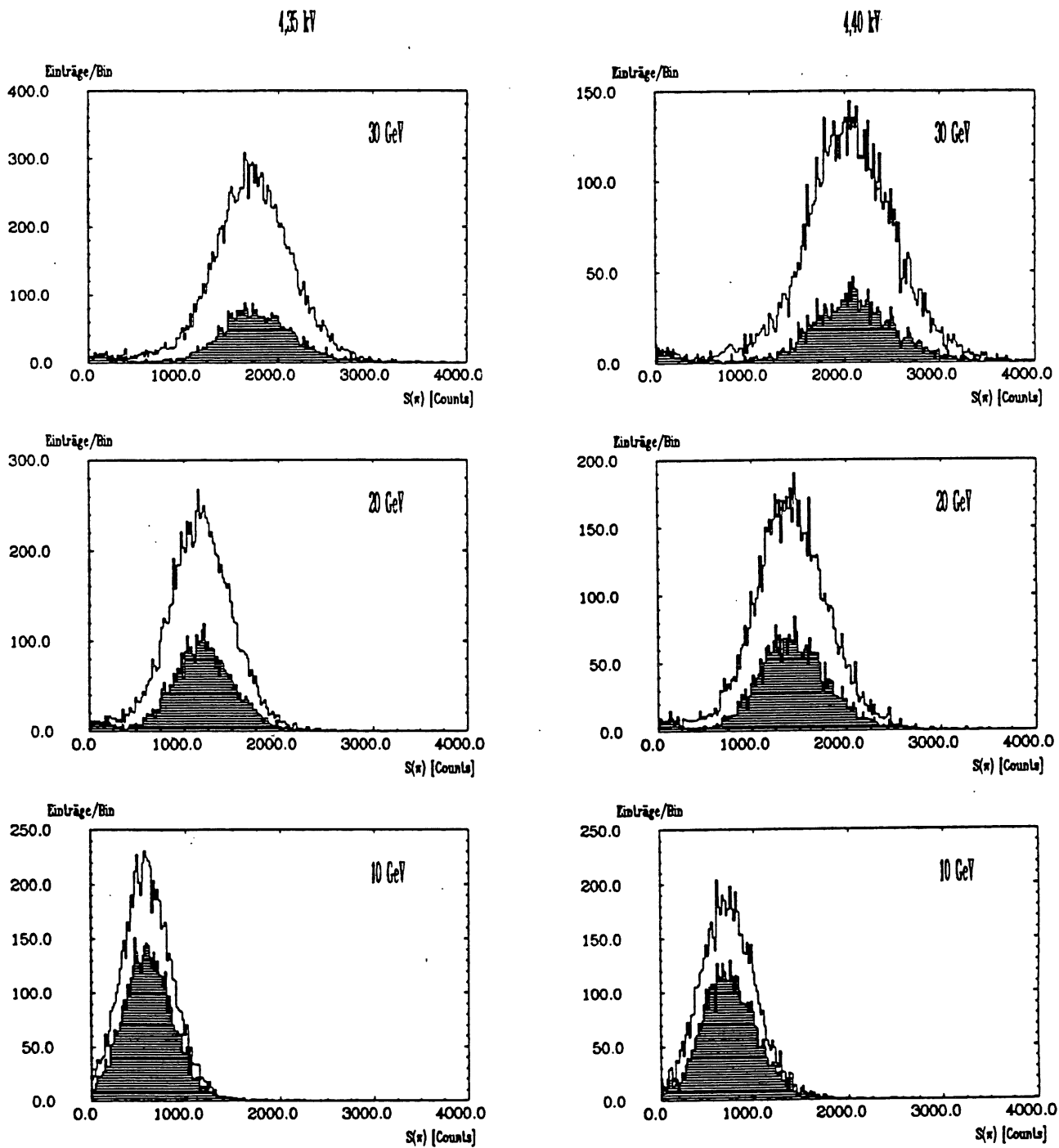


Abb. 42: Pion Signalthöhenspektrum bei direktem Einschub in den TC bei betrieb der Kammern mit der CO₂ Gasmischung für drei Strahlenergien und zwei Betriebsspannungen. Die Verteilungen für enthaltene Ereignisse sind schraffiert dargestellt.

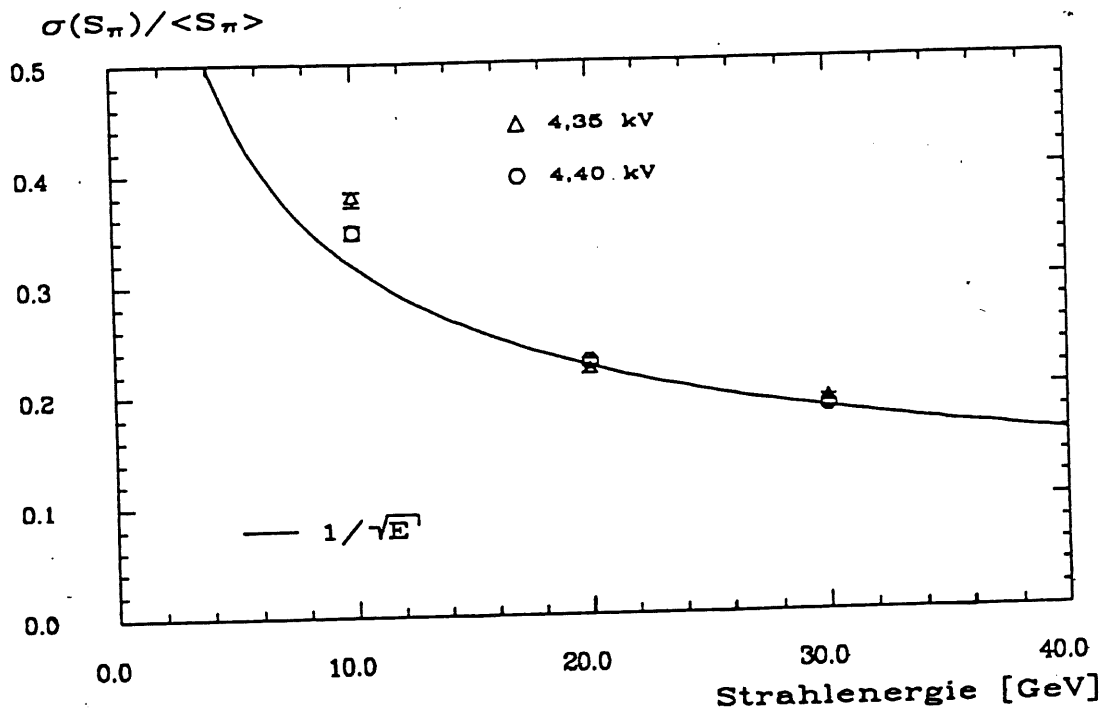


Abb. 43: Relative Breite $\sigma(S_\pi)/\langle S_\pi \rangle$ des Pionsignals in Abhängigkeit von der Strahlenergie für enthaltene Ereignisse bei zwei verschiedenen Betriebsspannungen. Die Kammern wurden mit der nicht brennbaren Gasmischung betrieben.

Das mittlere über beide Stacks summierte Myonsignal $\langle S_{\mu,3} \rangle$ beträgt für 4,35 kV:

$$\langle S_{\mu,3} \rangle(4,35 \text{ kV}) = (126,85 \pm 0,64) \text{ Counts}$$

und für 4,40 kV:

$$\langle S_{\mu,3} \rangle(4,40 \text{ kV}) = (150,05 \pm 0,80) \text{ Counts}$$

Ein Vergleich von Pion- und Myonsignal bei unterschiedlichen Hochspannungen ergibt:

$$\langle S_{\mu,3} \rangle(4,35 \text{ kV}) / \langle S_{\mu,3} \rangle(4,40 \text{ kV}) = 0,83 \pm 0,003$$

und:

$$ac(4,35 \text{ kV}) / ac(4,40 \text{ kV}) = 0,85 \pm 0,01$$

Man erhält also ein ähnlich befriedigendes Resultat wie schon für Standardgas. Pionsignal und Myonsignal ändern sich im gleichen Verhältnis mit der HV. Das normierte Hadronsignal $S_h/\langle S_\mu \rangle$ sollte somit zumindest näherungsweise unabhängig von äußeren Parametern sein.

Bezogen auf das Myonsignal $\langle S_{\mu,3} \rangle$ lauten die Kalibrationskonstanten a_c bei beiden Hochspannungen:

$$a_c(4,35 \text{ kV}) = (2,16 \pm 0,01) \text{ GeV}/\langle S_{\mu,3} \rangle(4,35 \text{ kV})$$

$$a_c(4,40 \text{ kV}) = (2,13 \pm 0,01) \text{ GeV}/\langle S_{\mu,3} \rangle(4,40 \text{ kV})$$

Für Standardgas ergab sich:

$$a_{c,corr} = (2,19 \pm 0,04) \text{ GeV}/\langle S_{\mu,3} \rangle_{REF}$$

Der Vergleich mit Standardgas ist natürlich wieder mit den Unsicherheiten der durchgeführten Korrektur behaftet. Es kann festgestellt werden, daß die durch einen hadronischen Schauer in den Streamerkammern ausgelösten physikalischen Prozesse nicht dramatisch von der verwendeten Gasmischung abhängen.

Ein Unterschied der CO_2 Mischung gegenüber Standardgas ergibt sich, wenn man die Beschränkung auf enthaltene Pionereignisse aufgibt.

Das mittlere Signal $\langle S_{\pi} \rangle$ aller Ereignisse ist für CO_2 im Rahmen der Fehler genau so groß, wie das der enthaltenen Ereignisse. Hierin zeigen sich vielleicht die etwas stärkeren Auswirkungen der Raumladungseffekte in der CO_2 Mischung.

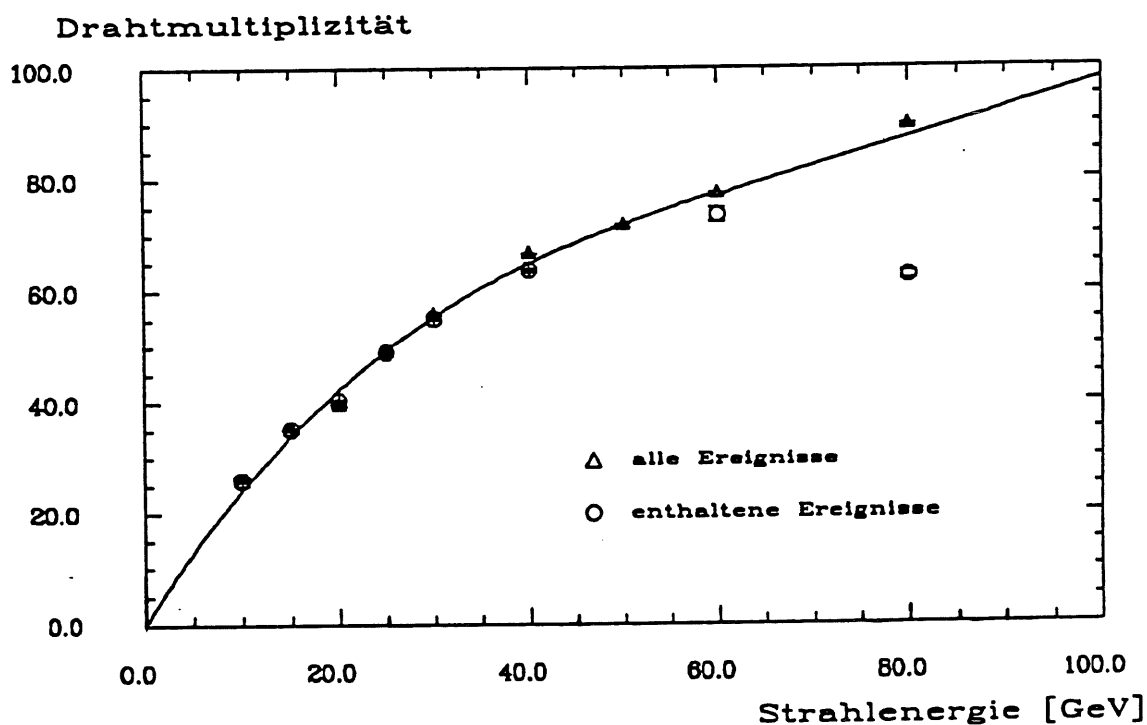


Abb. 44: Mittlere Drahtmultiplizität $\langle N_w \rangle$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie bei direktem Teilcheneinschuß. Zwischen Standardgas und CO_2 -Mischung ergeben sich praktisch keine Unterschiede.

7.3 Abhängigkeit der Drahtmultiplizität von der Energie bei direktem Teilcheneinschuß

Als Drahtmultiplizität N_w wird die Anzahl der pro Pionereignis im TC angesprochenen Drähte bezeichnet.

Die Multiplizität pro Ebene der mittleren Doppellage wird dabei mit einem Faktor $1/2$ gewichtet, da zwei aktive Lagen unmittelbar aufeinanderfolgen. Die Myonboxen werden nicht berücksichtigt.

Abb. 44 zeigt die mittlere Drahtmultiplizität $\langle N_w \rangle$ in Abhängigkeit von der Pionenergie für enthaltene Ereignisse und alle Ereignisse im Energiebereich von 10-80 GeV.

Die Messung erfolgte mit Standardgas bei einer Hochspannung von 4,6 kV.

Für CO_2 bei 4,4 kV ergibt sich im Rahmen der Fehler das gleiche Verhalten.

Da Einzeltreffer auf einem Draht nicht von Mehrfachtreffern unterschieden werden können, zeigt sich die erwartete nicht lineare Abhängigkeit.

Aus demgleichen Grund muß $\langle N_w \rangle$ von der Ereignistopologie abhängen, d.h. der in Abb. 44 dargestellte Zusammenhang ist nicht auf die Position hinter dem flüssig Argon Kalorimeter übertragbar, und wird deshalb nicht weiter diskutiert.

Die Frage einer 'digitalen' Energiemessung wird noch einmal in Abschnitt 8.5, bei der Auswertung der im combined mode gemessenen Daten aufgegriffen.

7.4 Zusammenfassung der Resultate bei direktem Teilcheneinschuß

In den Abschnitten 7.1 und 7.2 wurde gezeigt, daß auch bei hohen Teilchendichten im TC für beide Gasmischungen ein linearer Zusammenhang zwischen Teilchenenergie und Padladung bis mindestens 30 GeV besteht.

Ferner verbessert sich die Auflösung mit steigender Energie, wobei die angestrebte Auflösung erreicht wird.

Abschirmeffekte der Raumladungen in den Streamerkammern haben also offensichtlich geringere Auswirkungen, als insbesondere für die CO_2 Mischung befürchtet.

Diese Aussagen sollten auf den realen Detektorbetrieb übertragbar sein, da die aus dem flüssig Argon Kalorimeter herausleckende Energie im Mittel auf mehrere Teilchen kleinerer Energie verteilt ist, die über eine relativ große Fläche streuen.

Ferner wurde gezeigt, daß das Hadronsignal S_h im TC durch eine Normierung auf das aktuelle Myonsignal $\langle S_\mu \rangle$ unabhängig von äußeren Parametern wie Luftdruck und Temperatur formuliert werden kann.

Unter dieser Voraussetzung ergeben sich keine dramatischen Unterschiede im physikalischen Verhalten beider Gasmischungen.

Vergleiche zwischen verschiedenen Einschußwinkeln können nur unter Vorbehalt vorgenommen werden. Hierzu liegen zuwenig verwertbare Daten vor.

Die Ergebnisse des Abschnitt 7.3 sind quantitativ nicht auf die Position hinter dem flüssig Argon Kalorimeter übertragbar, da wegen des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen Drahtmultiplizität und Teilchenenergie die Multiplizität von der Ereignistopologie abhängen muß.

Allerdings ist auch im combined mode eine nichtlineare Beziehung zwischen Leckenergie und Anzahl angesprochener Drähte zu erwarten.

Die Bestimmung der Leckenergie mit dem TC ist Gegenstand des folgenden Kapitels, wobei der Schwerpunkt wieder auf die Analogauslese der Pads gelegt wird.

Inwieweit die Energie auch mit der Drahtauslese gemessen werden kann, wird im letzten Abschnitt kurz angeschnitten.

8. Test des Tailcatchers in der Position hinter dem flüssig Argon Kalorimeter.

Zur Simulation der realen Detektorverhältnisse am Teststrahl wurde der TC hinter dem Kryostaten aufgebaut, wie in Abb. 21 dargestellt.

Der Einschub der Teilchen in dieser Anordnung erfolgte durch ein dünnes Eintrittsfenster im Kryostaten direkt in das flüssig Argon Kalorimeter, dessen relative Orientierung zum Strahl jeweils dem mittleren zu erwartenden Einfallswinkel der Teilchen im Detektor entsprach.

Dagegen war der TC während sämtlicher Messungen im combined mode senkrecht zum Strahl orientiert, wobei die Streamerkammern mit Standardgas bei einer Hochspannung von 4,6 kV betrieben wurden. Messungen mit Elektronen ergaben für alle getesteten flüssig Argon Module einen linearen Zusammenhang zwischen Einschubenergie E_s und Kalorimetersignal $\langle S_e \rangle$, sowie eine Auflösung von $\sigma(E)/\langle E \rangle \approx 0,10 * E_s^{-1/2} * \text{GeV}^{1/2}$, was der angestrebten Auflösung entspricht [LOC90].

Auf diese Messungen wird nicht weiter eingegangen.

Die Analyse von Pionereignissen erfolgte in Zusammenarbeit mit der DESY Gruppe F21, die die Daten des flüssig Argon Kalorimeters auswertete und die notwendigen Informationen zur Verfügung stellte.

Das mit dem TC gemessene Leckspektrum bei Einschub einzelner Pionen in das ca. 67 cm tiefe H1 flüssig Argon IF Kalorimeter, ist für drei Einschubenergien vorgreifend in Abb. 12 dargestellt.

Daß teilweise größere Energien gemessen werden, als die Einschubenergie selbst, liegt vor allem an der endlichen Auflösung des TC, die verglichen mit der Auflösung des Argon Kalorimeters schlecht ist.

Ob die Leckenergie trotzdem noch genau genug gemessen wird, um die Eigenschaften des Gesamtkalorimeters signifikant zu verbessern, wird in Abschnitt 8.3 untersucht.

Vorher sind jedoch einige grundsätzliche Erläuterungen erforderlich.

8.1 Interkalibration der Kalorimetermodule

Bei Einschub einzelner geladener Pionen fester Energie E_s in das flüssig Argon Kalorimeter werden ereignisweise fluktuierende Bruchteile der Primärenergie in den Kalorimetern EMC (elektromagnetisches Kalorimeter), HAC (hadronisches Kalorimeter) und TC deponiert.

Bekannt ist also für ein Ereignis i nur die Gesamtenergie E_s , nicht jedoch die Energie $E_{1,j}$ in einem einzelnen Kalorimeter j , wobei $j = \text{EMC, HAC, TC}$.

Unter der Annahme, daß sich die Kalorimeter einzeln linear verhalten, d.h.:

$$a_j * Q_{1,j} = E_{1,j} \quad ; \quad a_j = \text{const.} \quad (8.1)$$

schreibt sich die Gesamtenergie pro Ereignis:

$$E_{1,\text{tot}} = \sum_j a_j * Q_{1,j} \quad (8.2)$$

$j = \text{EMC, HAC, TC}$

$Q_{1,j}$ ist dabei die pro Ereignis i im Kalorimeter j gemessene Gesamtladung. Von Leckverlusten sei abgesehen.

Die Resultate der Abschnitte 7.1 und 7.2 zeigen, daß die lineare Hypothese 8.1 für den TC bezüglich der Padauslese gerechtfertigt ist.

Kleine Abweichungen von der Linearität können vernachlässigt werden, da der TC das weitaus kleinste statistische Gewicht in der Gesamtenergiebilanz besitzt.

Im flüssig Argon Kalorimeter sind die Anforderungen an die Genauigkeit weit höher, da hier der größte Teil der Energie deponiert wird.

Für EMC und HAC ist die Beziehung 8.1 zunächst nicht erfüllt. Zusätzlich verschlechtert sich die Auflösung mit steigender Energie.

Ursache dieses Verhaltens sind die intrinsischen Fluktuationen und der logarithmische Anstieg des n^0 Anteils im hadronischen Schauer mit der Primärenergie.

Dies wurde ausführlich in Abschnitt 2.3 erläutert, wobei auch zwei Kompensationsmethoden genannt wurden, welche Linearität und Skalierung der Auflösung mit E^{-1} wiederherstellen.

Im H1 flüssig Argon Kalorimeter erfolgt die Kompensation im Datenverarbeitungsschritt über eine Wichtung der Ladungen in den einzelnen Segmenten (Tower). Das Prinzip der Methode wird im nächsten Abschnitt skizziert.

Die Parameter a_j in 8.2 findet man aus einem Sample von Ereignissen durch minimieren der Varianz:

$$\sigma_{r.m.s.}^2 = \sum_{1,j} (E_s - a_j * Q_{1,j})^2 \quad (8.3)$$

Im Minimum müssen die Ableitungen nach den a_j verschwinden:

$$d\sigma_{r.m.s.}^2 / da_j = 0 \quad (8.4)$$

Dies führt auf ein eindeutig lösbares System linearer Gleichungen:

$$\sum_k \langle Q_j Q_k \rangle * a_k = E_s * \langle Q_j \rangle \quad (8.5)$$

$k, j = EMC, HAC, TC$

8.2 Kompensation des flüssig Argon Kalorimeters

Die Kompensationsmethode kann hier nur prinzipiell skizziert werden. Details findet man z.B. in [BRG89], [BIN90], [MAR89]. Die Granularität des Kalorimeters ist ausreichend fein gewählt, um lokale elektromagnetische Schauer aus n° Zerfällen auf statistischem Level erkennen zu können. D.h., bei fester Einschußenergie wächst die Wahrscheinlichkeit, daß die für ein Ereignis i in einem Segment k gemessene Ladung $Q_{1,k}$ elektromagnetischen Ursprungs ist mit $Q_{1,k}$ selbst. Gesucht ist nun jeweils für EMC und HAC eine Funktion $f(Q_{1,k})$, so daß die Breite der Energieverteilung für vollständig im flüssig Argon Kalorimeter enthaltene Ereignisse:

$$\sigma_{r.m.s.}^2 = \sum_{i,k} (E_s - f_{EMC}(Q_{1,k}) * Q_{1,k} + f_{HAC}(Q_{1,k}) * Q_{1,k})^2 \quad (8.6)$$

minimiert wird unter der Nebenbedingung: $\langle S_e \rangle = \langle S_n \rangle$.

Eine ereignisweise Gewichtung der Ladung im eigentlichen Sinne findet also nicht statt, da die Granularität hierfür nicht ausreicht.

Für $f(Q_{1,k})$ wurden verschiedene Ansätze getestet (siehe oben angegebene Quellen), z.B.:

$$f(Q_{1,k}) = A_1 + A_2 * \exp(-A_3 * Q_{1,k}) \quad (8.7)$$

Dieser Ansatz kann aus den Meßdaten extrapoliert werden [BRG89], ist also nur bedingt willkürlich.

Die gewichtete Ladung schreibt sich damit:

$$Q_{1,k}^w = [1 + (A_2/A_1) * \exp(-A_3 * Q_{1,k})] * Q_{1,k} \quad (8.8)$$

Kleine Ladungen werden im Mittel aufgewertet, anstatt große Ladungen ('elektromagnetischen Ursprungs') abzuwerten, womit derselbe Effekt erzielt wird.

Die Parameter A_1 (E_s) findet man wieder durch minimieren von 8.6. Sie hängen von der Einschußenergie ab, was aus dem Prinzip der Wichtung selbst hervorgeht.

Wie bestimmt man nun die unbekannte Energie E eines einfallenden Hadrons, wenn sämtliche Parameter der Kalibrationsfunktion von E abhängen ?

Dies geschieht folgendermaßen:

Eine Kalibration am Teststrahl gemäß Ansatz 8.2 ergibt unter Verwendung der ungewichteten Ladung $Q_{1,j}$ schwach energieabhängige Konstanten $a_{EMC}(E_s)$ und $a_{BAC}(E_s)$.

Mit einem mittleren a_{EMC} und a_{BAC} bestimmt man zunächst E näherungsweise aus der ungewichteten Ladung, liest die Parameter $A_i(E)$ ab, bestimmt damit erneut E gemäß 8.7 und so weiter. Dieses Verfahren konvergiert recht schnell gegen die tatsächliche Energie des Hadrons E.

Abb. 45 zeigt die normierte Energieauflösung $(\sigma(E)/\langle E \rangle) * E_s * GeV^{-1}$ vor und nach der Wichtung für vollständig im Argon Kalorimeter enthaltene Ereignisse. Erst nach der Wichtung skaliert die Auflösung mit E_s^{-1} . Ein Fit der Form

$$(\sigma(E)/\langle E \rangle) = [A/E_s + B]$$

ergibt [LOC90]:

$$A = 0,470 \pm 0,005$$

$$B = 0,0109 \pm 0,0002$$

Der konstante Term ist mit der Energieauflösung des Strahls ($\pm 1\%$) verträglich.

Das Verhältnis $\langle S_e \rangle / \langle S_\pi \rangle$ ist nach der Wichtung näherungsweise unabhängig von der Einschubenergie, $\langle S_e \rangle / \langle S_\pi \rangle \approx 1$.

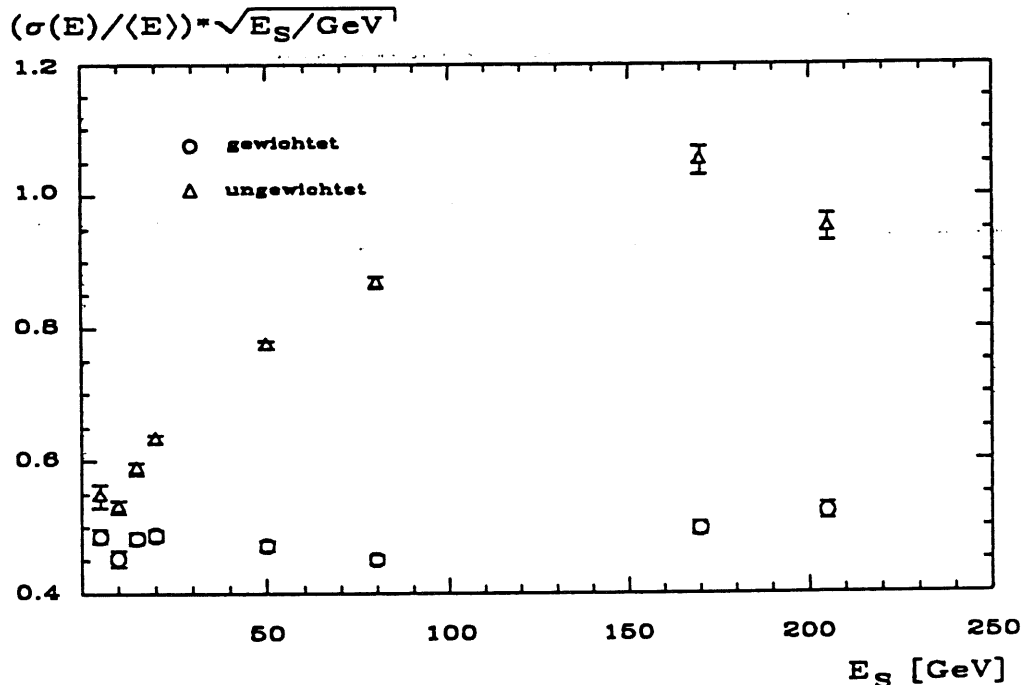


Abb. 45: Normierte Energieauflösung des flüssig Argon Kalorimeters vor und nach einer Kompensation durch das in Abschnitt 8.2 beschriebene Wichtungsverfahren.

8.3 Messung der Leckenergie mit der Padauslese

Im folgenden wird beispielhaft die Kombination IF/TC betrachtet, d.h. der Tailcatcher befindet sich unter senkrechter Orientierung zur Strahlachse hinter dem ca. 6λ tiefen IF flüssig Argon Kalorimeter. Die Dicke d_{DM} der inaktiven Schicht zwischen IF und TC beträgt $d_{DM} \approx 0,25\lambda$.

Diese Anordnung entspricht näherungsweise den Verhältnissen in der vorderen Endkappe des H1 Detektors.

Tabelle 6 entnimmt man den Bruchteil von Ereignissen bei drei Pionenergien E_s , der vollständig im IF Kalorimeter (kein Draht oder Strip im TC durfte angesprochen haben) bzw. im Gesamtkalorimeter (kein Draht oder Strip im Postsampler durfte angesprochen haben) enthalten ist.

E_s [GeV]	Bruchteil Ereignisse enthalten in IF	Bruchteil Ereignisse enthalten in IF+TC
50	0,42	0,88
120	0,27	0,87
205	0,12	0,72

Tabelle 6: Bruchteil vollständig im flüssig Argon Kalorimeter und im Gesamtkalorimeter enthaltener Ereignisse bei Einschub einzelner Pionen der Energie $E = 50, 120, 205$ GeV.

Die vollständig im IF enthaltenen Ereignisse wurden bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Die verbleibenden Ereignisse werden als 'alle Ereignisse', und die davon im Gesamtkalorimeter enthaltenen Ereignisse als 'enthaltene Ereignisse' bezeichnet.

Die aus dem ca. 11λ tiefen Gesamtkalorimeter herausleckende Energie ist auch bei 205 GeV im Mittel sehr klein. Der Schnitt auf enthaltene Ereignisse bedeutet also im wesentlichen eine Änderung der durchschnittlichen Ereignistopologie, nämlich kürzere Schauer mit höherem elektromagnetischen Anteil.

Um die Bedeutung des Tailcatchers für die Eigenschaften des Gesamtkalorimeters zu demonstrieren, wird das in Abschnitt 8.1 beschriebene Interkalibrationsverfahren für zwei verschiedene Fälle angewandt:

- i) So wie in 8.1 beschrieben. Daraus ergeben sich die Kalibrationskonstanten a_{EMC} , a_{HAC} und a_{TC} .
- ii) Die im TC gemessene Ladung wird ignoriert, d.h. der Index j in 8.1 - 8.5 läuft nur über EMC und HAC. Die resultierenden Konstanten werden a^*_{EMC} und a^*_{HAC} genannt.

Mit den Konstanten a_j und a^* , im Minimum der Varianz 8.3 gewinnt man nach Ansatz 8.2 die Verteilungen der Gesamtenergie E_{TOT} bzw. E^*_{TOT} .

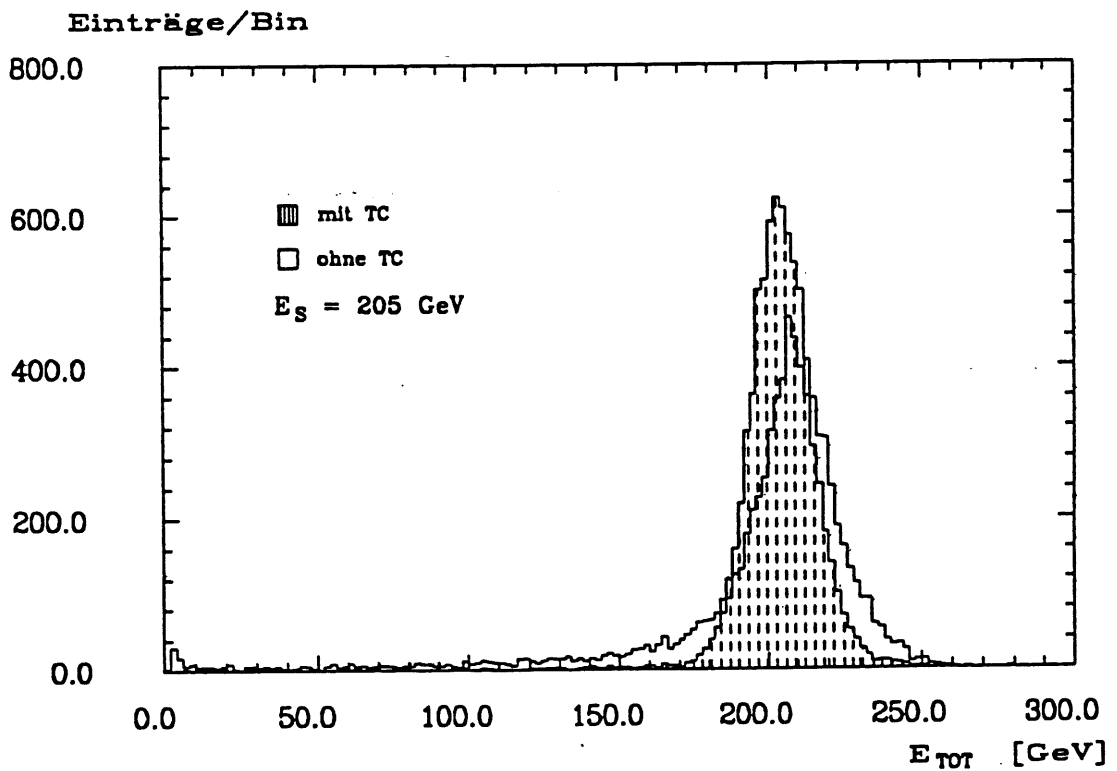
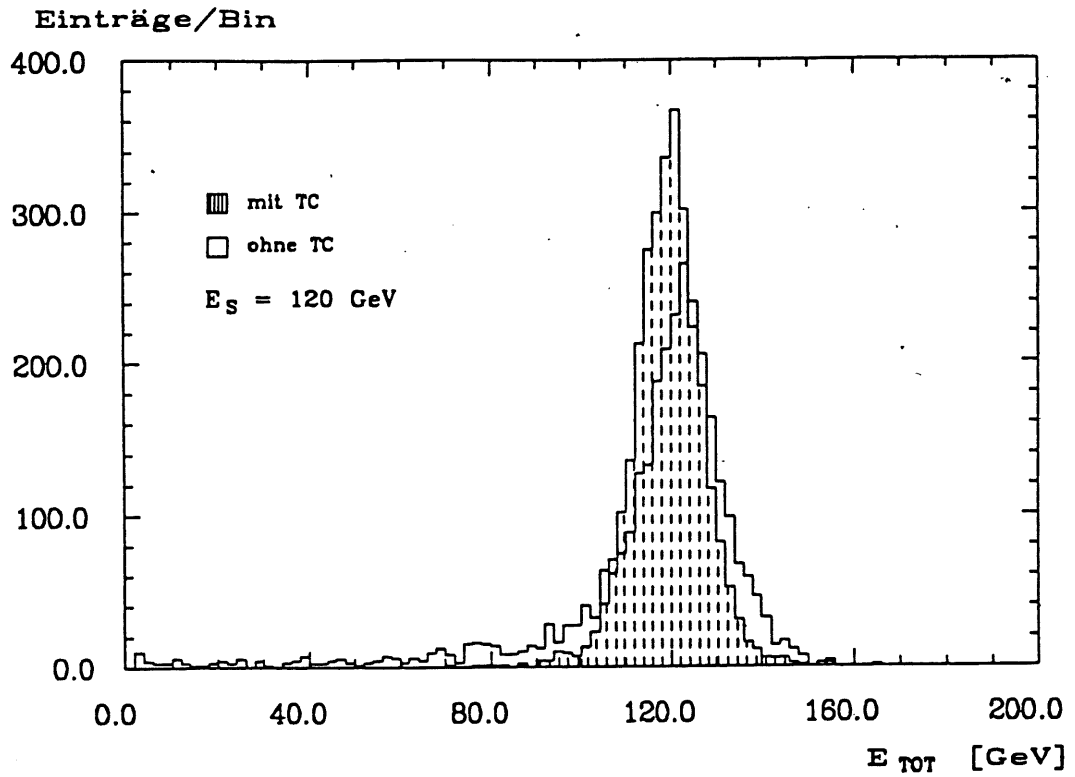


Abb. 46: Verteilung der Gesamtenergi E_{TOT} mit (schraffiert) und ohne Berücksichtigung der Tailcatcher-Information für zwei verschiedene Strahlenergien. Eingetragen sind jeweils alle Ereignisse.

Beide Verteilungen sind jeweils für 120 GeV und 205 GeV in der Abb. 46 vergleichend dargestellt. Eingetragen sind jeweils alle Ereignisse.

Mittelwerte $\langle E \rangle$, $\sigma_{r.m.s.}$, sowie Mittelwert $\langle E \rangle_c$ und Sigma $\sigma(E_c)$ nach Anfitten einer Gaußverteilung an E_{TOT} sind in Tabelle 7 angegeben.

Man beachte, daß $\sigma_{r.m.s.}$ gemäß 8.3 definiert ist, also die mittlere quadratische Abweichung von der bekannten Einschußenergie und nicht von dem jeweiligen Mittelwert darstellt.

]-----]				
] Fall: i)]				
Es [GeV]	$\langle E \rangle$ [GeV]	$\sigma_{r.m.s.}$ [GeV]	$\langle E \rangle_c$ [GeV]	$\sigma(E_c)$ [GeV]
-----	-----	-----	-----	-----
120	119,38 ± 0,16	8,65 ± 0,11	119,52 ± 0,13	7,04 ± 0,10
205	203,98 ± 0,14	12,72 ± 0,12	204,44 ± 0,12	9,96 ± 0,10
]-----]				
] Fall: ii)]				
Es [GeV]	$\langle E \rangle$ [GeV]	$\sigma_{r.m.s.}$ [GeV]		
-----	-----	-----		
120	115,93 ± 0,24	21,65 ± 0,20		
205	197,93 ± 0,22	36,98 ± 0,19		
]-----]				

Tabelle 7: Mittelwerte und $\sigma_{r.m.s.}$ der Gesamtenergie mit und ohne Berücksichtigung der TC Information.

Offensichtlich können die Leckverluste des flüssig Argon Kalorimeters nicht durch eine entsprechend höhere Bewertung der Ladung vollständig von diesem selbst kompensiert werden. Speziell der Ausläufer von E_{TOT} zu kleinen Energien wird erst unter Berücksichtigung der TC Information nahezu vollständig eliminiert. Das Spektrum von E_{TOT} ist in guter Näherung gaußförmig. Für beide betrachteten Energien liegen ca. 6,5 % der Einträge außerhalb von $\langle E \rangle_c \pm 2\sigma(E_c)$, was zu vergleichen ist mit dem theoretischen Wert von 4,5 %.

Die Konstanten a_{TC} (Fall i) sind in Tabelle 8 zusammen mit der Auflösung $Res = (\sigma(E_c) / \langle E \rangle_c) * E_{TOT} * GeV^{-1}$ und der mittleren im TC gemessenen Energie $\langle E_{TC} \rangle$ für enthaltene und alle Ereignisse angegeben.

Im Rahmen der Fehler ist a_{TC} unabhängig von der Einschußenergie und der Ereignistopologie.

Fall: enthaltene Ereignisse			
E_s [GeV]	$10^{-2} \cdot a_{TC}$ [GeV/Counts]	Res	$\langle E_{TC} \rangle$ [GeV]
120	$1,46 \pm 0,16$	$0,61 \pm 0,01$	$6,7 \pm 0,7$
205	$1,20 \pm 0,14$	$0,62 \pm 0,01$	$9,4 \pm 1,1$
Fall: alle Ereignisse			
E_s [GeV]	$10^{-2} \cdot a_{TC}$ [GeV/Counts]	Res	$\langle E_{TC} \rangle$ [GeV]
120	$1,45 \pm 0,16$	$0,64 \pm 0,01$	$11,8 \pm 1,3$
205	$1,34 \pm 0,15$	$0,69 \pm 0,01$	$21,8 \pm 2,4$

Tabelle 8: Kalibrationskonstanten a_{TC} des Tailcatchers, Auflösungen der Gesamtenergie und mittlere im TC gemessene Energie für enthaltene Ereignisse und alle Ereignisse bei einer Einschussenergie von 120 GeV und 205 GeV.

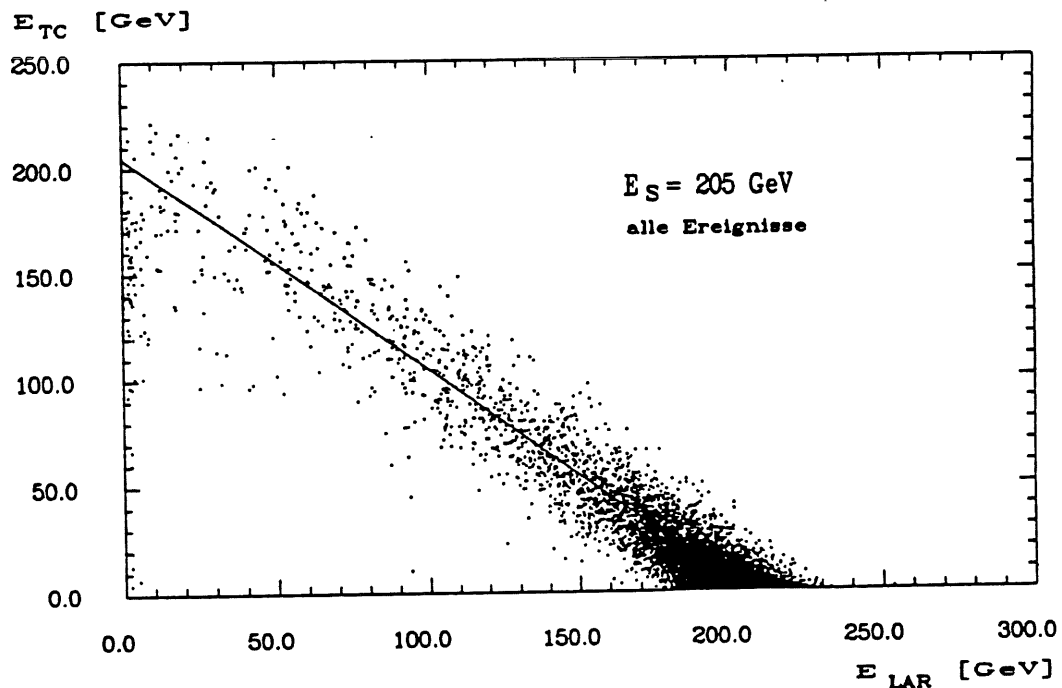


Abb. 47: Korrelation der gemessenen Energien im Tailcatcher und im flüssig Argon Kalorimeter für alle Ereignisse bei einer Strahlenergie von 205 GeV.

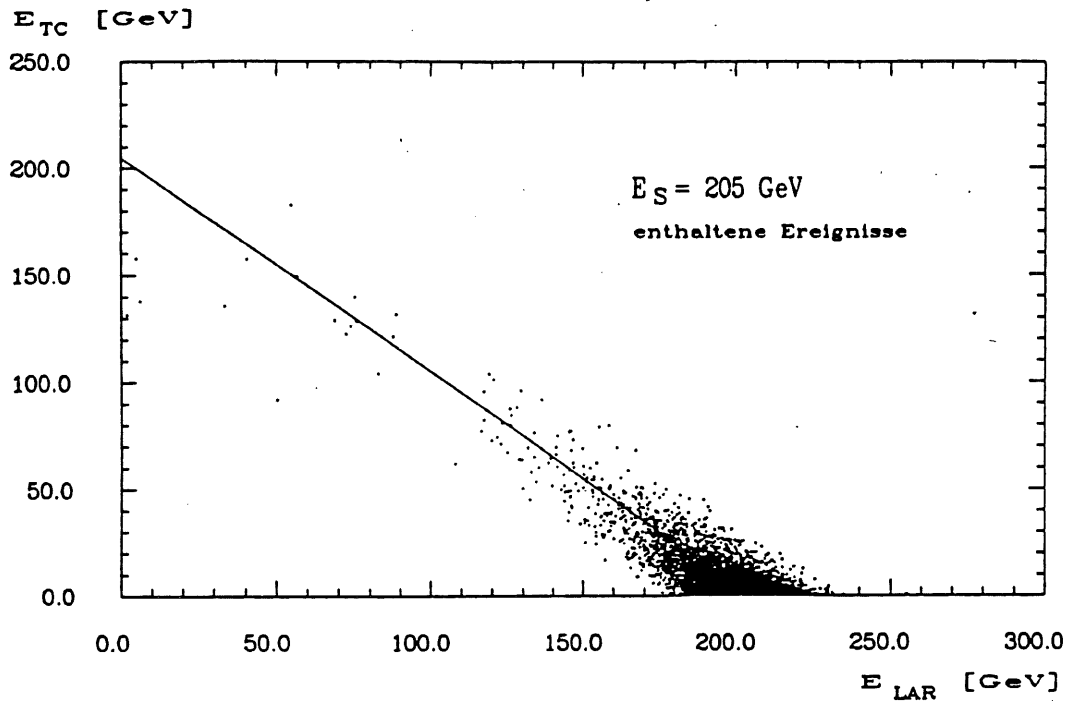


Abb. 48: Korrelation der gemessenen Energien im Tailcatcher und im flüssig Argon Kalorimeter für enthaltene Ereignisse bei einer Strahlenergie von 205 GeV.

Die Abb. 47 und 48 zeigen für $E_S = 205 \text{ GeV}$ ereignisweise die Korrelation zwischen der Energie $E_{i,TC}$ im Tailcatcher, $E_{i,TC} = a_{TC} \cdot Q_{i,TC}$ und der Energie $E_{i,LAR}$ im flüssig Argon Kalorimeter, $E_{i,LAR} = a_{EMC} \cdot Q_{i,EMC} + a_{BAC} \cdot Q_{i,BAC}$, für alle Ereignisse (47) und enthaltene Ereignisse (48). Speziell Abb. 47 zeigt, daß die im flüssig Argon Kalorimeter vermißte Energie recht gut durch die im TC gemessene Energie wiedergegeben wird. Die lineare Hypothese 8.1 wird also von den Resultaten bestätigt. Das mittlere a_{TC} aus Tabelle 8 beträgt:

$$\langle a_{TC} \rangle_{IF.} = (1,35 \pm 0,08) \cdot 10^{-2} \text{ GeV/Counts}$$

Das Myonsignal während dieser Messungen lag im Mittel bei:

$$\langle S_{\mu,3} \rangle = (147,20 \pm 0,83) \text{ Counts}$$

Normiert auf das Signal eines minimal ionisierenden Teilchens lautet $\langle a_{TC} \rangle_{IF.}$ somit:

$$\langle a_{TC} \rangle_{IF.} = (1,99 \pm 0,12) \text{ GeV}/\langle S_{\mu,3} \rangle$$

was zu vergleichen ist, mit dem bei direktem Teilcheneinschuß ermitteltem Wert von (siehe Abschnitt 7.1):

$$a_{C,CORR} = (2,19 \pm 0,04) \text{ GeV}/\langle S_{\mu,3} \rangle_{REF}$$

Innerhalb der statistischen Fehler stimmen beide Werte überein. Für eine Überprüfung dieser Übereinstimmung stehen die Messungen der Perioden C (CB3/FB1-TC) und D (CB2/CB3-TC) zur Verfügung.

Zum Zeitpunkt der Auswertung waren jedoch die Daten der betreffenden flüssig Argon Module noch mit einigen Unsicherheiten behaftet, d.h. notwendige Korrekturen auf defekte Kanäle, Cross-talk et c., sowie die Kompensation der Kalorimeter über eine Gewichtung der Ladungen in den einzelnen Segmenten waren erst vorläufig durchgeführt, so daß sich relativ schlechte Energieauflösungen ergeben.

Die Resultate sind also unter Vorbehalt zu sehen.

Ausgewertet wurden zwei Experimentierläufe aus der Periode D bei Strahlenergien von 50 und 80 GeV, sowie drei Experimentierläufe aus D bei 50, 80 und 170 GeV.

Eine Interkalibration von flüssig Argon Kalorimeter und TC gemäß 8.2 ergibt Konstanten a_{rc} , die nach Normierung auf das jeweilige Myonsignal innerhalb der Fehler unabhängig vom flüssig Argon Modul und der Strahlenergie sind.

Das mittlere a_{rc} aus allen fünf Experimentierläufen beträgt:

$$\langle a_{rc} \rangle_{CB,FB} = (1,91 \pm 0,13) \text{ GeV} / \langle S_{\mu,3} \rangle$$

Die bei direktem Teilcheneinschuß und hinter dem flüssig Argon Kalorimeter sich ergebenden Kalibrationskonstanten des TC sind also gleich oder weichen nur geringfügig voneinander ab. Quantitative Unterschiede sind allerdings durchaus denkbar, und wurden auch z.B. von der Zeus Kollaboration für ein ähnlich aufgebautes Eisen/Streamer-Kammer Kalorimeter in Kombination mit einem Uran/Szintillator Kalorimeter gemessen [KUD90]. Mögliche Gründe für ein solches Verhalten sind:

- Der reduzierte elektromagnetische Anteil und die angereicherte Neutronkomponente in den Ausläufern eines hadronischen Schauers.
- Abhängigkeiten der Energiebestimmung von der Ereignistopologie im vor dem TC befindlichen Kalorimeter.
- Der Öffnungswinkel des Schauers, d.h. die Teilchen dringen im combined mode unter einem größeren mittleren Winkel in den Tailcatcher ein.
- Der Einfluß der inaktiven Schicht vor dem TC, in der ein Teil der Energie absorbiert wird

Der letzte Punkt wird im folgenden Abschnitt untersucht.

8.4 Einfluß der inaktiven Schicht zwischen flüssig Argon Kalorimeter und Tailcatcher.

Die Energiebestimmung in einem Sampling Kalorimeter beruht auf dem Prinzip, daß im Mittel ein linearer Zusammenhang zwischen der in den Absorberlagen deponierten Energie und der Anzahl N geladener Teilchen besteht, die in den aktiven Lagen nachgewiesen werden. N ist dabei umgekehrt proportional zur Absorberdicke d .

In diesem Sinne muß die inaktive Schicht zwischen flüssig Argon Kalorimeter und TC als erste Absorberlage des TC gesehen werden.

Verbleibt ihre Dicke d_{DM} in der Dicke der Eisenplatten ($7,5\text{cm Fe} \approx 0,45\lambda$), wird die Homogenität des Kalorimeters nicht gestört.

Dieser Fall ist im Detektor jedoch nur in Vorwärtsrichtung näherungsweise realisiert, wie man Tabelle 2 entnimmt.

Ist d_{DM} deutlich größer als $0,45\lambda$, entsteht zusammen mit der nachfolgenden aktiven Lage (Presampler) eine Samplingzelle mit abweichender Sampling Ratio, d.h. wegen $E \sim N$ und $N \sim 1/d$ ein lokal geändertes Energiemaß :

$$E_{1,DM} = a_{PRE} * Q_{1,PRE} \quad (8.9)$$

Damit schreibt sich die Gesamtenergie :

$$E_{1,tot} = \sum_j a_j * Q_{1,j} \quad (8.10)$$

$j = \text{EMC, HAC, STACK, PRE}$

$Q_{1,STACK}$ ist hierbei die über alle Tower des ersten und zweiten Stack summierte Ladung. $Q_{1,PRE}$ ist die Summe über alle Pads des Presamplers, also $Q_{1,TC} = Q_{1,PRE} + Q_{1,STACK}$.

Die Konstanten a_j besitzen die in Abschnitt 8.1 beschriebene Bedeutung.

Im Detektor werden die Pads des Presamplers zu den Tower des ersten Stacks hinzuaddiert, um die Anzahl von Auslesekanälen zu reduzieren. Es wurde jedoch die Möglichkeit offengelassen, eine eventuell erforderliche Wichtung des Presamplers durch eine abweichende Verstärkung der Padsignale (also vor der Addition) zu realisieren.

Dazu müßten einige Towerbuilderboards mit speziellen Widerständen bestückt werden.

Prinzipiell sollte die Energie $E_{1,DM}$, die in der inaktiven Schicht deponiert wird, auch mit der Ladung $Q_{1,LAY}$ korreliert sein, die in der letzten Sektion des flüssig Argon Kalorimeters, unmittelbar vor der Schicht gemessen wird, denn je größer $Q_{1,LAY}$ ist, desto größer sind im Mittel die Leckverluste aus dem Argon Kalorimeter und damit auch $E_{1,DM}$.

Ein linearer Ansatz:

$$E_{i,DM} = a_{LLAY} * Q_{i,LLAY} \quad (8.11)$$

ergibt für die Gesamtenergie den Ausdruck:

$$E_{i,TOT} = \sum_j a_j * Q_{i,j} \quad (8.12)$$

$j = EMC, HAC, LLAY, TC$

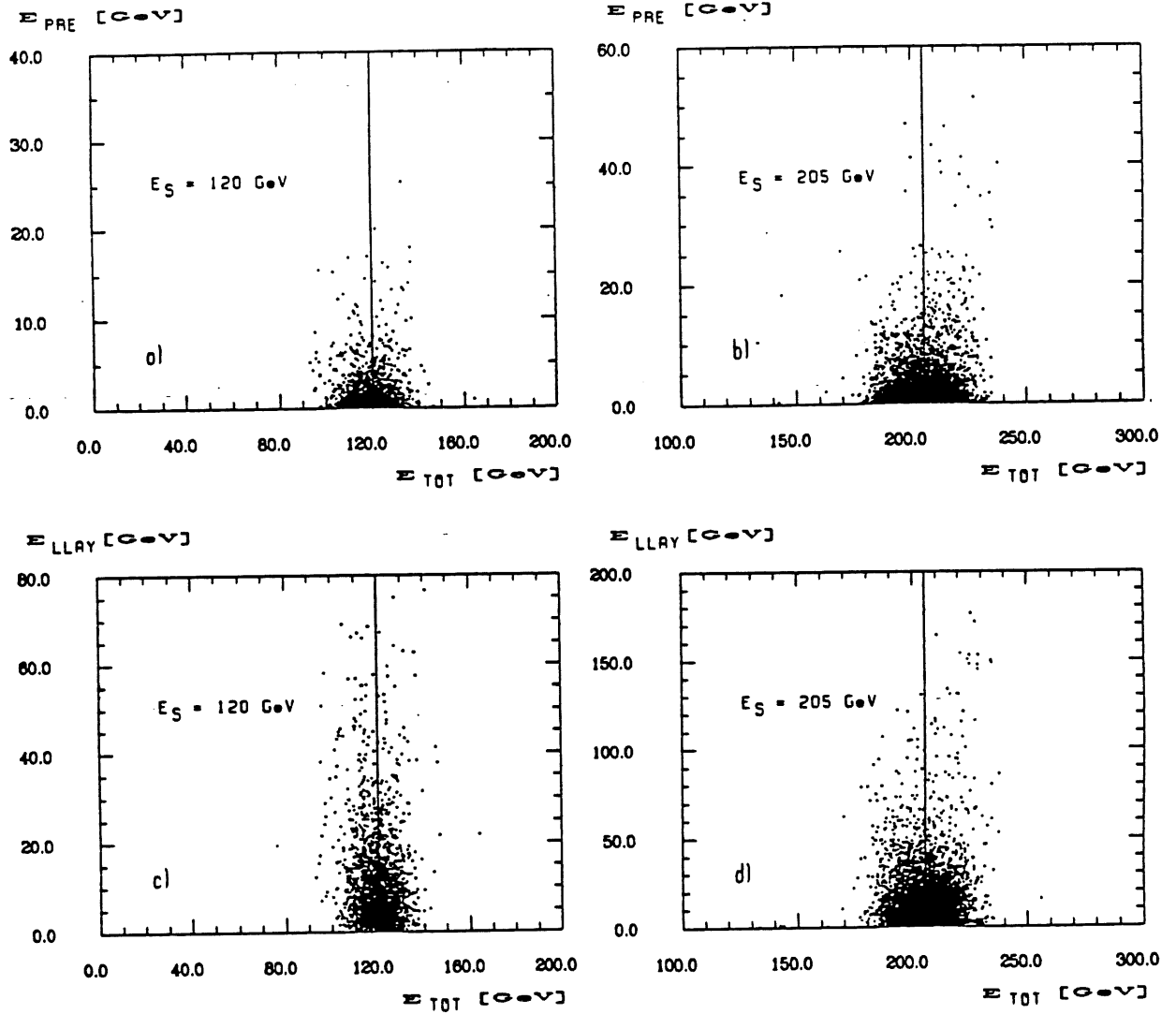


Abb. 49: Gemessene Energie E_{PRE} im Presampler (a-b) und E_{LLAY} in der letzten Sektion des flüssig Argon Kalorimeters (c-d) aufgetragen gegen die Gesamtenergie E_{TOT} nach einer globalen Wichtung von EMC, HAC und TC für zwei Strahlenergien. Berücksichtigt wurden jeweils nur enthaltene Ereignisse.

Im folgenden werden drei Fälle vergleichend untersucht:

- i) globale Wichtung von EMC, HAC und TC 8.2
- ii) separate Wichtung des Presamplers 8.10
- iii) separate Wichtung der letzten flüssig Argon Sektion 8.12

Betrachtet wird wieder die Anordnung des TC hinter dem IF flüssig Argon Kalorimeter mit einer inaktiven Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 0,25\lambda$. Gemäß den obigen Ausführungen sollte die Homogenität des Kalorimeters von dieser Schicht nur sehr wenig gestört werden. Von der separaten Wichtung einer einzelnen Kalorimetersektion ist also kein Effekt zu erwarten. Dies wird von den Abb. 49 a-d bestätigt. Aufgetragen sind für jeweils zwei Strahlenergien die Größen $E_{I.PRE} = a_{TC} * Q_{I.PRE}$ und $E_{I.LLAY} = a_{BAC} * Q_{I.LLAY}$ gegen die Gesamtenergie $E_{I.TOT}$ nach einer globalen Wichtung. Weder die gemessene Energie im Presampler noch in der letzten IF Sektion ist mit der Gesamtenergie in irgendeiner Weise korreliert, d.h. es gilt $a_{TC} \approx a_{PRE}$ und $a_{BAC} \approx a_{LLAY}$, wie erwartet.

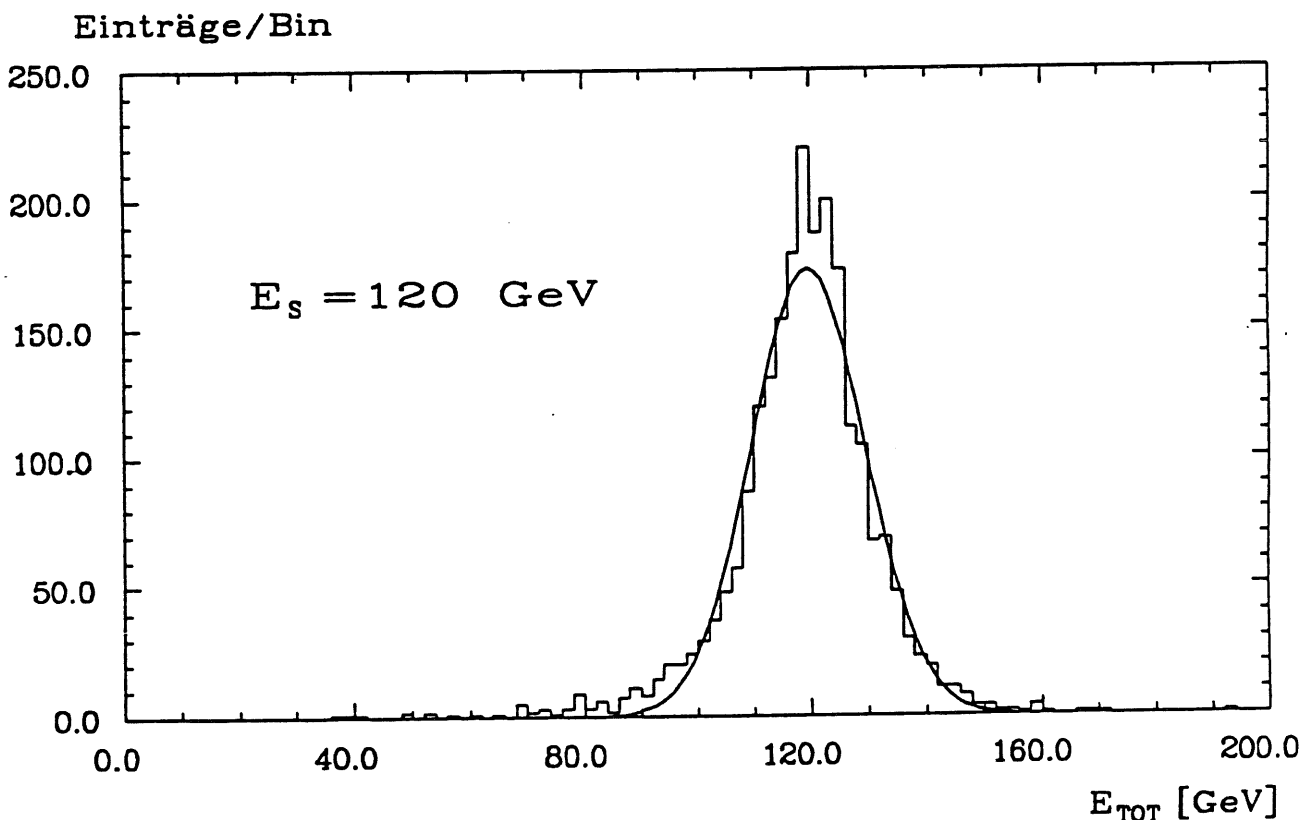


Abb. 50: Verteilung der Gesamtenergie E_{TOT} nach 'Simulation' einer zusätzlichen inaktiven Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 1\lambda$.

Da keine Messungen mit größeren Mengen toten Materials zwischen den Kalorimetern erfolgten, wird eine zusätzliche inaktive Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 17$ künstlich erzeugt, indem die Ladung der letzten IF Sektion ignoriert wird.

Die resultierende Anordnung entspricht in etwa den Verhältnissen im zentralen Barrelbereich des Detektors unter $\Theta \approx 90^\circ$.

$Q_{1,BAC}$ bezeichnet im folgenden die Gesamtladung des verkürzten Hadronkalorimeters, mit $Q_{1,LLAY}$ ist entsprechend dessen letzte Sektion gemeint, also die in Wirklichkeit vorletzte Sektion des IF.

Abb. 50 zeigt das Spektrum der Gesamtenergie E_{TOT} nach einer globalen Wichtung für eine Einschußenergie $E_s = 120$ GeV und enthaltene Ereignisse.

Vergleichend eingezeichnet ist eine Gaußverteilung, die nach der Methode der kleinsten Abstandsquadrate angepaßt wurde.

Ein χ^2 Test ergibt ein Signifikanzniveau von $p \approx 10^{-7}$. Die Hypothese, daß die Gesamtenergie E_{TOT} gaußverteilt ist, ist also zu verwerfen.

Für eine Einschußenergie $E_s = 205$ GeV ergibt sich ein entsprechendes Resultat ($p \approx 10^{-23}$).

Als Maß für die Auflösung dient im folgenden die mittlere quadratische Abweichung von der Einschußenergie, $\sigma_{r.m.s.}$.

Mittelwerte $\langle E \rangle$ und $\sigma_{r.m.s.}$ der Verteilungen E_{TOT} sind für die Fälle i, ii und iii und jeweils zwei Strahlenergien E_s in Tabelle 9 angegeben. Die Konstanten a_{TC} , a_{PRE} und a_{STACK} für die Fälle i und ii entnimmt man Tabelle 10.

Es [GeV]	205			120		
Fall:	i	ii	iii	i	ii	iii
$\langle E \rangle$ [GeV]	203,52	203,58	203,78	118,55	118,61	118,84
	$\pm 0,24$	$\pm 0,24$	$\pm 0,22$	$\pm 0,28$	$\pm 0,27$	$\pm 0,25$
$\sigma_{r.m.s.}$ [GeV]	17,44	17,05	15,82	13,17	12,91	11,80
	$\pm 0,17$	$\pm 0,17$	$\pm 0,16$	$\pm 0,19$	$\pm 0,19$	$\pm 0,17$

Tabelle 9: Mittelwerte und $\sigma_{r.m.s.}$ der Gesamtenergie bei globaler Wichtung (i) und separater Wichtung des Presamplers (ii) und der letzten flüssig Argon Sektion (iii).

Es [GeV]	$10^{-2} a_{TC}$ [GeV/Counts]	$10^{-2} a_{STACK}$ [GeV/Counts]	$10^{-2} a_{PRE}$ [GeV/Counts]
205	$2,00 \pm 0,18$	$1,59 \pm 0,25$	$3,19 \pm 0,58$
120	$2,37 \pm 0,30$	$2,02 \pm 0,35$	$4,27 \pm 1,10$

Tabelle 10: Kalibrationskonstanten des TC bei globaler Wichtung und separater Wichtung des Presamplers.

Berücksichtigt wurden in allen Fällen nur enthaltene Ereignisse. Obwohl sich die mittleren Gewichte a_{PRE} und a_{STACK} jeweils signifikant unterscheiden, führt eine separate Wichtung des Presamplers bei beiden Energien zu keiner Verkleinerung von $\sigma_{r.m.s.}$. Die separate Wichtung der letzten flüssig Argon Sektion liefert dagegen jeweils den besten Mittelwert und das signifikant kleinste $\sigma_{r.m.s.}$.

Das Gesamtverhalten ist in den Abb. 51 bis 54 graphisch veranschaulicht.

Die Abb. 51 und 52 zeigen analog zu Abb. 49 die Korrelation zwischen den Größen $E_{1,PRE} = a_{TC} * Q_{1,PRE}$ bzw. $E_{1,LLAY} = a_{BAC} * Q_{1,LLAY}$ und der Gesamtenergie $E_{1,TOT}$ nach einer globalen Wichtung.

Große Energien $E_{1,LLAY}$ sind im Mittel klar erkennbar mit kleinen Gesamtenergien $E_{1,TOT}$ korreliert, entsprechend einem hohen Energieverlust $E_{1,DM}$ in der inaktiven Schicht, während die Korrelation zwischen $E_{1,PRE}$ und $E_{1,TOT}$ nicht aufgelöst wird.

Nach einer Wichtung von $Q_{1,LLAY}$ ist $E_{1,TOT}$ im Mittel unabhängig von $E_{1,LLAY} = a_{LLAY} * Q_{1,LLAY}$, wie Abb. 53 zeigt, und $\sigma_{r.m.s.}$ verkleinert sich signifikant.

Der Einfluß dieser Wichtung auf die Ausläufer der Energieverteilung ist in Abb. 54 dargestellt.

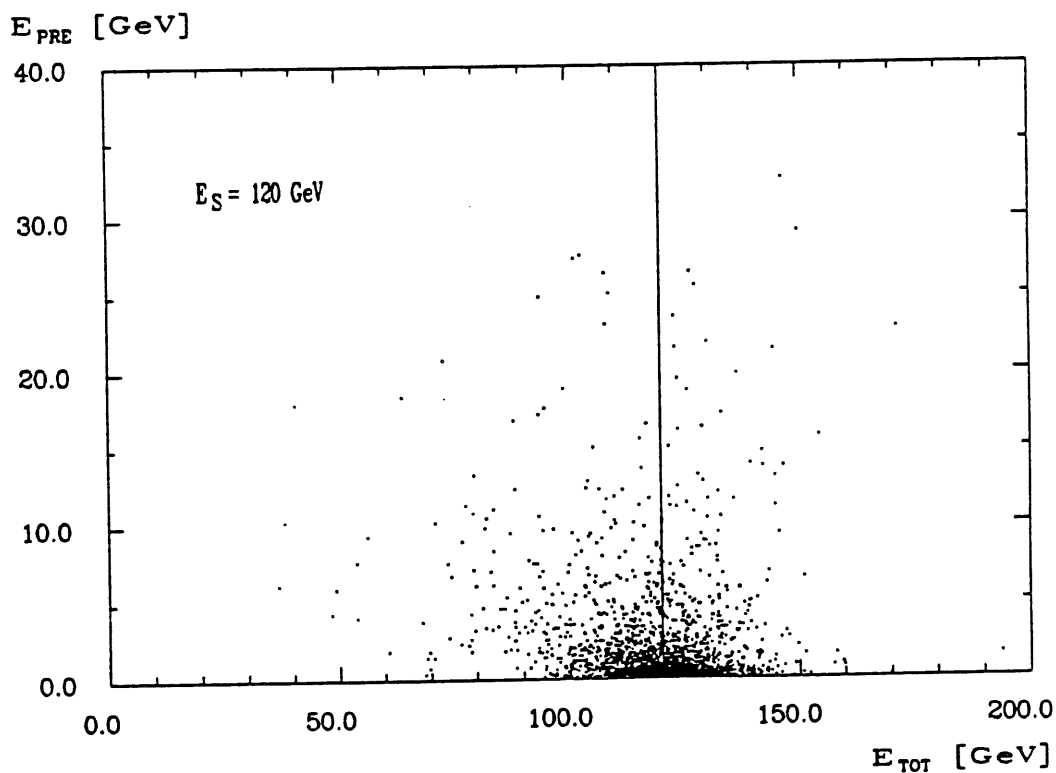


Abb. 51: Korrelation zwischen der Energie im Presampler E_{PRE} und der Gesamtenergie E_{TOT} nach einer globalen Wichtung von EMC, HAC und TC mit einer inaktiven Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 1,25 \lambda$ zwischen flüssig Argon Kalorimeter und TC.

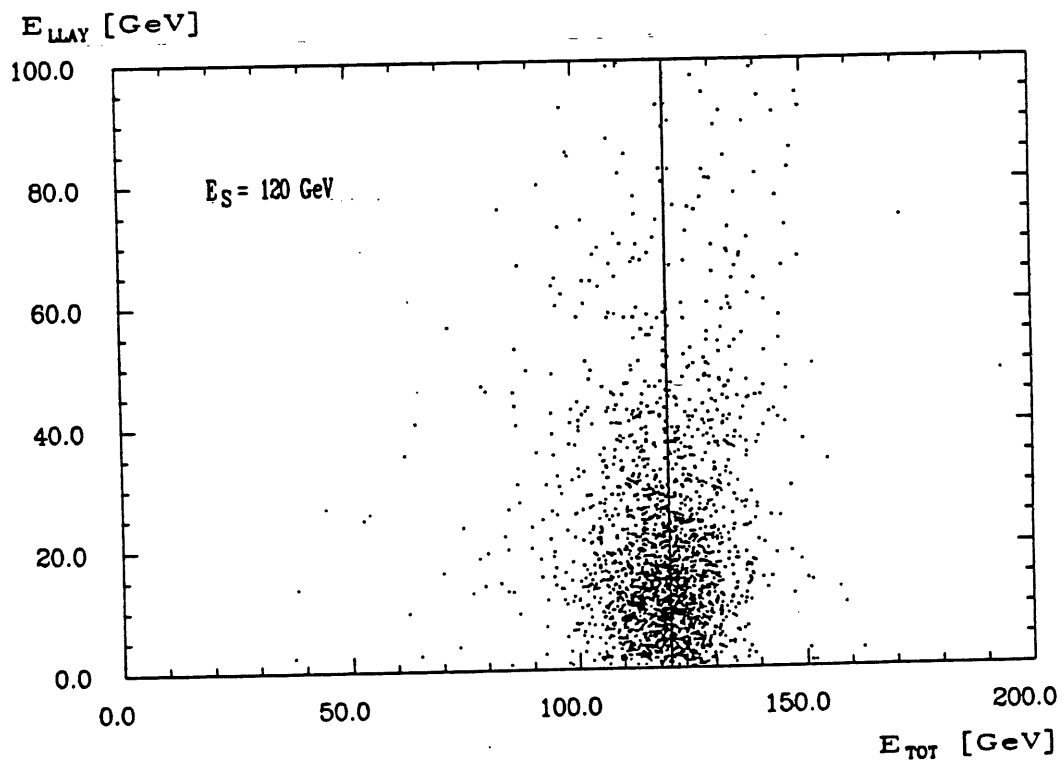
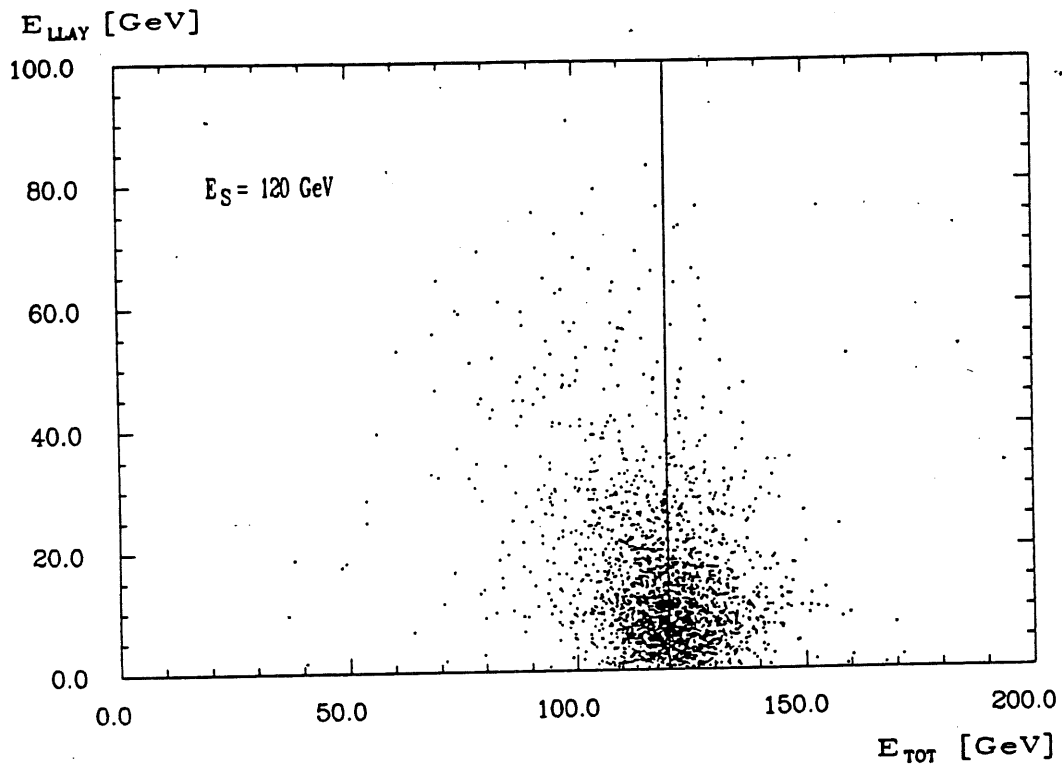


Abb. 52 (oben): Korrelation zwischen der Energie in der letzten IF Sektion E_{LLAY} und der Gesamtenergie E_{TOT} nach einer globalen Wichtung für eine Schichtdicke $d_M \approx 1,25\lambda$.
 Abb. 53 (unten): Diegleiche Korrelation nach einer separaten Wichtung der letzten IF Sektion.

Aufgetragen ist vergleichend für die Fälle i und iii gegen eine Schwellenenergie E_{TH} der Bruchteil von Ereignissen, deren Energie im Bereich $E_{i,rot} < 120$ GeV kleiner als E_{TH} , und im Bereich $E_{i,rot} > 120$ GeV größer als E_{TH} ist. Hauptsächlich der Ausläufer zu kleinen Energien kann also durch eine separate Wichtung der letzten flüssig Argon Sektion geringfügig reduziert werden. Um zu verstehen, warum im Gegensatz zu diesem Verhalten eine Wichtung des Presamplers keinen Einfluß auf die Breite der Energieverteilung hat, muß man sich die unterschiedlichen Eigenschaften beider Kalorimetersektionen vor Augen führen. Die Auflösung des Tailcatchers liegt in der Größenordnung :

$$\sigma_N = \sigma(E)/\langle E \rangle \approx (1/E^2) * GeV^2$$

Sie setzt sich aus intrinsischen und Sampling Fluktuationen zusammen:

$$\sigma_N^2 = \sigma_{N,samp.}^2 + \sigma_{N,int.}^2$$

Die Ladung $Q_{1,PRE}$ ist nur in grober Näherung proportional zur Energie, die in der inaktiven Schicht deponiert wird.

Bruchteil Ereignisse

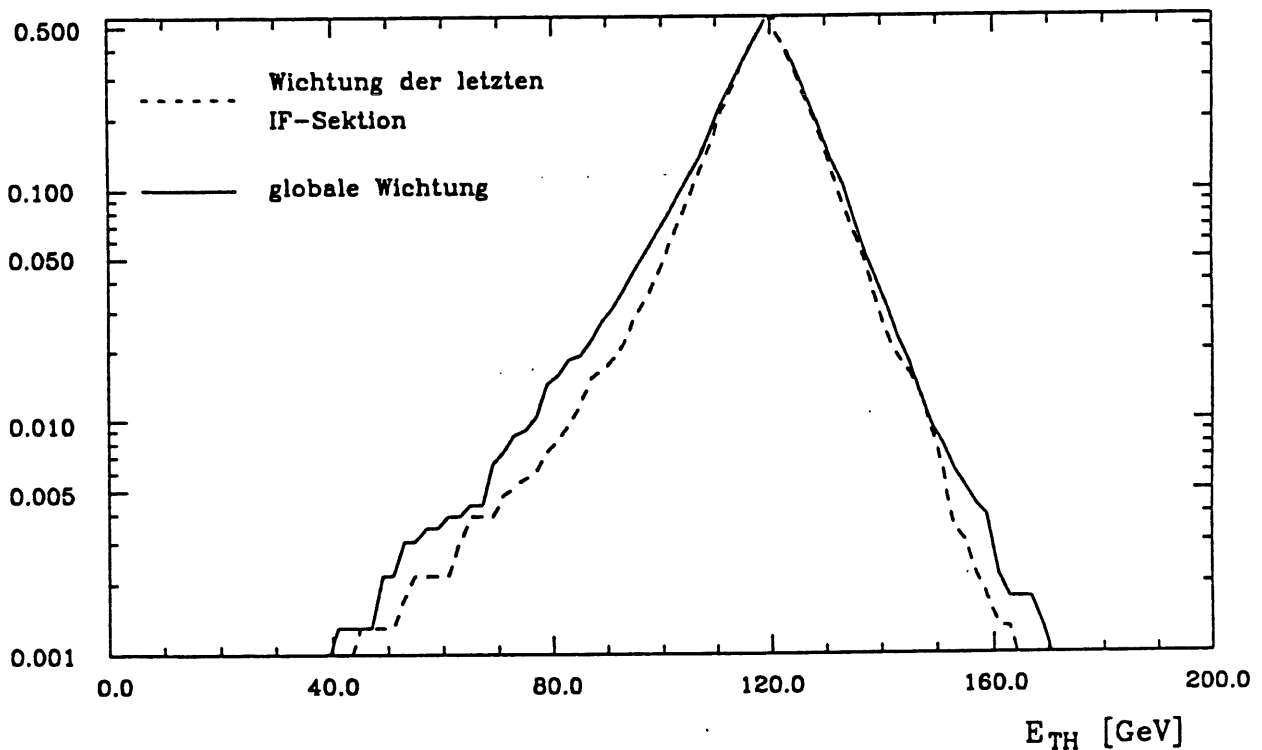


Abb. 54: Bruchteil der Ereignisse, der im Bereich $E_{rot} < 120$ GeV kleiner und im Bereich $E_{rot} > 120$ GeV größer ist als eine Schwellenenergie E_{TH} , aufgetragen gegen E_{TH} selbst. Vergleichend eingezeichnet ist das Verhalten für eine globale Wichtung und eine separate Wichtung der letzten IF Sektion.

Der relative Fehler dieser Größe ist erheblich größer, als die ohnehin schon sehr grobe Auflösung des gesamten Tailcatchers, da sowohl $\sigma_{N, \text{samp}}$ als auch $\sigma_{N, \text{int}}$ mit abnehmender Anzahl von Lagen anwachsen.

Beide Beiträge vergrößern sich ferner mit zunehmender Absorberschichtdicke d_{M} .

Die Korrelation 8.9 geht also einfach in den sehr großen Fluktuationen unter.

Dagegen kann die Teilchenzahl in der inaktiven Schicht über die gewichtete Ladung $Q_{\text{L, LAY}}$ in der letzten flüssig Argon Sektion abgeschätzt werden, da die Auflösung dieses Kalorimeterteils wesentlich besser ist.

Dies liegt zum einen an der Wichtung 8.8, zum anderen am feineren Sampling und an der Tatsache, daß die Information mehrerer aktiver Lagen benutzt wird.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich aus den vorhandenen Daten kein Hinweis darauf ergibt, daß eine separate Wichtung des Presamplers die Auflösung des Gesamtkalorimeters signifikant verbessert (Tabelle 9).

Zwar muß auf den Energieverlust in der inaktiven Schicht im Mittel korrigiert werden, dies kann aber ebensogut im Datenverarbeitungsschritt über eine globale Wichtung des Tailcatchers und des flüssig Argon Kalorimeters erfolgen.

Eine Verbesserung der Auflösung durch die separate Wichtung einer einzelnen Kalorimetersektion konnte nur für die letzte flüssig Argon Sektion nachgewiesen werden.

Alle Towerbuilderboards wurden deshalb mit identischen Widerständen bestückt, und sind inzwischen teilweise am Detektor installiert.

In allen oben betrachteten Fällen i, ii und iii wurden jeweils alle Konstanten a_j angepaßt und die Verteilungen E_{TOT} mit den Werten im Minimum der Varianz bestimmt.

Abschließend wird noch kurz auf die Frage eingegangen, inwieweit der Einfluß der inaktiven Schicht durch eine Wichtung einzelner Kalorimetersektionen allein kompensiert werden kann.

Dazu wurden die Konstanten a_{EMC} und a_{AC} auf den Werten fixiert, die sich für das unverkürzte IF Kalorimeter ergaben, und nur die restlichen Parameter a_j wahlweise angepaßt.

Der deutlichste Effekt auf die Auflösung ergibt sich wiederum durch eine Wichtung der letzten flüssig Argon Sektion.

Die zusätzliche Wichtung des Tailcatchers liefert eine weitere kleine Verbesserung, wobei es jedoch egal ist, ob man den TC global wichtet, oder nur den Presampler bei festgehaltenem a_{AC} .

Mittelwerte und $\sigma_{\text{r.m.s.}}$ der Gesamtenergie stimmen im Rahmen der Fehler mit den Werten überein, die sich bei Anpassung aller Parameter ergaben.

8.5 Messung der Leckenergie mit der Drahtauslese.

In Abschnitt 7.2 wurde gezeigt, daß bei direktem Teilcheneinschuß eine nichtlineare Korrelation zwischen Pionenergie E_s und Drahtmultiplizität N_w besteht (Abb. 44). Da N_w deshalb von der Ereignistopologie abhängen muß, ist dieses Verhalten quantitativ nicht auf den Betrieb hinter dem flüssig Argon Kalorimeter übertragbar.
Der Test einer linearen Hypothese:

$$E_{TC} = d_{PRE} * N_{w,PRE} + d_{STACK} * N_{w,STACK} \quad (8.13)$$

liefert Konstanten d_{PRE} und d_{STACK} , die teilweise stark von der Strahlenergie, dem jeweiligen flüssig Argon Modul und der betrachteten Klasse von Ereignissen (alle oder enthaltene) abhängen.

Wie erwartet besteht also auch im combined mode sicher kein linearer Zusammenhang gemäß 8.13.

$N_{w,PRE}$ bezeichnet dabei die Anzahl angesprochener Drähte in allen sechs Halbebenen des Presamplers, $N_{w,STACK}$ ist die Multiplizität der verbleibenden Ebenen unter Ausnahme des Postsamplers. Die Multiplizität pro Ebene der mittleren Doppellage wird mit einem Faktor 1/2 bewertet.

Bei der Padauslese war eine separate Wichtung des Presamplers nicht von vornherein erforderlich, da nur jeweils eine Halbebene der oberen und unteren Myonbox mit Pads ausgerüstet ist.

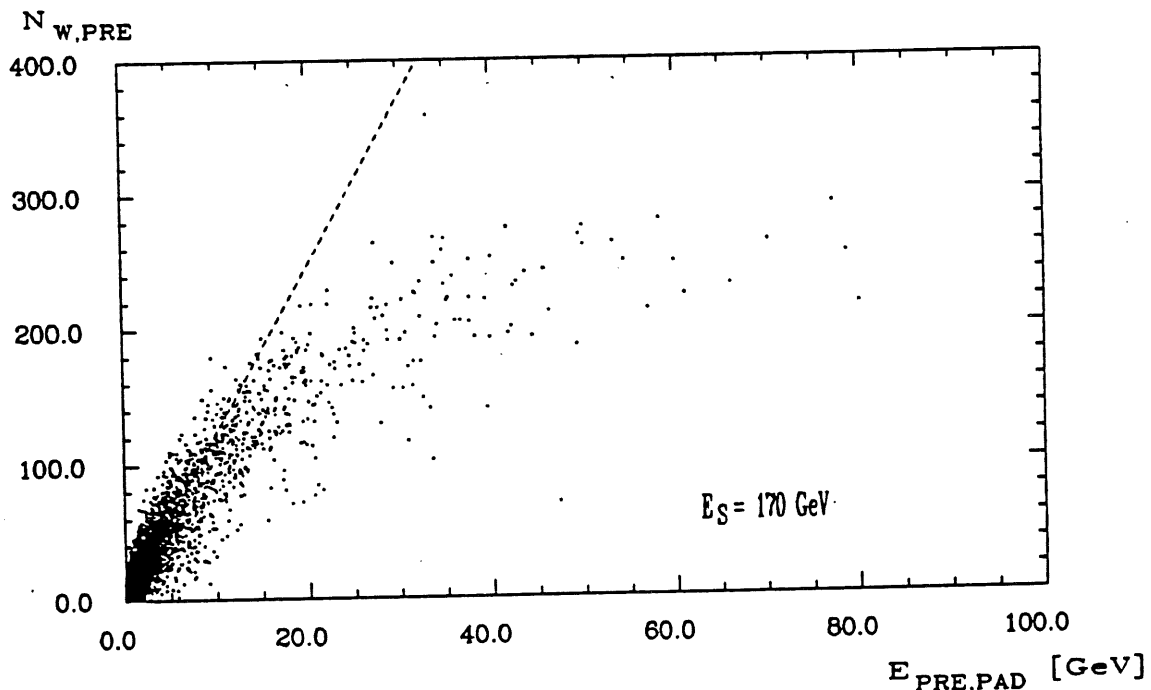


Abb. 56: Drahtmultiplizität $N_{w,PRE}$ im Presampler aufgetragen gegen die mit den Pads bestimmte Energie $E_{PRE,PAD}$ für alle Ereignisse bei einer Strahlenergie von $E_s = 170 \text{ GeV}$.

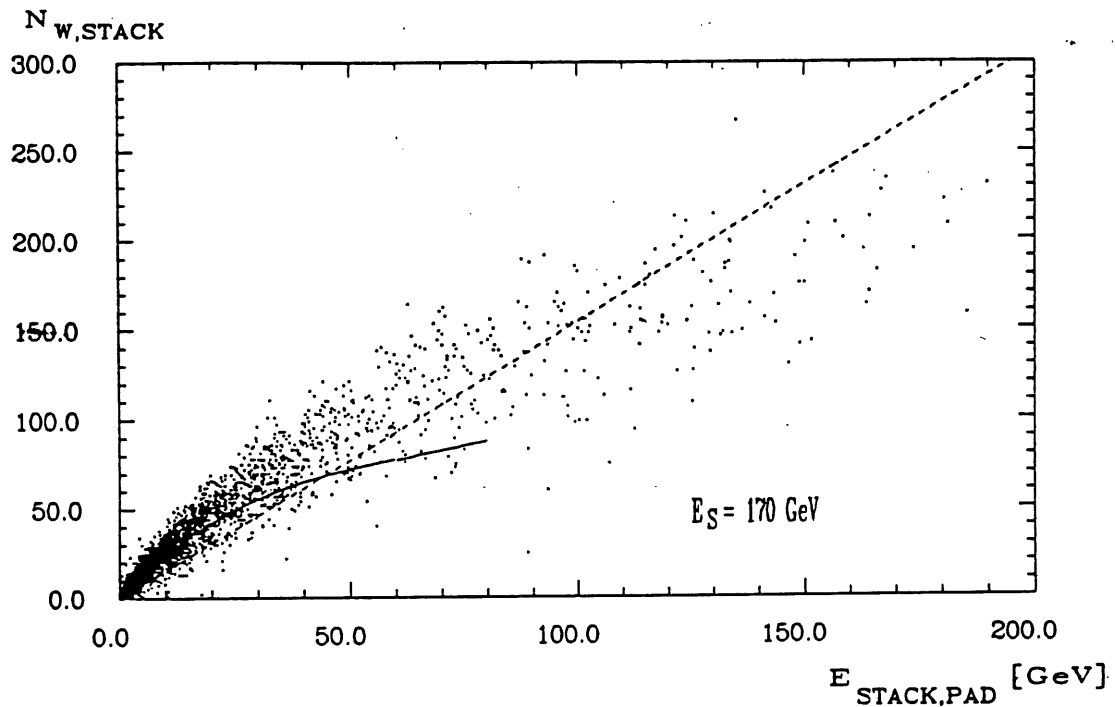


Abb. 55: Drahtmultiplizität $N_{W,STACK}$ im Stack des Tailcatchers aufgetragen gegen die mit den Pads bestimmte Energie $E_{STACK,PAD}$ für alle Ereignisse bei einer Strahlenergie von $E_S = 170$ GeV.

Die Drahtmultiplizitäten von Stack und Presampler müssen jedoch in jedem Fall unterschiedlich gewichtet werden, da letzterer aus mindestens drei, im Überlappbereich der Myonboxen sogar aus sechs hintereinanderliegenden Ebenen besteht, die durch keine Absorberlage getrennt sind.

Um den Zusammenhang zwischen N_W und E_{TC} zu klären, wird die Analogauslese zur Bestimmung der Energie herangezogen.

Die Abb. 55 und 56 zeigen für eine Strahlenergie $E_S = 170$ GeV die Drahtmultiplizitäten $N_{W,PRE}$ und $N_{W,STACK}$ ereignisweise aufgetragen gegen die mit den Pads bestimmte Energie. Eingetragen sind jeweils alle Ereignisse.

Bei dieser Messung befand sich der TC hinter dem ca. 5λ tiefen flüssig Argon Modul CB3/FB1 mit einer nachfolgenden inaktiven Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 0,22\lambda$.

Als Ursache des nichtlinearen Anstiegs der Drahtmultiplizität mit der Energie wurde schon mehrfach die Tatsache genannt, daß in den Streamerkammern nur jeweils ein geladenes Teilchen pro Draht nachgewiesen werden kann.

Die gestrichelten Geraden sind das Resultat einer Interkalibration von flüssig Argon Kalorimeter und TC mit dem linearen Ansatz 8.13 für die Tailcatcherenergie, d.h. ihre Steigungen sind d^{-1}_{PRE} und d^{-1}_{STACK} .

Digital- und Analoginformation ergeben also im wesentlichen ein konsistentes Bild.

Vergleichend eingezeichnet ist in Abb. 56 eine Ausgleichskurve durch $\langle N_w \rangle(E_s)$ bei direktem Teilcheneinschuß, welche mit steigender Energie zunehmend von der Korrelation abweicht. Dies ist ein Effekt der unterschiedlichen mittleren Ereignistopologie in beiden Betriebsmoden. Hinter dem flüssig Argon Kalorimeter dringen in der Regel mehrere mehr oder weniger räumlich getrennte Teilchen kleinerer Energie in den TC ein, was zur Folge hat, daß mehr Drähte ansprechen, als für ein einzelnes Teilchen, welches dieselbe Gesamtenergie trägt. Die Abhängigkeit der Multiplizität von der Strahlenergie und dem jeweilig vorgeordneten flüssig Argon Modul erweist sich dagegen als schwach, wie Abb. 57 zeigt.

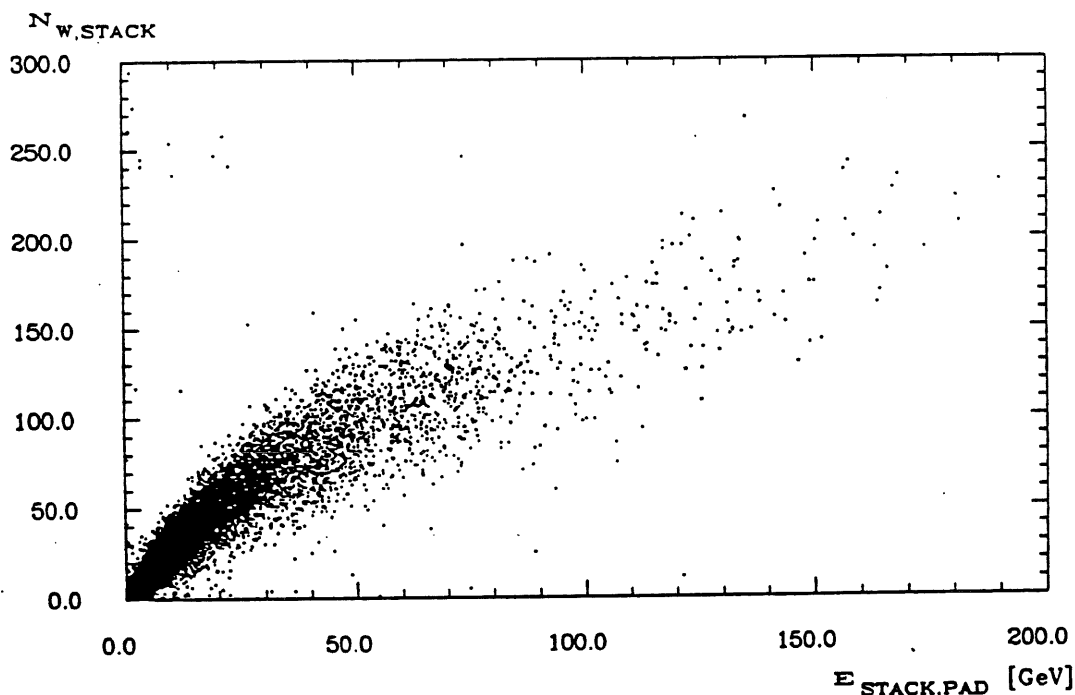


Abb. 57: Drahtmultiplizität $N_{w,stack}$ im Stack des Tailcatchers aufgetragen gegen die mit den Pads bestimmte Energie $E_{stack,pad}$. Eingetragen sind Ereignisse bei vier verschiedenen Strahlenergien, wobei sich der TC hinter drei verschiedenen flüssig Argon Modulen befand.

Aufgetragen ist wieder $N_{w,stack}$ gegen die mit den Pads bestimmte Energie. Berücksichtigt sind Ereignisse aus sechs verschiedenen Experimentierläufen, während derer sich der TC hinter drei verschiedenen flüssig Argon Modulen befand (CB3/FB1, CB2/CB3, IF), und die Strahlenergie 50, 80, 120 und 170 GeV betrug. Prinzipiell existiert also ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Drahtmultiplizität und der im Tailcatcher deponierten Energie, so daß diese auch mit der Digitalinformation bestimmt werden kann. Die Abhängigkeit von der Ereignistopologie läßt es jedoch fragwürdig erscheinen, ob das in den Abb. 55-57 dargestellte Ver-

halten auf den Detektorbetrieb übertragbar ist, weil dann nicht einzelne, sondern mehrere Hadronen als Jet in das flüssig Argon Kalorimeter eindringen. Dies muß mindestens zu einer Verbreiterung von $N_w(E_{rc})$ führen, also eine Verschlechterung der Auflösung zur Folge haben. Eine zusätzliche Ungenauigkeit entsteht für solche Ereignisse, deren hadronische Leckenergie sich auf nebeneinanderliegende Streamerkammern verteilt, was sogar häufig vorkommt. Nichtlineare Parametrisierungen $N_w(E_{rc})$ wurden deshalb nicht untersucht.

8.6 Zusammenfassung der Resultate bei kombiniertem Betrieb von flüssig Argon Kalorimeter und Tailcatcher

Die Resultate des Abschnitt 8.3 zeigen, daß die Instrumentierung des Eisenjochs der Magnetspule mit limited streamer tubes trotz der vergleichsweise groben Auflösung des resultierenden Eisen/Streamer-Kalorimeters die Auflösung des Gesamtkalorimeters signifikant verbessert.

Ferner kann das Eisenjoch als Veto-Zähler fungieren, um einen Satz vollständig im flüssig Argon Kalorimeter enthaltener oder quasi enthaltener Ereignisse mit dementsprechend guter Energieauflösung zu selektieren.

Es besteht in mindestens guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen Padladung und der im TC deponierten Energie E_{rc} bis hin zu sehr hohen Energien.

Die Signifikanz eines Samples von Ereignissen mit hohem fehlendem Transversalimpuls wird also durch das instrumentierte Eisenjoch beträchtlich erhöht.

Für die Kalibrationskonstante a_{rc} , welche die gemessene Ladung in Energie konvertiert, ergeben sich im Rahmen der Fehler keine Abhängigkeiten von der hadronischen Primärenergie, dem jeweilig vorgeordneten flüssig Argon Modul oder der Ereignistopologie.

Speziell kann zumindest eine große Abweichung von der bei direktem Teilcheneinschuß sich ergebenden Konstanten ausgeschlossen werden.

Bei Betrieb der Streamerkammern mit Standardgas unter $\alpha = \beta = \bar{Q} \approx 0^\circ$ und mit einer inaktiven Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 0,2 - 0,3 \lambda$ zwischen flüssig Argon Kalorimeter und der ersten aktiven Lage des Eisenjochs (Presampler), beträgt a_{rc} ungefähr $a_{rc} \approx 2 \text{ GeV} / \langle S_{M,3} \rangle$.

$\langle S_{M,3} \rangle$ ist dabei das über alle Padebenen, abgesehen vom Presampler, summierte Signal eines Myons, inklusive des horizontalen Crosstalks, welches das Eisenjoch unter $\alpha = \beta \approx 0^\circ$ vollständig durchquert.

Die 'Simulation' einer zusätzlichen inaktiven Schicht der Dicke $d_{DM} \approx 1 \lambda$ ergab, daß der Energieverlust in der Schicht durch eine globale Wichtung der Ladungen von flüssig Argon Kalorimeter und TC im Mittel kompensiert werden kann.

Gegenüber einer globalen Wichtung konnte eine Verbesserung der Energieauflösung durch die separate Wichtung einer einzelnen Kalorimetersektion nur für die letzte Sektion des flüssig Argon Kalorimeters nachgewiesen werden.

Eine separate Wichtung des Presamplers erbrachte dagegen keinen Effekt auf die Energieauflösung des Gesamtkalorimeters. Abschließend wurde gezeigt, daß auch ein Zusammenhang zwischen der im TC deponierten Energie und der Drahtmultiplizität besteht, der jedoch nichtlinear ist, und daher von der Ereignistopologie abhängt, was die Übertragbarkeit auf den Detektorbetrieb in Frage stellt. Nichtlineare Parametrisierungen $N_w(E)$ wurden nicht untersucht.

Schlußfolgerungen für den H1 Betrieb

Die vorliegende Arbeit kann nicht als vollständige, detaillierte Analyse sämtlicher am Cern erfolgter Messungen gesehen werden. Vielmehr wurde versucht, die maximal möglichen Antworten auf die wesentlichen, für den Einsatz des Eisenjochs im Detektor relevanten Fragen aus der Datenmenge zu extrahieren. Die wichtigsten Resultate in diesem Sinne seien noch einmal stichpunktartig aufgeführt:

1. Die Digitalauslese der Drähte und Strips, sowie die analoge Auslese der Pads arbeiten zufriedenstellend.
2. Sowohl mit den Drähten und Strips, als auch mit den Pads können einzelne isolierte Myonen im Eisenjoch sicher nachgewiesen werden. Diese Aussage gilt sowohl für Standardgas, als auch für CO_2 .
3. Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Padladung und der im Eisenjoch deponierten Energie, wobei die angestrebte Auflösung erreicht wird.
4. Die Instrumentierung des Eisenjochs mit limited streamer tubes zur Messung der hadronischen Leckenergie aus dem flüssig Argon Kalorimeter verbessert die Auflösung des Gesamtkalorimeters.
5. Es wurde gezeigt, daß das Hadronsignal im Eisenkalorimeter durch eine Normierung auf das aktuelle Myonsignal unabhängig von äußeren Parametern formuliert werden kann.
6. Prinzipiell kann die Leckenergie auch aus der Drahtmultiplizität bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen beiden Größen ist jedoch nichtlinear und deshalb abhängig von der Ereignistopologie.

Die Ergebnisse sind insgesamt zufriedenstellend. Es kann jedoch nicht verschwiegen werden, daß wesentliche Fragen noch unbeantwortet bleiben.

So wurde speziell ein erklärtes Ziel der Messungen nicht erreicht, eine Energieeichung des Eisenjochs über den kompletten Raumwinkel des Detektors zu erhalten.

Ein Wert für die Kalibrationskonstante a_{rc} des Eisenjochs kann höchstens für Standardgas unter $\alpha=\beta=\phi\approx 0^\circ$ angegeben werden.

Eine Aussage über das Verhalten von a_{rc} als Funktion der Winkel der einfallenden Teilchen relativ zu den Sampling Schichten bzw. den Drähten und der Dicke d_{DM} der inaktiven Schicht hinter dem flüssig Argon Kalorimeter ist zur Zeit nicht möglich, da keine diesbezüglichen Messungen erfolgten. Speziell zu diesem Punkt sind weitere Messungen unbedingt erforderlich.

Desweiteren existieren keinerlei Daten über das Verhalten des Tailcatchers hinter dem flüssig Argon Kalorimeter bei Betrieb der Streamerkammern mit der nicht brennbaren CO_2 Gasmischung, welche zumindest in den ersten zwei Jahren aus Sicherheitsgründen zum Einsatz kommen wird.

Bei direktem Einschub von Pionen in den TC erab sich im vermessenen Bereich, d.h. von 10 GeV bis 30 GeV, ein linearer Zusammenhang zwischen Padladung und Teilchenenergie, der nach Normierung auf das aktuelle Myonsignal quantitativ mit den Resultaten für Standardgas übereinstimmt.

Dieses Verhalten muß jedoch ebenfalls in weiteren Messungen, vor allem hinter dem flüssig Argon Kalorimeter, überprüft werden. Hilfreich und notwendig wird sicher auch der Vergleich der Ergebnisse mit Monte Carlo Simulationen sein. Daran wird zur Zeit gearbeitet.

Als abschließendes Fazit der Cern Messungen kann festgehalten werden, daß das instrumentierte Eisenjoch die ihm zgedachten Aufgaben innerhalb des Detektors sowohl als Tailcatcher zur Messung der Leckenergie, als auch als Myondetektor erfüllt.

Eine absolute Energieeichung erfordert jedoch noch weitere Messungen, über deren Realisierbarkeit zur Zeit diskutiert wird.

Literaturverzeichnis

- [ALP89] B. Alpat, The Large Limited Streamer Tubes System of the SLD Experiment, Dissertation, Perugia 1989
- [ATA82] M. Atac et al., Self Quenching Streamers, Nucl. Inst. & Meth., 247(1982)345
- [BEH89] U. Behrens et al., Test of the Zeus Forward Calorimeter Prototype, DESY 89-128, Hamburg 1989
- [BER89] H. Bergstein, Untersuchungen zur Auslese von Gaszählern im Streamerbereich, Diplomarbeit, Aachen 1987
- [BIN81] F. Binon et al., Nucl. Inst. & Meth., 188(1981)507
- [BIN90] E. Binder, Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden, DESY F21-90-02, Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [BRG89] W. Braunschweig et al., Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter, DESY 89-022, Hamburg 1989
- [BUR87] P.N. Burrows et al., Jet Reconstruction and Jet Properties at Hera, DESY 87-167, Hamburg 1987
- [DRU80] H. Drumm et al., Nucl. Inst. & Meth., 176(1980)333
- [DRE89] G. Drews et al., Experimental Results of Sampling Fluktuationen in Uranium and Lead Hadronic Calorimeters, DESY 89-159, Hamburg 1989
- [DÜN90] O. Dünger, Untersuchungen an nicht brennbaren Gasmischungen für H1 Streamerrohrkammern, DESY F22-90-05, Hamburg 1990
- [EBE90] J. Ebert, Kapazitive Auslese von Streamerrohren im H1-Detektor, Diplomarbeit, Wuppertal 1990
- [H681] H6 Beam Tuning, CERN/SPS/EPB/PC (1981)
- [HER81] Hera Proposal Report, DESY Hera 81/10, Hamburg 1981
- [HER86] Technical Proposal of the H1 Detektor, Hamburg 1990
- [HOF82] W. Hofmann et al., Characteristics of Lead-Scintillator Sampling Shower Counters for the Detection of Electrons and Photons in the Energy Range 70 MeV To 6 GeV, Nucl. Inst. & Meth., 195(1982)475
- [HÜB90] A. Hübel, Untersuchung der Winkelabhängigkeit der erzeugten Ladung bei Limited Streamer Tubes, Diplomarbeit, Wuppertal 1990

- [ING87] G. Ingelmann, Deep inelastic Physics at Hera, DESY 87-144, Hamburg 1987
- [KLE87] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, Stuttgart 1987
- [KUD90] I. Kudla et al., Test of a Prototype of the Zeus Backing Calorimeter, DESY 90-100, Hamburg 1990
- [LOC90] P. Loch, private Mitteilung
- [MAR89] J. Marks, Eigenschaften eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer in flüssigem Argon zur Messung hochenergetischer Jets unter besonderer Berücksichtigung einer Reduktion der Schauerfluktuationen, Dissertation, Hamburg 1989
- [TIE89] A. Tietz, Monte-Carlo Simulation zur Turmstruktur im instrumentierten Eisen des H1 Detektors, Diplomarbeit, Wuppertal 1989
- [VOG88] E. Vogel, Test eines Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters im Hinblick auf einen Einsatz im H1 Detektor am e-p Speicherring HERA, Dissertation, Aachen 1988
- [WIL89] R. Willimeck, Untersuchungen zur Padauslese von Streamerrohren, Diplomarbeit, Wuppertal 1989
- [WOL86] G. Wolf, Hera-Physics, Machine and Experiments, DESY 86-089, Hamburg 1986
- [WIN89] K. De Winter et al., Nucl. Inst. & Meth., 278(1989)670
- [ZEI88] C. Zeitnitz, DESY F21 88-01, Diplomarbeit, Hamburg 1988

Danksagung:

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Schmidt für die Aufgabenstellung und Betreuung, sowie der gesamten DESY Gruppe F32 für das sehr angenehme Arbeitsklima.

V. Haustein, F. Ould Saada und P. Loch danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Auswertung der Daten.

Besonders hervorheben möchte ich den persönlichen Einsatz aller an den Meßschichten in Genf beteiligten Physiker.

Ihnen gilt mein besonderer Dank.

Dem Direktorium des DEUTSCHEN ELEKTRONEN SYNCHROTRON in Hamburg danke ich für die Möglichkeit, meine Arbeit bei DESY verwirklichen zu können.