

Bewerger FHAT

Untersuchungen zur e/π -Trennung
in der H1-Jetkammer

Rainer Vick

Diplomarbeit am
II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Juli 1988

18+

Vorwort

Zu den Aufgaben der zentralen Jetkammer des H1-Detektors am geplanten Elektron-Proton-Speicherring HERA (DESY Hamburg) zählt neben einer möglichst exakten Spurrekonstruktion auch die Identifikation von Elektronen mit hohen Impulsen ($\simeq 30 \text{ GeV}$) durch Energieverlustmessung. Die vorliegende Arbeit stellt Ergebnisse von Simulationsrechnungen vor, die Aussagen speziell zur Elektron-Pion-Trennung ermöglichen. Grundlage der Simulation ist das von W. W. M. Allison und J. H. Cobb [ALCO80] konzipierte Modell zur Berechnung des Energieverlustes geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie, das Photon-Absorption-Ionisations-Modell (PAIM).

Das erste Kapitel skizziert kurz das HERA-Projekt und einen der beiden Großdetektoren - den H1-Detektor. Ein Blick auf die zu erwartenden Wechselwirkungsprozesse begründet die hohen Anforderungen an den Detektor hinsichtlich einer möglichst umfassenden Teilchenidentifikation.

Die theoretische Beschreibung des Energieverlustes geladener Teilchen ist Aufgabe des zweiten Kapitels. Der mittlere Energieverlust kann als Funktion des Teilchenimpulses in erster Näherung durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden; das grundlegende physikalische Modell sowie die Grenzen der Gültigkeit dieser Formel werden aufgezeigt. Ausführlich wird dann auf das bereits erwähnte PAIM eingegangen, das die Berechnung nicht nur des mittleren Energieverlustes, sondern des ganzen Energieverlustspektrums - der Landau-Verteilung - erlaubt.

Mit welchen Methoden durch Energieverlustmessung und Impulsbestimmung mit einer Driftkammer auf die Masse des Teilchens zurückgeschlossen werden kann, ist Gegenstand des dritten Kapitels.

Die Übereinstimmung der theoretischen Landau-Verteilungen mit den experimentell meßbaren Spektren wird anhand von Daten überprüft, die mit einer kleinen Driftkammer am DESY-Teststrahl im Sommer 1987 genommen wurden.

Auf der Basis berechneter Landau-Verteilungen werden abschließend Elektron- und Pionspuren in der H1-Jetkammer simuliert und charakteristische Größen der Identifikationswahrscheinlichkeit bestimmt. Besonderes Gewicht wird dabei auf einen Vergleich der für die Jetkammer in Frage kommenden Gasmischungen gelegt.

Die vorliegende Diplomarbeit entstand in der Forschungsgruppe F22 am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg. An dieser Stelle danke ich dem Leiter der Gruppe, Herrn Prof. Dr. Rolf Felst, für die Ermöglichung dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank jedoch gilt Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann für seine außergewöhnliche Aufmerksamkeit, mit der er meine Diplomarbeit unterstützt und gefördert hat.

Herrn Eduard Schenuit verdanke ich zahlreiche Diskussionen und Anregungen zu Fragestellungen der Driftkammerphysik.

Von allen Gruppenmitgliedern, denen ich für ihre ständige Hilfsbereitschaft vor allem bei Schwierigkeiten im Umgang mit der Rechenanlage danke, seien hier erwähnt: Jörg Hagemann, Dr. Henning Kado, Claus Kleinwort, Rainer Ramcke, Michael Schmitz und insbesondere Volker Haustein.

Inhaltsverzeichnis

1	Physik mit HERA	1
2	Theoretische Grundlagen zur Energieverlustmessung	7
2.1	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	7
2.2	Die Bethe-Bloch-Formel	8
2.3	Das Photon-Absorption-Ionisations-Modell	12
2.3.1	Berechnung des mittleren Energieverlusts dE/dx im PAIM	13
2.3.2	Berechnung der Landau-Verteilung	15
2.3.3	Ergebnisse von Berechnungen mit Hilfe des PAIM	18
3	Möglichkeiten und Grenzen der Elektron-Pion-Trennung	21
3.1	Exkurs: Truncated Mean	23
4	Auswertung der Testkammer-Daten	27
4.1	Aufbau der Testmessung	27
4.2	Datenanalyse	29
4.2.1	Datenreduktion	29
4.2.2	Spurerkennung	31
4.2.3	Landau-Spektren der Testdaten	34
4.3	Ergebnisse der Testmessung im Vergleich mit den Vorhersagen des PAIM	35
4.3.1	Mittlerer Energieverlust als Funktion der Driftstrecke	35
4.3.2	Relative Breite der gemessenen Landau-Spektren	37
5	Simulation der H1-Jetkammer	43
5.1	Ablauf der Simulation	43
5.1.1	Variation des Spurwinkels ϑ relativ zur Strahlachse	44
5.2	Simulationsergebnisse zur Güte D der Elektron-Pion-Trennung	46
5.2.1	Abhängigkeit der Elektron-Pion-Trennung vom Spurwinkel ϑ	46
5.2.2	Impulsabhängigkeit der Elektron-Pion-Trennung	47
5.3	Pion-Fehlidentifikation der Jetkammer	50
6	Zusammenfassung	54
Anhang		56
A.1	Relativistische Elektrodynamik	56
A.2	Effektive Ionisationsstrecke	59
Abbildungsverzeichnis		60
Literaturverzeichnis		62

Kapitel 1

Physik mit HERA

Das Deutsche Elektronen Synchrotron in Hamburg (DESY) plant den Bau der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) im Jahr 1990 abzuschließen. In zwei separaten Speicherringen sollen dann Elektronen und Protonen auf eine Energie von 30 GeV bzw. 820 GeV beschleunigt und an vier Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht werden. Mit der damit maximal erreichbaren Schwerpunktsenergie von $\approx 314 \text{ GeV}$ eröffnet dieser erste Elektron-Proton-Speicherring die Möglichkeit, einerseits Vorhersagen der theoretischen Physik experimentell zu bestätigen und andererseits Perspektiven bei der Lösung noch ungeklärter Problemstellungen aufzuzeigen.

Gerade die bei der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung zu erwartenden hohen Impulsüberträge von maximal $\approx 10^5 \text{ GeV}^2$ ermöglichen die Messung der Proton-Strukturfunktion, die bisher nur im Bereich $0 < Q^2 < 300 \text{ GeV}^2$ experimentell überprüft werden konnte. Die diesen Impulsüberträgen entsprechenden Wellenlängen liegen im Bereich $\approx 10^{-18} \text{ m}$ und sind damit bedeutend kleiner als die Ausdehnung des Protons. Die Betrachtung der Elektron-Proton-Wechselwirkung läßt sich somit auf das vereinfachte Bild der Elektron-Quark-Wechselwirkung reduzieren, wie es in Abbildung 1.1 dargestellt ist.

Das einlaufende Elektron wechselwirkt nur mit einem der das Proton konstituierenden Quarks über den Austausch eines Bosons. Die Hadronisationsprodukte der beiden an der Streuung nicht beteiligten Quarks bewegen sich im wesentlichen in der Flugrichtung des Primärprotons fort und können nicht nachgewiesen werden. Der Hadronjet des am Elektron gestreuten Quarks wird von den um die Kreuzungspunkte der Speicherringe aufgebauten Detektorsystemen H1 und ZEUS auf seine Zusammensetzung und Energieverteilung hin untersucht. Der Endzustand des einlaufenden Elektrons ist im Fall des γ - oder Z^0 -Austausches wieder ein Elektron (Neutral Current Scattering); im Fall der Wechselwirkung über ein geladenes W^\pm verläßt stattdessen ein nicht nachweisbares Neutrino den Detektor (Charged Current Scattering).

Bei der Suche nach bisher noch nicht experimentell bestätigten Elementarteilchen - als Beispiel sei hier das t -Quark angeführt - spielt die Wechselwirkung via Photon-Gluon-Fusion (siehe Abbildung 1.2) eine bedeutende Rolle, bei der die Paarerzeugung schwerer Quarks erwartet wird. Hier zeigt sich schon die Notwendigkeit einer optimalen Elektron-Nachweismöglichkeit, da das erzeugte schwere Quark-Antiquark-Paar - über die Produktion eines W^\pm - u. a. in Elektron und Neutrino zerfallen wird.

Der Nachweis der Primärelektronen im Fall der NC-Wechselwirkung erscheint problemloser, da deren Flugrichtung und die des Hadronjets des gestreuten Quarks auf entgegengesetzten Seiten der Strahlachse liegen werden. Notwendig dagegen ist z. B. auch die Zurückführung erkannter Elektronspuren auf - etwa in der Strahlwand - konvertierte Photonen.

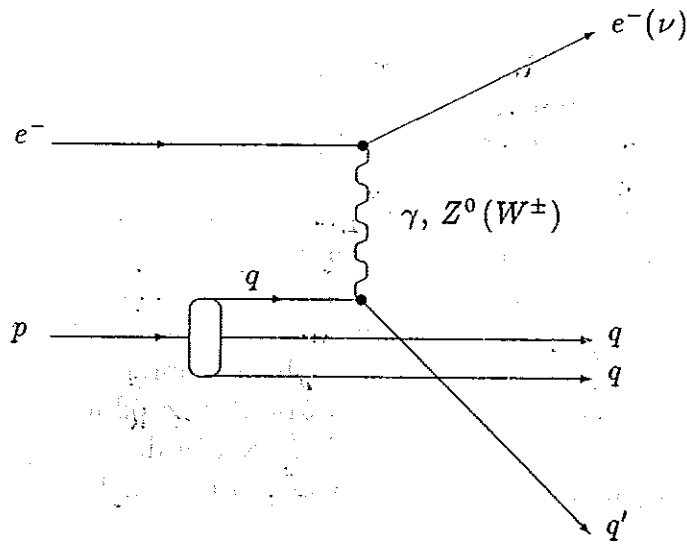


Abbildung 1.1: Diagramm der NC- (bzw. CC-) Wechselwirkung

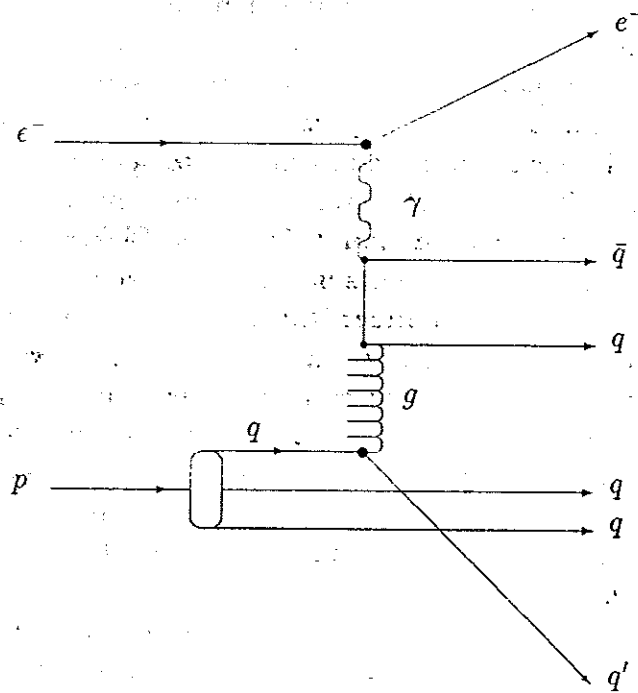


Abbildung 1.2: Diagramm der Photon-Gluon-Fusion

Die Produktion anderer 'neuer' Teilchen - dazu gehören supersymmetrische Teilchen und Leptoquarks sowie angeregte Zustände von Elektronen und Quarks - kann hier nur angedeutet werden. Diesen exotischen Prozessen gemeinsam ist in den meisten Fällen mindestens ein Lepton im Endzustand, das es zu erkennen gilt (siehe dazu auch [H1PR83] und [WOLF86]).

Da die vorliegende Arbeit im Rahmen des H1-Experimentes entstanden ist, sollen an diesem Detektor die Komponenten vorgestellt werden, die u. a. dazu ausgelegt sind, Elektronen von anderen Teilchen (Myonen, Pionen) zu unterscheiden. Einen Längs- und einen Querschnitt des H1-Detektors zeigt Abbildung 1.3.

Die speziell gewählte Kinematik der Wechselwirkungsprozesse bei HERA erfordert die erkennbare asymmetrische Bauweise des Detektors. Der Hadronenjet des gestreuten Quarks wird sich hauptsächlich in - relativ zur Flugrichtung des Primärprotons - Vorwärtsrichtung weiterbewegen. In diesem Winkelbereich werden Pionen durch das hadronische Kalorimeter (4), Photonen und Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter (3) jeweils durch Messung des von ihnen erzeugten Schauers identifiziert. Myonen durchdringen aufgrund ihrer im Vergleich zu Elektronen großen Masse den Gesamtdetektor und können so von den an der Detektorperipherie angebrachten Myonkammern (9) nachgewiesen werden.

Das gesamte Spurkammersystem (1,2) - siehe Abbildung 1.4 - mißt die Spurparameter r , ϑ und φ und ergänzt die Ergebnisse der Kalorimetermessungen hinsichtlich der Teilchenidentifikation.

Der Forward-Track-Detector (2) besteht aus vier Modulen mit je

- einer radialen Driftkammer (mit vorgeschaltetem Übergangsstrahlung-Radiator),
- einer planaren Driftkammer und
- einer weiteren Proportionalkammer.

Die beiden Driftkammern bestimmen die Spurparameter; durch den Nachweis von Übergangsstrahlung können Elektron- und Pionspuren im Winkelbereich $5^\circ < \vartheta < 15^\circ$ voneinander unterschieden werden.

Dem Central-Track-Detector (1) kommt hauptsächlich die Aufgabe zu, den räumlichen Verlauf der Teilchenspur möglichst genau zu rekonstruieren. Die wesentliche Komponente dieses Systems ist dabei die zentrale Jetkammer (CJC).

Um die hohen Spurdichten der Hadronenjets auflösen zu können, wird mit der Konzeption der H1-CJC ein Driftkammertyp weiterentwickelt, der erstmals im JADE-Detektor bei PETRA (DESY Hamburg) (siehe z. B. [HEIN78] und [DRUM80]) eingesetzt wurde. Einen zur Strahlrichtung senkrechten Schnitt durch die zentrale Jetkammer des H1-Detektors zeigt Abbildung 1.5.

Zwei konzentrische Ringe mit 30 Segmenten im inneren und 60 Segmenten im äußeren Ring unterteilen das Nachweisvolumen, für das als Betriebsgas verschiedene Mischungen (Argon/Äthan (50/50), Xenon/Äthan (50/50), Xenon/Äthan (70/30) bei Normaldruck) vorgesehen sind. Pro innerem Segment sind 24 Signaldrähte bzw. 32 im äußeren parallel zur Strahlrichtung mit einer Länge von jeweils 2240 mm gespannt. Da bei dieser Konzeption die ionisierten Elektronen senkrecht zum Magnetfeld driften, ist die Ebene der

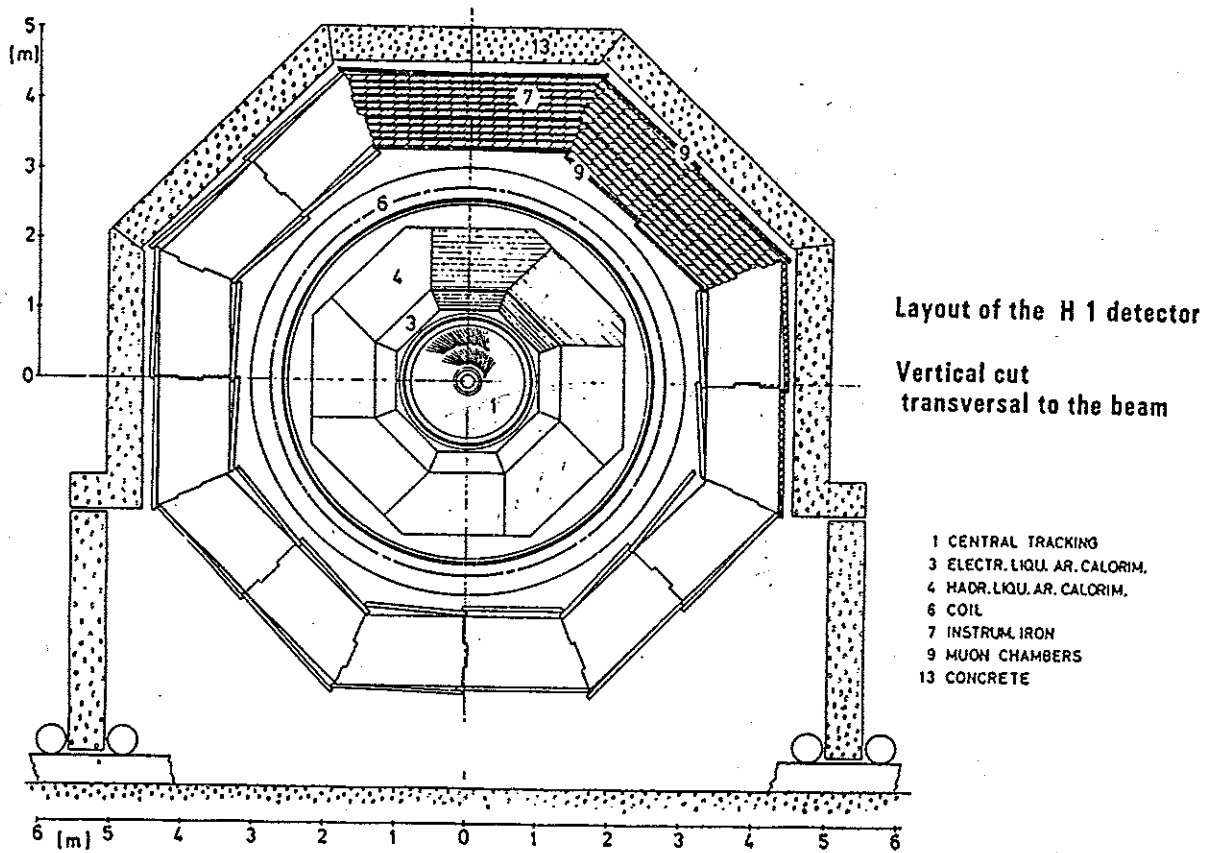
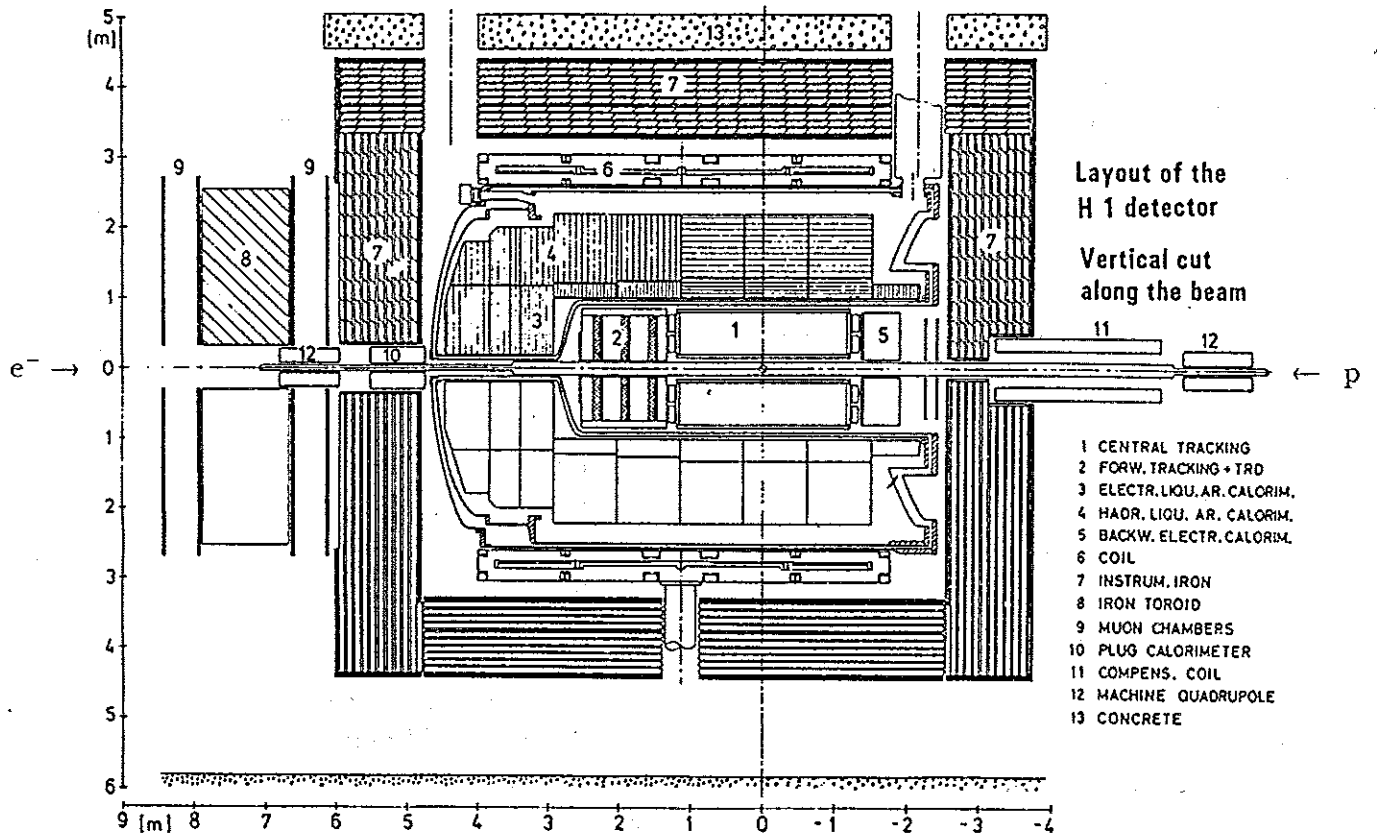


Abbildung 1.3: Längs- und Querschnitt des H1-Detektors (aus [H1PR83])

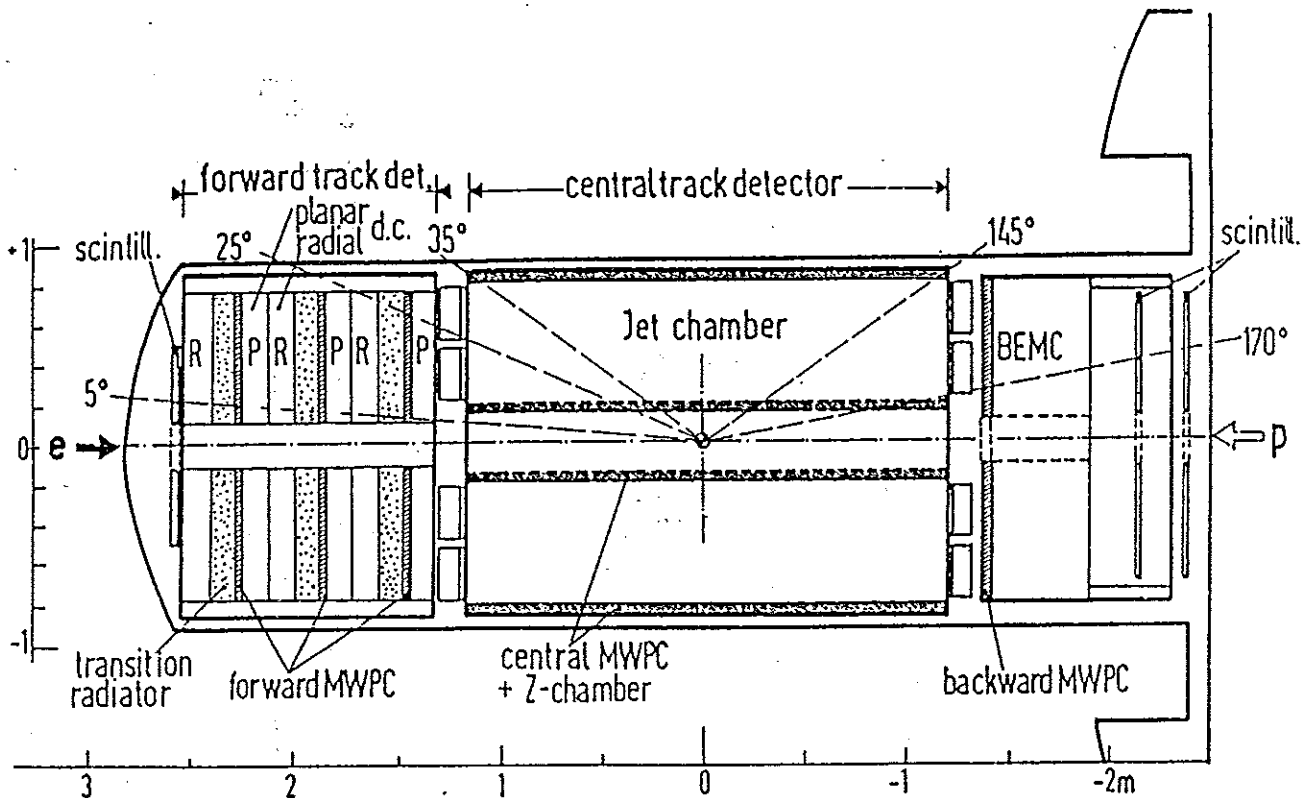


Abbildung 1.4: Längsschnitt des H1-Spurkammer-Systems (aus [H1PR83])

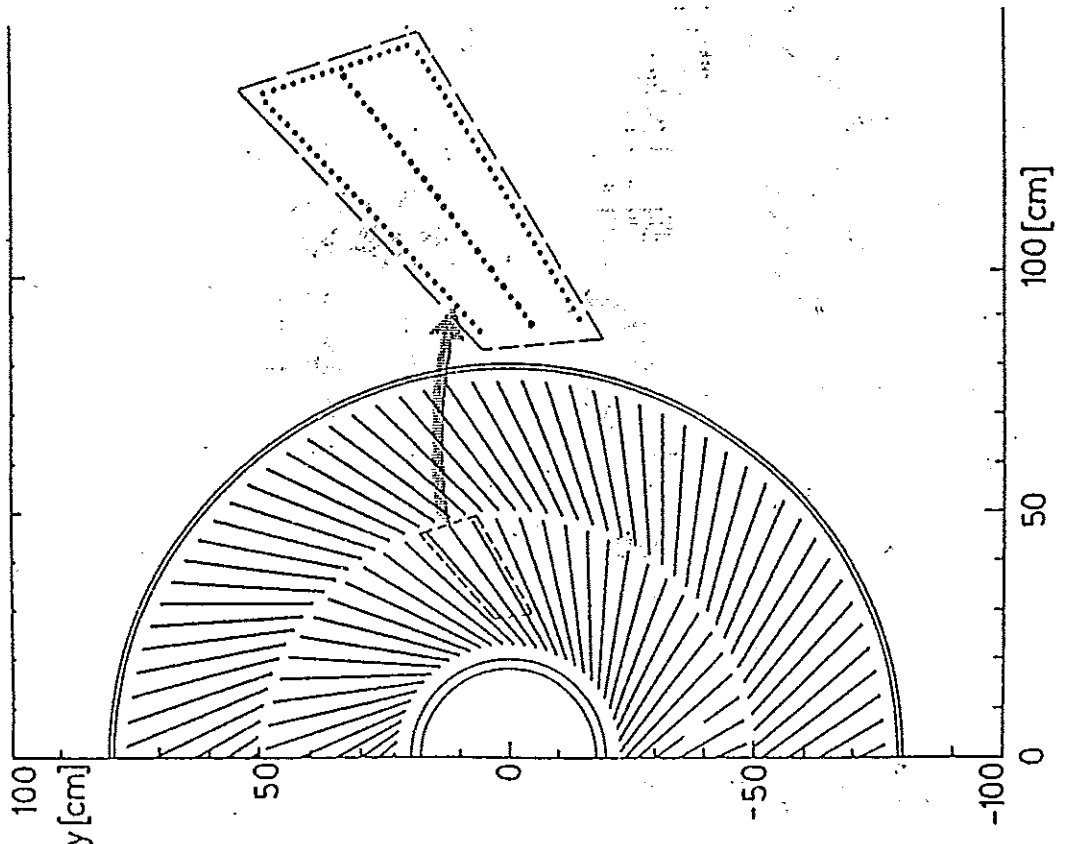


Abbildung 1.5: Querschnitt der zentralen Jetkammer (aus [H1PR83])

Signaldrähte um 30° gegen die Radialrichtung geneigt, so daß der Lorentzwinkel der vorgesehenen Gasmischungen in etwa kompensiert wird und dadurch ein zu der Driftrichtung nahezu senkrechter Spurdurchgang gewährleistet ist.

Die großen Driftstrecken (der maximale Driftabstand beträgt ca. 44.5 mm) bewirken, daß jeder Signaldraht größere Teile des Hadronenjets nachweist, und so die Trennung in einzelne Spuren Aufgabe der angeschlossenen Ausleseelektronik sein muß. Dazu wird jede Seite eines Signaldrahtes separat mit einem schnellen Analog-Digital-Wandler (Flash ADC) verbunden; die Funktionsweise des FADC-Systems wird in Abschnitt 4.1 näher erläutert.

Angestrebt wird mit der Jetkammer eine Ortsauflösung von (nach [H1PR83])

- $\sigma_{r,\varphi} \simeq 100 \mu\text{m}$
- $\sigma_z \simeq 24 \text{ mm}$

sowie eine Impulsauflösung von

- $\delta p/p^2 \simeq 0.003 \text{ GeV}^{-1}$.

und eine Doppelspurtrennung von ca. 2.5 mm . Aufgrund der guten Doppelspurauflösung ist eine Identifikation von Elementarteilchen durch die Jetkammer auf der Basis der Energieverlustmessung auch dann noch möglich, wenn diese sich innerhalb ganzer Spurenbündel (Jets) bewegen.

Unter welchen Bedingungen mit dieser Kammer eine 2.5σ -Trennung von Elektronen und Pionen bis zu Impulsen von 15 GeV möglich sein kann, wie es das H1-Proposal fordert, sollen die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen.

Zuerst jedoch sollen die Möglichkeiten skizziert werden, wie der Energieverlust eines geladenen Teilchens in einem Gas theoretisch berechnet werden kann.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen zur Energieverlustmessung

Grundlage der Identifikation von Elementarteilchen in einer Driftkammer ist neben der Impulsbestimmung die Messung der Energie, die diese Teilchen in dem Kammervolumen verloren haben.

Der nachstehenden kurzen Betrachtung zu den Arten der Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen und Materie folgt ein Abschnitt, in dem auf der Basis eines einfachen physikalischen Modells die wesentlichen Merkmale der Bethe-Bloch-Formel hergeleitet werden, der Formel also, mit der die Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes von der Geschwindigkeit des Teilchens, zumindest bei niedrigen Impulsen, zufriedenstellend beschrieben werden kann.

Da diese theoretische Vorhersage nur einen Wert für den mittleren Energieverlust dE/dx angibt und dieser von den experimentellen Meßergebnissen gerade im relativistischen Bereich abweicht, eignet sie sich jedoch nicht als Grundlage einer Simulation hochenergetischer Spuren in der H1-Jetkammer.

Aus diesem Grund folgt im weiteren eine Skizze des Photon-Absorption-Ionisations-Modells (PAIM), das nicht nur die experimentellen Ergebnisse eben auch im relativistischen Bereich hinreichend genau vorhersagt, sondern zusätzlich auch eine Berechnung der Energieverlustverteilung (Landau-Verteilung) erlaubt.

Entsprechende Ergebnisse von Rechnungen mit diesem Modell beschließen das Kapitel.

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Die Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie lassen sich grob in zwei Gruppen unterteilen: in globale Prozesse einerseits, bei denen das Teilchen mit einem größeren Gebiet des Mediums als Ganzem wechselwirkt (Čerenkoeffekt und Übergangsstrahlung), und andererseits in Reaktionen mit einzelnen Atomen, die dabei als isoliert betrachtet werden können. Der Energieverlust, den das Teilchen durch Coulomb-Wechselwirkung mit dem Atom erfährt, überwiegt den aller anderen Effekte so stark, daß diese im weiteren nicht mehr betrachtet werden müssen.

Aufgrund der hohen Masse des Kerns findet zwischen diesem und dem Teilchen lediglich ein Impuls- jedoch nahezu kein Energieübertrag statt (elastische Streuung). Hauptverantwortlich für den Energieverlust geladener Teilchen in Materie ist somit die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Teilchen und den Hüllenelektronen. Dabei können diese angeregt oder ganz aus dem Atom herausgelöst werden (Ionisation). Der Nachweis der durch Ioni-

sation freigesetzten Elektronen erlaubt die Abschätzung der bei diesem Vorgang von dem Primärteilchen abgegebenen Energie.

Im weiteren folgt eine Berechnung des mittleren Energieverlustes auf der Basis relativistischer Elektrodynamik, die die weit ausführlicheren Darstellungen in [JACK81] zusammenfaßt.

2.2 Die Bethe-Bloch-Formel

Betrachtet wird eine Masse M mit der Ladung Q , die sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} im senkrechten Abstand b an einem Elektron der Atomhülle vorbeibewegt, wie es in Abbildung 2.1 skizziert ist. Nach den Regeln der Lorentztransformation elektromagnetischer Felder

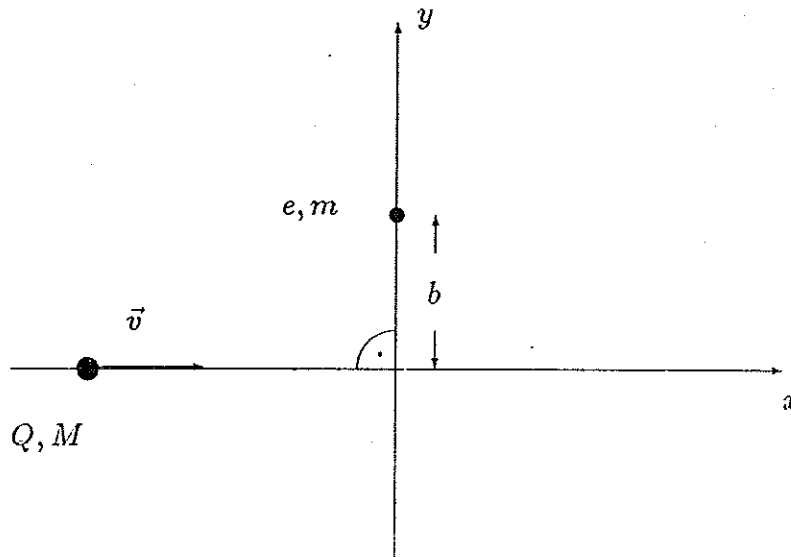


Abbildung 2.1: Skizze zur Berechnung des mittleren Energieverlustes

(siehe in Anhang A.1 die Gleichungen A.5) sind die Komponenten des elektrischen Feldes dieser Ladung Q am Ort des Elektrons:

$$E_x = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma vt}{\sqrt{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^3}}$$

$$E_y = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma b}{\sqrt{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^3}}$$

und

$$E_z = 0$$

Dieses elektrische Feld bewirkt einen Impulsstoß auf das Elektron, dessen Betrag dem Zeitintegral der elektrischen Kraft entspricht:

$$\Delta \vec{p} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}(t) dt = e \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(t) dt$$

Das Zeitintegral über die z -Komponente des elektrischen Feldes ist trivialerweise gleich Null; gleiches gilt für die x -Komponente, da der Integrand hier spiegelsymmetrisch in $t = 0$ ist (vgl. Abbildung A.2). Demzufolge bleibt als Impulsstoß

$$|\Delta \vec{p}| = \Delta p_y = e \int_{-\infty}^{\infty} E_y(t) dt = -2 \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{bv}$$

Mit diesem Impuls nimmt das Elektron eine Energie

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m} = 2 \left(\frac{Qe}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{b^2 m v^2}$$

auf, die dem einlaufenden Teilchen der Masse M entzogen wird. Die Betrachtung des gesamten Energieverlustes pro Wegeinheit führt zur Integration über alle Elektronen des Mediums und alle Stoßparameter b , also zu:

$$dE = \int N Z \Delta E(b) 2\pi b db dx$$

(Hier ist Z die Zahl der Atomelektronen und N die Zahl der Atome pro Volumeneinheit.)

Damit wird

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 e^2}{4\pi\epsilon_0^2} N Z \frac{1}{m v^2} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{1}{b} db = C \cdot \ln B \quad (2.1)$$

mit

$$C = \frac{Q^2 e^2}{4\pi\epsilon_0^2} N Z \frac{1}{m v^2} \quad (2.2)$$

und

$$B = \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (2.3)$$

Bei einer genaueren Betrachtung des Stoßvorgangs darf das Elektron während der Wechselwirkung nicht als ruhend angesehen werden, sondern als eine harmonisch gebundene Ladung. Dies führt zu folgender Ergänzung:

$$\frac{dE}{dx} = C \cdot (\ln B - \beta^2/2) \quad (2.4)$$

Eine Abschätzung über die Grenzen der erlaubten Stoßparameter ist wie folgt möglich:

1. Der minimale Stoßparameter entspricht dem kinematisch maximal erlaubten Energieübertrag

$$\Delta E(b_{min}) = 2 \left(\frac{Qe}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{b_{min}^2 m v^2} = 2\gamma^2 m v^2 = E_{max}$$

Also ist

$$b_{min} = \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\gamma m v^2} \quad (2.5)$$

2. Die zeitliche Größenordnung der Reaktion ist nach Gleichung A.6 abhängig vom Stoßparameter b . Entsprechend den Annahmen dieses einfachen Modells sollte die Reaktionszeitdauer nicht größer als eine Umlaufperiode des Elektrons sein:

$$\Delta t(b_{max}) \approx \frac{b_{max}}{\gamma v} = \frac{1}{\langle \omega \rangle} = T.$$

und damit

$$b_{max} = \frac{\gamma v}{\langle \omega \rangle} \quad (2.6)$$

$\langle \omega \rangle$ ist hier die über alle Atomelektronen logarithmisch gemittelte Umlauffrequenz gemäß

$$\ln \langle \omega \rangle = \frac{\sum N_i \ln \omega_i}{Z}$$

Faßt man die Ergebnisse der Gleichungen 2.2 bis 2.6 zusammen, ist der mittlere Energieverlust längs einer Wegeinheit

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 e^2 N Z}{4\pi \epsilon_0^2 m v^2} \cdot \left(\ln \frac{4\pi \epsilon_0 \gamma^2 m v^3}{Q e \langle \omega \rangle} - \beta^2/2 \right) \quad (2.7)$$

Dieses Ergebnis, das N. Bohr 1915 veröffentlichte, wurde später von H. Bethe und F. Bloch den quantenmechanischen Anforderungen entsprechend modifiziert [BLOC33]. Der minimale Stoßparameter aus Gleichung 2.5 - der kleinste Abstand von einlaufendem Teilchen und Elektron - darf zusammen mit dem Teilchenimpuls die Unschärferelation

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$$

nicht verletzen. Deshalb muß gelten:

$$b_{min} \gamma m v = \hbar/2$$

und damit

$$b_{min} = \frac{\hbar}{2\gamma m v}$$

Gleichung 2.7 erhält also die Gestalt

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 c^2 N Z}{4\pi \epsilon_0^2 m v^2} \cdot \left(\ln \frac{2\gamma^2 m v^2}{\hbar \langle \omega \rangle} - \beta^2/2 \right) \quad (2.8)$$

Abbildung 2.2 zeigt eine gemessene Energieverlustkurve (durchgezogene Linie) und die entsprechende Vorhersage nach Gleichung 2.8 (Punkte), aufgetragen gegen die Geschwindigkeit $\beta\gamma$ des Teilchens. Deutlich erkennbar sind drei Abschnitte der Funktion:

1. Ein mit $1/\beta^2$ abfallender Term, der bei $\beta\gamma \approx 4$ ein Minimum durchläuft.
2. Darauf folgt ein proportional zu $\ln \beta\gamma$ ansteigender Abschnitt. Diese Zunahme des Energieverlustes beruht auf dem relativistischen Effekt, daß bei Geschwindigkeiten $\beta\gamma > 4$ das elektrische Feld des Teilchens senkrecht zur Bewegungsrichtung stärker wird. (Aus diesem Grund nennt man diesen Wiederanstieg auch 'Relativistic Rise'.) Die Steigung dieses Wiederanstiegs ist für jedes Medium charakteristisch.

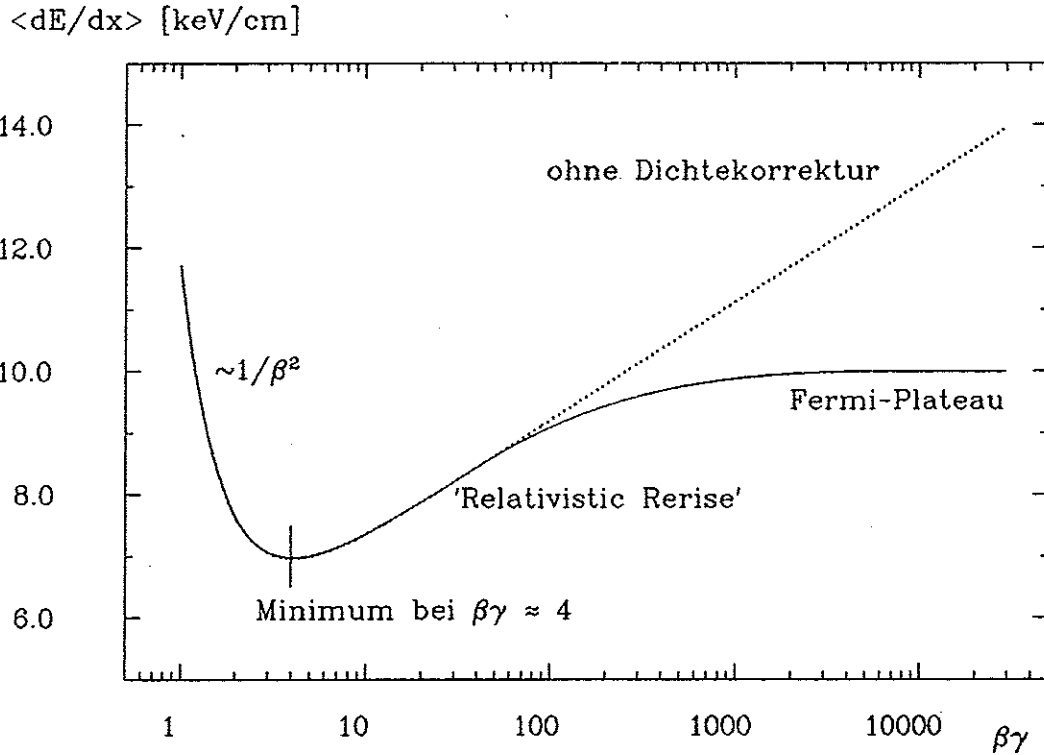


Abbildung 2.2: Energieverlustkurve im JADE-Jetkammergas Argon/Methan/Isobutan (88.7/8.5/2.8) nach [AMBR86]

3. Die Gleichung 2.8 würde einen sich unendlich fortsetzenden Wiederanstieg vorher-sagen. Tatsächlich beobachtet man jedoch eine Sättigung im sogenannten Fermi-Plateau. Die erwähnte Zunahme der Transversalkomponente des elektrischen Feldes bewirkt eine Polarisation der unmittelbar an der Teilchenspur liegenden Atome und damit eine stärker werdende Abschirmung dieses Feldes (Dichteeffekt). In festen Körpern (Halbleiter, Szintillatormaterial) sind Plateauwert und Minimum nahezu gleich; das bedeutet, daß alle Teilchen mit Geschwindigkeiten $\beta\gamma > 4$ in etwa die gleiche Energie pro Wegeinheit verlieren (minimalionisierende Teilchen). In Edelgasen kann der Plateau-Wert nahezu doppelt so hoch liegen wie das Minimum.

Eine exakte Form der Bethe-Bloch-Formel berücksichtigt neben dem beschriebenen Dichteeffekt auch noch Korrekturen aufgrund der Schalenstruktur der Atome; sie lautet (aus [PDGR86]):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 e^2 N Z}{4\pi\epsilon_0^2 m v^2} \cdot \left(\ln \frac{2\gamma^2 m v^2}{\hbar \langle \omega \rangle} - \beta^2/2 - \delta/2 - C/Z \right) \quad (2.9)$$

Es muß hier schon ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß durch diese Formel lediglich ein - im statistischen Sinne - mittlerer Energieverlust berechnet werden kann. Die Schwankungen um diesen Mittelwert spielen gerade bei der Teilchenidentifikation eine ausschlaggebende Rolle (siehe Abschnitt 3) und werden deshalb separat in Abschnitt 2.3.2 behandelt.

2.3 Das Photon-Absorption-Ionisations-Modell

Ein Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und Vorhersage durch die Bethe-Bloch-Formel - wie ihn Abbildung 2.3 zeigt - verdeutlicht die Grenzen der Gültigkeit des in Abschnitt 2.2 skizzierten Modells. Die Punkte kennzeichnen Energieverlustmessungen

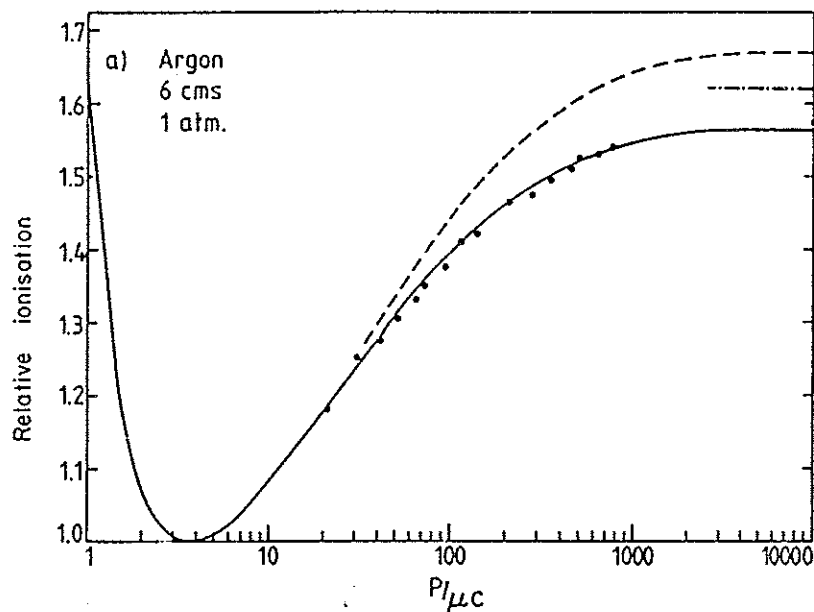


Abbildung 2.3: Vergleich von Energieverlustmessungen mit theoretischen Vorhersagen (aus [ALCO80])

in einem Argon-Methan-Gemisch (95/5) nach [LEHR78]. Eingezeichnet sind weiterhin die Berechnungen gemäß der Bethe-Bloch-Formel (gestrichelte Linie) nach Sternheimer und Peierls ([STER52]) sowie die Vorhersagen des im folgenden vorzustellenden Modells (durchgezogene Linie).

Deutlich ist die Diskrepanz zwischen diesen beiden Modellen im Bereich des relativistischen Wiederanstieges zu erkennen. Die Bethe-Bloch-Formel sagt einen längeren und höheren Wiederanstieg und damit auch eine stärkere Ionisation voraus. Die physikalische Größe, die in Gleichung 2.9 Steigung und Länge des 'Relativistic Rise' festlegt, ist die mittlere Oszillatorfrequenz $\langle \omega \rangle$, die ebenfalls bei der Bestimmung des Korrekturterms δ benötigt wird. Sie ist analytisch nur für Wasserstoff berechenbar; für alle anderen Gase - und insbesondere auch für Gasmischungen - lassen sich nur empirisch gewonnene Näherungswerte angeben, die je nach Experiment erheblich schwanken können (vgl. dazu [AHLE80]).

Dieses Problem ist im PAIM umgangen; die das Gas charakterisierenden Größen sind hier die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der Photon-Absorption σ_γ . Besonders seit Beginn der Forschungen auf dem Gebiet der Synchrotronstrahlung liegen umfangreiche und gesicherte Daten für die σ_γ der verschiedensten Gase vor, die in entsprechenden Tabellenwerken (z. B. [MAWE76]) zugänglich sind.

Wie nur auf der Basis dieser Wirkungsquerschnitte und elementarer Elektrodynamik die Berechnung sogar der ganzen Energieverlustverteilung - des Landau-Spektrums - möglich ist, zeigen die folgenden Abschnitte.

2.3.1 Berechnung des mittleren Energieverlusts dE/dx im PAIM

Die folgende Betrachtung der Berechnung des mittleren Energieverlusts folgt im wesentlichen den Ausführungen in [ALCO80].

Betrachtet wird eine Punktladung e , die sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} durch ein Dielektrikum ϵ bewegt (ohne Beschränkung der Allgemeingültigkeit sei die magnetische Permeabilität $\mu = \mu_0$). Die mit dieser Punktladung assoziierte Raumladungs- und Stromdichte ist mit der Diracschen Deltafunktion beschreibbar:

$$\rho(\vec{r}, t) = e \cdot \delta(\vec{r} - \vec{v}t)$$

bzw.

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \cdot \vec{v} = e \cdot \delta(\vec{r} - \vec{v}t) \cdot \vec{v}$$

Für das Medium gilt:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

und

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

wobei das elektromagnetische Feld (\vec{E}, \vec{B}) über das Viererpotential (ϕ, \vec{A}) gemäß

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{\partial}{\partial t}\vec{A}$$

und

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

definiert ist. In der Notation des SI-Systems lauten die Maxwell-Gleichungen

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \tag{2.10}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{B} \tag{2.11}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \tag{2.12}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t}\vec{D} \tag{2.13}$$

Die Gleichungen 2.11 und 2.12 sind im vorliegenden Fall immer erfüllt. Aufgrund der Eichfreiheit der Potentiale läßt sich an das Vektorpotential die zusätzliche Forderung

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$$

(Coulomb-Konvention) stellen. Mit dieser Bedingung und den Beschreibungen von Teilchen und Medium geben die verbleibenden Maxwell-Gleichungen 2.10 und 2.13

$$\Delta\phi = \rho/\epsilon$$

und

$$\Delta \vec{A} = -\vec{v} e \mu_0 \delta(\vec{r} - \vec{v}t) + \mu_0 \epsilon \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \phi + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{A} \right)$$

Die Fourierkomponenten der diesen Differentialgleichungen genügenden Potentiale sind

$$\phi_{\vec{k}, \omega} = \frac{e}{2\pi \epsilon k^2} \cdot \delta(\vec{k}\vec{v} - \omega)$$

und

$$\vec{A}_{\vec{k}, \omega} = \frac{e \mu_0}{2\pi} \cdot \delta(\vec{k}\vec{v} - \omega) \cdot \frac{\omega \vec{k} / k^2 - \vec{v}}{\epsilon \omega^2 - k^2 / \mu_0}$$

Die Fourierentwicklung des elektrischen Feldes, das von der Punktladung e erzeugt wird, läßt sich durch diese Komponenten darstellen:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int \int i(\omega \vec{A}_{\vec{k}, \omega} - \vec{k} \phi_{\vec{k}, \omega}) \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k} d\omega$$

Die Energie, die von dem Teilchen längs eines differentiellen Wegelementes $d\vec{x}$ abgegeben wird, entspricht hier der auf diesem Wegstück im elektrischen Feld verrichteten Arbeit, also:

$$\frac{dE}{dx} = \vec{F} \cdot \frac{d\vec{x}}{dx} = e \cdot \vec{E} \cdot \frac{\vec{v}}{v}$$

Damit wird der mittlere Energieverlust

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{ie^2}{4\pi^2 v^2} \cdot \iint \left[\omega k \mu_0 \left(\frac{\omega^2 / k^2 - v^2}{\mu_0 \epsilon \omega^2 - k^2} \right) - \frac{\omega}{\epsilon k} \right] dk d\omega \quad (2.14)$$

In dieser Gleichung für den mittleren Energieverlust ist nur die im allgemeinen komplexe Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_r(\omega) + i \cdot \epsilon_i(\omega)$$

unbekannt; sie ist zugleich die einzige Größe, die hier das betrachtete Medium charakterisiert.

Der Imaginärteil - verantwortlich für die Absorption elektromagnetischer Strahlung - ist direkt proportional zum Wirkungsquerschnitt der Photonabsorption σ_γ :

$$\epsilon_i(\omega) = \frac{N_e c}{\omega Z} \cdot \sigma_\gamma$$

(N_e ist die Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit und Z die Ordnungsnummer des Gases.)

Über die Kramers-Kronig-Relation ist mit diesem Imaginärteil der die Dispersion elektromagnetischer Strahlung bewirkende Realteil verknüpft:

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \cdot P \left[\int_0^\infty \frac{\omega' \epsilon_i(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \right]$$

(Dabei bezeichnet P den Cauchy-Hauptwert des Integrals.) Damit wird der mittlere Energieverlust in Gleichung 2.14 - ausgedrückt durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE$ -

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = - \int_0^\infty N_e E \frac{d\sigma}{dE} dE \quad (2.15)$$

mit

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\alpha}{\beta^2\pi} [S_1 + S_2 + S_3 + S_4] \quad (2.16)$$

Die einzelnen Summanden in Gleichung 2.16 haben folgende Bedeutung:

$$S_1 = \frac{\sigma_\gamma}{EZ} \ln((1 - \beta^2 \epsilon_r)^2 + \beta^4 \epsilon_i^2)^{-1/2}$$

beschreibt den logarithmischen Wiederanstieg der Energieverlustkurve im relativistischen Bereich und ihre Sättigung im Fermi-Plateau.

$$S_2 = \frac{1}{N_e \hbar c} (\beta^2 - \frac{\epsilon_r}{|\epsilon|^2}) \Theta$$

Mit

$$\Theta = \arctan \frac{\epsilon_i}{\epsilon_r} \left\{ \begin{array}{c} + \\ - \end{array} \right\} \pi \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} \epsilon_i < 0 \wedge \epsilon_r \geq 0 \\ \epsilon_i < 0 \wedge \epsilon_r < 0 \end{array} \right\}$$

wird durch diesen Summanden der Anteil des Čerenkov-Effekts bestimmt.

$$S_3 = \frac{\sigma_\gamma}{EZ} \ln\left(\frac{2mc^2\beta^2}{E}\right)$$

$$S_4 = \frac{1}{ZE^2} \int_0^E \sigma_\gamma(E') dE'$$

Diese Terme sind für den Verlauf der Energieverlustkurve im nichtrelativistischen Grenzfall verantwortlich.

Damit ist die Berechnung des mittleren Energieverlustes bei Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der Photonabsorption σ_γ in jedem Fall durch numerische Integration der Gleichung 2.15 möglich. Abbildung 2.4 zeigt die Wirkungsquerschnitte (nach [MAWE76]), wie sie später für das Edelgas Argon benutzt werden.

2.3.2 Berechnung der Landau-Verteilung

Im vorigen Abschnitt wurde die Berechnung des mittleren Energieverlustes hergeleitet. Der Vorgang der Ionisation jedoch ist ein statistischer Prozeß (Primäriionisation), da unterschiedliche Energieüberträge möglich sind. Einige der durch Ionisation freigesetzten Elektronen können eine so hohe Energie besitzen, daß sie ihrerseits weitere Elektronen aus umliegenden Atomen herauslösen (Sekundäriionisation, Clusterbildung) oder sogar das Nachweisvolumen verlassen (δ -Elektronen).

Der Energieverlust in einem Absorber einer bestimmten Dicke l ist somit nicht scharf definiert, sondern unterliegt einer Wahrscheinlichkeitsverteilung - der Landau-Verteilung. Da die Wahrscheinlichkeit eines Energieverlustes im Intervall $[E, E + \Delta E]$ proportional zum in Gleichung 2.16 definierten differentiellen Wirkungsquerschnitt ist, und die darin enthaltenen Wirkungsquerschnitte σ_γ über einen weiten Energiebereich von Null verschieden sind (siehe Abbildung 2.4), muß das Landau-Spektrum eine breite, nichtsymmetrische Form haben.

Um eine analytischen Darstellung der Landau-Verteilung zu gewinnen, ist es sinnvoll, sich des folgenden einfachen Bildes zu bedienen:

$\sigma_\gamma \cdot \Delta E$ [Mbarn·eV]

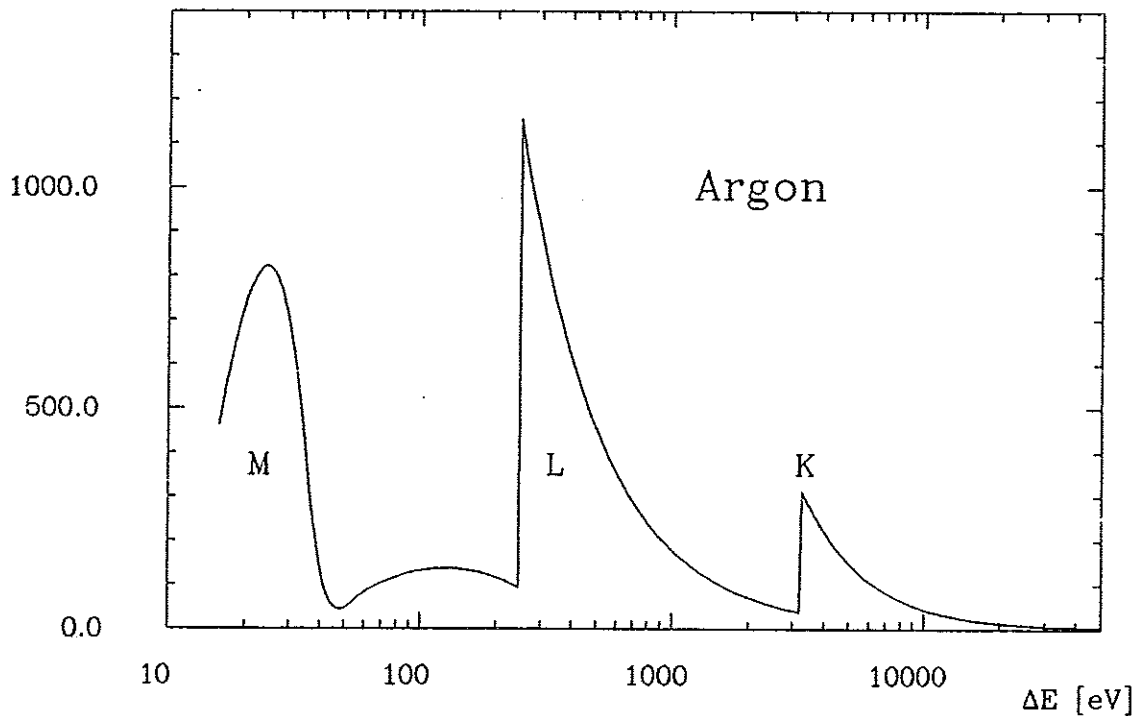


Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitte der Photonabsorption in Argon (nach [MAWE76])

- Von N_0 Teilchen gleicher Anfangsenergie E_0 haben nach Durchlaufen der Strecke x $N(\Delta, x) dE$ Teilchen eine Energie im Intervall $[\Delta, \Delta + dE]$ verloren.
- Nach weiterem Durchgang durch δx hat sich dann die Zahl $N(\Delta, x) dE$ als Resultat zweier sich überlagernder Vorgänge verändert:

1. Die Zahl wird größer durch Teilchen mit - vorher - weniger Energieverlust, die in δx zusätzlich Energie verlieren:

$$+ \delta x \cdot \int_0^\infty w(E') N(\Delta - E', x) dE'$$

2. Die Zahl wird kleiner durch Teilchen mit - vorher - Energieverlust Δ , die in δx weiter Energie verlieren:

$$- \delta x \cdot \int_0^\infty w(E') N(\Delta, x) dE'$$

($w(E')$ ist hier die Wahrscheinlichkeit eines Energieverlustes E' .)

- Damit wird

$$\begin{aligned}
N(\Delta, x + \delta x) &= N(\Delta, x) \\
&+ \delta x \cdot \int_0^\infty w(E') N(\Delta - E', x) dE' \\
&- \delta x \cdot \int_0^\infty w(E') N(\Delta, x) dE'
\end{aligned}$$

oder mit

$$w_t = \int_0^\infty w(E') dE$$

ergibt das:

$$\begin{aligned}
N(\Delta, x + \delta x) &= N(\Delta, x) \\
&+ \delta x \cdot \int_0^\infty w(E') N(\Delta - E', x) dE' \\
&- \delta x w_t N(\Delta, x)
\end{aligned}$$

Durch entsprechende Normierung auf N_0 entspricht dieser Zusammenhang der Landau-Transportgleichung

$$\frac{\partial F(\Delta, x)}{\partial x} = \int_0^\infty w(E') F(\Delta - E', x) dE' - w_t F(\Delta, x) \quad (2.17)$$

Zur Lösung dieser Gleichung - und damit zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $F(\Delta, x)$ - sind zwei verschiedene Verfahren denkbar:

1. Eine Laplacetransformation, angewandt auf Gleichung 2.17, ergibt:

$$F(\Delta, x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{\kappa\Delta - x} \int_0^\infty w(E) (1 - e^{-\kappa E}) dE d\kappa$$

Diese Integration kann selbst bei numerischer Lösung erhebliche Schwierigkeiten bereiten. Einfacher - und genauso korrekt - ist die sogenannte

2. Faltungsmethode. Dabei wählt man ein differentielle Strecke δx so, daß die Wahrscheinlichkeit $w_t \delta x$ höchstens einer Kollision auf diesem Weg größer ist als 90 %. Für diese Strecke ist dann

$$F(\Delta, \delta x) = \delta(\Delta) \cdot (1 - w_t \delta x) + \delta x \cdot w(\Delta)$$

Da die Ereignisse in zwei benachbarten δx unabhängig voneinander sind, führt eine Faltung zur Verteilung für die doppelte Strecke:

$$F(\Delta, \delta x + \delta x) = \int_0^\Delta F(E, \delta x) \cdot F(\Delta - E, \delta x) dx$$

Ist die Detektorlänge $l = \nu \cdot \delta x$, dann führt entsprechend eine ν -fache Faltung zum Ergebnis $F(\Delta, l)$.

Mit diesem zweiten Verfahren ist eine genaue und schnelle Lösung der Landau-Transportgleichung 2.17 möglich.

2.3.3 Ergebnisse von Berechnungen mit Hilfe des PAIM

Mit Hilfe eines entsprechend konzipierten FORTRAN-Programms werden die Gleichungen 2.15 und 2.17 zur Berechnung des mittleren Energieverlustes dE/dx und der Landau-Verteilung (Faltungsmethode) numerisch gelöst.

Die Abbildung 2.5 zeigt den so berechneten mittleren Energieverlust dE/dx des Pion in der H1-CJC als Funktion des Impulses bei einem Spurwinkel von $\vartheta = 37^\circ$ für die beiden Gasmischungen Argon/Äthan (50/50) und Xenon/Äthan (70/30), jeweils normiert auf den minimalen Energieverlust bei $p \approx 0.5 \text{ GeV}$. Das Verhältnis von Plateau-Wert zu Minimum

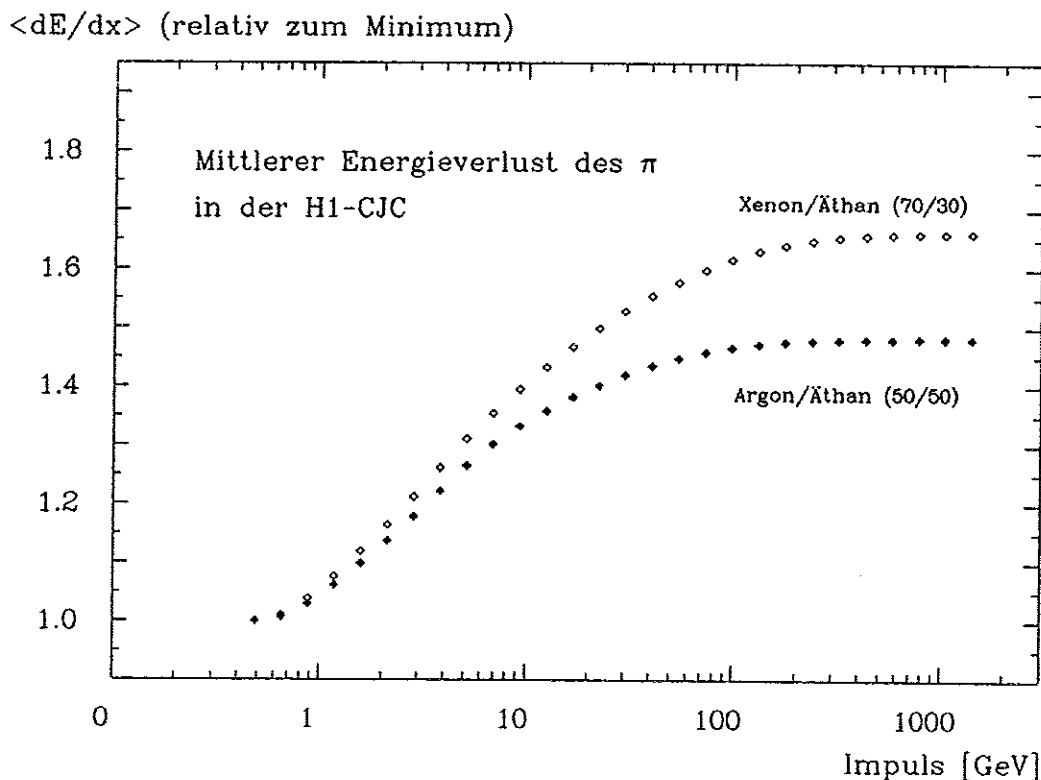


Abbildung 2.5: Nach PAIM berechneter mittlerer Energieverlust des Pion in der H1-CJC als Funktion des Impulses

beträgt etwa 1.48 bzw. 1.66 (für Xenon/Äthan (50/50) ergibt die Rechnung einen Wert von 1.62).

Die Energieauflösung ist im Impulsbereich oberhalb des Minimums bei $p \approx 0.5 \text{ GeV}$ nahezu konstant. Mit der in Kapitel 3.1 beschriebenen Methode des 'Truncated Mean' läßt sich im Fall der Xenon-Mischungen eine Auflösung von ca. 4.9% erreichen, bei der Argon-Mischung sogar 4.2% .

Auf der Basis der in Abschnitt 2.3.2 erläuterten Faltungsmethode errechnete Landau-Verteilungen zeigt die Abbildung 2.6. Die im Bild definierte Größe FWHM (Full Width at Half Maximum) ist ein direktes Maß für die relative Breite der Verteilung und läßt so Aussagen über die Eignung des Gases zur Teilchenidentifikation zu.

Die Gasmischungen, für die in Abbildung 2.6 das Landau-Spektrum errechnet wurde,

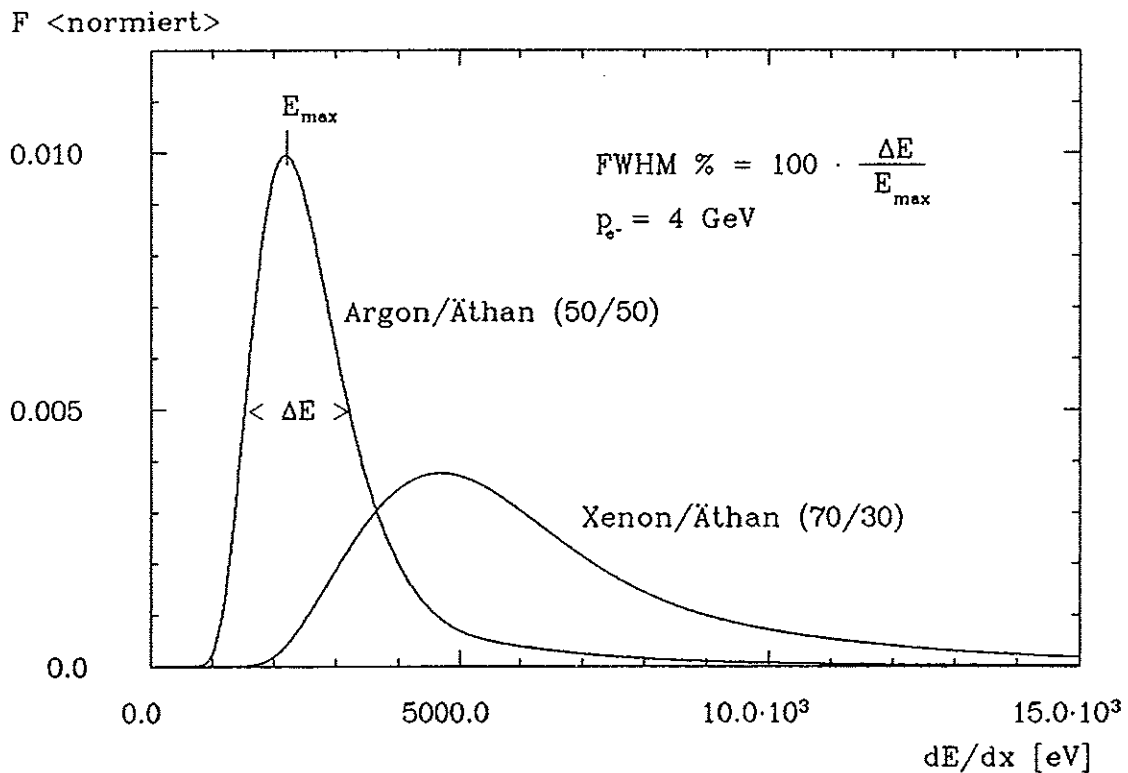


Abbildung 2.6: Nach PAIM berechnete Landau-Verteilungen

sind die, die im Rahmen einer Testmessung in einer kleinen Driftkammer am DESY-Teststrahl (4 GeV Elektronen) im Sommer 1987 untersucht wurden. Die berechnete FWHM dieser Verteilungen beträgt

Argon/Äthan (50/50): 79.6%

Xenon/Äthan (70/30): 97.3%

Es ist die Aufgabe des Kapitels 4, die Übereinstimmung der mit Hilfe des PAIM berechneten Verteilungen mit den gemessenen Spektren zu prüfen.

Für eine gute Elektron-Pion-Trennung ist es notwendig, daß das Verhältnis zwischen Plateau-Wert und Minimum des mittleren Energieverlustes möglichst groß, gleichzeitig aber die Landau-Verteilung nicht zu breit ist, so daß über einen weiten Impulsbereich die Energieverlustverteilungen von Elektron und Pion merklich auseinander liegen.

Im Hinblick auf diese Eigenschaften verhalten sich die in Driftkammern eingesetzten Gase jedoch unterschiedlich (vgl. [WALE79]). In Kohlenwasserstoffen (z. B. Äthan) sind die Landau-Verteilungen zwar bedeutend schmäler als in Edelgasen wie Argon und Xenon, der Abstand der beiden Verteilungsmaxima jedoch ist wesentlich geringer.

Aus diesem Grund läßt sich ein für die Teilchenidentifikation ideales Gas nicht sofort angeben; ein Vergleich unterschiedlicher Gasmischungen erfordert eine ausführliche Simulation von Teilchenspuren, wie sie in Kapitel 5 vorgenommen wird.

Einen Überblick, welche Methoden überhaupt zur Verfügung stehen, um aus der Impuls- und Energieverlustmessung in einer Driftkammer auf die Masse des Teilchens zurückzuschließen, gibt das folgende Kapitel.

Kapitel 3

Möglichkeiten und Grenzen der Elektron-Pion-Trennung

Wie die Berechnungen in Kapitel 2 gezeigt haben, ist der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens eine Funktion nur der Geschwindigkeit. Die Messung des Energieverlustes alleine würde somit noch keine weiteren Rückschlüsse auf die Masse des Teilchens zulassen.

Mit einer Driftkammer ist jedoch nicht nur die Messung des Energieverlustes möglich. (Genau genommen wird nicht der gesamte Energieverlust dE/dx nachgewiesen sondern nur die Zahl der ionisierten Elektronen; von der Proportionalität zwischen diesen Größen kann aber im Allgemeinen ausgegangen werden [TALM79].) Zusätzlich erlaubt die Bestimmung der Driftzeit die Berechnung der Raumkoordinaten und damit eine Rekonstruktion der Teilchenspur. Da die H1-CJC in einem Magnetfeld von 1.2 *Tesla* betrieben wird, sind diese Spuren nicht geradlinig sondern aufgrund der Lorentzkraft Kreisbögen. Radius r des vollständigen Kreises und Impuls p des Teilchens sind durch Lorentz- und Zentrifugalkraft über

$$p = eB \cdot r$$

miteinander verknüpft.

Damit ist die Masse eines Teilchens über

$$m = eB \cdot r/v$$

bestimmt. Die Berechnung der Geschwindigkeit des Teilchens - durch die Energieverlustmessung - zusammen mit der Messung des Kreisradius ermöglicht so die Teilchenidentifikation.

Die Abbildung 3.1 zeigt den unterschiedlichen Energieverlust von Elektron und Pion als Funktion des Impulses.

Im Impulsintervall $0.1 \text{ GeV} < p < 1000 \text{ GeV}$ ist am Energieverlust des Pion der typische Verlauf der Bethe-Bloch-Formel erkennbar (vgl. Abbildung 2.2). Über diesen Bereich verändert sich der Energieverlust des Elektrons dagegen kaum und entspricht dem Plateau-Wert. Eine Elektron-Pion-Trennung im relativistischen Bereich wird deshalb für Impulse $p > 0.5 \text{ GeV}$ zunehmend schlechter und bei Impulsen $p > 100 \text{ GeV}$ unmöglich.

Daß jedoch auch im optimalen Fall ($p \approx 0.5 \text{ GeV}$) eine Unterscheidung von Elektron und Pion nur schwer möglich ist, verdeutlicht Abbildung 3.2, in der die berechneten Landau-Spektren dieser Teilchen bei $p = 0.5 \text{ GeV}$ dargestellt sind.

Aufgrund der Breite der Verteilungen und der großen Wahrscheinlichkeit eines sehr hohen Energieverlustes überlagern sich die Kurven in erheblichem Maß. Eine Möglichkeit die

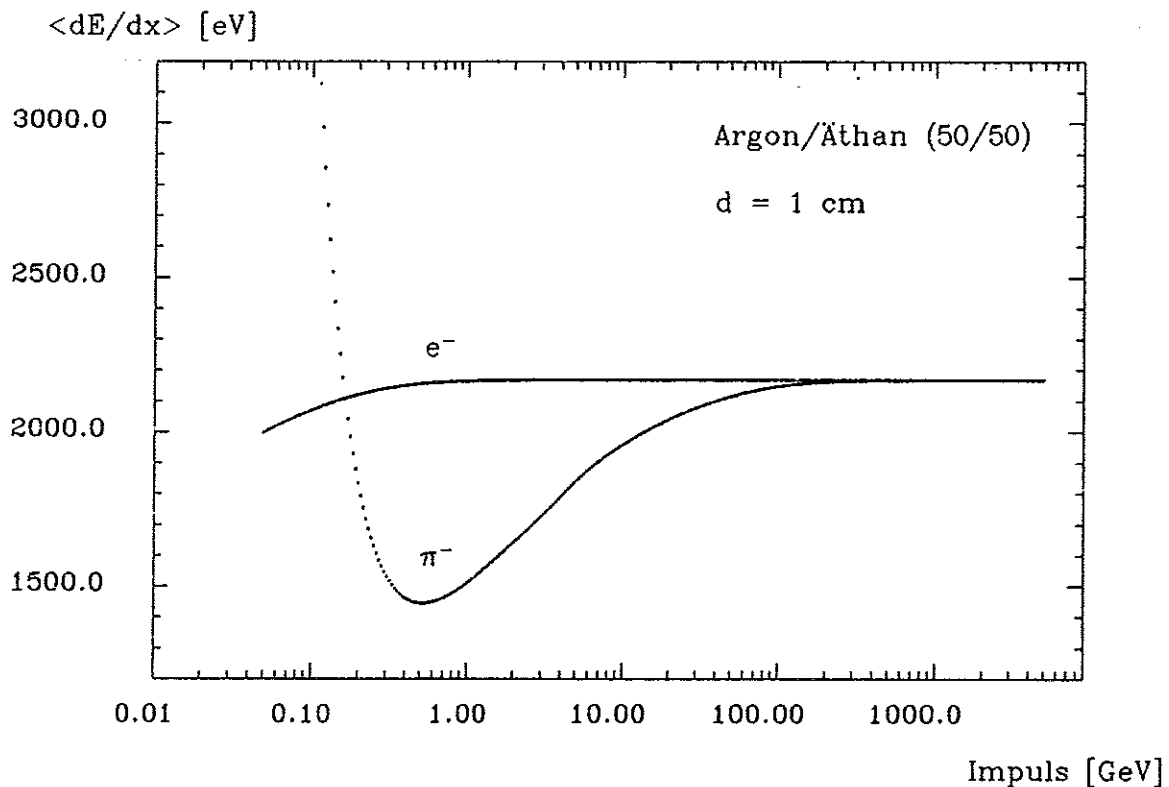


Abbildung 3.1: Wahrscheinlichster Energieverlust von Elektron und Pion als Funktion des Impulses

Ionisationsstatistik - und damit die Energieauflösung - zu verbessern ist die Vergrößerung der Absorberdicke. Eine Zusammenfassung experimenteller Ergebnisse ([WALE81]) hat gezeigt, daß zwischen relativer Halbwertsbreite des Landau-Spektrums und der Absorberdicke d folgender Zusammenhang besteht:

$$FWHM \propto \left(\frac{p \cdot d}{I}\right)^{-1/3} \quad (3.1)$$

(p ist der Gasdruck und I das mittlere Ionisationspotential der Gasmischung.)

Dies gilt jedoch nur für relativ dünne Absorber; mit zunehmender Dicke wird die FWHM bei 30–40% nahezu konstant. In dieser Größenordnung ist eine effektive Elektron-Pion-Trennung aber unmöglich.

Eine Driftkammer vom Jetkammertyp wie die H1-CJC erlaubt dagegen eine Mehrfachmessung des Energieverlustes mit anschließender Mittelwertbildung. Dieser mittlere Energieverlust ist wegen der nicht seltenen Kollisionen mit hohem Energieübertrag aber immer noch starken Schwankungen unterworfen. Aus diesem Grund modifiziert man die Berechnung des Mittelwertes entsprechend dem Verfahren des 'Truncated Mean', das im folgenden näher beschrieben wird.

P <normiert>

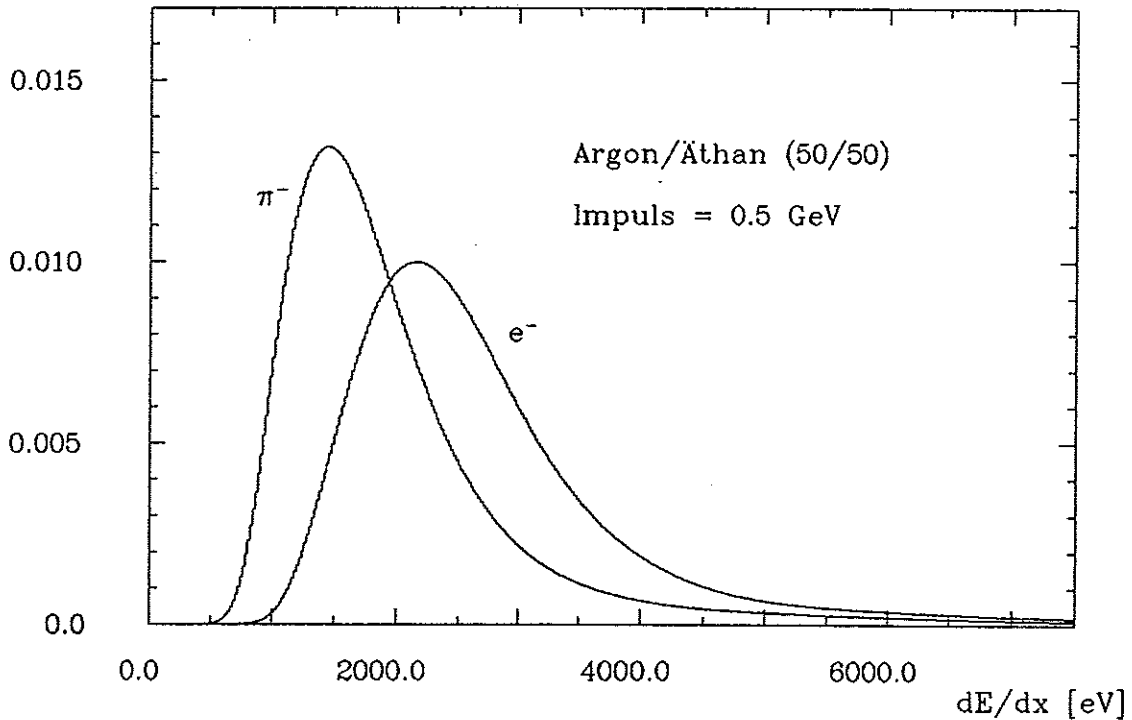


Abbildung 3.2: Berechnete Landau-Spektren von Elektron und Pion bei $p = 0.5 \text{ GeV}$

3.1 Exkurs: Truncated Mean

Um die Wirkungsweise des Truncated Mean zu verdeutlichen, werden auf der Grundlage der Elektron-Landau-Verteilung aus Abbildung 3.2 Ereignisse ausgelost. Jeweils 30 dieser Ereignisse werden zu einer 'simulierten Spur' zusammengefaßt. Zwei dieser 'Spuren' zeigt Abbildung 3.3. Eingezeichnet sind jeweils neben den 30 einzelnen Ereignissen der einfache Mittelwert $\langle \Delta E \rangle$ und das Truncated Mean $\langle \Delta E \rangle_{TM}$.

Im Unterschied zum normalen Mittelwert wird das Truncated Mean nicht aus allen Ereignissen gebildet: ein bestimmter Anteil der größten Werte wird nicht mit einbezogen (hier 40 %, also die 12 Ereignisse mit dem größten Energieübertrag ΔE .)

Schon an diesen beiden 'Spuren' ist deutlich die Wirkung der Truncated Mean-Technik zu erkennen. Ereignisse mit sehr großem Energieübertrag ($\Delta E \approx 10 \text{ KeV}$) sind zwar selten, sie beeinflussen den Mittelwert aber sehr stark. Gerade diese Ereignisse sind es nun, die bei der Berechnung des Truncated Mean ausgeschlossen werden, um einen stabilen Wert zu erhalten, der möglichst unabhängig ist von den seltenen hochenergetischen Ereignissen.

Die Simulation von 1000 solcher 'Spuren' ergibt folgendes Bild (Abbildung 3.4):

1. Das Truncated Mean ist, da es hier aus den jeweils 60 % kleinsten Ereignissen gebildet wird, kleiner als der arithmetische Mittelwert.
2. Die Schwankungen des Truncated Mean sind wesentlich kleiner als die des Mittelwertes.

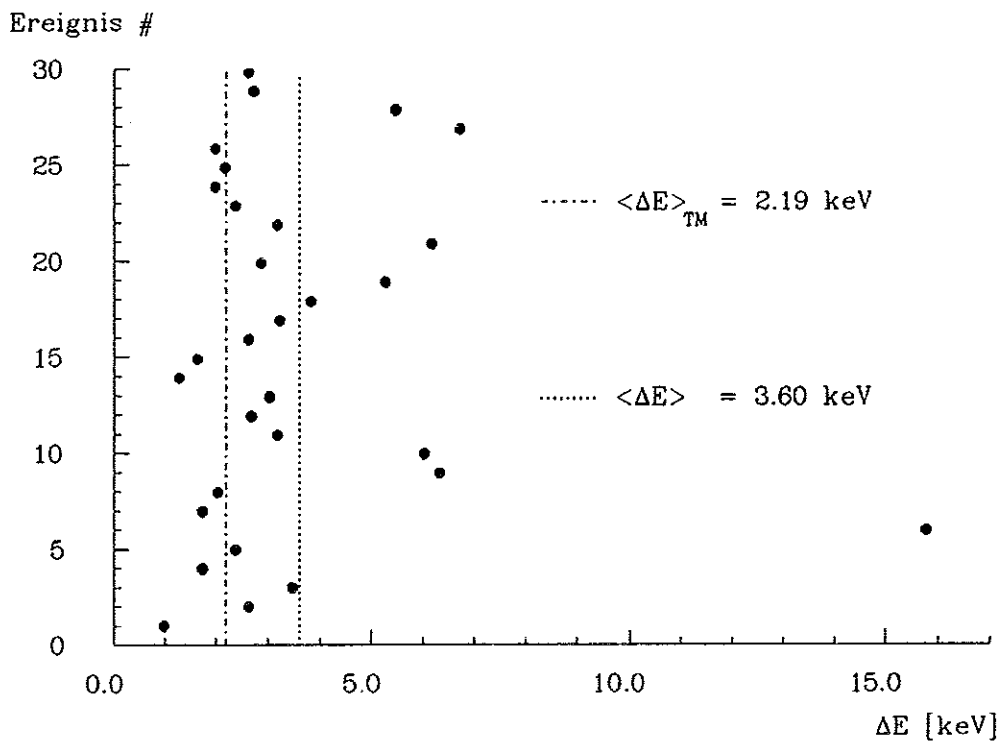
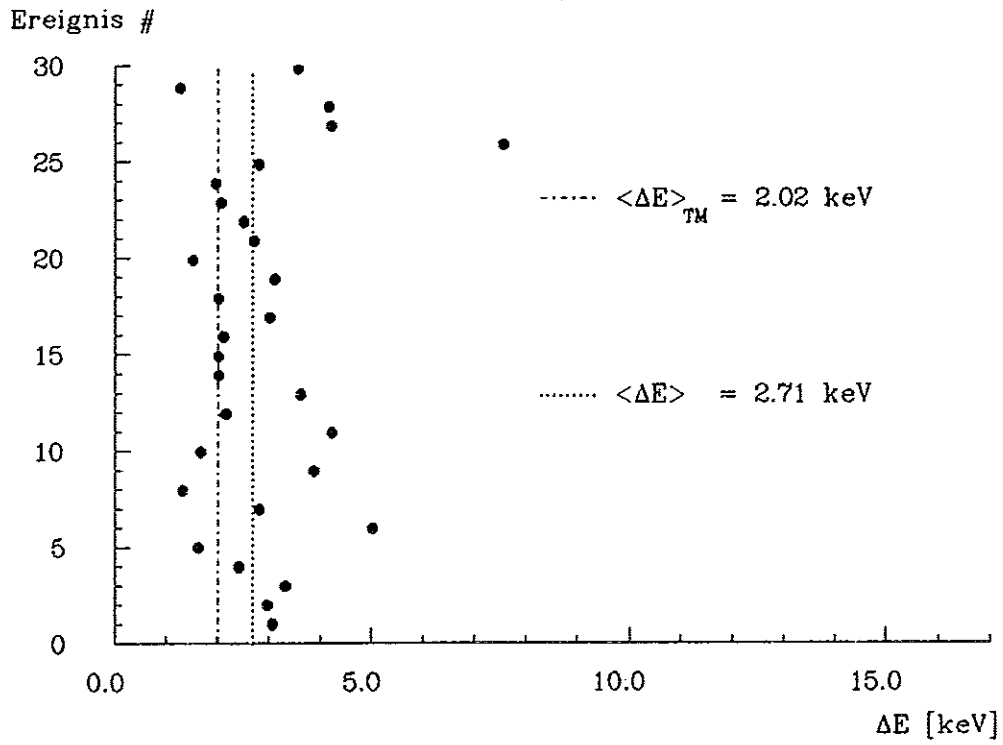


Abbildung 3.3: Zwei simulierte 'Spuren' mit Mittelwert und Truncated Mean

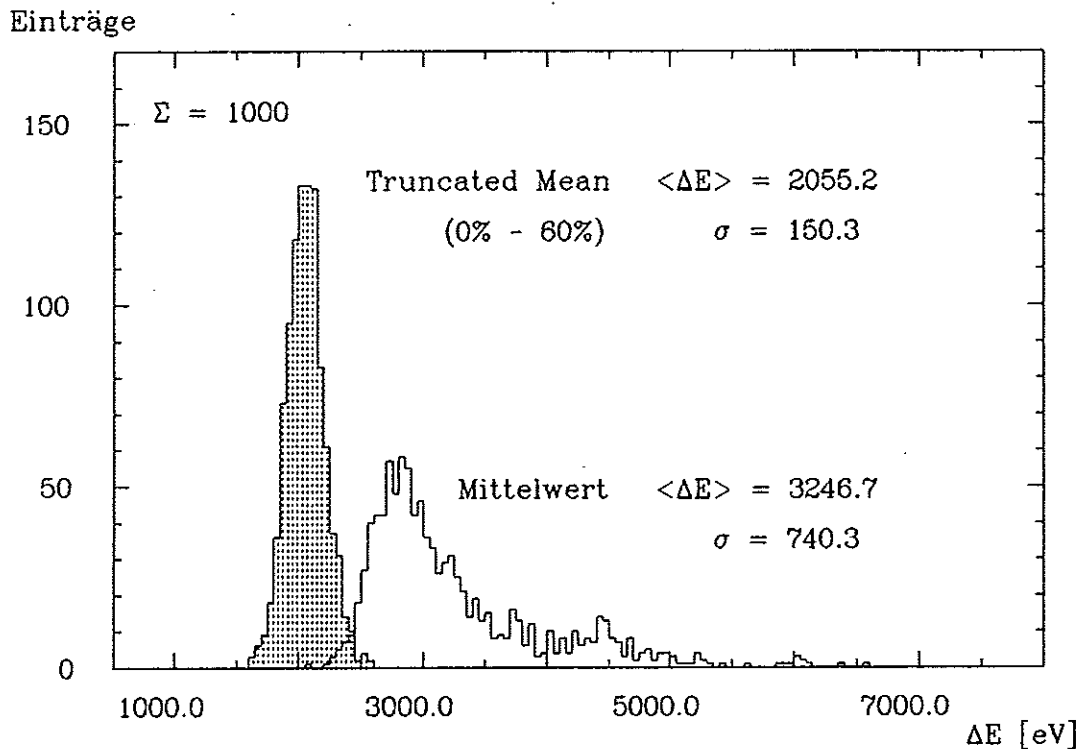


Abbildung 3.4: Verteilung des Mittelwertes und der Truncated Mean

Ein Vergleich der relativen Standardabweichung σ - und damit der Energieauflösung - der drei Verteilungen (Landau-Spektrum, Mittelwert und Truncated Mean) verdeutlicht die Effektivität des beschriebenen Verfahrens:

Verteilung	relatives σ [%]
Landau-Spektrum	97.6
Mittelwert	22.8
Truncated Mean	7.3

Die Wahl des oberen Schnittes bei der Berechnung des Truncated Means kann jeweils durch Optimierung der Energieauflösung bestimmt werden. Für den vorliegenden Fall zeigt Abbildung 3.5, daß im Bereich zwischen 30% und 60% die Standardabweichung minimal und nahezu konstant ist.

Abschließend sei noch bemerkt, daß auch andere Verfahren möglich sind, um aus der Mehrfachmessung des Energieverlustes eine sichere Aussage über die Identität des Teilchens zu gewinnen, z. B. eine Maximum-Likelihood-Analyse der Meßergebnisse. Experimente haben jedoch gezeigt (siehe [ADER74]), daß dadurch keine Verbesserung der Ener-

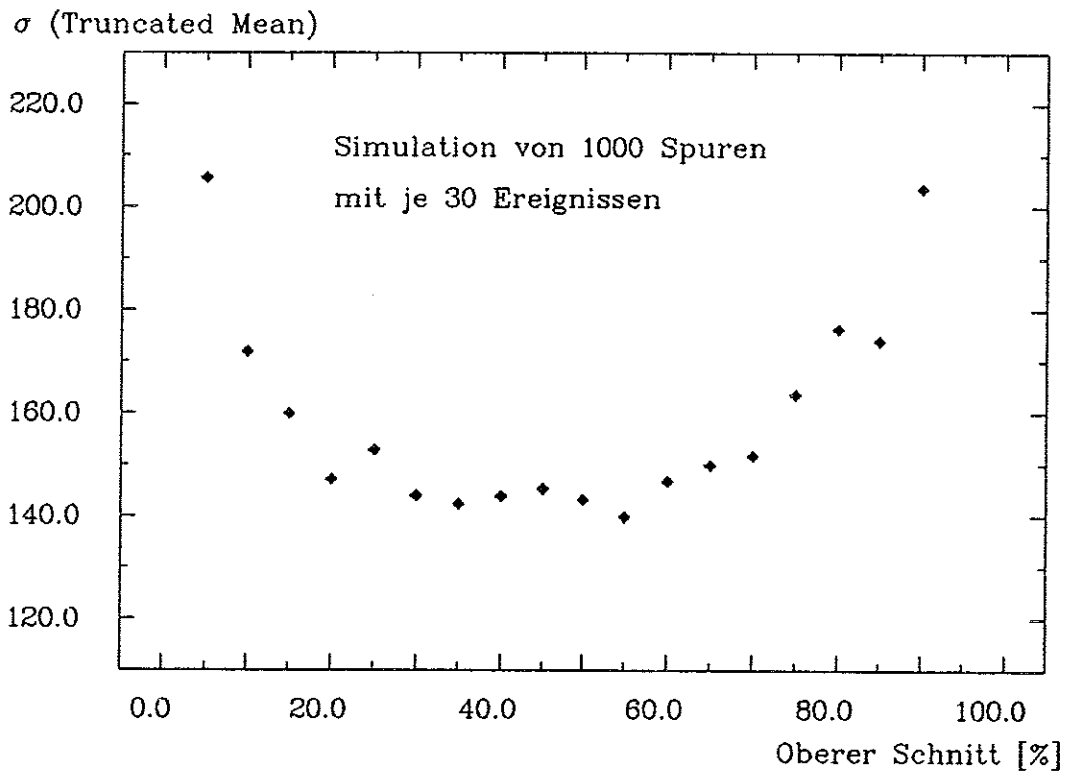


Abbildung 3.5: Die Varianz des Truncated Mean als Funktion des oberen Schnittes

gieauflösung zu erzielen ist.

Das einfache und schnelle Verfahren des Truncated Mean bietet sich somit als eine sinnvolle Alternative zu aufwendigeren Prozeduren an.

Kapitel 4

Auswertung der Testkammer-Daten

Um beurteilen zu können, wie gut das in Kapitel 2 beschriebene Modell die physikalischen Vorgänge beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie beschreibt, werden im folgenden Kapitel die dort berechneten Landau-Verteilungen mit gemessenen Spektren verglichen.

Grundlage dieses Vergleichs sind Daten, die im Sommer 1987 am DESY (Hamburg) mit einer kleinen Driftkammer genommen wurden. Nach einer kurzen Beschreibung des experimentellen Aufbaus folgt eine Darstellung der Datenanalyse ausgehend von den FADC-Rohdaten bis hin zum Landau-Spektrum.

4.1 Aufbau der Testmessung

In zwei Testperioden wurden die für die H1-CJC in Frage kommenden Gasmischungen unter verschiedenen Bedingungen untersucht. Im folgenden sollen die wesentlichen Größen des Testaufbaues aufgelistet werden, wie sie für die hier ausgewerteten Daten relevant sind (eine ausführlichere Darstellung des Experiments ist in [SCHU88] oder [SCHE88] nachzulesen).

Testkammer: Eine Skizze der Testkammer zeigt Abbildung 4.1. Acht Signaldrähte jeweils der Länge 1 m sind im Abstand von 1 cm angeordnet. 15 Kathodendrähte pro Seite und jeweils ein Potentialdraht zwischen zwei Signaldrähten formen ein homogenes Driftfeld senkrecht zur Signaldrahtebene. Zusätzliche Felddrähte gewährleisten diese Homogenität auch in den Randzonen der Kammer. Damit ist die grundsätzliche Struktur des Jetkammertyps, wie sie auch für die H1-CJC vorgesehen ist, in dieser kleinen Kammer realisiert: lange Driftstrecken und Mehrfachmessung der Spur durch unabhängige Signaldrähte.

Kammergas: Die Kammer wurde u. a. mit den Gasmischungen Argon/Äthan (50/50) und Xenon/Äthan (70/30) bei Normaldruck und einer Driftgeschwindigkeit von 50 bzw. 35 $\mu\text{m}/\text{nsec}$ betrieben.

Ausleseelektronik: An jede Seite eines Signaldrahts wurde ein Vorverstärker und ein schneller Analog-Digital-Wandler (FADC) angeschlossen. Das verwendete System des Typs DL3000 stellt eine Weiterentwicklung des im Zusammenhang mit dem JADE-Experiment entwickelten FADC dar. Dieses Elektroniksystem erlaubt es nicht nur das Gesamtintegral des Signals zu bestimmen sondern auch dessen zeitliche Entwicklung. In Zeitintervallen von 10 nsec wird von diesem System das verstärkte

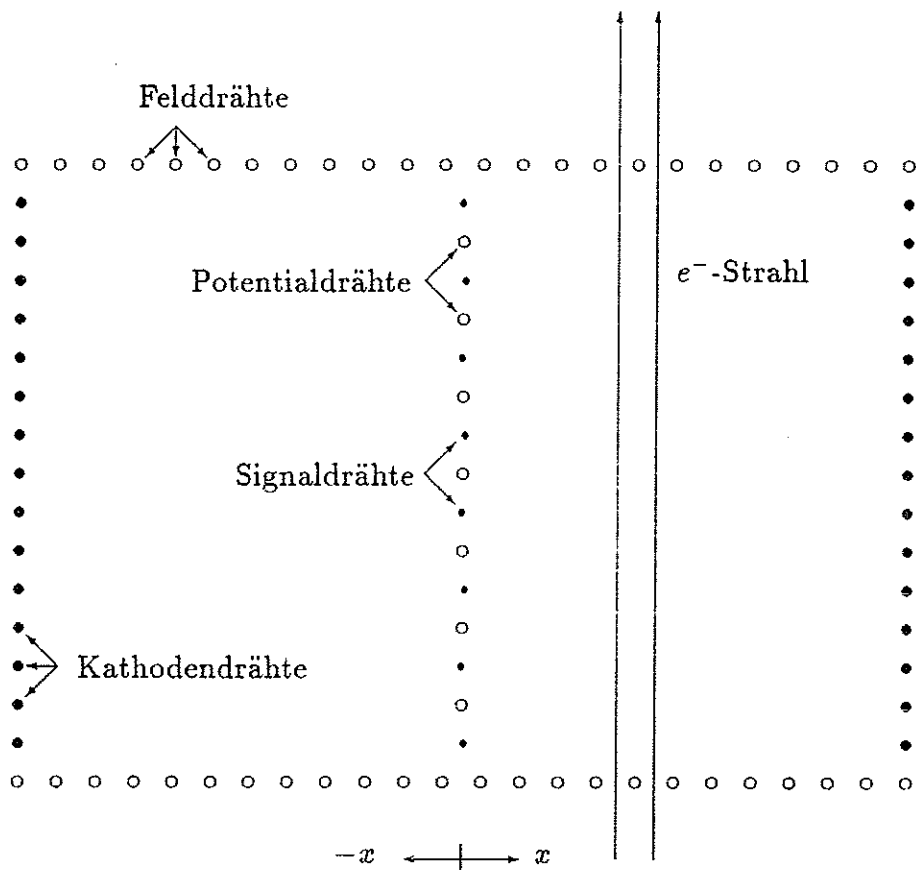


Abbildung 4.1: Skizze der Testkammer (Maßstab 1:1)

Signal mit einer 8-bit-Auflösung digitalisiert und über eine Zeitdauer von $2.56 \mu\text{sec}$ aufgezeichnet.

Die starken Fluktuationen in der Pulshöhe aufgrund der Breite der Landau-Verteilung sowie die unterschiedlich langen Ionisationsstrecken in der H1-CJC bei unterschiedlichen Spurwinkeln relativ zur Strahlachse erfordern einen weiten dynamischen Bereich der Ausseelektronik. Dieser wird durch den nichtlinearen Betrieb des FADC-Systems gesteigert. Im Gegensatz zum JADE-Modell arbeitet der hier beschriebene Typ jedoch ohne ein Pedestal.

Teststrahl: Die Kammer durchquerten Elektronen mit einem Impuls von etwa 4 GeV bei einer mittleren Frequenz von ca. 3 Hz parallel zur Signaldrahtebene. Durch die Triggeranordnung ist die Strahlposition mit einer Genauigkeit von $\Delta x \approx 5 \text{ mm}$ bekannt. Ein entsprechender mechanischer Aufbau ermöglicht die Veränderung der x -Position des Strahls in 5 mm Schritten über den ganzen Bereich des Nachweisvolumens.

4.2 Datenanalyse

Die Datenauswertung ausgehend von den FADC-Rohdaten bis hin zum Landau-Spektrum verläuft in drei wesentlichen Schritten:

1. **Datenreduktion:** Pro Ereignis - entsprechend einer Elektronspur - werden von jeder Drahtseite 256 FADC-Werte aufgezeichnet. Die mittlere Signallänge beträgt aber nur etwa 200 – 300 *nsec* (20 - 30 FADC-Zeitbins). Deshalb enthalten nur ca. 10% der Gesamtdatenmenge die wesentliche Information, die in einem ersten Schritt der Analyse herausgefiltert wird.
2. **Spurerkennung:** Nicht selten erzeugen kosmische Myonen oder Wechselwirkungen des Elektronstrahls in der Kammerwand zusätzliche Spuren, die von der Auslese mit aufgezeichnet und von der Datenreduktion als Signale erkannt werden. Der zweite Schritt der Analyse bestimmt deshalb aus allen Signalen den Puls, der zu der Spur des Elektrons gehört.
3. **Landau-Spektrum:** Abschließend werden die verbleibenden Pulse integriert und aus diesem Integralspektrum Mittelwert und relative Breite (FWHM in %) abgelesen.

4.2.1 Datenreduktion

Abbildung 4.2 zeigt die FADC-Rohdaten einer Elektronspur, wie sie von beiden Seiten der acht Signaldrähte jeweils separat ausgelesen wurden. Die Abszisse stellt die Zeitachse entsprechend den 256 FADC-Zeitbins dar. Auf der Ordinate sind die FADC-Amplituden in Schritten von 10 *nsec* aufgetragen. Eingezeichnet sind weiterhin die Grenzen der Signale, wie sie von der im folgenden beschriebenen Datenreduktion definiert sind.

Um den Vorgang dieser Reduktion zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.3 das Signal der linken Seite von Draht 8 vergrößert dargestellt. Aufgetragen ist die nichtlineare FADC-Amplitude gegen die Zeitachse, entsprechend der FADC-Taktfrequenz in Schritten von 10 *nsec*. (Es ist zu beachten, daß das verwendete FADC-System DL3000 wie bereits erwähnt ohne ein Pedestal arbeitet.)

1. Für jeden Draht werden auf einer Seite sukzessive die Differenzen

$$\Delta_i := A_{i+2} - A_i \quad \text{mit } i = 1, 254$$

gebildet (A_i ist die im Zeitbin i gemessene FADC-Amplitude).

2. Das Zeitbin j wird als Signalanfang definiert, wenn

$$\Delta_j \geq 5$$

ist. Bei der Wahl der Schwelle ist folgendes zu beachten: Eine zu niedrige Schwelle würde dazu führen, daß u. U. auch elektronisches Rauschen als Signal erkannt wird. Der Zweck der Datenreduktion wäre damit verfehlt und die nachfolgende Spurerkennung unnötig erschwert.

Andererseits darf diese Schwelle auch nicht zu hoch gewählt werden, da sonst kleinere Pulse nicht erkannt würden und in Folge davon das Landau-Spektrum systematisch an der ansteigenden Flanke verfälscht würde.

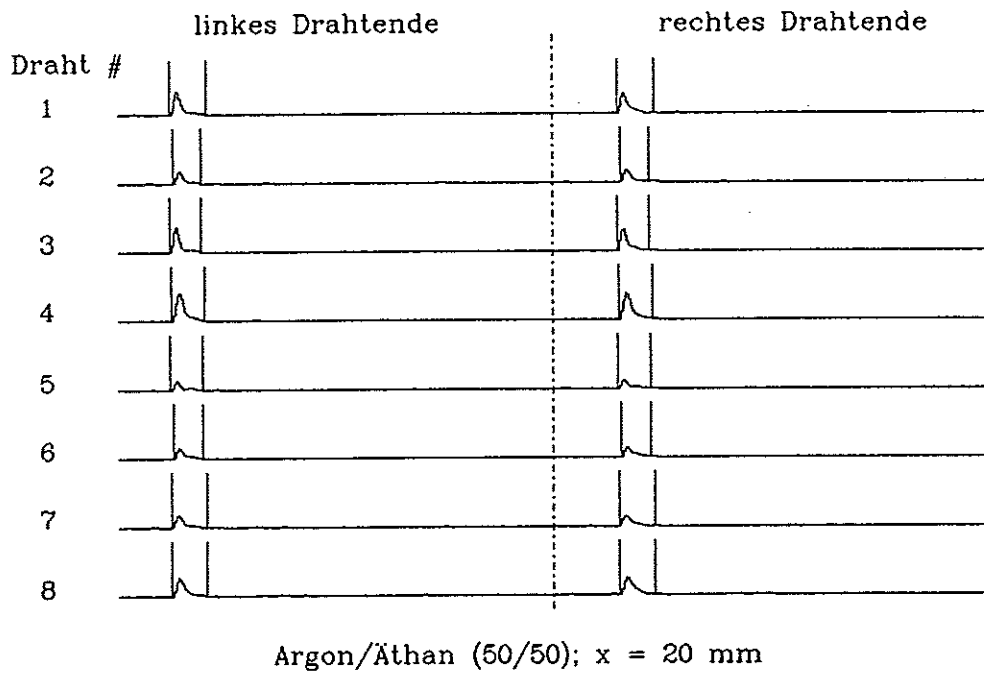


Abbildung 4.2: Darstellung der FADC-Rohdaten eines Ereignisses

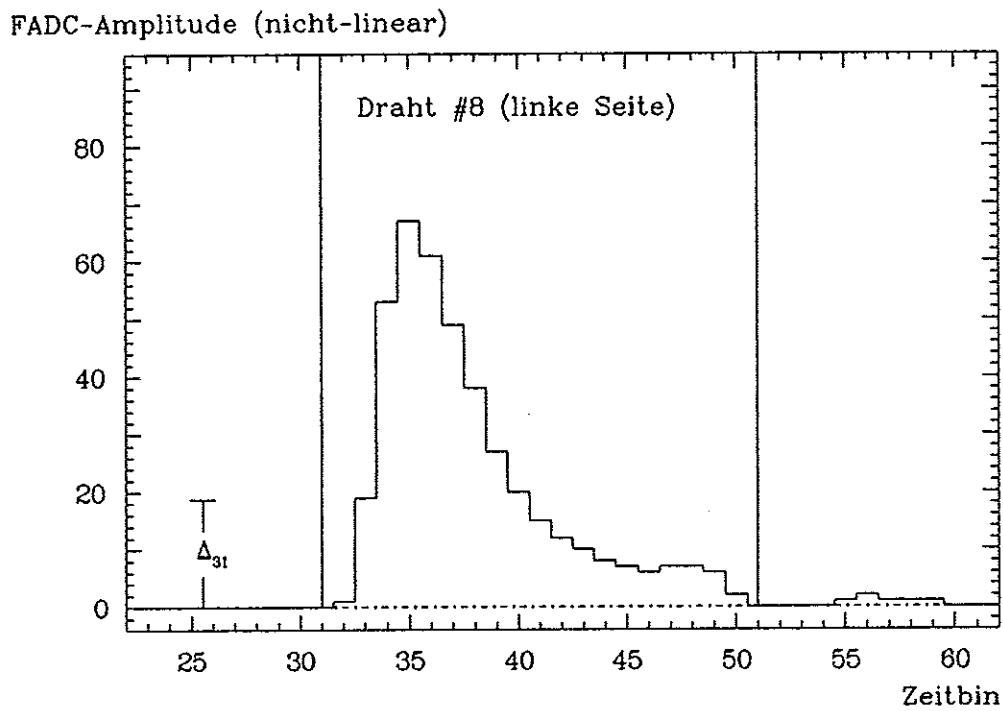


Abbildung 4.3: FADC-Signal am Draht 8 des Ereignisses aus Abbildung 4.2

3. Die Suche nach dem Signalende wird 10 Bins nach dem gefundenen Pulsanfang aufgenommen. Es wird dort definiert, wo zwei aufeinanderfolgende FADC-Amplituden den Wert 2 unterschreiten, also: Das Zeitbin k ist Signalende, wenn

$$A_k < 2 \quad \wedge \quad A_{k+1} < 2$$

gilt.

4. Mit den so gefundenen Pulsgrenzen werden die Rohdaten der anderen Drahtseite entsprechend reduziert.

Um in dieser Phase der Auswertung keine wesentliche Information zu verlieren, wird der Signalanfang um weitere zwei Bins nach vorne verschoben, wenn die Steigung des Pulsanfangs kleiner ist als eine vordefinierte Schwelle.

Aus gleichem Grund enthalten die reduzierten Daten zur Sicherheit die FADC-Amplitudenwerte auch noch der beiden Bins sowohl vor dem Anfang des Signals als auch nach dessen Ende.

4.2.2 Spurerkennung

Wie bereits erwähnt können bei der Datenreduktion auch Pulse erkannt werden, die nicht auf den Elektronenstrahl zurückzuführen sind. Ursachen sind neben elektronischem Rauschen und Kabelreflexionen auch zufällig die Kammer kreuzende kosmische Myonen oder aber Teilchen, die durch Wechselwirkung des Strahls in der Kammerwand entstanden sind. Diese Pulse müssen von der weiteren Auswertung ausgeschlossen werden.

Beispiele dieser Effekte zeigen die Abbildungen 4.4 und 4.5. Um aus allen Signalen auf einem Draht das Signal herauszufiltern, das zu der Elektronspur gehört, ist in die Analyse ein kurzes Spurerkennungsprogramm integriert, das den Sachverhalt ausnutzt, daß die Strahlelektronen die Kammer parallel zur Signaldrahtebene durchquerten. Dieses Programm arbeitet wie folgt:

1. Pro Ereignis wird die Zahl der Pulse betrachtet, die ein jeder Draht gemessen hat.
2. Die Drähte, die genau einen Puls registriert haben, definieren mit diesem einen ein mittleres Startbin, das dem Teststrahl zugeordnet wird.
3. Um diesen Mittelwert sinnvoll definieren zu können, werden nur solche Ereignisse für die weitere Auswertung akzeptiert, bei denen mindestens vier Drähte genau einen Puls gemessen haben.
4. Bei allen anderen Drähten wird das Signal ausgewählt, dessen Startbin diesem mittleren am nächsten kommt; alle anderen Signale werden verworfen.

Am Ende dieser Spurerkennung liefert demzufolge jede Drahtseite höchstens ein Signal, das dem Elektron zugeordnet wird.

Die Effektivität dieser einfachen Routine verdeutlicht die Abbildung 4.6. Dargestellt sind die Verteilungen der Startbins der Signale sowie deren zeitliche Länge jeweils vor und nach dem Spurerkennungsprogramm. Es wird deutlich sichtbar, wie gerade die kurzen auf elektronisches Rauschen zurückzuführenden Pulse von dem Programm erkannt und von der weiteren Auswertung ausgeschlossen werden.

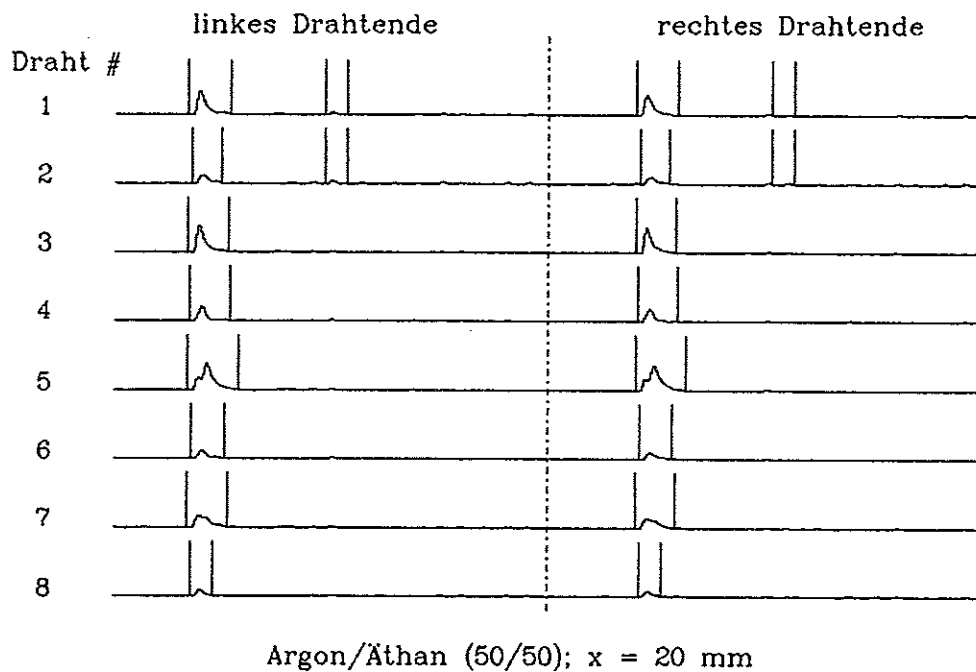


Abbildung 4.4: Ereignis mit elektronischem Rauschen

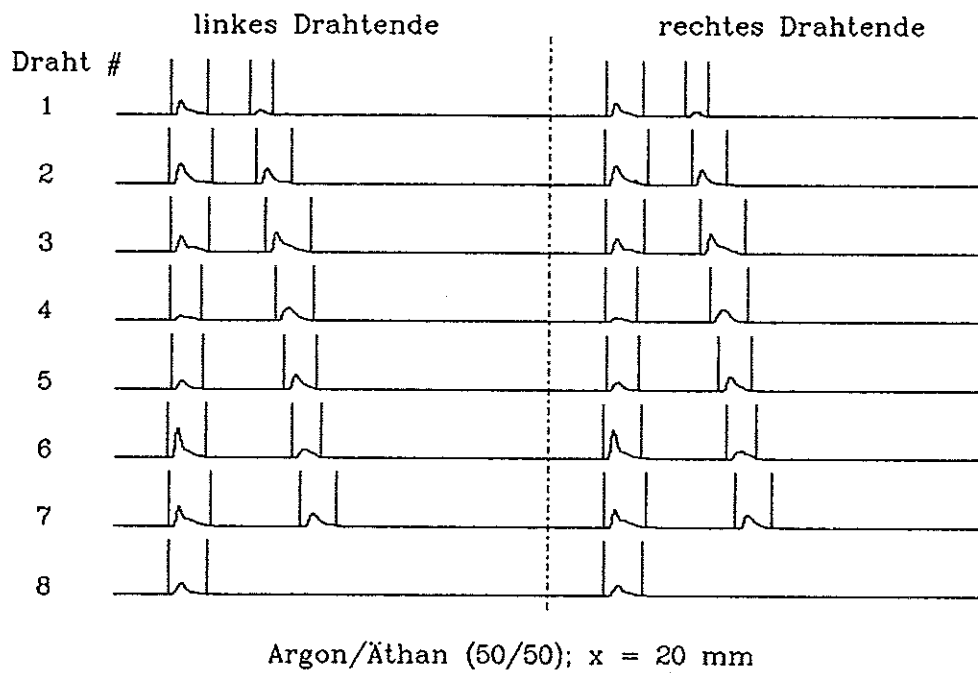


Abbildung 4.5: Ereignis mit einer zweiten Spur

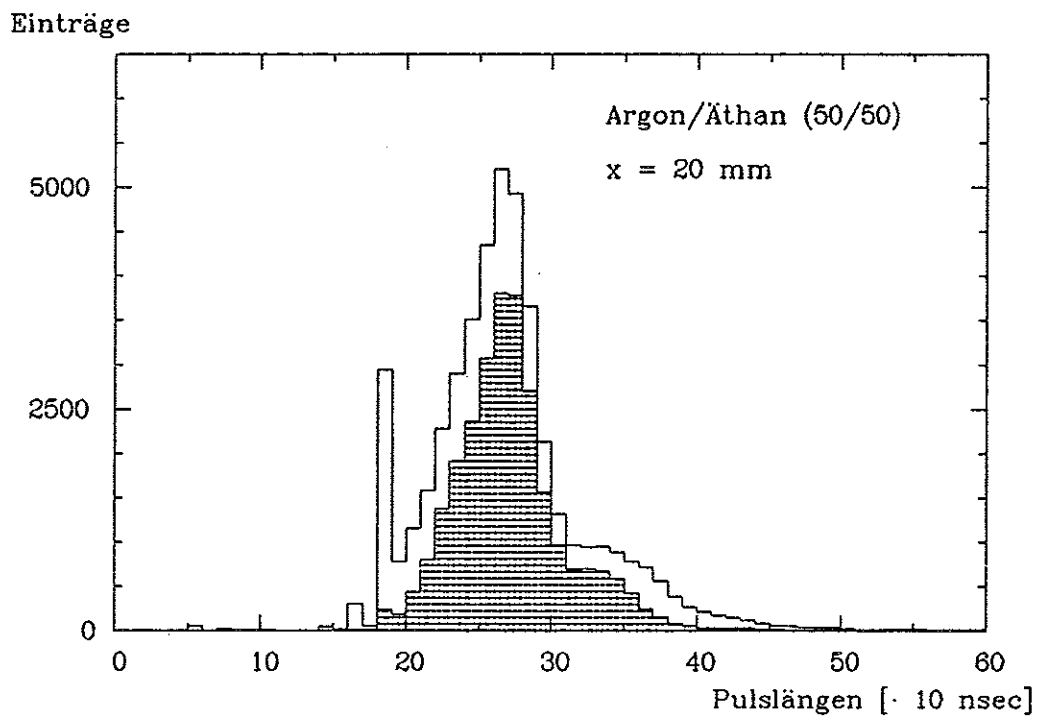
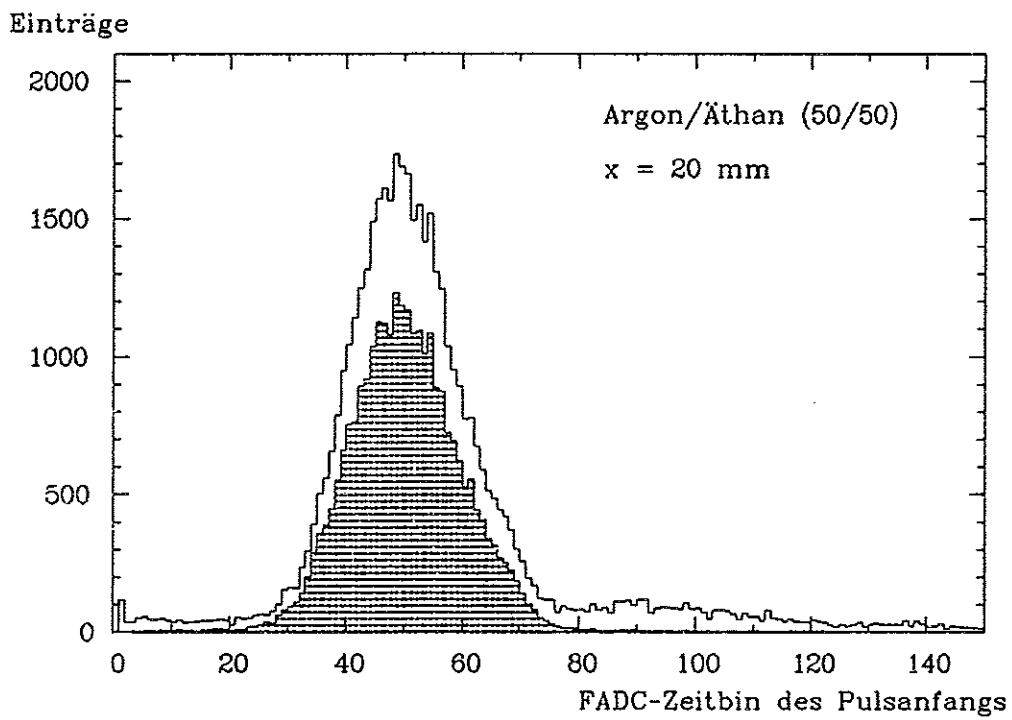


Abbildung 4.6: Startbin- und Pulslängenverteilung vor und nach der Spurerkennung

4.2.3 Landau-Spektren der Testdaten

Von den verbleibenden Signalen wird das Integral gebildet, indem die FADC-Amplituden in dem Bereich, wie ihn die Datenreduktion definiert hat, aufsummiert werden. (Auf eine alternative Methode der Signalintegration wird in Abschnitt 4.3 eingegangen.) Danach werden die Integrale der beiden Drahtseiten addiert. Bei dieser Integration ist folgendes zu beachten:

1. Eine Grundwertsubtraktion entfällt hier, da das FADC-System, wie bereits erwähnt, ohne ein Pedestal arbeitet.
2. Die Nichtlinearität des FADC muß durch eine entsprechende Korrekturfunktion berücksichtigt werden ([SCHU88]).

Um die Messungen aller Drähte gemeinsam auswerten zu können, wurden zuerst in einer separaten Auswertung die individuellen Drahtverstärkungen betrachtet und später durch entsprechende Korrekturfaktoren berücksichtigt. Bei den vorliegenden Daten liegen diese Faktoren im Bereich $\approx 10\%$. Eventuelle Feldinhomogenitäten in der Randzone der Kammer können dazu führen, daß nicht mehr die gesamte Primärionisation nachgewiesen wird. Aus diesem Grund werden im weiteren die Pulsintegrale der Randdrähte von der Auswertung ausgeschlossen.

Ein typisches Integralspektrum aller sechs Drähte zeigt die Abbildung 4.7. Um un-

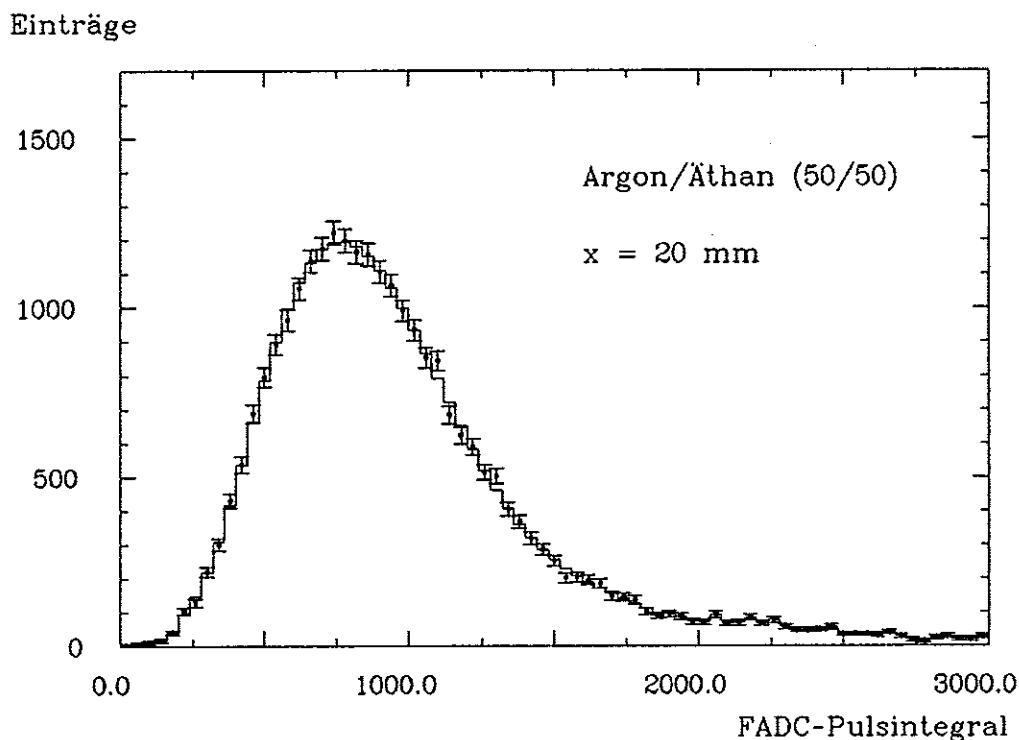


Abbildung 4.7: Gemessene und geglättete Landauverteilung

abhängig von statistischen Schwankungen die relative Halbwertsbreite dieser Verteilung ermitteln zu können, wird dieses Spektrum durch einen numerischen Algorithmus [BLOB85] 'geglättet', der nach einer Fourier-Analyse des Spektrums die hochfrequenten Störungen herausfiltert und dann die Verteilung entsprechend zurücktransformiert.

Die Halbwerte der Verteilung werden linear interpoliert und das Maximum durch Parabelanpassung bestimmt. Aus diesen Werten wird die relative Energieauflösung (FWHM in %) berechnet.

4.3 Ergebnisse der Testmessung im Vergleich mit den Vorhersagen des PAIM

Die Ergebnisse werden unter zwei Gesichtspunkten ausgewertet:

1. Zuerst wird das Truncated Mean des Landau-Spektrums als Funktion des Driftweges betrachtet. (Zur Methode und Motivation der Truncated Mean-Technik siehe Abschnitt 3.1.) Hierbei können sekundäre Effekte, wie sie in Driftkammern auftreten können, deutlich gemacht und ihr Einfluß auf die Energieauflösung abgeschätzt werden.
2. Die relative Breite des Landau-Spektrums (FWHM in %) wird ebenfalls in Abhängigkeit vom Driftabstand untersucht und mit den theoretischen Vorhersagen nach Abschnitt 2.3.2 verglichen.

4.3.1 Mittlerer Energieverlust als Funktion der Driftstrecke

Die Abbildung 4.8 zeigt die Abhängigkeit des Truncated Mean vom mittleren Abstand des Elektronstrahls zur Signaldrahtebene. Die Fehlerbalken in Abszissenrichtung entsprechen einem σ der Teststrahlbreite (berechnet aus den Verteilungen der Startbins) und die in Ordinatenrichtung dem statistischen Fehler des Truncated Mean. Entgegen der Erwartung, daß das Truncated Mean unabhängig vom Driftweg sein sollte, zeigen sich deutlich zwei gegensätzliche Trends:

1. ein Anstieg des Truncated Mean von etwa 5% zwischen den Strahlpositionen 0 mm und 10 mm sowie
2. ein Abfall des Truncated Mean zwischen den Positionen 10 mm und 40 mm, der bei der Argon-Mischung ca. 20% und bei der Xenon-Mischung ca. 10% beträgt. (Die Strahlposition 50 mm wird im weiteren nicht mehr betrachtet, da Feldinhomogenitäten im Randbereich der Kammer zusätzliche systematische Effekte bewirken können, deren Auswirkungen nicht abzuschätzen sind.)

Dieses Verhalten ist durch zwei physikalische Vorgänge erklärbar:

Sättigungseffekt: Während der Phase der Gasverstärkung bildet sich in unmittelbarer Nähe des Signaldrahtes eine positive Raumladungswolke der ionisierten Gasatome. Dadurch wird das elektrische Feld des Drahtes teilweise abgeschirmt. Da die Elektronen der Primärionisationsphase nicht gleichzeitig den Signaldraht erreichen (unterschiedliche Wegstrecken, longitudinale Diffusion), werden spätere Elektronen nicht

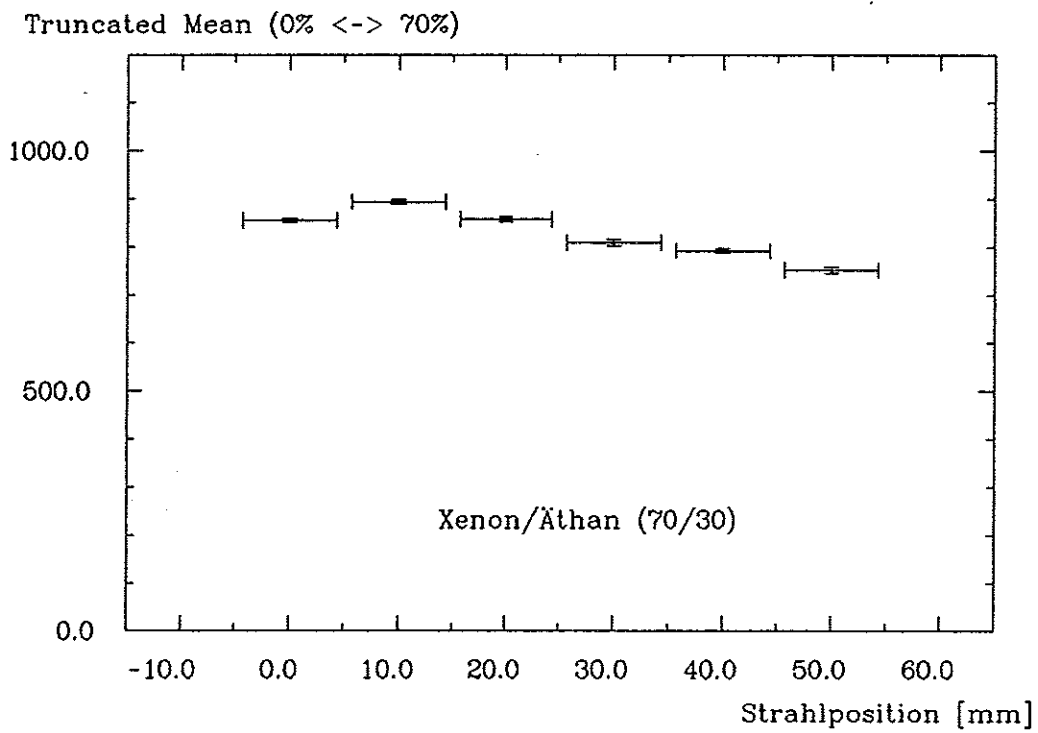
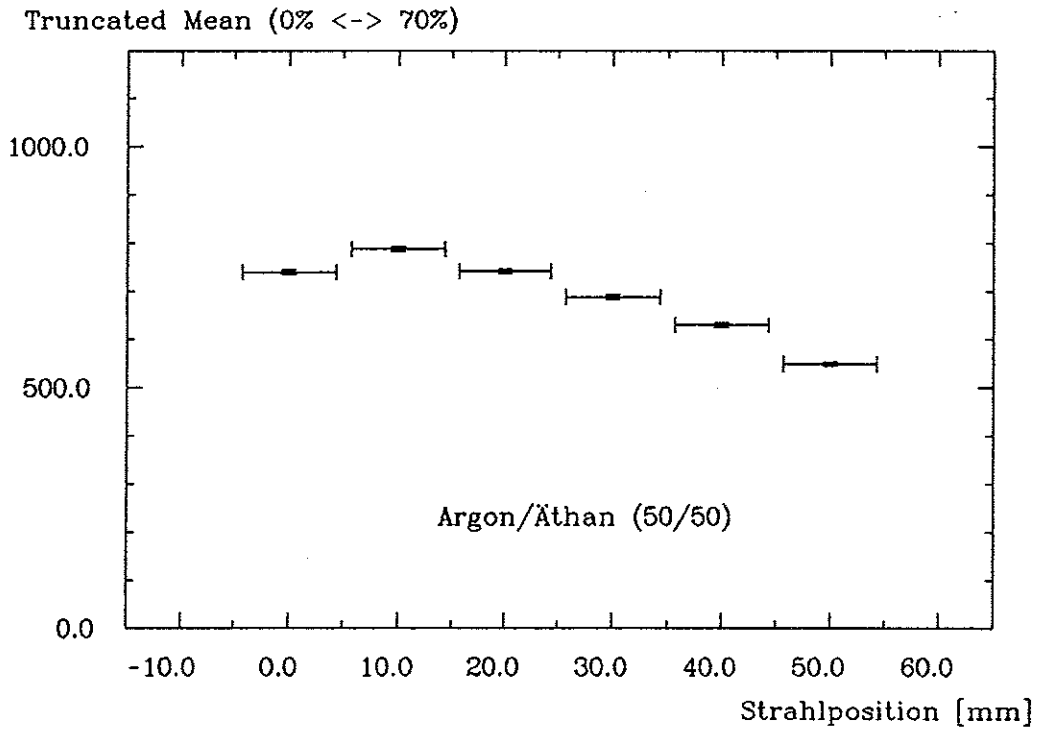


Abbildung 4.8: Abhängigkeit des mittleren Energieverlusts (Truncated Mean) von der Driftstrecke

mehr entsprechend verstärkt, und das gemessene Signal wird demzufolge kleiner. Je länger die Driftstrecke der Elektronen ist, umso weiter diffundieren diese aber auch in Transversalrichtung auseinander und die Ionwolke kann sich auf ein größeres Gebiet entlang des Signaldrahtes verteilen; dadurch wird dieser Abschirmungseffekt kleiner und die Signalhöhe weniger beeinflusst. Es ist evident, daß eine zu hoch gewählte Gasverstärkung das Ausmaß der Sättigung unmittelbar vergrößert. (Bei der Datenauswertung der JADE-Jetkammer konnte ein derartiger Effekt von bis zu 25 % beobachtet werden [AMBR86]).

Gasverunreinigung: Bei längerem Betrieb der Kammer kommt es zu einer zunehmenden Verunreinigung des Kammergases. Gerade der Anteil von Komponenten wie H_2O und O_2 führt dazu, daß die driftenden Elektronen angelagert werden können und so durch den Signaldraht nicht mehr nachgewiesen werden. Mit wachsendem Driftabstand wird die Wahrscheinlichkeit einer Anlagerung größer mit der Folge, daß die Signalhöhe sinkt. Diese exponentielle Abnahme kann durch einen Anlagerungskoeffizienten κ beschrieben werden, der bei der Xenon-Mischung im vorliegenden Fall etwa $0.4\%/mm$ beträgt, was bei einer mittleren Driftgeschwindigkeit von $v_D \approx 35 \text{ mm}/\mu\text{sec}$ etwa $15\%/ \mu\text{sec}$ entspricht. Dieser Effekt wurde in etwa gleicher Größenordnung auch im JADE-Jetkammergas beobachtet [AMBR86]. Im Fall der Argon-Mischung ist κ sogar etwas mehr als doppelt so groß ($\approx 35\%$).

Das Ausmaß des Sättigungseffekts auf das Verhalten des Truncated Mean als Funktion des Driftweges ist letztlich nicht genau bestimmbar, da diesem die beschriebene Wirkung der Gasverunreinigung überlagert ist.

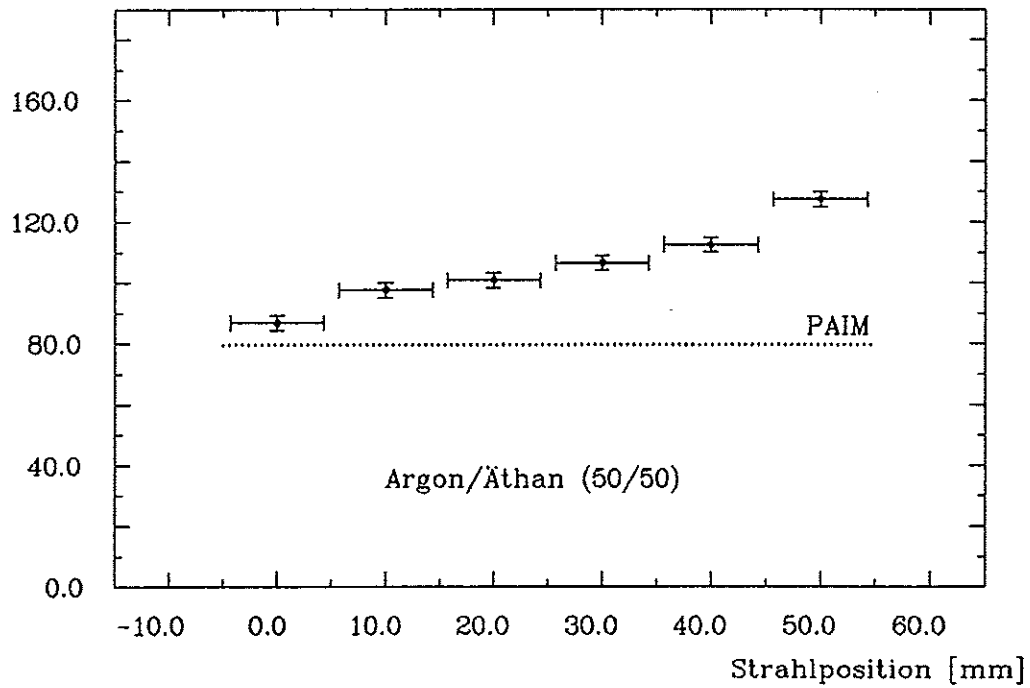
Eine mögliche Abschätzung mit nachfolgender Korrektur könnte die Auswertung von Spuren leisten, die nicht senkrecht zur Drahtrichtung die Kammer durchqueren. In diesem Fall verteilt sich die Raumladungswolke auch bei kleinem Driftabstand entlang des Signaldrahtes, wodurch der Sättigungseffekt vermindert wird. Diese Betrachtung kann hier nicht angestellt werden, da zum momentanen Zeitpunkt nur Daten von Spuren vorliegen, die senkrecht zur Drahtrichtung die Kammer kreuzen.

4.3.2 Relative Breite der gemessenen Landau-Spektren

Die relative Breite der Landau-Spektren (FWHM in %) wurde entsprechend dem Verfahren nach Abschnitt 4.2.3 berechnet. Dargestellt sind die Ergebnisse wieder für die beiden Gasmischungen Argon/Äthan (50/50) und Xenon/Äthan (70/30) in Abbildung 4.9. Die Fehler in Ordinatenrichtung sind hier durch eine Simulation abgeschätzt worden, die wie folgt arbeitet:

1. Das jeweils gemessene Landau-Spektrum wird als Wahrscheinlichkeitsverteilung interpretiert.
2. Auf der Basis dieser Verteilung werden so viele Ereignisse ausgelost wie Daten genommen wurden.
3. Für jede dieser so simulierten Spektren wird die Halbwertsbreite entsprechend Abschnitt 4.2.3 berechnet.

Breite des Landau-Spektrums
[FWHM %]



Breite des Landau-Spektrums
[FWHM %]

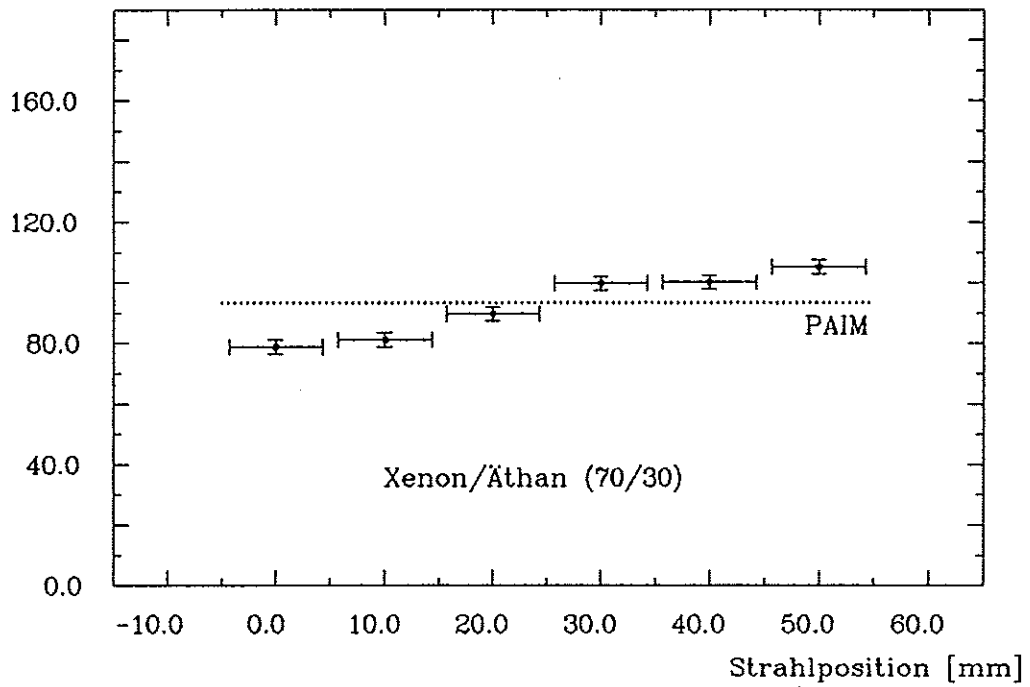


Abbildung 4.9: Abhängigkeit der relativen Breite des Landau-Spektrums (FWHM in %) von der Driftstrecke

4. Eine mehrfache Wiederholung der Schritte 2 und 3 ergibt eine Gaußverteilung der FWHM mit Mittelwert und Standardabweichung; diese sind in Abbildung 4.9 eingetragen.

Zusätzlich kennzeichnet die gepunktete Linie die Vorhersage des PAIM nach Abschnitt 2.3.2, die natürlich unabhängig von der Driftstrecke sein sollte.

Auffällig ist der Aufwärtstrend der Halbwertsbreite des Landau-Spektrums zu großen Driftwegen hin. Zum großen Teil ist dieser durch die in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Effekte erklärbar:

Sättigungseffekt: Der in Abbildung 4.8 sichtbare starke Sättigungseffekt läßt darauf schließen, daß die Kammer bei einer für eine Energieverlustmessung zu hohen Gasverstärkung betrieben wurde. Damit ist die Proportionalität zwischen Energieverlust und gemessenem Signalintegral nicht mehr gewährleistet; eine Auswirkung davon ist, daß die Energieauflösung zu kleinen Driftstrecken hin kleiner werden muß.

Gasverunreinigung: Durch die Anlagerung der Elektronen aus der Primärionisationsphase wird die Zahl der am Signaldraht nachgewiesenen Ladung kleiner; dieser Vorgang ist auch dadurch beschreibbar, daß die Strecke, auf der die Primärionisation stattgefunden hat, kürzer geworden ist. Durch diese Verringerung werden die statistischen Schwankungen des Ionisationsvorgangs bedeutender und die Energieauflösung in Folge davon schlechter - und damit die Halbwertsbreite des Landau-Spektrums größer.

Beide Effekte zusammen bewirken also, daß - wie zu beobachten ist - die FWHM mit wachsendem Driftabstand größer werden muß.

Um den Anteil der Verunreinigungen an diesem Trend abzuschätzen, bietet sich folgende Überlegung an: experimentelle Ergebnisse haben gezeigt ([WALE81], [ALCO80]), daß

$$FWHM \propto d^{-1/3}$$

ist (vgl. auch Gleichung 3.1), wobei d die Ionisationsstrecke bezeichnet. Da das gemessene Signalintegral A direkt proportional zu d ist, gilt auch:

$$FWHM \propto A^{-1/3}$$

Damit sind die Halbwertsbreiten der Strahlpositionen 40 mm und 10 mm durch

$$FWHM(A_{40 \text{ mm}}) = FWHM(A_{10 \text{ mm}}) \cdot \left(\frac{A_{40 \text{ mm}}}{A_{10 \text{ mm}}} \right)^{-1/3}$$

miteinander verknüpft. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß durch die Verminderung der Amplitude, wie sie in Abbildung 4.8 zu erkennen ist, im Fall der Argon-Mischung eine Verschlechterung der Energieauflösung von ca. 8% zu erklären ist.

Die verbleibenden ebenfalls etwa 8% müssen demzufolge auf den Einfluß der Sättigung zurückzuführen sein, für den eine derartige Abschätzung nicht möglich ist.

Vergleicht man die absoluten Werte der FWHM bei einer mittleren Strahlposition wie z. B. $x = 30 \text{ mm}$, so zeigt sich bei der Xenon-Mischung eine gute Übereinstimmung mit

der theoretischen Vorhersage. Die Energieauflösung der Argon-Mischung dagegen ist um ca. 20% schlechter als vorhergesagt.

Um dies zu erklären, kann ein Blick auf den direkten Vergleich des gemessenen Landau-Spektrums mit der theoretischen Verteilung nützlich sein. Dazu bedarf es zuvor einer Kalibration, die das gemessene FADC-Pulsintegral mit einem Energieverlust der Einheit eV verknüpft.

Grundlage der Kalibration ist das theoretische Spektrum, wie es gemäß Abschnitt 2.3.2 berechnet werden kann. An dieses soll das gemessene und normierte Spektrum angepasst werden. Diese Anpassung wurde durch folgende Prozedur erreicht:

1. Die Daten werden mit einem konstanten Faktor multipliziert und von diesen ein Histogramm mit der Binweite der theoretischen Verteilung erstellt. (Die Annahme einer Proportionalität zwischen Energieverlust des Elektrons und gemessenem FADC-Pulsintegral ist für die vorliegende Untersuchung angemessen; Abweichungen von dieser Proportionalität - wie z. B. durch den beschriebenen Sättigungseffekt - müßten bei einer exakten Kalibration natürlich berücksichtigt werden.)
2. Danach wird die Summe der quadratischen Abweichungen (χ^2) gebildet.
3. Der konstante Faktor wird solange variiert, bis dieses χ^2 minimal ist.

Die Abbildungen 4.10 zeigen die Ergebnisse der Anpassung für die beiden Gasmischungen bei einer Strahlposition von $x = 30 \text{ mm}$.

Wenn auch bei der Xenon-Mischung eine leichte Abweichung bei kleinen Integralen festzustellen ist, so stimmen hier die Verteilungen doch im wesentlichen überein: das Maximum und die Halbwertsbreite werden gut wiedergegeben.

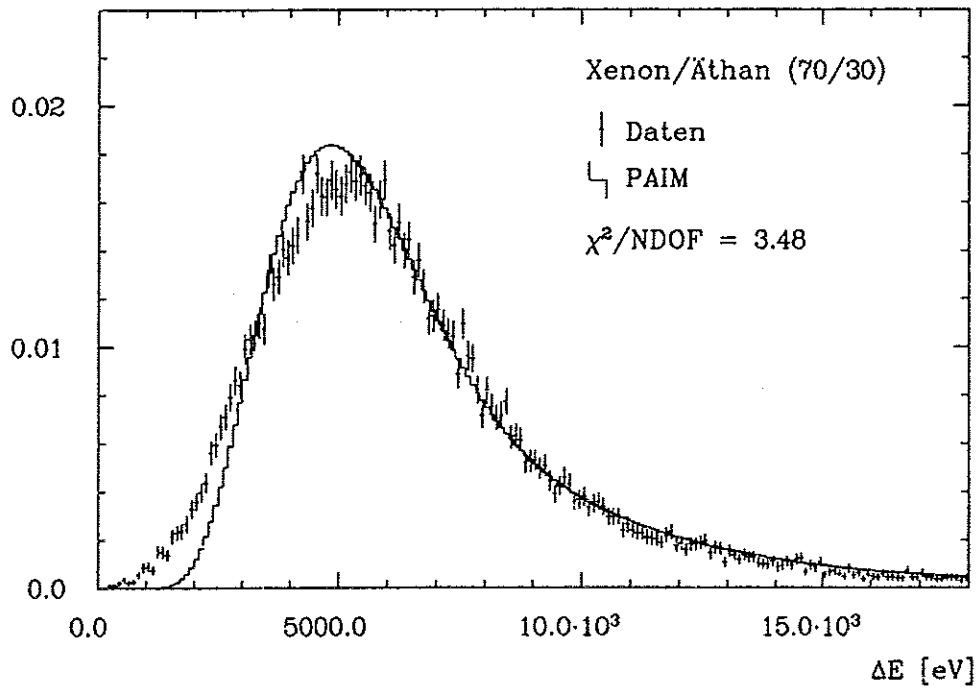
Anders bei der Argon-Mischung: Die angepaßte Verteilung ist wesentlich breiter als die theoretische, da mehr Signale mit kleinem Integral gemessen wurden als es das PAIM vorhersagt. Dadurch wird eben auch die Energieauflösung bedeutend schlechter als der theoretische Wert, wie es in Abbildung 4.9 zu beobachten ist.

Eine mögliche Ursache könnte in der Eigenschaft des FADC liegen ohne ein Pedestal zu arbeiten. Wenn der Grundwert des Signals und die 'Nullinie' des FADC nicht exakt übereinstimmen, könnte das dazu führen, daß das Pulsintegral systematisch verkleinert würde. Entsprechende Rechnungen haben gezeigt, daß sich durch einen 'Offset' von 4 bis 5 Einträgen für die Argon-Mischung eine ähnlich gute Übereinstimmung erzielen ließe, wie sie die Ergebnisse der Xenon-Mischung zeigen.

Eine weitere Ursache für den beobachteten Effekt kann auch im Übersprechen einzelner Signaldrähte durch induktive und kapazitive Kopplung liegen ('Cross-Talk'). Dadurch würden bei großen Signalen die Signale der Nachbardrähte systematisch verkleinert. (In der JADE-Jetkammer konnte ein 'Cross-Talk' in der Größenordnung von bis zu 6.5% beobachtet werden [AMBR86].) Eine Untersuchung der Korrelation von FADC-Integralen benachbarter Drähte hat jedoch gezeigt, daß im vorliegenden Fall die besagten Abweichungen durch diesen Effekt nicht erklärt werden können.

Auch die Integration des Signals nur über eine feste Länge - wie sie bei der Auswertung der Messungen mit dem Full-Size-Prototyp der OPAL-Jetkammer praktiziert wurde [BREU87] - kann die Breite des Landau-Spektrums nur um ca. 3% verbessern (Argon-Mischung); bei der Xenon-Mischung ist keine Verbesserung festzustellen. Die Form der angepaßten Spektren bleibt von dieser Integrationstechnik in beiden Fällen unberührt.

F(ΔE) <normiert>



F(ΔE) <normiert>

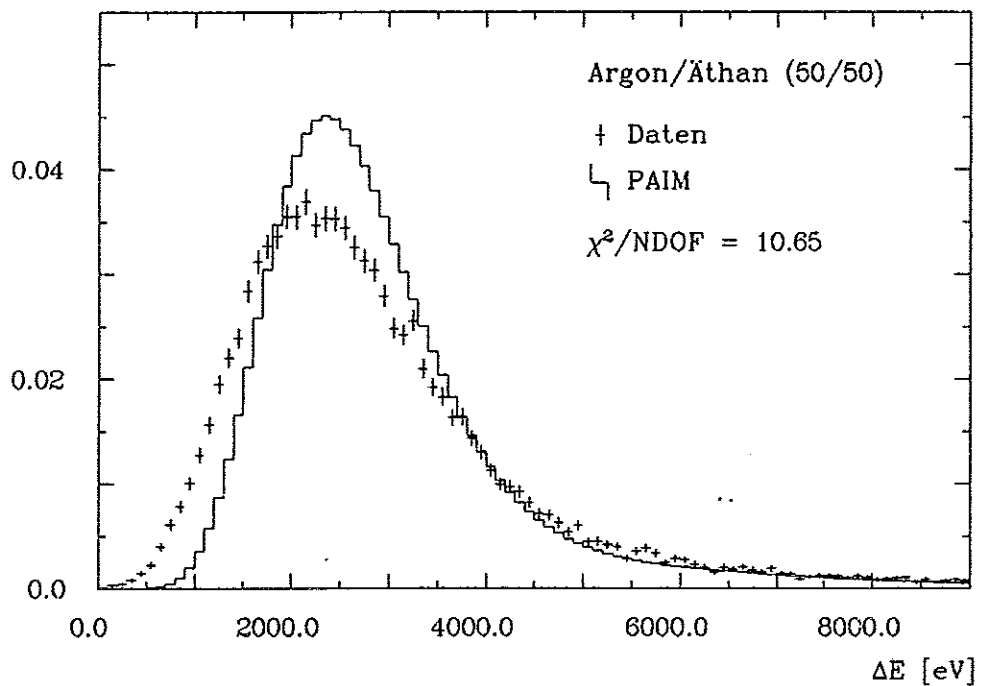


Abbildung 4.10: Theoretische und gemessene Landau-Spektren

Daß die beschriebene Differenz nicht auf ein Versagen des PAIM zurückzuführen ist, zeigt die Abbildung 4.11. Hier ist die gleiche Anpassung durchgeführt worden mit Daten

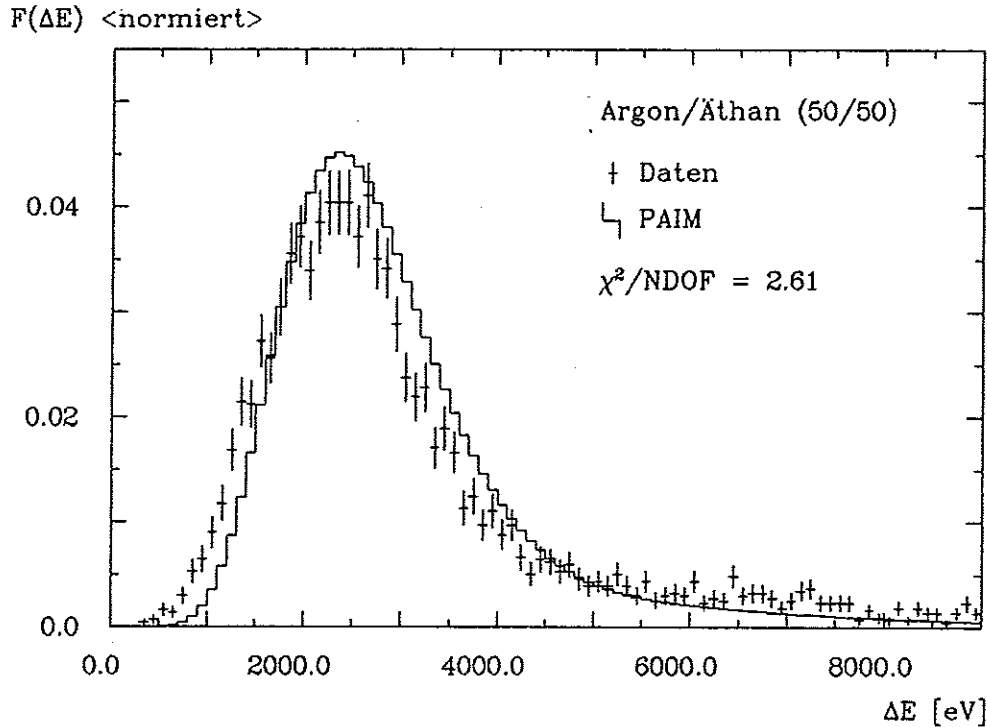


Abbildung 4.11: Theoretisches und gemessenes Landau-Spektrum (frühe Meßperiode)

einer früheren Meßperiode bei noch nicht verunreinigter Gasmischung, jedoch wesentlich geringerer Statistik. Die Übereinstimmung zwischen berechneter Verteilung und gemessenem Spektrum ist wesentlich besser, und auch die relative Breite ($\approx 84\%$) entspricht der Vorhersage des PAIM. Die Ursachen für die dargestellte Abweichung in der Form der Verteilungen sind noch nicht vollständig geklärt.

Es zeigt sich bei der Interpretation der Meßergebnisse, wie wichtig eine sorgfältige Überwachung des Betriebs einer Jetkammer ist, insbesondere die Kontrolle der Gasverstärkung und der Gasverunreinigung, will man die Ergebnisse dazu nutzen, durch Energieverlustmessung Elementarteilchen zu identifizieren.

Ungeachtet der erwähnten Abweichungen im Bereich kleiner Pulsintegrale scheint das einfache PAIM die physikalischen Vorgänge beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie gut zu beschreiben und eine Simulation von Teilchenspuren in der H1-CJC auf der Basis dieses Modells gerechtfertigt.

Kapitel 5

Simulation der H1-Jetkammer

Nachdem im Kapitel 2 gezeigt wurde, wie auf der Basis der Wirkungsquerschnitte für die Photon-Absorption in einem Medium die Landau-Verteilung eines Teilchens jeder beliebigen Geschwindigkeit errechnet werden kann, soll nun dazu übergegangen werden, den Energieverlust von Elektronen und Pionen in der H1-CJC zu simulieren. Ziel dabei ist es, Angaben machen zu können, wie genau eine im Experiment durch Energieverlustmessung nachgewiesene Spur Elektron oder Pion zugeordnet werden kann.

Nach einer kurzen Darstellung des Simulationsablaufs werden im Anschluß daran Simulationsergebnisse zusammengestellt, die für verschiedene Impulse und Spurwinkel ϑ charakteristische Größen der Elektron-Pion-Trennung angeben.

5.1 Ablauf der Simulation

Es wurden Elektron- und Pionspuren in der H1-CJC bei verschiedenem Impuls p und Spurwinkel ϑ - relativ zur Strahlachse - auf der Basis der nach Abschnitt 2.3.2 berechneten Landau-Verteilungen simuliert. Die daran anschließende Berechnung einer charakteristischen Größe der Elektron-Pion-Trennung verläuft in folgenden Schritten:

1. Für jede einzelne Konfiguration (Impuls p und Spurwinkel ϑ) werden gemäß Abschnitt 2.3.2 die Landau-Verteilungen für Elektron und Pion separat errechnet.
2. Auf der Basis dieser Verteilungen werden dann jeweils 56 Ereignisse - entsprechend einer zu simulierenden Spur - ausgelost.
3. Für jede einzelne dieser Spuren wird - wie in Abschnitt 3.1 beschrieben - das Truncated Mean berechnet.
4. Die Schritte 2 und 3 werden mehrfach wiederholt.
5. An die Verteilungen der Truncated Mean wird jeweils eine Gaußfunktion mit zwei freien Parametern (Mittelwert $\langle dE/dx \rangle$ und Standardabweichung σ) angepaßt.
6. Die die Güte der Elektron-Pion-Trennung in der H1-CJC beschreibende Größe D entspricht dem Abstand der beiden Gauß-Mittelwerte - normiert auf die Standardabweichung der Pion-Verteilung, also:

$$D = \frac{\langle dE/dx \rangle_e - \langle dE/dx \rangle_\pi}{\sigma} = \frac{\Delta E}{\sigma}$$

Jetkammer	Innerer Ring	Äußerer Ring
Signaldrähte pro Segment Abstand der Signaldrähte d Neigung der Drahtebene δ	24 1 cm 30°	32 1 cm 30°
Gasmischungen	Verhältnis	Lorentzwinkel α_L
Argon/Äthan Xenon/Äthan Xenon/Äthan	50/50 50/50 70/30	35° 30° 30°
Druck [atm]	1.03	
Simulation		
Truncated Mean Zahl der simulierten Spuren	0% \Rightarrow 70% 1000	

Tabelle 5.1: Simulationsparameter

Tabelle 5.1 faßt die wesentlichen Simulationsparameter zusammen. Die Wahl des oberen Schnittes zur Berechnung des Truncated Mean (70%) wurde nach einer separaten Optimierung von D festgelegt. Die Zahl der simulierten Spuren (1000) stellt einen Kompromiß zwischen möglichst kurzer Rechenzeit und hoher Genauigkeit und Konstanz von D dar.

Beispiele für die Verteilungen sowohl der ausgelosten Ereignisse als auch der Truncated Mean zeigt Abbildung 5.1.

5.1.1 Variation des Spurwinkels ϑ relativ zur Strahlachse

Aufgrund der speziell gewählten Geometrie der H1-CJC (Neigung der Drahtebene gegen die Radialrichtung, unterschiedliche Lorentzwinkel der Gasmischungen) sind bei der Variation des Spurwinkels ϑ folgende Einflüsse zu beachten:

1. Im Winkelbereich $\vartheta < 37^\circ$ werden nicht mehr alle Drifträume von der Teilchenspur vollständig durchlaufen. Dadurch wird die Zahl der Meßpunkte zur Berechnung des

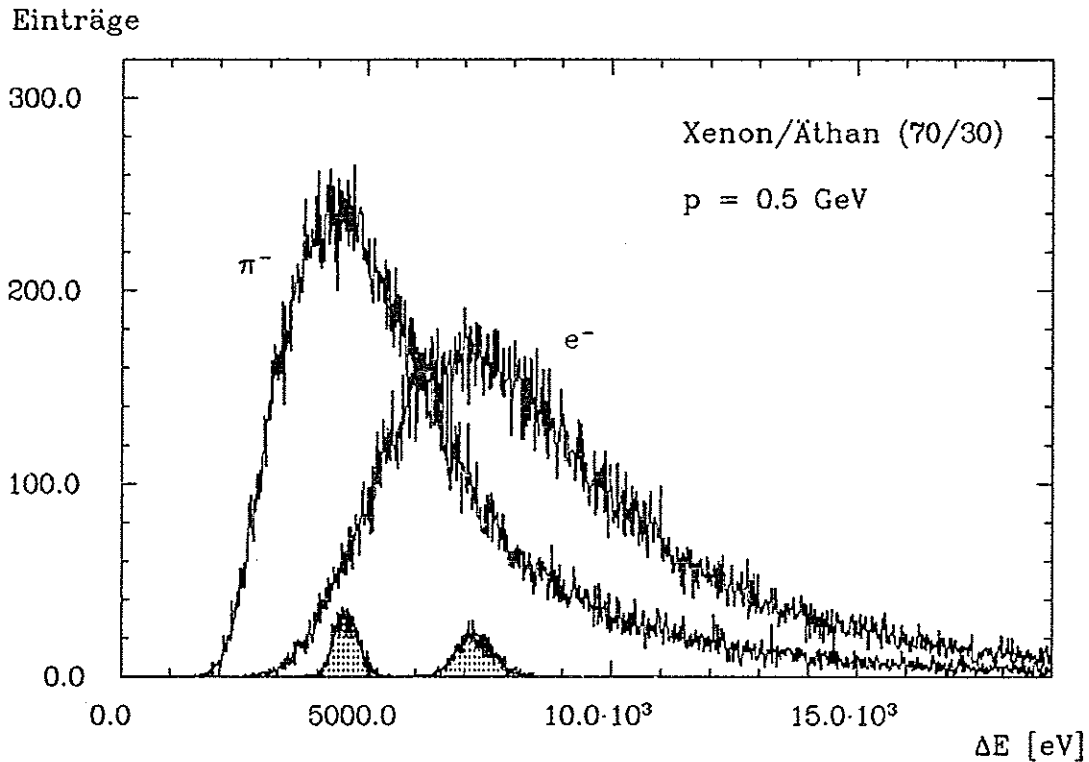


Abbildung 5.1: Verteilungen des simulierten Energieverlustes und der Truncated Mean

Truncated Mean kleiner, die Schwankungen dieser Mittelwerte größer und damit die Elektron/Pion-Trennung schlechter.

Für Spurwinkel in diesem Bereich muß deshalb die Zahl der vollständig durchquerten Drifträume jeweils aus der Geometrie der H1-CJC bestimmt werden.

2. Im Spurwinkelbereich $37^\circ < \vartheta < 90^\circ$ wird die Ionisationsstrecke kleiner. Damit verringert sich auch die Primärionisationsstatistik und in Folge davon wird D kleiner. Die pro Driftraum effektiv durchlaufene Wegstrecke d_{eff} ist entsprechend den Überlegungen im Anhang A.2

$$d_{eff} = d \cdot \frac{\cos \vartheta}{\cos \delta + \tan \alpha_L \cdot \sin \varphi}$$

Dabei ist

d der senkrechte Abstand zweier Signaldrähte,

δ die Neigung der Drahtebene gegen die Radialrichtung,

ϑ der Spurwinkel relativ zur Strahlrichtung und

α_L der Lorentzwinkel der betrachteten Gasmischung.

Der Berechnung der Landau-Verteilungen muß jeweils diese Strecke d_{eff} zugrunde gelegt werden.

5.2 Simulationsergebnisse zur Güte D der Elektron-Pion-Trennung

5.2.1 Abhängigkeit der Elektron-Pion-Trennung vom Spurwinkel ϑ

Die Abbildung 5.2 zeigt die Abhängigkeit der Güte D als Funktion des Spurwinkels ϑ relativ zur Strahlachse bei einem festen Impuls von $p = 15 \text{ GeV}$. Die Fehlerbalken in

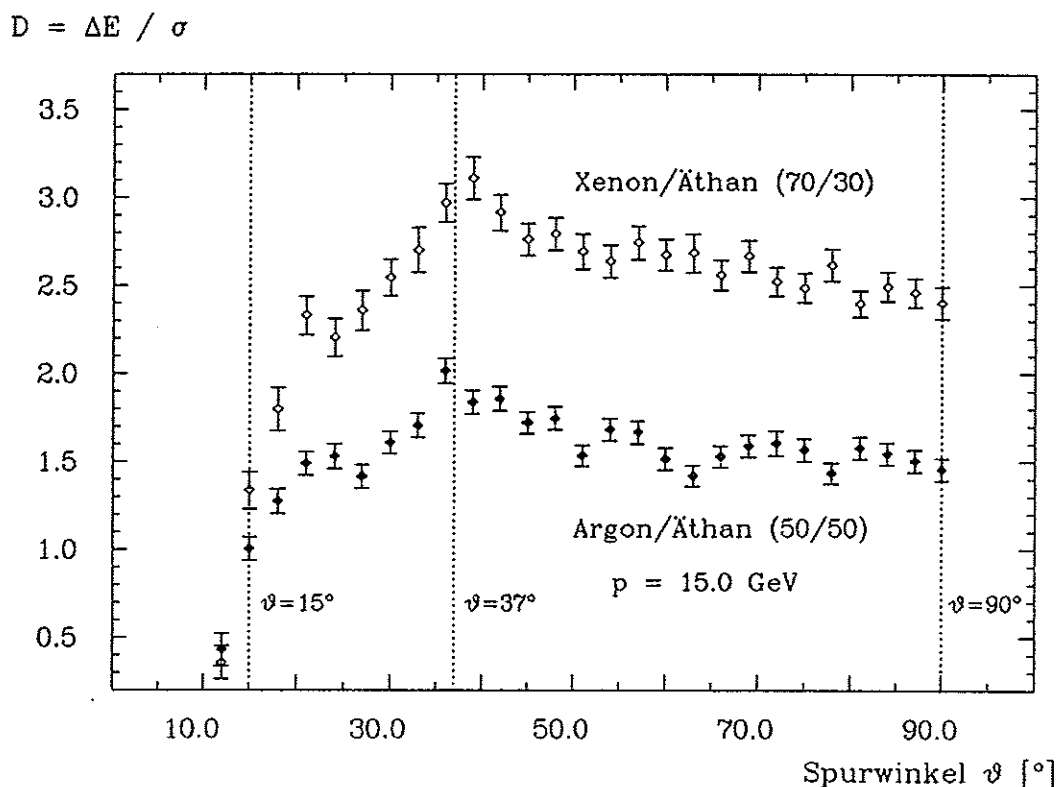


Abbildung 5.2: Güte D der e/π -Trennung als Funktion des Spurwinkels ϑ relativ zur Strahlachse bei $p = 15 \text{ GeV}$

Ordinatenrichtung kennzeichnen die statistischen Fehler, die aus der Anpassung der Gauß-Funktionen an die Verteilungen der Truncated Mean resultieren. (Die Ergebnisse der beiden Xenon-Mischungen unterscheiden sich nur unwesentlich; deshalb wird im weiteren auf die Darstellung der Resultate für Xenon/Äthan (50/50) verzichtet.)

Der Einfluß der in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Effekte auf D ist deutlich zu erkennen. Die markierten Spurwinkel ϑ sind die, bei denen im folgenden Abschnitt die Impulsabhängigkeit von D untersucht wird.

Vergleicht man die Ergebnisse (Tabelle 5.2), so stellt man fest, daß die vom H1-Proposal geforderte Marke einer 2.5σ -Trennung von Elektron und Pion durch die Argon/Äthan-Mischung nicht einmal im optimalen Fall - bei einem Spurwinkel $\vartheta = 37^\circ$ - erfüllt werden kann. Dagegen erlauben die Xenon-Mischungen (50/50) und (70/30) bei diesem Impuls

$D = \frac{\Delta E}{\sigma}$ bei $p = 15 \text{ GeV}$			
Gasmischung	$\vartheta = 15^\circ$	$\vartheta = 37^\circ$	$\vartheta = 90^\circ$
Argon/Äthan (50/50)	0.98 ± 0.07	2.17 ± 0.08	1.46 ± 0.06
Xenon/Äthan (50/50)	1.28 ± 0.11	2.65 ± 0.10	2.20 ± 0.08
Xenon/Äthan (70/30)	1.34 ± 0.11	3.10 ± 0.11	2.40 ± 0.09

Tabelle 5.2: Simulationsergebnisse zur Güte D der Elektron-Pion-Trennung bei einem Impuls von 15 GeV und unterschiedlichen Spurwinkeln ϑ

eine 2.5σ -Trennung etwa im Winkelbereich $30^\circ < \vartheta < 55^\circ$ bzw. $30^\circ < \vartheta < 75^\circ$.

5.2.2 Impulsabhängigkeit der Elektron-Pion-Trennung

Untersucht wurde die Impulsabhängigkeit der Größe $D(p)$ bei drei verschiedenen Spurwinkeln ϑ und einem mittleren Azimuthwinkel φ :

$\vartheta = 15^\circ$: Für $\vartheta > 15^\circ$ durchquert das Teilchen nicht mehr das ganze FTD-System des H1-Detektors (siehe Abbildung 1.3), so daß zur Elektron-Pion-Identifikation die Information der H1-CJC benötigt wird.

$\vartheta = 37^\circ$: Bei diesem Winkel ist die Weglänge, die das Teilchen in der H1-CJC durchläuft, maximal.

$\vartheta = 90^\circ$: Die Spur geht senkrecht zur Strahlachse durch die Kammer.

Die Impuls-Abhängigkeit der Größe $D(p)$ bei einem Spurwinkel $\vartheta = 37^\circ$ stellt die Abbildung 5.3 für die beiden Gasmischungen Argon/Äthan (50/50) und Xenon/Äthan (70/30) dar; angepasst ist jeweils eine Funktion mit drei freien Parametern

$$F(p) = \frac{A}{(p - B)^C}$$

die das Ablesen der Grenzimpulse erlaubt, bis zu denen eine vorgegebene Identifikationsmöglichkeit erreichbar ist.

Diese Grenzimpulse sind in Tabelle 5.3 für die drei in Frage kommenden Gasmischungen bei den drei angeführten Spurwinkeln ϑ zusammengestellt; der angegebene Fehler resultiert aus der Anpassung der Funktion.

Da der Impuls des nachgewiesenen Teilchens in der H1-CJC nicht exakt bekannt ist ($\delta p/p^2 \simeq 0.003 \text{ GeV}^{-1}$), werden die gemessenen Landau-Spektren aufgrund der Überlagerung verschiedener Verteilungen breiter sein als die hier angenommenen. Eine Simulation

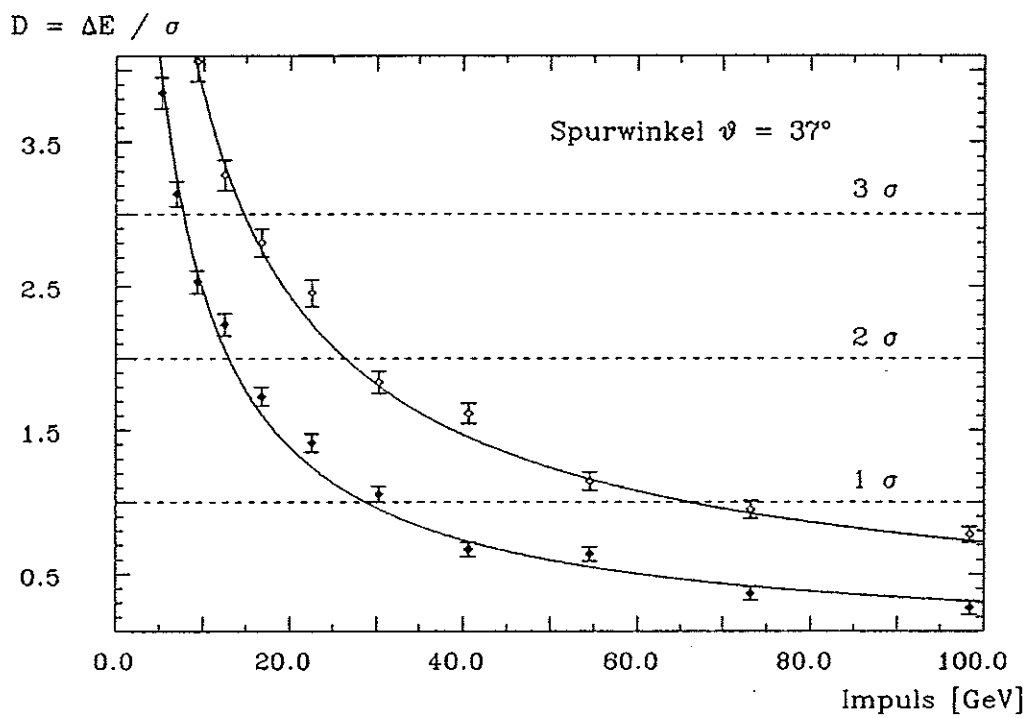
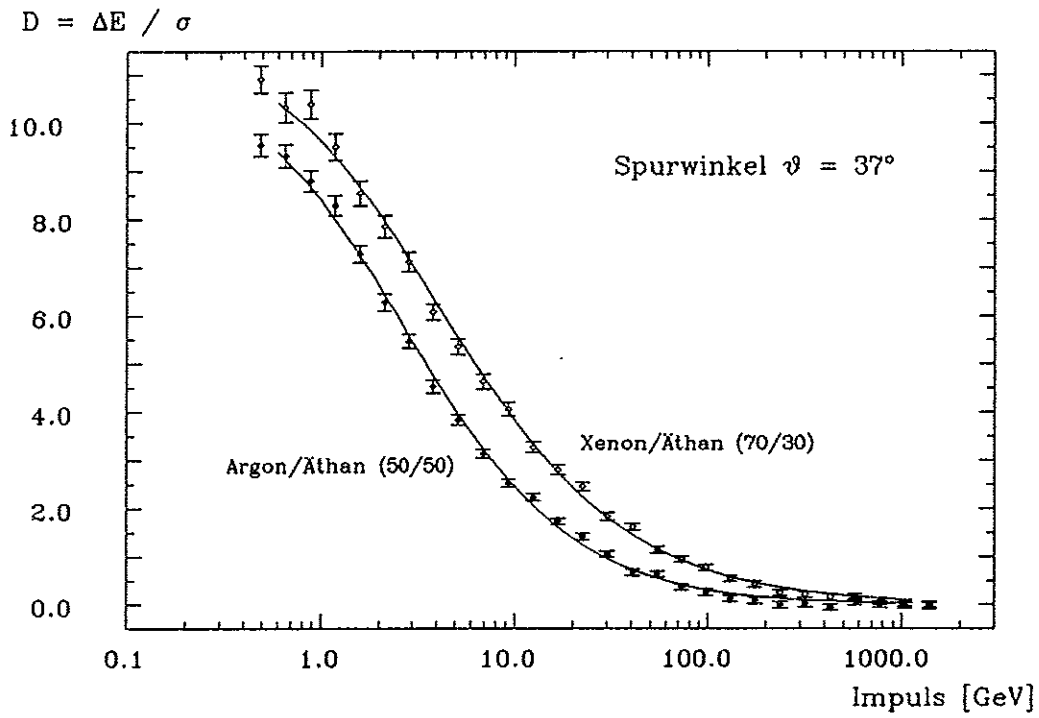


Abbildung 5.3: Güte D der e/π -Trennung als Funktion des Impulses p bei einem Spurwinkel $\vartheta = 37^\circ$ im Bereich des 'Relativistic Rise'

Grenzimpulse in GeV			
Gasmischung	1σ	2σ	3σ
Spurwinkel $\vartheta = 15^\circ$			
Argon/Äthan (50/50)	15.4 ± 4.3	5.9 ± 1.9	2.9 ± 1.2
Xenon/Äthan (50/50)	19.1 ± 6.1	6.8 ± 2.3	3.2 ± 1.4
Xenon/Äthan (70/30)	20.0 ± 7.0	6.8 ± 2.6	3.0 ± 1.5
Spurwinkel $\vartheta = 37^\circ$			
Argon/Äthan (50/50)	28.7 ± 4.6	12.9 ± 2.1	7.7 ± 1.3
Xenon/Äthan (50/50)	54.3 ± 8.4	22.2 ± 3.3	12.6 ± 1.9
Xenon/Äthan (70/30)	65.4 ± 9.9	26.3 ± 4.0	14.7 ± 2.3
Spurwinkel $\vartheta = 90^\circ$			
Argon/Äthan (50/50)	22.3 ± 3.6	9.6 ± 1.6	5.5 ± 1.0
Xenon/Äthan (50/50)	39.4 ± 5.5	15.6 ± 2.1	8.7 ± 1.2
Xenon/Äthan (70/30)	45.3 ± 7.4	18.4 ± 3.0	10.3 ± 1.8

Tabelle 5.3: Grenzimpulse für eine vorgegebene Güte D der e/π -Trennung bei unterschiedlichen Spurwinkeln ϑ

bei Impulsen von $p = 10 \text{ GeV}$ und $p = 30 \text{ GeV}$ - also im Bereich des 'Relativistic Re-
rise' - hat jedoch gezeigt, daß bei dieser guten Impulsauflösung Größen der Elektron-Pion-
Trennung nur um etwa 1% schlechter werden. Dieser Fehler kann gegen den statistischen
der Anpassung vernachlässigt werden.

Bei Spurwinkeln im Intervall $[37^\circ < \vartheta < 90^\circ]$ - dort, wo die volle Information der Jet-
kammer zur Verfügung steht - sind die Grenzimpulse der Xenon-Mischungen etwa doppelt
so groß wie die der Argon-Mischung. Im Bereich $\vartheta = 15^\circ$ ist dagegen kein signifikanter
Unterschied festzustellen. Ebenso ist festzuhalten, daß sich der niedrigere Äthan-Anteil
bei den Xenon-Mischungen nur unwesentlich auf die Elektron-Pion-Trennung auswirkt.

5.3 Pion-Fehlidentifikation der Jetkammer

Es erscheint sinnvoll eine Jetkammer-Effektivität anzugeben derart, daß bei einer geforder-
ten Elektron-Identifikationswahrscheinlichkeit der Anteil der als Elektronen erkannten Pio-
nen bekannt ist. Ausgangspunkt dieser Betrachtung sind die normierten Gaußfunktionen
der Truncated Mean mit Mittelwert M und Standardabweichung σ , wie sie aus der An-
passung gemäß Abschnitt 5.1 resultieren und in Abbildung 5.4 skizziert sind.

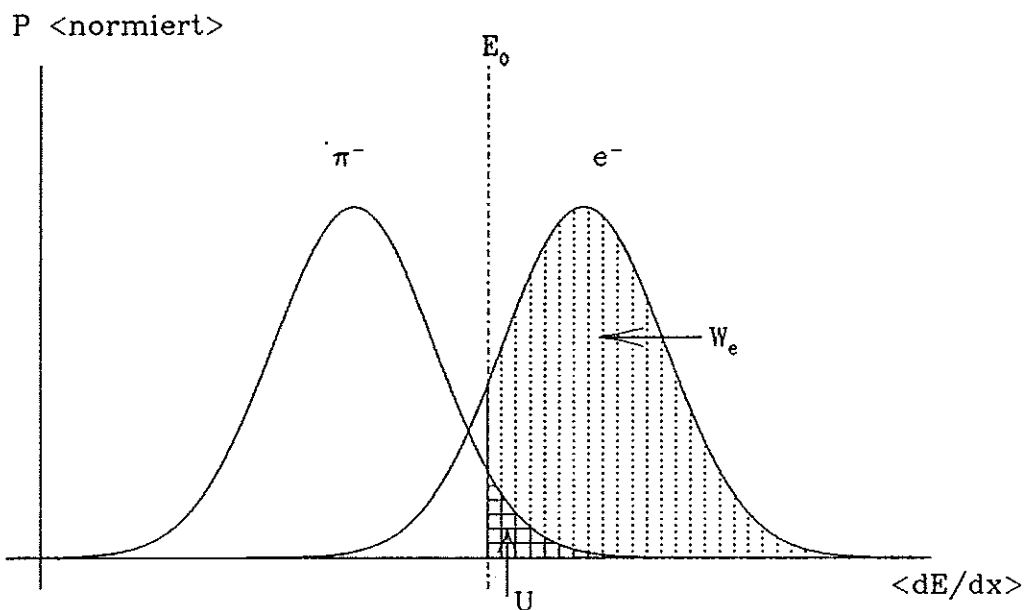


Abbildung 5.4: Skizze zur Berechnung der Pion-Fehlidentifikation

Vorgegeben sei die Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit $W_e \in [0, 1]$; mit dieser wird
die Integrationsgrenze E_0 so bestimmt, daß

$$W_e = \int_{E_0}^{\infty} G_{e^-} dE$$

gilt. Zur Berechnung von E_0 wird die Umkehrfunktion des Gaußschen Fehlerintegrals

$$ERF(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-x^2} dx$$

benötigt. E_0 ist dann durch

$$E_0 = M_{e^-} + \sqrt{2} \sigma_{e^-} \cdot ERF^{-1}[1 - 2 \cdot W_e]$$

bestimmt. Der Anteil U der Pion-Funktion, der in das durch W_e definierte Intervall $[E_0, \infty]$ hineinragt, läßt sich dann über

$$U = \int_{E_0}^{\infty} G_{\pi^-} dE = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - ERF \left[\frac{E_0 - M_{\pi^-}}{\sqrt{2} \sigma_{\pi^-}} \right] \right)$$

ausrechnen.

Da mit zunehmendem Impuls der mittlere Energieverlust von Elektron und Pion gleich werden, überlagern sich die Gauß-Funktionen im Bereich des Fermi-Plateau; demzufolge ist U auf das Intervall $[0, W_e]$ beschränkt.

Die Impulsabhängigkeit der Größe U - einem Maß dafür also, wieviele Pionen als Elektronen falsch identifiziert werden - zeigt Abbildung 5.5 für die zwei verschiedenen Spurwinkel $\vartheta = 37^\circ$ und $\vartheta = 15^\circ$ bei einer Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit von 90%.

Im Bereich $U \approx 20\%$ ist an die Ergebnisse eine Funktion

$$F(p) = A \cdot (\ln p)^B + C$$

angepasst, um den Impuls ablesen zu können, bei dem ein bestimmter Anteil aller Pionen falsch identifiziert wird. Diese Impulswerte sind in Tabelle 5.4 systematisch zusammengefaßt.

Auch hier zeigt sich, daß die Grenzimpulse der Mischung Xenon/Äthan (70/30) außer bei kleinen Spurwinkeln ϑ etwa doppelt so groß sind wie die der Mischung Argon/Äthan (50/50).

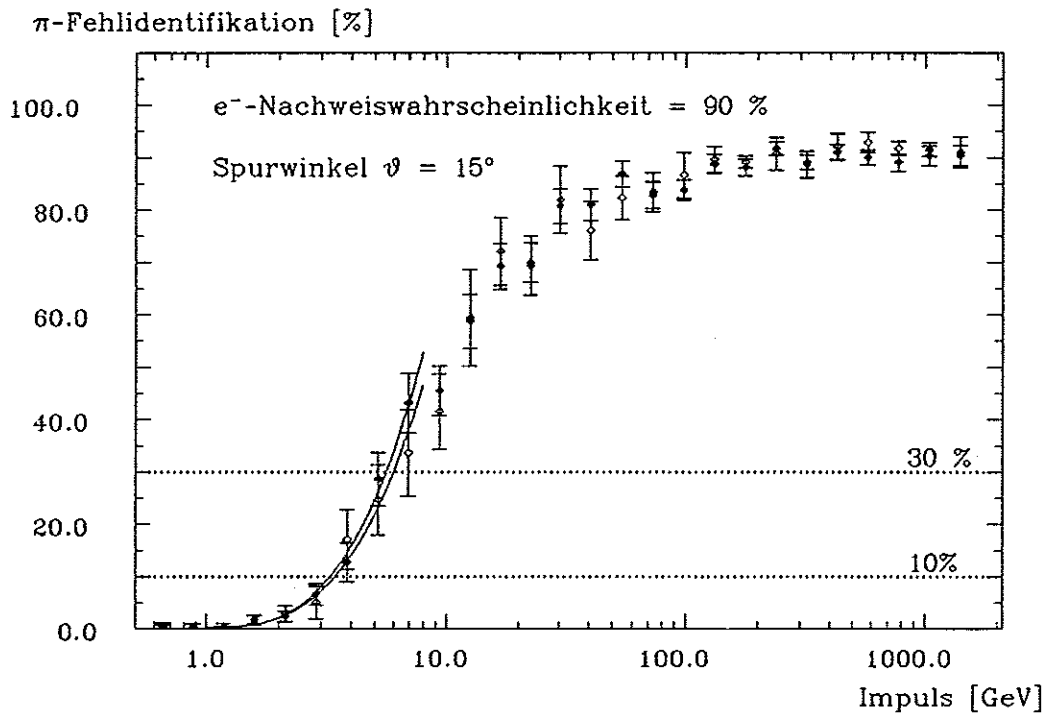
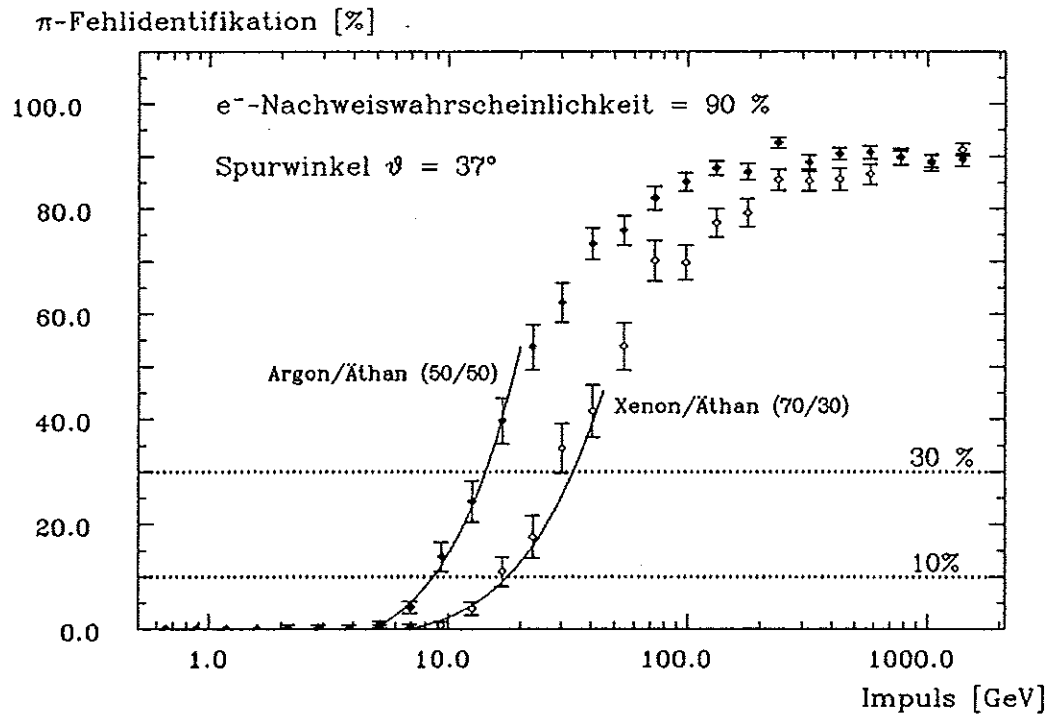


Abbildung 5.5: Anteil der als Elektronen falsch identifizierten Pionen als Funktion des Impulses bei verschiedenen Spurwinkeln ϑ

Grenzimpulse in GeV			
$W_e = 90\%$ und $U_\pi = 10\%$			
Gasmischung	$\vartheta = 15^\circ$	$\vartheta = 37^\circ$	$\vartheta = 90^\circ$
Argon/Äthan (50/50)	3.3 ± 0.1	8.7 ± 0.4	6.1 ± 0.2
Xenon/Äthan (50/50)	3.1 ± 0.2	14.1 ± 0.8	8.9 ± 0.5
Xenon/Äthan (70/30)	3.4 ± 0.2	18.1 ± 0.7	11.0 ± 0.7
$W_e = 50\%$ und $U_\pi = 10\%$			
Argon/Äthan (50/50)	11.9 ± 0.9	26.4 ± 1.2	18.1 ± 1.7
Xenon/Äthan (50/50)	14.7 ± 1.7	49.8 ± 2.1	34.2 ± 2.3
Xenon/Äthan (70/30)	14.2 ± 1.9	58.1 ± 2.3	41.6 ± 2.6

Tabelle 5.4: Simulationsergebnisse zur Wahrscheinlichkeit, ein Pion als Elektron zu identifizieren

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die Auswertung der Daten, die das Testkammer-Experiment geliefert hat, zeigt, daß sich eine gute Übereinstimmung zwischen den auf der Basis des PAIM berechneten Landau-Verteilungen und den gemessenen Energieverlustspektren erzielen läßt.

Die festgestellten Abweichungen der gemessenen von der vorhergesagten Energieauflösung sind eher auf die nicht optimalen Betriebsbedingungen der Kammer als auf die Annahmen der Berechnung zurückzuführen.

Eine endgültige Prüfung des PAIM kann jedoch erst erfolgen, wenn Daten vorliegen, die mit Teilchen unterschiedlichen Impulses genommen wurden. Mit diesen ließe sich dann die Vorhersage auch des relativistischen Wiederanstiegs der Energieverlustkurve überprüfen, der zusammen mit der Breite der Landau-Verteilung die Möglichkeiten einer Teilchenidentifikation erst festlegt.

Die Simulation von Elektron- und Pionspuren in der H1-CJC auf der Basis des PAIM hat gezeigt, daß die Xenon/Äthan-Mischungen zur Teilchenidentifikation geeigneter erscheinen als die Argon/Äthan-Mischung. Im Spurwinkelbereich $37^\circ < \vartheta < 90^\circ$ ist der Grenzimpuls, bis zu dem eine vorgegebene Elektron/Pion-Trennung möglich ist, bei Xenon/Äthan (70/30) etwa doppelt so groß wie bei Argon/Äthan (50/50).

Aufgrund der Asymmetrie der Elektron-Proton-Wechselwirkung aber wird der überwiegende Teil der Jets gerade in Vorwärtsrichtung, d. h. unter einem kleinen Winkel ϑ zu erwarten sein. Bei einem Spurwinkel von $\vartheta \approx 15^\circ$, also dort, wo die FTD-Komponente des H1-Detektors von dem Teilchen nicht mehr vollständig durchlaufen und die Information der H1-CJC zur Identifikation benötigt wird, ist kein wesentlicher Unterschied der beiden Gasmischungen festzustellen; eine 2σ Trennung von Elektron und Pion wäre unabhängig vom Kammergas bis zu einem Impuls von etwa $p \approx 6.5 \text{ GeV}$ möglich.

Fordert man, daß bei einer Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit von 90% maximal 10% der Pionen falsch identifiziert werden, so ist mit der H1-CJC je nach Gasmischung bei einem Spurwinkel $\vartheta = 90^\circ$ eine Elektron-Pion-Trennung bis zu Impulsen etwa im Bereich zwischen 6 GeV und 11 GeV möglich. Bei einer geringeren Elektron-Nachweiswahrscheinlichkeit von z. B. 50% erweitert sich dieser Grenzimpuls bis zu ca. 18 GeV im Fall der Argon/Äthan-Mischung und sogar bis ca. 42 GeV bei der Mischung Xenon/Äthan (70/30).

Bei der Interpretation dieser Ergebnisse ist zu beachten, daß Grundlage der Simulation die theoretischen Landau-Spektren gewesen sind. Wie stark experimentelle Einflüsse die hier betrachteten Größen verändern, läßt sich erst bei Vorlage entsprechender Messungen entscheiden. Gerade Feldinhomogenitäten in Randbereichen der Kammer oder der Ausfall einzelner Signaldrähte haben zur Folge, daß zur Bildung des Truncated Mean nicht mehr die volle Information der H1-CJC zur Verfügung steht, und so die Elektron-Pion-Trennung verschlechtert wird.

Bei der Auswahl der Gasmischung sind neben ihrer Identifikationsmöglichkeit aber noch weitere Eigenschaften zu beachten. Zu den wichtigsten zählt sicher die Ortsauflösung, die, da sie unmittelbar die Impulsmessung beeinflusst, sich auch auf die Elektron/Pion-Trennung auswirkt. Schließlich muß auch das Langzeitverhalten der Gasmischungen (Verunreinigung, Whiskerbildung) in Betracht gezogen werden, damit ein möglichst langer und optimaler Betrieb der H1-CJC gewährleistet ist.

Erst das Abwägen aller Vor- und Nachteile kann eine Entscheidung für eine bestimmte Gasmischung begründen.

Anhang

A.1 Relativistische Elektrodynamik

Bei der Herleitung der Bethe-Bloch-Formel, wie sie in Abschnitt 2.2 skizziert ist, wird die Darstellung des elektrischen Feldes eines relativistischen Teilchens benötigt. Die dazu relevanten Definitionen und Formeln sind im folgenden zusammengestellt.

Betrachtet werden zwei Bezugssysteme K und K' , die sich relativ zueinander geradlinig mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegen, wie es in Abbildung A.1 dargestellt ist. Im Ursprung

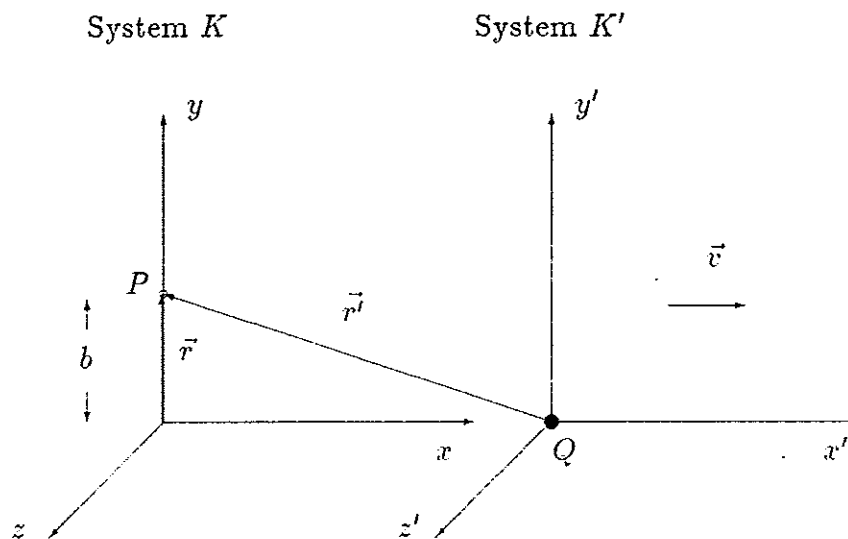


Abbildung A.1: Skizze zur Lorentztransformation des elektromagnetischen Feldes

des Systems K' befindet sich die Punktladung Q . Für zwei so definierte Koordinatensysteme lauten die Regeln der Lorentztransformation des 'Orts'-Vektors

$$\begin{aligned} ct' &= \gamma \cdot (ct - \beta \cdot x) \\ x' &= \gamma \cdot (x - \beta ct) \\ y' &= y \\ z' &= z \end{aligned}$$

mit $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Für den Tensor des elektromagnetischen Feldes gilt:

$$\begin{aligned} E_x &= E'_{x'} \\ E_y &= \gamma \cdot (E'_{y'} - \beta c B'_{z'}) \\ E_z &= \gamma \cdot (E'_{z'} + \beta c B'_{y'}) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

und

$$\begin{aligned} B_x &= B'_{x'} \\ B_y &= \gamma \cdot (B'_{y'} + \beta/c E'_{z'}) \\ B_z &= \gamma \cdot (B'_{z'} - \beta/c E'_{y'}) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Die Ortsvektoren \vec{r} und \vec{r}' zum Aufpunkt P sind

$$\vec{r}(P) = \vec{b} \qquad \vec{r}'(P) = \vec{b} + \vec{v} \cdot t'$$

und deren Beträge

$$r(P) = b \qquad r'(P) = \sqrt{b^2 + v^2 t'^2}$$

Da die Lage des Aufpunktes so gewählt ist, daß $r_x(P) = 0$, transformiert sich die Zeitkoordinate t einfach über den Lorentzfaktor γ , also

$$t' = \gamma \cdot t \quad (\text{A.3})$$

Damit wird der Betrag des Ortsvektors \vec{r}' , ausgedrückt durch die Koordinaten des Systems K

$$r'(P) = \sqrt{b^2 + v^2 \gamma^2 t^2} \quad (\text{A.4})$$

Im System K' - dem Ruhesystem der Ladung Q - ist das elektrische Feld

$$\vec{E}'(\vec{r}') = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{r}'}{r'^3}$$

und die Komponenten am Aufpunkt P

$$\begin{aligned} E'_{x'} &= -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{vt'}{r'^3} \\ E'_{y'} &= -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{b}{r'^3} \\ E'_{z'} &= 0 \end{aligned}$$

(Ein Magnetfeld \vec{B}' existiert im Ruhesystem der Ladung nicht.)

Entsprechend den Gleichungen A.1 bis A.4 erzeugt die Punktladung Q im Aufpunkt P ein elektromagnetisches Feld mit

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\gamma vt}{\sqrt{(b^2 + v^2 \gamma^2 t^2)^3}} \\ E_y &= -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\gamma b}{\sqrt{(b^2 + v^2 \gamma^2 t^2)^3}} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$E_z = 0$$

Im Gegensatz zum System K' existiert im System K ein magnetisches Feld mit

$$B_x = 0$$

$$B_y = 0$$

$$B_z = \frac{\gamma^2 \beta}{c} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{b}{\sqrt{(b^2 + v^2 \gamma^2 t^2)^3}}$$

In Abbildung A.2 ist die zeitliche Entwicklung der x - und y -Komponente der elektrischen Feldstärke am Ort P dargestellt - jeweils für zwei verschiedene Geschwindigkeiten der Ladung Q . (Die Notation E_{\parallel} und E_{\perp} bezieht sich dabei auf die Bewegungsrichtung der Ladung und bezeichnet die Komponenten E_x und E_y .)

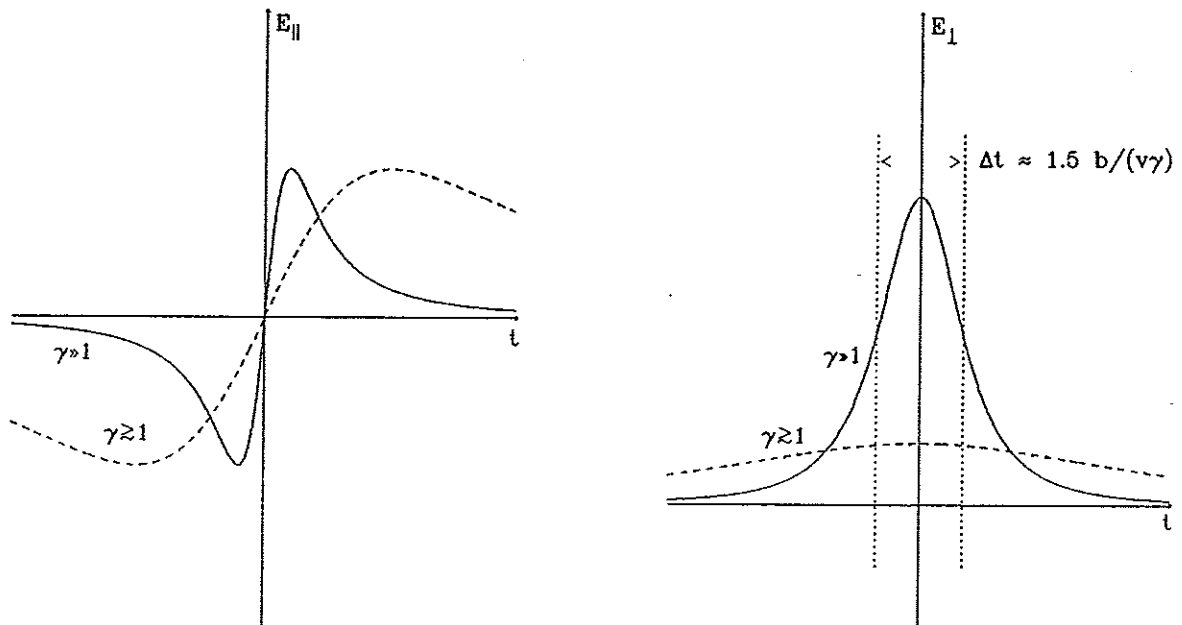


Abbildung A.2: Komponenten der elektrischen Feldstärke

Für die Herleitung der Bethe-Bloch-Formel spielt das Zeitintegral des elektrischen Feldes eine bedeutende Rolle. Aufgrund der Punktsymmetrie in $t = 0$ verschwindet der Anteil der x -Komponente (E_{\parallel}) an diesem Integral.

Ein Maß für die Zeitdauer, in der die y -Komponente merklich von Null verschieden ist, ist die in der Abbildung markierte Halbwertsbreite

$$\Delta t = 1.53 \cdot \frac{b}{\gamma v} \quad (\text{A.6})$$

A.2 Effektive Ionisationsstrecke

Zur Berechnung der Landau-Verteilungen in Kapitel 4 ist die Bestimmung der Strecke notwendig, auf der die Primärionisation stattfindet, die von einem einzelnen Signaldraht nachgewiesen wird. Dabei ist gerade bei der H1-CJC das Wechselspiel von Neigung der Drahtebene mit den unterschiedlichen Lorentzwinkeln der Gasmischungen zu beachten.

Abbildung A.3 zeigt schematisch die Projektionen der Kammergeometrie in r, φ - und r, z -Richtung sowie eine vom Wechselwirkungspunkt kommende Spur.

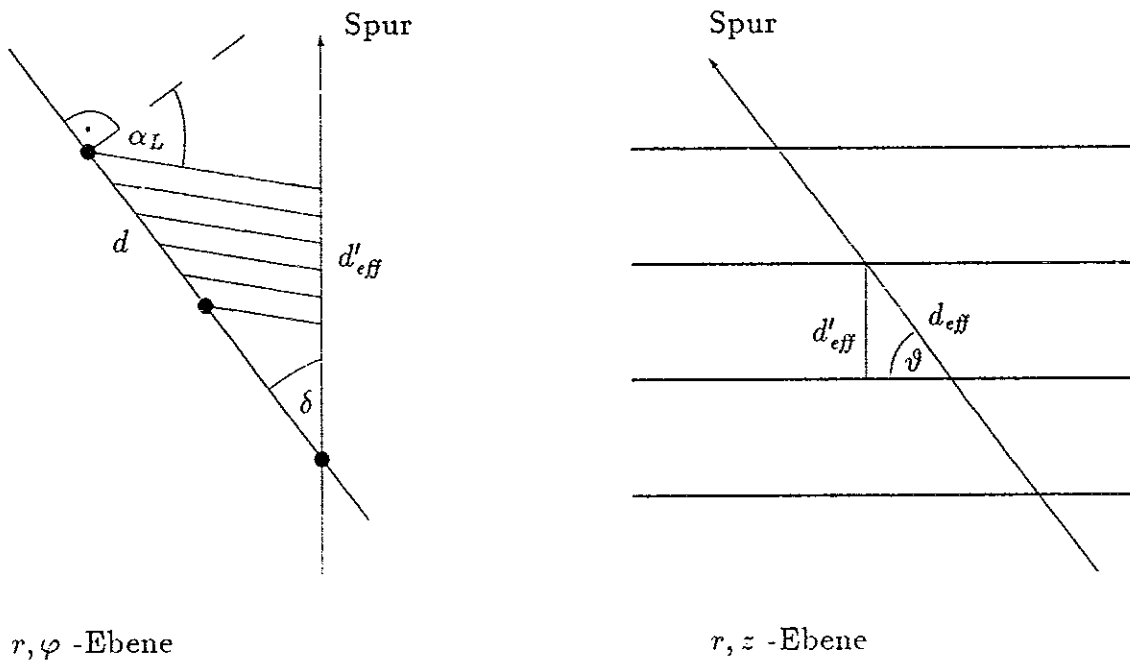


Abbildung A.3: Skizze zur Kammergeometrie

Da die Kammer im Magnetfeld betrieben werden soll, sind die Feldlinien des Driftfeldes um den Lorentzwinkel α_L gegenüber der - zur Drahtebene - Senkrechten geneigt. Dadurch erreichen den Draht nur die Elektronen, die auf einer Strecke der Länge d'_{eff} ionisiert wurden. Anwendung des Sinussatzes auf diese Geometrie ergibt

$$\frac{\sin(\pi/2 - \alpha_L)}{d'_{eff}} = \frac{\sin(\pi - (\pi/2 - \alpha_L) - \delta)}{d}$$

und damit

$$d'_{eff} = d \cdot \frac{1}{\cos \delta + \tan \alpha_L \cdot \sin \delta}$$

Weiterhin muß der Spurwinkel ϑ berücksichtigt werden, so daß letztlich die effektive Ionisationsstrecke

$$d_{eff} = d \cdot \frac{\cos \vartheta}{\cos \delta + \tan \alpha_L \cdot \sin \delta}$$

beträgt.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Diagramm der NC- (bzw. CC-) Wechselwirkung	2
1.2	Diagramm der Photon-Gluon-Fusion	2
1.3	Längs- und Querschnitt des H1-Detektors	4
1.4	Längsschnitt des H1-Spurkammer-Systems	5
1.5	Querschnitt der zentralen Jetkammer	5
2.1	Skizze zur Berechnung des mittleren Energieverlustes	8
2.2	Energieverlustkurve im JADE-Jetkammerngas	11
2.3	Vergleich von Energieverlustmessungen mit theoretischen Vorhersagen	12
2.4	Wirkungsquerschnitte der Photonabsorption in Argon	16
2.5	Nach PAIM berechneter mittlerer Energieverlust des Pion in der H1-CJC als Funktion des Impulses	18
2.6	Nach PAIM berechnete Landau-Verteilungen	19
3.1	Energieverlust von Elektron und Pion als Funktion des Impulses	22
3.2	Berechnete Landau-Spektren von Elektron und Pion bei $p = 0.5 \text{ GeV}$	23
3.3	Zwei simulierte 'Spuren' mit Mittelwert und Truncated Mean	24
3.4	Verteilung des Mittelwertes und der Truncated Mean	25
3.5	Die Varianz des Truncated Mean als Funktion des oberen Schnittes	26
4.1	Skizze der Testkammer	28
4.2	Darstellung der FADC-Rohdaten eines Ereignisses	30
4.3	FADC-Signal	30
4.4	Ereignis mit elektronischem Rauschen	32
4.5	Ereignis mit einer zweiten Spur	32
4.6	Startbin- und Pulslängenverteilung vor und nach der Spurerkennung	33
4.7	Gemessene und geglättete Landauverteilung	34
4.8	Abhängigkeit des mittleren Energieverlusts (Truncated Mean) von der Drift- strecke	36
4.9	Abhängigkeit der relativen Breite des Landau-Spektrums (FWHM in %) von der Driftstrecke	38
4.10	Theoretische und gemessene Landau-Spektren	41
4.11	Theoretisches und gemessenes Landau-Spektrum (frühe Meßperiode)	42
5.1	Verteilungen des simulierten Energieverlustes und der Truncated Mean	45
5.2	Güte D der e/π -Trennung als Funktion des Spurwinkels ϑ	46
5.3	Güte D der e/π -Trennung als Funktion des Impulses p bei einem Spurwinkel $\vartheta = 37^\circ$ im Bereich des 'Relativistic Rise'	48
5.4	Skizze zur Berechnung der Pion-Fehlidentifikation	50

5.5	Anteil der als Elektronen falsch identifizierten Pionen als Funktion des Impulses bei verschiedenen Spurwinkeln ϑ	52
A.1	Skizze zur Lorenztransformation des elektromagnetischen Feldes	56
A.2	Komponenten der elektrischen Feldstärke	58
A.3	Skizze zur Kammergeometrie	59

Literaturverzeichnis

- [ADER74] M. Aderholz et al.,
High Resolution Measurement in the Region of the Relativistic Rise,
Nuclear Instruments and Methods 118 (1974), p. 419
- [AHLE80] Steven P. Ahlen,
Theoretical and Experimental Aspects of the Energy Loss of Heavily Ionizing
Particles,
Reviews of Modern Physics, Vol. 52, No. 1 (1980), p. 121
- [ALCO80] W. W. M. Allison and J. H. Cobb,
Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 30 (1980), p. 253
- [AMBR86] Karl Ambrus,
Suche nach abnormal ionisierenden Teilchen bei JADE,
Dissertation Hamburg 1986
- [BISA75] Hans Bichsel, Roberta P. Saxon,
Comparison of Computational Methods for Straggling in Thin Absorbers,
Physical Review A, Vol. 11, Number 4 (1975), p. 1286
- [BLOB85] Volker Blobel.
SPFT - Smoothing of Noisy Data.
DESYLIB, Juli 1985
- [BLOC33] F. Bloch,
Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie,
Annalen der Physik, Folge 5, Band 16 (1933), S. 285
- [BREU87] H. Breuker et al.,
Particle Identification with the OPAL Jet Chamber in the Region of the
Relativistic Rise,
CERN-EP/87-97
- [DRUM80] H. Drumm et al.,
Experience with the Jet-Chamber of the JADE Detector at PETRA,
Nuclear Instruments and Methods 176 (1980), p. 333
- [ERMI77] V. C. Ermilova et al.,
Fluctuations of the Most Probable Values of Relativistic Charged Particle
Energy Loss in Thin Gas Layers,
Nuclear Instruments and Methods 145 (1977), p. 555

- [FANO63] U. Fano,
Penetration of Protons, Alpha Particles, and Mesons,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 13 (1963), p. 1
- [H1PR83] H1 Collaboration,
Technical Proposal for the H1-Detector,
March 1986
- [HEIN78] J. Heintze,
Drift Chambers and Recent Developments,
Nuclear Instruments and Methods 156 (1978), p. 227
- [JACK81] John David Jackson,
Klassische Elektrodynamik,
Berlin/New York 1981
- [LEHR78] I. Lehraus et al.,
Performance of a Large Scale Multilayer Ionization Detector and its Use
for the Measurements of the Relativistic Rise in the Momentum Range of
20 – 110 GeV/c ,
Nuclear Instruments and Methods 153 (1978), p. 347
- [MAWE76] G. V. Marr and J. B. West,
Atomic Data and Nuclear Data Tables,
Vol. 18, No. 6 (1976)
- [PDGR86] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Physics Letters B, Vol. 170B (1986)
- [SCHE88] Eduard Schenuit,
Dissertation (in Vorbereitung)
- [SCHU88] Markus Schulz,
Aufbau und Test von Prototypen für eine hochauflösende Jetkammer,
Diplomarbeit Dortmund 1988
- [STER52] R. M. Sternheimer,
The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials,
Physical Review 88 (1952), p. 851
- [STPE71] R. M. Sternheimer and R. F. Peierls,
General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged
Particles,
Physical Review B. Vol. 3, Number 11 (1971). S. 3681
- [TALM79] Richard Talman,
On the Statistics of Particle Identification Using Ionization.
Nuclear Instruments and Methods 159 (1979). p. 189

- [WALE81] A. H. Walenta,
Performance and Development of dE/dx Counters,
Physica Scripta, Vol. 23 (1981), p. 354
- [WALE79] A. H. Walenta et al.,
Measurement of the Ionization Loss in the Region of Relativistic Rise for
Noble and Molecular Gases,
Nuclear Instruments and Methods 161 (1979), p. 45
- [WOLF86] Günther Wolf,
HERA: Physics, Machine and Experiments,
DESY 86-089, 1986

