

PITHA 93/22

April 1993

Elektronenidentifikation
mittels Übergangsstrahlung
im H1-Detektor

Winfried Pilgram

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen
D-5100 Aachen, Germany

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
Sommerfeldstr.
51 AACHEN, GERMANY

Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung im H1-Detektor

Der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
– Fachbereich 1 –
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
vorgelegte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

von
Diplom-Physiker
Winfried Pilgram
aus Wattenscheid

Referent : Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Korreferent: Privatdozent Dr. W. Struczinski

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juli 1993

Abstract

The H1 detector at the electron proton accelerator HERA has been built to study interactions between quarks and leptons at a center of mass energy of 314 GeV. Three radial wire drift chambers and the corresponding transition radiators have been installed in the forward track detector of the H1-experiment. They are designed to determine accurate vector track segments and to identify electrons by means of dE/dx and transition radiation detection.

Tests of a radial wire drift chamber and a foil radiator for the H1 experiment were performed at a high energy electron/pion test beam at the CERN SPS. The electron/pion separation with the chambers have been investigated in a number of different gas mixtures and particle momenta. Methods and results of this analysis are presented in this thesis.

The test has shown that it is possible to use the H1 radial drift chamber together with a polypropylene foil radiator for electron identification in combination with good track reconstruction. A gas mixture with 15% to 30% xenon gives optimal performance of the detector concerning electron/pion discrimination. The pion rejection factor at 90% electron acceptance is shown to be about 1:10 or 1:100 depending on particle momentum. These results agree with the proposed values.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that proper record-keeping is essential for ensuring transparency and accountability in financial operations.

2. The second part of the document outlines the various methods and techniques used to collect and analyze data. It highlights the need for consistent and reliable data collection processes to support informed decision-making.

3. The third part of the document focuses on the analysis and interpretation of the collected data. It discusses the various statistical and analytical tools used to identify trends, patterns, and anomalies in the data.

4. The fourth part of the document discusses the implications and applications of the findings. It highlights how the analysis can be used to inform strategic planning, identify areas for improvement, and optimize resource allocation.

5. The fifth part of the document provides a summary of the key findings and conclusions. It emphasizes the importance of ongoing monitoring and evaluation to ensure the continued effectiveness of the processes and procedures.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	HERA und der H1-Detektor	3
2.1	Der HERA-Ring	3
2.2	Physik bei HERA	5
2.3	Der H1-Detektor	9
2.4	Elektronennachweis bei HERA	12
2.4.1	Physikalische Bedeutung des Elektronennachweises	12
2.4.2	Methoden zum Nachweis von Elektronen	14
2.5	Zusammenfassung	16
3	Theoretische Grundlagen	17
3.1	Übergangsstrahlung	17
3.1.1	Übergangsstrahlung an einer einzelnen Grenzfläche	17
3.1.2	Übergangsstrahlung an vielen Schichten	20
3.2	Nachweismechanismen in Gasen	26
3.2.1	Ionisation durch geladene Teilchen	26
3.2.2	Photoabsorption	28
3.3	Zusammenfassung	31
4	Der Testaufbau	33
4.1	Der H1-Radiator	33
4.1.1	Bau des H1-Folien-Radiators	34
4.2	Die radiale Driftkammer	35
4.2.1	Mechanischer Aufbau	38
4.2.2	Elektrische Beschaltung und Elektrostatik	38
4.3	Das Gassystem	43
4.4	Teststrahl und Auslesesystem	43
5	Auswertung der Daten	48
5.1	Das Auswerte-Programm	48
5.1.1	Datenstruktur	48
5.1.2	Pulsfindung und Pulsintegrale	48
5.2	Analyse der Spuren	52
5.2.1	Kalibration	56
5.3	Auswerte-Algorithmen	64
5.3.1	Mittelwertmethode	64
5.3.2	„Truncated Mean“-Methode	67
5.3.3	Schwellen- oder „Cluster-Counting“-Methode	70
5.3.4	Maximum-Likelihood-Methode	72
5.3.5	Wahrscheinlichkeitsprodukt-Methode	75
5.4	Ergebnisse	78
5.4.1	Bestimmung der Elektron/Pion-Trennung	78

5.4.2	Elektron/Pion-Trennung mit einem Übergangsstrahlungsmodul	84
5.4.3	Fehlerbetrachtung	88
6	Zusammenfassung	90

1 Einleitung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des H1-Übergangsstrahlungsdetektors TRD (TRD: engl.: Transition Radiation Detector). Dieser ist Teil des H1-Vorwärtsdetektors und dient dort zur Identifizierung geladener Teilchen, insbesondere zur Erkennung von Elektronen.

Übergangsstrahlung entsteht beim Durchflug geladener Teilchen an der Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante. Sie wurde erstmals 1919 von J. E. Lilienfeld beobachtet [41], damals jedoch fälschlicherweise durch Verunreinigungen der Oberfläche erklärt. Ginzburg und Frank führten 1945 die ersten theoretischen Berechnungen zur Erklärung der Übergangsstrahlung durch [29]. Aber erst 1959 wies Garibian nach, daß für hochrelativistische Teilchen das Energiemaximum dieser Strahlung im Röntgenbereich liegt, und daß die insgesamt abgegebene Energie nur vom Lorentzfaktor $\gamma = E/mc^2$ abhängt, d.h. vom Verhältnis der Energie E zur Masse m [30]. Diese Eigenschaften eröffnen die Möglichkeit, mit Hilfe von Übergangsstrahlung Teilchen zu identifizieren. Wegen der sehr geringen Intensität dieser Strahlung wurde allerdings erst 1974 ein Übergangsstrahlungsdetektor in einem Beschleunigerexperiment eingesetzt [17].

Heute werden mit Beschleunigern immer höhere Energien erreicht. Die Teilchentrennung mittels Übergangsstrahlung gewinnt dabei zunehmend an Bedeutung. Andere Methoden zur Teilchenidentifikation, z.B. Flugzeitmessung, Čerenkov-Zähler oder dE/dx -Messung, arbeiten nur bis zu Teilchenenergien von wenigen GeV effektiv, oder sie benötigen sehr viel Platz (≥ 1 m) im Detektor. Diese Methoden beruhen auf der Messung von Geschwindigkeit und Impuls. Übergangsstrahlungsdetektoren erreichen dagegen schon mit Abmessungen von wenigen 10 cm Elektron-Pion Trennungen, die besser als 1:100 sind, d.h. auf 100 richtig erkannte Elektronen findet man nur ein falsch identifiziertes Teilchen (bei gleicher Elektronen- und Pionenzahl). Außerdem können diese Detektoren für einen weiten Gammabereich ($100 \leq \gamma \leq 10000$) optimiert werden.

Das H1-Experiment gehört neben ZEUS zu den zwei Hochenergieexperimenten am Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage). Der Ring und die beiden Detektoren haben ihren Forschungsbetrieb am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg im Frühjahr 1992 aufgenommen.

Aufgabe der Hochenergiephysik ist die Erforschung der kleinsten Strukturen der Materie und der Kräfte, die dort wirken. Von besonderer Bedeutung sind dabei der HERA-Speicherring und die daran beteiligten Experimente. An diesem Speicherring schießt man Elektronen mit 30 GeV auf Protonen mit 820 GeV. Dabei werden die Strukturen innerhalb des Protons bei sehr kleinen Abständen sichtbar. Man hofft, mögliche Unterstrukturen der Elementarteilchen zu erkennen und versucht neue Teilchen zu finden.

Die maximale Schwerpunktsenergie, die man mit dem Speicherring HERA erreichen kann, beträgt 314 GeV. Das läßt Impulsüberträge bis $Q_{max}^2 = 98400 \text{ GeV}^2$ zu. Bei einem Experiment am ruhenden Target würde dies einer Elektronenenergie von 51 TeV entsprechen. Bisher wurden bei der Streuung von Elektronen an ruhen-

den Protonen Schwerpunktsenergien bis zu ca. 20 GeV erzielt. HERA eröffnet damit tiefere Einblicke in das Innere des Protons als je zuvor, da nach der Heisenberg'schen Unschärfe-Beziehung höhere Impulsüberträge kleineren Abständen zwischen den beteiligten Stoßpartnern entsprechen. Bei HERA sind Abstände von 10^{-3} fm durch direkte Messung zugänglich, indirekt sogar $5 \cdot 10^{-5}$ fm [58].

Der Teilchen- und insbesondere der Elektronennachweis spielen für die Physikanalyse bei HERA und den zukünftigen Hochenergieexperimenten eine entscheidende Rolle. Neben der Identifizierung isolierter Elektronen ist auch deren Erkennung innerhalb von Jets (deutsch.: dichte Teilchenbündel) sehr wichtig. Eine entscheidende Rolle für die HERA-Physik spielt der Nachweis des gestreuten Elektrons, aber auch die Identifikation von Elektronen aus semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks (Top-, Bottom- oder Charm-Quarks) oder schwerer Vektorbosonen (W^\pm, Z^0).

Die Impulse der am Elektron-Proton-Speicherring HERA aufeinandertreffenden Teilchen sind sehr unterschiedlich. Man findet ca. 50% aller Reaktionsprodukte in einem Winkel unterhalb von 30° bezogen auf die Protonflugrichtung. Von den Detektoren H1 und ZEUS wird daher in diesem Winkelbereich neben einer guten Spur-Rekonstruktion auch eine optimale Teilchenerkennung verlangt. Um das zu erreichen, verwenden beide Detektoren unter anderem auch Übergangsstrahlungsdetektoren.

Die meisten der zukünftigen Hochenergieexperimente planen Übergangsstrahlungsdetektoren und zusätzliche Spurdetektoren [4, 20, 22, 23, 56, 62]. Im H1-Detektor sind erstmals beide Detektorkomponenten miteinander kombiniert worden [5, 34, 36, 37]. Zur Spurbestimmung und zum gleichzeitigen Nachweis der Übergangsstrahlung benutzt man dort eine radiale Driftkammer. Die Übergangsstrahlung wird in einem vor dieser Kammer positionierten Radiator erzeugt. Vorteil dieses Konzepts ist die Platzersparnis im Detektor und eine bessere Identifikation von Teilchen in Jets, da eine sehr gute Zuordnung zwischen Spur und Übergangsstrahlungssignal gegeben ist.

Der HERA-Ring, der H1-Detektor und die HERA-Physik werden im folgenden Kapitel behandelt. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Entstehung und dem Nachweis der Übergangsstrahlung. Der Testaufbau, der Radiator und die radiale H1-Driftkammer werden in Kapitel 4 beschrieben. In Kapitel 5 werden die verschiedenen Auswertemethoden diskutiert, die damit erhaltenen Ergebnisse vorgestellt. Im letzten Kapitel wird die Arbeit zusammengefaßt.

2 HERA und der H1-Detektor

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den Speicherring HERA und die dort untersuchte Physik gegeben. Die daraus resultierenden Anforderungen an die Detektoren und die Realisierung im H1-Experiment werden ebenfalls erläutert. Die wichtigsten Kenngrößen des Rings und der beiden Detektoren H1 und ZEUS sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

2.1 Der HERA-Ring

HERA besteht aus zwei übereinander liegenden Ringen, in denen Protonen und Elektronen beschleunigt und gespeichert werden [72]. Jeder dieser Ringe besteht aus einem komplizierten System von Hochfrequenz-Resonatoren und Magneten, von denen die Dipolmagnete des Protonenrings supraleitend sind. Abbildung 2.1 zeigt den HERA-Ring und das zugehörige Injektionssystem. In Tabelle 2.1 findet man die wichtigsten Kenngrößen des Rings. Elektronen werden mit 14 GeV aus dem PETRA-Ring (Positron-Electron Tandem Ring Accelerator) in den HERA-Ring eingeschossen und dort auf ihre Maximalenergie von 30 GeV gebracht. In entgegengesetzter Richtung beschleunigt man Protonen von 40 GeV auf 820 GeV. Die Teilchen werden zu dichten Paketen (engl.: Bunches) mit je 10^{11} Teilchen gebündelt. Diese Pakete treffen sich alle 96 ns unter einem Winkel von 0 Grad an insgesamt 3 Wechselwirkungspunkten. Das entspricht einer Kollisionsrate von 10,4 MHz. Um zwei dieser Punkte sind die Detektoren H1 (Nord) und ZEUS (Süd) aufgebaut. In einer dritten Halle (Ost) soll später das Experiment HERMES durchgeführt werden [40, 52]. Spinrotatoren, die man vor und hinter den Wechselwirkungspunkten einbaut, werden es gestatten, mit einer longitudinalen Leptonpolarisation zu arbeiten.

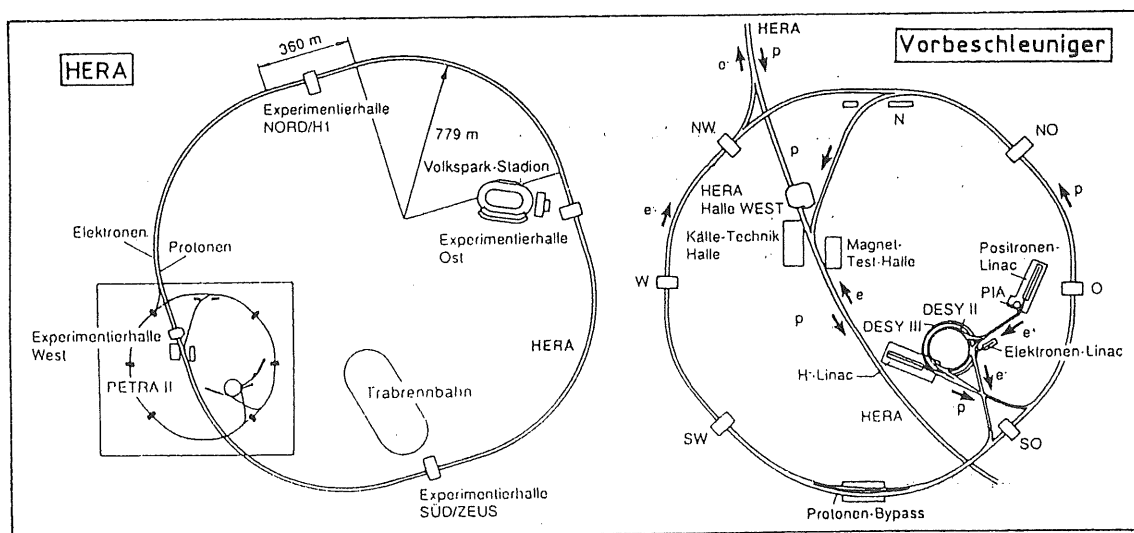


Abbildung 2.1: Übersicht über den Speicherring HERA und den zugehörigen Vorbeschleuniger.

HERA

Elektron-Energie	E_e	15 – 30 GeV
Proton-Energie	E_p	300 – 820 GeV
Schwerpunktsenergie	\sqrt{s}	134 – 314 GeV
Luminosität	\mathcal{L}	$1,5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ $\hat{=} 100 \text{pb}^{-1} \text{Jahr}^{-1}$
maximaler Viererimpulsübertrag	$Q_{\text{max}}^2 = s$	98400 GeV ²
Wechselwirkungspunkte		3
Strahlkreuzungswinkel	ϕ	0 mrad
longitudinale Lepton Polarisation	P_{long}	$\approx 80\%$

H1

Solenoid Magnetfeld	B	1,2 Tesla
Impulsaufösung ($5^0 - 170^0$)	$\sigma(P)/P^2$	$\leq 0,003$
elektromagnetisches Kalorimeter	$\sigma(E)/E$	$\leq 10\%/\sqrt{E} + 1\%$
hadronisches Kalorimeter	$\sigma(E)/E$	$\leq 55\%/\sqrt{E} + 2\%$
Elektron/Pion Trennung	N_e/N_π	$\geq 10^3$

ZEUS

Solenoid Magnetfeld	B	1,8 Tesla
Impulsaufösung ($7^0 - 170^0$)	$\sigma(P)/P^2$	$\leq 0,002 \cdot p + 0,003$
elektromagnetisches Kalorimeter	$\sigma(E)/E$	$\leq 15\%/\sqrt{E} + 2\%$
hadronisches Kalorimeter	$\sigma(E)/E$	$\leq 35\%/\sqrt{E} + 2\%$
Elektron/Pion Trennung	N_e/N_π	$\geq 10^3$

Tabelle 2.1: Einige angestrebte technische Daten zu HERA, H1 und ZEUS [66, 72, 76].

Viererimpuls des einlaufenden Elektrons	$p_e \equiv (E_e, \vec{p}_e)$
Viererimpuls des auslaufenden Leptons	$p_l \equiv (E_l, \vec{p}_l)$
Viererimpuls des einlaufenden Protons	$P \equiv (E_P, \vec{p}_P)$
Schwerpunktsenergie	$s \equiv (p_e + P)^2$
Viererimpuls des ausgetauschten Vektor-Bosons	$q \equiv p_e - p_l$
Impulsübertrag	$Q^2 \equiv -q^2$
Bjorken- x	$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q}$
Bjorken- y	$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e}$

Tabelle 2.2: Die wichtigsten kinematischen Variablen der Elektron-Proton Streuung.

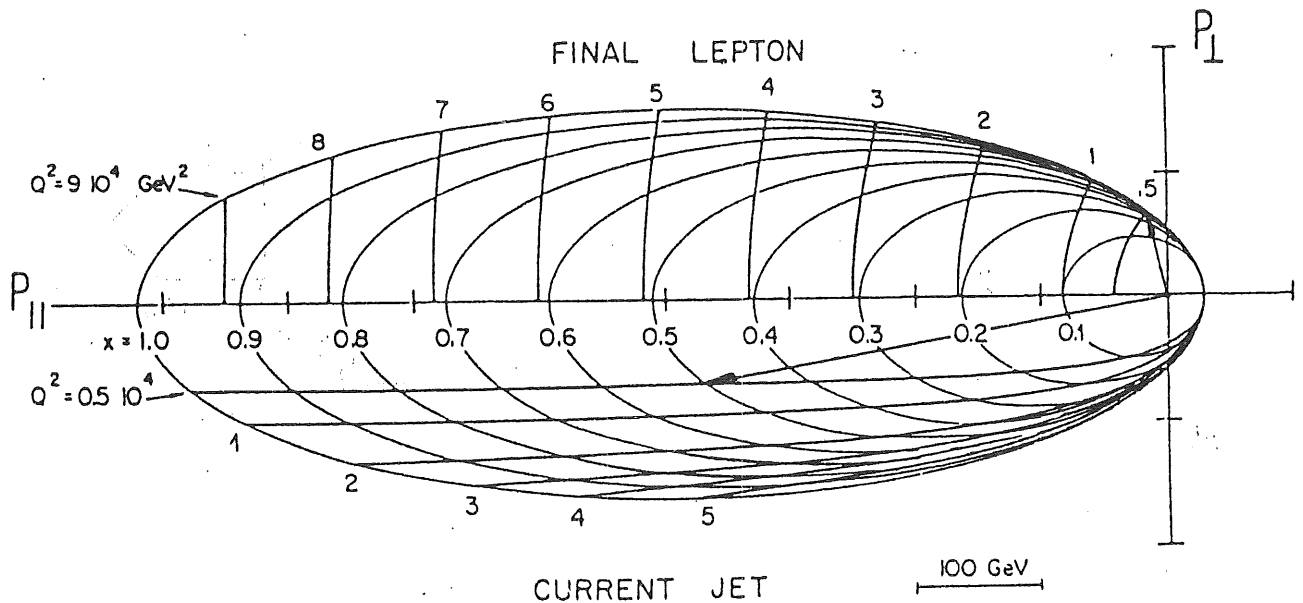


Abbildung 2.2: Polardiagramm der HERA-Kinematik. Der obere Teil beschreibt das gestreute Lepton, der untere den Protonjet. Laborenergie und -winkel erhält man durch Verbindung des Ursprungs mit dem entsprechenden (x, Q^2) -Punkt. Das Beispiel zeigt $x = 0,5$, $Q^2 = 5000 \text{ GeV}^2$ [53].

Die erreichbare Schwerpunktsenergie bei HERA beträgt 314 GeV bei einer Luminosität von 100 bis 200 pb^{-1} pro Jahr.

2.2 Physik bei HERA

Die elastische und vor allem die tiefinelastische Elektron-Proton Streuung spielen eine wichtige Rolle bei der Untersuchung der Struktur des Protons und beim Verständnis der fundamentalen elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkungen auf der Quark-Lepton Ebene. Bei HERA hat man es neben der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen auf der Partonebene mit der Streuung fundamentaler Teilchen zu tun, wie Photonen, Z^0 , W^\pm , Quarks, Gluonen und Leptonen. Es gibt eine Vielzahl von Übersichtsartikeln zu diesem Thema: [27, 54, 57, 58, 72], für Details siehe z.B.: [52, 53]. Im folgenden werden einige Punkte genannt, die bei HERA von besonderem physikalischen Interesse sind:

- Die Messung der Wirkungsquerschnitte der geladenen (CC: engl.: Charged Current) $ep \rightarrow \nu_e X$ und der ungeladenen (NC: engl.: Neutral Current) $ep \rightarrow eX$ Ströme bei tiefinelastischer Streuung (DIS: engl.: Deep Inelastic Scattering) (vgl. Abbildung 2.3). Der differentielle Wirkungsquerschnitt neutraler Strom-Wechselwirkungen ist gegeben durch [53]. (Die Erklärung der kinematischen Variablen findet sich in Tabelle 2.2.):

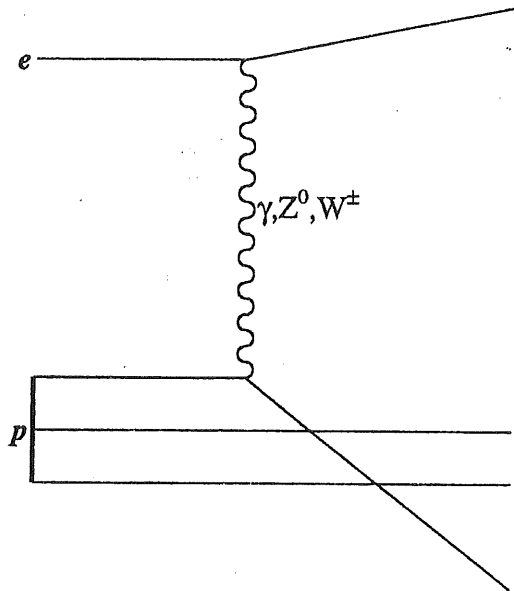


Abbildung 2.3: Feynman-Graph zur tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung. Bei geladenen Strom Ereignissen findet der Austausch eines W^\pm , bei ungeladenen der Austausch von γ oder Z^0 statt.

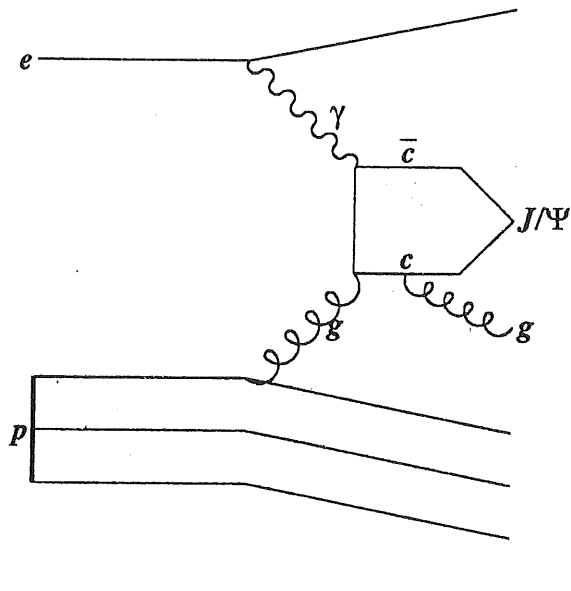


Abbildung 2.4: Boson-Gluon Fusion bei HERA. Das einlaufende Elektron strahlt ein quasi reelles Photon ab, das mit einem Gluon aus dem Proton ein Quark-Antiquarkpaar bildet.

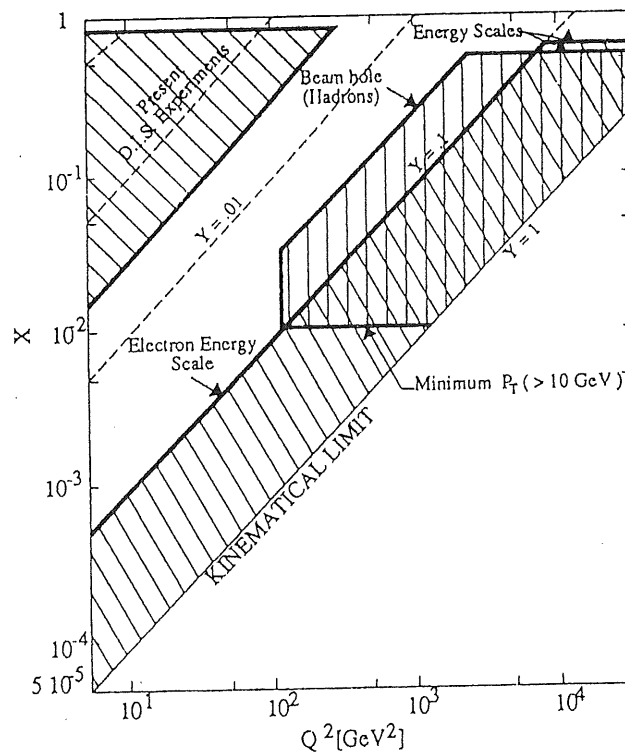


Abbildung 2.5: Kinematisch zugänglicher Bereich bei HERA. Gezeigt sind Bereiche, in denen die Fehler kleiner als 10% sind [28].

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^\mp p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left[y^2 x F_1 + (1-y) F_2 \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3 \right] , \quad (2.1)$$

Wobei $F_{1,2,3}(x, Q^2)$ die Strukturfunktionen darstellen. Diese sind im wesentlichen Linearkombinationen der Quark- oder Antiquarkdichten im Proton, beschreiben also die Struktur des Protons. Zwei der Strukturfunktionen sind über die Callan-Gross-Beziehung verbunden (vgl. aber auch Gleichung 2.4):

$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) \quad (2.2)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt geladener Stromwechselwirkungen für linkshändige Elektronen berechnet man nach [53]:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^- p)}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{4 \sin^4 \Theta_W (Q^2 + M_W^2)^2} \cdot \sum_{i,j} \left[|V_{ij}|^2 q_i + (1-y)^2 |V_{ij}|^2 \bar{q}_i \right] , \quad (2.3)$$

wobei $|V_{ij}|$ die Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix und $q_i(x, Q^2)$ bzw. $\bar{q}_i(x, Q^2)$ die Quark- bzw. Antiquarkdichten im Proton bezeichnen.

Durch Analyse dieser Reaktionen ist es möglich, die Quark- und Gluonverteilungen im Proton zu bestimmen. Dabei ist bei HERA besonders der Bereich kleiner x und großer Impulsüberträge Q^2 interessant. Zusätzlich kann die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung über die longitudinale Strukturfunktion F_L gemessen werden, die außer für kleine x vernachlässigt werden kann:

$$F_L = F_2 - 2xF_1 \propto \alpha_s . \quad (2.4)$$

Über die Q^2 Abhängigkeit von α_s kann in erster Ordnung QCD (Quanten-Chromo-Dynamik) der Skalenparameter Λ_{QCD} in Verbindung gebracht werden:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} , \quad (2.5)$$

mit der Anzahl der Quark Familien n_f .

HERA erreicht Größenordnungen von $x \approx 5 \cdot 10^{-5}$ und $Q^2 \approx 5 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$. Aus Abbildung 2.5 erkennt man, daß damit der zugängliche kinematische Bereich um zwei Größenordnungen erweitert wird. Man erwartet, daß dabei Grenzen der perturbativen QCD sichtbar werden und verschiedene theoretische Modelle, z. B. zur Beschreibung von F_2 bei kleinem x ausgeschlossen werden können.

- Photoproduktions-Prozesse mit „quasi reellen“ Photonen, d.h. $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$, und Studien der „direkten“ und „aufgelösten“ (engl. resolved) Anteile, geben ebenfalls Aufschluß über die Quark- und Gluonverteilung im Proton, aber auch über die (Hadron-) Struktur des Photons. Ein vom Elektron abgestrahltes Photon wird dabei an einem Quark oder Gluon des Protons gestreut. Im sogenannten Vektor-Dominanz-Modell VDM koppelt das Photon an ein Vektor-Meson

$(\rho, \omega, \phi, \dots)$, welches mit dem Proton reagiert. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ähnelt dem aus Proton-Hadron-Streuungen. Dagegen kann aber das Photon auch direkt an die Partonen im Proton koppeln oder aber in Hadronen aufspalten, die ebenfalls auch z.B. Gluonen abstrahlen. Diese Hadronanteile wechselwirken wiederum mit den Quarks und Gluonen im Proton. Bei den zuletzt genannten Reaktionen handelt es sich um punktförmige Wechselwirkungen. Sie können von den Anteilen aus dem VDM-Bild getrennt werden, da sie meist zu einem zusätzlichem Jet mit hohem Transversalimpuls führen. Im Prinzip lassen sich auch der direkte und aufgelöste Anteil durch unterschiedliche Ereignistopologien trennen. Hier zeigen erste Ergebnisse, daß das Photon tatsächlich in die hadronischen Anteile aufgelöst werden kann, und die gemessenen Wirkungsquerschnitte nicht allein durch die direkten Prozesse und das VDM-Bild zu beschreiben sind [64, 73, 74].

- Besondere Bedeutung bei der Bestimmung der Gluonstrukturfunktion kommt der Gamma-Gluon-Fusion $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ zu. Dabei wird das Photon vom Elektron abgestrahlt und das Gluon vom Proton. Diese Reaktion, die ebenfalls zu den direkten Photoproduktions-Prozessen gehört, ist für das Beispiel $\gamma g \rightarrow J/\Psi X$ in Abbildung 2.4 dargestellt. Da man die Photonabstrahlung am Elektron genau berechnen kann (oder über die Weizsäcker-Williams Approximation annähert), und das Matrix-Element ebenfalls bekannt ist, kann über den Wirkungsquerschnitt die Gluon-Dichte im Proton bestimmt werden. Diese Reaktion hat einen relativ großen Wirkungsquerschnitt und eine eindeutige Signatur z.B. durch den Zerfall J/Ψ in zwei Leptonen.
- Die Untersuchung der Parameter der schwachen Wechselwirkung, z.B. der Massen der Vektor-Bosonen M_W und M_Z und die Bestimmung des Weinberg-Winkels $\sin^2 \Theta_W$, ist durch Vergleich der geladenen und ungeladenen Stromwechselwirkungen und der Asymmetrien möglich. Dabei ist besonders das Verhältnis vom differentiellen Wirkungsquerschnitts zwischen geladenen und ungeladenen Stromwechselwirkungen $R^- = \frac{\sigma_{NC}}{\sigma_{CC}}$ wichtig (vgl. Gleichung 2.3 und 2.1). Ganz entscheidend kann eine Leptonpolarisation bei HERA helfen die Parameter genauer zu bestimmen. Andere Experimente, wie die bei LEP werden aber zumindest die Feinstrukturkonstante und die Massen der Vektor-Bosonen weitaus besser messen können. Möglicherweise kann man bei HERA auch die Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix $|V_{cd}|$ mit ausreichender Genauigkeit messen.
- Die Untersuchung der Produktion und des Zerfalls schwerer Quarks und die Suche nach vom Standardmodell vorhergesagten, aber bisher noch nicht gefundenen Teilchen, wie dem „Top“-Quark und dem „Higgs“-Teilchen, sind weitere Aufgaben von HERA. Die Wahrscheinlichkeit ist sehr gering, die beiden zuletzt genannten Teilchen bei HERA überhaupt noch zu sehen, da die Massengrenzen inzwischen über den für HERA zugänglichen Bereich liegen.

- Bei der Suche nach exotischen Teilchen bzw. Unterstrukturen der Quarks und Leptonen (z.B. SUSY's, Leptoquarks oder Leptogluonen) konnten mit Hilfe der bisherigen HERA-Daten die Massegrenzen weiter nach oben verschoben werden [65, 75].
- Die Suche nach neuen Strömen (z.B. weitere Z^0 's oder W 's und rechtshändige Ströme) sind weitere Schwerpunkte jenseits des Standardmodells, die bei HERA untersucht werden sollen.

Diese Liste stellt nur einen kleinen Ausschnitt der HERA-Physik dar. Wichtig sind natürlich auch die Messung der Wirkungsquerschnitte der verschiedensten Reaktionen, Jet-Analysen, die Prüfung von Fragmentationsmodellen und vieles mehr.

2.3 Der H1-Detektor

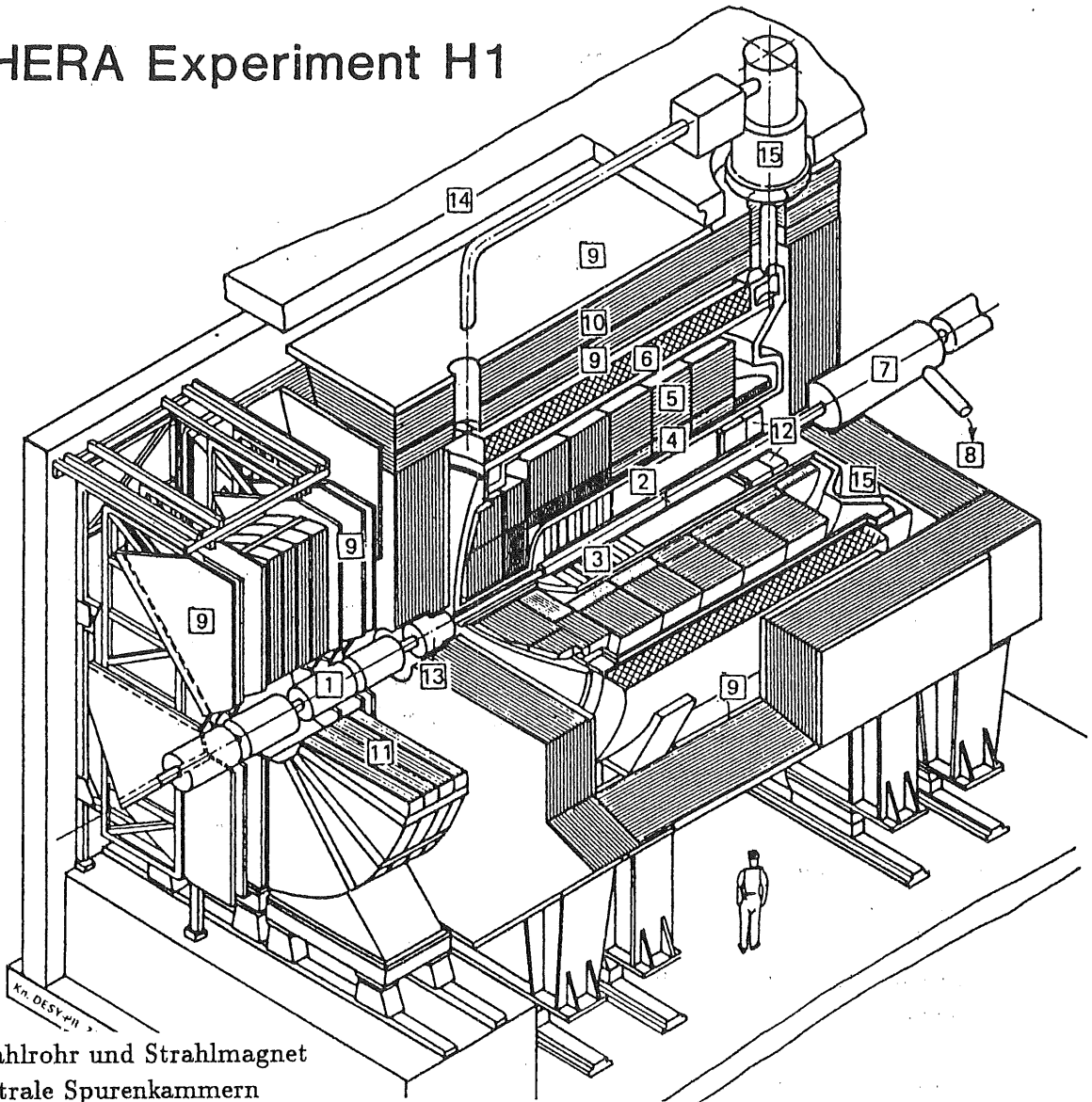
In der Halle Nord wurde um einen der Wechselwirkungspunkte des HERA-Rings der H1-Detektor aufgebaut. Seine Aufgabe ist die genaue Vermessung der dort stattfindenden physikalischen Reaktionen. Dazu muß er die Impulse und Energien der entstehenden Teilchen und Jets bestimmen und die Teilchen identifizieren. Um dies zu bewerkstelligen, ist der Detektor aus einer Vielzahl verschiedener Komponenten zusammengesetzt, die unterschiedliche Aufgaben erfüllen und den Wechselwirkungspunkt möglichst hermetisch umschließen.

Der H1-Detektor ist in Abbildung 2.6 dargestellt, die wichtigsten Daten findet man in Tabelle 2.1. Der asymmetrische Aufbau des Detektors hat seine Ursache in den großen Impulsunterschieden der eingeschossenen Elektronen und Protonen. Daher sind die meisten der erzeugten Teilchen in Protonflugrichtung (im folgenden als Vorwärtsrichtung bezeichnet) zu finden. Der Detektor besteht aus folgenden Komponenten:

Spurenkammern: Die Aufgabe der Spurenkammern ist es, die Spuren der geladenen Teilchen zu messen. Daraus kann man den Entstehungsort und den Impuls dieser Teilchen rekonstruieren. Außerdem sollen diese Kammern zur Teilchenidentifizierung beitragen. Das geschieht durch Messung des spezifischen Ionisationsverlustes dE/dx . In Vorwärtsrichtung kann zusätzlich durch den Nachweis von Übergangsstrahlung in den radialen Driftkammern die Teilchenidentifizierung entscheidend verbessert werden.

Die Spurenkammern sind um den Wechselwirkungspunkt angeordnet und unterteilen sich in einen Zentral- [2] und einen Vorwärtsbereich [3] (vgl. auch Abbildung 2.7). Die zentrale Spurenkammer deckt den Winkelbereich von $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ ab. Als Hauptkomponente besitzt sie eine zentrale Jetkammer (CJC). Eine z-Driftkammer (COZ) und eine Vieldraht-Proportionalkammer (COP) teilen die Jetkammer in zwei Hälften. Direkt um das Strahlrohr [1] am inneren Radius der Jetkammer befindet sich wiederum ein System aus einer z-Driftkammer (CIZ) und einer Vieldraht-Proportionalkammer (CIP). Die Aufgabe der CJC besteht darin, die Spurkoordinaten geladener Teilchen in der

HERA Experiment H1



- | | |
|----|---|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnet |
| 2 | Zentrale Spurenkammern |
| 3 | Vorwärtsspurenkammern und Übergangsstrahlungsmodul |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei und flüssig Argon) |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl und flüssig Argon) |
| 6 | Supraleitende Spule (1,2 Tesla) |
| 7 | Kompensationsmagnet |
| 8 | Zuführung zur Helium Kälteanlage |
| 9 | Myon-Kammern |
| 10 | Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten und Streamerröhren-Detektor) |
| 11 | Myon-Toroid Magnet |
| 12 | Warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 13 | Vorwärts-Kalorimeter (Cu, Si) |
| 14 | Betonabschirmung |
| 15 | Flüssig-Argon Kryostat |

Abbildung 2.6: Übersicht über den H1-Detektor. Die Elektronen kommen von links unten, die Protonen von rechts oben.

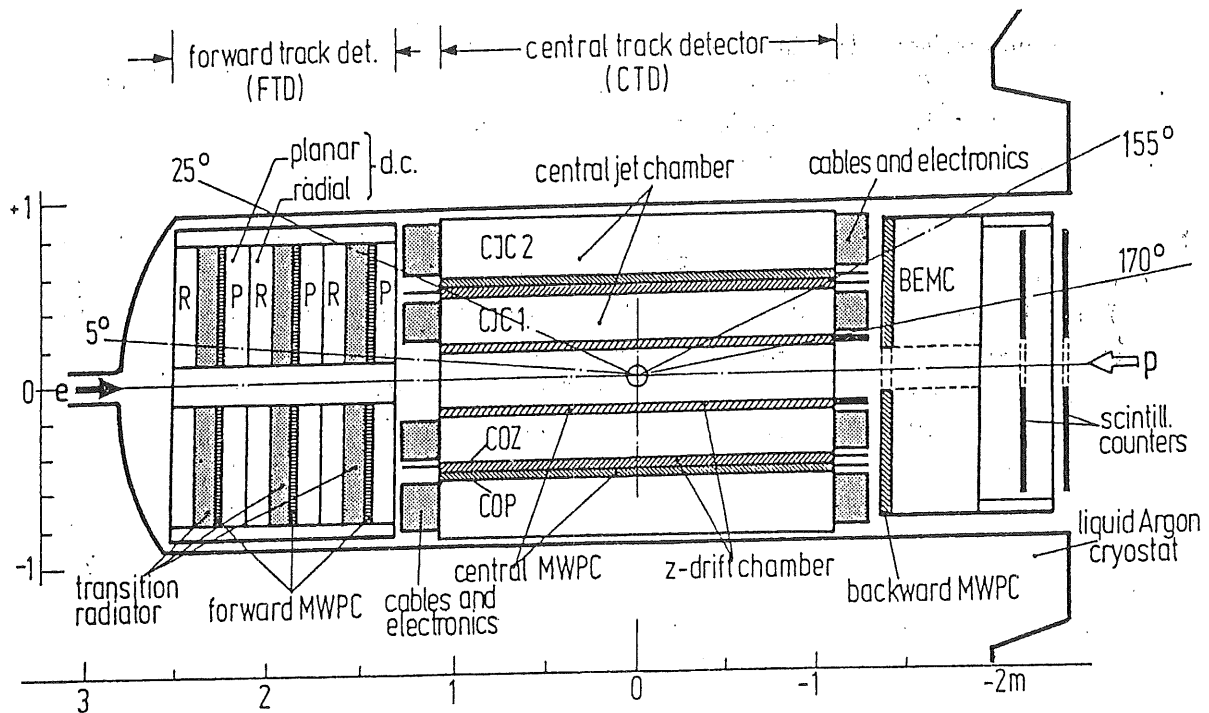


Abbildung 2.7: Schnitt durch die H1-Spurenkammern.

r - ϕ -Ebene (d.h. die Ebene senkrecht zum Strahlrohr) zu bestimmen und den Ionisationsverlust dE/dx entlang dieser Spuren zu messen. Die z -Kammern sollen die z -Koordinaten, d.h. die Position in Strahlrohrrichtung, genau vermessen. Die Proportionalkammern haben vor allem Trigger-Aufgaben.

Der Vorwärtsteil deckt den Winkelbereich von $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ ab. Er besteht aus drei identischen Supermodulen. Jedes Supermodul besteht aus drei planaren Driftkammern, die jeweils 60° zueinander verdreht sind, einer Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC) und einer Einheit aus Radiator und radialer Driftkammer. Dieser komplizierte Aufbau ist notwendig, da ca. 50% aller Teilchen in diesem relativ kleinen Winkelbereich zu finden sind. Durch die unterschiedliche Anordnung der Signaldrähte in den verschiedenen Kammern ist es möglich, sowohl in radialer Richtung, als auch senkrecht dazu in ϕ -Richtung eine sehr gute Ortsauflösung zu erzielen. So können Teilchen auch innerhalb von Jets rekonstruiert werden.

Kalorimeter: Die Kalorimeter sollen Teilchen identifizieren und ihre Energie messen. Man unterscheidet zwischen dem elektromagnetischen [4] und einem dahinter angeordneten hadronischen Kalorimeter [5]. Im elektromagnetischen Teil werden insbesondere Elektronen und hochenergetische Photonen registriert. Dieser Teil besteht aus Bleiabsorberplatten und flüssigem Argon. Im hadronischen Kalorimeter, das aus Stahlplatten und flüssigem Argon besteht, werden vor allen Hadronen, d.h. im wesentlichen Pionen nachgewiesen. Beide Kalorimeter liegen innerhalb der Magnetspule. Dadurch ist es möglich, auch relativ

niederenergetische Teilchen nachzuweisen. Um auch den Vorwärtsbereich zwischen $2,2^\circ \leq \theta \leq 3,5^\circ$ vermessen zu können, sitzt dort ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter [13]. In Rückwärtsrichtung zwischen $152^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$ befindet sich ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit Photodioden-Auslese.

Supraleitende Spule: Die Spurenkammern und die Kalorimeter sind von einer supraleitenden Spule umgeben [6]. Diese erzeugt ein magnetisches Feld von 1,2 Tesla. Damit ist es möglich, das Ladungsvorzeichen und den Impuls von Teilchen innerhalb der Spurenkammern zu messen. Der magnetische Fluß wird von einem Eisenjoch aufgenommen, das zusätzlich mit Streamerkammern instrumentiert ist [10] (der sogenannte „Tail Catcher“). Die Aufgabe dieser Kammern besteht darin, Teilchenschauer nachzuweisen, die in den Kalorimetern nicht vollständig absorbiert werden.

Myon-Kammern: Außen decken die Myon-Kammern den Detektor ab [9]. Sie sind als Streamer-Kammern gebaut und dienen zum Nachweis hochenergetischer Myonen, die den gesamten Detektor durchqueren können.

2.4 Elektronennachweis bei HERA

2.4.1 Physikalische Bedeutung des Elektronennachweises

Der Elektronennachweis spielt eine Schlüsselrolle für die Physik bei HERA. In diesem Kapitel soll an einigen Beispielen die Bedeutung des Elektronennachweises für die HERA-Physik veranschaulicht werden. Dabei wird besonders die Proton-Flugrichtung betrachtet, d.h. der Winkelbereich zwischen ca. 5° und 25° (vgl. Abbildung 2.7). In diesem Bereich liegt der in dieser Arbeit untersuchte Übergangsstrahlungsdetektor des H1-Experiments.

Bei HERA ist eine Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Strömen durch den fehlenden Transversalimpuls p_t oder durch den Nachweis des gestreuten Elektrons möglich. Abbildung 2.3 zeigt den Feynman-Graphen der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Protonen. Durch Messung der Energie E_l und des Winkels Θ_l des gestreuten Leptons kann man die kinematischen Größen dieser Reaktion berechnen [53]:

$$Q^2 \simeq 4E_e E_l \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (2.6)$$

$$x \simeq \frac{E_e E_l \sin^2 \frac{\Theta}{2}}{E_p \left(E_e - E_l \cos^2 \frac{\Theta_l}{2} \right)} \quad (2.7)$$

$$y \simeq \frac{E_e - E_l \cos^2 \frac{\Theta_l}{2}}{E_e} \quad (2.8)$$

Die tiefinelastische Lepton-Nukleon Streuung ist der direkteste Weg zur Bestimmung der Substrukturen der Hadronen. Bisherige Messungen bei sogenannten „Fixed

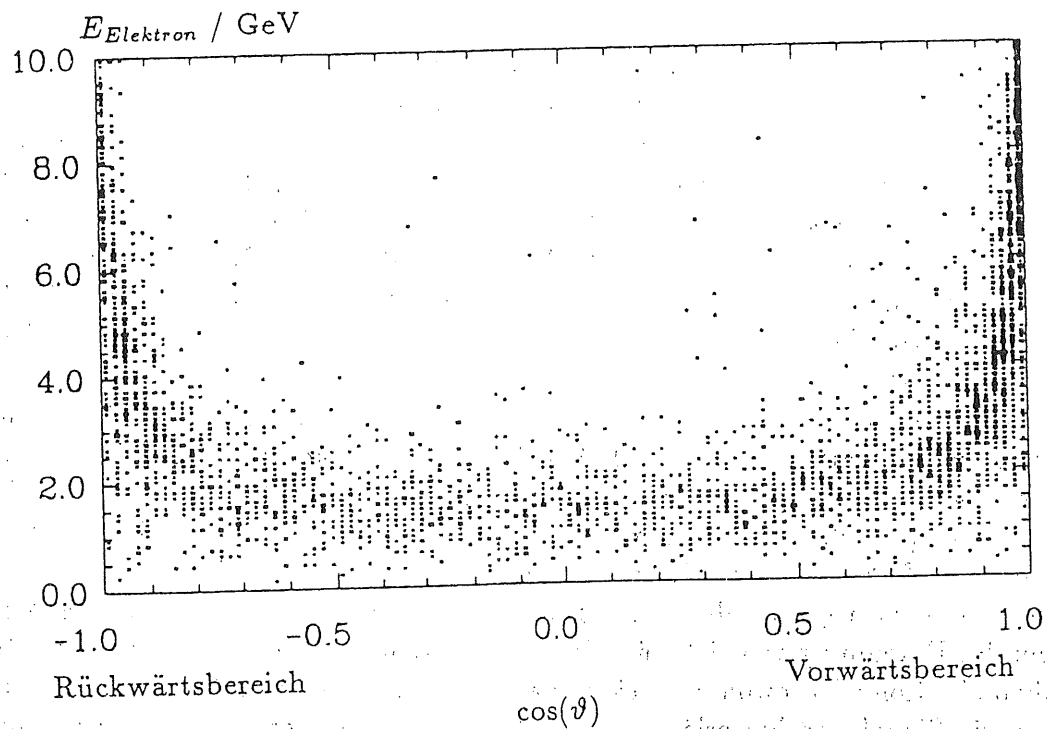


Abbildung 2.8: Winkelverteilung der Zerfallselektronen des J/Ψ [43].

Target“-Experimenten sind auf den Bereich $x \geq 0,03$ und $Q^2 \leq O(100)$ GeV^2 beschränkt. HERA erweitert den kinematischen Bereich um mehrere Größenordnungen (vgl. Abbildung 2.5).

Die Elektronen aus NC-DIS-Ereignissen werden bei sehr großen Q^2 in den Vorwärtsbereich gestreut (siehe Abbildung 2.2). Für so große Impulsüberträge können verschiedene Effekte vernachlässigt werden, z.B. aus der endlichen Protonenmasse, der Fermibewegung der Partonen im Proton und „higher twist“-Effekte. Schwelleneffekte von schweren Quarks spielen praktisch keine Rolle mehr, und es kann mit vier masselosen Quarks (u, d, s, c) gerechnet werden [58]. Weiterhin lassen sich bei großem Q^2 verstärkt Interferenzeffekte zwischen γ und Z^0 beobachten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma(ep)/dx dQ^2$ hängt im wesentlichen von den Strukturfunktionen $F_i(x, Q^2)$ ($i=1,2,3$) ab. Durch genaue Vermessung des Wirkungsquerschnitts ist somit die Struktur des Protons zugänglich.

Aber auch für kleine Q^2 hat die Teilchenidentifizierung im Vorwärtsbereich große Bedeutung, hierbei allerdings für den Nachweis von Elektronen aus semileptonischen Zerfällen. Als Beispiel sei die Boson-Gluon-Fusion erklärt (siehe Abbildung 2.4). Bei dieser Reaktion wechselwirken quasi reelle Photonen mit Gluonen aus dem Proton. Dabei können Quark-Antiquarkpaare oder auch gebundene Zustände wie z.B. das J/Ψ entstehen. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist vor allem durch die Gluonstrukturfunktion des Protons bestimmt. Durch Messung des Reaktions-Wirkungsquerschnitts erfährt man daher etwas über den Gluoninhalt des Protons. Bei HERA besteht die Möglichkeit, die Gluonstrukturfunktion $G(x, Q^2)$ des Protons

bis zu $x \approx 10^{-4}$ zu messen.

Der Nachweis des J/ψ 's geschieht am besten über den Zerfall in Leptonen [43, 60]. Diese fliegen in ihrem Schwerpunktsystem in einem Winkel von 180° zueinander fort. Durch die Lorentztransformation in das H1-Laborsystem findet man sie vorwiegend im Vorwärtsbereich. Abbildung 2.8 zeigt die Winkelverteilung der entstandenen Zerfallselektronen. Insgesamt wird bei 19% aller zerfallenden J/Ψ 's zumindest ein Elektron im Vorwärtsbereich registriert. Die Energieabgabe in den Kalorimetern beträgt meist nur wenige GeV und liegt somit nur knapp über deren Rauschschwelle. Daher ist eine zusätzliche Information von den Spurenkammern nötig um die Teilchen richtig zu identifizieren.

Aus obengenannten Beispielen erkennt man die Bedeutung, die der Elektronerkennung im Vorwärtsbereich der HERA-Detektoren zukommt. Auch bei anderen physikalischen Prozessen, z.B. der Entstehung von Leptoquarks oder bei der SUSY-Produktion, spielt dieser Bereich eine wichtige Rolle. Dabei wird man je nach Reaktion isolierte Elektronen oder Elektronen innerhalb von Jets suchen.

Besonders wichtig sind die Spurenkammern und der Übergangsstrahlungsdetektor bei der Erkennung von sich „überlappenden Teilchen“. So erzeugt z.B. die Teilchenkombination $\pi^\pm\gamma$ sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Kalorimeter ein Signal und hinterläßt auch in den Spurenkammern eine Ionisationsspur. Die dE/dx Messung und die Übergangsstrahlungsauswertung helfen dieses Signal von dem eines Elektronkandidaten zu unterscheiden.

Eine ähnliche Situation liegt in Jets vor. Auch hier können Elektronen durch die Teilcheninformation der Spurenkammern besser identifiziert werden. Der Vorteil der Kammern liegt in einer sehr guten Spur-Teilchenzuordnung, die bei Kalorimetern durch die relativ grobe Segmentierung nicht gegeben ist.

Ganz entscheidend helfen die Spurenkammern und der Übergangsstrahlungsdetektor bei der Identifizierung nieder- bis mittlereenergetischer Teilchen. Diese erreichen die Kalorimeter z.T. gar nicht, oder ihr Signal dort liegt noch unterhalb der Rauschschwelle.

2.4.2 Methoden zum Nachweis von Elektronen

Neben einer guten Impuls- und Energiemessung werden von den beiden HERA-Detektoren eine sichere Teilchenidentifizierung erwartet, besonders für Elektronen. Bei den beiden HERA-Detektoren sind drei Methoden realisiert worden, um Teilchen zu erkennen: Kalorimeteranalysen, Messung des spezifischen Ionisationsverlustes dE/dx und der Nachweis von Übergangsstrahlung. Im folgenden werden diese Methoden kurz erläutert.

Das wichtigste Instrument für die Teilchenidentifizierung im H1-Detektor ist das Kalorimeter. Durch die Trennung in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil ist eine grobe Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen schon allein durch den Vergleich der abgegebenen Energien in diesen beiden Teilen in Relation zum gemessenen Impuls möglich. Diese Kalorimeter unterscheiden sich vor allem in der Art der verwendeten Materialien. Im elektromagnetischen Teil benutzt man

Materialien mit hoher Kernladungszahl Z (z.B. Blei), wodurch eine kurze Strahlungslänge X_0 erreicht wird. Im hadronischen Kalorimeter strebt man eine kurze nukleare Strahlungslänge λ_I an. Diese wird vor allem durch die Nukleonenzahl A bestimmt. Häufig wird Eisen als Absorbermaterial verwendet.

Elektronen deponieren fast ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Teil, während Pionen den größten Teil ihrer Energie erst im hadronischen Kalorimeter abgeben. Aus dem Vergleich von Teilchenimpuls und der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie E_{em} ist es möglich, die meisten Elektronen und Pionen voneinander zu trennen.

Zusätzlich kann man einen Vergleich der Schauerprofile vornehmen [24]. Dies entspricht einem χ^2 -Test der longitudinalen und transversalen Schauerprofile. Eine optimale Kalorimeter-Auslesestruktur ist dafür besonders wichtig. Man erhält e/π Trennungen im H1-Detektor, die typischerweise besser als 1:1000 sind [18, 44, 66] (für gleiche Teilchenzahl).

Um die Teilchenidentifizierung weiter zu verbessern, mißt man den spezifischen Ionisationsverlust dE/dx in den Spurenkammern. Da dieser nur von der Geschwindigkeit abhängt (vgl. Kapitel 3.2.1), kann man durch eine genaue Messung der spezifischen Ionisation und des Impulses auf die Teilchensorte schließen. In Vorwärtsrichtung ist es im H1-Detektor möglich, den Ionisationsverlust bis zu 72 mal zu messen, innerhalb der zentralen Jet-Kammern immerhin noch bis zu 56 mal. Durch die häufige Messung des Energieverlustes und Bildung des Mittelwertes dieser Größe, werden die Verteilungen sehr schmal. Die Halbwertsbreite beträgt typischerweise einige Prozent. Elektronen und Pionen können bis zu einigen GeV unterschieden werden. Die im H1-Experiment erreichbaren Trennungen in diesem Energiebereich sind allerdings nicht besser als 1:10 [3].

Durch den Einsatz von Übergangsstrahlungsdetektoren wird im H1-Experiment eine deutliche Verbesserung der Trennung bis zu hohen Energien erreicht. Die Übergangsstrahlung wird in einem sogenannten Radiator erzeugt und in einer direkt dahinter positionierten Driftkammer nachgewiesen. Diese ist dazu mit Xenon-Gasmischungen (15% bis 30% Xenon) gefüllt. Das Übergangsstrahlungssignal, das erst ab Lorentzfaktoren von ca. 500 erzeugt wird, führt zu einer zusätzlichen Energieabgabe neben dem normalen dE/dx in der Driftkammer. Um den Untergrund absorbiert Synchrotronstrahlung aus dem HERA-Ring in der Kammer gering zu halten und die Betriebskosten zu senken, wird eine möglichst niedrige Xenon-Konzentration angestrebt. In den folgenden Kapiteln wird näher auf die Entstehung, Nachweis und Auswertemethoden eingegangen. Die im H1-Detektor erreichte Trennung zwischen Elektronen und Pionen mittels Übergangsstrahlung liegt typischerweise bei 1:100.

Da die verschiedenen Meßmethoden unabhängig voneinander sind, kann man die Trennwahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektorkomponenten miteinander multiplizieren, um die insgesamt erreichbare Trennung zu berechnen. Für den H1-Detektor ist sie für Elektronen besser als $1:10^4$.

2.5 Zusammenfassung

Im Speicherring HERA werden Elektronen mit 30 GeV/c auf Protonen von 820 GeV/c geschossen. Um einen Wechselwirkungspunkt ist der H1-Detektor aufgebaut. Seine wichtigste Aufgabe besteht darin, die Struktur des Protons bei kleinsten Abständen zu vermessen. Dazu müssen die bei der Kollision entstehenden Teilchen nachgewiesen werden. Der H1-Detektor besteht daher aus einer Vielzahl verschiedener Komponenten.

Der Elektronennachweis hat für die Physikanalyse bei HERA eine entscheidende Bedeutung. Besonders wichtig ist der Nachweis des gestreuten Elektrons bei NC-DIS Ereignissen, aber auch die Identifizierung der Zerfallsleptonen von schweren Quarks oder von exotischen Teilchen. Im H1-Detektor wird daher eine optimale Teilchentrennung durch die Kombination von Kalorimetrie, dE/dx -Messung und Übergangsstrahlungsnachweis angestrebt. Die verschiedenen Module ergänzen sich für niedrige (bis einige GeV, dE/dx), mittel (bis einige 10 GeV, Übergangsstrahlung) und hohe (bis wenige hundert GeV, Kalorimeter) Energien. Die erreichbaren Elektron-Pion Trennungen sind besser als $1:10^4$.

3 Theoretische Grundlagen

3.1 Übergangsstrahlung

Fliegt ein geladenes Teilchen durch zwei Materialien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ϵ_i , so entsteht an der Grenzfläche Übergangsstrahlung. Sie wurde erstmals von Ginzburg und Frank vorhergesagt [29]. Garibian zeigte, daß für hochrelativistische Teilchen der Hauptanteil der Strahlung im Röntgenbereich abgegeben wird [30]. Die Übergangsstrahlungsphotonen können mit den in der Hochenergiephysik üblichen Nachweisgeräten relativ leicht registriert werden. Übergangsstrahlung wird zur Teilchenidentifikation genutzt, da die abgestrahlte Gesamtenergie vom Lorentzfaktor $\gamma = E/mc^2$ abhängt, d.h. vom Verhältnis der Energie E zur Masse m der Teilchen. Im folgenden wird die Entstehung der Übergangsstrahlung erläutert.

3.1.1 Übergangsstrahlung an einer einzelnen Grenzfläche

Ein Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit v auf eine Ebene zubewegt, induziert dort eine Spiegelladung. Es bildet sich ein immer kleiner werdender Dipol aus, der beim Eintritt des Teilchens in die Grenzfläche völlig verschwindet. Um die Stetigkeitsbedingungen zu erfüllen, muß dabei ein elektrisches Feld, die sogenannte Übergangsstrahlung, abgestrahlt werden.

Man kann zwei Grenzfälle unterscheiden, den nichtrelativistischen und den hochrelativistischen Fall. Im ersten Fall gilt für die Geschwindigkeit des durchfliegenden Teilchens $v \ll c$. Die Energie der erzeugten Übergangsstrahlungsphotonen, deren Abstrahlungsmaximum bei großen Winkeln bezüglich der Flugrichtung zu finden ist, liegt normalerweise im Bereich zwischen dem sichtbaren und dem ultravioletten Licht. Der Abstrahlungswinkel Θ relativ zur Teilchenachse hängt vom Lorentzfaktor γ der Teilchen ab. Eine Zusammenfassung von einigen Messungen und eine detaillierte Beschreibung der Theorie für den nichtrelativistischen und hochrelativistischen Fall findet man z.B. in [67].

Der nichtrelativistische Fall spielt für die Hochenergiephysik praktisch keine Rolle; da man es in diesem Teilgebiet der Physik fast ausschließlich mit Teilchen zu tun hat, die sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit bewegen, d.h. es gilt $v \simeq c$ bzw. $\gamma \gg 1$. Ebenso wie im nichtrelativistischen Fall erzeugen hochrelativistische Teilchen eine Spiegelladung in der Ebene. Allerdings ist hierbei das zugehörige elektrische Feld aufgrund der Lorentzkontraktion praktisch nur senkrecht zur Bewegungsrichtung ausgedehnt. In dem Material mit der größeren Dielektrizitätskonstante (im folgenden mit (1) bezeichnet) ist das Feld um den Faktor ϵ_2/ϵ_1 weiter eingeschränkt. Die Stetigkeitsbedingungen für die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes $E_{\perp}^{(1)} = E_{\perp}^{(2)}$ und für die Normalkomponente der elektrischen Verschiebung $D_{\parallel}^{(1)} = D_{\parallel}^{(2)}$ lassen sich nur erfüllen, indem man auch hier an der Grenzfläche ein zusätzliches Feld addiert. Die abgestrahlte Energie dieser Übergangsstrahlung hat im Fall hochrelativistischer Teilchen ihr Maximum im Röntgenbereich (einige keV) und wird vor allem in Flugrichtung abgestrahlt.

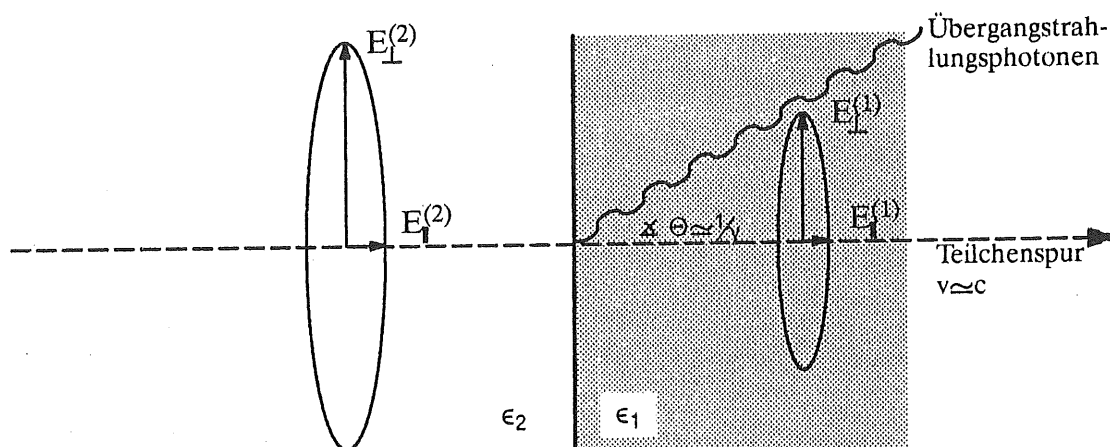


Abbildung 3.1: Prinzip der Entstehung von Übergangstrahlung.

Eine detaillierte Berechnung der zugehörigen elektromagnetischen Felder findet man in Lehrbüchern zur Elektrodynamik (z.B. [42]). Im folgenden werden die Ergebnisse zusammengefaßt, wobei von folgenden Näherungen bzw. Grenzfällen ausgegangen wird:

- $\gamma \gg 1$: das geladene Teilchen ist hochrelativistisch.
- $\omega \gg \omega_1 > \omega_2$: die Frequenz der Übergangstrahlungsphotonen ist viel größer als die Plasmafrequenz ω_j der beiden Medien. Für die Plasmafrequenz gilt: $\hbar\omega_j[\text{eV}] \simeq 28,8 \cdot \sqrt{\rho Z/A}$ (ρ in g/cm^3), d.h. sie hängt hauptsächlich von der Dichte ρ ab, da für das Verhältnis der Kernladungs- zur Massenzahl gilt: $Z/A \simeq 1/2$.
- $\epsilon_j(\omega) = 1 - \omega_j^2/\omega^2$: die Dielektrizitätskonstante ϵ hängt nur von der Plasmafrequenz des Mediums ab. Für Photonen im Röntgenbereich können die Elektronen im Material dabei als quasi frei betrachtet werden (sogenanntes Elektronengas).

Mit Hilfe dieser Näherungen erhält man für die an einer Grenzfläche abgegebene Energie W [63]:

$$\left. \frac{d^2W}{d(\hbar\omega)d\Theta} \right|_{\text{Grenzfläche}} = 2\pi \cdot \Theta \cdot |a(\omega)|^2, \quad (3.1)$$

mit der Amplitude:

$$a(\omega) = \frac{\sqrt{\alpha}\Theta}{\pi} \cdot \left[\left(\gamma^{-2} + \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 + \Theta^2 \right)^{-1} - \left(\gamma^{-2} + \left(\frac{\omega_2}{\omega} \right)^2 + \Theta^2 \right)^{-1} \right]. \quad (3.2)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 3.2 für verschiedene Photonenergien und Lorentzfaktoren aufgetragen. Man erkennt, daß sich der Abstrahlungswinkel Θ für größer werdende Lorentzfaktoren und Photonenergien verkleinert. Das sehr scharfe Maximum liegt bei einem Winkel $\Theta \simeq \gamma^{-1}$ um die Teilchenachse.

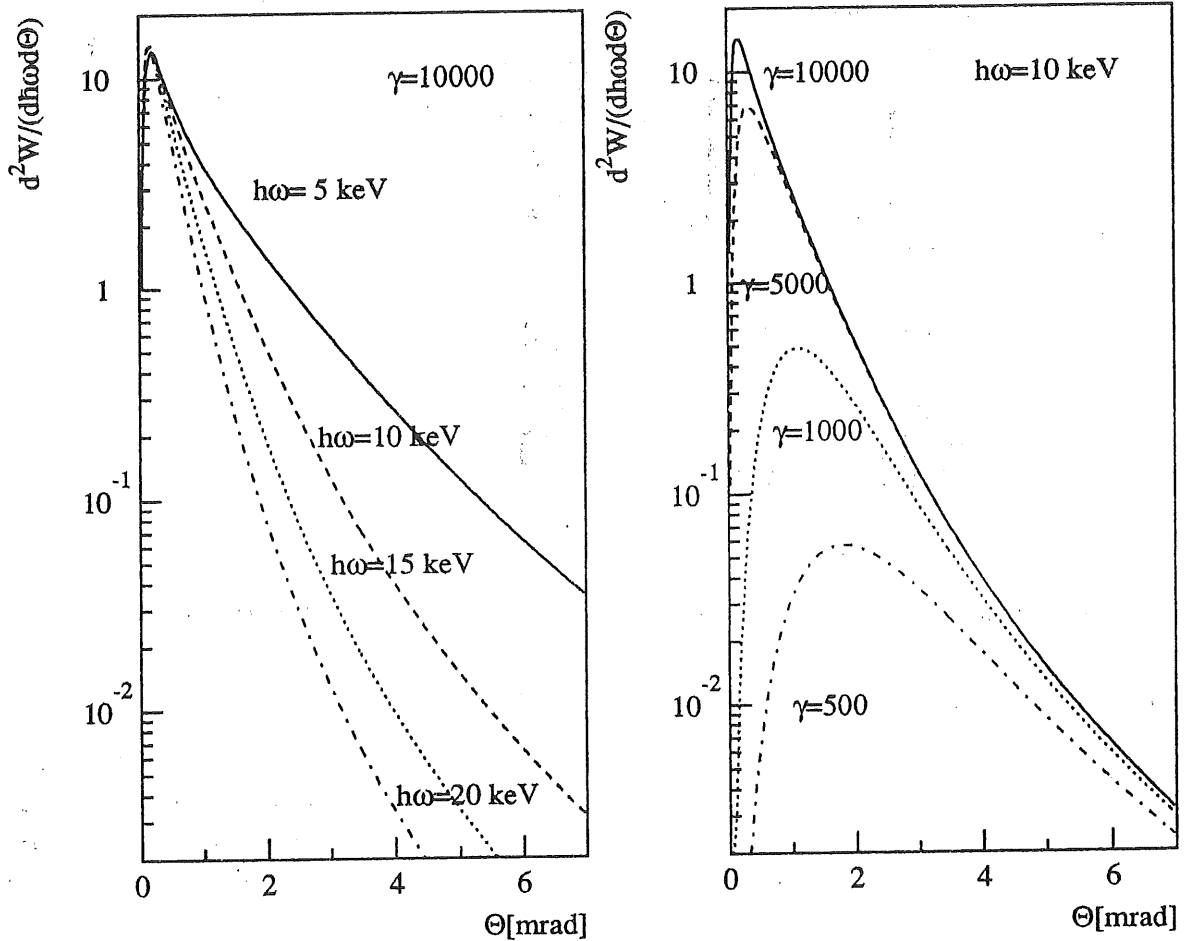


Abbildung 3.2: Winkelverteilung der Übergangsstrahlung an einem einzelnen Übergang berechnet für die im H1-Experiment verwendeten Materialien: $\hbar\omega_1 = 19 \text{ eV}$ (Polypropylen), $\hbar\omega_2 = 0.27 \text{ eV}$ (Helium); links: verschiedene Photonenergien und $\gamma = 10000$; rechts: verschiedene Lorentzfaktoren und $\hbar\omega = 10 \text{ keV}$.

Durch Integration der Gleichung 3.1 erhält man die insgesamt abgegebene Energie an einer Grenzfläche:

$$W = \frac{\alpha}{3} \cdot \gamma \cdot \frac{\hbar(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2} \simeq \frac{\alpha}{3} \cdot \gamma \cdot \hbar\omega_1. \quad (3.3)$$

Die Gesamtenergie ist proportional zum Lorentzfaktor $\gamma = E/mc^2$. Durch ihre Messung, d.h. über den Nachweis der Übergangsstrahlungsphotonen, kann man verschiedene Teilchen gleicher Energie, aber unterschiedlicher Massen identifizieren. Besonders gut funktioniert dies für Elektronen, da der Massenunterschied zu anderen Teilchen besonders groß ist. Der Lorentzfaktor für Elektronen ist 280 mal größer, als der für Pionen mit gleicher Energie.

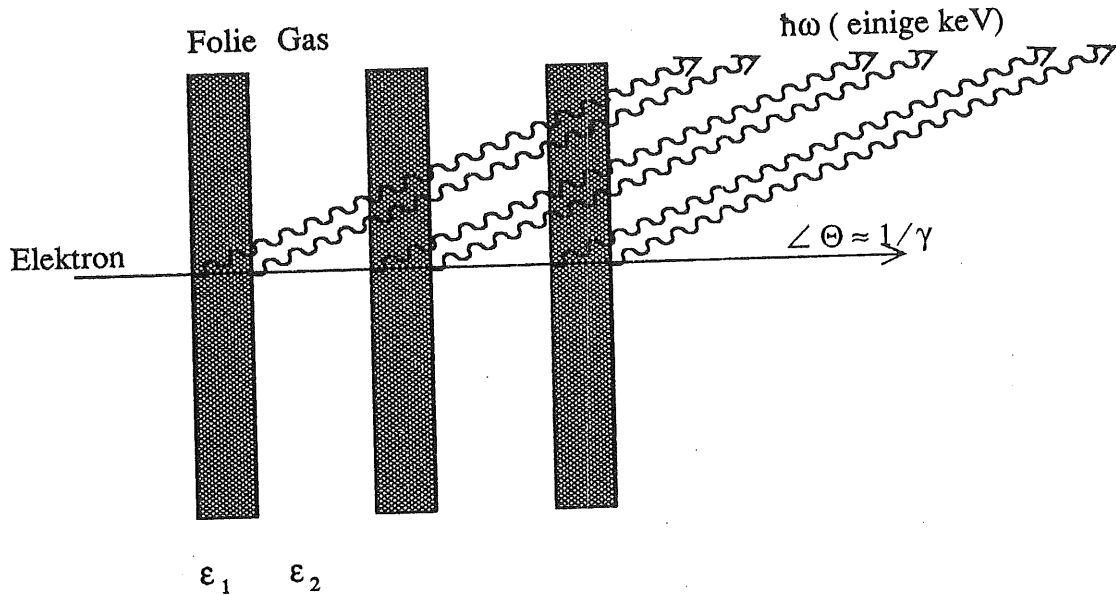


Abbildung 3.3: Prinzip der Entstehung von Interferenzen an einem Folienstapel.

3.1.2 Übergangsstrahlung an vielen Schichten

Bisher wurde nur der Fall eines einzelnen Übergangs betrachtet. Aus Gleichung 3.1 sieht man, daß die Zahl der erzeugten Photonen pro Übergang in der Größenordnung der Feinstrukturkonstanten $\alpha = 1/137$ liegt [67]. Um nachweisbare Übergangsstrahlung zu erzeugen, baut man daher sogenannte Radiatoren. Diese bestehen aus einer Vielzahl von Übergängen, z.B. aus Stapeln dünner Folien oder Fasern. An jeder einzelnen Grenzfläche kann mit gleicher Wahrscheinlichkeit Übergangsstrahlung entstehen. Die Erzeugungsamplituden der Strahlung von Ein- und Austritt durch die Folien addieren sich. Das ist vereinfacht in Abbildung 3.3 dargestellt. Durch die feste Phasendifferenz kann so Verstärkung oder Auslöschung eintreten. Die Phasendifferenz hängt dabei im wesentlichen von der Foliendicke l_1 , der Photonenergie $\hbar\omega$ und der Plasmafrequenz ω_i des Materials ab.

Betrachtet man zunächst den Fall einer Folie der Dicke l_1 und der Plasmafrequenz ω_1 , so erhält man für die abgegebene Energie unter Berücksichtigung der Interferenz der Ein- und Austrittsamplituden an der Folie:

$$\left. \frac{d^2W}{d(\hbar\omega)d\Theta} \right|_{\text{Folie}} = \left. \frac{d^2W}{d(\hbar\omega)d\Theta} \right|_{\text{Grenzfläche}} \cdot 4 \sin^2 \frac{\phi}{2}, \quad (3.4)$$

wobei

$$\phi = \frac{l_1}{Z}, \quad Z = \frac{2c}{\omega} \cdot \left(\gamma^{-2} + \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 + \Theta^2 \right)^{-1}.$$

ϕ gibt den Phasenunterschied aufgrund der Laufzeitunterschiede der beiden Wellenzüge an. Die Größe Z gibt die Kohärenz-Länge an, man bezeichnet sie auch als Formationszone. Die gleichen Überlegungen wie oben gelten natürlich auch für die Interferenzen zweier aufeinander folgender Folien.

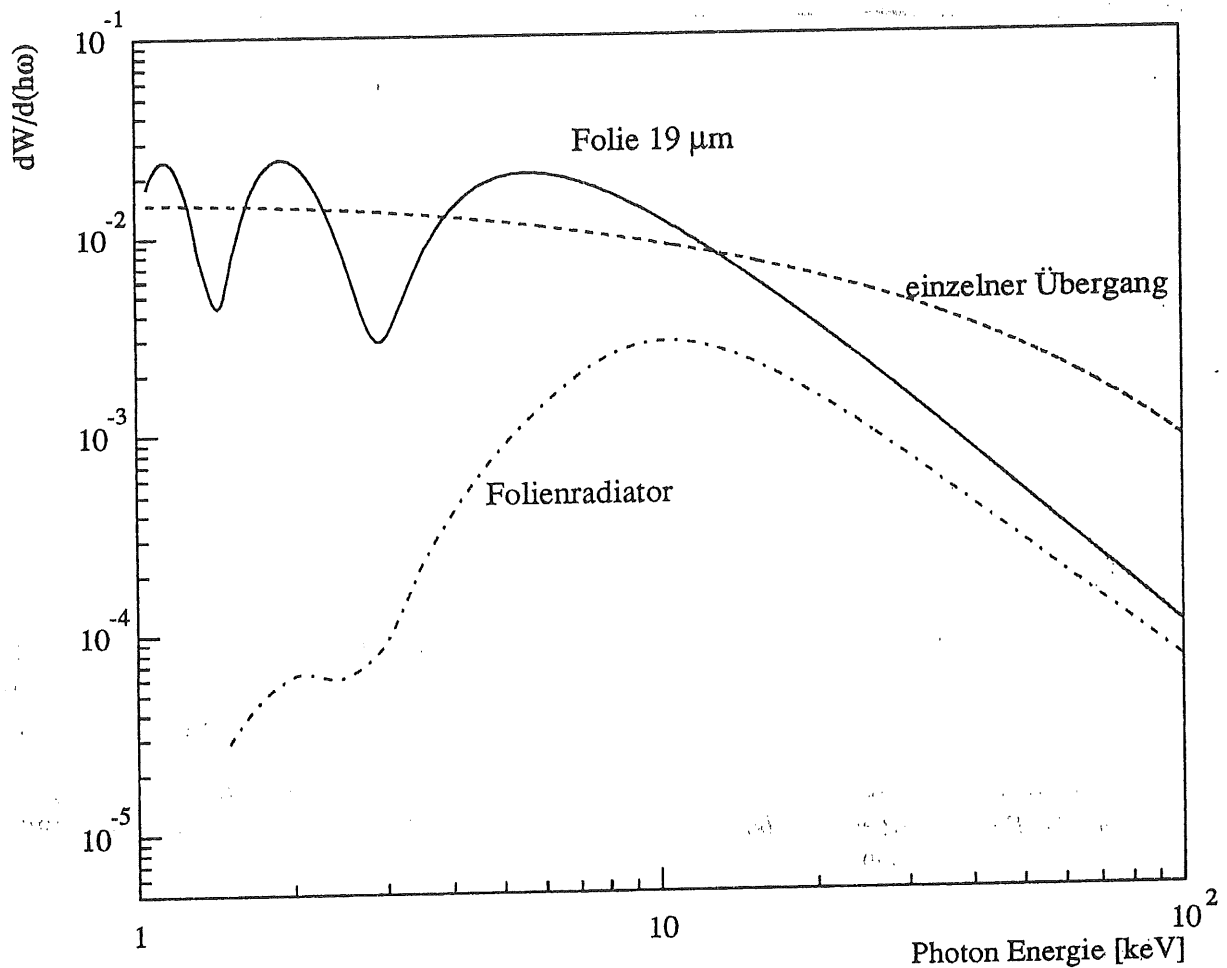


Abbildung 3.4: Energiespektrum für einen einzelnen Übergang, eine Folie von 19 μm Dicke (im H1-Experiment verwendeten) und den H1-Radiator; berechnet für $\gamma = 10000$, $\hbar\omega_1 = 19 \text{ eV}$ und $\hbar\omega_2 = 0.27 \text{ eV}$ (normiert auf die Anzahl der Übergänge).

Bei der Wahl der Materialdicken und der Abstände zwischen den Folien ist der Vergleich mit der Formationszone wichtig, da man für $\Phi > 1$, d.h. für Dicken $l_i > Z_i$ konstruktive Interferenz erhält. Typische Werte für Z_j sind 1 bis 100 μm für Festkörper und 100 bis 10000 μm für Gase ($\gamma \approx 100 \dots 10000$, $\hbar\omega$ einige keV). Für Photonenergien über einige 10 keV sind die Formationszonen für verschiedene Materialien praktisch gleich.

Die auftretenden Maxima sind bis zu viermal so hoch wie die Intensität eines einzelnen Übergangs. Aus Gleichung 3.4 erhält man die Maxima für hinreichend große Lorentzfaktoren bei folgenden Energien (siehe Abbildung 3.4).

$$\hbar\omega_{max} = \frac{l_1 \hbar\omega_1^2}{2\pi c(2n+1)} \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.5)$$

Für große Lorentzfaktoren ($\gamma > 1000$) wächst die Formationszone proportional zur

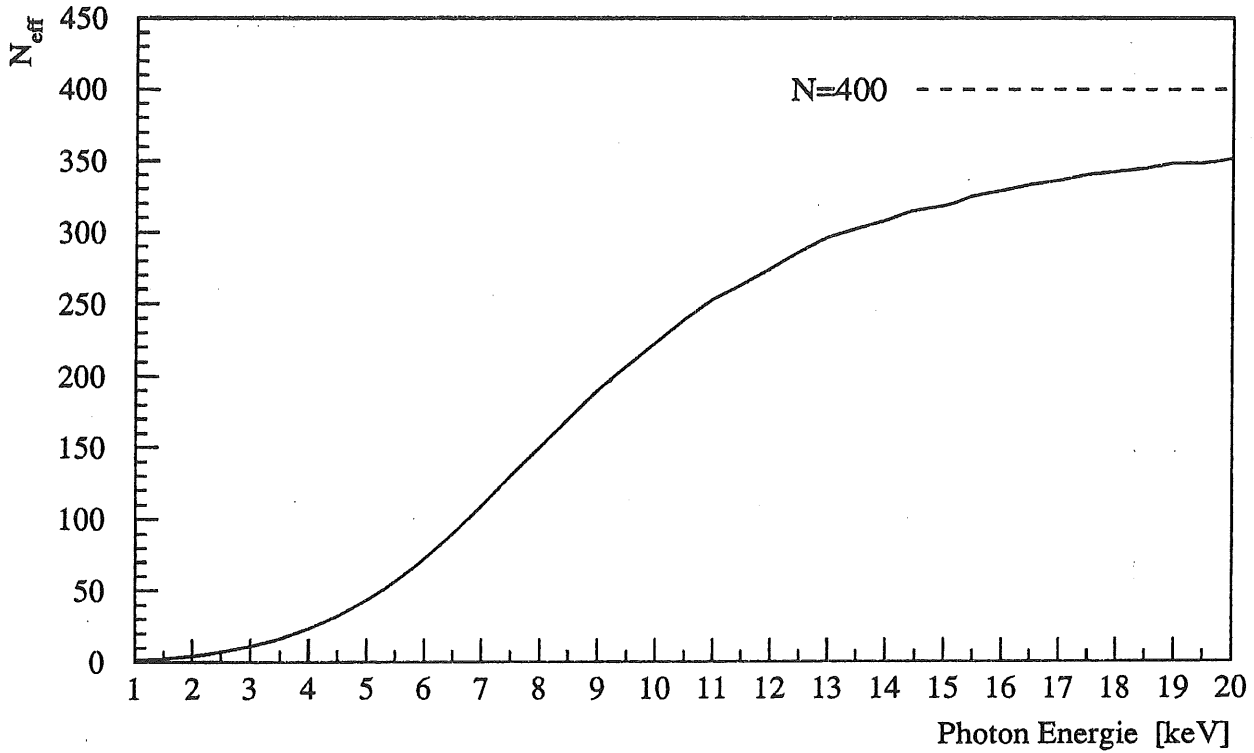


Abbildung 3.5: Effektive Foliendicke N_{eff} als Funktion der Photonenergie; berechnet für die im H1-Experiment verwendeten Materialien: Foliendicke $19 \mu\text{m} \pm 1\%$, Foliendicke $231 \mu\text{m} \pm 5\%$; $\gamma = 10000$, $\hbar\omega_1 = 19 \text{ eV}$ und $\hbar\omega_2 = 0.27 \text{ eV}$.

Photonenergie:

$$Z = 2c \cdot \frac{\omega}{\omega_1^2}, \quad (3.6)$$

d.h. der hochenergetische Teil der Übergangsstrahlung wird unterdrückt. Deutlich erkennt man diesen Effekt in Abbildung 3.4. Auch für große Lorentzfaktoren γ treten Sättigungseffekte auf, da die Formationszone bei großen Photonenergien quadratisch mit γ wächst (vgl. Gleichung 3.4).

Für Dicken, die groß im Vergleich zur Formationszone sind, gelten die obigen Berechnungen nicht mehr. Da $(\sin^2 \frac{\phi}{2})$ in Gleichung 3.4 für große ϕ bei der Integration über den Winkel Θ stark oszilliert, kann man ihn durch seinen Mittelwert $1/2$ ersetzen. Man erhält also durch inkohärente Addition zweier Wellenzüge die doppelte Intensität an zwei Grenzflächen.

Neben den Interferenzeffekten muß die Absorption im Radiator berücksichtigt werden. Daher führt man einen komplexen Phasenfaktor C ein, der beide Effekte einschließt:

$$C = C_1 \cdot C_2, \quad C_j = \exp\left(i\phi_j(\omega) - \frac{\sigma_j(\omega)}{2}\right), \quad (3.7)$$

wobei $\sigma_j(\omega) = \mu_j(\omega)\rho l_j$ die Absorption in der Folie ($j=1$) bzw. dem Gas ($j=2$) mit den Röntgenabsorptionskoeffizienten $\mu_j(\omega)$ repräsentiert.

Multipliziert man diesen Phasenfaktor mit Gleichung 3.1 und addiert die Amplituden von N Folien entsprechend ihrer Phasenfaktoren kohärent, so führt dies zu einer geometrischen Reihe. Die abgestrahlte Energie eines Folienstapels wird durch Bildung des Absolutquadrates erhalten:

$$\left. \frac{d^2 W}{d(\hbar\omega)d\Theta} \right|_N = \left. \frac{d^2 W}{d(\hbar\omega)d\Theta} \right|_{\text{Folie}} \cdot |I^{(N)}|^2, \quad (3.8)$$

mit

$$I^{(N)} = \frac{1 - C^N}{1 - C}.$$

Um das Energiespektrum zu erhalten, muß diese Gleichung über den Winkel integriert werden (vgl. [31, 63]). Sie stellt eine Reihe von δ -Funktionen der Höhe N^2 dar. Für große Folienabstände kann man jedoch die Interferenzeffekte zwischen verschiedenen Folien vernachlässigen. Gleichung 3.8 vereinfacht sich dann zu:

$$\left. \frac{d^2 W}{d(\hbar\omega)d\Theta} \right|_N = \left. \frac{d^2 W}{d(\hbar\omega)d\Theta} \right|_{\text{Folie}} \cdot N_{eff}(\omega), \quad (3.9)$$

mit der effektiven Folienzahl:

$$N_{eff}(\omega) = \frac{1 - e^{N\sigma(\omega)}}{1 - e^{\sigma(\omega)}}, \quad \sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + \sigma_2(\omega).$$

Die effektive Folienzahl N_{eff} gibt an, wieviel Folien bei einer bestimmten Photonenergie zur Erzeugung von Übergangsstrahlung zur Verfügung stehen. Wie in Abbildung 3.5 zu erkennen ist, nähert sich diese Größe für hohe Photonenergien dem Wert der tatsächlichen Folienzahl N . Niedrige Photonenergien werden durch Photoabsorption im Radiator unterdrückt.

Die Annahme, daß die Interferenzeffekte verschiedener Folien relativ gering sind, bestätigt sich in der genauen Rechnung. In Abbildung 3.4 erkennt man, daß die Extrema im Spektrum des Radiators praktisch an den selben Stellen liegen wie bei der Folie. Daher führen Variationen der Abstände nur zu geringen Unterschieden in der Photonausbeute.

In Abbildung 3.6 ist das nach Gleichung 3.8 berechnete Energiespektrum für den im H1-Experiment benutzten Folienradiator dargestellt. Dabei wurden nicht nur die Foliendicke und -abstände für die Berechnung benutzt, sondern es ging auch die angenommene Streuung dieser Werte (vgl. Tabelle 3.1) mit in die Rechnung ein, indem man die δ -Funktionen in Gleichung 3.8 durch die Gammaverteilung ersetzte (vgl. [31, 63]). Auch hier fällt auf, daß der niederenergetische Teil des Spektrums unterdrückt ist. Dies ist jedoch aus dem Verlauf von N_{eff} zu erwarten. Die Unterschiede zwischen produziertem und in der Kammer absorbiertem Spektrum lassen sich bei Energien bis 10 keV durch die Absorption in den Materialien vor dem Eintrittsfenster erklären. Erst für höhere Energien führt auch die Abnahme des Absorptionskoeffizienten von Xenon zu einem verringerten Nachweis von Übergangsstrahlung.

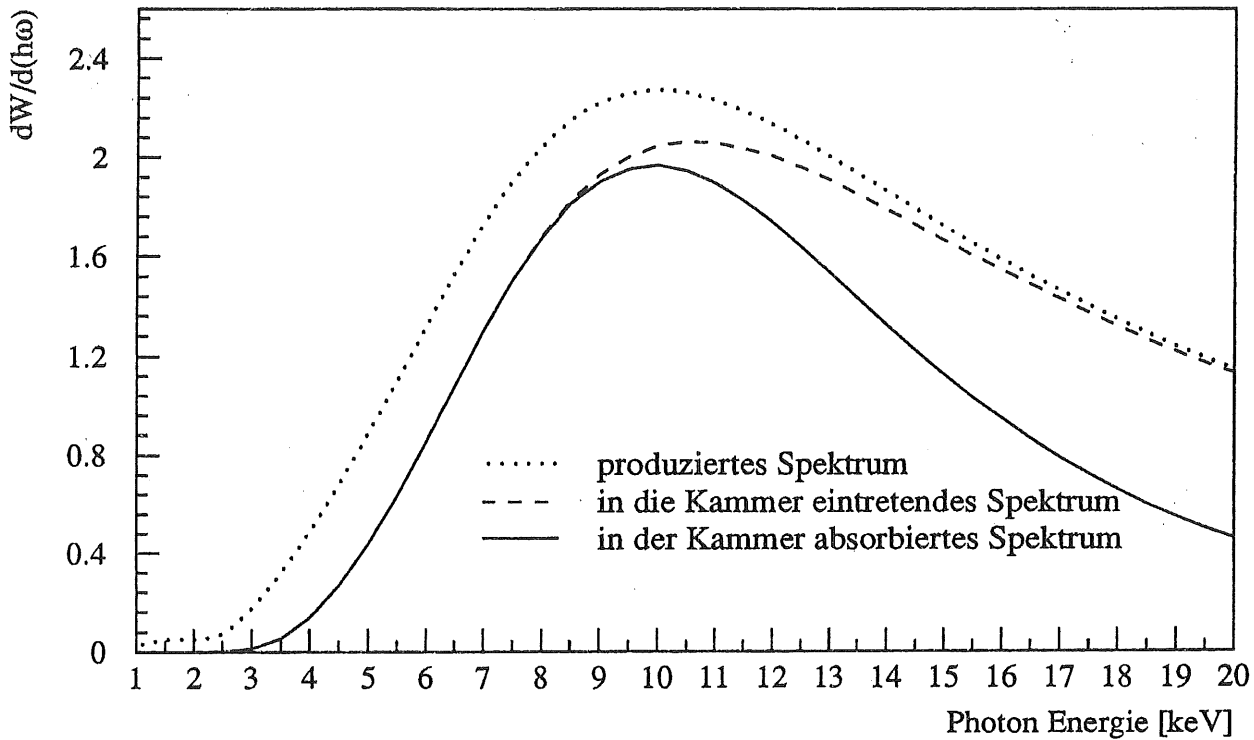


Abbildung 3.6: Berechnetes Energiespektrum für den im H1-Detektor benutzten Folienradiator bei $\gamma = 10000$. Obere Kurve: produziertes Spektrum, Mitte: unter Berücksichtigung der Materialien des Eintrittsfensters, Unten: in 12 cm Nachweisraum und 30% Xenon absorbiertes Spektrum.

Plasmafrequenz der Folie (Polypropylen)	19	eV
Dichte des Gases (Luft) im Radiator	0.00117	g/cm ³
Folienichte	0.91000	g/cm ³
Folienabstand	231	μm
Folienstärke	19	μm
Anzahl der Folien	400	
Fehler des Folienabstands	5	%
Fehler der Folienstärke	1	%
Radiatordicke	10	cm
Radiatordichte	0.06916	g/cm ³
Dicke der Feldformungsstreifen (Al)	12	μm
Dicke der Mylar-Folien	75	μm
Größe des Nachweisraums	12	cm

Tabelle 3.1: Werte, die für die Berechnung des H1-Übergangstrahlungsspektrums benutzt wurden.

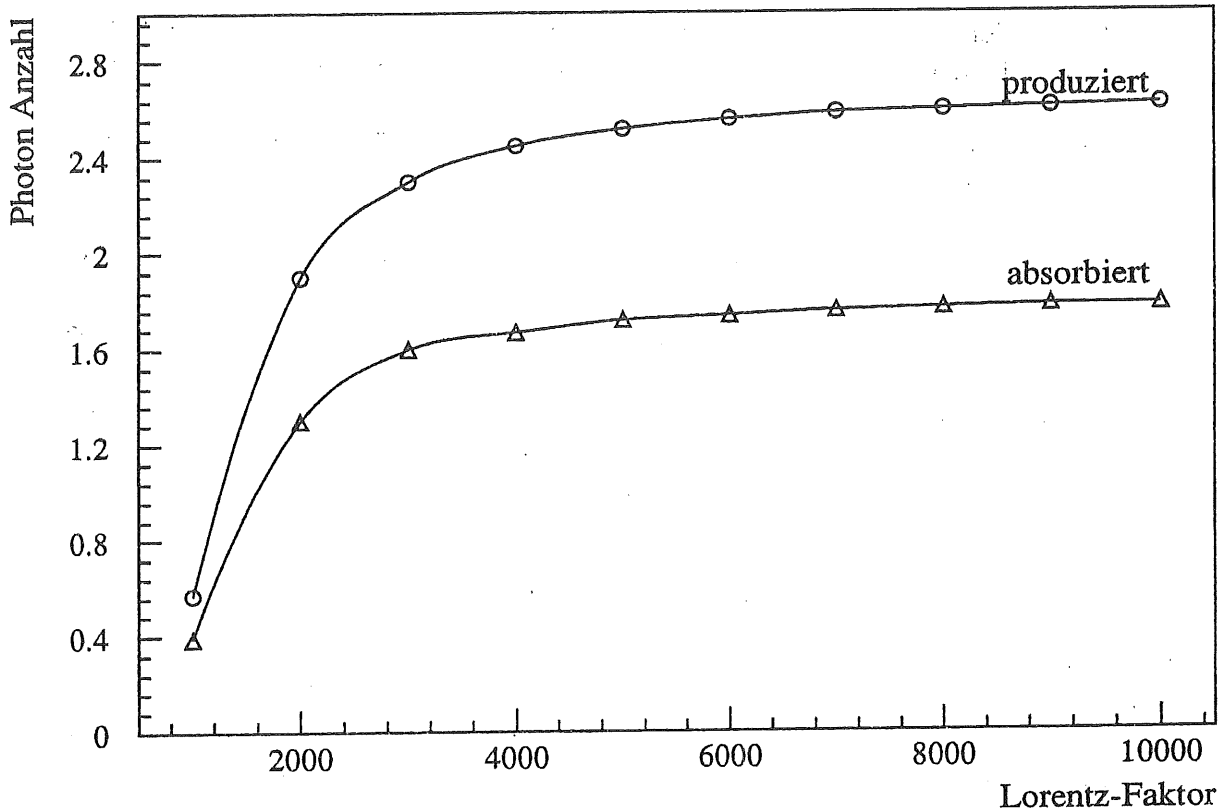


Abbildung 3.7: Anzahl der produzierten und in 12 cm absorbierten Übergangsstrahlungsphotonen als Funktion des Lorentz-Faktors, für den im H1-Detektor benutzten Folienradiator bei 30% Xenon-Anteil.

Durch die Integration von Gleichung 3.8 erhält man die insgesamt abgegebene Energie. Unter Berücksichtigung der Absorption in einer Kammer der Dicke L , erhält man die Zahl der absorbierten Photonen.

$$N_{abs} = \int_0^{\infty} (1 - e^{-\mu(\hbar\omega)L\rho}) \cdot \frac{W(\hbar\omega)}{\hbar\omega} d(\hbar\omega). \quad (3.10)$$

Die Abhängigkeit der produzierten und absorbierten Photonenzahl vom Lorentzfaktor für den im H1-Experiment benutzten Radiator zeigt Abbildung 3.7. Hier erkennt man die oben erwähnte Sättigung für große γ .

Aus dem oben Gesagten lassen sich einige Forderungen für den Radiatorbau zusammenfassen:

- Die Übergangsstrahlungsausbeute ist proportional zur Differenz der Plasmafrequenzen von Folie und Gas. Da die Plasmafrequenz vor allem von der Dichte abhängt, sollte die Dichte der Folie möglichst groß, die des Gases möglichst klein sein.
- Demgegenüber sollten beim Radiator die verwendeten Materialien eine niedrige Kernladungszahl Z haben, da der Photoabsorptionsquerschnitt sehr stark mit der Kernladungszahl Z wächst (vergleiche folgendes Kapitel). Heute benutzt man meistens Kohlenstoff und Kohlenwasserstoffe z.B. Polypropylen,

Polyethylen oder Mylar als Radiatormaterial. Diese sind leicht zu handhaben, preiswert, ungefährlich und als Folien, Fasern oder Schaumstoffe erhältlich.

- Folien- bzw. Faserdicke und die entsprechenden Abstände können für den zu untersuchenden γ -Bereich optimiert werden.
- Folien haben gegenüber Fasern den Vorteil einer praktisch genau definierten Dicke. Je nachdem an welchem Punkt ein Teilchen eine Faser durchfliegt, erscheint sie unterschiedlich dick, d.h. man hat eine starke Variation der Dicke entlang des Faserdurchmessers. Dadurch, daß ein Teil der Teilchen die Fasern an einem schmalen Punkt durchfliegt, erzeugen auch Pionen schon bei niedrigeren Energien ($E > 30$ GeV) Übergangsstrahlungsphotonen. Die Trennschwelle zwischen Pionen und Elektronen sinkt also.

3.2 Nachweismechanismen in Gasen

Die im Radiator erzeugte Übergangsstrahlung muß mit einem geeigneten Detektor nachgewiesen werden. Im allgemeinen benutzt man dazu Proportionalkammern, die mit einem Gas gefüllt sind, das einen großen Absorptionsquerschnitt für weiche Röntgenstrahlung besitzt. Im H1-Experiment benutzt man eine Driftkammer, die auch gleichzeitig der Spurbestimmung dient [5, 36, 37, 51, 71]. In dieser Kammer mißt man auf dem Zählendraht gleichzeitig den Ionisationsverlust und die absorbierte Übergangsstrahlung. Im folgenden Kapitel werden der Ionisationsprozeß, die Photoabsorption und das Prinzip einer Driftkammer beschrieben.

3.2.1 Ionisation durch geladene Teilchen

Ein geladenes Teilchen, das durch eine Driftkammer fliegt, wechselwirkt mit der umgebenden Materie. Ionisierende Stöße der durchfliegenden Teilchen mit Gasatomen und -molekülen führen zu Elektron-Ionenpaaren entlang der Teilchenspur. Die Zahl der primär gebildeten Ionenpaare pro cm ist klein (vgl. Tabelle 3.2). Es han-

Gas	Z	A	Dichte [g/cm ³]	W_i [eV]	I_0 [eV]	dE/dx [keV/cm]	n_{prim} [1/cm]	n_{tot} [1/cm]
He	2	4	$1,66 \cdot 10^{-4}$	41	24,6	0,32	5,9	7,8
Ar	18	39,9	$1,66 \cdot 10^{-3}$	26	15,8	2,44	29,4	94
Xe	54	131,3	$5,49 \cdot 10^{-3}$	22	12,1	6,76	44	307
CH ₄	10	16	$6,7 \cdot 10^{-4}$	28	13,1	1,48	16	53
C ₂ H ₆	18	30	$1,34 \cdot 10^{-3}$	26,5	11,7	2,71	27	102

Tabelle 3.2: Eigenschaften einiger Gase; W_i : Ionisationsenergie pro Paar, I_0 : mittleres Ionisationspotential, dE/dx : minimaler Energieverlust, $n_{\text{prim}}, n_{\text{tot}}$: Anzahl der pro Zentimeter erzeugten primären bzw. totalen Paare für minimal ionisierende Teilchen [15, 55].

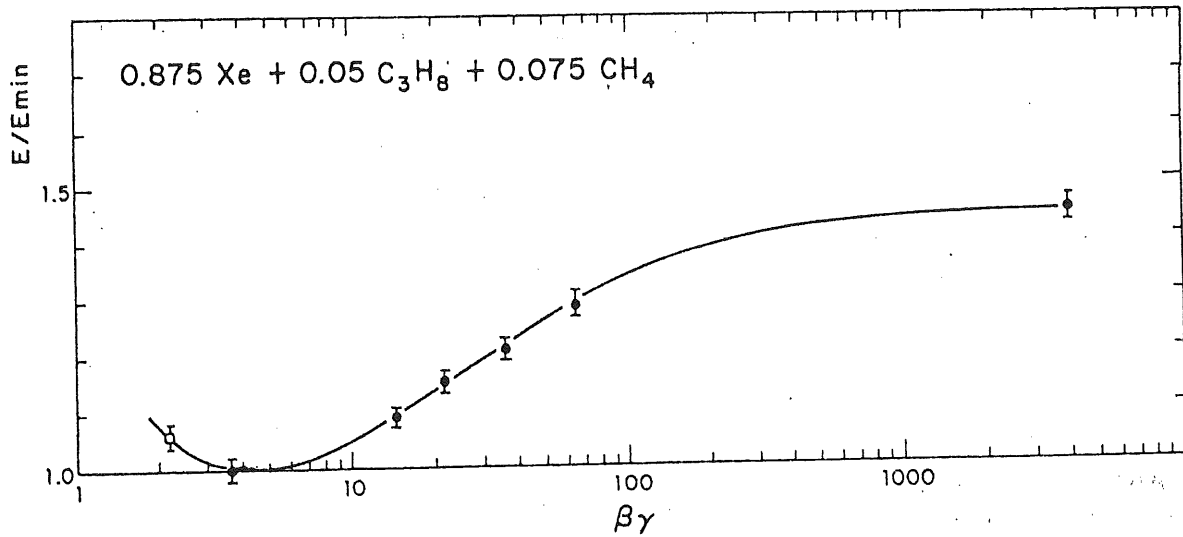


Abbildung 3.8: Relativer Energieverlust E/E_{\min} (bezogen auf den minimalen Ionisationsverlust) geladener Teilchen als Funktion des Lorentzfaktors [70].

delt sich um einen statistischen Prozeß, d.h. die Anzahl der erzeugten Ladungspaare gehorcht der Poisson-Statistik.

Der mittlere Ionisationsverlust pro Wegstrecke eines nicht zu hochrelativistischen geladenen Teilchens läßt sich durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben [50]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \cdot \frac{Zz^2}{A} \cdot \frac{\rho}{\beta^2} \cdot \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_M}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta(\beta) \right), \quad (3.11)$$

mit

$$K = \frac{2\pi N_A e^4}{m_e c^2} \approx 0,154 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

$$E_M = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad \text{maximaler Energietransfer pro Stoß}$$

$$\approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad \text{für } 2\gamma m_e/M \ll 1$$

$\delta(\beta)$: Dichtekorrektur, abhängig vom Gas und vom Teilchenimpuls

Hierbei wird mit N_A die Avogadrokonstante, m_e und e die Elektronenmasse und -ladung, Z bzw. A die Kernladungs- bzw. Massenzahl, ρ die Dichte, $I \approx 16 \cdot Z^{0,9}$ eV das mittlere Ionisationspotential und z bzw. β die Ladung bzw. Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit des durchfliegenden Teilchens bezeichnet. M ist die Masse des durchfliegenden Teilchens.

Der Energieverlust ist unabhängig von der Masse M der ionisierenden Teilchen. Man kann drei Bereiche unterscheiden (vgl. Abbildung 3.8). Für kleine Geschwindigkeiten fällt der Ionisationsverlust mit β^{-2} , erreicht ein Minimum bei etwa $\beta\gamma = 3$ und wächst danach logarithmisch an. Dann tritt ein Sättigungseffekt ein, der zu einem konstanten Energieverlust führt, der etwa das 1,3- bis 1,5-fache des Minimums beträgt. Dieser Bereich wird als Fermi-Plateau bezeichnet.

Ein Teil der primär ionisierenden Stöße ist so stark, daß die ausgeschlagenen Elektronen weiter ionisieren können. Diese sogenannten δ -Elektronen werden praktisch senkrecht zur Flugrichtung des ionisierenden Teilchens ausgesandt. Die Reichweite der δ -Elektronen beträgt in Gasen ca. 100 μm . Die entstandenen Ladungscluster ähneln sehr den von Übergangsstrahlungsphotonen erzeugten Ladungswolken, sie sind jedoch statistisch entlang der Spur verteilt. Die Anzahl N der δ -Elektronen mit einer kinetischen Energie $E_M \gg T \gg I$ ist gegeben durch die Rutherford-Formel [48, 50, 55]:

$$\frac{d^2 N}{dT dx} = K \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho}{\beta^2} \cdot \frac{1}{T^2}, \quad (3.12)$$

d.h. man findet ca. 0,01 bis 0,07 δ -Elektronen pro cm Gas mit Energien über 5 keV.

Abbildung 3.9 zeigt eine gemessene Energieverteilung. Diese kann näherungsweise durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right), \quad (3.13)$$

mit:

$$\lambda = \frac{E - E_p}{E_m}.$$

Dabei bezeichnet E_m den mittleren und E_p den wahrscheinlichsten Energieverlust. λ ist also ein Maß für die Abweichung der Energie E vom wahrscheinlichsten Wert, normiert auf den Mittelwert.

Für Elektronen muß man Gleichung 3.11 leicht modifizieren. Beispielsweise bedingt die Nichtunterscheidbarkeit des einlaufenden und getroffenen Hüllenelektrons einen Faktor 1/2 in dem maximalen Energietransfer E_M [48, 50]. Alle zu berücksichtigenden Effekte ergeben aber nur Korrekturen, die kleiner als 10% sind.

Für Elektronen oberhalb der kritischen Energie E_c , die bei den verwendeten Gasen bei einigen 100 MeV liegt, ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung, d.h. die Abstrahlung von Photonen im Kernfeld, nicht vernachlässigbar. Da der Wirkungsquerschnitt proportional zur Energie der Elektronen ist, dominiert dieser Effekt für die untersuchten Elektronenergien. Die Energie der erzeugten Bremsstrahlungsphotonen reicht bis zur kinetischen Energie der durchfliegenden Elektronen. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit ein hochenergetisches Bremsstrahlungsphoton in Gasen zu erzeugen sehr gering, da die Strahlungslänge X_0 für Gase bei einigen hundert Metern liegt. Für die Ionisation in einer Driftkammer interessieren im wesentlichen nur kleine Energieüberträge. Daher wird im allgemeinen auch hier Formel 3.11 benutzt.

3.2.2 Photoabsorption

Ebenso wie geladene Teilchen können Photonen im Bereich der Röntgenstrahlung Gase ionisieren, indem sie absorbiert oder gestreut werden. Für die Intensität I eines Photonenstrahls mit der ursprünglichen Intensität I_0 gilt nach Durchfliegen einer Schicht der Dicke L :

$$I = I_0 e^{-\mu(\hbar\omega)\rho L}. \quad (3.14)$$

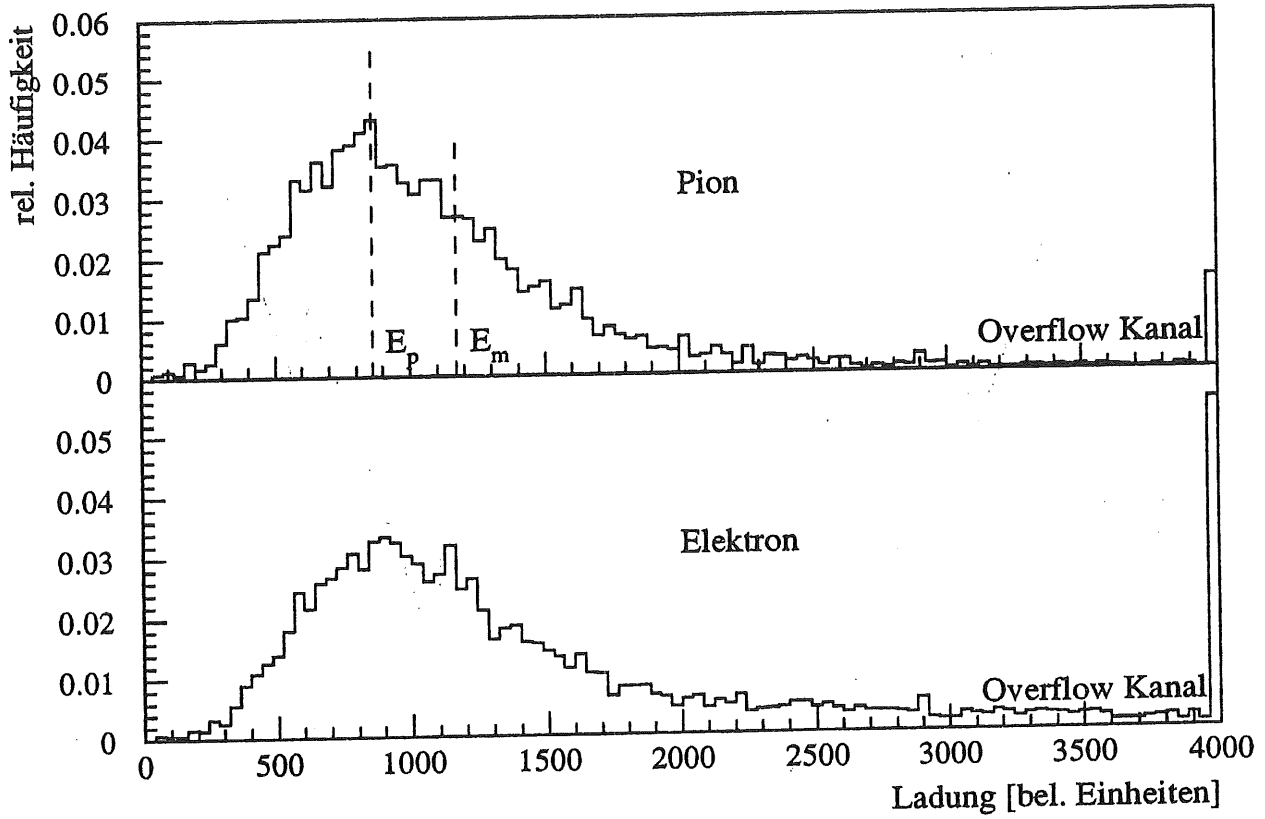


Abbildung 3.9: Gemessene Energieverteilung für Elektronen und Pionen. E_m bezeichnet den mittleren und E_p den wahrscheinlichsten Energieverlust. Für ca. 1 cm Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40 und 30 GeV/c.

Dabei bezeichnet $\mu(\hbar\omega)$ den energieabhängigen Massenabsorptionskoeffizienten. Xenon hat den größten Wirkungsquerschnitt für Photonen, die Energien zwischen 5 und 15 keV besitzen (vgl. Abbildung 3.10). Bei diesen Energien überwiegt in Xenon der Photoeffekt, gefolgt von der Comptonstreuung, die jedoch nur wenige Prozente im Wirkungsquerschnitt ausmacht. Die Energie der meisten absorbierten Photonen wird in unmittelbarer Nähe (90% innerhalb 150 μm für 100% Xenon bei 1 atm) der Teilchenspur deponiert (vgl. [21]).

Der Photoeffekt läßt sich folgendermaßen erklären: Ein absorbiertes Photon hebt ein Elektron der Atomhülle von einer inneren Schale in einen weniger stark gebundenen Zustand. Normalerweise ist damit Ionisation verbunden, d.h. das Hüllenelektron wird ins Kontinuum angehoben. Für den Photoabsorptionquotienten gilt näherungsweise [38]:

$$\mu(\hbar\omega) \propto \frac{Z^{3...4}}{(\hbar\omega)^3} \quad (3.15)$$

Im Absorptionsspektrum sind zusätzlich Absorptionskanten vorhanden, die ein sprunghaftes Ansteigen des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Photonfrequenz anzeigen. Diese Kanten treten immer dann auf, wenn die Photonenergie für

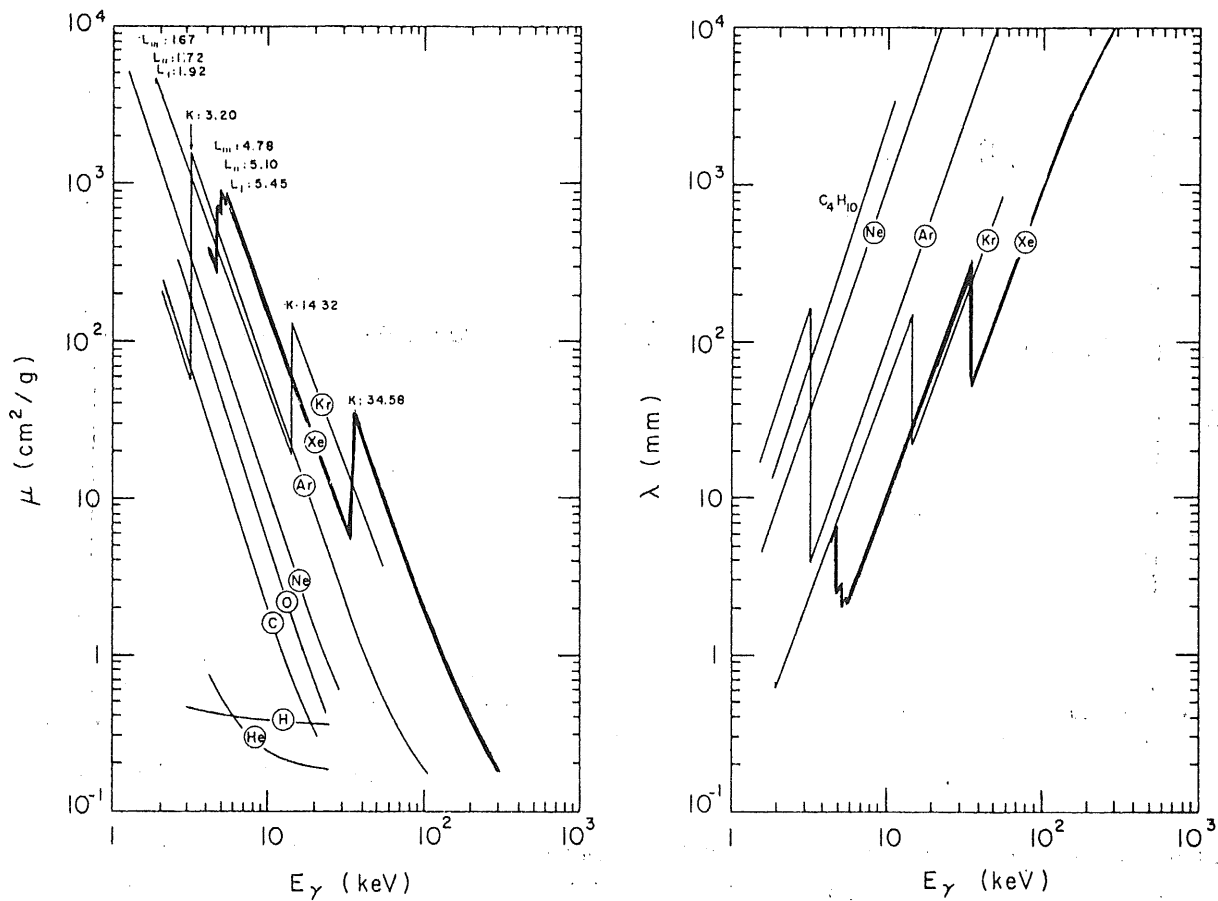


Abbildung 3.10: links: Photoabsorptionskoeffizienten und rechts: mittlere Reichweite bei Normalbedingungen als Funktion der Photonenergie für verschiedene Gase [55].

Element	Grenzenergien in keV					Fluoreszenzausbeute	
	K	L_I	L_{II}	L_{III}	$M_I - M_V$	ω_K	ω_L
Argon	3,202	0,320	0,247	0,245	0,003 - 0,001	0,115	$\approx 0,0$
Krypton	14,326	1,921	1,727	1,674	0,223 - 0,089	0,646	0,075-0,13
Xenon	34,561	5,453	5,104	4,782	0,999 - 0,672	0,889	0,1

Tabelle 3.3: Energien und Fluoreszenzausbeuten für K-, L- und M-Strahlung für verschiedene Elemente [6, 8].

einen Absorptionsübergang aus einer weiteren, tieferen Schale ausreicht. Die Kanten besitzen Unterstrukturen entsprechend der Feinstruktur der Atomhülle.

Die Energie der beim Photoeffekt ausgeschlagenen Elektronen entspricht der Frequenz der eingestrahnten Photonen abzüglich der benötigten Ionisierungsenergie der entsprechenden Schale. In Tabelle 3.3 findet man die Grenzenergien der K-, L- und M-Schalen für einige Gase.

Für die angeregten Atome gibt es zwei Möglichkeiten, in den Grundzustand zurückzukehren. In beiden Fällen wird zunächst das durch Photoabsorption entstandene Loch durch ein Elektron aus einer äußeren Schale gefüllt. Beim Auger-Effekt (Innerer Photoeffekt) wird dabei die frei werdende Energie durch Emission eines Elektrons aus einer äußeren Schale abgegeben. Wird z.B. ein Elektron durch Photoabsorption aus der K-Schale geschlagen, so hat das sekundäre Elektron aus der L-Schale eine kinetische Energie von: $E_{Kin} = E_K - 2E_L$, wobei E_K bzw. E_L die Bindungsenergien der Elektronen aus den entsprechenden Schalen sind.

In Xenon reichen die Energien der Übergangsstrahlungsphotonen nur zur Ionisation der L-Schale aus. Die entstehenden sekundären Auger-Elektronen besitzen dementsprechend Energien von wenigen keV (vgl. Tabelle 3.3). Sie fliegen nur wenige μm und können nicht vom übrigen Ionisationsverlust der primären Teilchen getrennt werden.

Bei der zweiten Möglichkeit der angeregten Atome ihre Energie abzugeben, der sogenannten Röntgen-Emission, wird ebenfalls das entstandene Loch von einem Elektron der äußeren Schale aufgefüllt. Dabei wird ein Fluoreszenzquant mit der Energiedifferenz der beiden Schalen emittiert. Die freie Weglänge dieser Photonen beträgt in Gasen bis zu einigen mm (siehe Abbildung 3.10), d.h. diese Photonen können sich zum Teil deutlich vom Entstehungsort entfernen, bevor sie selber absorbiert werden. Die Energie der Fluoreszenzquanten ist in jedem Fall kleiner als die Energie der Absorptionskante, an der das primäre Photon absorbiert wurde. Daher können die Fluoreszenzquanten beim erneuten Photoeffekt nur an einer energetisch niedrigeren Schale absorbiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß das angeregte Atom danach wieder ein Fluoreszenzquant abstrahlt, ist sehr gering, da die Fluoreszenzausbeute sehr stark in der Reihenfolge der Schalen K,L,M ... abnimmt. Der Abstrahlungswinkel der Fluoreszenzquanten ist isotrop, da sie unabhängig vom Ionisationsprozeß entstehen.

3.3 Zusammenfassung

Aus dem oben Gesagten lassen sich einige Folgerungen für die Teilchenidentifikation mittels Übergangsstrahlungsnachweis und dE/dx ableiten:

- Hochenergetische geladene Teilchen können im Prinzip durch den relativistischen Anstieg der Ionisation getrennt werden. Für Elektronen und Pionen mit einem Impuls von 5 GeV/c beträgt der Unterschied in der Ionisation ca. 30% [16]. Bei 50 GeV/c befinden sich allerdings beide Teilchenarten im Fermi-Plateau. Aufgrund der großen Breite der Energieverteilungen muß man den

Ionisationsverlust dE/dx jedes Teilchens sehr häufig messen, um eine gute Teilchentrennung erreichen zu können.

- Die Trennwahrscheinlichkeit läßt sich durch den Einsatz von Übergangsstrahlungsdetektoren deutlich verbessern, da die abgestrahlte Gesamtenergie vom Lorentzfaktor $\gamma = E/mc^2$ abhängt, d.h. vom Verhältnis der Energie E zur Masse m der Teilchen. Radiatoren, die aus einigen hundert Übergängen bestehen, erzeugen ca. 1 bis 2 Photonen bei Energien von ca. 5 bis 15 keV. Für den Nachweis der Übergangsstrahlungsphotonen eignet sich besonders Xenon, da es den höchsten Wirkungsquerschnitt für weiche Röntgenstrahlung besitzt.
- Im H1-Experiment sollen mittel- bis hochenergetische Elektronen ($1 < E < 50$ GeV/c) mittels Übergangsstrahlung nachgewiesen werden. Die Radiatoren müssen durch geeignete Wahl der Materialien und Dicken bzw. Abstände auf diesen Energiebereich optimiert werden. Dazu wurden Rechnungen durchgeführt, die auf einem von Garibian entwickelten Verfahren beruhen [31, 63].

4 Der Testaufbau

Im Sommer 1991 wurde am Super Proton Synchrotron SPS im CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) ein Test der radialen H1-Driftkammer und eines ca. 15 cm \varnothing großen Ausschnitts des H1-Folienradiators durchgeführt.

Mit der untersuchten Driftkammer soll im H1-Experiment neben dem Übergangsstrahlungsnachweis auch eine gute Spurbestimmung geladener Teilchen durchgeführt werden. Bei den Messungen wurden die Gasmischungen von 15 bis 30% Xenon, 30 oder 40% Ethan und dem Rest Helium und ein Argon-Ethan Gemisch im Verhältnis 1:1 verwendet. Die Argon-Ethan Mischungen dienten vor allem dem Vergleich mit früheren Driftzeit-Messungen und der genauen Bestimmung der Homogenität des Driftraums. Xenon-Mischungen wurden speziell für den Übergangsstrahlungsnachweis verwendet. Um den Untergrund absorbiertes Synchrotronstrahlung aus dem HERA-Ring in der Kammer gering zu halten, wird eine möglichst niedrige Xenon-Konzentration angestrebt, wodurch gleichzeitig auch die Betriebskosten gesenkt werden. In dem Test sollte die minimale Xenon-Konzentration bestimmt werden, mit der man signifikant Übergangsstrahlung nachweisen kann. Aus früheren Messungen erwartet man für die Ortsauflösung keine großen Unterschiede bei verschiedenen Xenon-Konzentrationen [71]. Simulationsrechnungen zeigen aber eine Verschlechterung der Elektron-Pion-Trennung für niedrige Xenon-Konzentrationen, da beim Anwachsen des Kohlenwasserstoffanteils auch der relative Untergrund aus δ -Elektronen zunimmt [35]. Aber auch für Xenon-Konzentrationen über ca. 30% gewinnt man nicht an Übergangsstrahlungssignal, da schon hier praktisch alle Übergangsstrahlungsphotonen absorbiert sind. Je nach Totraum am Anfang der Kammer kann sich die Trennung sogar wieder verschlechtern.

Im folgenden Kapitel wird der im Test benutzte Testaufbau erläutert. Es werden der H1-Radiator und seine Herstellung beschrieben und die radiale Driftkammer und das verwendete Gassystem vorgestellt.

4.1 Der H1-Radiator

Um ausreichend viele Übergangsstrahlungsphotonen zu erzeugen, besteht ein Radiator typischerweise aus einigen hundert Übergängen zwischen einem Gas und einem Festkörper. Für den H1-Detektor hat man sich für Polypropylen-Folienradiatoren entschieden. Folienradiatoren haben gegenüber anderen Radiatortypen den Vorteil der größten Regularität, da die Foliendicken und -abstände relativ genau eingehalten werden können. Daraus resultiert eine bessere Trennung zwischen Elektronen und Pionen. Polypropylen zeichnet sich durch seine gute thermische Verformbarkeit aus, die bei der Herstellung der Radiatoren ausgenutzt wurde.

Der H1-Detektor enthält im Vorwärtsbereich drei identische Übergangsstrahlungsradiatoren. Jeder dieser Radiatoren besteht aus 400 Polypropylen-Folien, die jeweils 19 μm dick sind. Die Gesamtdicke des H1-Radiators beträgt ca. 10 cm, das entspricht einem mittleren Abstand zwischen den Folien von ca. 230 μm . Die Radiatoren haben einen äußeren Durchmesser von 1,2 m und ein inneres Loch für

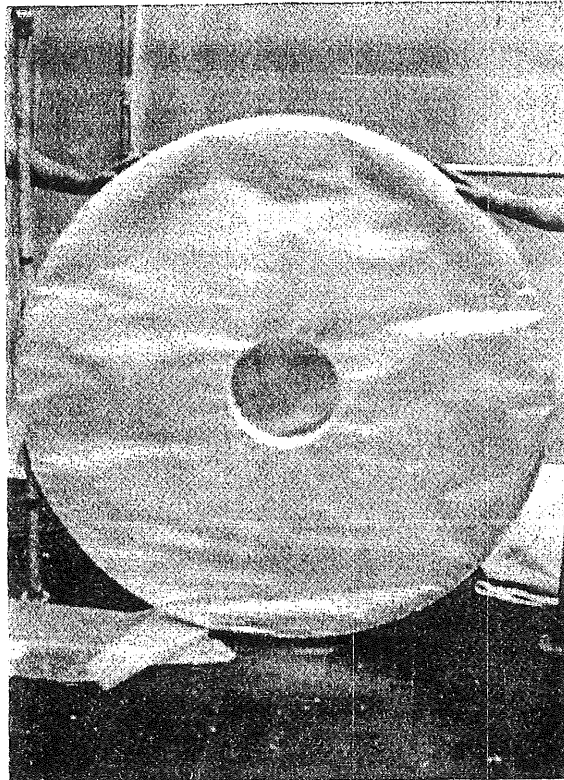


Abbildung 4.1: Photo des H1-Folienradiators.

das Strahlrohr von 32 cm (siehe Abbildung 4.1). Ihre Herstellung wird im folgenden Kapitel beschrieben.

4.1.1 Bau des H1-Folien-Radiators

Kunststoffolien neigen aufgrund der elektrostatischen Anziehung dazu, aneinander zu kleben. Für einen idealen Radiator benötigt man jedoch einen möglichst genau definierten, relativ großen Abstand zwischen den Folien. Der gewünschte Abstand wurde gewährleistet, indem man eine Wabenstruktur auf die Folien prägte. Es wurde dafür eine halbautomatische Maschine benutzt, die von der NA31-Gruppe in Orsay für den Radiatorbau ihres Experiments entwickelt wurde. Eine Beschreibung dieser Maschine findet sich in [7].

Hauptbestandteil der Maschine war eine achteckige ca. 2.4 m \varnothing große Stahlplatte, auf der ein Drahtnetz befestigt war. Das Netz bestand aus Quadraten mit je 2 cm Seitenlänge. Die Dicke der gedrillten Drähte betrug 400 μm . An den Stellen, wo das Netz an der Platte befestigt war, waren Löcher eingebohrt, an die Vakuumpumpen bzw. Pressluft angeschlossen wurde. Von oben konnte die Stahlplatte mit Infrarot-Strahlern (IR) erwärmt werden. Unterhalb der Platte war die Maschine mit einer zusätzlichen Widerstandsheizung ausgerüstet. Mit dieser Maschine wurde jede einzelne Folie einer speziellen Wärmebehandlung unterzogen, wodurch das Wabenmuster der Drähte aufgeprägt wurde. Anschließend wurden die Folien aufeinander gestapelt und die kompletten Folienstapel mit einem eigens dafür hergestellten heiz-

baren Werkzeug auf ihre endgültigen Dimensionen geschnitten. Da beim Schneiden der Radiatoren die Folien gleichzeitig an den Schneidekanten miteinander verschmolzen, erreichte man eine sehr große mechanische Stabilität. Zusätzlich wurden die Ränder noch mit glasfaserverstärktem Epoxy-Harz verklebt. Indem immer nur relativ kleine Teile des Umfangs schrittweise ausgeschnitten und anschließend verstärkt wurden, konnte die Spannung der Folien bis zum Schluß erhalten bleiben. Durch diese Verstärkung konnte erreicht werden, daß die Radiatoren selbsttragend wurden.

4.2 Die radiale Driftkammer

Geladene Teilchen und Photonen, die ein Gas durchfliegen, ionisieren dieses (Vgl.: Kapitel 3.2). Die durch die verschiedenen Ionisationsprozesse erzeugten Ladungen müssen gesammelt und registriert werden. Die dazu benutzten Driftkammern stellen eine Weiterentwicklung der zuerst von Charpak [14] entwickelten Vieldraht-Proportionalkammer dar. Sie bestehen aus einem Gasvolumen, in dem ein homogenes elektrisches Feld zwischen Anodendrähten und Kathode herrscht. Die durch die Ionisation erzeugten Elektronen und Ionen driften mit konstanter Geschwindigkeit entlang der elektrischen Feldlinien (sogenannte Driftlinien). In der Nähe der dünnen Anodendrähte ändert sich die Feldstärke und wird so groß, daß die beschleunigten Elektronen weitere Elektron-Ionen-Paare erzeugen können, die ihrerseits weiter ionisieren. Es bildet sich somit eine Ladungslawine aus. Die vom Anodendraht wegdriftenden Ionen induzieren dort einen elektrischen Puls. Seine Größe ist ein direktes Maß der abgegebenen Ladung. Durch Messung der Driftzeit kann man zusätzlich auf den Entstehungsort in Driftrichtung zurückschließen.

In der verwendeten radialen H1-Driftkammer verlaufen die Driftlinien senkrecht zur Teilchenstrahl- und Drahrichtung (vgl. Abbildung 4.2, 4.3 und 4.5). Auf den Signaldrähten wird die durch Ionisation entstandene Ladung über eine bestimmte Strecke entlang der Teilchenspur gesammelt (sogenannter Einzugsbereich ca. 1 cm). Diese Ladung ergibt auf dem Draht normalerweise nur einen Puls. Daher kann man bei der verwendeten Driftkammer innerhalb dieses Einzugsbereichs normalerweise nicht die einzelnen primären Ionisationen unterscheiden.

Die im Test verwendete Driftkammer ist identisch zu den drei radialen Driftkammern aufgebaut, die im H1-Vorwärtsdetektor benutzt werden. Sie dienen dort der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation. Letzteres geschieht über die Messung des Ionisationsverlustes dE/dx und durch den Nachweis von Übergangsstrahlung. Die Driftkammer wurde an der Universität Liverpool (Großbritannien) geplant und gebaut, wobei Erfahrungen benutzt werden konnten, die mit einer ähnlichen im CDF-Experiment am Fermilab eingesetzten Kammer gewonnen wurden [2]. Im folgenden Kapitel wird der mechanische und elektrische Aufbau der radialen H1-Driftkammer beschrieben.

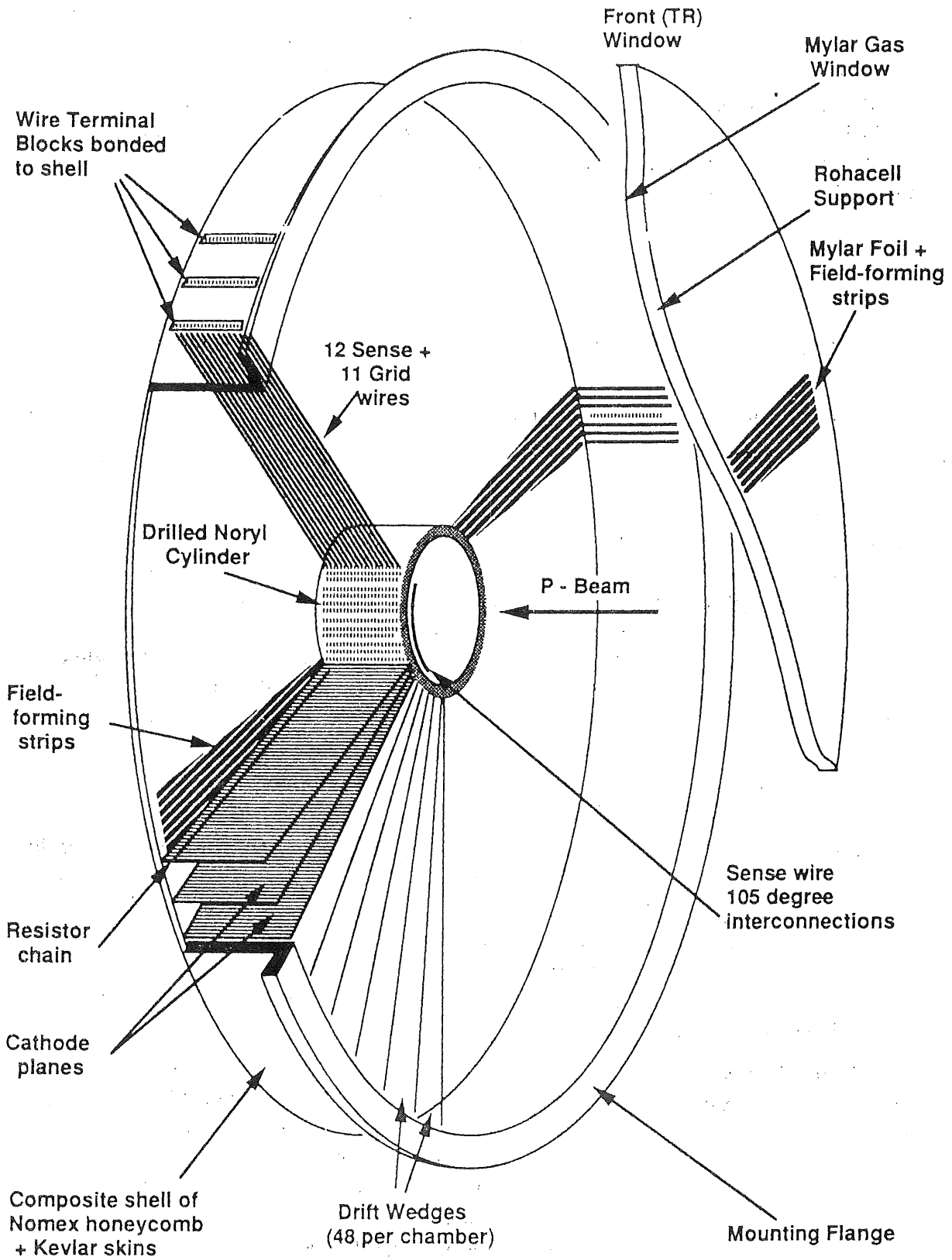


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der radialen Driftkammer.

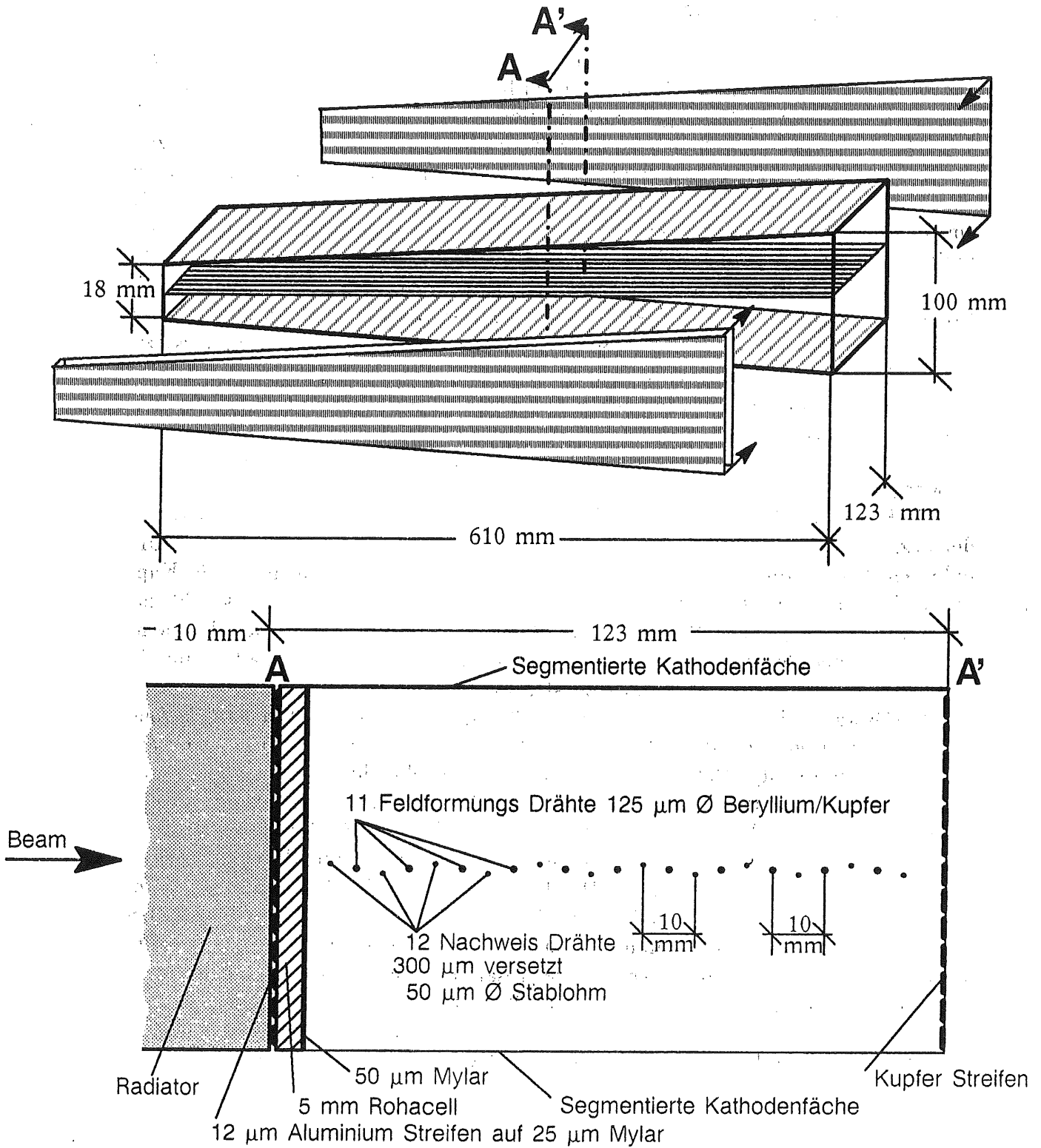


Abbildung 4.3: Segment der radialen Driftkammer. Oben: Explosionszeichnung; unten: Schnitt.

4.2.1 Mechanischer Aufbau

Die radiale Driftkammer besteht aus insgesamt 48 identischen Segmenten (engl.: wedge), die radial um das Strahlrohr angeordnet sind [9]. Sie ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Abbildung 4.3 zeigt eine Explosionszeichnung und einen Schnitt durch eines dieser Segmente. Es hat die Form einer Kuchenschnitte mit fehlender Spitze.

Der Driftraum der radialen Driftkammer hat einen äußeren Radius von 76 cm und einen inneren Radius von 15 cm, das ergibt einen effektiven Driftraum von 61 cm, wie aus Abbildung 4.3 (oberer Teil) zu ersehen ist. Jedes Segment der Kammer besitzt 12 aus Stablohm-800 mit 50 μm Durchmesser [13] und 11 Feldformungsdrähte aus Kupfer-Beryllium mit 125 μm Durchmesser. Alle Drähte verlaufen radial. Um eine gute Rechts-Links-Trennung der Teilchenspuren zu gewährleisten, sind die Nachweisdrahte abwechselnd $\pm 300 \mu\text{m}$ gegen die mittlere Drahtebene versetzt. Der Abstand zwischen zwei Signaldrahten beträgt 1 cm in Strahlrichtung, d.h. der Einzugsbereich eines einzelnen Drahtes beträgt ca $1 \pm 0,1$ cm. Der Nachweisraum ist also in 12 etwa gleich große Gebiete eingeteilt, die jeweils von einem Draht ausgelesen werden (Vgl. Abbildung 4.5). Unterschiede zwischen den Einzugsbereichen von ca. 10% ergeben sich vor allem durch die Drahtversetzung.

Die Kathodenflächen trennen die Segmente der radialen Driftkammer voneinander (vgl. Abbildung 4.2) Sie laufen in einem Winkel von $7,5^\circ$ aufeinander zu. Um dabei ein konstantes Driftfeld zu erhalten, sind diese Kathodenflächen in 86 Kupferstreifen unterteilt. Diese sind auf 0,6 mm dickem Epoxy-Papier senkrecht zur Drahttrichtung angeordnet. Sie sind 6 mm breit und haben 1 mm Abstand voneinander. Zwischen den Streifen ist jeweils ein 10 M Ω Widerstand geschaltet, um ein linear abnehmendes Potential zum schmalen Ende hin zu erhalten.

Der Gasraum der Kammer wird nach außen mit einer 50 μm dicken Mylarfolie abgeschlossen (vgl. Abbildung 4.3 unterer Teil). Vor dem Eintrittsfenster sind auf einer 25 μm dicken Mylarfolie Feldformungsstreifen angebracht. Zwischen dieser Folie und dem Eintrittsfenster ist eine 5 mm dicke Rohacell-Platte als Abstandshalter gelegt. Durch diesen Aufbau wird der Driftraum der Kammer nach vorne verlängert, was besonders wichtig ist, um die Kammer dort für absorbierte Übergangsstrahlungsphotonen sensitiv zu machen. Die Feldformungsstreifen bestehen aus 2 mm breiten und 12 μm dicken Aluminiumstreifen. Der Abstand zwischen den Streifen beträgt jeweils 3 mm. Aluminium hat einen relativ kleinen Wirkungsquerschnitt für weiche Röntgenstrahlung. Daher ist der gesamte Aufbau relativ durchsichtig für Übergangsstrahlung. Man verliert nur ca. 20% aller erzeugten Photonen in dem gesamten Eintrittsbereich.

Auf der hinteren Kammerseite sind Kupferstreifen zur Feldformung aufgebracht. Diese Streifen sind ebenfalls 2 mm breit und haben je 3 mm Abstand.

4.2.2 Elektrische Beschaltung und Elektrostatik

Die Elektrostatik der verwendeten Driftkammer entspricht in erster Näherung einer Kammer, die aus zwei unendlich großen parallelen Kathodenflächen besteht, wobei die Drähte parallel zueinander in der Mittelebene angeordnet sind. Die Koordinaten

der Drähte seien $y=0$ und $x=0, \pm 2a, \dots$. Die Ladung pro Längeneinheit sei q . Man erhält folgenden Potentialverlauf [25]:

$$V(x, y) = V_0 - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \ln \left(4 \cdot \left(\sin^2 \left(\frac{\pi x}{2a} \right) + \sinh^2 \left(\frac{\pi y}{2a} \right) \right) \right). \quad (4.1)$$

Für das elektrische Feld $E(r)$ kann man für verschiedene Grenzfälle Näherungsformeln angeben. Man erhält für kleine Drahtabstände $r = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$E(r) = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r}, \quad (4.2)$$

bzw. für hinreichend große Abstände:

$$E = E_D = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a}. \quad (4.3)$$

Das Driftfeld ist also in großer Entfernung vom Draht konstant und wächst in Drahtnähe proportional mit $1/r$.

Die radiale H1-Driftkammer entspricht der oben beschriebenen Geometrie nur in erster Näherung. Sie ist durch Kathodenflächen in einzelne Segmente unterteilt. Da die Kathodenflächen aus Feldformungsstreifen aufgebaut sind, die über eine Widerstandskette miteinander verbunden sind, erhält man innerhalb der Segmente die einfache Elektrostatik aus Gleichung 4.1.

Die Ein- und Austrittsfenster sind ebenfalls mit Feldformungsstreifen versehen, da die Kammer nicht unendlich weit ausgedehnt ist. Dadurch erhält man auch dort ein konstantes Driftfeld. Die Auswirkung dieser Streifen ist in Abbildung 4.6 deutlich zu erkennen. Für den Übergangsstrahlungsnachweis ist es sehr wichtig, daß am Eintrittsfenster alle Driftlinien auf einem Draht enden. Man ist dort etwas vom idealen Feldverlauf abgewichen, um einen toten Driftraum zu vermeiden.

Die elektrische Verschaltung der Kammer ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Kammer besitzt fünf Spannungen zur Versorgung der Feldformungs- und Kathodenstreifen. Die Nachweisdrähte sind zueinander parallel an eine eigene Hochspannung geschaltet. Die Feldformungsdrähte sind über die Vorverstärker auf Masse gelegt. Die beiden zentralen hinteren Feldformungsstreifen sind an der Spannung BKC (1) angeschlossen. Die vorderen zentralen Feldformungsstreifen werden über die Spannung FRI (4) versorgt, wodurch man eine genaue Anpassung des Potentialverlaufs unmittelbar vor dem ersten Signaldraht erreichen kann. Über eine Widerstandskette sind diese zentralen Feldformungsstreifen mit den übrigen vorderen Feldformern verbunden. Die äußersten Streifen sind zusätzlich über einen „Header“-Widerstand (RFH) an der Spannung CO (5) angeschlossen. Daneben liegen an dieser Spannung die Kathodenstreifen am weiten Ende eines Segments und über einen „Header“-Widerstand (RBH) die hinteren Feldformer. Die Kathodenstreifen am schmalen Ende der Segmente sind über einen „Tail“-Widerstand (RCT) an CI (2) angeschlossen, ebenso wie die hinteren Feldformer über RBT an BKI (3) anliegen.

Die einzelnen Feldformungs- und Kathodenstreifen sind über Widerstandsketten miteinander verbunden, um ein homogenes elektrisches Feld innerhalb eines Segments zu erreichen. Für die hinteren Feldformer bestehen diese aus 8 Abstufungen

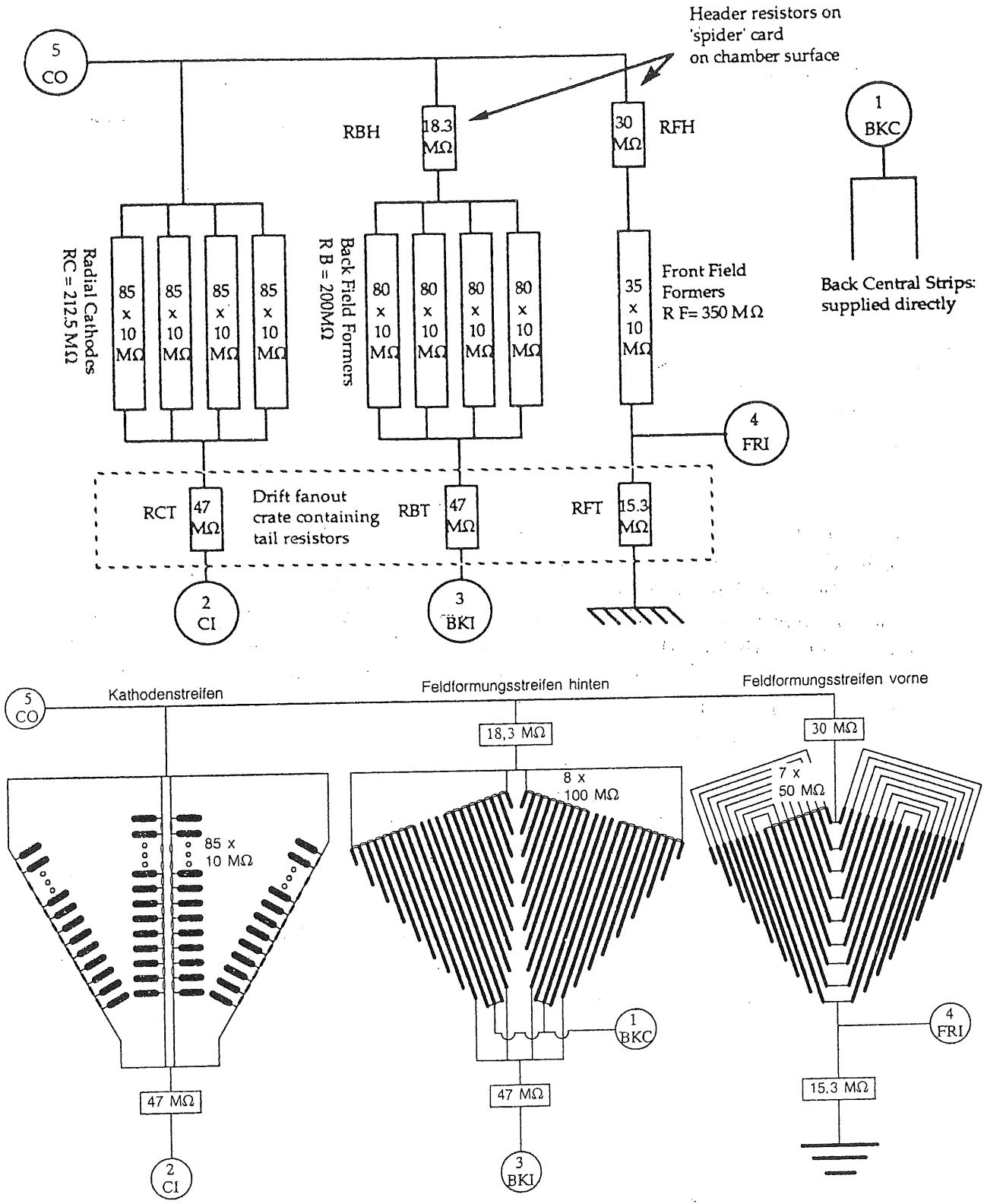


Abbildung 4.4: Schaltplan der radialen Driftkammer.

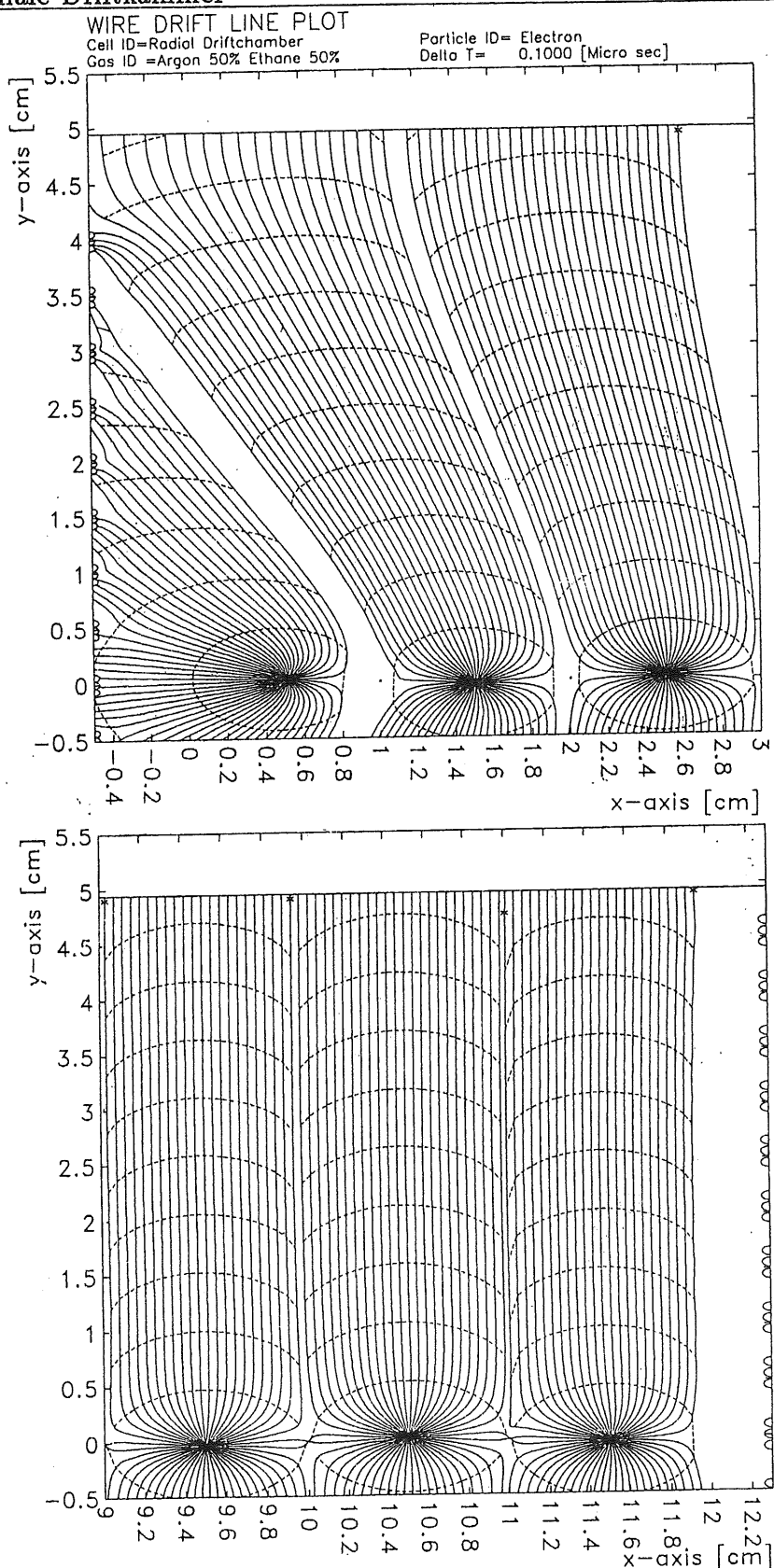


Abbildung 4.5: Simulierter Verlauf der Driftlinien in einem Segment der Kammer für die ersten (oben) und letzten (unten) drei Drähte. Die Simulation hat für das Eintrittsfenster nur qualitative Bedeutung, da Effekte durch das Dielektrikum (Rohacell) nicht berücksichtigt wurden. Zur Erklärung der Geometrie siehe Abbildung 4.3 und 4.6 [69].

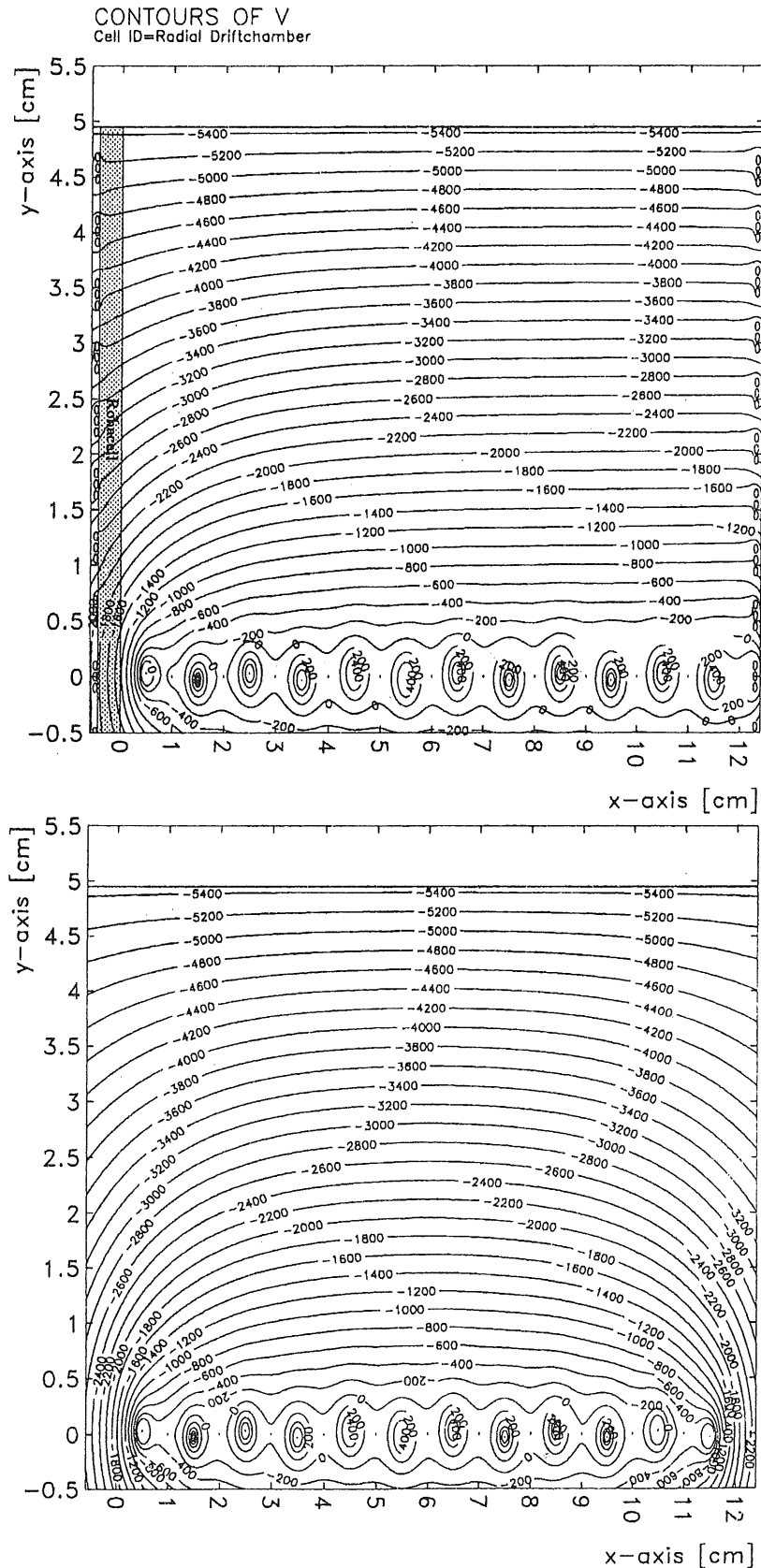


Abbildung 4.6: Simulierter Verlauf der Äquipotentiallinien in einem Schnitt durch ein halbes Segment der Kammer. **Oben:** mit Feldformungsstreifen; **unten:** ohne Feldformungsstreifen. Die Nachweisdrähte befinden sich bei $x=0,5$ $x=1,5 \dots$ und $y=0$, die Feldformungsdrähte bei $x=1$ $x=2 \dots$ und $y=0$. Die Kathodenflächen findet man bei ca. $y=5$. Bei $x=-0,5$ und $x=12,3$ liegen die Feldformungsstreifen (jeweils angenähert durch 3 Kreise). Das Eintrittsfenster befindet sich bei $x=0$ und das Austrittsfenster bei $x=12,3$ [69].

zu je $10 \times 10 \text{ M}\Omega$, für die vorderen aus 7 Abstufungen zu je $5 \times 10 \text{ M}\Omega$. Die 86 Kathodenstreifen verbindet jeweils ein $10 \text{ M}\Omega$ Widerstand.

Bei einem vorgegebenen homogenen Feld sind sämtliche Spannungen festgelegt. Berücksichtigt man in Gleichung 4.1 neben den Nachweisdrähten noch das Feld der Feldformungsdrähte, so kann man die Spannungen für die gegebene Kammergeometrie ausrechnen.

Bei einer vorgegebenen Gasmischung wird die Driftgeschwindigkeit durch das Driftfeld E_D bestimmt. Die Gasverstärkung wird durch das Feld auf der Oberfläche der Nachweisdrähte E_S festgelegt. Typische Werte für diese Felder sind z.B.: $E_D = 1,2 \text{ kV/cm}$ und $E_S = 170 \text{ kV/cm}$.

4.3 Das Gassystem

Abbildung 4.7 zeigt eine Prinzipskizze des verwendeten Gassystems. Die Aufgabe dieses Systems bestand darin, die Driftkammer mit Gas zu versorgen, wobei der Kammerdruck und die Gaszusammensetzung möglichst konstant zu halten waren. Daneben gestattete dieses System die Herstellung von Gasmischungen. Bei den Messungen wurden die Gasmischungen von 15 bis 30% Xenon, 30 oder 40% Ethan und dem Rest Helium und ein Argon-Ethan Gemisch im Verhältnis 1:1 verwendet.

Die Gaskontrolle erfolgte mit verschiedenen Meßgeräten. Der C_2H_6 -Anteil konnte mit Hilfe eines Infrarotmeßgerätes kontinuierlich bestimmt werden. Die Verunreinigung des Gases mit Sauerstoff konnte ebenfalls mit Hilfe eines speziellen Meßgeräts festgestellt werden. Mit Hilfe von Feuchtemessern (Hygro I und II) ließ sich der Wassergehalt im Gas messen.

Das Gassystem wurde im geschlossenen Kreis mit verschiedenen Reinigern betrieben. Ein Molekularsieb diente der Absorption von Wasserdampf, ein Deoxo entzog dem Gas Sauerstoff. Dadurch erreicht man eine besonders stabile Gasqualität. Wichtig ist ein geschlossener Kreis vor allem bei den Xenon-Mischungen, um die Kosten durch den hohen Preis von Xenon auf ein Mindestmaß zu beschränken.

Der Kammerdruck wurde von einem Mikroprozessor konstant überwacht und auf Atmosphärendruck gehalten, wobei die relativen Druckschwankungen kleiner als $\pm 50 \mu\text{bar}$ waren. Dazu wurde der Druck über elektrische Druckdosen (Genauigkeit $\pm 1 \mu\text{bar}$) direkt an der Kammer ausgelesen und Ein- und Auslaßmagnetventile automatisch geschaltet. Der Gasfluß konnte über Flußmesser am Ein- und Auslaß der Kammer abgelesen und manuell eingestellt werden.

4.4 Teststrahl und Auslesesystem

Der Test wurde am X5-Strahl des SPS im CERN durchgeführt [32]. Abbildung 4.8 zeigt die West Area, in der die Messungen durchgeführt wurden. Der Teststrahl wurde erzeugt, indem zunächst der Proton-Strahl des SPS mit einem Impuls von 450 GeV/c auf ein primäres Target T1 geschossen wurde. Hinter diesem Target wurden die zwei Strahlen H3 und H1/Y1 herausgebündelt. Der H3-Strahl enthielt negativ geladene Teilchen (π^- , e^-) mit 120 GeV/c . Er wurde nochmals in drei Strah-

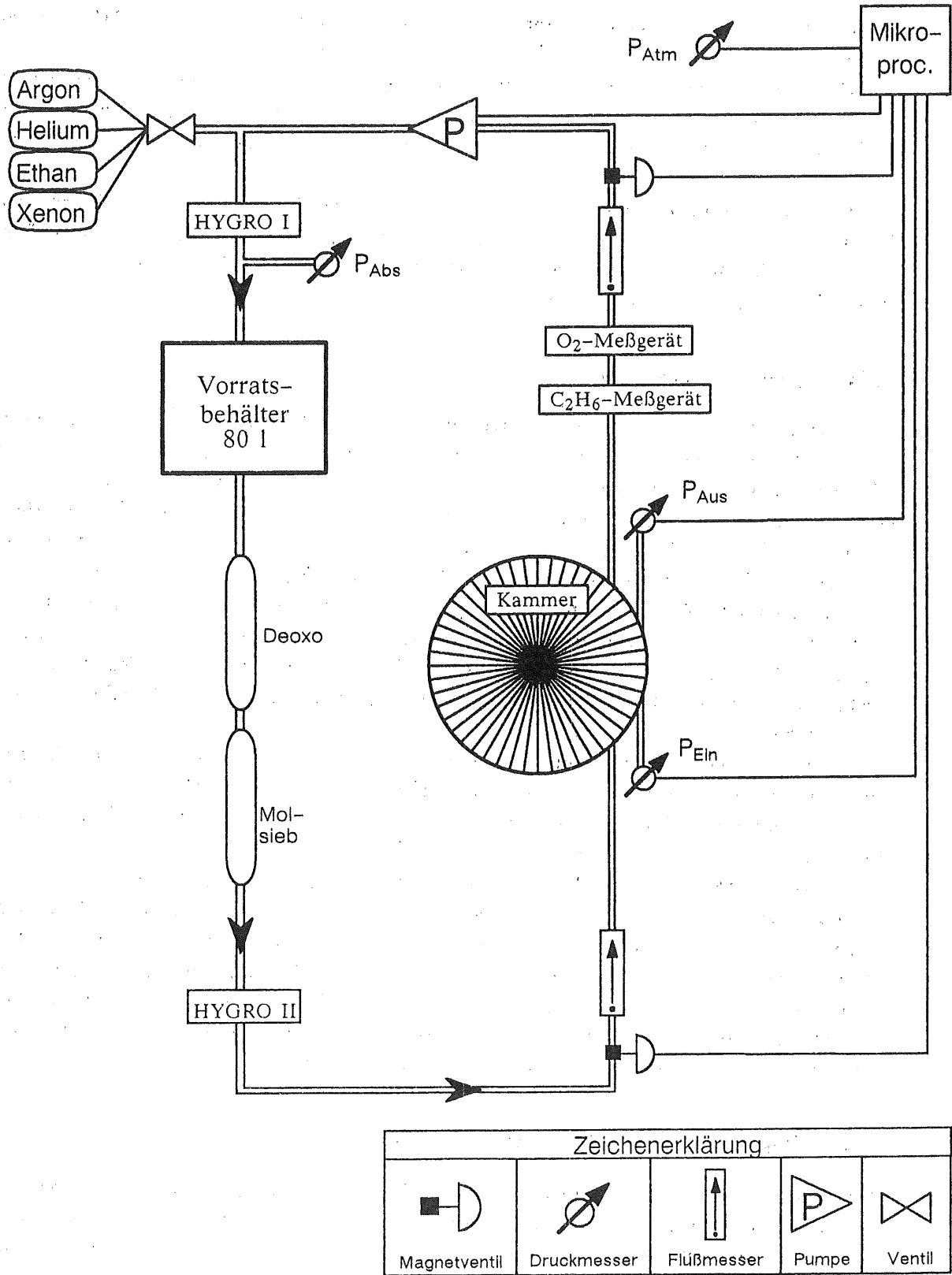
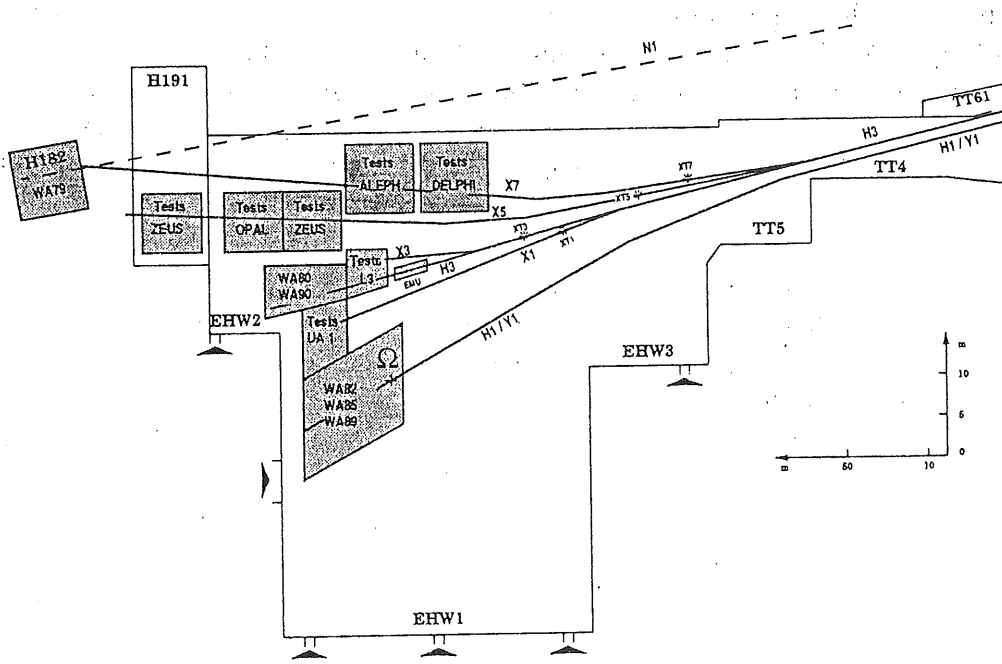


Abbildung 4.7: Vereinfachte Darstellung des Gassystems.



SPS WEST EXPERIMENTAL AREA
(situation for 1990)

Abbildung 4.8: Die SPS West Area. Der Test wurde am X5-Strahl im rechten „Test ZEUS“-Bereich durchgeführt. (Man beachte die verschiedenen Maßstäbe) [26].

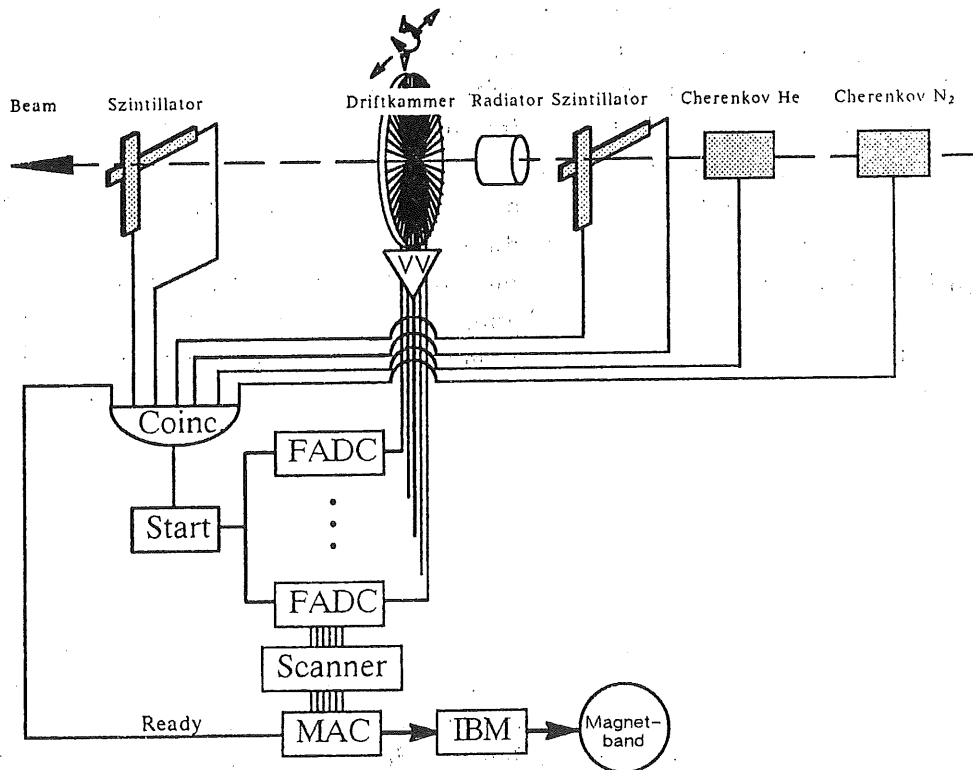


Abbildung 4.9: Skizze des Triggeraufbaus.

len geteilt, wobei der sogenannte X35 Strahl mit $\geq 10^7$ ein tertiäres Target traf, das den endgültigen X5-Teststrahl mit 10^2 bis 10^4 Teilchen pro Burst (Dauer ca. 2,5 s) erzeugte. Der X5-Strahl konnte über Kollimatoren, Magnete und Absorber in der Position, Energie und Teilchensorte vom Benutzer variiert werden. Der Abstand zwischen dem letzten Target und dem Detektor betrug ca. 200 m und der Strahlradius ca. 1–2 cm.

Bei dem Test wurden Elektronen und Pionen mit Impulsen von 5 bis 50 GeV/c benutzt. Die Teilchensorte konnte über das tertiäre Target (Blei bzw. Kupfer) und entsprechende Absorber (Blei) verändert werden. Zusätzlich standen zwei Gas-Čerenkov-Zähler (N_2 , He) zur Teilchenidentifizierung zur Verfügung. Die Teilchenstrahlen waren maximal zu 10% mit anderen Teilchen verunreinigt. Da die verwendeten Čerenkov-Zähler jedoch eine Effizienz von über 95% erreichten, war die Kontamination kleiner als 0,1%.

Eine Skizze des Triggers ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Zur Strahlfestlegung dienten je zwei gekreuzte Szintillationszähler vor und hinter der Kammer. Nur wenn alle Zähler ein Signal gesendet hatten, und die Datenaufnahme bereit war, wurden die Kammerpulse ausgelesen.

Die Signaldrähte wurden an zwei Seiten ausgelesen, um über Ladungsteilung auch eine Ortsinformation in radialer Richtung zu erhalten. Dazu wurden jeweils die Signaldrähte zweier Kammersegmente, die in einem Winkel von 105° zu einander standen, am inneren Radius miteinander verbunden. Durch diese Schaltung brauchen die Pulse nur am äußeren Radius der Kammer vorverstärkt und anschließend ausgelesen werden. Die Zahl der Auslesekanäle reduziert sich um den Faktor 1/2.

Die Pulse wurden zur späteren Analyse mit einem „FADC“ (schneller Analog-Digital-Wandler) des Typs F-1000 [19] digitalisiert. Dieser arbeitet mit einer Digitalisierungsfrequenz von 104 MHz. Er verarbeitet 255 Zeitschritte, das entspricht einem Zeitfenster von ca. $2,5 \mu\text{s}$. Durch ihn werden die Amplitudenwerte der Kammerpulse in 256 (8-Bit) Spannungsschritte aufgelöst.

Die Kennlinie des F-1000, d.h. die Umrechnungskurve der gespeicherten FADC-Daten in die ursprüngliche gemessene Ladung, ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Sie ist absichtlich nicht linear gewählt worden. Dies bedeutet einen größeren dynamischen Bereich und leichteres Erkennen kleiner Pulse, jedoch eine geringere Auflösung für hohe Pulse. Für die Umrechnung der gespeicherten nichtlinearen Amplituden A_{nlin} (FADC-Ausgang) in die linearen Werte A_{linear} (gemessene Ladung), wurde folgende Formel benutzt:

$$A_{lin} = A_{n.lin} \cdot \frac{1}{1 - \frac{0,75}{256} \cdot A_{n.lin}} \quad (4.4)$$

Die Daten des FADC wurden anschließend von einem Scanner (deutsch: Abtaster) untersucht. Die Aufgabe des Scanners bestand in der Reduzierung der Datenmenge. Dazu wurden die aufgenommenen Pulsamplituden durch einen schnellen Algorithmus analysiert. Dabei speicherte man nur die Amplitudenwerte, die oberhalb eines Schwellenwertes lagen. Zusätzlich wurden auch einige Zeitkanäle vor und hinter diesem Puls aufgenommen, wodurch eine spätere Analyse des Rauschsignals

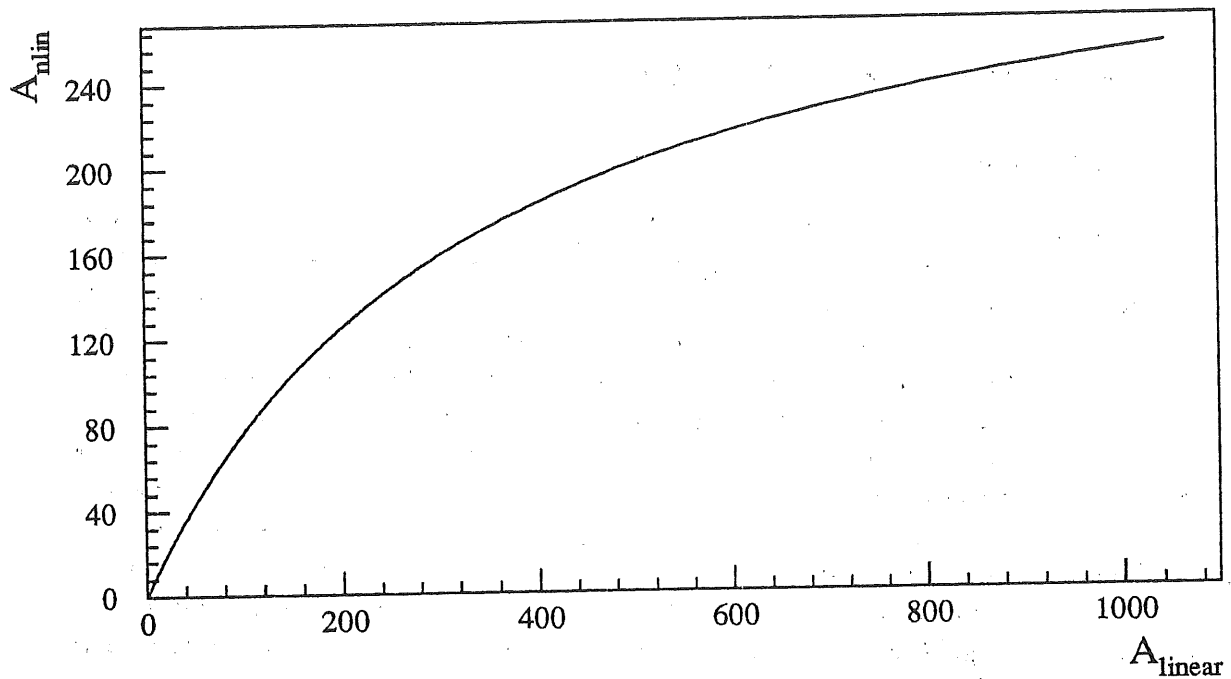


Abbildung 4.10: Nichtlineare Kennlinie des FADC F-1000.

und eine Bestimmung der Grundlinie ermöglicht wurde.

Die Steuerung des Scanners und Zwischenspeicherung der Daten einer Meßreihe mit üblicherweise 10^4 Ereignissen übernahm ein Rechner des Typs Mac II. Die Daten wurden anschließend auf die CERN-IBM kopiert und dort für die spätere Analyse auf Band gespeichert.

Die im Test verwendete Driftkammer und Ausleseelektronik entsprach dem im H1-Experiment verwendeten Aufbau. Es wurden aber nur 4 der 48 Segmente ausgelesen. Als Radiator diente ein ca. 15 cm \varnothing großer Ausschnitt des H1-Radiators. In seinen sonstigen Eigenschaften war er jedoch identisch zu dem H1-Radiator. Der Durchmesser des Radiators deckte die Strahlbreite von wenigen cm voll ab. Im Test wurde er jedoch nicht wie im H1-Experiment mit einer He/C₂H₆ Mischung gespült, sondern war mit Luft gefüllt. Dies läßt minimal schlechtere Teilchentrennungen erwarten. Die Zahl der in der Kammer absorbierten Photonen ist bei luftgefülltem Radiator um ca. 1% verringert.

5 Auswertung der Daten

5.1 Das Auswerte-Programm

Die Auswertung der Daten erfolgt mit dem dafür entwickelten Analyseprogramm RADIAN (Radial Analyse). Der Programmablauf läßt sich in verschiedene Schritte unterteilen. Zunächst werden die Rohdaten eingelesen und die gespeicherten nichtlinearen Daten nach Gleichung 4.4 auf eine lineare Skala umgerechnet. Anschließend führt man die Pulsfindung, Driftzeit- und Pulsintegralberechnungen und einen Spurfit für jedes Ereignis durch. Die Integrale entsprechen der in der Kammer abgegebenen Ladung bzw. der deponierten Energie. Sie werden so skaliert, daß man für die verschiedenen Drähte die gleiche Energieskala erhält. Die gemessenen Ladungen werden nach verschiedenen Methoden analysiert, und es wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der das ionisierende Teilchen einer bestimmten Teilchensorte zugeordnet werden kann. Dabei verwirft das Programm nicht eindeutig rekonstruierbare Ereignisse. Dazu gehören unter anderem Doppelspuren und Spuren mit Pulsen auf nur wenigen Drähten. Die verschiedenen Analysemethoden werden in den entsprechenden Kapiteln erläutert.

5.1.1 Datenstruktur

Analyseprogramme zur Teilchenidentifikation verlangen Eingabedaten in Form von digitalisierten Pulsen oder Pulsintegralwerten und Driftzeitmarken. Im H1-Experiment sind diese Daten in BOS-Bänken [11] organisiert, wobei die gleiche Datenstruktur wie im vorliegenden Test benutzt wird [47, 49]. Um die gewonnenen Daten auf verschiedenen Rechnern lesen und verarbeiten zu können, wurden die BOS-Bänke im FPACK-Format [12] gespeichert.

Jede Meßreihe umfaßt normalerweise 10^4 Ereignisse, bestehend aus den Daten von bis zu 96 FADCs (4 Segmente mit je 12 Drähten an zwei Seiten ausgelesen), die jeweils maximal 255 Amplitudenwerte liefern. Üblicherweise durchflog jedoch nur ein Teilchen die Driftkammer, wobei maximal 24 FADCs (12 Drähte, zwei Ausleseseiten) ausgelesen wurden. Nachdem der Scanner die Daten reduziert hatte, blieben ca. 30 bis 40 Amplitudenwerte pro Auslesekanal, die gespeichert wurden.

5.1.2 Pulsfindung und Pulsintegrale

Die durch die verschiedenen Ionisationsprozesse entstandene Ladung wird gesammelt und auf den Signaldrähten als Puls registriert. Die integrierte Ladung der Pulse ist dabei ein Maß für die abgegebene Energie. Aus der Zeitdifferenz des Pulses zu einem externen Trigger kann über die Orts-Driftzeitbeziehung auf die Durchschußposition der geladenen Teilchen in der Kammer geschlossen werden.

Die Pulsdaten der Ereignisse liegen in digitalisierter Form vor. Diese FADC-Daten werden zunächst für ein komplettes Ereignis eingelesen. Anschließend werden aus diesen Daten die Pulse für jeden Draht einzeln analysiert.

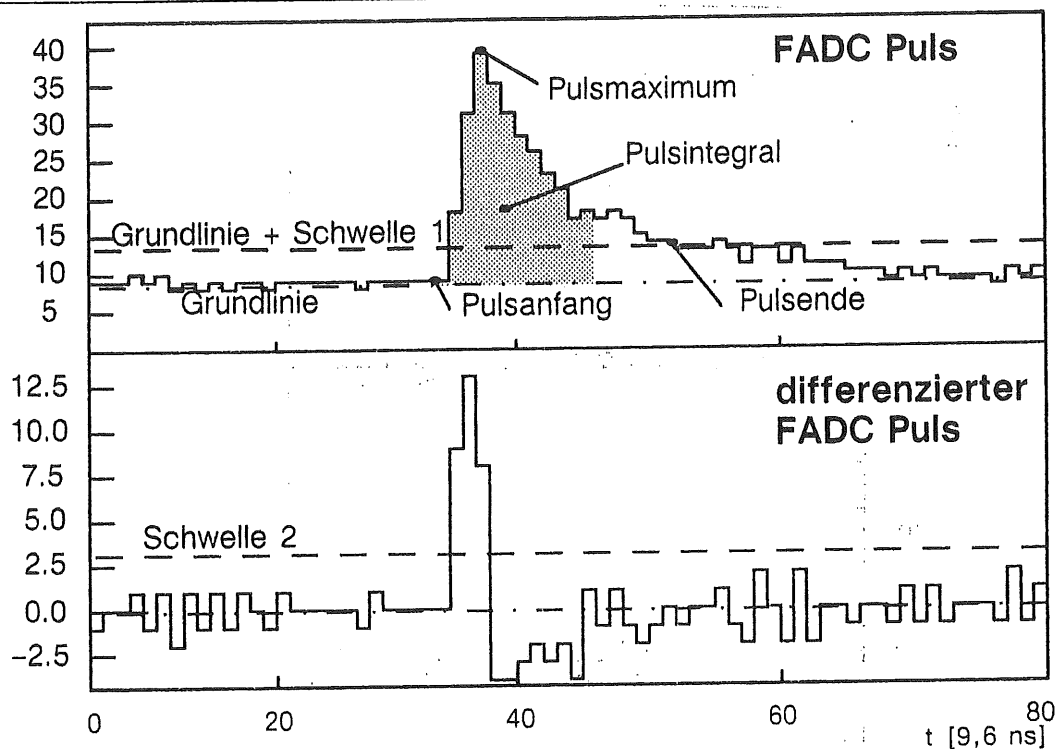


Abbildung 5.1: Darstellung der Pulsriterien.

Damit ein Puls akzeptiert wird, muß er folgende Kriterien erfüllen (vgl. Abbildung 5.1):

- Die Pulsamplitude muß eine Schwelle über der Grundlinie überschreiten. Die Schwelle wählt man so, daß das Rauschen sicher unterdrückt ist, aber kleine Pulse dennoch akzeptiert werden. Die minimale Rauschschwelle liegt bei ca. 1% der maximalen Pulsamplitude, das Rauschen war etwa halb so hoch.
- Ebenso muß der differenzierte Puls eine Schwelle überschreiten. Diesen erhält man durch Differenzbildung zweier aufeinanderfolgender Amplitudenwerte. Die Anstiegszeit eines typischen Pulses beträgt 3 bis 5 Zeitkanäle. Daher ist ein plötzliches Anwachsen der Amplituden sehr signifikant für den Pulsanstieg.
- Der Puls muß eine Mindestbreite besitzen. Dabei definiert man die Pulsbreite als die Zahl der Kanäle zwischen Pulsanfang (erster Kanal über der Schwelle) und Pulsende (letzter Kanal über der Schwelle). Die mittlere Pulsdauer beträgt ca. 20 Zeitkanäle. Die minimale Länge beträgt 5 bis 7 Kanäle.

Die Einzeldraht-Effizienz, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß von einem Draht beim Durchgang eines Teilchens ein Puls aufgezeichnet wurde, lag typischerweise bei ca. 80% bis 95%, d.h. es wurde meist nur die Information von 10 bis 11 Drähten aufgezeichnet (siehe Abbildung 5.3). Für die Effizienzanalyse werden nur „gute“ Spuren benutzt, d.h. die Meßreihen werden zuvor von Rauschen, Doppelspuren und anderem Untergrund bereinigt (siehe Kapitel 5.2), und man muß durch die Pulse eine Spur fitten können. Es werden also nicht mehr solche Ereignisse einbezogen, die

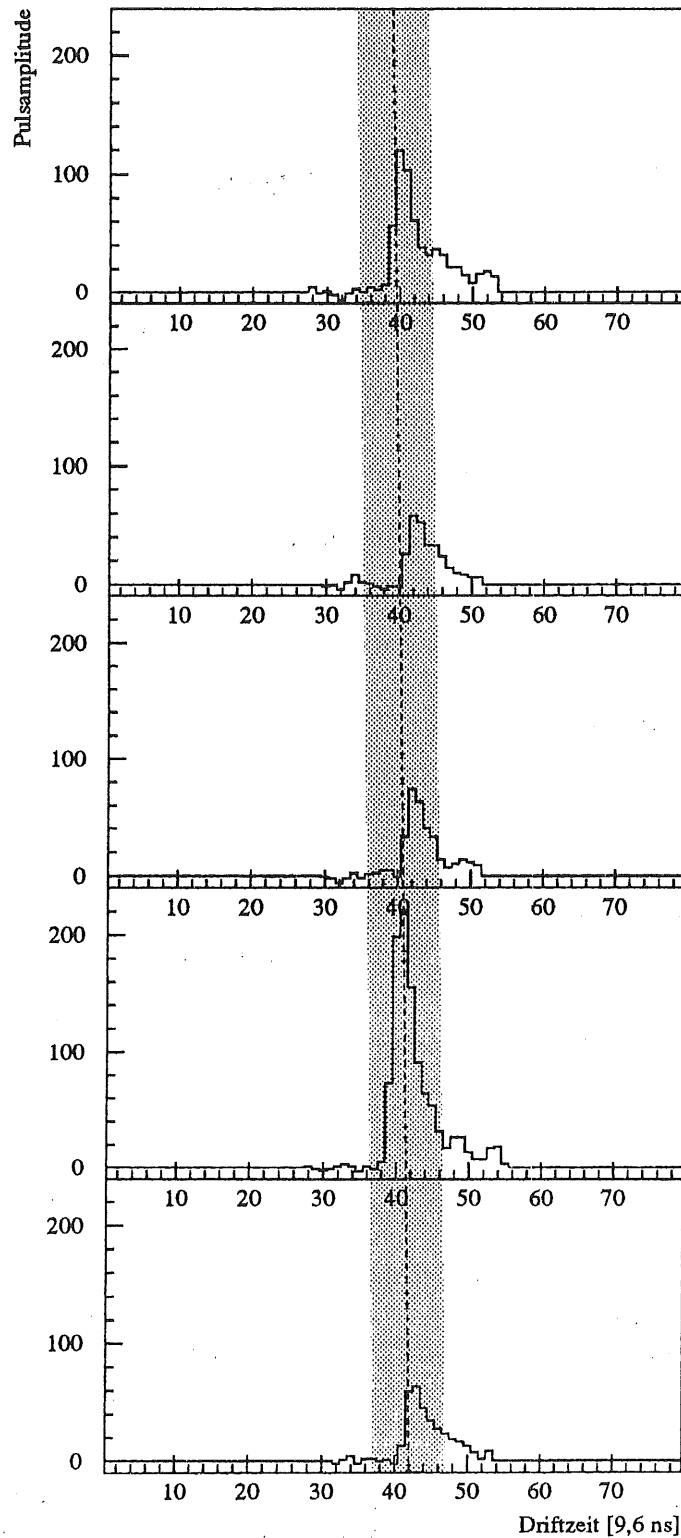


Abbildung 5.2: Pulse eines Pionereignisses auf den ersten 5 Drähten. Von der Pulsamplitude ist die Grundlinie schon abgezogen. Man erkennt das Rauschsignal vor dem eigentlichen Puls und die zeitlichen Schwankungen des Pulsanstiegs für verschiedene Drähte. Deutlich erkennt man auch die großen statistischen Schwankungen in der Pulsamplitude. Gestrichelt ist die Fitgerade eingezeichnet und grau der Bereich in dem Pulse noch akzeptiert werden (siehe Text).

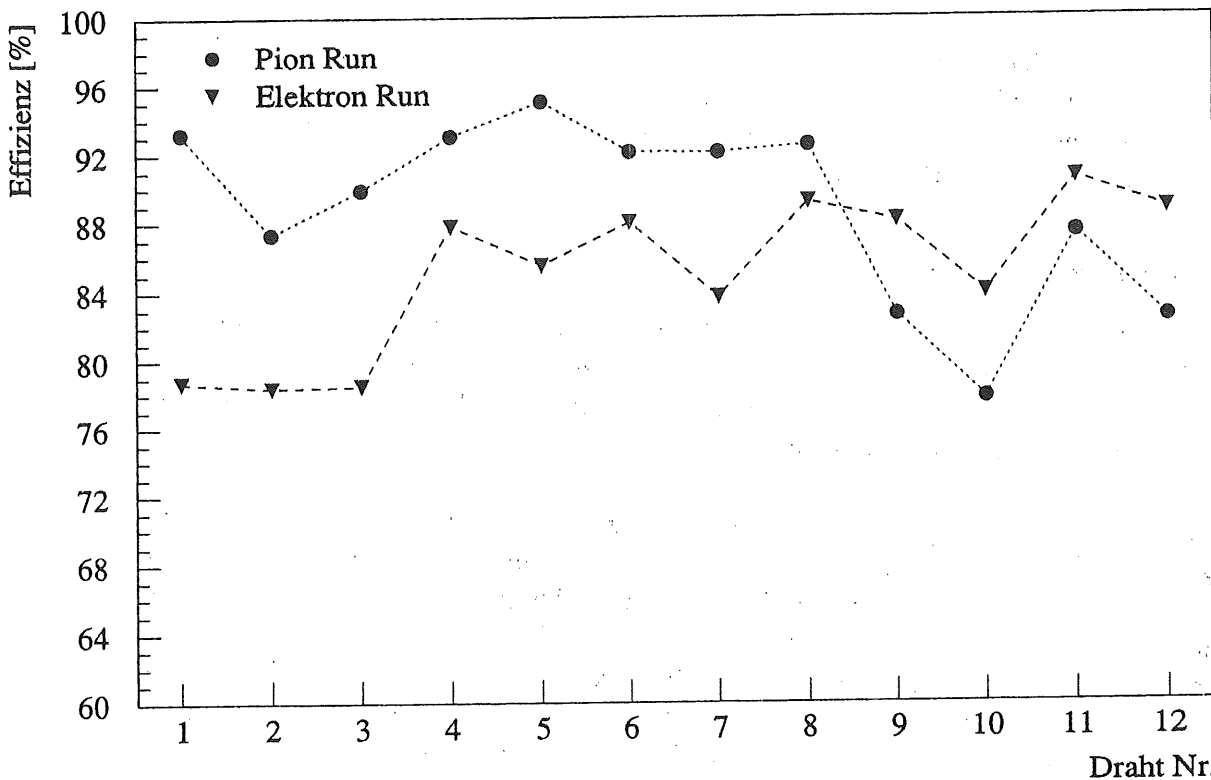


Abbildung 5.3: Einzeldraht-Effizienz für die 12 Nachweisdrähte. Dabei sind Ereignisse mit Pionen und Elektronen verglichen worden. 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

z.B. auf fast keinem Draht einen Puls hinterlassen haben. Die Ursache dieser relativ schlechten Einzeldraht-Effizienz lag wahrscheinlich an etwas zu hoch eingestellten Scannerschwellen während der Testmessungen und nicht an irgendwelchen Software-Schnitten. Dadurch gehen niedrige Pulse verloren. Allerdings ist das gesamte Ereignis erst dann nicht mehr auswertbar, wenn zu viele Drähte nicht ansprechen.

Zur Pulsanalyse steht nur der vom Scanner übriggelassene Bereich zur Verfügung. Dieser enthält ca. 10 Amplitudenwerte vor dem eigentlichen Puls, über den man die Grundlinie durch arithmetische Mittelung bestimmen kann (vgl. auch Abbildung 5.2).

Die in der Kammer deponierte Energie bzw. Ladung wird durch Integration der Pulse bestimmt. Dazu addiert man die Amplitudenwerte abzüglich der Grundlinie vom Pulsanfang bis 8 Zeitschritte (je 9,6 nsec) hinter dem Pulsmaximum (H1-Konvention, siehe auch [33]). Wird die Zahl der Integrationsbins variiert, so stellt man fest, daß die relativ grobe Amplitudenauflösung die Trennwahrscheinlichkeiten verschlechtert, wenn man statt über 8 Kanäle über sehr wenige Kanäle integriert. Wird über mehr als 4 Kanäle hinter dem Maximum integriert, so verändert sich die Trennung praktisch nicht mehr. Bei Benutzung sehr vieler Bins besteht aber die Gefahr eines zu schlechten Rausch-Signalverhältnisses, ohne das dabei Informationen gewonnen werden. Durch die gewählte Anzahl von Integrationsbins erhält man die besten Trennungen zwischen Elektronen und Pionen, aber auch die beste Ortsauflösung in radialer Richtung durch Ladungsteilung [33].

Zusätzlich wird auch über mögliche Fluoreszenzquanten integriert, indem man

nach den gleichen Kriterien, wie oben beschrieben, nach einzelnen Pulsen in einem Bereich von 25 Kanälen neben der eigentlichen Spur sucht. Das entspricht in Xenonmischungen einer Flugstrecke in Driftrichtung von mehr als 7 mm. Dabei werden nahezu alle entstehenden Fluoreszenzquanten registriert.

5.2 Analyse der Spuren

Aus den Daten werden vor der eigentlichen Berechnung der Teilchentrennung solche Ereignisse herausgefiltert, die nicht eindeutig einer einzelnen Teilchenspur zugeordnet werden konnten. Folgende Bedingungen mußten erfüllt werden, damit ein Ereignis für die Teilchenanalyse akzeptiert wird.

1. Es müssen auf mindestens 8 Drähten Pulse gefunden werden, die zu einer Spur gehören. Dabei sind nur Driftzeitabweichungen von wenigen 10 ns zugelassen (sogenannter Pulsakzeptanzbereich, vgl. auch Abbildung 5.2). Die Spur wird nach der χ^2 -Methode durch alle gefundenen Pulse gefittet. Auf beiden Ausleseseiten muß ein Puls gefunden werden, wobei deren Zeitmarken im Mittel nur um 1 bis 2 Kanäle voneinander abweichen. Diese Differenz kann durch Laufzeitunterschiede entlang des Signaldrahtes erklärt werden.

Vorher verliert man einen Teil der Pulse, da diese die Scannerschwelle nicht überschritten hatten und somit nicht aufgezeichnet wurden, denn im Mittel registriert man nur auf ca. 10 bis 11 Drähten ein Signal. Insgesamt werden ca. 3% bis 4% aller getriggerten Ereignisse aufgrund der Datenreduzierung des Scanners nicht akzeptiert.

Daneben kann man Pulse verlieren, die zu weit von der rekonstruierten Spur entfernt sind. Dies kann vorkommen, wenn ein δ -Elektron oder Übergangsstrahlungsphoton den Ladungsschwerpunkt eines Pulses stark verschiebt. Der Pulsakzeptanzbereich (siehe oben) wurde so weit gewählt, daß praktisch alle Spuren dieser Art mit in die Auswertung aufgenommen wurden.

2. Ereignisse, bei denen Pulse mit extrem hohen Integralwerten auftreten, werden ebenfalls verworfen. Man findet zum Teil Pulse deren Ladungswert mehr als das 10-fache der mittleren Ionisation beträgt. Solche Pulse können nicht von einem einzelnen Teilchen stammen, sondern von einem Teilchenschauer (wenn man z.B. auf allen Drähten hohe Pulse findet), einer Entladung in der Kammer oder durch Auftreten eines sehr hohen Rauschsignals. Durch diese Bedingung werden ca. 0,5% der Ereignisse verworfen.
3. Außerdem müssen Doppel- und Mehrfachspuren erkannt werden. Treten sie in den Pionen-Testreihen auf, so täuschen sie durch die große abgegebene Ladung ein Elektron vor. Doppelspuren können auftreten, wenn die Strahlintensität so groß ist, daß mehr als 1 Teilchen innerhalb des Aufzeichnungszeitraums des FADCs (ca 2,5 μ s) durch die Kammer fliegt. Bei der zur Verfügung stehenden Intensität von einigen 100 Teilchen innerhalb von 2,5 s tritt dieser Fall praktisch

nie auf. Allerdings können Doppelspuren durch Wechselwirkungen innerhalb des Materials vor der Kammer auftreten.

Bei Mehrfachspuren kann man zwei Fälle unterscheiden. Im ersten Fall registriert man auf der Mehrzahl der Nachweisdrähte mehr als einen Puls, die mehreren Spuren zugeordnet werden können. Die Einzelpunktauflösung der untersuchten Kammer liegt bei ca. 150 bis 300 μm [33]. Die erreichbaren Doppelspurauflösungen wurden in früheren Tests zu ca. 1 bis 2 mm bestimmt. Spuren, die weiter als 2 mm voneinander entfernt sind, können also durch Zählen der rekonstruierten Spuren pro Draht als Mehrfachspur identifiziert werden. Wie erwartet liegt der Anteil dieser Doppelspuren unter 1%.

Anders sieht es aus, wenn die Spuren so nahe beieinander liegen, daß sie auf allen Drähten jeweils nur einen Puls produzieren. In diesem Fall findet man im Mittel auf allen Drähten die doppelte Ladung. Die Wahrscheinlichkeit einen großen Puls zu finden ist dabei für alle Nachweisdrähte gleich. Daher können solche Spuren von Elektronspuren unterschieden werden, da bei letzteren die Wahrscheinlichkeit für eine hohe Energieabgabe vom ersten zum letzten Draht abnimmt. Als Doppelspur werden solche Ereignisse definiert, bei denen die Ladung von mindestens 8 Pulsen einer Spur über einer bestimmten Schwelle lagen. Dieser Grenzwert lag bei etwa dem 1,5-fachen der mittleren Ionisation. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese Bedingung von einer Einzelspur erfüllt wird, liegt bei ca. 10^{-4} , d.h. es wird praktisch keine Einzelspur verworfen, allerdings ca. 70% bis 90% der Doppelspuren entfernt.

In der Analyse erkennt man ca. 1% bis 2% der Ereignisse als nicht aufgelöste Doppelspur. Ein typisches Spektrum der Doppelspuren, gemittelt über 12 Drähte im Vergleich zu dem der einzelnen Teilchen, zeigt Abbildung 5.4.

4. Es werden auch solche Ereignisse verworfen, bei denen in noch einem anderen Segment als dem untersuchten auf mehr als 8 Drähten ein Puls registriert wurde. Diese zusätzlichen Pulse können durch Teilchenschauer entstehen oder aber auch durch ein hohes Rauschsignal, das auf allen Drähten eingestrahlt wurde.
5. Durch einen Schnitt im Winkelspektrum entfernt man zwei Arten von Untergrund. Einerseits werden schräge Spuren entfernt, die von stark gestreuten Teilchen stammen oder von Teilchen, die nicht aus dem Strahl kommen (z.B. kosmische Teilchen). Eine typische Winkelverteilung der aufgenommenen bereinigten Spuren zeigt Abbildung 5.5.
6. Um zusätzlich Untergrund zu entfernen, werden auch Schnitte in der Driftzeit vorgenommen. Dabei wählt man diese so, daß nur Teilchen aus dem Maximum des Strahlprofils akzeptiert werden, das heißt Teilchen in einem Bereich um 2—3 cm um die Strahlachse. Abbildung 5.6 zeigt ein typisches Strahlprofil. In dem untersuchten Bereich hängen die Integralwerte praktisch nicht von der Länge des Driftweges ab, wie aus Abbildung 5.7 zu sehen ist. Diffusionseffekte,

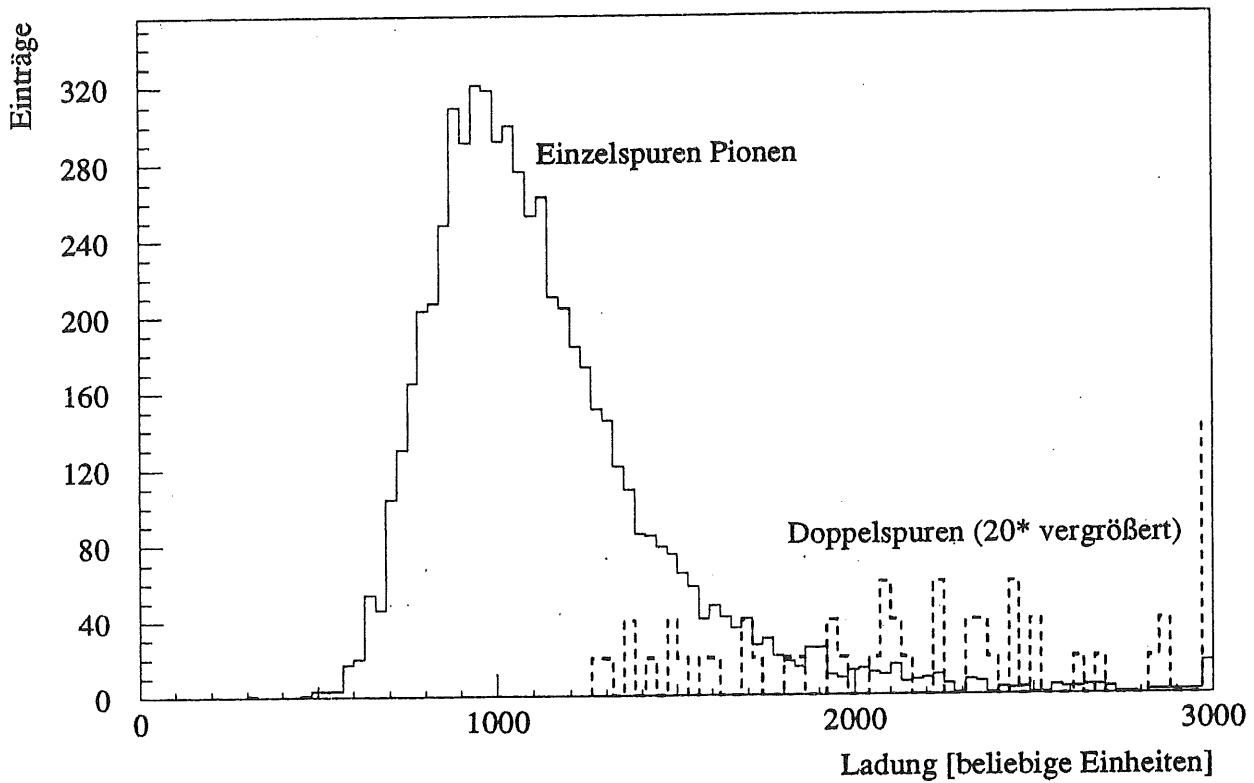


Abbildung 5.4: Vergleich von Mittelwertspektrum der Doppelspuren (y -Achse 20-fach vergrößert) und Einzelspuren für 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

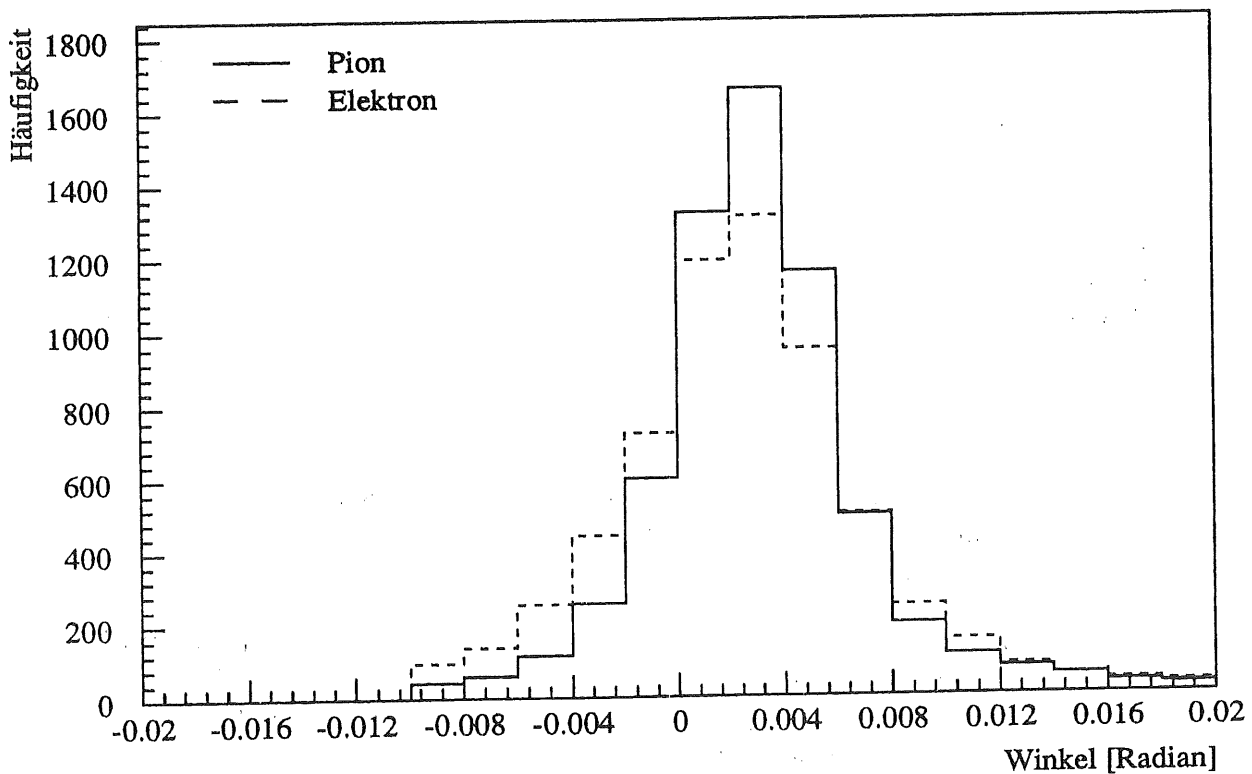


Abbildung 5.5: Winkelverteilung für Elektronen und Pionen (Spuren von Untergrund gereinigt) bezogen auf die Drahtebene. 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

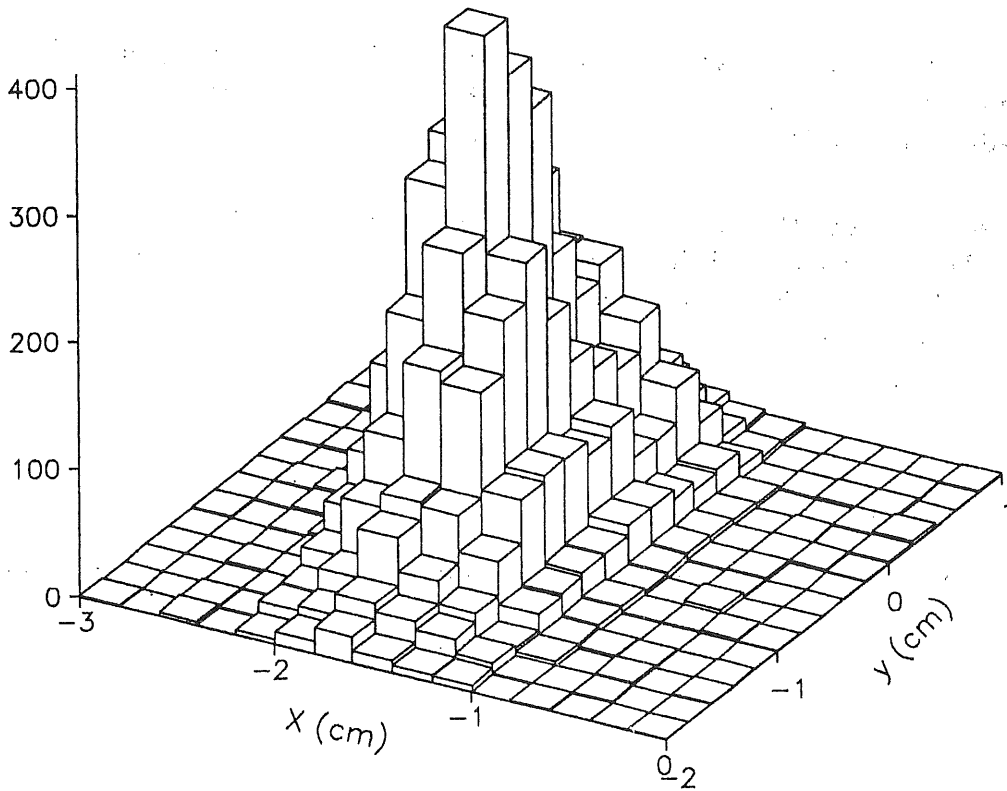


Abbildung 5.6: Typisches Strahlprofil, der bereinigten Daten. Y bezeichnet die horizontale, X die vertikale Richtung.

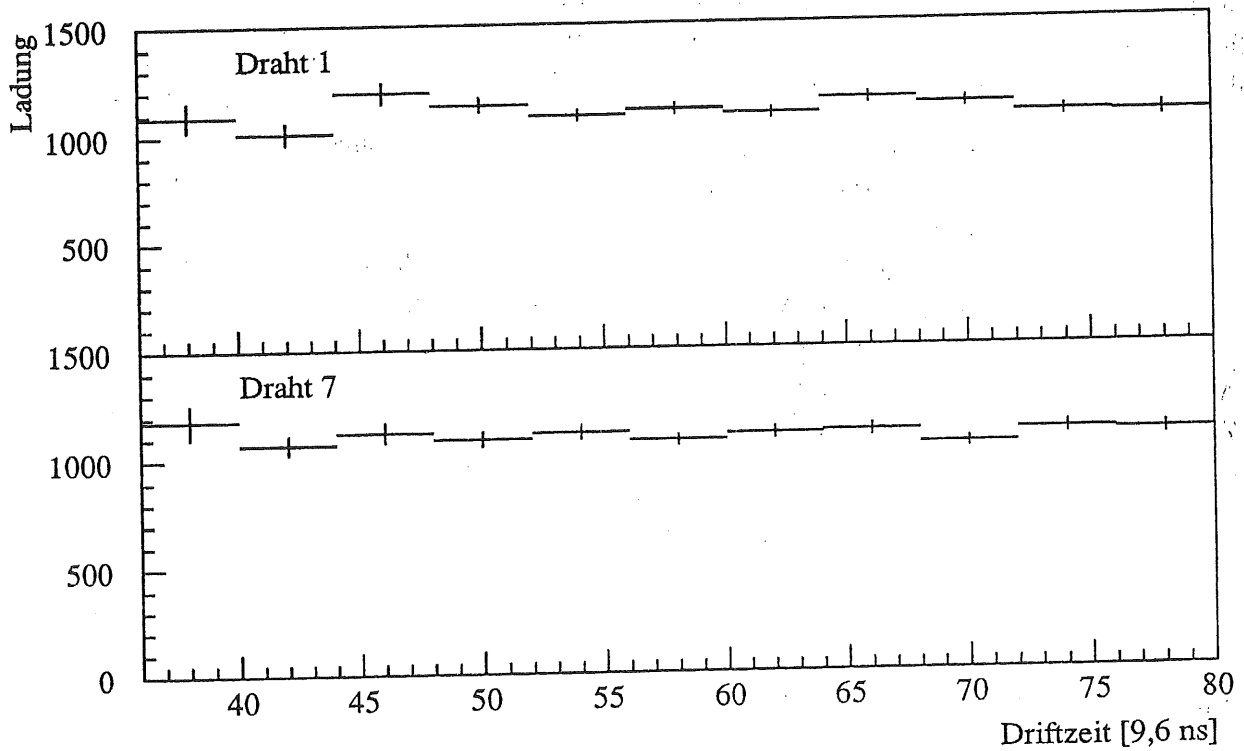


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der gemessenen mittleren Ladung von der Driftzeit. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler σ an. 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40... Driftgeschwindigkeit: $v_d \approx 35 \mu\text{m/ns}$.

durch die die Ladungswolke während der Drift verbreitert wird, spielen also für die Ladungsmessung eine untergeordnete Rolle. Daher muß keine Korrektur der Ladung auf die Driftzeit vorgenommen werden.

Die letzten zwei Schnitte werden so gewählt, daß man ca. 30% bis 50% aller Ereignisse verliert. Obwohl dabei sicher auch „gute“ Spuren verworfen werden, sind diese Schnitte nötig, um reine Teilchenmeßreihen zu erhalten und sichere Aussagen über die Teilchentrennung machen zu können. Besonders empfindlich reagiert die Teilchentrennung auf die Bedingung 2 und 3, da zu hohe Pulse in den Pionmeßreihen Elektronen vortäuschen.

5.2.1 Kalibration

Aus den berechneten Integralwerten werden Energieverteilungen für jeden einzelnen der 12 Drähte und für jedes einzelne Segment erstellt, indem man die jeweils gemessenen Pulsintegrale in Histogramme einfüllt. Dabei wird zusätzlich noch unterschieden, auf welcher Seite der Drahtebene die Teilchen vorbeiflogen, indem man die Versetzung der Drähte und die daraus resultierenden Driftzeitunterschiede zur gefitteten Ausgleichsgeraden auswertet.

Im vorliegenden Test war die Teilchensorte durch den Triggeraufbau und die verwendeten Absorber bzw. Targets festgelegt. Daher konnten die Energieverteilungen für Elektronen und Pionen getrennt gemessen werden. Diese unterscheiden sich deutlich in ihrer Form. Bei Pionen wird praktisch nur der spezifische Ionisationsverlust dE/dx gemessen, dagegen werden bei Elektronen häufig zusätzlich ein oder mehrere Übergangsstrahlungsphotonen im Radiator erzeugt und in der Kammer absorbiert. Durch diese zusätzliche Energieabgabe erkennt man in den Elektronspektren ein zweites Maximum, dessen Höhe vom ersten zum letzten Draht abnimmt (vgl. Abbildung 5.14 und 5.15).

Die in dieser Arbeit beschriebenen Analysemethoden verlangen relativ zueinander kalibrierte Energiespektren. Außerdem kann man über die Kalibrationsfaktoren prüfen, ob sich die Verstärkung zwischen verschiedenen Testreihen verändert hat. Abbildung 5.8 zeigt die Variation der Ladung verschiedener Drähte als Funktion der Zeit. Man erkennt keine wesentlichen Änderungen, die z.B. auf dem ersten Draht durch Aufladungseffekte der Eintrittsfolie auftreten können.

Die Lage des dE/dx -Maximums in den unkalibrierten Spektren variiert von Draht zu Draht. Dies ist durch Unterschiede in der Gasverstärkung und im Einzugsbereich zu erklären. Besonders auffällig sind die systematischen Abweichungen der mittleren Ladung zwischen geraden und ungeraden Drahtnummern (siehe Abbildung 5.12). Diese werden durch die Versetzung der Drähte hervorgerufen, was zu verschiedenen Einzugsbereichen von $1 \text{ cm} \pm 10\%$ führt (vgl. Abbildung 4.5).

Die Kalibrationsfaktoren schwanken innerhalb einer Nachweiskammer bis zu 30%. Die Halbwertsbreite FWHM (Full width at half maximum) der Ladungsverteilungen variiert bis zu 10%. Besonders groß ist der Unterschied zum ersten Draht. Dieser reagiert sehr empfindlich auf Potentialänderungen der vorderen Feldformungsstreifen

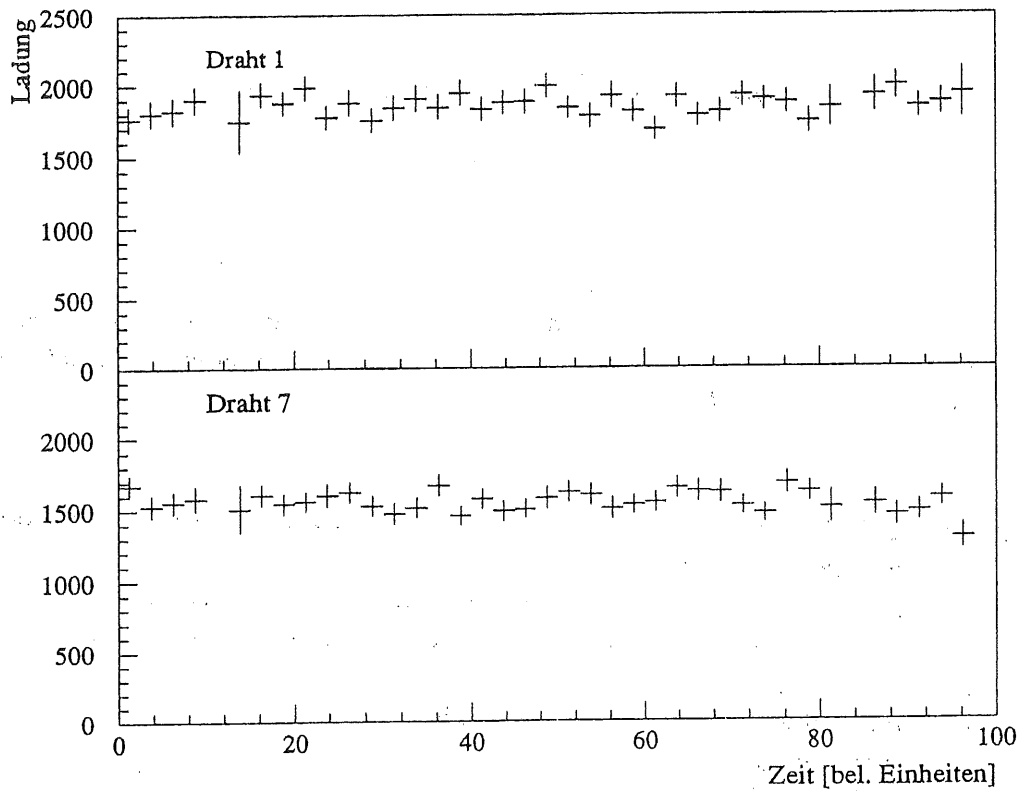


Abbildung 5.8: Gemessene Ladung als Funktion der Zeit. Gezeigt ist der Ionisationsverlust von Elektronen für Draht 1 und 7 für das Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40. Pro Meßpunkt sind ca. 250 Ereignisse gemittelt worden. Die gesamte Meßzeit beträgt ca. 1 Tag.

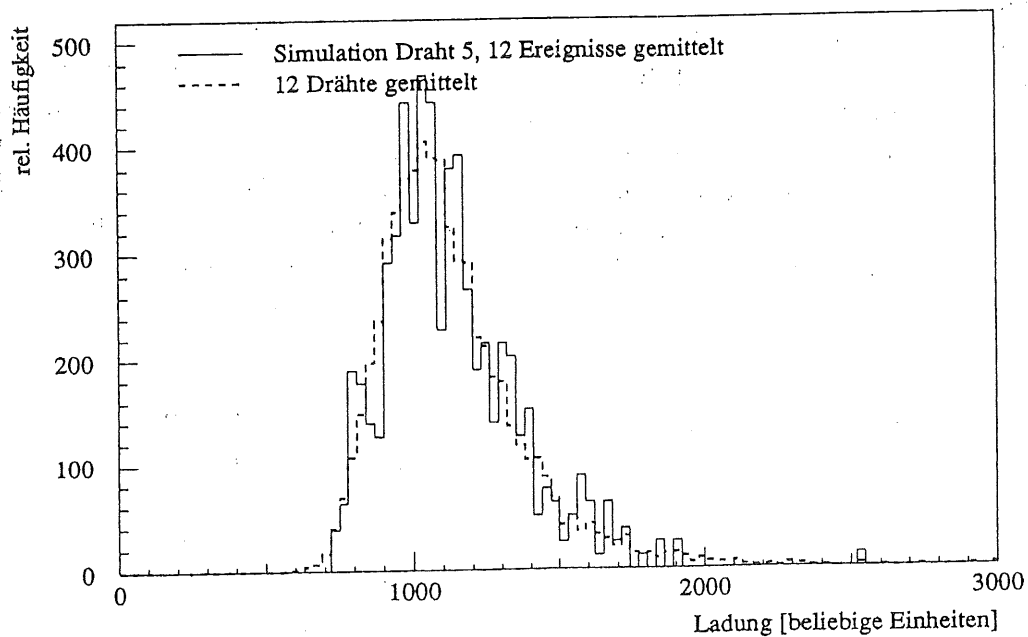


Abbildung 5.9: Vergleich zwischen „simulierter“ und gemessener Mittelwertverteilung von 12 Drähten. Bei der „Simulation“ wird die Ladung von einem Draht für 12 Ereignisse gemittelt.

Anzahl Drähte	erwartet	simuliert	gemessen
1	— ¹	—	109±12%
12	31,5%	35±6%	33±2%
36	18,2%	23±6%	22±2%

Tabelle 5.1: Erwartete und gemessene Halbwertsbreiten $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{FWHM}} / \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{most prob.}}$ der Pionenspektren für das Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40. Der gemessene Wert für einen Draht ist der arithmetische Mittelwert aller 12 Einzeldrahtverteilungen. Die Spalten „erwartet“ und „simuliert“ werden im Text erklärt.

(siehe Abbildung 5.13), da dadurch der Einzugsbereich stark verzerrt werden kann (vgl. auch Abbildungen 4.5 und 4.6).

Zur Kalibration werden jeweils nur die Pion-Spektren benutzt, da sie bis auf die relativen Verschiebungen für jeden Draht praktisch gleich aussehen. Bei Elektronen würde der zusätzliche Schwanz aus der Übergangsstrahlung, der von Draht 1 bis 12 abnimmt, Schwierigkeiten bei der Kalibration bereiten. Man benutzt für Pionen und Elektronen dieselben Kalibrationsfaktoren, wodurch gleichzeitig eine Verfälschung der Trennwahrscheinlichkeit durch unterschiedliche Skalierung vermieden wird. Es wurden abwechselnd Daten mit reinem Pion- und Elektronenstrahl genommen. Durch den Vergleich verschiedener Pion-Meßreihen konnte geprüft werden, ob sich die Kalibrationsfaktoren über die Meßzeit änderten. Die Unterschiede waren im Mittel kleiner als 2%, also innerhalb der Kalibrationsgenauigkeit.

Es wurden verschiedene Methoden zur relativen Energieeichung untersucht. Dabei benutzt man als Qualitätskriterium das Mittelwertsspektrum über alle zwölf Drähte. Dieses Spektrum erhält man, indem der arithmetische Mittelwert der Ladungen von den zwölf Drähten berechnet wird (vgl. Mittelwertmethode, Kapitel 5.3.1). Für eine optimale Kalibration kann man erwarten, daß die relative Halbwertsbreite der Mittelwertverteilung etwa um den Faktor $1/\sqrt{12}$ schmaler als die der Einzeldraht-Verteilungen ist. Dieser Wert wird nicht ganz erreicht, da die Verteilungen nicht einer Gauß-Form, sondern eher einer Landauverteilung (Gleichung 3.13) entsprechen.

Die Schwierigkeit bei der Kalibration besteht darin, einen Punkt in den Ladungsspektren festzulegen, der nach der Skalierung für alle Drähte an derselben Stelle liegt. Es gibt verschiedene Methoden einen solchen Punkt zu definieren.

Bei der zuerst getesteten Technik fittet man an den vorderen Teil der Energiespektren eine Gaußkurve an (vgl. z.B. [59]), d.h. von Kanal Null bis zum Wert $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Maximum}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Sigma}}$ und benutzt das Maximum dieser Kurve als Fixpunkt (vgl. Abbildung 5.10). Diese Methode liefert relativ gute Ergebnisse, allerdings war die Breite der Mittelwertsspektren um ca. 10 % breiter als bei der letztlich benutzten Methode. Die Verteilungen werden auch nicht schmaler, wenn man statt der Gauß-

¹Man erwartet nach [1] ca. 100%

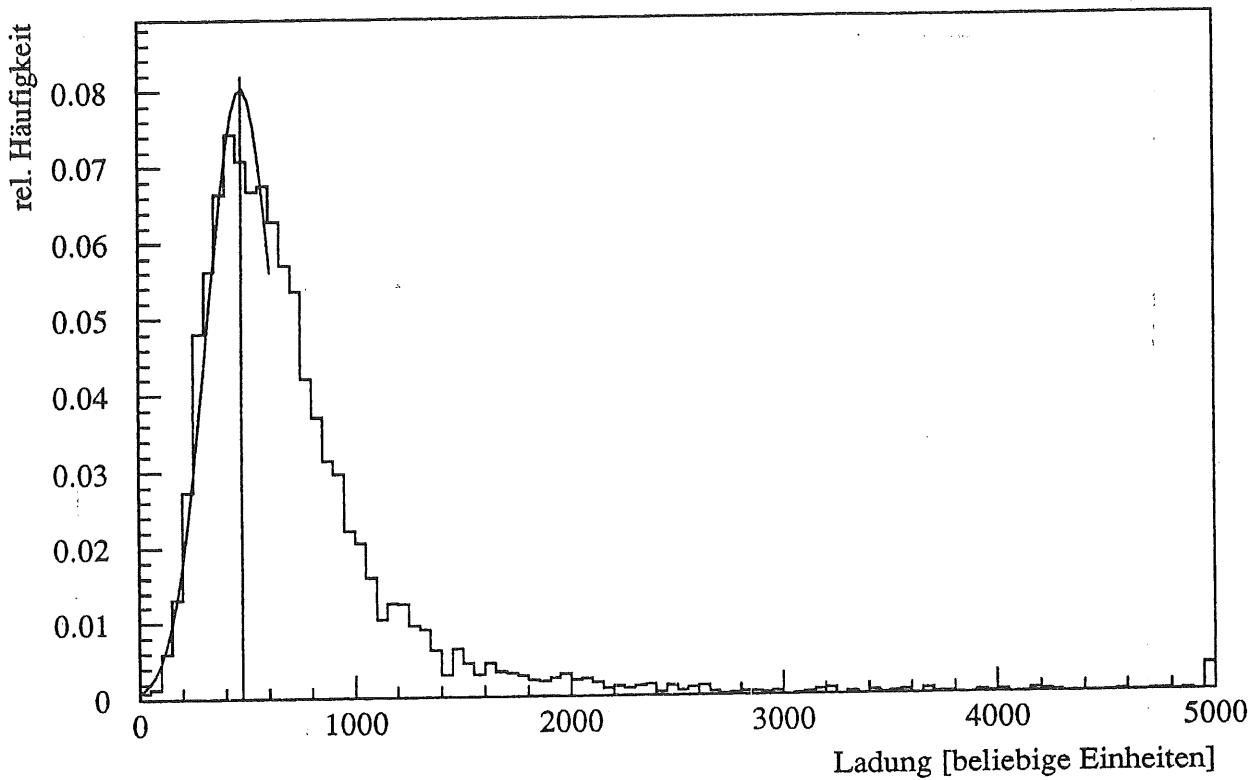


Abbildung 5.10: Gemessene Energieverteilung und angefittete Gaußkurve. Die senkrechte Linie markiert das Maximum, das als Fixpunkt für die Kalibration verwendet werden kann.

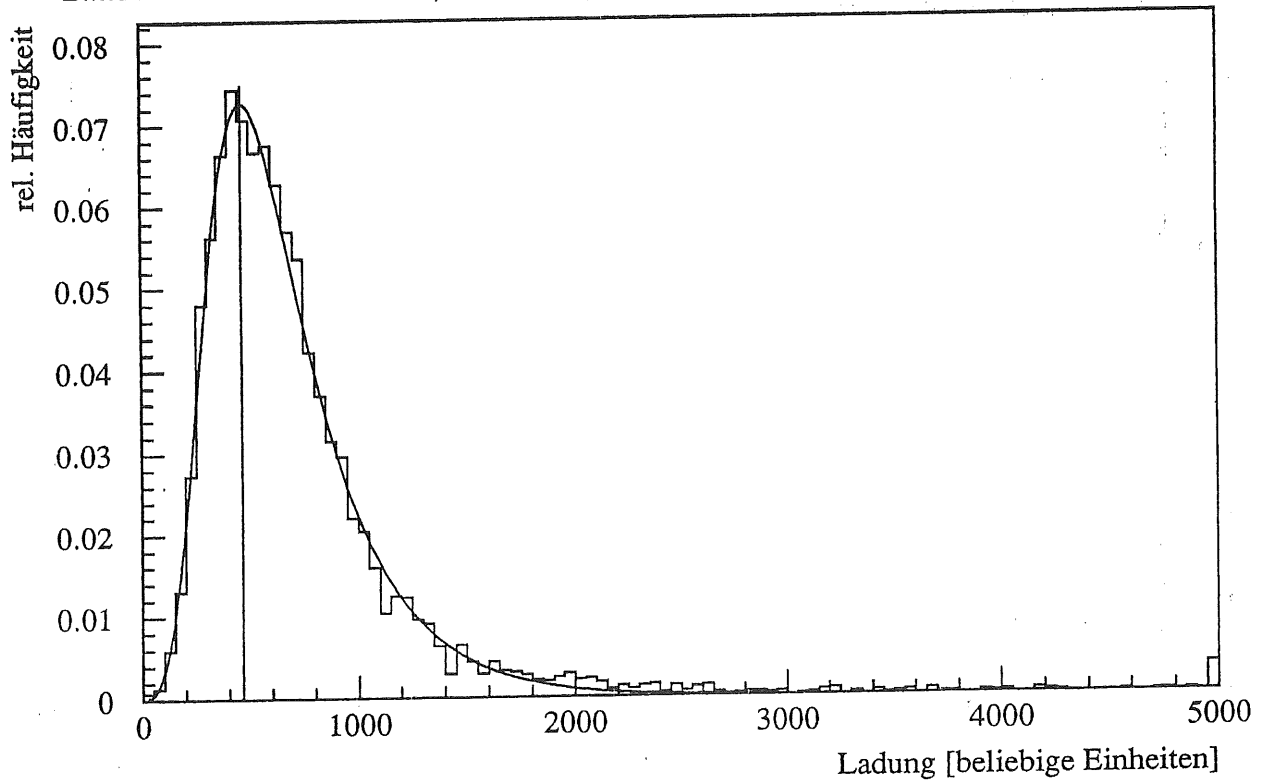


Abbildung 5.11: Gemessene Energieverteilung und angefittete Landauverteilung. Die senkrechte Linie markiert das Maximum, das als Fixpunkt für die Kalibration verwendet werden kann.

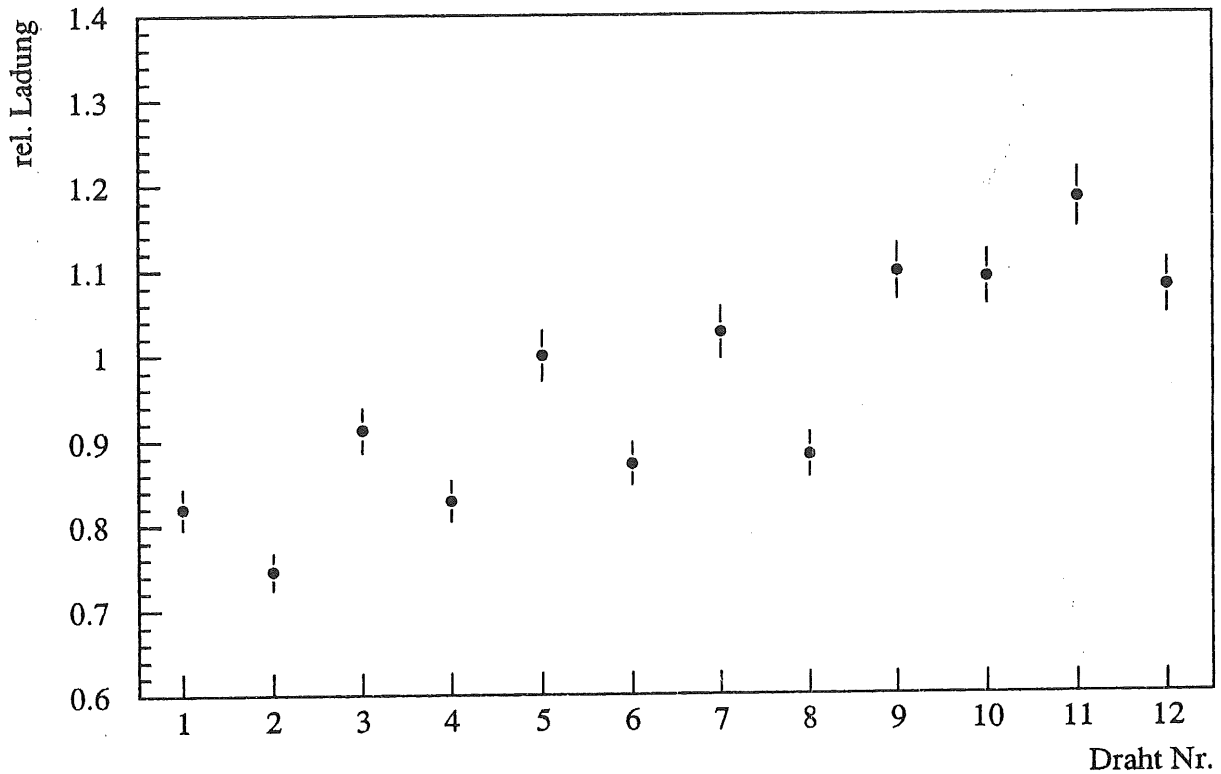


Abbildung 5.12: Relative mittlere Ladung der 12 Nachweisdrähte, für Spuren, die auf einer Seite der Drahtebene vorbei gehen.

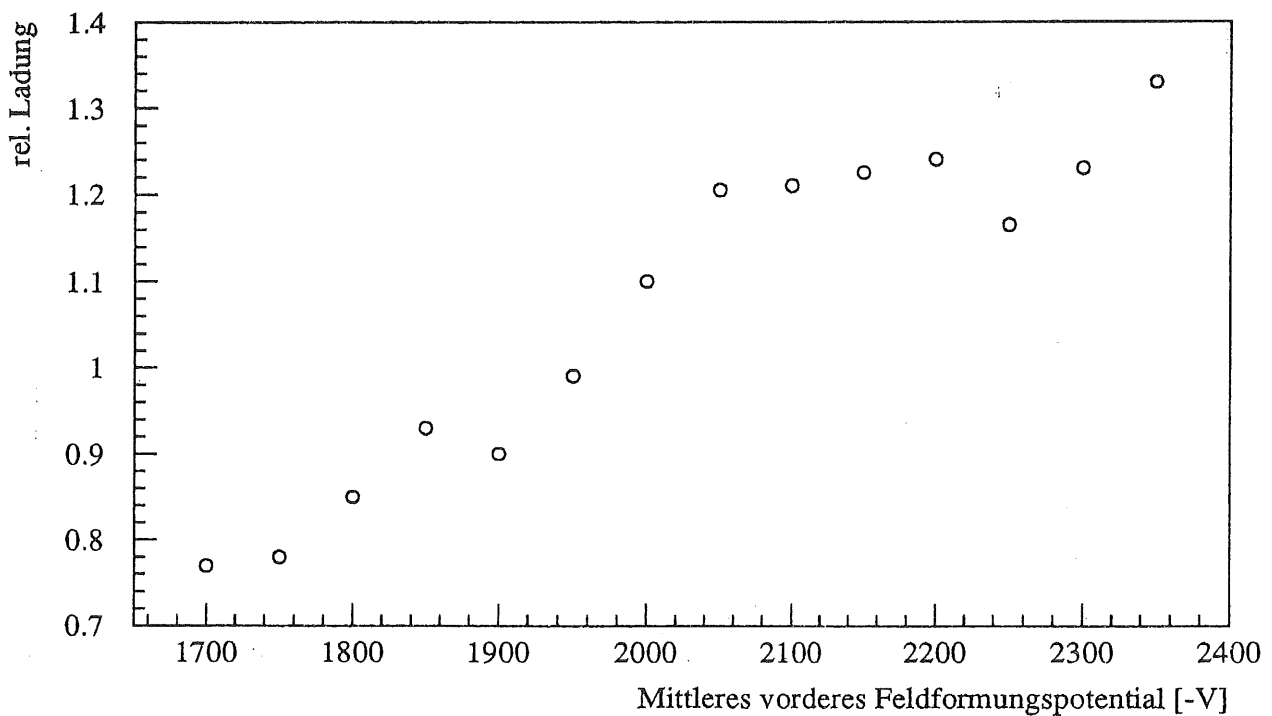


Abbildung 5.13: Relative Pulshöhe (bezogen auf Draht 5) des ersten Drahtes als Funktion des Potentials der mittleren vorderen Feldformungsstreifen.

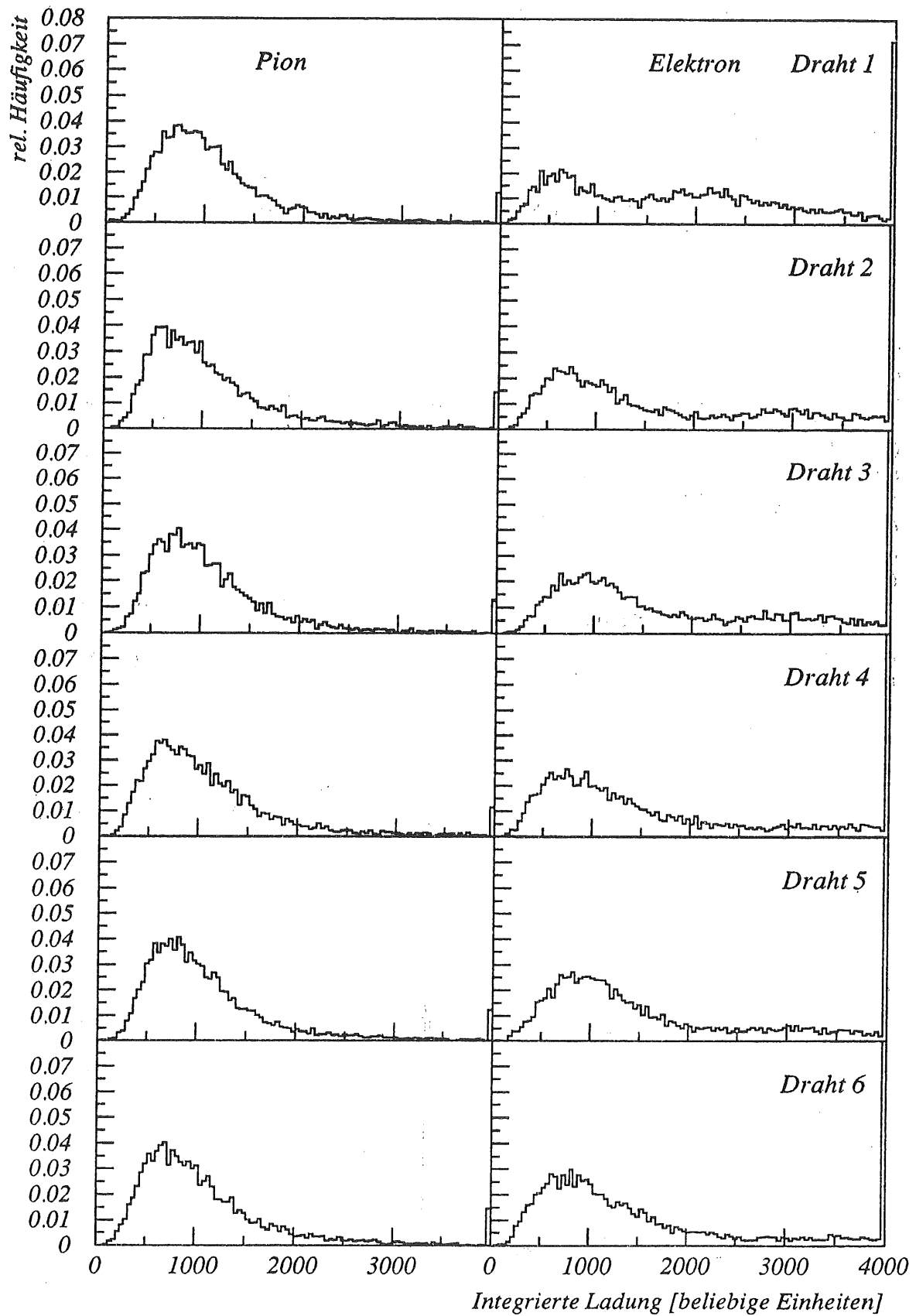


Abbildung 5.14: Kalibrierte und normierte Energiespektren der ersten 6 Drähte, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

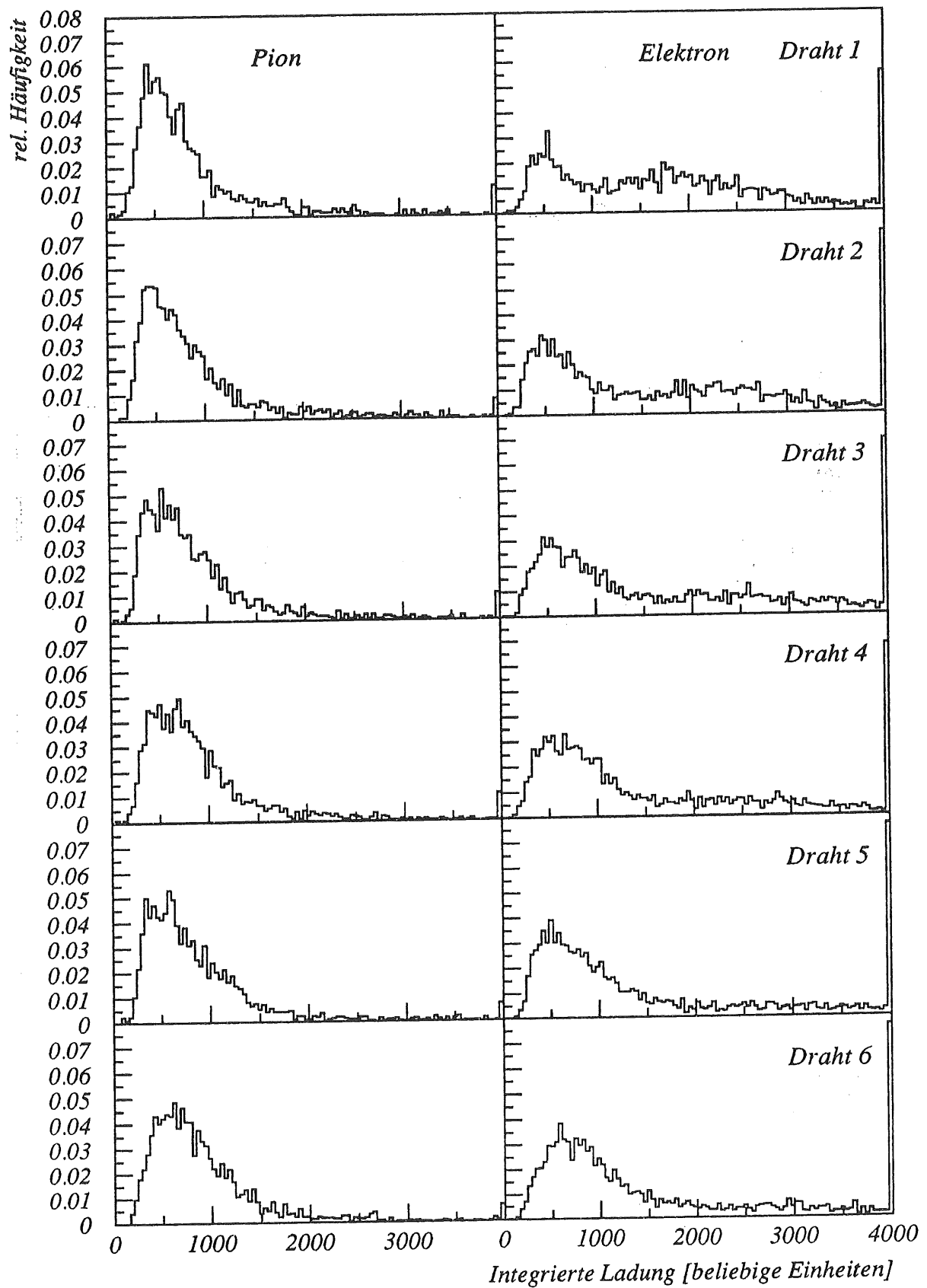


Abbildung 5.15: Kalibrierte und normierte Energiespektren der ersten 6 Drähte, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 15/45/40.

kurve eine Landauverteilung anfügt (vgl. Abbildung 5.11). Ein weiterer Nachteil der Methode besteht darin, daß sie sehr rechenintensiv ist. Man muß sicherstellen, daß die Kurven nicht zu eng sind, um Binningeffekte (d.h. Effekte aus der Einsortierung der Ladung in bestimmte Kanäle) auszuschließen. Daneben treten leicht Probleme beim Anpassen der Kurven auf, wenn die Spektren größere Strukturen besitzen.

Bei einer anderen Methode wird der Schwerpunkt über einem bestimmten Prozentsatz (z.B. 80%) der Verteilung als Fixpunkt zur Kalibration benutzt. Die Ergebnisse waren mit den ersten Methoden vergleichbar.

Die beste Kalibration erreicht man, indem über das gesamte Energiespektrum der Schwerpunkt berechnet wird. Die gemessenen Halbwertsbreiten FWHM zeigt Tabelle 5.1. Zusätzlich sind in der Spalte „erwartet“ auch die gemessene Halbwertsbreite eines einzelnen Drahtes, multipliziert mit den Faktoren $1/\sqrt{12}$ bzw. $1/\sqrt{36}$, angegeben. In der Spalte „simuliert“ findet man die Breiten, die man erhält, wenn die Ladung eines Drahtes über 12 bzw. 36 unabhängige Ereignissen gemittelt und entsprechend in ein Histogramm eingetragen wird. Die Werte dieser Spalte geben die tatsächlich erreichbare Breite bei optimaler Kalibration der Landauverteilungen an (vgl. Abbildung 5.9), wenn man davon ausgeht, daß sich die Kalibrationsfaktoren mit der Zeit nicht ändern.

Bei der Berechnung des Schwerpunkts über das gesamte Energiespektrum kann man die Pulsintegrale direkt verwenden, ohne den Umweg über Histogramme zu gehen. Allerdings muß man diese Methode mit Vorsicht benutzen, wenn der dynamische Bereich der FADCs überschritten wurde. Solche „Overflow“-Werte können die Kalibration verfälschen, da durch die unterschiedliche Verstärkung auch der dynamische Bereich für jeden Auslesekanal anders aussieht.

Die kalibrierten und auf eins normierten Spektren bei 30% und 15% Xenon für die ersten 6 Drähte zeigen Abbildungen 5.14 und 5.15. In Abbildung 5.12 sind die Kalibrationsfaktoren für die zwölf Drähte eines Segments dargestellt. Man erkennt deutlich die Variation von Draht zu Draht.

Wie oben beschrieben, werden die Pion-Meßreihen auch zur Kalibration der Elektronendaten benutzt. Dabei tritt allerdings ein grundsätzliches Problem auf. Beim Energieverlust von geladenen Teilchen und Übergangsstrahlungsphotonen hat man es mit zwei unterschiedlichen Prozessen zu tun. Geladene Teilchen verlieren pro Wegstrecke nur einen relativ kleinen Teil ihrer Gesamtenergie, d.h. der Energieverlust kann als fast kontinuierlich angesehen werden. Die Kalibration gleicht dabei vor allem die Unterschiede in den Einzugsbereichen der Drähte aus. Bei der Photoabsorption handelt es sich dagegen immer um eine lokale Wechselwirkung. Ein kleinerer Einzugsbereich hat bei der Absorption von Photonen keinen Einfluß auf die Größe des Ladungspulses, bzw. die Lage im Spektrum, wohl aber ändert sich die relative Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Reaktion für die verschiedenen Drähte. Aus den aufgenommenen Pulsen läßt sich nicht feststellen, durch welche Reaktion sie entstanden. Bei Einstellung der Kammerpotentiale (vor allem der vorderen Feldformer) muß daher sehr darauf geachtet werden, daß die Kalibrationsfaktoren alle möglichst gleich sind.

5.3 Auswerte-Algorithmen

Nach der Pulserkennung, Ladungsbestimmung, Zuordnung der Spuren und Kalibration der Spektren ist es nötig, Algorithmen anzuwenden, um aus diesen Daten die Teilchensorte zu bestimmen. In diesem Kapitel werden einige Methoden beschrieben und die gewonnenen Ergebnisse vorgestellt.

Der vorliegende Test wurde nur mit einer einzelnen Kombination eines Radiators und einer radialen Driftkammer durchgeführt. Daher mußten die drei Module des H1-Vorwärtsdetektors durch drei Ereignisse simuliert werden.

5.3.1 Mittelwertmethode

Im H1-Detektor stehen 3 radiale Driftkammern mit jeweils 12 Nachweisdrähten zur Ladungsmessung zur Verfügung. Bei der Mittelwertmethode oder auch Q-Methode (Q: Ladung) bildet man den arithmetischen Mittelwert der insgesamt 36 Ladungswerte und füllt diesen in ein Histogramm ein. Die Halbwertsbreiten der dabei gewonnenen Verteilung sollten bei idealer Kalibration etwa um den Faktor $1/\sqrt{36}$ schmaler sein als die entsprechenden Breiten der Einzeldraht-Verteilungen (vgl. Abbildung 5.14 und Tabelle 5.1). Abbildungen 5.16 und 5.17 zeigen die Mittelwertverteilungen für 12 bzw. 36 Drähte von Pionen und Elektronen.

Die Teilchen werden getrennt, indem man in den Mittelwertverteilungen eine Grenze E_c auf der Ladungsachse festlegt. Falls die entlang einer Teilchenspur gemittelte Ladung größer ist als dieser Grenzwert, handelt es sich wahrscheinlich um ein Elektron, unterhalb dieser Grenze um ein Pion. Da bei dem Test die Teilchensorte bekannt war, kann man aus der Überschneidung der Mittelwertspektren der Pionen und Elektronen feststellen, wieviele Pionen fälschlicherweise als Elektron erkannt werden. Man definiert als Pionuntergrund die Zahl der Pionen oberhalb der Schwelle:

$$N_{\pi}(E_c) = \frac{\int_{E_c}^{\infty} [Pionen]}{\int_0^{\infty} [Pionen]} \quad (5.1)$$

Üblicherweise wird die Pionkontamination als Funktion der Elektron-Akzeptanz angegeben. Diese ist definiert als die Zahl der akzeptierten Elektronen oberhalb der Schwelle, normiert auf die Gesamtzahl der Elektronen:

$$N_e(E_c) = \frac{\int_{E_c}^{\infty} [Elektronen]}{\int_0^{\infty} [Elektronen]} \quad (5.2)$$

Der Pionuntergrund wurde für verschiedene Gassorten und Teilchenenergien als Funktion der Elektron-Akzeptanz bestimmt. Die Ergebnisse für 3 Module sind in den Abbildungen 5.18 und 5.19 dargestellt bzw. in Kapitel 5.4 zusammengefaßt.

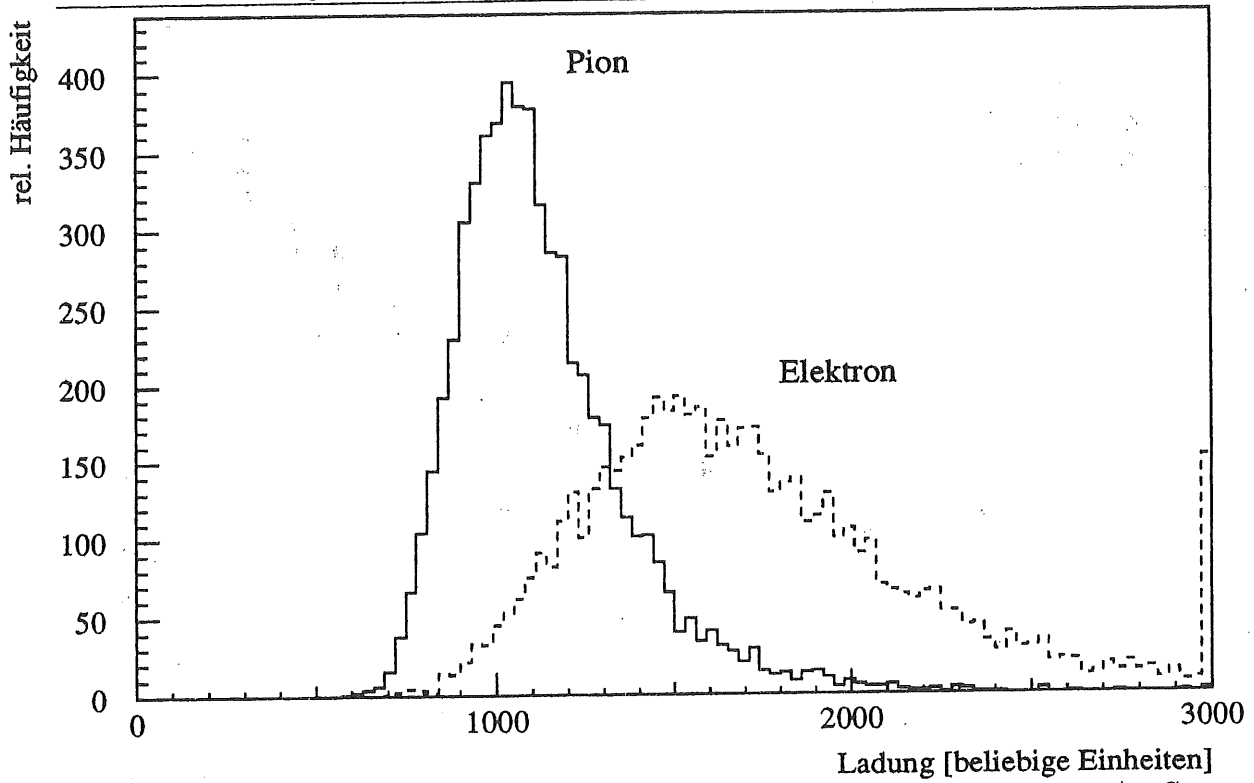


Abbildung 5.16: Normierte Energiespektren gemittelt über 12 Drähte, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

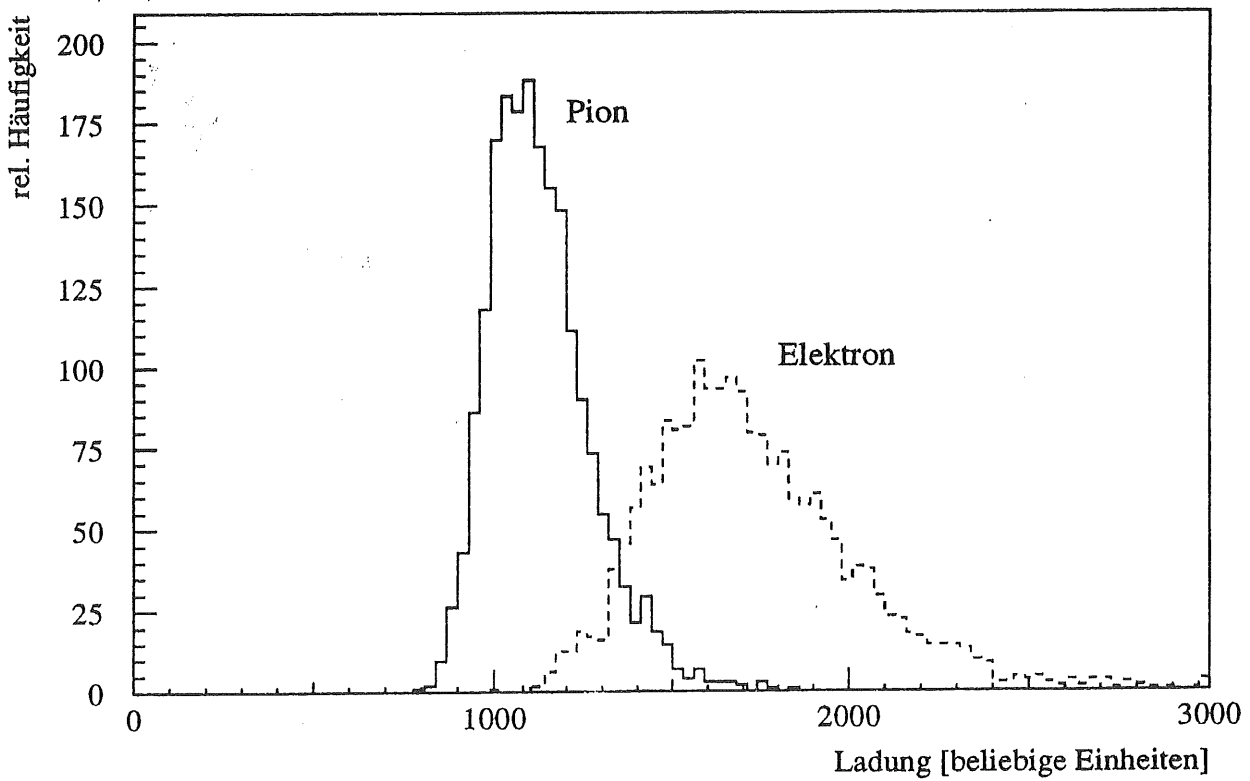


Abbildung 5.17: Normierte Energiespektren gemittelt über 36 Drähte, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

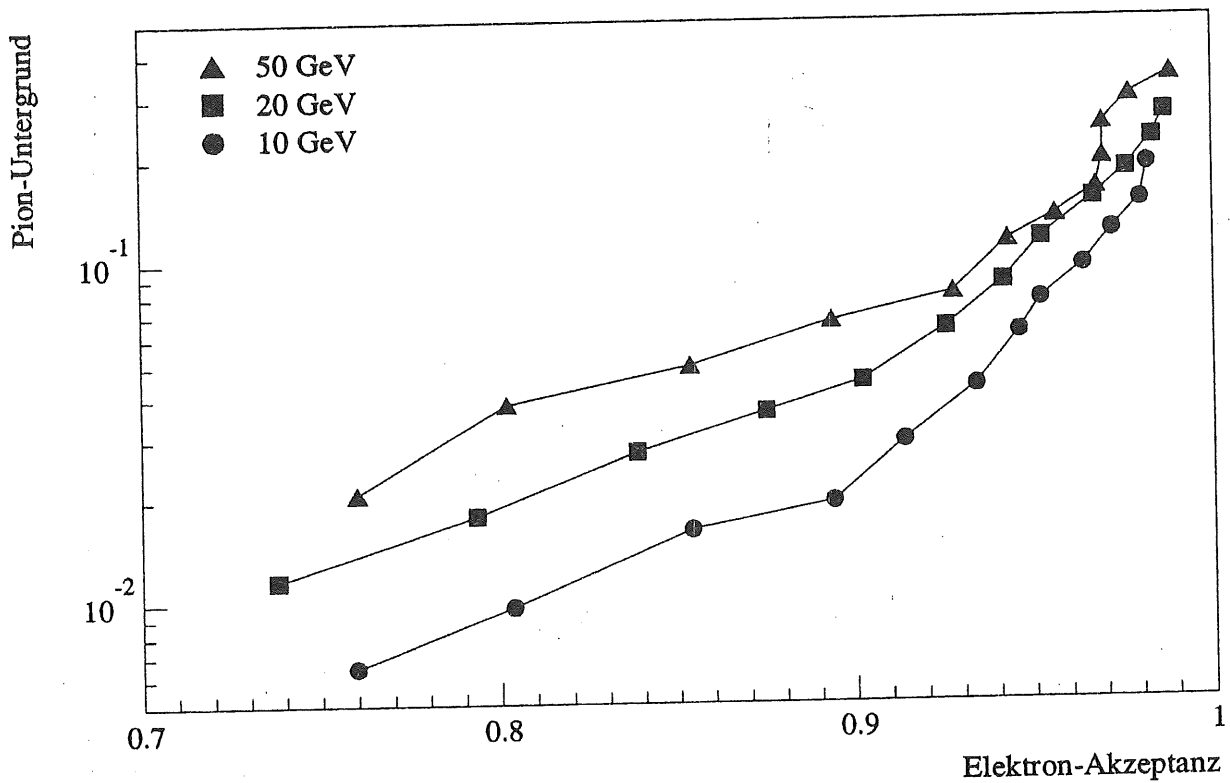


Abbildung 5.18: Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40.

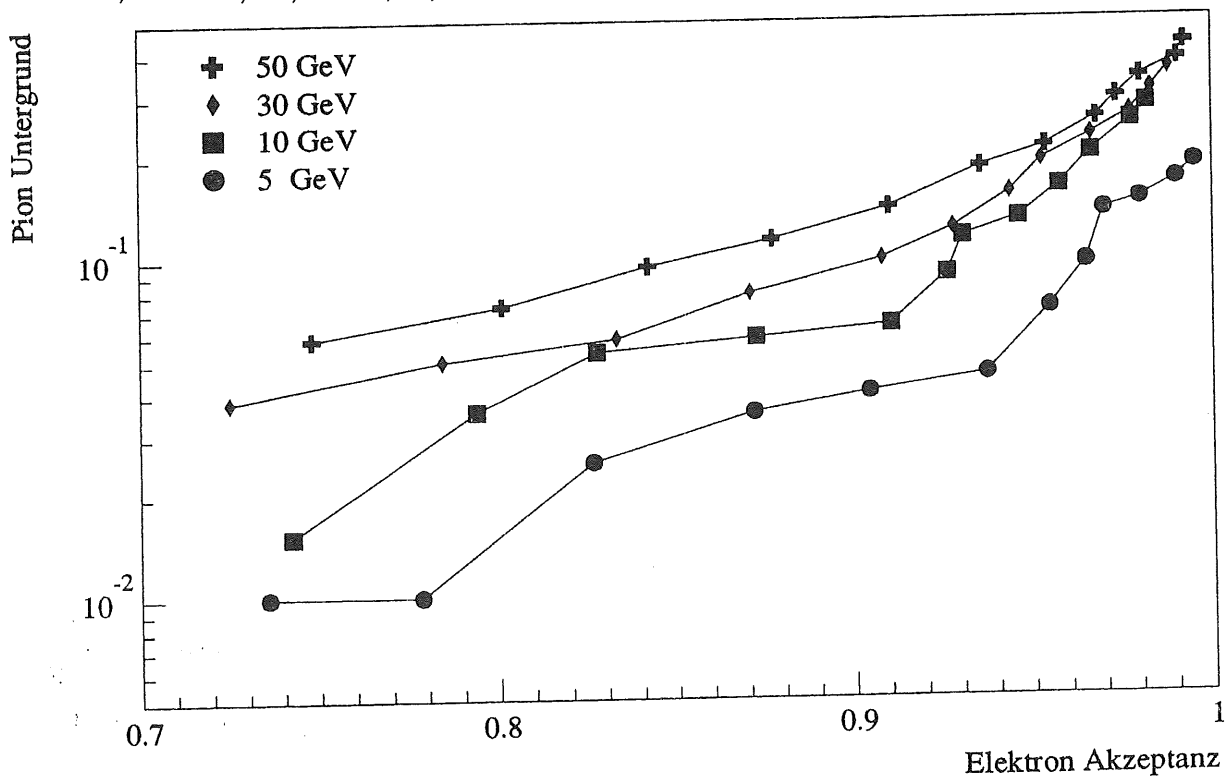


Abbildung 5.19: Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40.

Die Breite der Mittelwertverteilungen werden um so schmaler, je mehr Drähte dafür benutzt werden. Diesem Effekt läuft ein anderer Prozeß entgegen, der aus der Absorption der Übergangsstrahlung herrührt. Übergangsstrahlung wird normalerweise in einem eng begrenzten Bereich vor allem auf den ersten Drähten absorbiert. Registriert man dort sehr viel Ladung, so ist dies ein sehr starker Hinweis auf ein Elektron. Je mehr Drähte für die Mittelung herangezogen werden, um so weniger werden diese großen Pulse gewichtet, d.h. man verliert damit an Information. Es wurde daher untersucht, ob es eine optimale Anzahl von Drähten gibt, über deren Ladung man mittelt. Den Pion-Untergrund als Funktion der Drahtanzahl findet man in Abbildung 5.33. Die Zahl der Drähte wurde für verschiedene Xenon-Mischungen variiert, wobei sich bei allen Mischungen eine Verbesserung der Teilchentrennung zeigt, wenn man die Ladung aller Drähte zur Mittelwertbildung benutzt. Man erkennt aber auch, daß die letzten Drähte nur einen relativ geringen Informationsgewinn liefern. Die Unterschiede der Ladungsspektren von Pionen und Elektronen für die hinteren Drähte sind im wesentlichen durch den relativistischen Anstieg im dE/dx zu erklären (vgl. auch Abbildung 5.20).

Um die Trennung zu verbessern, können verschiedene Drähte bei der Mittelwertbildung unterschiedlich gewichtet werden. Die Wichtungsfaktoren sind durch das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Drähte bestimmt. Der Gewinn in der Elektron/Pion-Trennung ist allerdings vernachlässigbar klein. Daher wird diese Methode in der Analyse nicht weiter verfolgt.

5.3.2 „Truncated Mean“-Methode

Mit der untersuchten Kammer sollen nicht nur Teilchen mittels Übergangsstrahlung identifiziert werden, sondern auch über ihren Ionisationsverlust dE/dx . Die „Truncated Mean“-Methode ist nicht geeignet, die Teilchentrennung zwischen hochenergetischen Elektronen und Pionen zu verbessern, da sie Übergangsstrahlungsphotonen stark unterdrückt. Allerdings kann die Trennung von Teilchen verbessert werden, die noch keine Übergangsstrahlung erzeugen. Bei der „Truncated Mean“-Methode (deutsch: gestutzter Mittelwert) wird nur ein Teil der Pulse zur arithmetischen Mittelwertbildung herangezogen. Indem man ca. 10% bis 40% der hochenergetischen Pulse vernachlässigt, werden die Mittelwertverteilungen symmetrischer. Bei Teilchenspuren, die noch keine Übergangsstrahlung erzeugen ($\gamma < 100$), werden dabei vor allem Pulse mit δ -Elektronen unterdrückt. Durch diesen Schnitt wird die Streuung des Mittelwerts deutlich verringert, andererseits wird aber über weniger als die zur Verfügung stehenden 12 bzw. 36 Drähte gemittelt, was zu einer erneuten Verbreiterung der Spektren führt.

In der vorliegenden Analyse wird die Truncated Mean-Methode angewendet, indem die zwei (bei 12 Drähten) bzw. 6 (bei 36 Drähten) größten Pulse verworfen wurden. Abbildung 5.21 zeigt die so gewonnenen Mittelwertverteilungen von 36 Drähten für verschiedene Pionenergien. Die Halbwertsbreite FWHM der Mittelwertverteilung reduziert sich durch die Anwendung dieses Verfahrens bei 12 Drähten von 33% auf 32% bzw. sinkt von 22% auf 18% bei Mittelung über 36 Drähten. Der Effekt

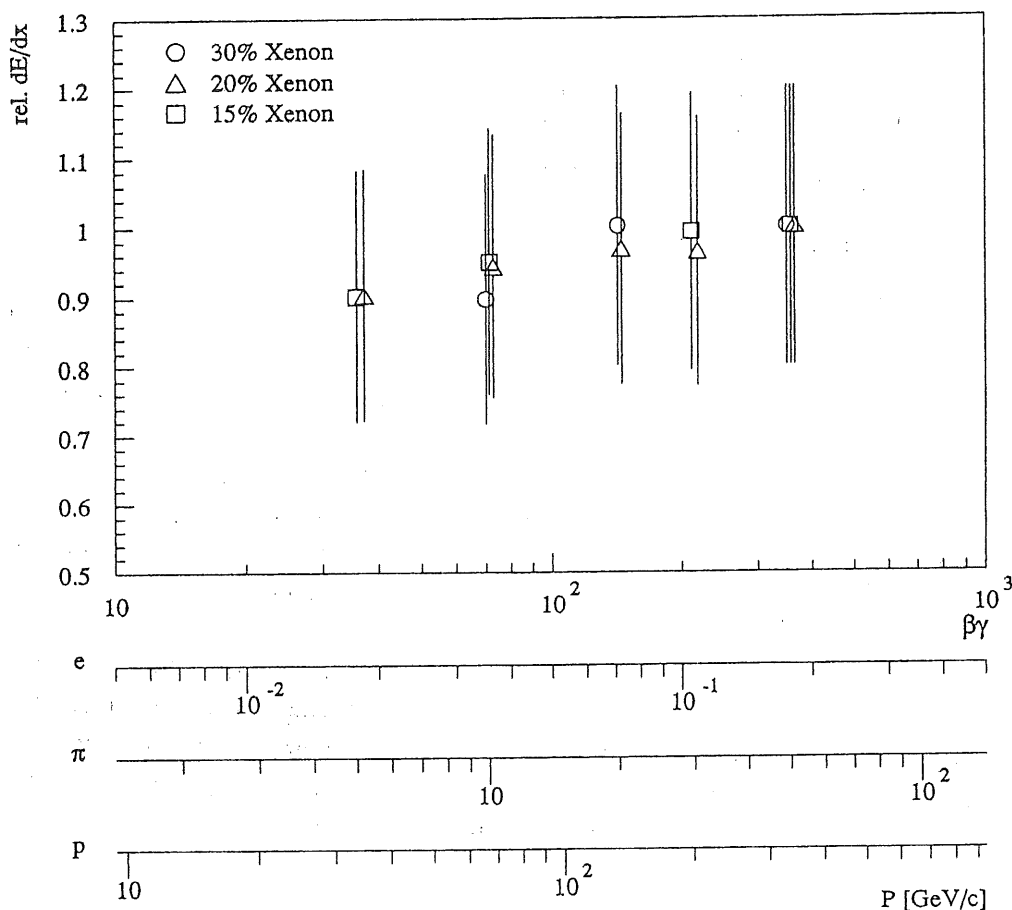


Abbildung 5.20: Gemessener relativer Energieverlust $dE/dx_{tr. mean}$ (bezogen auf den Ionisationsverlust bei $\gamma = 360$, $50 \text{ GeV}/c$ Pion) geladener Teilchen als Funktion des Lorentzfaktors für verschiedene Xenonkonzentrationen. Die Fehlerbalken geben die FWHM an und liegen zwischen 18 und 20%.

der Verbreiterung durch Benutzung weniger Drähte ist also geringer als die Reduktion der Streuung durch das Abschneiden der Verteilungen. Vor allem wird aber der hochenergetische Schwanz in den Mittelwertverteilungen unterdrückt.

Leider wurden in dem Test nur Testreihen mit Pionen und Elektronen aufgenommen. Protonen oder auch andere Teilchen können aber aus den Piondaten durch Skalieren der Ladungsspektren gewonnen werden. (vgl. auch [59]). Die Ionisation eines Protons mit einem Impuls von $30 \text{ GeV}/c$ ($\gamma = 31$) ist z.B. vergleichbar mit der eines Pions von $4,4 \text{ GeV}/c$, da sie den gleichen Lorentzfaktor γ besitzen. Die Proton-Pion-Trennung kann man simulieren, indem die Überschneidung der Mittelwertspektren von $5 \text{ GeV}/c$ Pionen mit $30 \text{ GeV}/c$ Pionen bestimmt wird. (Der Unterschied in der Ionisation zwischen $4,4 \text{ GeV}/c$ und $5 \text{ GeV}/c$ sollte nur wenige Prozent betragen und liegt im Rahmen der Meßgenauigkeiten, siehe auch Abbildung 5.20.)

In Abbildung 5.22 ist der Pion-Untergrund als Funktion der Proton-Akzeptanz bei einem Impuls von $30 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Dabei wurde die „Truncated Mean“-Methode benutzt. Es zeigt sich, daß der relativistische Anstieg nur eine relativ

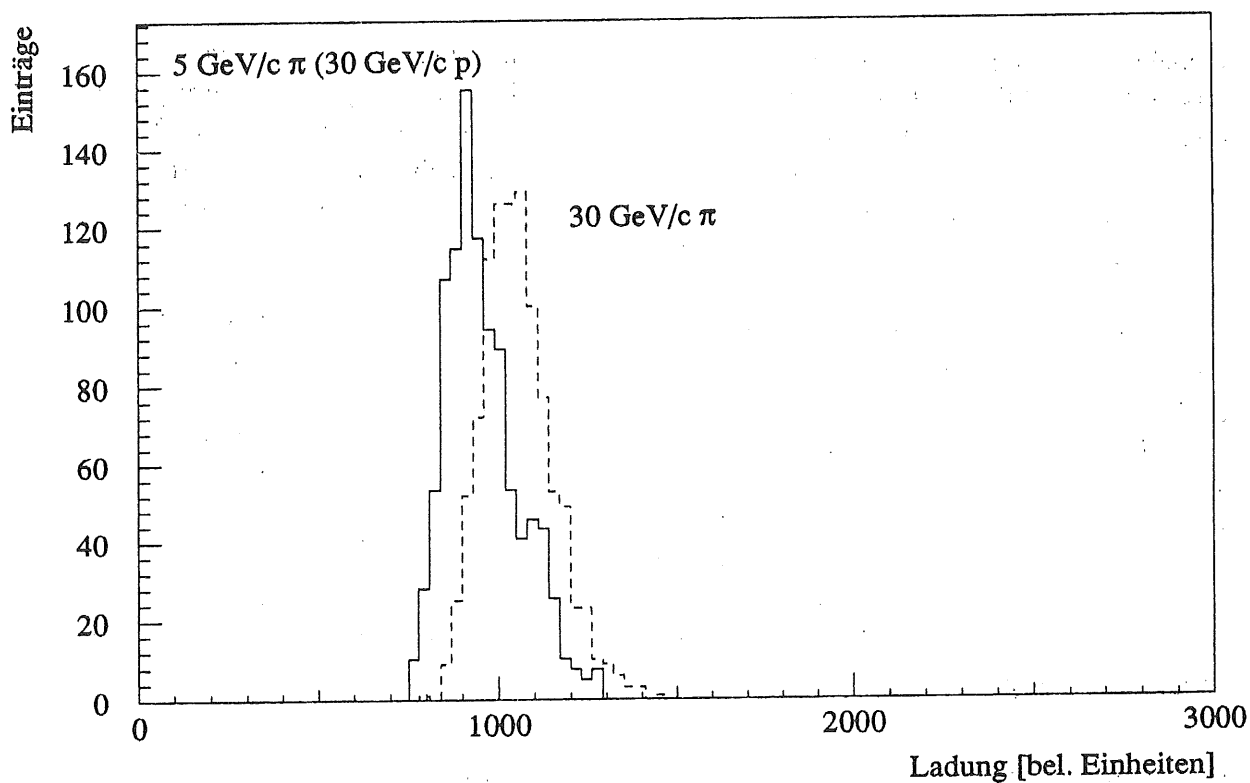


Abbildung 5.21: Truncated-Mean-Spektren gemittelt über 36 Drähte für verschiedene Pionimpulse. Gas: Xe/He/C₂H₆: 15/45/40.

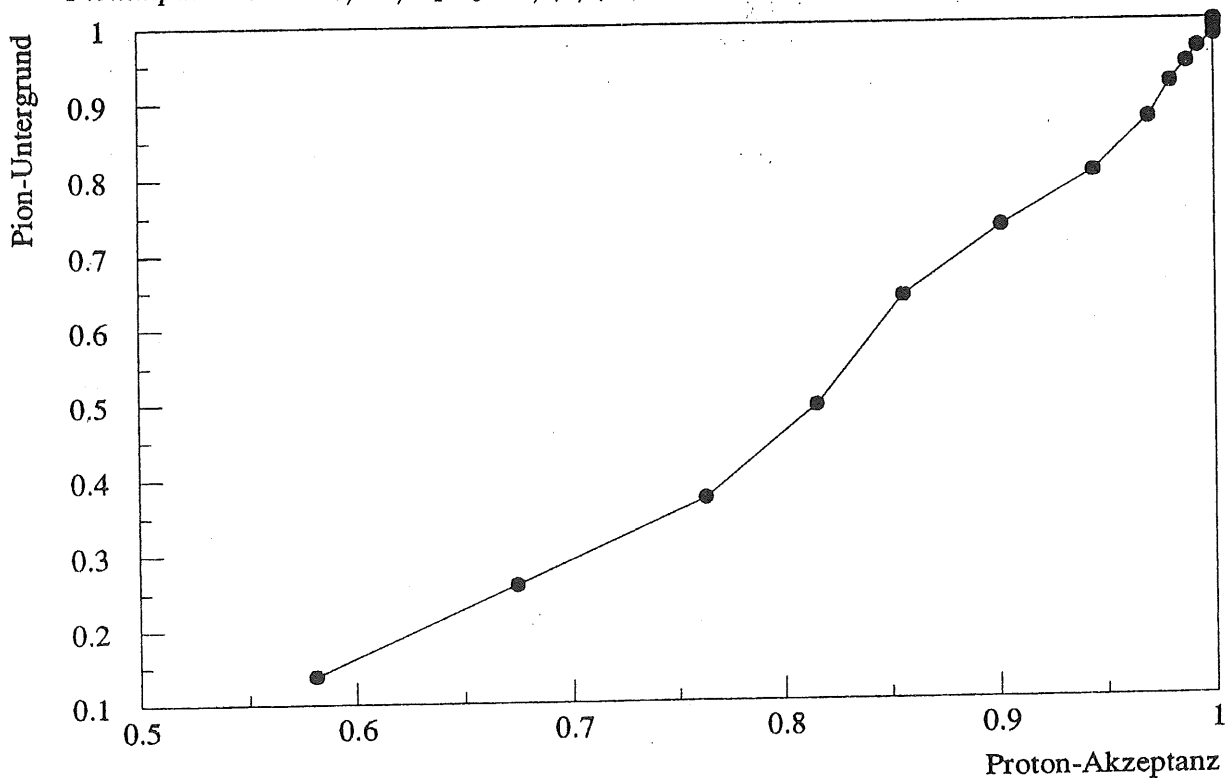


Abbildung 5.22: Pion-Untergrund als Funktion der Proton-Akzeptanz (Pionen von 5 GeV/c) für: 30 GeV/c; Gas: Xe/He/C₂H₆: 15/45/40.

schlechte Trennung zwischen Pionen und Protonen bei dieser Energie zuläßt. Erst unterhalb von 60% Protonenakzeptanz ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund besser als 1:3. Da der Anstieg im dE/dx für Pionen schon bei 20 GeV/c abflacht und unter der Annahme, daß man einen konstanten logarithmischen Anstieg zwischen $\beta\gamma=3-10$ und ca. $\beta\gamma=100$ hat, kann man in diesem γ -Bereich etwas bessere Trennungen erwarten.

Die Abhängigkeit des gemessenen Ionisationsverlustes von $\beta\gamma$ für verschiedene Gassorten zeigt Abbildung 5.20. Man erkennt einen Anstieg von ca. 10% für Pionen von 5 GeV/c ($\gamma = 36$) nach 20 GeV/c ($\gamma = 145$). Danach ist der Ionisationsverlust annähernd konstant. Der Verlauf ist für alle untersuchten Gassorten fast gleich. Nur die 30% Mischung zeigt einen etwas stärkeren Anstieg. Man kann den relativistischen Anstieg bis zum Minimum bei ca. $\beta\gamma=3-10$ extrapolieren. Für die 15% und 20% Xenon-Mischung erhält man einen Anstieg des dE/dx von 25% bis 30% bezogen auf das Minimum. Für die 30% Mischung liegt dieser Wert sogar bei 70%. Diese Angaben sind insbesondere für die 30% Xenon-Mischung sehr ungenau, da dort nur ein Wert im logarithmischen Anstieg bei $\beta\gamma \approx 70$ gemessen wurde. In der Literatur wird ein Anwachsen von ca. 40% für den betrachteten $\beta\gamma$ -Bereich vorausgesagt [16].

5.3.3 Schwellen- oder „Cluster-Counting“-Methode

Bei der hier verwendeten Methode handelt es sich um eine Art des sogenannten Cluster-Counting (deutsch: Ladungsanhäufungen zählen). Unter einem Cluster versteht man in diesem Zusammenhang eine verstärkte Anhäufung von Ladung entlang einer Teilchenspür. Diese können z.B. durch δ -Elektronen, aber auch durch absorbierte Übergangsstrahlungsphotonen entstehen. Bei der hier verwendeten Methode des Cluster-Counting zählt man allerdings nicht diese Cluster, sondern es wird vielmehr die insgesamt pro Draht gemessene Ladung bestimmt. Danach untersucht man bei wievielen Drähten einer Spur dieser Wert oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes liegt. (Z.t. auch als „Cluster counting with fixed timebins“ in der Literatur zu finden). Diese Methode ist also vergleichbar mit der Mittelwertmethode, wobei die Energieverteilung nur zwei Kanäle besitzt. Die Zahl der gefundenen Pulse oberhalb der Schwelle wird in ein Histogramm eingetragen. Die Cluster-Häufigkeit ist poissonverteilt, da es sich bei der Ionisation von Gasen um einen statistischen Prozeß handelt. Typische Kurven für Elektronen und Pionen und die angefitzten Poissonverteilungen werden in Abbildung 5.23 gezeigt.

Um die verschiedenen Teilchen zu trennen, wird hier eine Schwelle auf der Clusterachse definiert, ähnlich wie bei der Mittelwertmethode. Ist die Zahl der gefundenen Cluster größer als der Schwellenwert, so handelt es sich wahrscheinlich um ein Elektron, bei weniger Clustern um ein Pion. Auch hier kann man den Pionuntergrund als Funktion der Akzeptanz bestimmen.

Der minimale Ladungswert, ab dem man einen Ladungswert als Cluster definiert, kann bei dieser Methode variiert werden. Genauere Untersuchungen zeigen aber, daß die Teilchentrennung für Schwellenwerte in einem Bereich von ca. 5 bis 8 keV nur wenig von der genauen Lage abhängt.

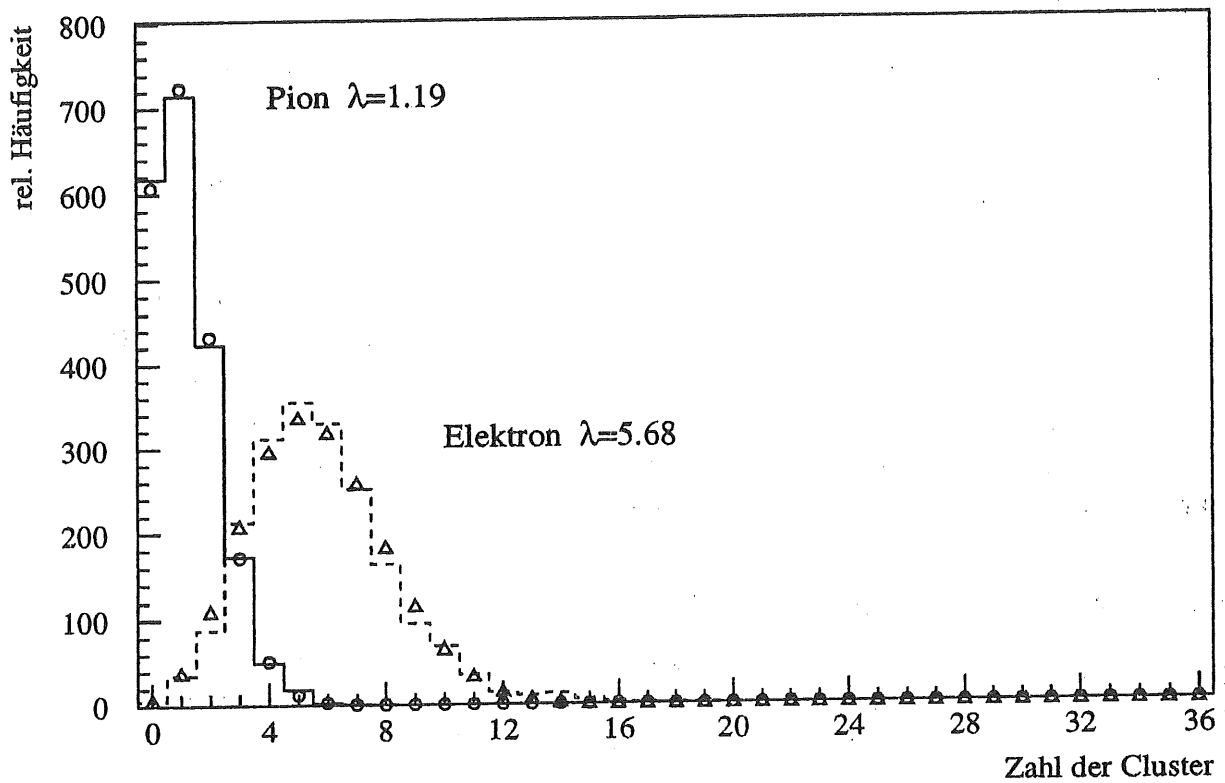


Abbildung 5.23: Clusterhäufigkeit für Elektronen und Pionen, 3 Module, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40. Die Punkte entsprechen den angefitzten Poissonverteilungen: $y = \frac{\lambda^x}{x!} e^{-\lambda}$ ($x=0, 1, \dots, 36$).

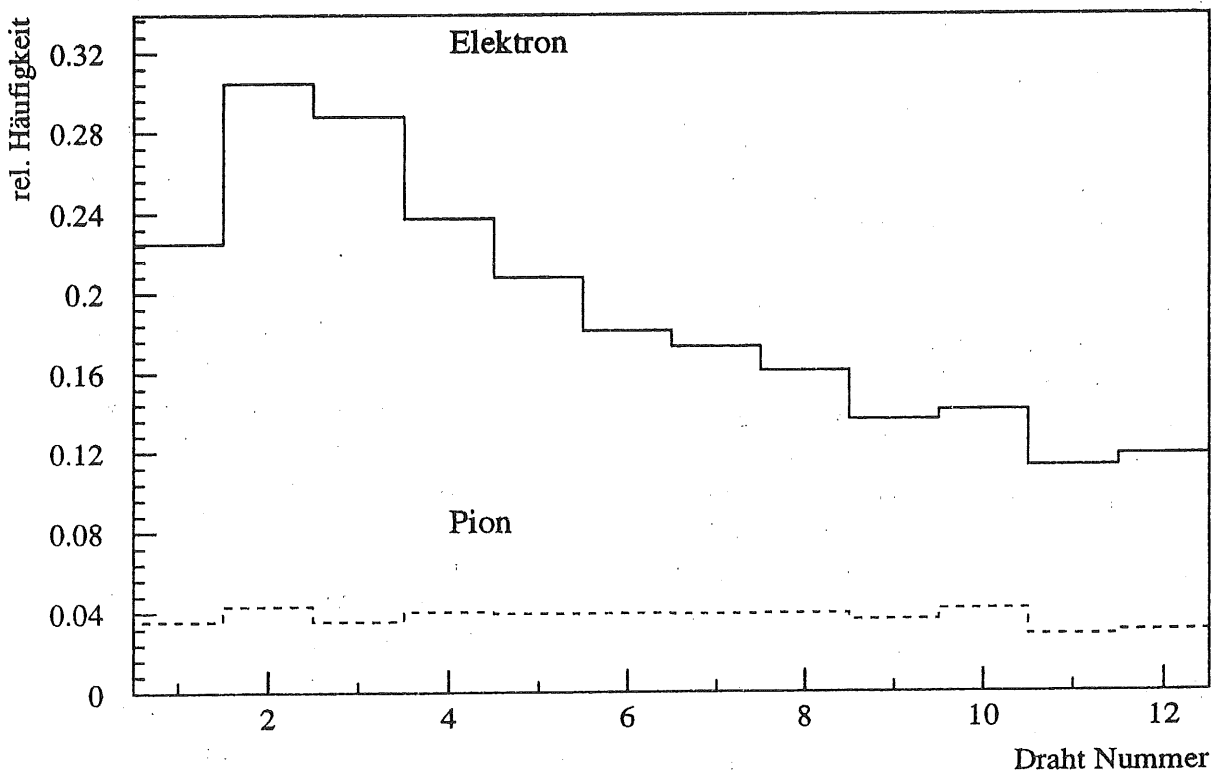


Abbildung 5.24: Clusterwahrscheinlichkeit als Funktion der Drahtnummer, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

Auch bei der Methode des Cluster-Counting kann man die Zahl der Drähte variieren. Analog wie bei der Mittelwertbestimmung verliert die Information der ersten Drähte um so mehr an Bedeutung, je mehr Drähte für das Cluster-Counting benutzt werden. Abbildungen 5.24 und 5.33 zeigen, daß aber auch hier die letzten Drähte mit zur Trennung beitragen. Dies erklärt sich aus dem erhöhten Schwanz in den Energieverteilungen der Elektronen gegenüber denen der Pionen.

Die Trennung verschiedener Teilchen mittels Cluster-Counting liefert durchweg schlechtere Werte als die Mittelwertmethode (vgl. Abbildungen 5.34 bis 5.37). Dies liegt wahrscheinlich an dem Informationsverlust durch das sehr vereinfachte Binning der Ladungsspektren. Der Vorteil dieser Methode ist, daß man im Prinzip auf FADCs verzichten kann und nur über Diskriminatoren eine schnelle Teilcheninformation erhält. Diese kann dann z.B. als Triggerinformation benutzt werden.

5.3.4 Maximum-Likelihood-Methode

Mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode kann man berechnen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein gemessener Ladungswert den normierten Ladungsspektren (sogenannte Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen) von Elektronen oder von Pionen zugeordnet werden kann. Analog kann man auch die Clusterwahrscheinlichkeit als Funktion der Drahtnummer (Abbildung 5.24) als Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen benutzen. Da dabei aber kaum eine Verbesserung der Teilchentrennung gegenüber dem oben beschriebenen „Cluster-Counting“ erreicht werden konnte, wird nur die erste Methode im folgenden näher erklärt und die erreichten Teilchentrennungen verglichen.

Man bestimmt die Energieverteilungen für jeden Draht ($i = 1 \dots N$) und jede Teilchensorte (e, π) einzeln (siehe Abbildung 5.14) und benutzt diese als Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen $f_{e,\pi}^i(Q_i)$ für Pionen bzw. Elektronen. Ladungswerte, die oberhalb des Wertebereichs der Histogramme liegen, werden dabei in den letzten Kanal der Verteilung eingefüllt (sogenannter Overflow-Kanal), um nicht für die Trennung verloren zu gehen. Man muß außerdem darauf achten, daß in den Histogrammen keine Kanäle ohne Einträge auftreten. Solche Kanäle würden bei der Multiplikation der Wahrscheinlichkeiten eindeutige Pionen bzw. Elektronen vortäuschen. Die so gewonnenen Verteilungen glättet (engl.: smooth) man (mit Ausnahme des Overflow-Kanals), um Strukturen nicht überzubewerten, die z.B. durch Binningeffekte und die Statistik auftreten. Dabei muß darauf geachtet werden, daß durch den verwendeten Smooth-Algorithmus die Verteilungen weder verschoben, noch in ihrer Breite verändert werden. Strukturen, die durch die Übergangsstrahlung entstehen, dürfen natürlich ebenfalls nicht verschwinden. Bei dem verwendeten Algorithmus mittelt man mehrmals nacheinander über mehrere Kanäle des Histogramms und füllt diesen Wert anschließend wieder ein. Danach werden die Verteilungen auf eins normiert. Abbildung 5.26 zeigt eine typische Ladungsverteilung und die entsprechende geglättete Verteilung. Der Effekt durch das Glätten ist verhältnismäßig gering. Im allgemeinen wird dadurch der gemessene Pionuntergrund um ca. 10% (relativ) verschlechtert.

Fliegt ein Elektron durch die Nachweiskammer, dann berechnet man die Wahr-

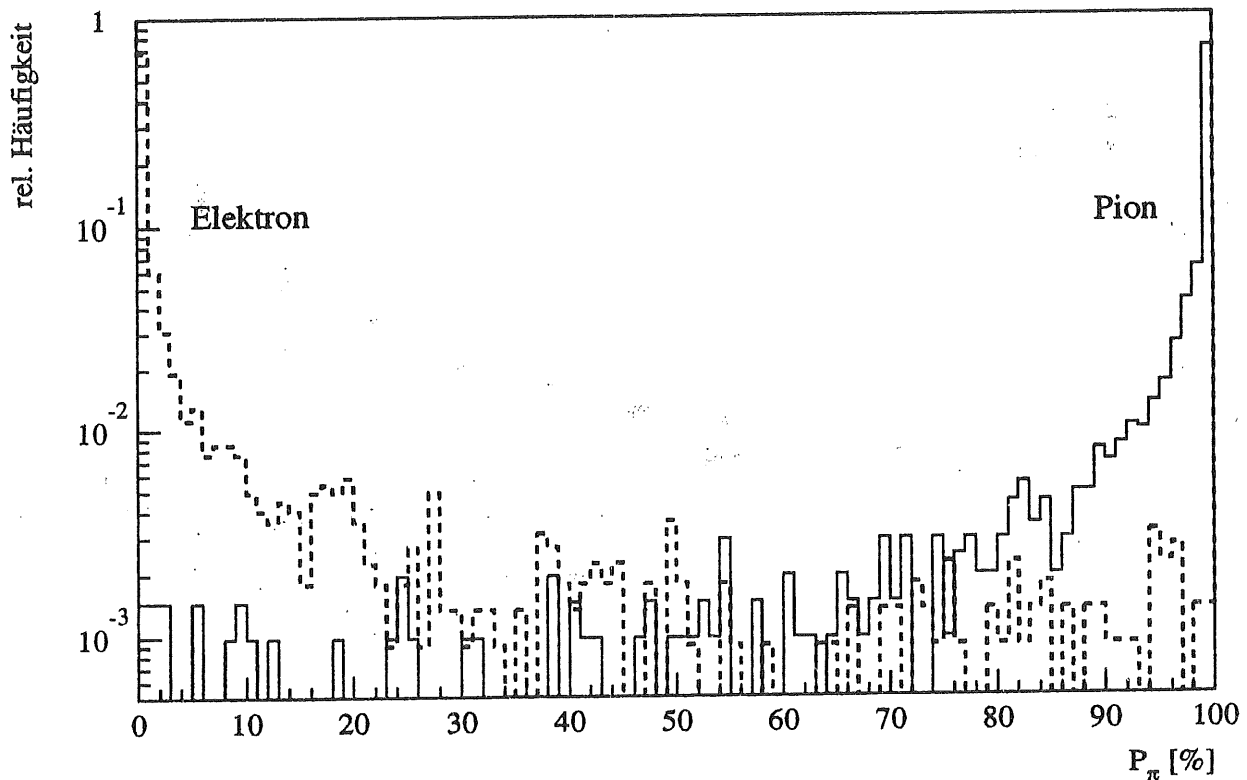


Abbildung 5.25: Likelihoodquotienten P_π für Elektronen und Pionen, gewonnen aus den Ladungsverteilungen, 3 Module, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

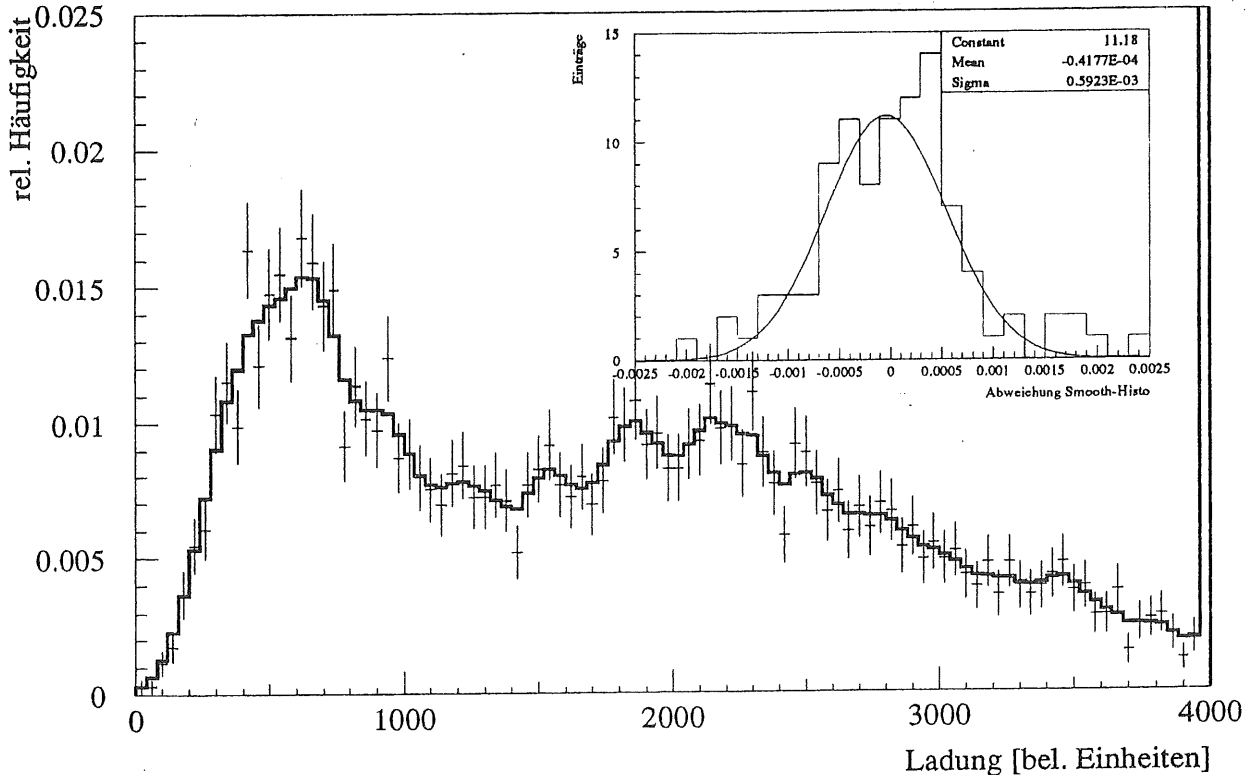


Abbildung 5.26: Vergleich zwischen geglätteter und gemessener Ladungsverteilung. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der gemessenen Verteilung an. Das eingesetzte Bild zeigt die Abweichungen pro Kanal zwischen den beiden Kurven.

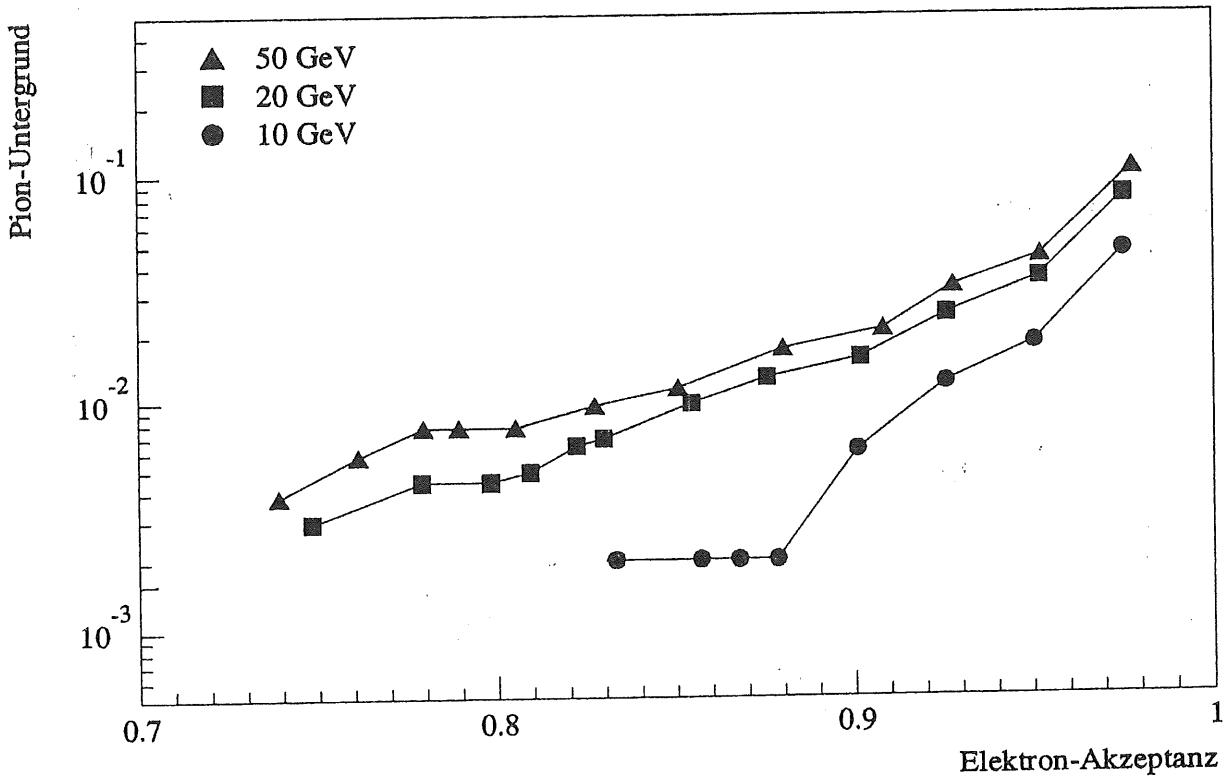


Abbildung 5.27: Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40.

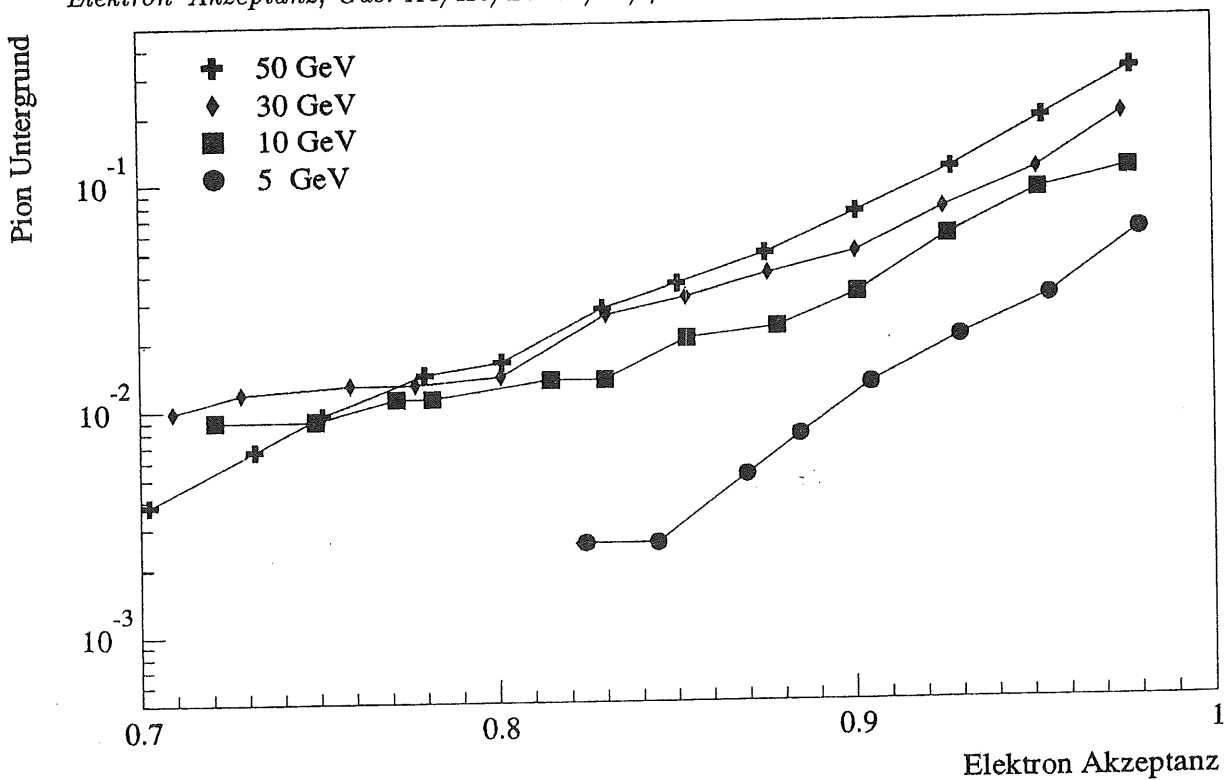


Abbildung 5.28: Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40.

scheinlichkeit W_e , den Wertesatz $[Q_i, i = 1 \dots N]$ zu finden nach:

$$W_e = \prod_{i=1}^N f_e^i(Q_i), \quad (5.3)$$

bzw. bei einem Pion:

$$W_\pi = \prod_{i=1}^N f_\pi^i(Q_i). \quad (5.4)$$

Da diese Produkte sehr klein werden können, rechnet man üblicherweise mit den Logarithmen, d.h.:

$$\ln(W_{e,\pi}) = \sum_{i=1}^N \ln(f_{e,\pi}^i(Q_i)). \quad (5.5)$$

Dabei bezeichnet $f_e^i(Q_i)$ bzw. $f_\pi^i(Q_i)$ die Funktionswerte der normierten Ladungsverteilungen der N Drähte. Für ein einzelnes Modul hat man $N = 12$ und für 3 Module $N = 36$. Letztere werden in derselben Weise wie bei der Mittelwertmethode durch drei unabhängige Ereignisse simuliert.

Die Wahrscheinlichkeit, daß der Wertesatz $[Q_i, i = 1 \dots N]$ von einem Pion und nicht von einem Elektron stammt, wird durch den Likelihoodquotienten gegeben:

$$P_\pi = \frac{W_\pi}{W_\pi + W_e}. \quad (5.6)$$

Entsprechend definiert:

$$P_e = \frac{W_e}{W_\pi + W_e} = 1 - P_\pi, \quad (5.7)$$

die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron. Typische Verteilungen der Likelihoodquotienten zeigt Abbildung 5.25.

Den Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz für zwei verschiedene Xenon-Konzentrationen zeigen Abbildung 5.27 und 5.28.

Der Vorteil der Maximum-Likelihood-Methode ist, daß sie die ihr zur Verfügung stehende Information statistisch optimal ausnutzt. Dabei vergleicht man die Daten mit den Spektren beider Teilchenarten und entscheidet welchem Spektrum die gemessenen Ladungen am ehesten entsprechen. Dies ist der Grund, warum man mit dieser Methode die besten Resultate erhält. Auch hier wird durch Auswertung der Einzeldrahtspektren unter Mitberücksichtigung der letzten Drähte die Ergebnisse verbessert. Dies zeigen auch die Ergebnisse in Abbildung 5.33.

5.3.5 Wahrscheinlichkeitsprodukt-Methode

Bei dieser Methode vergleicht man Elektronen und Pionen mit den gleichen Verteilungen. Dazu werden zunächst für die Pionmeßreihen die Energieverteilungen $f_\pi^i(Q_i)$ für jeden Draht einzeln bestimmt und normiert. Die Wahrscheinlichkeit w_i bei einem Teilchendurchgang auf dem Draht i einen Ladungswert oberhalb der gemessenen Ladung Q_i zu finden, kann man mit Hilfe der sogenannten Verteilungsfunktion $F_i(Q_i)$ bestimmen:

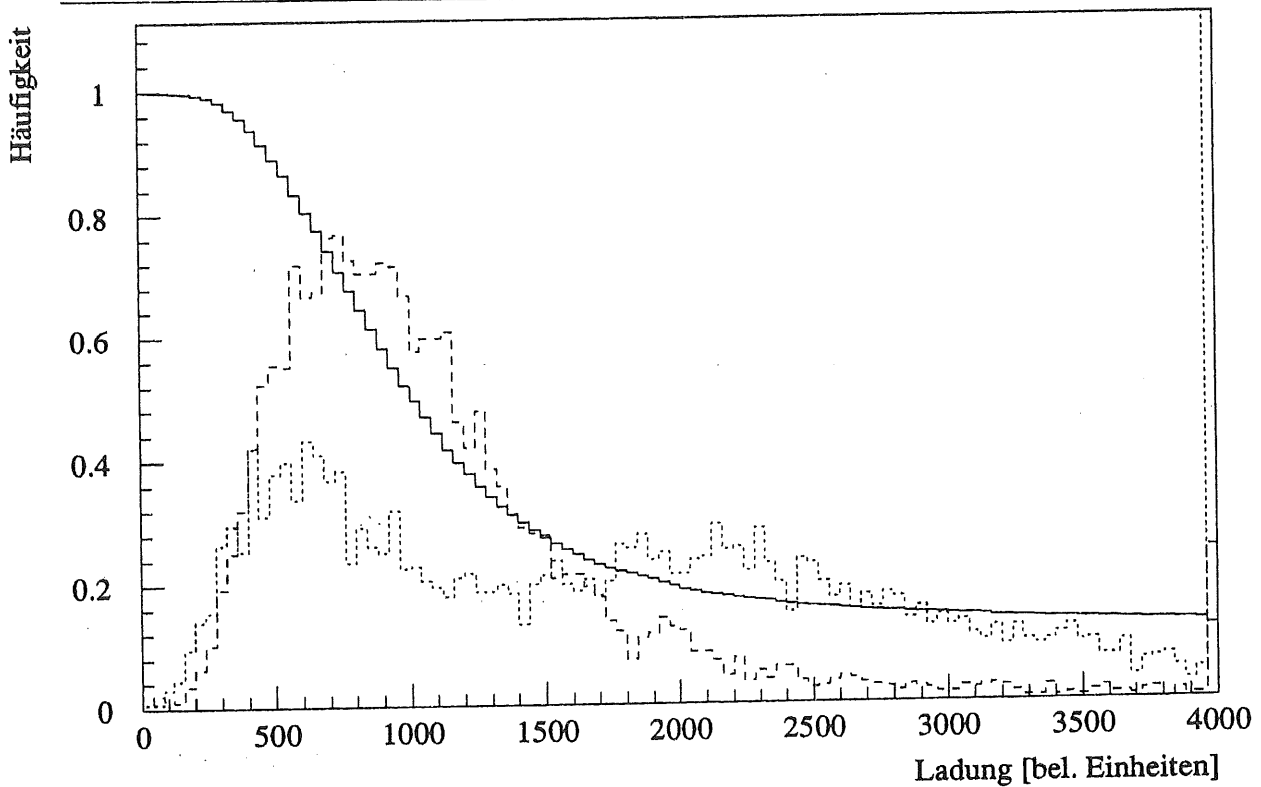


Abbildung 5.29: Die Funktion $w_i(Q_i) = 1 - F_i(Q_i)$ (durchgezogen) und zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion $f_{\pi}^i(Q_i)$ (gestrichelt, y-Achse 20-fach vergrößert). Zum Vergleich ist auch die Ladungsverteilung von Elektronen gepunktet eingezeichnet.

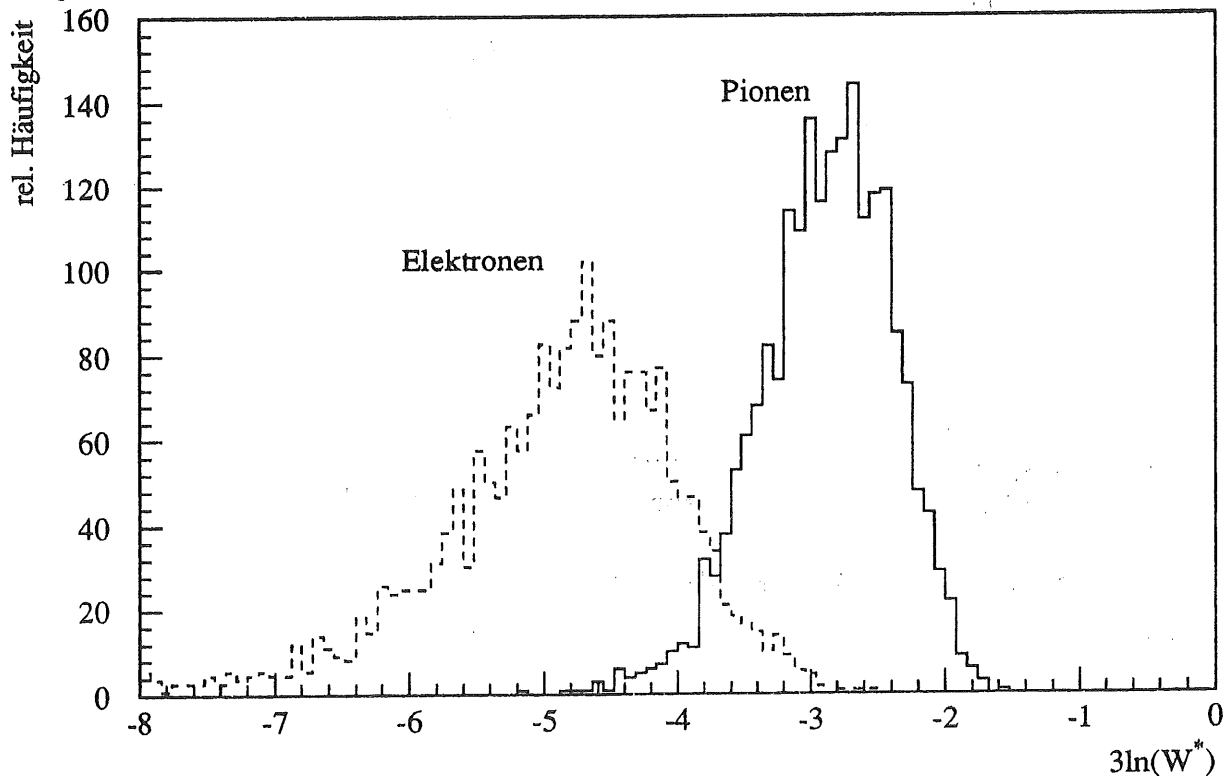


Abbildung 5.30: Wahrscheinlichkeits-Produkt $\ln(W^*)$ für Pionen und Elektronen, Gas: Xe/He/Et: 30/30/40.

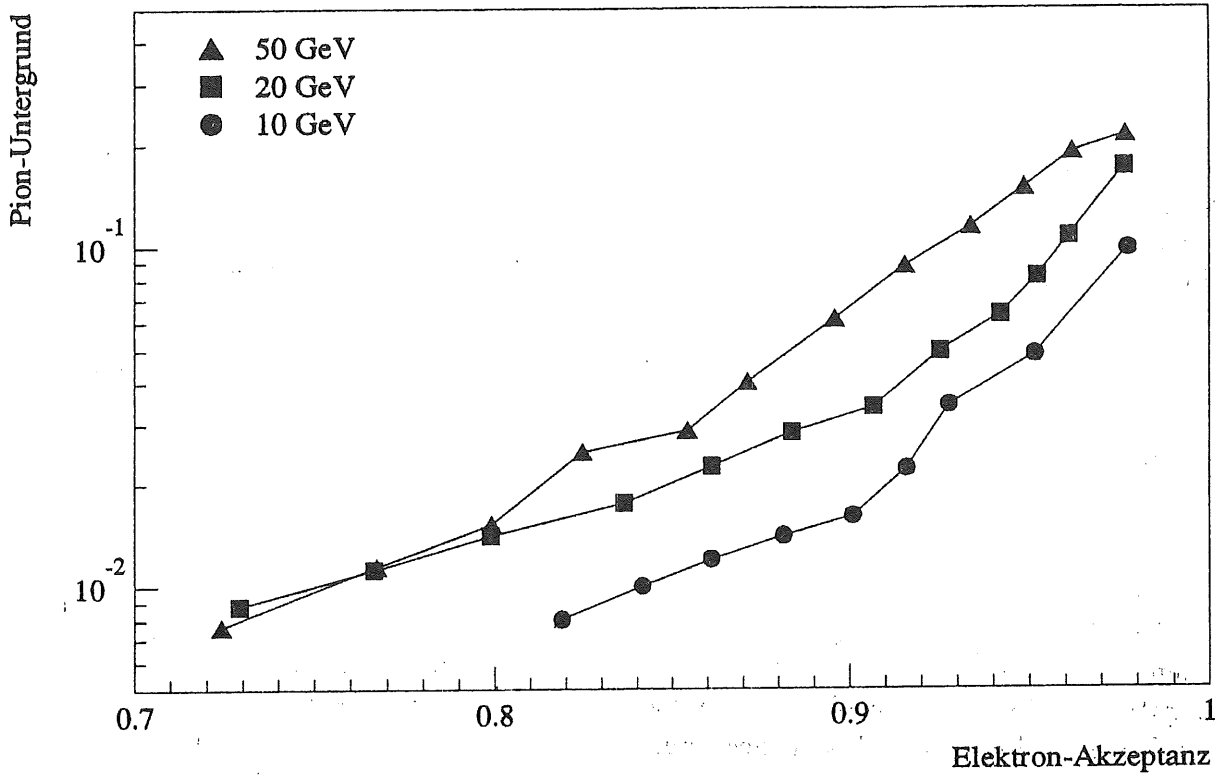


Abbildung 5.31: Wahrscheinlichkeits-Produkt-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40.

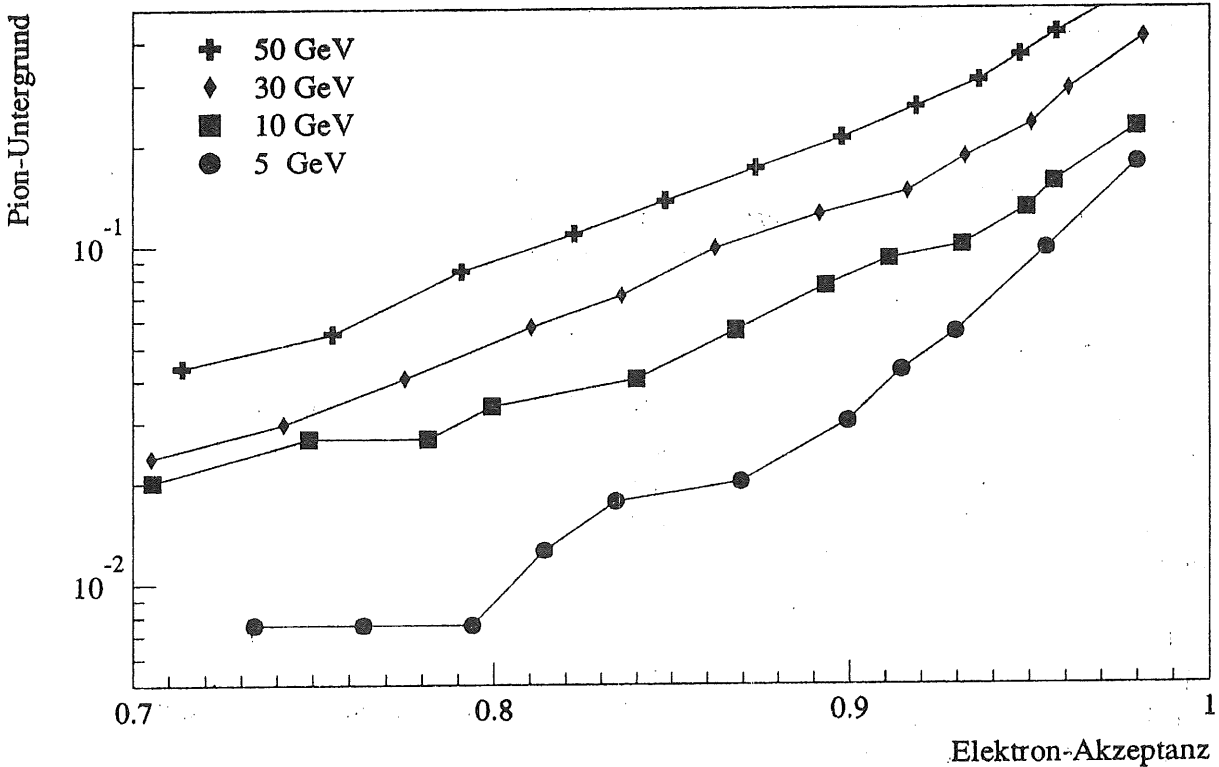


Abbildung 5.32: Wahrscheinlichkeits-Produkt-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40.

$$w_i(Q_i) = 1 - F_i(Q_i) = 1 - \int_0^{Q_i} f_{\pi}^i(Q_i) \cdot dQ_i \quad (5.8)$$

Die Funktion w_i und die zugehörige Energieverteilung $f_{\pi}^i(Q_i)$ sind in Abbildung 5.29 dargestellt. Sie sieht für alle Drähte annähernd gleich aus. Für N Nachweisdrähte mit den gemessenen Ladungswerten $[Q_i, i = 1 \dots N]$ muß man das Produkt dieser w_i bilden, um die Gesamtwahrscheinlichkeit W^* zu berechnen:

$$W^* = \prod_{i=1}^N w_i(Q_i) \quad (5.9)$$

bzw.:

$$\ln(W^*) = \sum_{i=1}^N \ln(w_i(Q_i)) \quad (5.10)$$

W^* stellt also das geometrische Mittel der w_i dar.

Die Größe $\ln(W^*)$ wird für die Pion- und Elektronmeßreihen in ein Histogramm eingetragen (vgl. Abbildung 5.30). Für Elektronen ist der Logarithmus der W^* zu negativeren Werten verschoben, da häufig ein hoher Ladungswert gemessen wird, die Funktion w_i dort aber schon nahezu auf Null abgefallen ist. D.h. die hohen Werte sind sehr unwahrscheinlich für Pionen. Aus der Überschneidung der Elektron- und Pionverteilungen kann analog wie bei der Mittelwertmethode der Pionuntergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz bestimmt werden. Die Ergebnisse für zwei verschiedene Gasmischungen findet man in Abbildungen 5.31 und 5.32.

5.4 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die aus den Testdaten gewonnenen Ergebnisse zusammengefaßt. Dabei werden insbesondere die verschiedenen Auswertemethoden verglichen und die Unterschiede für verschiedene Gasmischungen gezeigt.

5.4.1 Bestimmung der Elektron/Pion-Trennung

Die Daten wurden nach verschiedenen Methoden ausgewertet, die unterschiedliche Eingabedaten (z.B. Cluster bzw. Ladung) oder andere Auswertelgorithmen benutzen. Abbildungen 5.34 bis 5.39 zeigen den Pion-Untergrund bei 90% Elektron-Akzeptanz für drei Übergangsstrahlungsmodule und verschiedene Xenon-Konzentrationen zwischen 15% und 30%.

Der erhaltene Pion-Untergrund ist für alle oben beschriebenen Methoden (bis auf Truncated Mean) dargestellt. Die Maximum-Likelihood-Methode liefert dabei die besten Ergebnisse. Die Wahrscheinlichkeitsprodukt-Methode und die Mittelwertmethode unterscheiden sich für die verschiedenen Gasmischungen und Impulse nur wenig in ihren Ergebnissen.

Bei der Mischung Xe/He/Et 30/30/40 erhält man mit der Wahrscheinlichkeitsprodukt-Methode einen Pion-Untergrund, der 1% bis 2% kleiner ist als mit der

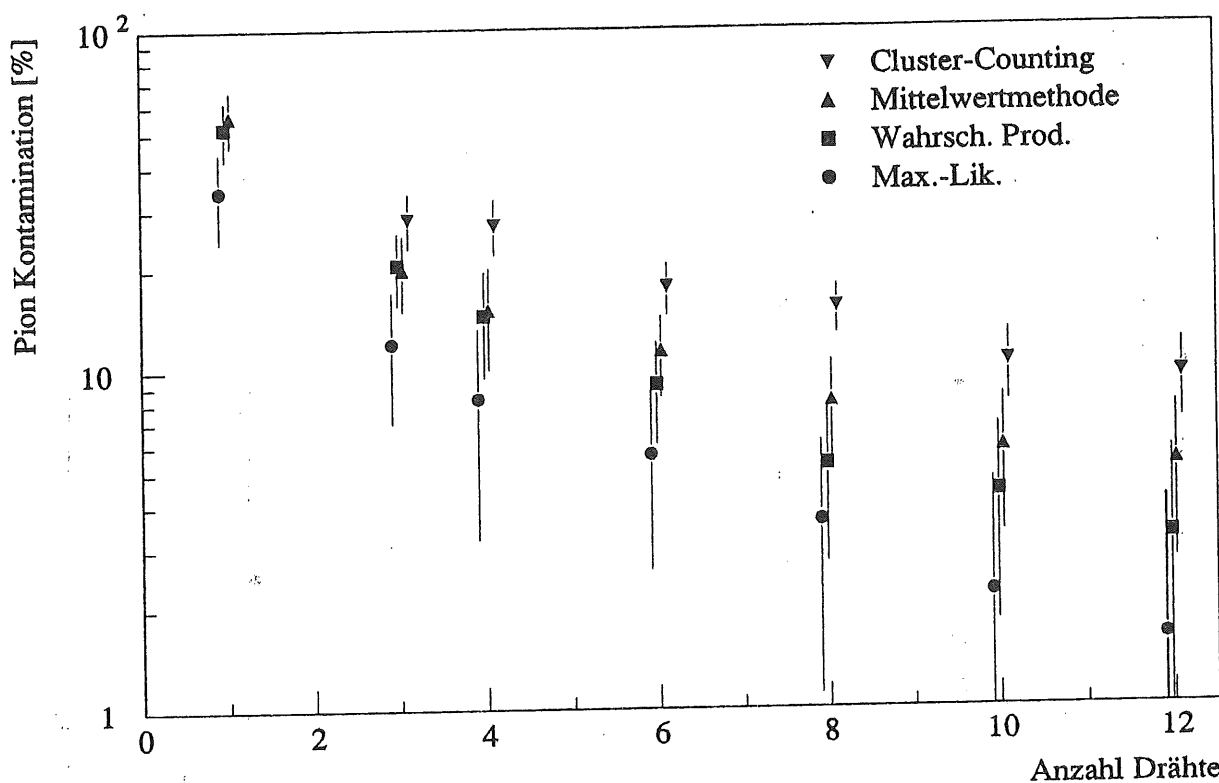


Abbildung 5.33: Pion-Untergrund bei 90% Elektron-Akzeptanz, als Funktion der Anzahl der berücksichtigten Drähte pro Kammer; für 3 Module, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

Mittelwertmethode (relativ bzgl. Mittelwertmethode ca. 50%). Das Cluster-Counting liefert Ergebnisse, die 4% bis 5% über denen der Mittelwertmethode liegen (relativ bzgl. Mittelwertmethode ca. 100%). Bei der 20% Xenon Mischung beträgt der Unterschied zwischen dem Cluster-Counting und den anderen beiden Methoden nur ca. 2% (relativ bzgl. Mittelwertmethode ca. 50%).

Für alle untersuchten Gasmischungen und Auswertemethoden zeigt sich eine Verschlechterung der Teilchentrennung zu hohen Impulsen. Dieser Effekt läßt sich vor allem auf den relativistischen Anstieg im dE/dx der Pionen erklären. Im Gegensatz zu Elektronen, deren Ionisation schon bei 5 GeV/c im Fermiplateau liegt, steigt der Ionisationsverlust der Pionen zwischen 5 GeV/c und 50 GeV/c um ca. 10% (vgl. Abbildung 5.20). Die Zahl der erzeugten Übergangsstrahlungsphotonen ist jedoch annähernd konstant (vgl. Abbildung 3.7), da sich die Übergangsstrahlung bei $\gamma \approx 3000$ in der Sättigung befindet. Daher nimmt die mittlere Ladung der Pion-Spektren zu und damit wird die Trennung schlechter. Ab 50 GeV/c ($\beta\gamma > 360$) erzeugen auch schon Pionen Übergangsstrahlung (vgl. Abbildung 3.7), wodurch sich die Unterschiede noch weiter verringern.

Bei der Gegenüberstellung der Auswertelgorithmen zeigt sich der Vorteil der Maximum-Likelihood-Methode. Dabei vergleicht man die Daten mit den Spektren beider Teilchenarten und entscheidet welchem Spektrum die gemessenen Ladungen am ehesten entsprechen, wobei die zur Verfügung stehende Information optimal ausgenutzt wird. Dies ist aber gleichzeitig ein Nachteil für die Benutzung dieser Methode

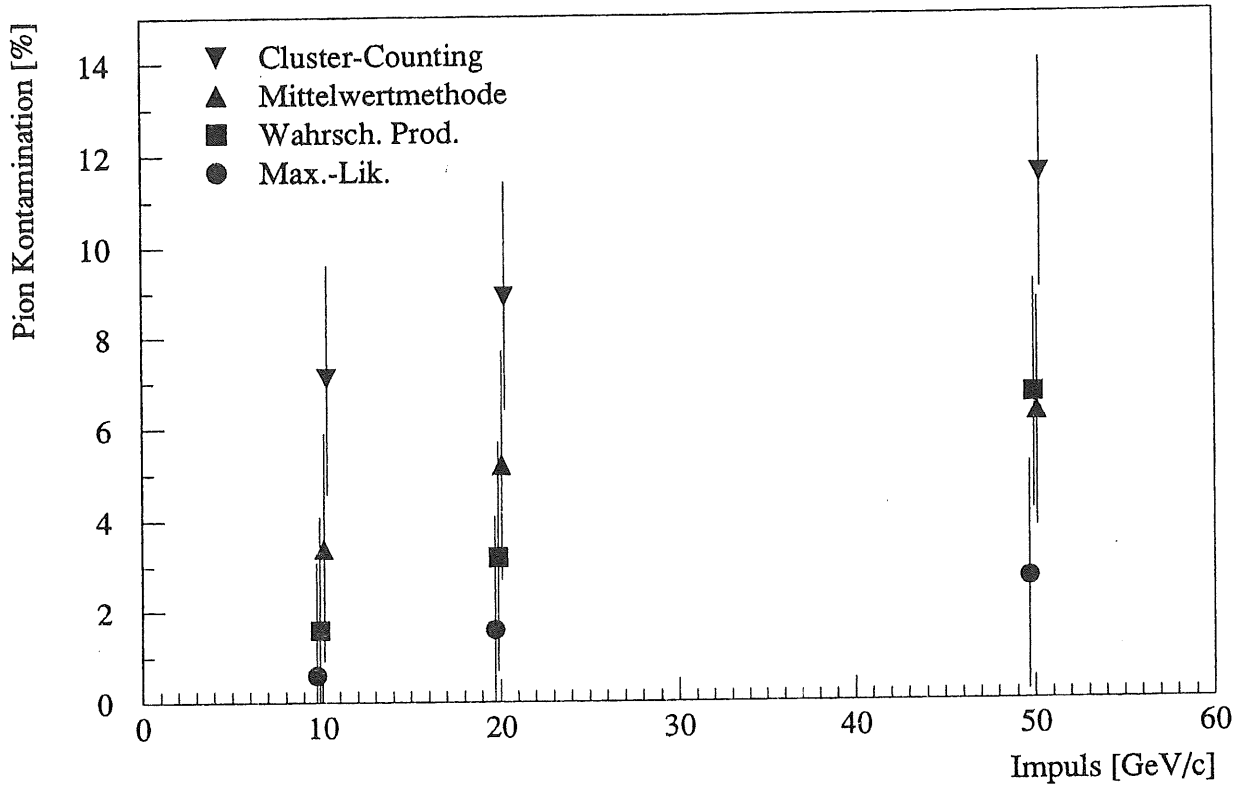


Abbildung 5.34: Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40, bei 90% Elektron-Akzeptanz.

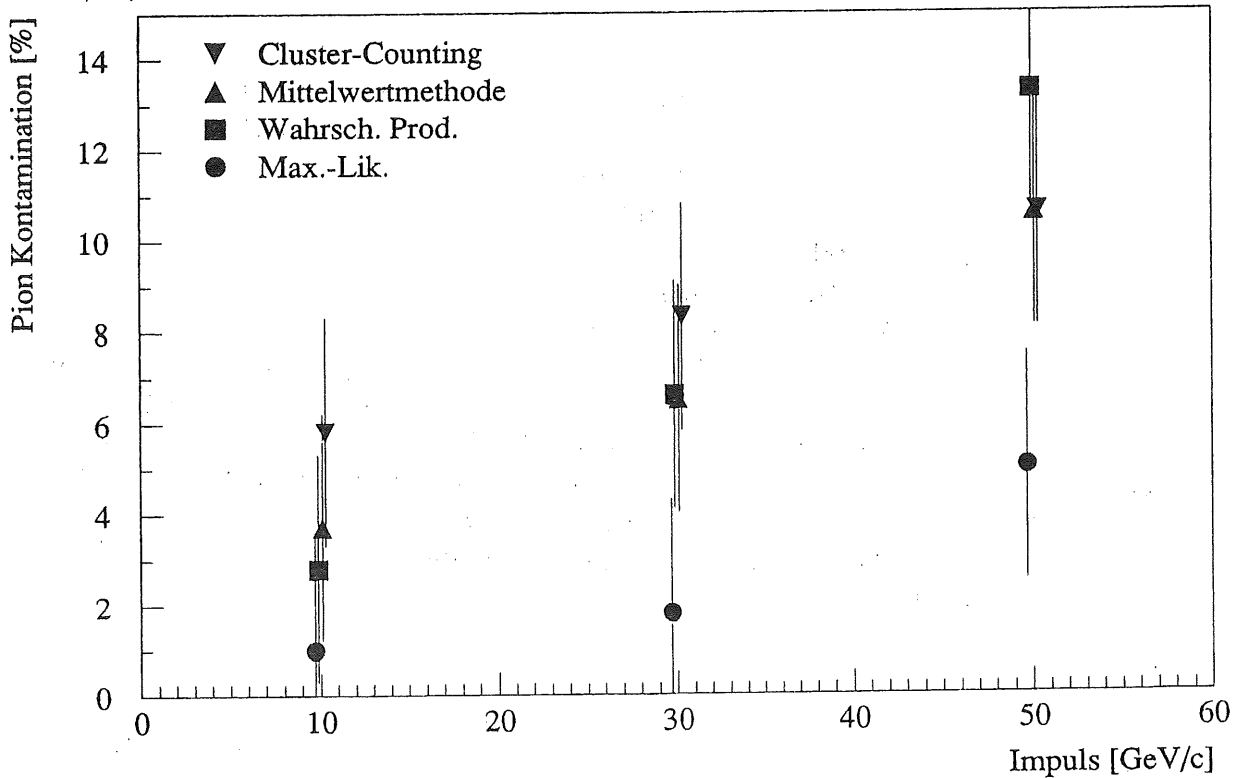


Abbildung 5.35: Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 30/40/30, bei 90% Elektron-Akzeptanz.

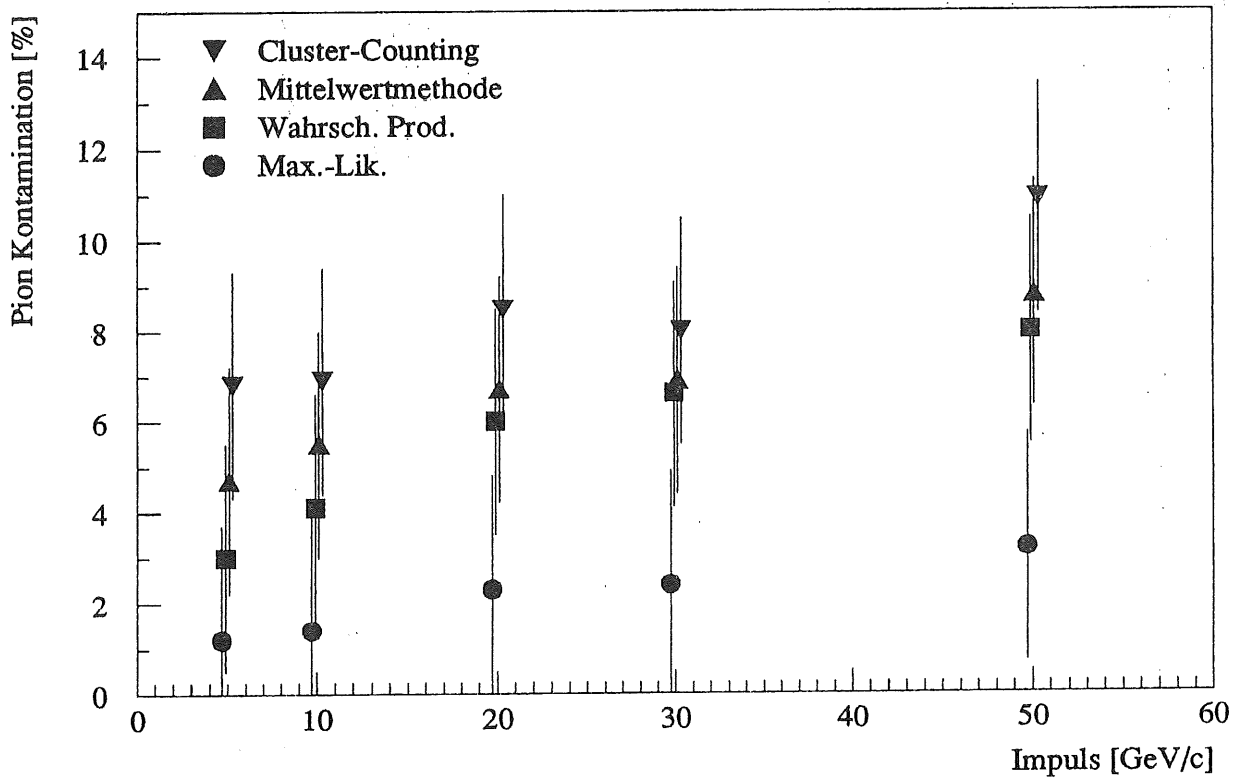


Abbildung 5.36: Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 20/40/40, bei 90% Elektron-Akzeptanz.

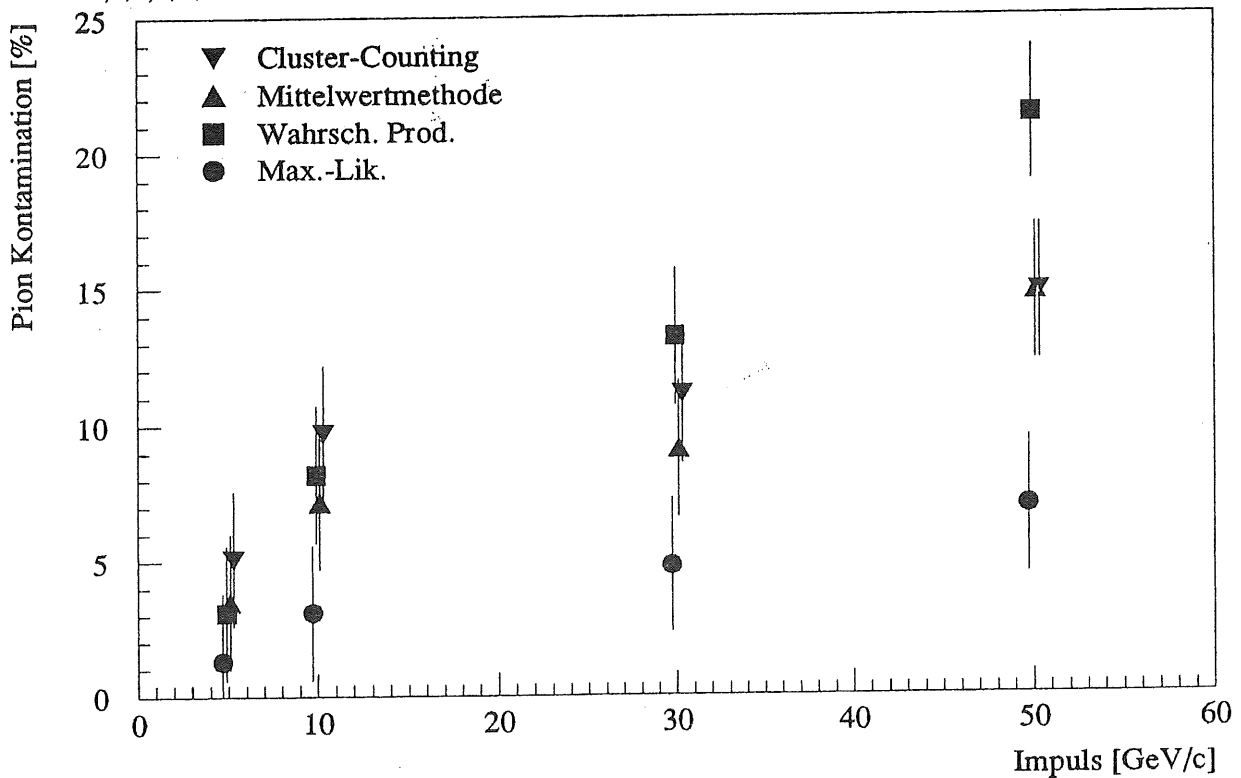


Abbildung 5.37: Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40, bei 90% Elektron-Akzeptanz.

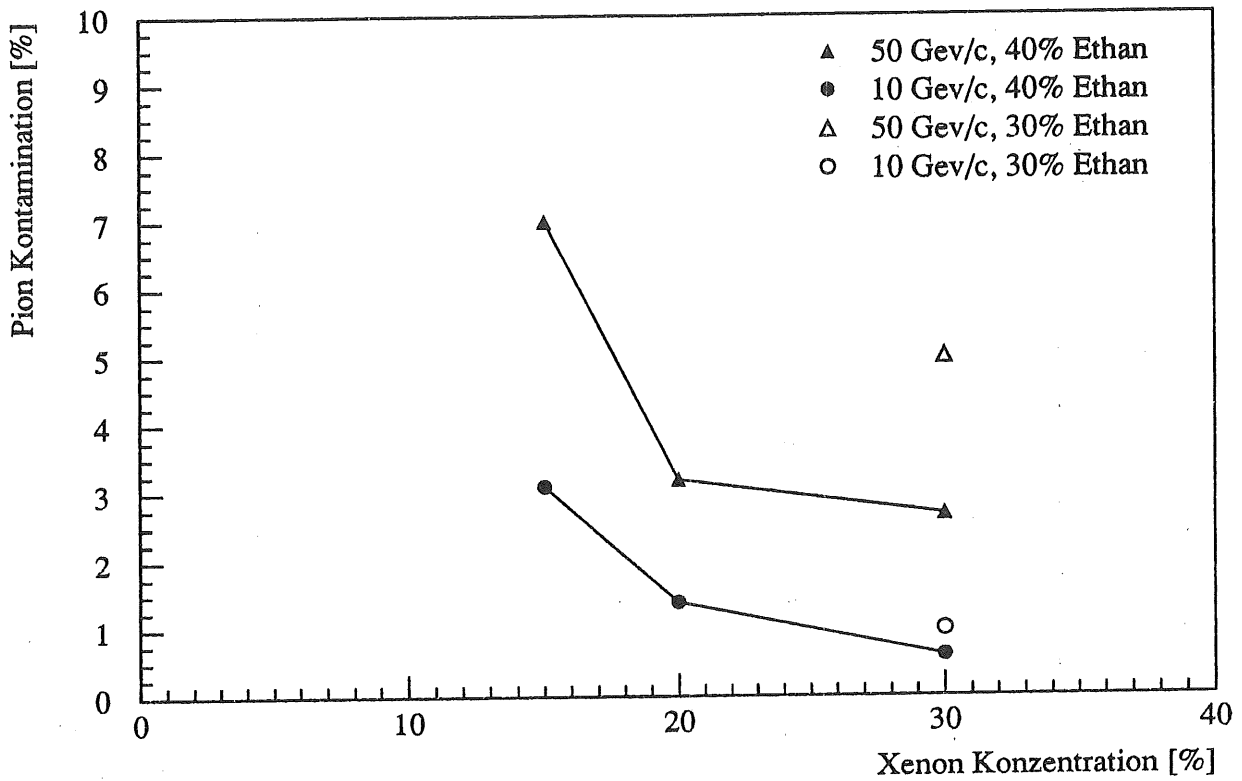


Abbildung 5.38: Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Xenon-Konzentration bei 90% Elektron-Akzeptanz.

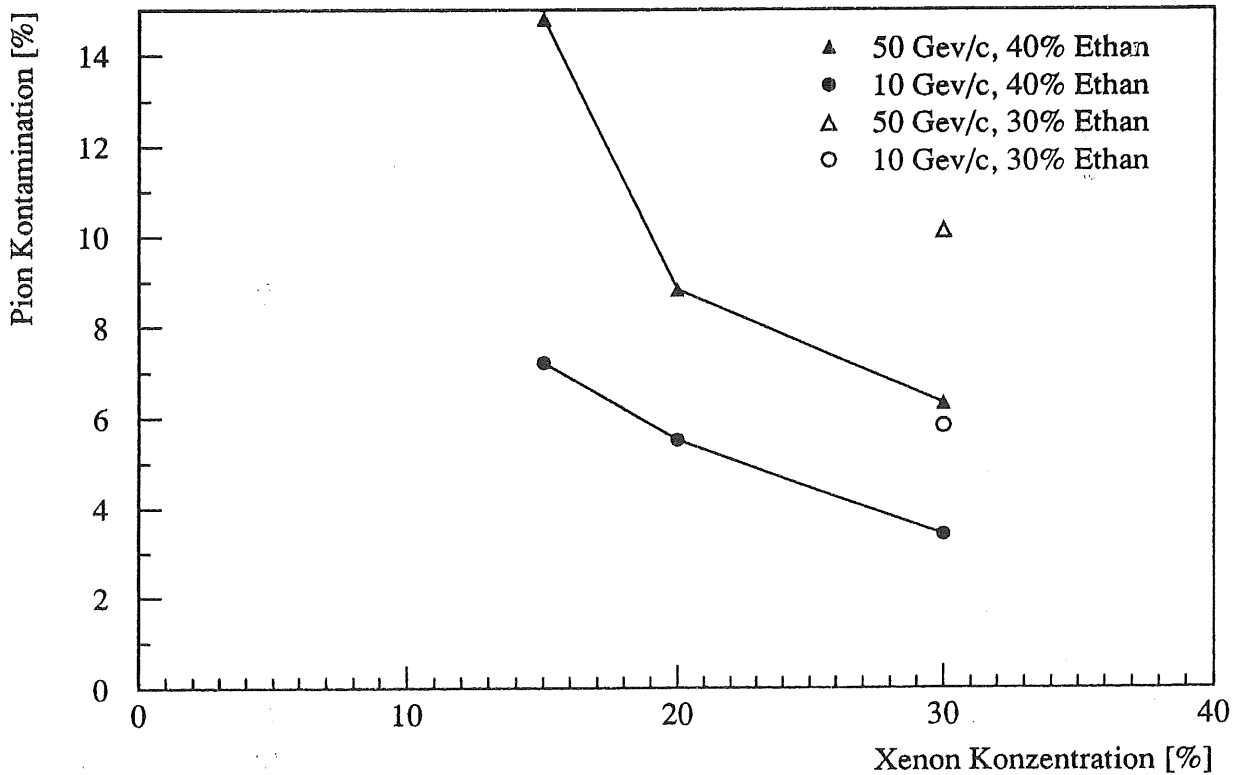


Abbildung 5.39: Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Xenon-Konzentration bei 90% Elektron-Akzeptanz.

im H1-Experiment, da man für viele unterschiedliche Energiebereiche die Elektron- und Pionspektren mit ausreichender Statistik benötigt. Außerdem muß man sich diese Spektren für jede Gasmischung neu beschaffen. Gerade die Elektronspektren bereiten dabei die Probleme, da im H1-Experiment isolierte Elektronen im Vorwärtsdetektor relativ selten sind. Möglich ist es aber nach Konversionselektronen zu suchen, z.B. aus der Reaktion $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$, bei denen die Elektronen durch das Kalorimeter identifiziert werden. Auf diese Art kann man sich Kalibrationsspektren auch für Elektronen verschaffen.

Bei den anderen Analysemethoden vergleicht man die gemessenen Ladungen nur mit den Pionspektren, d.h. man trifft nur eine Aussage darüber, wie wahrscheinlich es ist, daß die Meßwerte von einem Pion stammen. Darüber ob die Werte besser einem anderen Teilchen zugeordnet werden können, wird zunächst keine Aussage getroffen. Um dies zu entscheiden, ist man auf die in diesem Test gewonnenen Ergebnisse angewiesen.

Aus dem Vergleich der Abbildungen 5.34 bis 5.37 und insbesondere aus Abbildung 5.38 und 5.39 erkennt man, daß die Trennung sich zu niedrigen Xenon-Konzentrationen verschlechtert. Die Zunahme des Pion-Untergrundes liegt einerseits an einer ungenügenden Absorption der Übergangsstrahlungsphotonen bei annähernd gleichem Untergrund durch δ -Elektronen. Bei 15% Xenon beträgt die effektive Xenon-Länge in der Kammer 1,8 cm. Rechnungen zeigen, daß bei dieser Gasmischung nur noch knapp 70% aller in die Kammer eintretenden Photonen absorbiert werden, dagegen registriert man bei 30% (20%) Xenon noch fast 88% (76%). In den Materialien vor der Kammer gehen aber auch schon ca. 20% der erzeugten Photonen verloren. Andererseits findet man bei höherer Xenon-Konzentration einen stärkeren Anstieg im dE/dx (siehe Abbildung 5.20), wodurch die Trennung verbessert wird.

Die Ergebnisse der verschiedenen Ethan-Konzentrationen bei 30% Xenon zeigen eine deutliche Verschlechterung der Ergebnisse bei niedrigem Ethan-Gehalt (vgl. Abbildungen 5.34, 5.35 und 5.39). Dies ist zunächst überraschend, da man bei weniger Ethan einen geringeren Untergrund durch δ -Elektronen erwartet. Allerdings war die Kammer durch den geringen Löschgasanteil zu instabil, um sie bei den optimalen Spannungen betreiben zu können. Die Akzeptanz war zwar für Elektronen und Pionen in etwa gleich, aber man muß ca. 20% niedrigere Schwellen zur Pulserkennung wählen, um die volle Effizienz der Kammer zu erreichen. Sehr wahrscheinlich führt dies auch zu einer Zunahme des Untergrundes durch Rauschen und damit zu einer Verschlechterung der Elektron/Pion-Trennung.

Den Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz zeigen die Abbildungen 5.18, 5.19, 5.27, 5.28, 5.31 und 5.32. Man erkennt einen etwa exponentiellen Verlauf dieser Kurven. Der Pion-Untergrund ist also sehr stark abhängig von der vorgegebenen Elektron-Akzeptanz.

Neben den Xenon-Mischungen wurde auch die Elektron/Pion-Trennung für ein Argon/Ethan: 50/50 Gemisch bestimmt. Dabei wurden allerdings nur Daten mit 30 GeV/c genommen. Der Pion-Untergrund bei 90% Elektron-Akzeptanz beträgt für die Maximum-Likelihood-Methode 11% und für die Mittelwertmethode 24%. Diese Ergebnisse sind deutlich schlechter, als die mit der 15% oder 20% Xenon-

Material	Faserdichte	Faserdicke	Packungsdichte	mittlere Lagenanzahl
Polyäthylen	0.92 g/cm ²	20µm	0,067 g/cm ³	≈350

Tabelle 5.2: Materialgrößen des verwendeten Faserradiators.

	Folien	Faser
Max.-Lik.	5,0%	5,3%
Mittelwert	10,6%	11,2%

Tabelle 5.3: Vergleich des Pion-Untergrundes für Folien- und Faserradiator bei 90% Elektron-Akzeptanz; 50 GeV/c, Gas: Xe/He/Ethan 30/40/30.

Mischung gewonnenen. Dies ist aber verständlich, da in 50% Argon nur 42% aller erzeugten Übergangsstrahlungsphotonen absorbiert werden. Dies ist fast die Hälfte der Photonen wie in der 20% Xenon Mischung. Dagegen ist die nach Gleichung 3.12 berechnete Zahl der δ -Elektronen pro cm ist für diese Gase fast gleich. Allerdings sind in dieser Gleichung Schaleneffekte nicht berücksichtigt, wodurch sich die Werte noch etwas verschieben können.

Vergleiche von Faser- und H1-Folienradiatoren wurden bei 50 GeV/c und mit dem Gasgemisch Xe/He/Ethan 30/40/30 durchgeführt. Die Materialgrößen des verwendeten Faserradiators zeigt Tabelle 5.2. Sie sind ähnlich zu den Werten des H1-Folienradiators (vgl. Tabelle 3.1). Es konnten keine signifikanten Unterschiede in der Qualität der Teilchentrennung festgestellt werden (vgl. Tabelle 5.3). Rechnungen sagen zwar für Folienradiatoren eine etwas höhere Photonausbeute voraus (ca. 15%). Dabei gehen aber Werte z.B. für die Streuung der Dicken und Abstände ein, die mit vielen Unsicherheiten behaftet sind. Der mögliche Gewinn in der Photonausbeute bei Folienradiatoren gegenüber Faserradiatoren läßt nur eine Verringerung des Pion-Untergrundes von maximal 10% (relativ zum Meßwert) erwarten und liegt im Rahmen der Fehler. In Faserradiatoren können Pionen von 50 GeV/c schon anfangen Übergangsstrahlung zu erzeugen, da sie nicht immer den gesamten Faserdurchmesser durchfliegen, sondern im Mittel nur 40% davon sehen, was auch zu einer Verschlechterung der Trennung führt. Das alle diese Unterschiede nicht zu sehen sind, kann auch an den nicht optimalen Betriebsbedingungen der Kammer für das verwendete Gas liegen.

5.4.2 Elektron/Pion-Trennung mit einem Übergangsstrahlungsmodul

Der H1-Vorwärtsdetektor deckt einen Winkelbereich von $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ ab. In dem Bereich $20^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ werden allerdings nicht alle 3 Übergangsstrahlungsmodule von den am Wechselwirkungspunkt entstehenden Teilchen durchflogen. Daher ist es interessant, die Teilchentrennung mit nur einem Modul zu untersuchen.

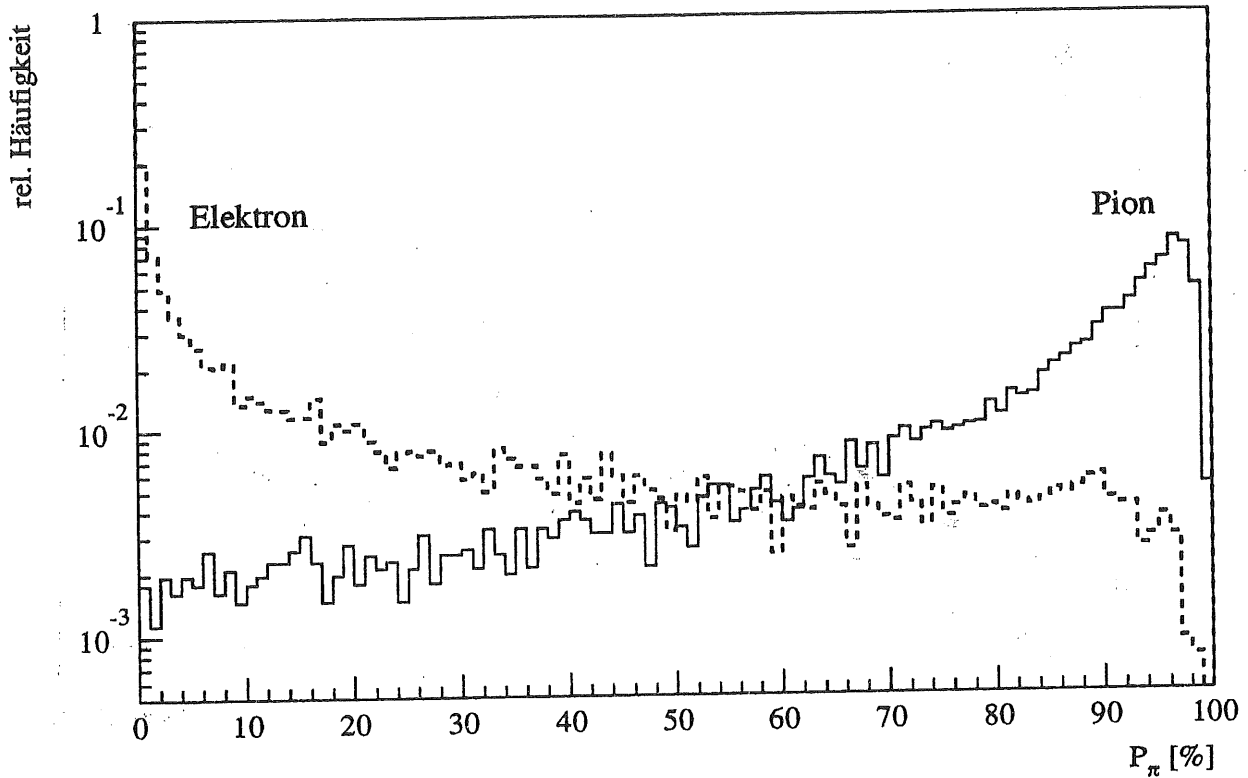


Abbildung 5.40: Likelihoodquotienten P_π für Elektronen und Pionen, gewonnen aus den Ladungsverteilungen, 1 Modul, 20 GeV/c, Gas: Xe/He/C₂H₆: 30/30/40.

Impuls	10 GeV/c	20 GeV/c	50 GeV/c
Mittelwert	23,3%	31,9%	37,1%
Max.-Lik. (Q)	20,0%	25,5%	29,8%

Tabelle 5.4: Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses bei 90% Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40, 1 Modul.

Impuls	5 GeV/c	10 GeV/c	30 GeV/c	50 GeV/c
Mittelwert	29,1%	37,5%	48,4%	52,2%
Max.-Lik. (Q)	21,2%	30,0%	40,5%	43,5%

Tabelle 5.5: Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses bei 90% Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40, 1 Modul.

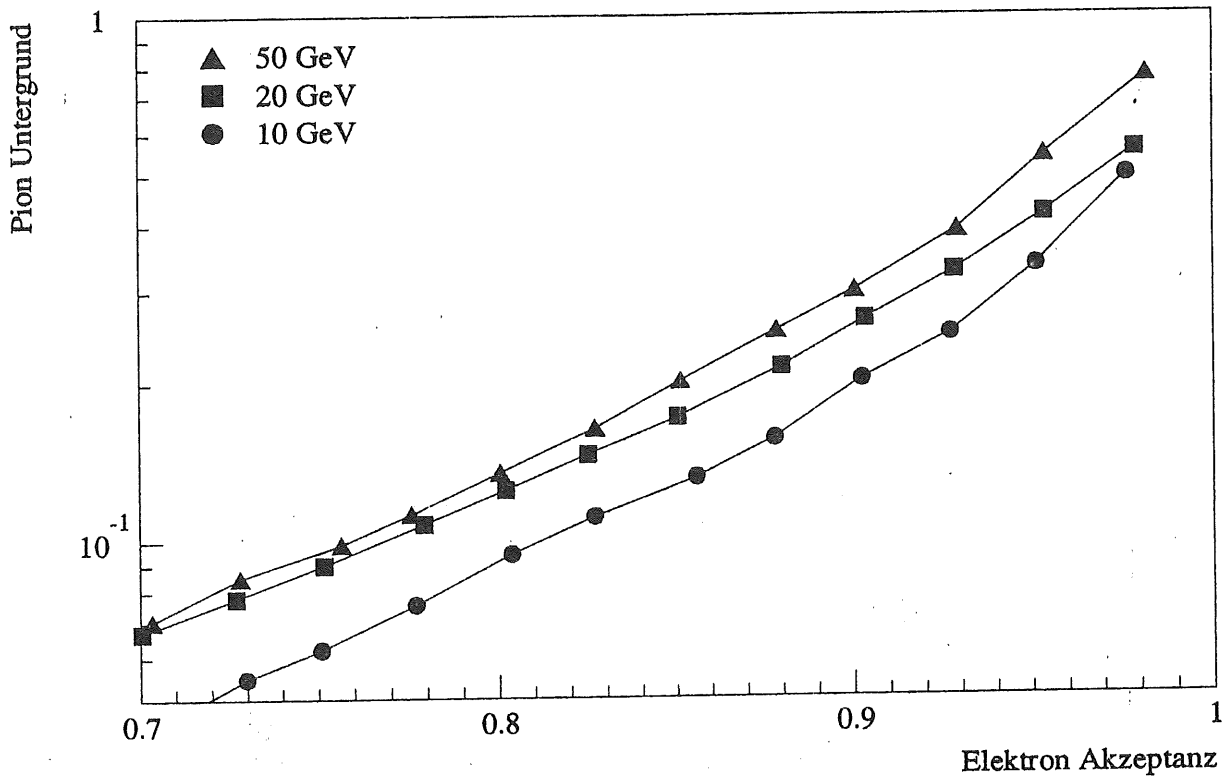


Abbildung 5.41: Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40, 1 Modul.

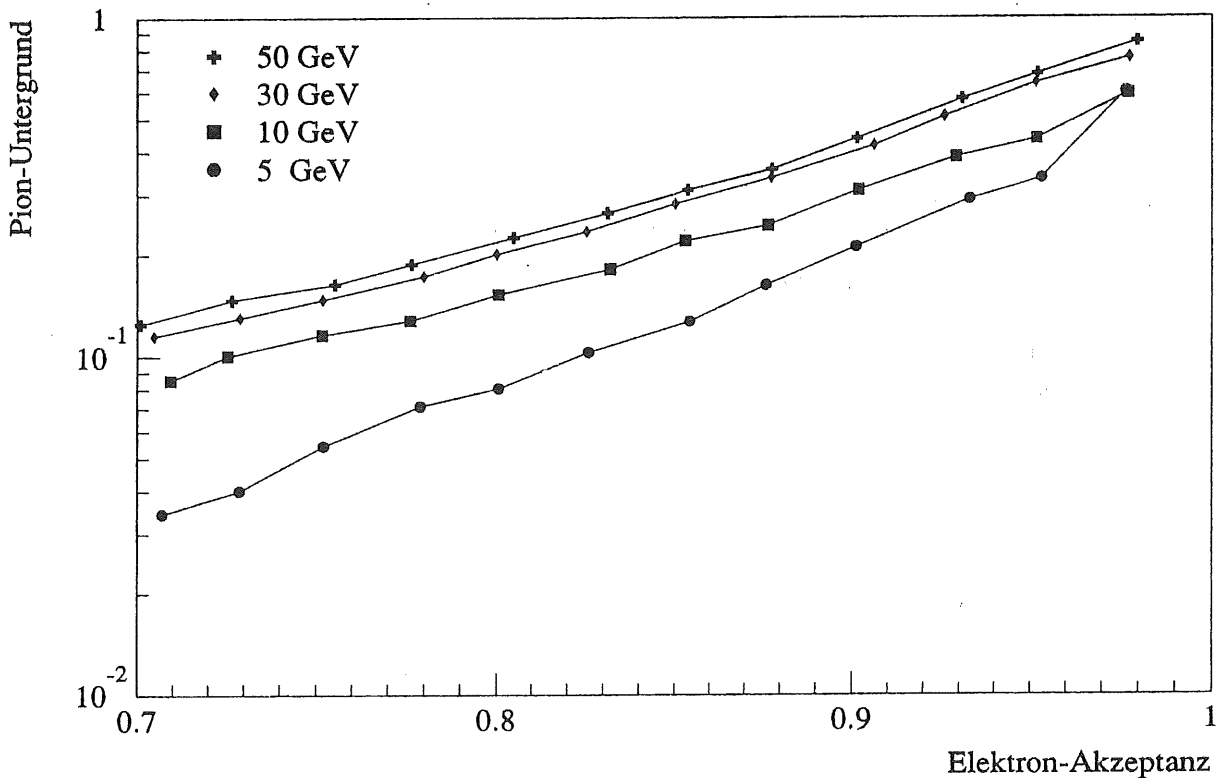


Abbildung 5.42: Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40, 1 Modul.

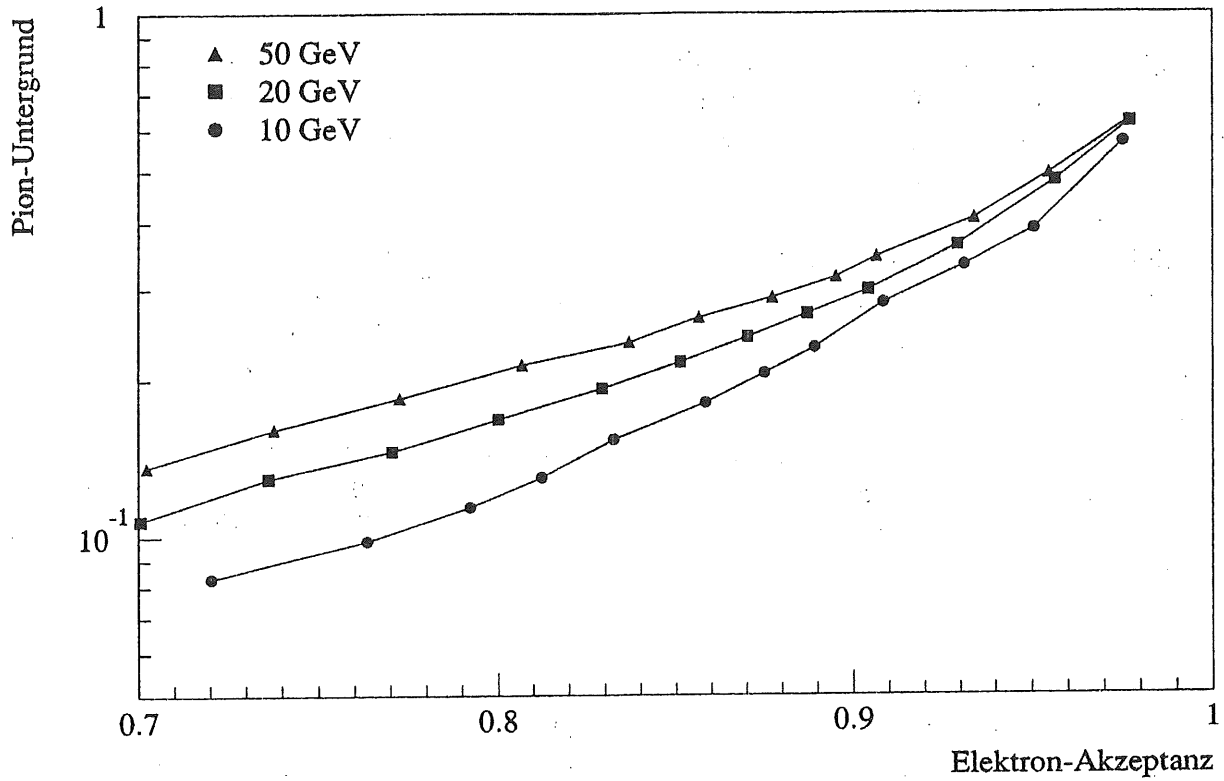


Abbildung 5.43: Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40, 1 Modul.

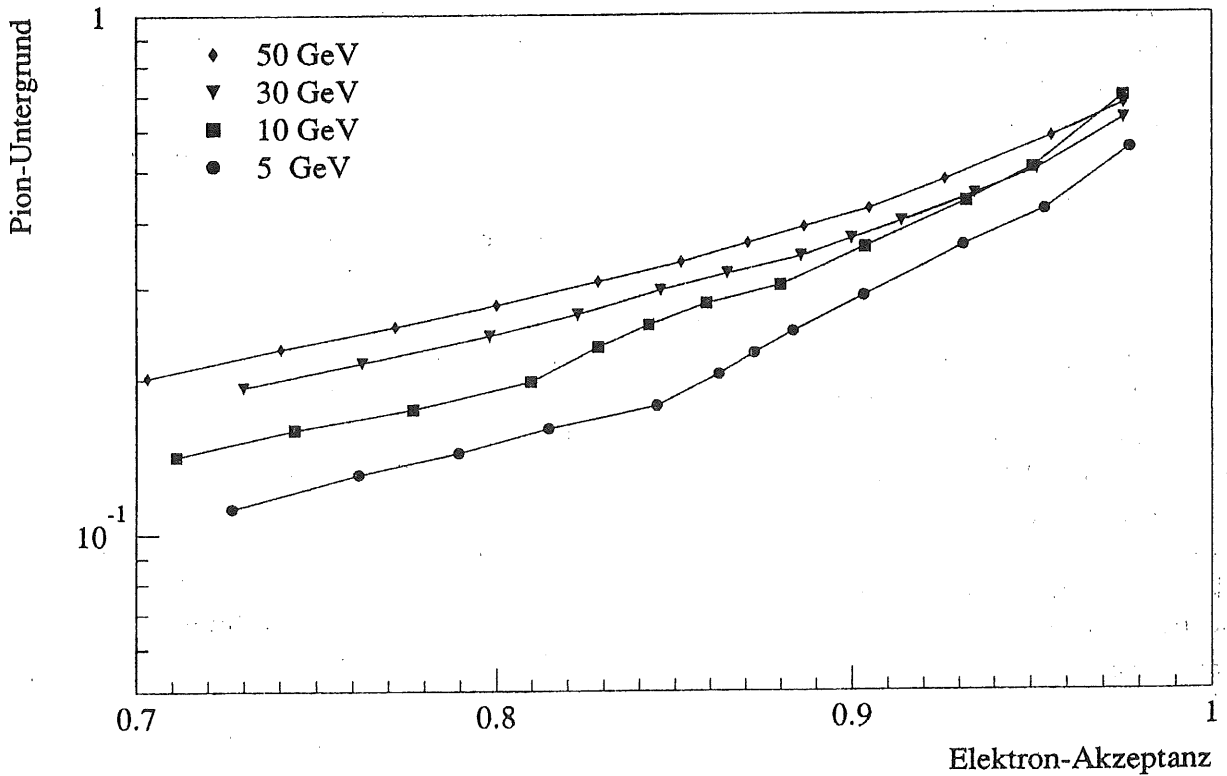


Abbildung 5.44: Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40, 1 Modul.

Typische Mittelwertverteilungen für Elektronen und Pionen mit nur einer Nachweiskammer und einem Radiator werden in Abbildung 5.16 gezeigt. Deutlich ist die sehr große Überschneidung der beiden Verteilungen zu sehen. Dies bedeutet eine deutliche Verschlechterung der Teilchentrennung gegenüber drei Übergangsstrahlungsmodulen.

Abbildung 5.40 zeigt die Likelihood-Verteilungen für Pionen und Elektronen mit einem Modul. Die Kurven sind bedeutend flacher als mit 3 Übergangsstrahlungsdetektoren. Den Pion-Untergrund bei 90% Elektron-Akzeptanz für verschiedene Gas-mischungen und Impulse findet man in den Tabellen 5.4 und 5.5. Es wird deutlich, daß man Elektronen und Pionen zwar trennen kann, aber der Pion-Untergrund sehr groß ist. Um ein besseres Elektron/Pion-Verhältnis zu erreichen, muß man die Elektron-Akzeptanz verringern. Erst für Werte unterhalb von 80% liegt der Pion-Untergrund unter 20%. Der Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz wird in den Abbildungen 5.41 bis 5.44 gezeigt.

5.4.3 Fehlerbetrachtung

Die Angabe des Pion-Untergrundes ist mit verschiedenen Fehlern behaftet. Diese setzen sich zusammen aus apparativen, statistischen und systematischen Fehlern. Zu den apparativen Unsicherheiten gehören vor allem die Effekte aus einer nicht optimalen Wahl der Spannungspotentiale oder eines großen Rauschsignals. Dies wird durch den Vergleich des Pion-Untergrundes der Mischungen mit 30% bzw. 40% Ethan deutlich (30% Xenon, Rest Helium). Bei der Mischung mit 30% Ethan traten häufig Probleme mit der Kammerstabilität auf. Obwohl für das Gas mit dem geringeren Ethan-Gehalt etwas bessere Ergebnisse erwartet werden, erhält man bei 10 GeV/c (50 GeV/c) für 40% Ethan ca. 0,6% (2,7%) Pion-Untergrund. Dagegen findet man für 30% Ethan ca. 1% (5%) Pion-Untergrund (90% Elektron-Akzeptanz, 3 Module, Max.- Lik.), d.h. der Untergrund kann sich leicht um einen Faktor 2 verschlechtern, falls die Kammereinstellungen nicht optimal sind. Allerdings hängt der Fehler auch von der verwendeten Methode ab.

Die statistischen Fehler sind dagegen praktisch zu vernachlässigen. Üblicherweise wurden 5000 bis 9000 Ereignisse ausgewertet. Selbst dadurch, daß man jeweils 3 Ereignisse zusammenfaßt, um 3 Module zu simulieren, hat man eine Statistik von fast 2000 bis 3000 Ereignissen. Der Pion-Untergrund bei festgehaltener Elektron-Akzeptanz wird dabei sowohl durch Ungenauigkeiten in der Angabe der Akzeptanz, als auch durch die statistische Unsicherheit im Untergrund selbst bestimmt. Bei 90% Akzeptanz beträgt der relative statistische Fehler der Akzeptanz ca. 2%. Der daraus resultierende Fehler des Pion-Untergrundes liegt in der gleichen Größenordnung. Der statistische Fehler für 0,5% Pion Untergrund beträgt ca. 0,2% und verringert sich relativ für höhere Untergrundwerte.

Als systematische Fehler kommen vor allem Unsicherheiten in der Kalibration in Frage. Bei allen Methoden könnten Fehler in der Bestimmung der Kalibrationsfaktoren die Ergebnisse verfälschen. Man kann zwei Fälle unterscheiden. Nimmt man an, daß sich die Verstärkung zwischen Pion- und Elektronmeßreihen nicht ändert,

so kann man sie mit den selben Faktoren kalibrieren. Diese Kalibrationsfaktoren lassen sich aber nur mit einer gewissen Genauigkeit bestimmen. Um dies zu untersuchen, werden die Kalibrationsfaktoren für alle ungeraden Drahtnummern um 5% (10%) verändert. Dabei zeigt sich, daß dies nur zu einer relativen Erhöhung des Pion-Untergrundes von 1% (5%) führt, also für die Praxis zu vernachlässigen ist. Die Zunahme des Pion-Untergrundes ist nur auf eine leichte Verbreiterung der Mittelwertspektren zurückzuführen.

Wählt man für die beiden Teilchensorten verschiedene Kalibrationsfaktoren, so verschieben sich die Mittelwertspektren gegeneinander. Ein solcher Fall könnte z.B. durch Veränderungen in der Gasverstärkung auftreten. Skaliert man Elektronen und Pionen mit Faktoren, die um 5% voneinander abweichen, so führt dies zu einer Erhöhung des Pion-Untergrundes um einen Faktor zwei. Allerdings konnten solche Veränderungen im Laufe der Meßzeit nicht beobachtet werden (vgl. Abbildung. 5.8)

Bei der Maximum-Likelihood-Methode kann eine Veränderung der Kalibrationsfaktoren zwischen Pion und Elektronenmessreihen ebenfalls die Ergebnisse verändern. Dies wird simuliert, indem man den Pion-Untergrund mit verschobenen Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen berechnet. Streckt man beispielsweise die Ladungsachse der Pionspektren um 5%, so wächst der Pion-Untergrund relativ um ca. 80%.

6 Zusammenfassung

Im Sommer 1991 wurde am X5-Strahl des Super Proton Synchrotrons SPS im CERN ein Test der radialen H1-Driftkammer und eines ca. 15 cm \varnothing großen Ausschnitts des H1-Folienradiators durchgeführt. Im Hinblick auf einen Einsatz im H1-Experiment sollte in diesem Test die Elektron/Pion-Trennung untersucht werden, die auf der gleichzeitigen Messung des Ionisationsverlustes dE/dx und dem Nachweis der im Radiator erzeugten Übergangsstrahlung beruht. Dabei standen Elektronen und Pionen mit Impulsen zwischen 5 GeV/c und 50 GeV/c zur Verfügung. Es wurden Gas-mischungen mit 15% bis 30% Xenon 30% bzw. 40% Ethan und dem Rest Helium benutzt.

Um den Untergrund absorbiertes Synchrotronstrahlung aus dem HERA-Ring in der Kammer noch weiter zu reduzieren und gleichzeitig die Betriebskosten zu senken, wird eine möglichst niedrige Xenon-Konzentration angestrebt. Dabei zeigen Rechnungen, daß man in der untersuchten Kammer mit einem Xenongehalt über 30% die Teilchentrennung nicht weiter verbessern kann, unter Umständen sogar die Trennung wieder verschlechtert. Bei einem Xenon-Anteil von ca. 15% bis 30% erwartet man nur geringe Veränderungen bei der Teilchentrennung.

Neben dem Ziel die minimale Xenon-Konzentration zu bestimmen, mit der man signifikant Übergangsstrahlung nachweisen kann, sollte auch eine möglichst einfache Methode gefunden werden, um die Teilcheninformation optimal auszuwerten. Diese Methode sollte natürlich auch für die Rekonstruktion im H1-Experiment praktikabel sein. Die Ergebnisse anderer Übergangsstrahlungsdetektoren können dabei nicht ohne weiteres übernommen werden, da diese üblicherweise mit hohen Xenon-Konzentrationen, relativ kleinen Nachweisraum und nur einem Signaldraht arbeiten. Man hat also ein anderes Verhältnis zwischen dE/dx - und Übergangsstrahlungssignal.

Im H1-Detektor sind insgesamt drei Übergangsstrahlungsmodule eingebaut, die jeweils aus einer Driftkammer und einem Radiator bestehen. Sie dienen dort der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation. Die im Test verwendete Driftkammer und Ausleseelektronik waren identisch zu dem im H1-Vorwärtsdetektor benutzten Aufbau. Der getestete Radiator entsprach ebenfalls dem im H1-Experiment eingebauten Radiatoren, sowohl im mechanischen Aufbau, als auch in seinen physikalischen Eigenschaften. Er unterschied sich nur durch seinen kleinen Durchmesser. Der H1-Radiator besteht aus 400 Polypropylenfolien mit 19 μm Dicke und einem mittleren Folienabstand von ca. 230 μm . Er ist so gebaut, das er selbsttragend ist. Die 3 radialen H1-Driftkammern bestehen jeweils aus 48 Segmenten mit 12 radial verlaufenden Nachweisdrähten. Durch Anbringen verschiedener Feldformer herrscht praktisch im gesamten Gasraum ein konstantes Driftfeld.

In dieser Arbeit wird kurz der Aufbau und die Eigenschaften des H1-Detektors und des Elektron-Proton-Speicherrings HERA beschrieben. Für die Physikanalyse bei den HERA-Experimenten ist eine gute Elektron/Pion-Trennung sehr wichtig. Für die Teilchenidentifizierung werden im H1-Detektor neben der Kalorimeterinformation, der Übergangsstrahlungsnachweis und der spezifische Ionisationsverlust

dE/dx geladener Teilchen ausgewertet.

In dieser Arbeit wurde die erreichbare Elektron/Pion-Trennung mittels Übergangsstrahlungsnachweis in Abhängigkeit vom Impuls, dem verwendeten Gas und der angewandten Auswertemethode untersucht. Die Teilchen-Trennung verschlechtert sich zu niedrigen Xenon-Konzentrationen leicht. Zu hohen Teilchenimpulsen erhöht sich ebenfalls der Pion-Untergrund. Man erreicht schon mit einem Gehalt von 15% Xenon relativ gute Elektron/Pion-Trennungen. Durch Anwendung der Maximum-Likelihood-Methode und Auswertung von drei Übergangsstrahlungsmodulen erreicht man für dieses Gas bei 90% Elektron-Akzeptanz einen Pion-Untergrund, der bei 5 GeV/c ca. 1% beträgt und bei 50 GeV/c auf ca. 7% anwächst. Verwendet man die Mittelwertmethode, so erhöht sich der Pion-Untergrund bei 5 GeV/c (50 GeV/c) auf ca. 4% (15%). Ähnliche Werte erhält man für die Wahrscheinlichkeitsprodukt-Methode.

Erhöht man die Xenon-Konzentration auf 30%, so reduziert sich der Pion-Untergrund auf unter 1% (3%) für Impulse von 10 GeV/c (50 GeV/c) bei Anwendung der Maximum-Likelihood-Methode. Benutzt man die Mittelwertmethode oder die Wahrscheinlichkeitsprodukt-Methode, so steigt der Untergrund auf ca. 3% (7%) bei 10 GeV/c (50 GeV/c). Zusätzlich zur Untersuchung des Folienradiators wurde ein Vergleich mit einem Faserradiator durchgeführt, der aber praktisch keine Unterschiede zeigte. Einen großflächigen Faserradiator gleich hoher Packungsdichte herzustellen, wird aber nach den gemachten Erfahrungen schwieriger herzustellen sein, als der verwendete Folienradiator.

Neben der Teilchentrennung mit drei Übergangsstrahlungsmodulen wurde auch die Trennung untersucht, die mit nur einem Modul zu erreichen ist. Es zeigt sich, daß auch dort eine Elektronidentifizierung möglich ist. Allerdings liegt der Pionuntergrund bei 90% Elektron-Akzeptanz je nach Methode zwischen ca. 20%(30%) bis 25%(40%) für Impulse von 10 GeV/c (50 GeV/c) und 30% Xenon.

Die erhaltenen Ergebnisse zeigen, daß es durchaus genügt zunächst nur 15% oder 20% Xenon in die radialen H1-Driftkammern einzufüllen, ohne die Elektron/Pion-Trennung deutlich zu verschlechtern. Die Maximum-Likelihood-Methode liefert erwartungsgemäß die besten Ergebnisse. Sie hat aber gegenüber den anderen Methoden den Nachteil, daß man explizit die genauen Spektren sowohl für Pionen als auch für Elektronen für verschiedene Teilchenimpulse und Gaszusammensetzungen braucht. Im H1-Experiment sind aber hochenergetische Elektronen vergleichsweise selten, jedoch kann man z.B. die Reaktion $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$ für die Aufnahme der Elektronspektren verwenden.

Für die anderen Methoden reicht schon die Information der Pionspektren aus, um sie von Elektronen zu unterscheiden. Die Mittelwertmethode oder die ähnlich funktionierende Wahrscheinlichkeitsprodukt-Methode sind daher für die Teilchenidentifizierung im H1-Rekonstruktionsprogramm praktikabel und liefern vergleichbare Ergebnisse.

Neben der Elektron/Pion-Trennung wurde die Energieabhängigkeit des spezifischen Ionisationsverlust dE/dx für Pionen bestimmt. Dabei wurde die sogenannte „Truncated-Mean“-Methode benutzt. Bezogen auf den minimalen Ionisationsver-

lust bei $\beta\gamma=3$ liegt das dE/dx -Plateau um den Faktor 1,3 bis 1,7 mal höher. Diesen Anstieg kann man ausnutzen, um Pionen und Protonen oberhalb von 3 GeV/c zu trennen. Bei Impulsen von 30 GeV/c kann man erst unterhalb von 60% Proton-Akzeptanz vom einem Pion-Untergrund unter 20% ausgehen, d.h. von einem Signal-Untergrundverhältnis, das besser als 1:3 ist. Für niedrigere Impulse bis ca. 20 GeV/c wird das Verhältnis günstiger, da man dann den relativistischen Anstieg besser ausnutzen kann. Unterhalb von $\beta\gamma=3$ kann nach Gleichung 3.11 erwartet werden, daß die Ionisation zu kleinen Impulsen hin wieder stark ansteigt, und damit Teilchen gleicher Energie aber verschiedener Massen relativ gut voneinander getrennt werden können. Leider konnte diese Annahme nicht überprüft werden, da bei dem Test keine Teilchen mit so niedrigem Lorentzfaktor zur Verfügung standen. Die Teilchentrennung mittels dE/dx kann durch Mitberücksichtigung der anderen Driftkammern, die im Vorwärtsbereich des H1-Detektors liegen (planare Driftkammern), noch weiter verbessert werden.

Die Ergebnisse zeigen, daß man bei Impulsen unter 5 GeV/c mit Hilfe der Übergangsstrahlung die angestrebten Elektron/Pion-Trennungen (vgl. [66]) von 1:100 erreichen kann, bei höheren Impulsen liegen diese Werte bei 1:10 bis 1:20. Die Verwendung der radialen H1-Driftkammern für den Nachweis der Übergangsstrahlung hat gegenüber den mehr konventionellen Proportionalkammern mit nur einem Nachweisdraht den Vorteil, daß man neben der Elektronerkennung gleichzeitig auch die Spurkoordinaten auf wenige 100 μm genau bestimmen und beide Informationen einander eindeutig zuordnen kann.

Literatur

- [1] W.W.M Allison und J.H. Cobb, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 30 (1980), 253.
- [2] M. Atac, *Nucl. Instr. and Meth.* A269 (1988), 40.
- [3] K.Ambrus, Doktorarbeit, Universität Heidelberg.
- [4] R.D. Appuhn et al. (ZEUS), *Nucl. Instr. and Meth.* A263 (1988), 309;
und M. Kueckes et al., *The Transition Radiation Detector for ZEUS*, Proceedings of the Wirechamber-Conference 1992, *Nucl. Instr. and Meth.* A323 (1993), 184.
- [5] J.M. Bailey et al., *Spatial Precision of H1 Radial Wire Drift Chambers using Gas Mixtures suitable for Transition Radiation Detection*, Proceedings of the Wirechamber-Conference 1992, *Nucl. Instr. and Meth. A* (1993).
- [6] W. Bambynek et al., *Rev. Mod. Phys.* 44 (1972), 716.
- [7] G.D. Barr et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A294 (1990), 465.
- [8] J.H. Bearden, *Rev. Mod. Phys.* 39 (1967), 78.
- [9] G.A. Beck et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A283(1989), 471.
- [10] G.A. Beck. *Radial Chamber Electrostatic Field Notes*, Oliver Lodge Laboratory (1991), unveröffentlicht.
und: G.A. Beck. *Electrostatic of the Radial Wedge*, Oliver Lodge Laboratory (1987), unveröffentlicht.
- [11] V. Blobel. *The BOS System, Dynamic Memory Management*, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1986).
- [12] V. Blobel. *F-PACK, F-package for input/output. Version 05/04*, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1990).
- [13] California Fine Wire Co., Grover City, CA, USA.
- [14] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A68 (1968), 235.
- [15] L.G. Christophorou. *Atomic and Molecular Radiation Physics.*, Wiley, New York 1971.
- [16] J.H. Cobb et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A133 (1976), 315.
- [17] J.H. Cobb et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A140 (1977), 413.
- [18] M. Colombo, Universität Dortmund, private Mitteilung.

- [19] DESY-Struck F-1000 FADC System.
- [20] J.F. Detoeuf et al. (D0), Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988), 157.
- [21] T.H.V.T. Dias et al., Nucl. Instr. and Meth. A310 (1991), 137.
- [22] Einen Überblick gibt: B. Dolgoshein, Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986), 137; oder: B. Dolgoshein, *The Transition Radiator Detector for High-Lorentz-Factor Particle Identification at High-Luminosity Hadron Colliders*, CERN 89-10, ECFA 89-124, Geneva (1989), vol. 2, 650.
- [23] T. Dombeck, V. Kelly, G.P. Yost (SSC), in Proceedings of the Symposium on Detector Research and Development for the Superconducting Super Collider, oct. 15-18, 1990 Fort Worth, Texas (1991).
- [24] R. Engelmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A216 (1983), 45.
- [25] G. A. Erskine, Nucl. Instr. and Meth. A105 (1972), 565-572.
- [26] *Experiments at CERN in 1990*, CERN, Nov. 1990
- [27] J. Feltesse, *HERA the New Frontier*, Lecture of the SLAC Summer Institute, Stanford, California, Aug. 1991 (1991).
- [28] J. Feltesse, *Status and Future of Structure Function Measurements*, SACLAY-DPhPE-89-20-Rev.1 (1989)
- [29] L.M. Frank and I.M. Ginzburg. Sov. Phys. JETP 16 (1946), 15.
- [30] G.M. Garibian: Zh. Eksp. Teor. Fiz und Sov. Phys. JETP 10 (1960) 372 und 37 (1959), 527.
- [31] G.M. Garibian et al., Nucl. Instr. and Meth. A125 (1975), 133; Sov Phys. JETP 39 (1974), 265.
- [32] L. Gagnon *Short Introduction to the use of the X5 Beam*, CERN (1990), unveröffentlicht.
- [33] D. Gillespie, *A Radial Drift Chamber Combining Tracking and Transition Radiation Detection for Use in the H1 Experiment at HERA*, Doktorarbeit, Uni. Liverpool 1992.
- [34] H. Grässler et al., *Electron Identification in the H1 Radial Drift Chambers*, Proceedings of the Wirechamber-Conference 1992, Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992), 401.
- [35] H. Grässler RWTH Aachen, private Mitteilung.
- [36] H. Grässler et al., Nucl. Instr. and Meth. A310 (1991), 535.

- [37] H. Grässler et al., Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989), 622.
- [38] H. Haken, Ch. Wolf *Atom und Quantenphysik* 3. Aufl., Springer-Verlag 1987.
- [39] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford at the Clarendon Press, 1954.
- [40] *A proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA*, HERMES-Collaboration, DESY PRC-90/01 (1990).
- [41] J.E. Lilienfeld, Phys. Z. 20 (1919), 280.
- [42] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd ed., Wiley, New York 1975, chap. 14.
- [43] T. Jansen, *Triggerstudien für $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse im H1-Detektor bei HERA*, PITHA 92/9 (1992).
- [44] W. Langer et al., *Electron-Identification with H1-Liquid-Argon-Calorimeter*, H1-Note 04/87-60 (1987).
- [45] F. Lapique et al., Nucl. Instr. and Meth. A175 (1980), 297.
- [46] T. Ludlam et al., Nucl. Instr. and Meth. A180 (1981), 413.
- [47] S. Maxfield, *Data Structures for the Forward Tracker*, Jan. 90, unveröffentlicht.
- [48] *Methods of Experimental Physics, Vol.5: Nuclear Physics* ed. by Luke C. L. Yuan, Chien-Shing Wu, Academic Press, New York and London (1961).
- [49] P. Ottewell, *Guide to writing H1 online QT Code*, 1989, unveröffentlicht.
- [50] *Review of Particle Properties*, Phys. Letters B 239 (1990).
- [51] W. Pilgram, *Untersuchung der Ortsauflösung in einem Testsegment der radialen Driftkammer*, Aachen PITHA 89/14 (1989).
- [52] Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg Okt. 1991.
- [53] Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg Okt. 1987.
- [54] R. Rückl, *Physics at HERA*, DESY 87-21 (1987).
- [55] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers.*, CERN 77-09 (1977).
- [56] M. Sakuda et al. (VENUS), Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 57;
und: N. Terunuma. et al. (VENUS), *Initial Performance of the VENUS Transition Radiation Detector*, Proceedings of the Wirechamber-Conference 1992, Nucl. Instr. and Meth. A (1993) und KEK Preprint 91-200 (1992).

- [57] D.H. Saxon, *The HERA Physics Programme*, DESY 91-101 (1991).
- [58] G.A. Schuler, *Perspectives on Physics at HERA*, DESY 89-75 (1989).
- [59] St. Schulte, *Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung in einem Testsegment der radialen H1-Driftkammer*, Aachen PITHA 89/04 (1989).
- [60] R. Sell, *Ein topologischer Trigger für $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Uni. Hamburg (1991).
- [61] S. M. Seltzer et al., Nucl. Instr. and Meth. B12 (1985), 95.
- [62] J.T. Shank et al. (SSC,LHC), Nucl. Instr. and Meth. A309 (1991), 377.
- [63] W. Struczinski, *Identifizierung Hochenergetischer Teilchen durch Übergangsstrahlung*, Habilitationsschrift, RWTH Aachen (1986).
- [64] *Hard scattering in γp interactions*, H1 Collaboration, Physics Letters B297 (1992), 205.
- [65] *A search for Leptoquarks, Leptogluons and excited Leptons in H1 at HERA*, H1 Collaboration, wird veröffentlicht in Physics Letters B.
- [66] *Letter of Intent* (1985);
Technical Proposal for the H1 Detector (1986);
 und *Technical Progress Report*, H1 Collaboration (1987 und folgende).
- [67] M.L. Ter-Mikaelian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Matter*, Wiley, New York 1972, chap. 4.
- [68] G. Tromba et al., Nucl. Instr. and Meth. A292 (1990), 700.
- [69] R. Vennhof *Garfield, a drift-chamber simulation program, Version 3.00* CERN-Program library, March 25 1991.
- [70] A.H Walenta et al., Nucl. Instr. and Meth. A161 (1979), 45.
- [71] H.J. Wenzel, *Testergebnisse zur Ortsmessung und Teilchenidentifikation der radialen Driftkammer für den H1-Detektor*, Aachen PITHA 89/17 (1989).
- [72] G. Wolf, *HERA: Physics, Machine and Experiments*, DESY 86-089 (1986).
- [73] G. Wolf, *First Results from HERA*, DESY 92-190 (1992).
- [74] *Observation of Hard scattering in Photoproduction at HERA*, ZEUS Collaboration, DESY 92-138 (1992), und Physics Letters B (1992).
- [75] *Search for Leptoquarks with the Zeus Detektor*, ZEUS Collaboration, DESY 93-017.

- [76] *ZEUS a Detector for HERA*, Letter of Intent (1985);
und: *The ZEUS Detector*, Status Report 1987.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Speicherring HERA und der zugehörige Vorbeschleuniger	3
2.2	Polardiagramm der HERA-Kinematik	5
2.3	Feynman-Graph zur tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung	6
2.4	Feynman-Graph zur Boson-Gluon Fusion bei HERA	6
2.5	Kinematisch zugänglicher Bereich bei HERA	6
2.6	Übersicht über den H1-Detektor	10
2.7	Schnitt durch die H1-Spurenkammern	11
2.8	Winkelverteilung der Zerfallselektronen des J/Ψ	13
3.1	Prinzip der Entstehung von Übergangsstrahlung	18
3.2	Winkelverteilung der Übergangsstrahlung an einem einzelnen Übergang	19
3.3	Prinzip der Entstehung von Interferenzen an einem Folienstapel	20
3.4	Energiespektrum für einen einzelnen Übergang, eine Folie und den H1-Radiator	21
3.5	Effektive Folienzahl N_{eff} als Funktion der Photonenergie	22
3.6	Simuliertes Energiespektrum für den im H1-Detektor benutzten Fo- liens radiator	24
3.7	Anzahl der Übergangsstrahlungsphotonen als Funktion des Lorentz- Faktors	25
3.8	Energieverlust geladener Teilchen als Funktion des Lorentzfaktors	27
3.9	Gemessene Energieverteilung für Elektronen und Pionen ohne Radiator	29
3.10	Photoabsorptionskoeffizienten und Reichweiten als Funktion der Pho- tonenergie für verschiedene Gase	30
4.1	Photo des H1-Folienradiator	34
4.2	Schematische Darstellung der radialen Driftkammer	36
4.3	Segment der radialen Driftkammer	37
4.4	Schaltplan der radialen Driftkammer	40
4.5	Simulierter Verlauf der Driftlinien in einem Segment der Kammer	41
4.6	Simulierter Verlauf der Äquipotentiallinien in einem Segment der Kam- mer	42
4.7	Vereinfachte Darstellung des Gassystems	44
4.8	Die SPS West Area	45
4.9	Skizze des Triggeraufbaus	45
4.10	Nichtlineare Kennlinie des FADC F-1000	47
5.1	Darstellung der Puls kriterien	49
5.2	Pulse eines Pionereignisses auf den ersten 5 Drähten	50
5.3	Einzeldraht-Effizienz	51
5.4	Vergleich von Mittelwertspektrum der Doppelspuren und Einzelspu- ren	54
5.5	Winkelverteilung	54
5.6	Strahlprofil	55
5.7	Abhängigkeit der gemessenen mittleren Ladung von der Driftzeit	55
5.8	Gemessene Ladung als Funktion der Zeit	57

5.9	Vergleich zwischen „simulierter“ und gemessener Mittelwertverteilung von 12 Drähten	57
5.10	Gemessene Energieverteilung und angefittete Gaußkurve	59
5.11	Gemessene Energieverteilung und angefittete Landauverteilung	59
5.12	Relative mittlere Ladung der 12 Nachweisdrähte	60
5.13	Relative Pulshöhe des ersten Drahtes als Funktion des Potentials der mittleren vorderen Feldformungsstreifen	60
5.14	Kalibrierte und normierte Energiespektren der ersten 6 Drähte; 30% Xenon	61
5.15	Kalibrierte und normierte Energiespektren der ersten 6 Drähte; 15% Xenon	62
5.16	Normierte Energiespektren gemittelt über 12 Drähte	65
5.17	Normierte Energiespektren gemittelt über 36 Drähte	65
5.18	Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40	66
5.19	Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40	66
5.20	Gemessener Energieverlust geladener Teilchen als Funktion des Lorentzfaktors für verschiedene Xenonkonzentrationen	68
5.21	Truncated-Mean-Spektren gemittelt über 36 Drähte	69
5.22	Pion-Untergrund als Funktion der Proton-Akzeptanz	69
5.23	Clusterhäufigkeit für Elektronen und Pionen	71
5.24	Clusterwahrscheinlichkeit als Funktion der Drahtnummer	71
5.25	Likelihoodquotienten P_π für Elektronen und Pionen, gewonnen aus den Ladungsverteilungen	73
5.26	Vergleich zwischen geglätteter und gemessener Ladungsverteilung	73
5.27	Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40	74
5.28	Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40	74
5.29	Die Funktion w_i und zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion $f_\pi^i(Q_i)$	76
5.30	Wahrscheinlichkeits-Produkt $\ln(W^*)$ für Pionen und Elektronen; 20 GeV/c; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40	76
5.31	Wahrscheinlichkeits-Produkt-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40	77
5.32	Wahrscheinlichkeits-Produkt-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40	77
5.33	Pion-Untergrund bei 90% Elektron-Akzeptanz als Funktion der Zahl der berücksichtigten Drähte	79
5.34	Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40	80
5.35	Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 30/40/30	80

5.36	Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 20/40/40	81
5.37	Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40	81
5.38	Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Xenon-Konzentration	82
5.39	Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Xenon-Kon- zentration	82
5.40	Likelihoodquotienten P_π für Elektronen und Pionen, gewonnen aus den Ladungsverteilungen mit einem Modul	85
5.41	Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40, 1 Modul	86
5.42	Maximum-Likelihood-Methode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Akzeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40, 1 Modul	86
5.43	Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Ak- zeptanz; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40, 1 Modul	87
5.44	Mittelwertmethode: Pion-Untergrund als Funktion der Elektron-Ak- zeptanz; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40, 1 Modul	87

Tabellenverzeichnis

2.1	Einige technische Daten zu HERA, H1 und ZEUS	4
2.2	Die wichtigsten kinematischen Variablen der Elektron-Proton Streuung	4
3.1	Werte, die für die Berechnung des H1-Übergangstrahlungsspektrums benutzt wurden	24
3.2	Eigenschaften einiger Gase	26
3.3	Energien und Fluoreszenzausbeuten für K-, L- und M-Strahlung für verschiedene Elemente	30
5.1	Erwartete und gemessene Halbwertsbreiten	58
5.2	Materialgrößen des verwendeten Faserradiators	84
5.3	Vergleich des Pion-Untergrundes für Folien- und Faserradiator . . .	84
5.4	Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 30/30/40, 1 Modul	85
5.5	Pion-Untergrund als Funktion des Teilchenimpulses; Gas: Xe/He/Et: 15/45/40, 1 Modul	85

Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. G. Flügge bedanke ich mich für dieses interessante Thema. Allen Institutsanhörigen möchte ich für ihre gute Zusammenarbeit danken. Insbesondere danke ich Priv. Doz. Dr. W. Struczinski, Dr. H. Gräßler und Dr. R. Schulte für die Diskussionsbereitschaft und die Anregungen, die viel zu dieser Arbeit beigetragen haben.

E. Bock, K. Boffin und allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt sei für die tatkräftige Hilfe bei vielen praktischen Problemen und Aufgaben gedankt. Ebenso bedanke ich mich bei Dr. V. Commichau, F. Beißel und allen übrigen Mitarbeitern der Elektronik-Werkstatt für ihre Hilfe in allen Elektronik-Fragen.

Auch gilt mein Dank den Mitarbeitern des CERN, die durch ihre Mithilfe die Testmessungen erst ermöglichten. Nicht zuletzt möchte ich mich bei vielen Mitarbeitern der University of Liverpool, des Rutherford Appletton Laboratory RAL, des DESY und der University of Manchester bedanken. Sie arbeiteten an den Vorbereitungen und der Durchführung des Tests wesentlich mit und halfen auch später bei allen auftretenden Problemen.

Lebenslauf

Am 3.8.1962 wurde ich als Sohn des Dipl.-Ing. Willy Pilgram und seiner Ehefrau Maria, geb. Schönefeld, in Wattenscheid geboren. Von 1969 bis 1973 besuchte ich die katholische Grundschule in Holzheim bei Neuss.

Von 1973 bis 1979 war ich Schüler des Quirinus-Gymnasiums in Neuss. Von dort wechselte ich auf das Marie-Curie-Gymnasium Neuss, wo ich 1982 neben der allgemeinen Hochschulreife das Zeugnis als staatlich geprüfter Chemisch-technischer Assistent erwarb.

Nach Ableistung meines Zivildienstes begann ich zum Wintersemester 1983/84 das Studium der Physik an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule in Aachen. Im Sommersemester 1985 legte ich dort die Vordiplomsprüfungen ab und erwarb im August 1989 mein Diplom. Seitdem arbeite ich als Doktorand am III. Physikalischen Institut bei Prof. Dr. G. Flügge.