Probleme der Elektronerkennung im H1-Detektor

von

Klaus Rabbertz

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Dezember 1993

angefertigt im
I. Physikalischen Institut

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Ein elementarer menschlicher Wesenszug ist der Drang, die ihn umgebende Natur erforschen und verstehen zu wollen. Die Alten Griechen, in deren Tradition wir heute noch stehen, begnügten sich damit, auf philosophischer Grundlage Betrachtungen über den Aufbau und Zusammenhalt der Welt anzustellen. Eine Richtung griechischer Naturphilosophie, die sogenannte „Atomistik“, wurde im 5. Jahrhundert v. Chr. von Leukipp und Demokrit begründet. Darin stellte man sich die Welt als aus kleinsten, unteilbaren und unveränderlichen Teilchen, den „Atomen“, aufgebaut vor. Diese Auffassung konnte sich aber nicht durchsetzen und erst im Zuge experimenteller Untersuchungen zur Natur der Materie gewann der Atomismus im ausgehenden 18. Jahrhundert wieder an Bedeutung. J. Dalton machte ihn zu Beginn des 19. Jahrhunderts in seiner Atomtheorie zur Grundlage der modernen Chemie.

Wenn man heutzutage in der Hochenergiephysik von „Teilchen“ spricht, so kann man diese zwar als kleinste Materiekörnchen auffassen, muß aber berücksichtigen, daß es sich um „quantenmechanische Objekte“ handelt. Die Entwicklung der Quantentheorie zeigt nämlich, daß klassisch als Punktteilchen betrachtete Objekte wie z. B. Elektronen auch Wellencharakter haben und umgekehrt „Lichtwellen“ sich geradeso wie Partikel verhalten können. Das führt dazu, daß man nicht mehr von räumlich und zeitlich lokalisierten Entitäten sprechen, sondern nur noch Aussagen statistischer Natur treffen kann. Informationen über den Zusammenhang intrinsischer Eigenschaften dieser „Punktteilchen“ mit einer eventuellen inneren Struktur sucht man über Experimente mit hoher Statistik zu gewinnen. Gleichzeitig muß man natürlich die quantentheoretisch bedingte Auflösungsgrenze der verwendeten Apparatur beachten. Über die Heisenbergsche Unschärferelation

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \tag{1.1}$$

ist die maximal mögliche Ortsauflösung einer Apparatur mit dem höchsten Impulsübertrag zwischen den wechselwirkenden Objekten verknüpft. Letzterer ist aber durch die Schwerpunktsenergie des wechselwirkenden Systems beschränkt, so daß man zur Auflösung immer kleinerer Strukturen zu immer höheren Energien übergehen muß. Benutzt man das in der *Hochenergie*physik übliche Maßsystem[1], in dem die reduzierte Planck-Konstante $\hbar$ und die Vakuumlichtgeschwindigkeit c zu eins gesetzt werden,

[1] Dieses wird auch in der vorliegenden Arbeit verwendet.

so können Energien, Massen und Impulse aufgrund der relativistischen Energiegleichung

$$p_\mu p^\mu = \frac{E^2}{c^2} - \vec{p}^{\,2} = m_0^2 c^2 \tag{1.2}$$

alle in derselben physikalischen Einheit gemessen werden, wozu gewöhnlich das eV herangezogen wird.[2] Räumliche Abstände in Einheiten von eV^{-1} können aber über

$$\hbar c = 1 = 197.33\, MeV \cdot fm \tag{1.3}$$

wieder in Meter umgerechnet werden. Bezeichnet E die zu Δp_{max} gehörende Energie, so läßt sich jetzt für die Ortsauflösung die einfache Überschlagsformel

$$\Delta x \approx \frac{1}{E} \tag{1.4}$$

angeben.

Für die berühmten Experimente von Rutherford, Geiger und Marsden, die in den Jahren 1911 bis 1913 α-Teilchen einer Maximalenergie von $7.7\, MeV$ an Folien aus Gold, Silber, Kupfer und Aluminium streuten, ergibt sich damit eine Auflösung von ca. $2.6 \cdot 10^{-14} m$. Sie konnten damit zeigen, daß Atome aus einem kleinen positiv geladenen Kern und einer viel größeren, ihn umhüllenden Elektronenwolke bestehen. Die Struktur der Kerne selbst blieb ihnen jedoch verborgen, da diese bei Größen von ungefähr $10^{-14} m$ knapp unter der Auflösungsgrenze liegen. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die Größenordnungen von Materiestrukturen und die jeweils benötigten Energien.

Von Quarks und Leptonen, die im Standardmodell der Hochenergiephysik (für einführende Literatur s. z. B. [Ber92, Hal84, Nac86, Per87]) die elementaren Materiebausteine darstellen, weiß man, daß sie kleiner als etwa $10^{-16} m$ sind. An der **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA im **D**eutschen **E**lektronen-**SY**nchrotron DESY in Hamburg besteht die Möglichkeit, noch tiefer ins Innere der Materie vorzudringen und eventuelle Substrukturen von Quarks und Leptonen zu entdecken.

Objekt	$\Delta x[m]$	$E[MeV]$
Bakterie	10^{-6}	$2 \cdot 10^{-7}$
Virus	10^{-7}	$2 \cdot 10^{-6}$
Atom	10^{-10}	$2 \cdot 10^{-3}$
Kern	10^{-14}	$2 \cdot 10^{1}$
Nukleon	10^{-15}	$2 \cdot 10^{2}$
Quarks, Leptonen	$< 10^{-16}$	$> 2 \cdot 10^{3}$

Tabelle 1.1: Größenordnungen physikalischer Objekte und die zu ihrer Auflösung benötigten Energien

[2] $1\, eV$ entspricht der Energie, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von einem Volt erhält.

Kapitel 2

HERA und H1

2.1 Der Speicherring HERA

Bei der Beschleunigeranlage HERA, an der im Juni 1992 die ersten Daten genommen werden konnten, handelt es sich um ein System von zwei Speicherringen, die Elektronen e und Protonen p auf Energien von $26.7\,GeV$ bzw. $820\,GeV$ beschleunigen. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $296\,GeV$, die ausreicht, um Raumstrukturen bis zu einer Größenordnung von $10^{-18}m$ zu untersuchen. Hierzu sind auf der $6.3\,km$ langen und in Abb. 2.1 skizzierten Ringstrecke vier Stellen vorgesehen, an denen die beschleunigten Teilchenpakete jeweils alle $96\,ns$ zur Kollision gebracht werden können. Eine davon, die West-Halle, benötigt man allerdings zur Einspeisung der vorbeschleunigten Teilchen in HERA. Zwei Experimente mit den Detektoren H1 und ZEUS sind in der Nord- bzw. Südhalle aufgebaut. Für die Ost-Halle befindet sich ein weiteres Experiment in Planung.

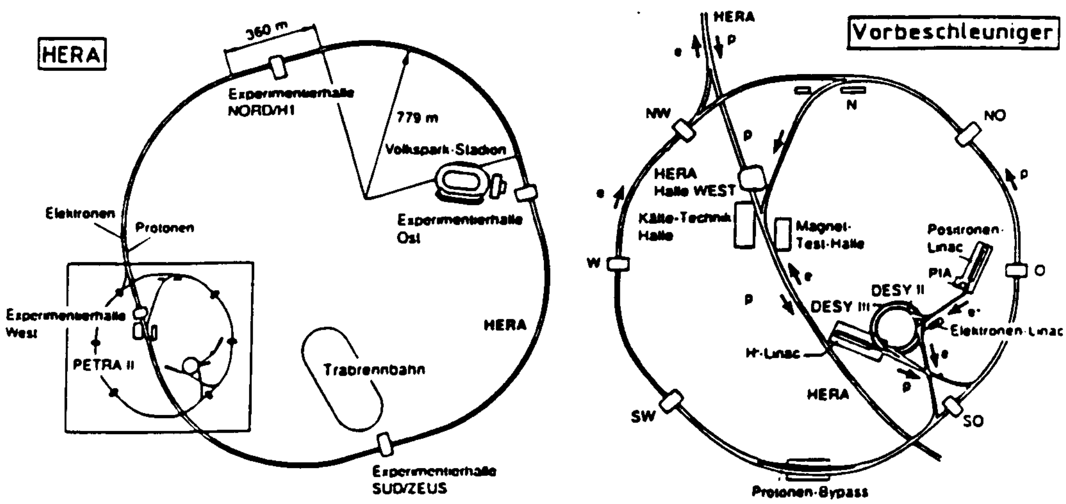


Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA am DESY in Hamburg

Als Beschleuniger für Elektronen und Protonen ist HERA bislang einzigartig in der Welt. ep-Kollisionen wurden bisher nur mit ruhenden Protonen in sogenannten „fixed target"-Experimenten[1] durchgeführt. Umgerechnet würde die Schwerpunktsenergie von $296\,GeV$ bei HERA dann einer Strahlenergie der Elektronen von etwa $50\,TeV$ entsprechen; das ist das 2500-fache des bisher üblichen. Man erhofft sich also zu Recht wesentlich tiefere Einblicke in die Struktur der Materie, wozu auch die im Vergleich zu bereits existierenden e^+e^-- und $p\bar{p}$-Kollisionsmaschinen noch nicht verwendete Kombination der kollidierenden Teilchen beiträgt. Im folgenden Abschnitt soll daher ein kurzer Überblick über das physikalische Programm bei HERA gegeben werden.

2.2 ep-Physik bei HERA

Die meisten Ereignisse werden bei sehr niedrigen Impulsübertragsquadraten , d. h. $q^2 \approx 0$, registriert. Die dabei zwischen Elektron und Proton ausgetauschten Photonen sind quasireell, weshalb man diese Reaktionen auch als *Photoproduktion* bezeichnet. Sie eignen sich dazu, die hadronische Struktur des Photons zu untersuchen. Das gestreute Elektron verbleibt dabei meist in der Strahlröhre.

Mit den selteneren Ereignissen hohen Impulsübertrags befaßt sich die *tiefinelastische Streuung*[2]. Über diese Reaktionen, deren Feynman-Graph in niedrigster Ordnung in Abb. 2.2 gezeigt wird, ist es möglich, die Protonstrukturfunktionen und die Quantenchromodynamik in noch unerreichten kinematischen Bereichen bis zu Impulsübertragsquadraten von etwa $10^5 GeV^2$ zu überprüfen. Die nicht an der „starken" Wechselwirkung teilnehmenden Elektronen sind dabei besonders geeignet, um in die innere Struktur stark wechselwirkender Systeme „hineinzusehen". Die Signatur dieser Ereignisse ist unterschiedlich, je nachdem, ob das ausgetauschte Boson ungeladen (γ, Z^0) oder geladen ($W^\pm$) ist. Man spricht von sogenannten NC- bzw. CC-Ereignissen.[3] Der Endzustand von NC-Reaktionen ist durch ein energiereiches isoliertes Elektron charakterisiert, dessen Transversalimpuls vom hadronischen System kompensiert wird. Bei CC-Ereignissen hingegen entkommt das entstandene Neutrino ungesehen dem Detektor und verursacht mithin eine unausgeglichene Bilanz des Transversalimpulses.

Ein Prozeß höherer Ordnung ist die γ-Gluon-Fusion, deren Feynman-Graph in Abb. 2.3 dargestellt ist. Die Wechselwirkung des ausgetauschten Photons mit dem von einem Quark ausgesandten Gluon ermöglicht die Erzeugung von Quarkpaaren, wobei insbesondere schwere Quarks von Interesse sind. Abgesehen vom Protonrest treten hier meist zwei von dem erzeugten Quarkpaar verursachte „Jets" auf ($(2+1)$-Jet-Ereignisse).

Die hohe Schwerpunktsenergie läßt auch die Produktion neuer, noch unbekannter Teilchen zu. Wenn auch die Erzeugung von Higgs-Bosonen oder top-Quarks aufgrund bereits vorliegender Abschätzungen für die Massenuntergrenzen unwahrscheinlich ist, so könnten dennoch eine Reihe interessanter Phänomene beobachtet werden. Der „gemischte" Anfangszustand läßt insbesondere die Untersuchung exotischer Teilchen, die aus einem Lepton und einem Quark (oder Gluon) zusammengesetzt sind, attraktiv erscheinen [Sch92]. Sie werden als Leptoquarks bzw. Leptogluonen bezeichnet.

Des weiteren gibt es Theorien, die auch Leptonen und Quarks als zusammengesetzt betrachten. Sie führen zu angeregten Zuständen dieser Teilchen. Ein Beispiel hierfür

[1] engl. für *feststehendes Ziel*
[2] abgekürzt DIS, von engl. **D**eep **I**nelastic **S**cattering
[3] engl. **N**eutral **C**urrent für *neutraler Strom* und **C**harged **C**urrent für *geladener Strom*

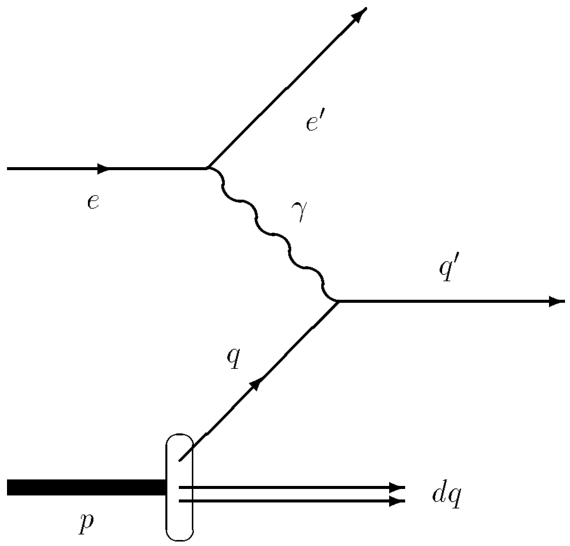


Abbildung 2.2: Feynman-Graph der niedrigsten Ordnung in der tiefinelastischen ep-Streuung

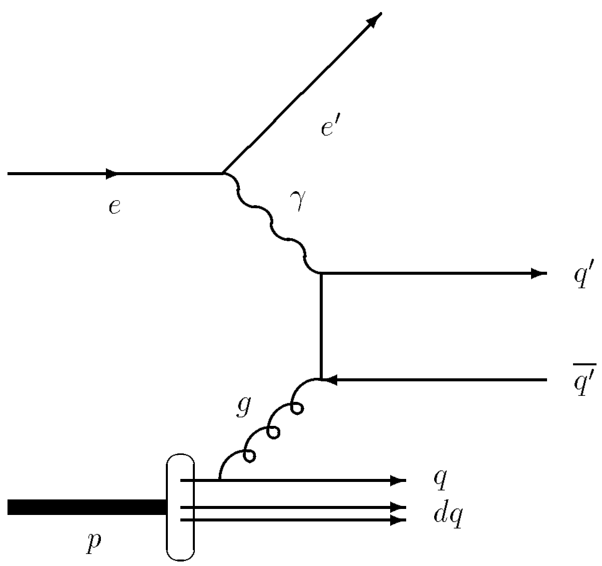


Abbildung 2.3: Feynman-Graph der γ-Gluon-Fusion

ist die Produktion angeregter Elektronen e^* in einer eq-Kontaktwechselwirkung als effektiver Niederenergienäherung für einen noch unbekannten zugrundeliegenden Prozeß.

Um das Erscheinungsbild der Reaktionen, die zur Produktion solcher oder anderer exotischer Teilchen führen, mit Meßdaten vergleichen zu können, gibt es entsprechende Simulationsprogramme (s. etwa [Proc91]).

2.3 Der H1-Detektor

Die Aufgabe der beiden am HERA-Ring installierten Detektoren H1 und ZEUS ist es, die Reaktionsprodukte der ep-Kollisionen möglichst vollständig und präzise zu vermessen. Sie sind folglich als sogenannte 4π-Detektoren konzipiert, die den gesamten Raumwinkelbereich um die jeweiligen Wechselwirkungspunkte (Vertices) abdecken. Neutrinos kann man allerdings nur an einer unausgeglichenen Bilanz des Transversalimpulses erkennen. Weiterhin müssen sie berücksichtigen, daß die Protonen auf eine sehr viel höhere Energie gebracht werden als die Elektronen. Das Schwerpunktsystem bewegt sich mit einem Impuls von $793.3\,GeV$ in Richtung des Protonenstrahls, was dort eine viel höhere Teilchendichte insbesondere durch Protonfragmente verursacht. Durch eine asymmetrische Bauweise wird dem Rechnung getragen.

Nachfolgend wird ein kurzer Überblick über den Aufbau und die Komponenten des H1-Detektors gegeben, der in Abb. 2.4 dargestellt ist. „Vorwärts“ und „Rückwärts“ bezieht sich dabei stets auf das in der H1-Kollaboration verwendete Koordinatensystem, das die Flugrichtung der Protonen als $+z$-Richtung festlegt. $+x$- bzw. $+y$-Achse weisen vom nominalen Vertex als Ursprung ins Innere des HERA-Rings bzw. nach oben. Von innen nach außen vorgehend sind folgende Komponenten installiert:

- Das Spurkammersystem:

  Es besteht aus zwei Hauptkomponenten; dem zentralen Spurdetektor, der das Strahlrohr am Wechselwirkungspunkt umhüllt, und dem sich daran in $+z$-Richtung anschließenden Vorwärtsspurdetektor.
  Der zentrale Spurdetektor ist unterteilt in zwei Jetkammern zur Messung der (x, y)-Koordinaten und zwei Driftkammern zur Bestimmung der z-Koordinate von Teilchenspurpunkten. Zwei Vieldraht-Proportionalkammern dienen vornehmlich Triggerzwecken.
  Der Vorwärtsspurdetektor besteht aus drei in der Mitte vom Strahlrohr durchstoßenen zylindrischen Lagen, die sich jeweils aus vier Komponenten zusammensetzen:

  - einer planaren Driftkammer zur Messung des Polarwinkels Θ,
  - einer Vieldraht-Proportionalkammer zur Triggerung,
  - einem Übergangsstrahlungsdetektor für zusätzliche e/π-Trennung im Vorwärtsbereich
  - und einer radialen Driftkammer zur Messung des Azimutalwinkels Φ.

  Eine weitere Vieldraht-Proportionalkammer schließt das Spurkammersystem im Rückwärtsbereich ab.

- Die inneren Kalorimeter:

  Das Spurkammersystem wird im Vorwärts- und Zentralbereich von einem Kalorimeter mit flüssigem Argon als aktiver Komponente umhüllt, dessen innere Absorberplatten zur möglichst vollständigen Erfassung elektromagnetischer Schauer aus Blei bestehen (ECAL). Der äußere Teil zur hadronischen Energiemessung enthält Stahlplatten (HCAL). Eine genauere Beschreibung erfolgt in Abschn. 3.3.
  Der Rückwärtsbereich wird von einem Blei-Szintillator-Kalorimeter zur elektromagnetischen Energiemessung (vorwiegend des gestreuten Elektrons) abgeschlossen (BEMC).

- Die supraleitende Magnetfeldspule:

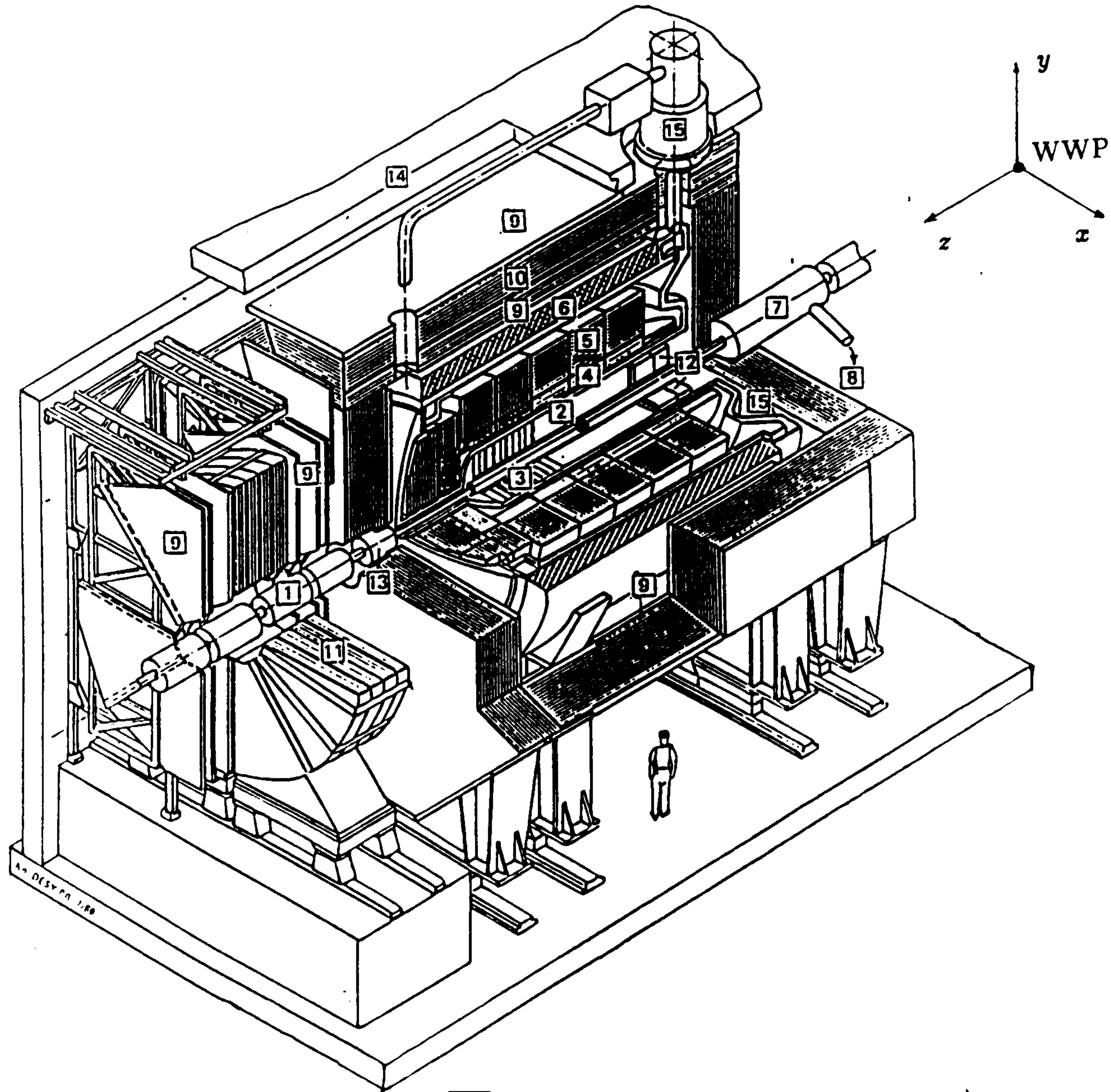
  Eine supraleitende Solenoid-Spule sorgt für ein homogenes Magnetfeld von 1.2 Tesla im Spurkammersystem zur Impulsbestimmung der Teilchen aus den Krümmungsradien. Die Positionierung der Spule außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters hat dabei die Vorteile, daß erstens die Menge an totem Material vor dem Kalorimeter gering gehalten wird und zweitens die längere Flugstrecke von Myonen im Magnetfeld zu einer verbesserten Impulsmessung beiträgt. Allerdings werden die Schauer im Kalorimeter dadurch verzerrt, was zu Problemen bei der e/π-Separation führen kann [Ebb92, Tam92].

- Die äußeren Kalorimeter und das Myonsystem

  In unmittelbarer Vorwärtsrichtung von $1 - 4°$ befindet sich zum Abschluß einer Lücke zwischen Flüssig-Argon-Kalorimeter und Strahlrohr ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter (PLUG). Es dient zur Vermessung der „ungestört“ weiterfliegenden Protonreste.
  Das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses ist mit Streamerröhren-Detektoren und Myonkammern bestückt (IRON). Es erfüllt den Zweck, Myonen nachzuweisen und aus dem Inneren herausleckende Energien hochenergetischer Hadronen zu erfassen.
  Außerhalb des Eisenjochs ist in Vorwärtsrichtung zum Nachweis von Myonen unter kleinem Polarwinkel noch ein Myonspektrometer angebracht, das aus vier Driftkammern im Magnetfeld einer Toroidspule von 1.5 Tesla besteht.

2.4 Aufgabenstellung und Gliederung

Diese Arbeit, die im Rahmen der H1-Kollaboration entstanden ist, beschäftigt sich mit der Problematik, elektromagnetische Schauer im H1-Detektor von hadronischen zu unterscheiden und so eine Teilchenidentifikation zu ermöglichen. Dies dient insbesondere dazu, in den rekonstruierten Daten mögliche Kandidaten für das gestreute Elektron zu finden. In Kap. 3 werden die Grundlagen der Schauertheorie und Kalorimetrie bereitgestellt. Das 4. Kap. ist der eigentlichen Analyse gewidmet, wie man elektromagnetische von hadronischen Schauern trennen kann. Dabei wird besonders Wert gelegt auf die physikalische Motivation der Kriterien und ihre Einheitlichkeit im gesamten Flüssig-Argon-Kalorimeter. In Kap. 5 werden die erzielten Resultate dann zur Untersuchung eines konkreten, physikalischen Prozesses verwendet, woran sich eine Programmbeschreibung im letzten Kapitel anschließt.



1 Strahlrohr mit Magneten
2 Zentrale Spurkammer
3 Vorwärtsspurkammern
und Übergangsstrahlungsmodul
4 Elektromagnetisches Kalorimeter
5 Hadronisches Kalorimeter
6 Supraleitende Spule
7 Kompensationsmagnet
8 He-Kälteanlage
9 Myonkammern (Streamerrohrkammern)
10 Instrumentiertes Eisen
(Eisenplatten und Streamerrohrkammern)
11 Myon-Toroid-Magnet
12 Warmes el.-magn. Kalorimeter (BEMC)
13 Vorwärts-Kalorimeter (Plug-)
14 Beton-Abschirmung
15 LAr-Kryostat

Abbildung 2.4: Der H1-Detektor

Kapitel 3

Kalorimetrie und Schauertheorie

Kalorimeter setzen die Energie hochenergetischer Teilchen, die sie absorbieren, in ein meßbares Signal um, das möglichst proportional zur Teilchenenergie sein soll. In Vielkomponentendetektoren wie z. B. dem H1-Detektor ergänzen sie außerdem die Spurkammersysteme, da sie zum einen auch neutrale Teilchen nachweisen und zum anderen ihre relative Meßgenauigkeit nach

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

mit zunehmender Teilchenenergie wächst. Die Impulsbestimmung im Magnetfeld hingegen wird ungenauer, da bei größer werdenden Krümmungsradien die gemessenen Spuren schwerer von Geraden zu unterscheiden sind.

Bei Energien der Primärteilchen im GeV-Bereich läßt sich der Energieverlust nicht als quasikontinuierlicher Prozeß approximieren, bei dem in sehr vielen Stößen nur jeweils kleine Energieanteile in Form von Ionisation abgegeben werden. Vielmehr dominieren Reaktionen, in denen sich die Energie bei jedem Einzelstoß gleichmäßig auf nur wenige Sekundärteilchen (und ggf. das Primärteilchen) verteilt. Diese können ihrerseits weitere Teilchen produzieren, so daß sich kaskadenartig ein *Schauer* aus energiereichen Partikeln im Detektor ausbildet. Die Teilchenvervielfachung endet, wenn die einzelnen Energien so weit abgesunken sind, daß die weitere Energiedissipation ausschließlich über Ionisation stattfindet. Nach der Art der Teilchenvervielfachung lassen sich prinzipiell zwei Formen von Schauern unterscheiden: *elektromagnetische* und *hadronische*.

3.1 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer werden von Elektronen, Positronen und Photonen initiiert. Die Teilchenvervielfachung läuft über elektromagnetische Wechselwirkungen (Bremsstrahlung, Paarproduktion) mit Hüllenelektronen oder dem Atomkern ab. Für schwerere Teilchen als Elektronen spielt die Bremsstrahlung erst bei sehr viel höheren Energien eine Rolle. Da für die Strahlungsleistung einer beschleunigten Ladung

$$\frac{dE}{dt} \sim \left|\frac{d^2\vec{x}}{dt^2}\right|^2 \tag{3.1}$$

gilt,

folgt mit

$$\left|\frac{d^2\vec{x}}{dt^2}\right| \sim \frac{1}{m}, \tag{3.2}$$

wobei m die Masse des abgelenkten Teilchens ist, daß schon für Myonen die Bremsstrahlung um einen Faktor

$$\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \approx 10^{-5} \tag{3.3}$$

unterdrückt ist.[1]

3.1.1 Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie

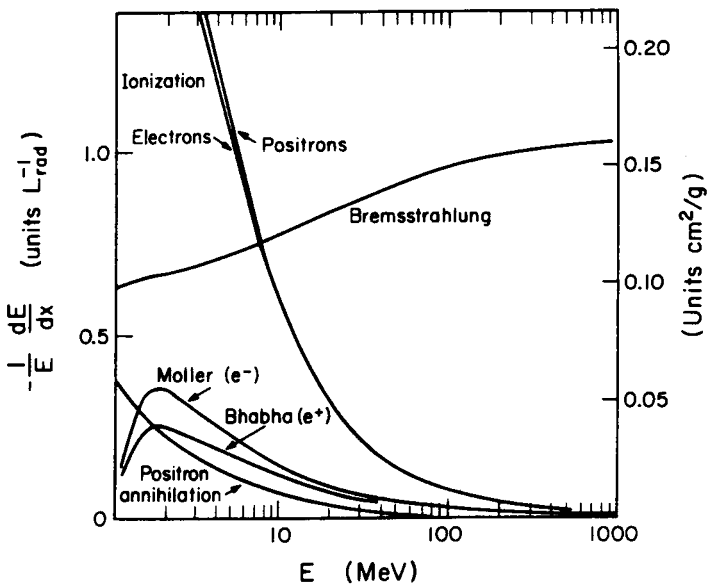


Abbildung 3.1: Relativer Energieverlust je Strahlungslänge von Elektronen und Positronen in Blei [PDG92]

Nach Abb. 3.1, die den relativen Energieverlust $-\frac{1}{E}\frac{dE}{dx}$ von Elektronen und Positronen in Blei zeigt, wird die Energiedissipation von zwei Prozessen, nämlich der *Ionisation* und der *Bremsstrahlung*, dominiert. Für Energien größer etwa 100 MeV ist die (schauerbildende) Abstrahlung von Bremsquanten im Feld der Hüllenelektronen der ausschlaggebende Prozeß. Quantenmechanische Berechnungen von Bethe und Heitler [Bet34] zeigen, daß sich die Anzahl der ins Energieintervall $E_\gamma + dE_\gamma$ emittierten Photonen im Mittel zu

$$N_\gamma(E)\,dE_\gamma \sim \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \tag{3.4}$$

unabhängig von der Teilchenenergie E ergibt.

[1] Die nicht stark wechselwirkenden Myonen bilden daher auch *keine* Schauer aus.

Über die Bildung des gewichteten Mittels[2] erhält man den mittleren Energieverlust dE pro Weglänge dx zu:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{Brems} = \frac{1}{X_0} \int_0^E E_\gamma \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} = \frac{E}{X_0} . \tag{3.5}$$

Integration von

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0} \tag{3.6}$$

zu

$$E = E_0 e^{-x/X_0} \tag{3.7}$$

klärt die Bedeutung der oben eingeführten Proportionalitätskonstanten: Eine *Strahlungslänge* X_0 ist die Strecke, auf der ein energiereiches Elektron[3] im Mittel den Bruchteil $(1 - 1/e)$ seiner Energie in Form von Bremsstrahlung verliert.

Alle Materialabhängigkeiten werden in dieser Proportionalitätskonstanten zusammengefaßt, so daß die longitudinale Schauerentwicklung nahezu unabhängig vom jeweiligen Medium wird, sofern man Wegstrecken x in Strahlungslängen mißt:

$$t := \frac{x}{X_0} . \tag{3.8}$$

Nach [PDG92] kann X_0 für Ordnungszahlen $Z > 2$ und Massenzahlen A auf besser als 2.5% Genauigkeit approximiert werden durch

$$X_0 = \frac{716.4\, A}{Z\,(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \frac{g}{cm^2} , \tag{3.9}$$

wobei die Dichteabhängigkeit absepariert wurde. Um X_0 in cm zu erhalten, muß noch durch die Dichte des Materials dividiert werden.

Außer durch Bremsstrahlung verlieren die Schauerelektronen beständig Energie durch Ionenproduktion in der durchquerten Materie. Als Ionisation werden dabei nur Streuungen der Elektronen (Positronen) bezeichnet, wenn der Energieübertrag pro Stoß kleiner als ca. $0.3\,MeV$ ist. Ansonsten handelt es sich bei den Kollisionen mit Hüllenelektronen um sogenannte Møller- (Bhabha-) Streuung, die aber nur eine untergeordnete Rolle spielt. Analog zu Gleichung 3.46 für schwere Teilchen lassen sich auch Ionisationsverluste von Elektronen nach [Ste52] durch eine Bethe-Bloch-Formel beschreiben. Dabei muß aber die Massengleichheit der Stoßpartner und im Falle der Elektronen ihre Ununterscheidbarkeit berücksichtigt werden. Die Energien der auf diese Weise freigesetzten Ionisationselektronen sind so gering, daß sie ebenso wie Schauerteilchen, deren Energie auf weniger als $10 MeV$ abgesunken ist, nicht zur weiteren Schauerbildung beitragen. Da weiterhin ihre Reichweite gemessen an der Längsausdehnung einer Kaskade sehr klein ist, genügt es, die damit dem Schauer entzogene Energie summarisch als konstante Bremsung der Schauerteilchen zu berücksichtigen [Ott53]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{Ion} = \epsilon_c . \tag{3.10}$$

[2] Mittelwerte werden im folgenden durch spitze Klammern gekennzeichnet.

[3] Im weiteren Text steht „Elektron“ häufig als Sammelbegriff für Elektronen und Positronen.

Als Zahlenwert für ϵ_c nimmt man den Wert, bei dem die je Strahlungslänge deponierte Energie gerade gleich der Ausgangsenergie ist, d. h.

$$-\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle \Bigg|_{E=\epsilon_c} = \epsilon_c \,. \tag{3.11}$$

Vergleich mit Gleichung 3.5 zeigt, daß ϵ_c in etwa der Energie entspricht, bei der Bremsstrahlungs- und Ionisationsverluste gleich werden. Sie wird daher auch als *kritische Energie* bezeichnet. Für Blei kann sie aus Abb. 3.1 unmittelbar zu etwa $8\,MeV$ abgelesen werden. Genauere Berechnungen für den Energieverlust durch Bremsstrahlung bei $E = \epsilon_c$ liefern allerdings etwas kleinere Werte, so daß die Gleichheit von Ionisations- und Strahlungsverlusten schon bei höheren Energien $E_c > \epsilon_c$ eintritt. Trotz dieses Unterschieds, der in den Näherungsformeln [Ott53]

$$\epsilon_c = \frac{700\,MeV}{Z + 1.2} \tag{3.12}$$

und

$$E_c = \frac{800\,MeV}{Z + 1.2} \tag{3.13}$$

zum Ausdruck kommt, wird für beide Größen die Bezeichnung „kritische Energie“ beibehalten. Im folgenden wird zumeist die von Peters [Pet92] benutzte Approximation

$$\epsilon_c = 2.66 \cdot \left(X_0 \frac{Z}{A} \right)^{1.1} MeV \tag{3.14}$$

mit

X_0	:	Strahlungslänge in g/cm^2
Z	:	Ordnungszahl
A	:	Massenzahl

verwendet. Sie liegt auch den Angaben in Tab. 3.1 für flüssiges Argon, Blei und Eisen zugrunde.

	$\rho[g/cm^3]$	$X_0[g/cm^2]$	$X_0[cm]$	$\epsilon_c[MeV]$
lAr	1.40	19.55	14.0	29.1
Pb	11.35	6.37	0.56	7.4
Fe	7.87	13.84	1.76	20.6
G10	1.7	33.0	19.5	61.7

Tabelle 3.1: Strahlungslängen und kritische Energien für flüssiges Argon (lAr), Blei, Eisen und Leiterplattenmaterial (G10) [PDG92]

3.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

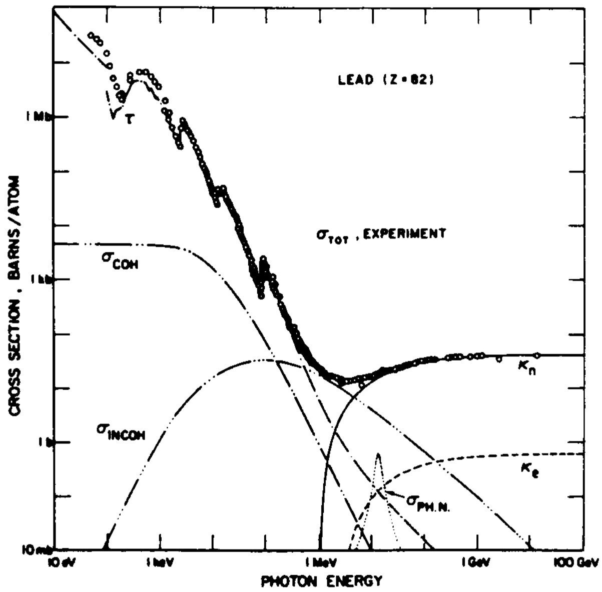


Abbildung 3.2: Wirkungsquerschnitte für γ-Streuung in Blei [PDG92]

Abbildung 3.2 zeigt in Abhängigkeit von E die Beiträge folgender Reaktionen zum Gesamtwirkungsquerschnitt von Photonen in Blei:

- τ : Atomarer Photoeffekt
- σ_{COH} : Rayleigh-Streuung
- σ_{INCOH} : Compton-Streuung
- κ_n : Paarproduktion im Kernfeld
- κ_e : Paarproduktion im Feld der Elektronen
- $\sigma_{PH.N.}$: Photonukleare Absorption.

Bei niedrigen Energien überwiegt der atomare Photoeffekt, bei dem Photonen ihre Energie ebenfalls in Form von Ionisierung im Material deponieren. Im Bereich um $0.1 - 1\,MeV$ wird allerdings nicht mehr die gesamte Energie auf Hüllenelektronen (Absorption) übertragen, sondern nur ein Teil. Die hier dominierende Compton-Streuung trägt auch zur Teilchenvervielfachung bei, wird aber in Schauermodellen meist vernachlässigt gegenüber der Paarproduktion, die ab der zweifachen Elektronmasse von ca. $1\,MeV$ einsetzt. Da die Ausstrahlung von γ-Quanten und die Erzeugung eines e^+e^--Paares durch Photonkonversion theoretisch eng verknüpft sind, läßt sich auch die Paarproduktion in Strahlungslängen skalieren.

Im Hochenergielimes ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt [PDG92]:

$$\sigma = \frac{7}{9}\frac{A}{N_A X_0} \tag{3.15}$$

mit

A	:	molare Atommasse in g/mol
N_A	:	Avogadro-Konstante in $1/mol$
X_0	:	Strahlungslänge in g/cm^2.

Die mittlere freie Weglänge ist umgekehrt proportional zum Produkt aus der Anzahldichte der Streuzentren

$$N = \frac{\rho N_A}{A} \tag{3.16}$$

und dem Wirkungsquerschnitt σ, so daß gilt:

$$\langle x \rangle_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \,. \tag{3.17}$$

Nach einer Strecke von $9/7\,X_0$ sind also im Mittel alle hochenergetischen Photonen bis auf einen Bruchteil $1/e$ in e^+e^--Paare konvertiert.

3.1.3 Eindimensionale Schauermodelle

Einen ersten Überblick über qualitative Eigenschaften elektromagnetischer Schauer vermittelt ein einfaches, auf Heitler [Hei44] zurückgehendes Modell. Dabei wird von folgenden Vereinfachungen ausgegangen:

- Zur Schauerbildung tragen nur Bremsstrahlung und Paarproduktion bei.
- Jedes Elektron mit $E_e > \epsilon_c$ strahlt nach Durchqueren einer Weglänge von $\ln 2$ Strahlungslängen ein Photon der Energie $E_\gamma = E_e/2$ aus.
- Jedes Photon mit $E_\gamma > \epsilon_c$ konvertiert nach der gleichen Weglänge in ein e^+e^--Paar mit $E_{e^+} = E_{e^-} = E_\gamma/2$.
- Alle Teilchen mit $E < \epsilon_c$ stoppen sofort und deponieren ihre Energie als Ionisation.
- Andere Prozesse wie Vielfachstreuung an Atomkernen, die eine laterale Verschmierung des Schauers zur Folge hätten, oder Compton-Streuung werden vernachlässigt.

Daraus folgt, daß die Anzahl der Schauerteilchen zunächst exponentiell wächst:

$$N(t) = 2^{t/\ln 2} \,. \tag{3.18}$$

Umgekehrt gilt für ihre Energie:

$$E(t) = \frac{E_0}{2^{t/\ln 2}} \,. \tag{3.19}$$

Sobald $E(t)$ kleiner als ϵ_c wird, bricht der Schauer abrupt ab. Dies geschieht nach einer Strecke von

$$T = \ln\left(\frac{E_0}{\epsilon_c}\right) \tag{3.20}$$

Strahlungslängen. Für die Signalbildung im Kalorimeter ist die insgesamt von allen geladenen Schauerteilchen zurückgelegte Strecke S ausschlaggebend. Nimmt man an, daß die Anteile von e^-, e^+ und γ an den Schauerteilchen in etwa gleich sind, erhält man:

$$S = \frac{2}{3}\int_0^\infty N(t)\,dt = \frac{2}{3}\int_0^T N(t)\,dt = \frac{2}{3}\left(\frac{E_0}{\epsilon_c} - 1\right)\,. \tag{3.21}$$

Hieraus ergeben sich schon zwei für die Kalorimetrie wichtige Eigenschaften:

1. Die Ausdehnung elektromagnetischer Schauer wächst nur logarithmisch mit E_0.

2. Das gemessene Signal ist proportional zu E_0.

Sogar bei diesem einfachen Modell ist jedoch zu erkennen, daß nicht alle Materialabhängigkeiten durch Skalierung in X_0 beseitigt werden können. Die Lage des Schauermaximums hängt vom Verhältnis der Primärenergie E_0 zur kritischen Energie ϵ_c des verwendeten Mediums ab. Zusätzlich müssen also die Energien über

$$y := \frac{E}{\epsilon_c} \tag{3.22}$$

skaliert werden.
Unter den Voraussetzungen, daß

- Vielfach- und Compton-Streuung vernachlässigt werden,

- die Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarerzeugung im Hochenergielimes verwendet werden

- und Ionisation einen konstanten Energieverlust ϵ_c pro Strahlungslänge verursacht,

erhält Rossi [Ros52] die in Tab. 3.2 aufgeführten Werte.

	$e^\pm$-initiierte Schauer	γ-initiierte Schauer
T	$1.01(\ln y - 1)$	$1.01(\ln y - \frac{1}{2})$
S	y	y
$\langle t\rangle$	$1.01\ln y + 0.4$	$1.01\ln y + 1.2$
$\sigma^2(t)$	$1.61\ln y - 0.2$	$1.61\ln y + 0.9$

Tabelle 3.2: Schauermaximum, totale Spurlänge, Schwerpunkt und Varianz des Schwerpunktes für $e^\pm$- und γ-initiierte Schauer nach Rossis Approximation B

3.1.4 Schauermomente

Schon im Modell von Rossi wird die „getaktete“ Energiedissipation des einfachen Modells von Heitler zugunsten eines kontinuierlichen Energieverlustes der Teilchengesamtheit aufgehoben. Will man die mittlere Energiedeposition je Wegstück dt untersuchen, hat man es also mit einer stetigen Verteilungsfunktion

$$f_{lon}(t)\,dt := -\frac{1}{E_0}\left\langle\frac{dE}{dt}\right\rangle dt \tag{3.23}$$

zu tun, die üblicherweise normiert wird:

$$\int_0^\infty f_{lon}(t)\,dt = 1\,. \tag{3.24}$$

Außer der Maximalstelle T der Energiedeposition und der totalen Spurlänge S definiert man sich als weitere Kenngrößen von Schauerprofilen wie in Abb. 3.3 den Schwerpunkt $\langle t\rangle$ und dessen Varianz $\sigma^2(t)$. Mit Hilfe obiger Verteilungsfunktion $f_{lon}(t)$ stellen sie sich als

$$\langle t\rangle := \int_0^\infty t\cdot f_{lon}(t)\,dt \tag{3.25}$$

und

$$\sigma^2(t) := \int_0^\infty (t-\langle t\rangle)^2\cdot f_{lon}(t)\,dt \tag{3.26}$$

dar.

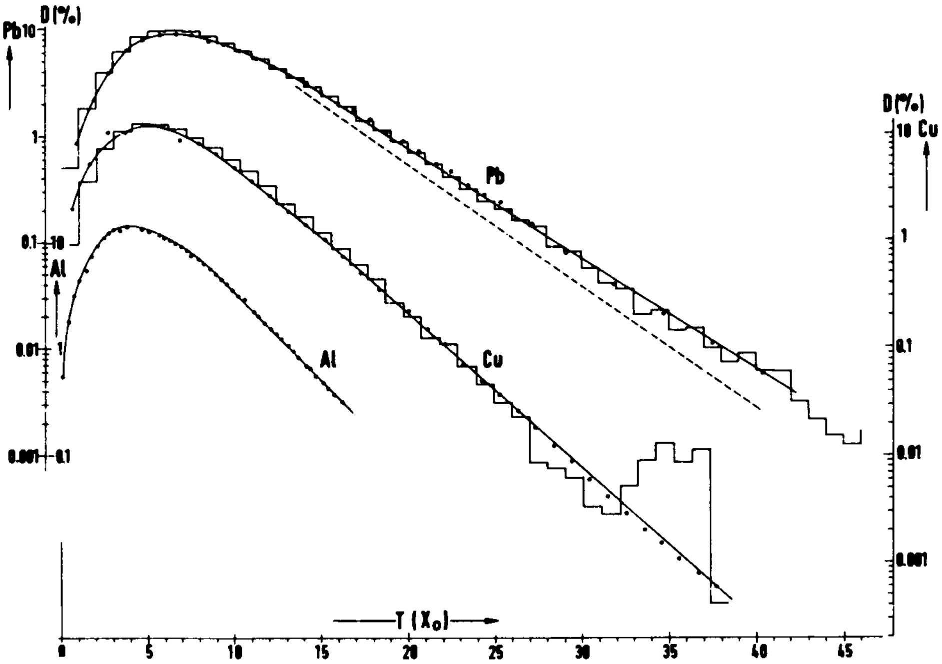


Abbildung 3.3: Vergleich von Daten (Punkte) und Monte-Carlo Ergebnissen (Histogramme) für longitudinale Profile elektromagnetischer Schauer in Blei, Kupfer und Aluminium [Bat70]

Allgemein bezeichnet man Erwartungswerte dieser Art als *Momente*. Für eine beliebige, normierte Verteilung $f(x)$ auf dem Definitionsbereich Ω gilt [Fro79]:

$$\left\langle x^k \right\rangle := \int_\Omega x^k \cdot f(x)\, dx \quad (\textit{algebraische} \text{ Momente}) \tag{3.27}$$

$$\left\langle (x - \langle x \rangle)^k \right\rangle := \int_\Omega (x - \langle x \rangle)^k \cdot f(x)\, dx \quad (\textit{zentrale} \text{ Momente})\,. \tag{3.28}$$

Die Momente bis zur Ordnung $k = 2$ ergeben sich damit zu:

$$\begin{array}{rclcrcl}
\langle x^0 \rangle & = & 1 & \qquad & \left\langle (x - \langle x \rangle)^0 \right\rangle & = & 1 \\
\langle x^1 \rangle & = & \langle x \rangle & & \left\langle (x - \langle x \rangle)^1 \right\rangle & = & 0 \\
\langle x^2 \rangle & = & \langle x \rangle^2 + \sigma^2 & & \left\langle (x - \langle x \rangle)^2 \right\rangle & = & \sigma^2\,.
\end{array}$$

Die Ergebnisse für $\langle t \rangle$ und $\sigma^2(t)$ in Rossis Approximation B sind ebenfalls in Tab. 3.2 aufgenommen. Wegen $\langle t \rangle > T$ folgt daraus schon, daß die Verteilung eine asymmetrische Gestalt mit steilem Anstieg zum Maximum und anschließendem langsamen Abfall hat. Longo und Sestili [Lon75] geben bei γ-initiierten Schauern in einem simulierten Bleiglaskalorimeter für $f_{lon}(t)$ eine Gammaverteilung als Parametrisierung an:

$$f_{lon}(t) = \frac{(\beta t)^{\alpha - 1} \beta e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}\,. \tag{3.29}$$

mit

$$\begin{array}{rcl}
\alpha & > & 1 \\
\beta & > & 0\,.
\end{array}$$

Unter Verwendung von Eigenschaften der Γ-Funktion

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1}\, dt \tag{3.30}$$

kann man folgende Beziehungen zwischen den Parametern α, β und den Schauerkenngrößen herleiten, wobei, wie verlangt, $\langle t \rangle > T$ gilt:

$$\langle t \rangle = \frac{\alpha}{\beta} \tag{3.31}$$

$$\sigma^2(t) = \frac{\alpha}{\beta^2} \tag{3.32}$$

$$T = \frac{\alpha - 1}{\beta}\,. \tag{3.33}$$

3.1.5 Dreidimensionale Schauerentwicklung

Bisher wurde nur die longitudinale Schauerentwicklung betrachtet. Auf ihrer Flugbahn werden die Teilchen aber nicht nur abgebremst, sondern auch von ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt. Verantwortlich sind dafür vornehmlich

- die Vielfachstreuung der Elektronen am Kernfeld,
- der Öffnungswinkel zwischen e^+ und e^- bei Photonkonversionen und
- der Transversalimpuls abgestrahlter Bremsquanten.

Hauptursache für den Energieverlust durch Ionisation sind Stöße mit Hüllenelektronen. Nach Bethe und Bloch ist er nämlich gerade umgekehrt proportional zur Masse M der streuenden Teilchen:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \frac{1}{M}\,. \tag{3.34}$$

Hohe Ablenkungen aus der anfänglichen Bewegungsrichtung sind aber gerade bei großen Massen M zu erwarten. Die Theorie der Vielfachstreuung [Mol53] liefert für den mittleren Ablenkwinkel eines Elektrons durch Coulomb-Streuung am Kernfeld

$$\langle \Theta \rangle_{ms} \approx \frac{E_s}{E} \cdot \sqrt{t} \tag{3.35}$$

mit

$$E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e \approx 21.2 MeV\,, \tag{3.36}$$

wobei α für die Feinstrukturkonstante und m_e für die Elektronmasse stehen.

Für den Öffnungswinkel bei der Erzeugung von e^+e^--Paaren ergibt sich nach Bethe und Heitler [Bet34] folgende Abschätzung:

$$\langle \Theta \rangle \approx \frac{m_e}{E_\gamma}\,. \tag{3.37}$$

Gleiches gilt für den Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des primären Elektrons und der des ausgesandten Bremsquants:

$$\langle \Theta \rangle \approx \frac{m_e}{E_e}\,. \tag{3.38}$$

Wegen

$$\frac{\langle \Theta \rangle}{\langle \Theta \rangle_{ms}} = \frac{m_e}{E_s \sqrt{t}} \approx \frac{2.4 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{t}} \tag{3.39}$$

spielen letztere aber nur im Schauerstart eine Rolle. Schon in moderaten Entfernungen vom Startpunkt ($t > 1$) dominiert die Vielfachstreuung die laterale Schauerentwicklung, wozu wegen $\langle \Theta \rangle_{ms} \sim 1/E$ niederenergetische Elektronen den wesentlichen Anteil beitragen. Insbesondere im Bereich des Schauermaximums sind reichlich Teilchen vorhanden, die kurz vor dem „Ionisationstod" stehen, d. h. es gilt $E \approx \epsilon_c$.

Als Maß für die laterale Schauerentwicklung definiert man daher die mittlere transversale Ablenkung für ein Teilchen der Energie ϵ_c nach Durchlaufen einer Wegstrecke von einer Strahlungslänge:

$$R_M := \frac{E_s}{\epsilon_c} X_0 \,. \tag{3.40}$$

Diese Größe wird als *Molière-Radius* bezeichnet und kann näherungsweise als laterale Längenskala dienen. Zahlenangaben sind in Tab. 3.3 zu finden. Etwa 90% der Schauerenergie werden innerhalb von einem Molière-Radius deponiert; bei $3\,R_M$ sind es bereits 98%.

Statt nur die longitudinale Energiedichteverteilung zu betrachten, kann man jetzt die gesamte dreidimensionale Entwicklung in Betracht ziehen, wobei als Koordinaten die Schauertiefe t, der transversale Abstand von der Schauerachse r (skaliert in R_M) und der Azimutalwinkel φ gewählt werden. Eine entsprechende Zerlegung führt zu

$$-\frac{1}{E}\, dE = f_{lon}(t) \cdot f_{rad}(r,t) \cdot f_{azi}(\varphi)\, dt\, dr\, d\varphi \,, \tag{3.41}$$

wobei nach Gleichung 3.29

$$f_{lon}(t) = \frac{(\beta t)^{\alpha-1} \beta e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}$$

gilt. Aufgrund der offensichtlichen Symmetrie ist weiterhin

$$f_{azi}(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \,. \tag{3.42}$$

Bei der Wahl der radialen Verteilung (oder ggf. der lateralen Verteilung $f(x)\,dx$) gehen die phänomenologischen Ansätze auseinander. Das Spektrum reicht von der Summe zweier doppelt exponentieller Verteilungen

$$N \exp\left(-\frac{|x - x_0|}{a}\right) \tag{3.43}$$

bei Akopdjanov et al. [Ako77] bis zu der einfachen Funktion

$$f_{rad}(r,t) = \frac{2 r R_{50}^2(t)}{\left(r^2 + R_{50}^2(t)\right)^2} \tag{3.44}$$

für das radiale Profil bei Grindhammer, Rudowicz und Peters [Gri90, Rud89].

	$R_M[g/cm^2]$	$R_M[cm]$
lAr	14.2	10.2
Pb	18.2	1.6
Fe	14.2	1.8
G10	11.3	6.7

Tabelle 3.3: Molière-Radien für flüssiges Argon (lAr), Blei, Eisen und Leiterplattenmaterial (G10) nach Gleichung 3.40

Viele Arbeiten zeigen aber, daß nur Anpassungen von zweikomponentigen Funktionen an die Meßwerte befriedigende Resultate liefern. Dies entspricht einer Zerlegung des Profils in einen Zentralbereich, der durch den einen Summanden, und einen Koronarbereich, der durch den anderen Summanden beschrieben wird. Als Beispiel sind in Abb. 3.4 über die gesamte Schauertiefe integrierte laterale Profile von Blei, Kupfer und Aluminium dargestellt.

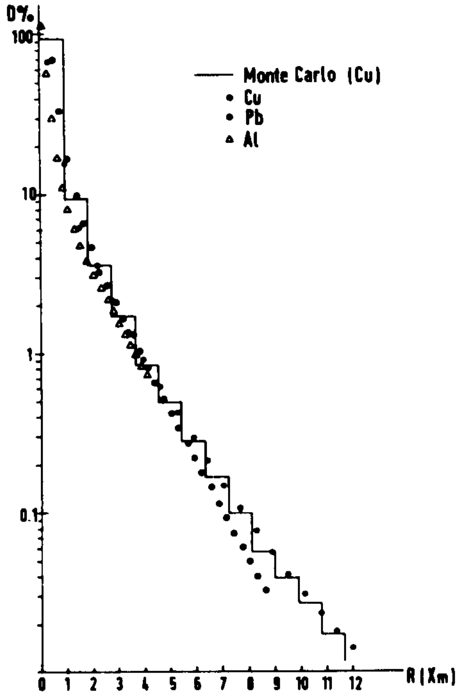


Abbildung 3.4: Vergleich von Daten und Monte-Carlo Ergebnissen für radiale Profile elektromagnetischer Schauer, integriert über die gesamte Schauertiefe [Bat70]

3.2 Hadronische Schauer

Treffen hochenergetische geladene Hadronen auf Materie, so ist die Emission von Bremsstrahlung analog zu Gleichung 3.3 um einen Faktor $(m_e/m_{had})^2$ unterdrückt. Schon für die leichtesten Hadronen mit einer Masse von etwa 140 MeV (Pionen) liegt dieser Faktor in der Größenordnung 10^{-5}. Abgesehen von Ionisationsverlusten, die nicht zur Schauerbildung beitragen, muß die Energiedissipation und Teilchenvervielfachung in hadronischen Schauern also über andere Mechanismen ablaufen als in den bisher betrachteten elektromagnetischen. Da auch neutrale Hadronen wie beispielsweise Neutronen solche Kaskaden initiieren können, kann es sich nur um inelastische Stöße mit Atomkernen handeln. Die Vielzahl der dabei auftretenden Prozesse (s. etwa [Wig87]) trägt jedoch zu einer weitaus größeren Komplexität der hadronischen Schauerentwicklung bei, die somit stärkeren Fluktuationen unterworfen ist als die elektromagnetische. Dennoch läßt sich auch für hadronische Schauer eine Skala für die räumliche Ausbreitung angeben.

3.2.1 Wechselwirkung von Hadronen mit Materie

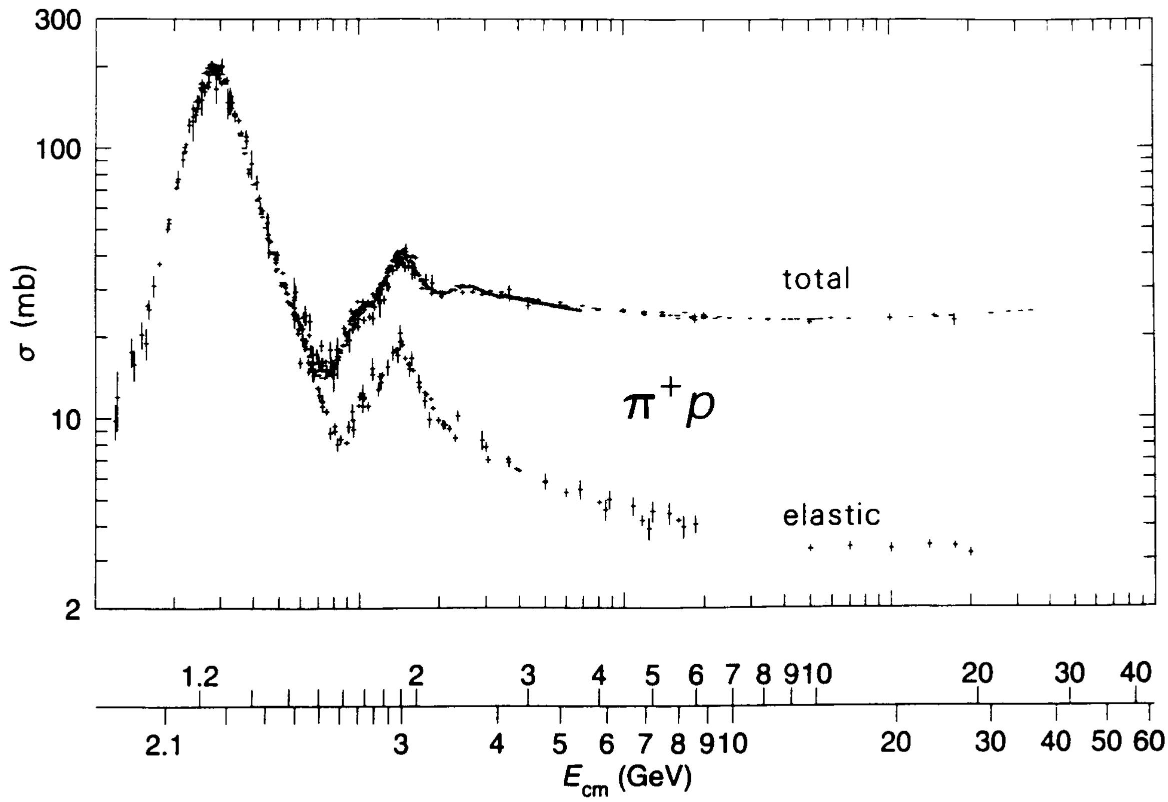


Abbildung 3.5: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt der π^+p-Streuung [PDG92]

Nach der Zeitskala, in der die unterschiedlichen Prozesse ablaufen, kann man inelastische Hadron-Kern-Streuung in drei Stufen einteilen:

- Hadron-Nukleon-Stufe : $t \approx 10^{-24} s$
- Intranukleare Stufe : $t \approx 10^{-22} s$
- Nukleare Stufe : $t \approx 10^{-18} s$.

In der Hadron-Nukleon-Stufe finden die unmittelbaren Stoßprozesse über die starke Wechselwirkung zwischen dem in die Kernmaterie eindringenden Hadron und einzelnen Nukleonen statt, die bei Energien von wenigstens $10\,GeV$ als quasifreie Teilchen betrachtet werden können. Zur Beschreibung der Wechselwirkung können auf dieser Stufe also Ergebnisse der Streuung zwischen freien Hadronen herangezogen werden. Als Beispiel ist in Abb. 3.5 der in fixed-target-Experimenten ermittelte Wirkungsquerschnitt für π^+p-Streuung wiedergegeben.

Ab etwa $10\,GeV$ Teilchenenergie bleiben der totale Wirkungsquerschnitt und der elastische bzw. der inelastische Anteil annähernd konstant. Als Skala für die longitudinale Entwicklung hadronischer Schauer definiert man sich deshalb in Analogie zum Vorgehen bei Gleichung 3.15 die *nukleare Absorptionslänge* λ_0 als

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \sigma} \tag{3.45}$$

mit

A	:	molare Atommasse in g/mol
N_A	:	Avogadro-Konstante in $1/mol$
σ	:	inelastischer np-Wirkungsquerschnitt im Bereich $60 - 375\,GeV$.

Dies ermöglicht eine nahezu materialunabhängige Beschreibung hadronischer Schauer, deren longitudinales Profil aus Abb. 3.6 entnommen werden kann. Zahlenangaben für λ_0 befinden sich in Tab. 3.4.

In der intranuklearen Stufe kommt es zu weiteren Stößen zwischen dem primären Teilchen oder dem getroffenen Nukleon und weiteren Nukleonen im Kern. Es bildet sich eine *intranukleare Kaskade* aus, in deren Verlauf je nach Energieübertrag auch Pionen, Kaonen und andere Hadronen produziert werden können. Überschreitet die Energie einzelner Hadronen die (für Nukleonen bei ungefähr $8\,MeV$ liegende) Bindungsenergie, so können sie den Kern verlassen und in weiteren Reaktionen sekundäre Spallationen (Kernzertrümmerungen) einleiten. Typischerweise verliert ein Hadron etwa die Hälfte seiner Energie beim Auslösen der intranuklearen Kaskade und verläßt zusammen mit den energiereichsten Sekundärteilchen wieder den Kern („leading particle effect"). Diese besitzen im Mittel Transversalimpulse von ca. $0.4\,GeV$ und sorgen für eine laterale Ausbreitung des Schauers (s. Abb. 3.7), die approximativ ebenfalls in nuklearen Absorptionslängen skaliert.

Schließlich setzen in der nuklearen Stufe die im Kern verbliebenen Teilchen der Kaskade ihre Energie in eine Anregung des Kernes um, die durch isotrope Evaporation (Verdampfung) von Nukleonen und Kernfragmenten abgebaut wird. Restenergien von einigen MeV werden als nukleare Photonen abgestrahlt. Im Falle von schweren Kernen rückt an Stelle von Evaporation zunehmend die Kernspaltung in den Vordergrund, deren Anteil an inelastischer Proton-Blei-Streuung aber noch bei unerheblichen 5% liegt.

Die Signalbildung in hadronischen Schauern läuft ebenso wie in elektromagnetischen über Ionisation der durchquerten Materie durch geladene Teilchen ab. Der Energie-

	$\lambda_0[g/cm^2]$	$\lambda_0[cm]$
lAr	117.2	83.7
Pb	194	17
Fe	131.9	16.8
G10	90.2	53.1

Tabelle 3.4: Nukleare Absorptionslängen für flüssiges Argon (lAr), Blei, Eisen und Leiterplattenmaterial (G10) [PDG92]

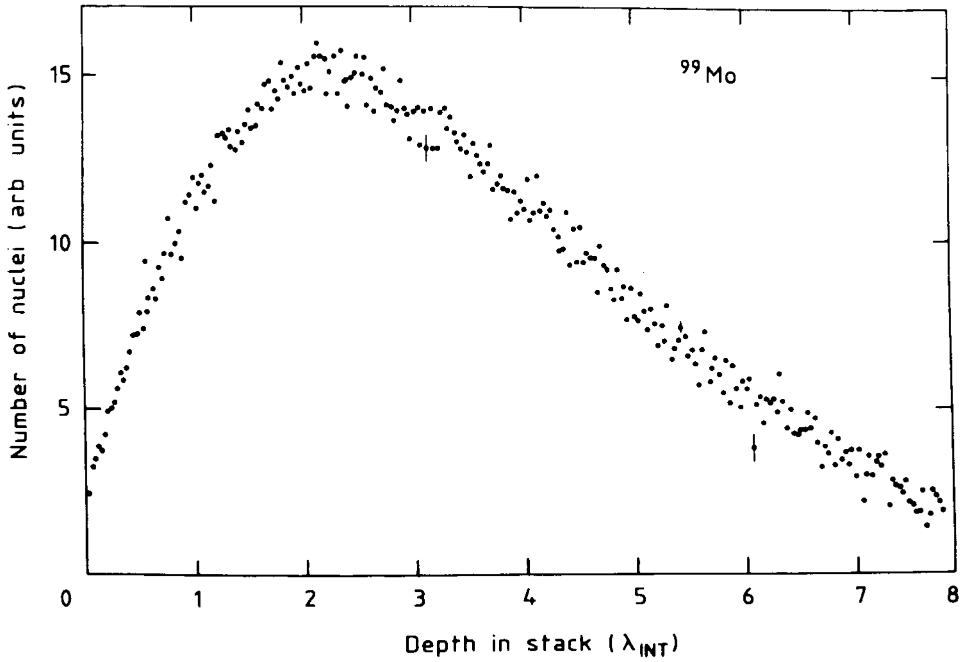


Abbildung 3.6: Longitudinales Profil hadronischer Schauer, ermittelt aus der Verteilung des Uranspaltprodukts ^{99}Mo [Ler86]

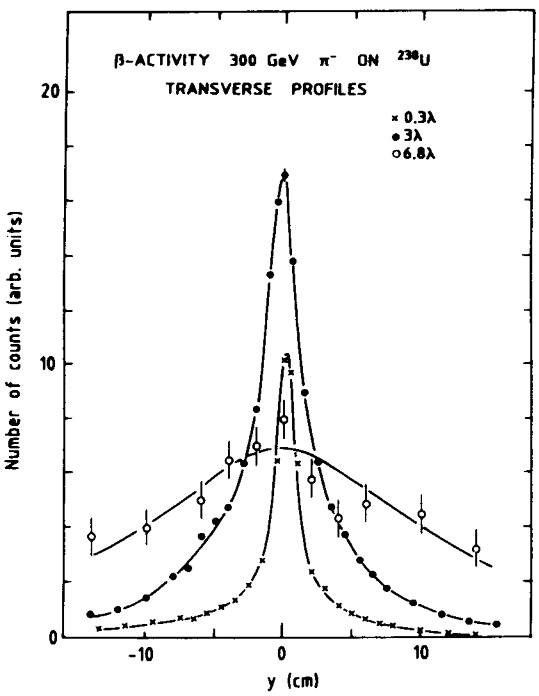


Abbildung 3.7: Laterales Profil hadronischer Schauer in drei Tiefen, ermittelt aus der induzierten β-Aktivität [Ler86]

verlust dE pro Weglänge dx wird durch eine Bethe-Bloch-Formel[4] beschrieben [PDG92]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right], \tag{3.46}$$

wobei

$$4\pi N_A r_e^2 m_e \approx 0.307 \frac{MeV}{mol/cm^2}.$$

Dabei sind

N_A	:	Avogadro-Konstante in $1/mol$
r_e	:	klassischer Elektronenradius in cm
m_e	:	Elektronenmasse in MeV
z	:	Ladungszahl des ionisierenden Teilchens
Z	:	Ordnungszahl
A	:	molare Atommasse in g/mol
β	:	Geschwindigkeit (in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit)
γ	:	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
I	:	Ionisationsenergie in MeV
δ	:	Korrektur auf Abschirmeffekte durch Hüllenelektronen.

Zusätzlich treten in hadronischen Schauern auch neutrale Hadronen auf. Von den in der intranuklearen Kaskade erzeugten Pionen besteht im Mittel ein Drittel aus ungeladenen π^0, die fast ausschließlich in zwei Photonen zerfallen. Ihre im Vergleich zu geladenen $\pi^\pm$ sehr kurze Lebensdauer von nur $10^{-16}s$ läßt sie bis zu ihrem Zerfall nur kleine Wege zurücklegen, so daß sie nahezu am Ort ihres Entstehens elektromagnetische Subschauer erzeugen und zu starken Signalfluktuationen Anlaß geben. Weiterhin werden entsprechend ihrem relativen Vorkommen im Kern $(A-Z)/Z$ Neutronen freigesetzt. Die energiereicheren ($E > 100\,MeV$) tragen durch inelastische Kernwechselwirkungen zur Sekundärteilchenproduktion und damit zur Schauerentwicklung bei. Evaporationsneutronen mit Energien von einigen MeV („schnelle Neutronen“) hingegen werden durch elastische Kernstreuungen abgebremst. Für den mittleren Energieverlust je Kernstoß gilt [Rud92]

$$\left\langle\frac{\Delta E}{E}\right\rangle \approx \frac{1-\alpha}{2} \tag{3.47}$$

mit

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2, \tag{3.48}$$

was für Argon zu etwa 4.8% führt. Zur Thermalisierung schneller Neutronen sind somit ungefähr

$$n \approx \frac{\ln\left(\frac{1/40\,eV}{1MeV}\right)}{\ln(0.952)} \approx 360 \tag{3.49}$$

Kollisionen erforderlich!

Neben diesen Verlusten durch nicht nachgewiesene Neutronen gehen weitere Energieanteile in Form von Bindungsenergien und Rückstoßenergien der Kerne sowie bei in Zerfällen erzeugten Neutrinos und Myonen verloren. In hadronischen Schauern trägt also ein viel größerer, zudem starken Schwankungen unterworfener Anteil der Ausgangsenergie nicht zum Signal bei. Diesen intrinsischen Verlusten muß in der Kalorimetrie Rechnung getragen werden.

[4] Aus praktischen Gründen wird dx in Einheiten von $[g/cm^2]$ gemessen.

3.3 Das H1-Kalorimeter

3.3.1 Aufbau

Bei dem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors (im folgenden als H1-Kalorimeter bezeichnet) handelt es sich um ein „Sampling“-Kalorimeter.[5] Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern, bei denen Messung und Signalbildung im gleichen Medium stattfinden, bestehen sie im wesentlichen aus zwei Komponenten, die sich in Lagen abwechseln. Für die *passiven* Absorberschichten benutzt man dichte Materialien zur Umsetzung der Energien auftreffender Teilchen in eine Vielzahl energieärmerer Partikel. Auf ihrem weiteren Weg verlieren sie fortlaufend Energie, wobei die innerhalb des *aktiven* Mediums deponierte als Ionisation nachweisbar ist. Da auf diese Weise stets nur eine Stichprobe der Gesamtdeposition genommen wird, ist die Energieauflösung solcher Kalorimeter schlechter als die homogener. Ein weiterer Nachteil liegt darin, daß die von Elektronen oder Photonen erzeugten Signale, die die sog. elektromagnetische Skala definieren, sich unterscheiden von denen, die durch schwerere, stark wechselwirkende Hadronen gleicher Energie verursacht werden. Das Kalorimeter ist *nicht-kompensierend*.

Die entscheidenden Vorzüge dieser Schichtbauweise liegen in ihrem wesentlich geringeren Platzbedarf zur Absorption hoher Energien, stabilen Kalibrationseigenschaften, kostengünstigeren Materialien und einer viel besseren Ortsauflösung, die hauptsächlich durch die Segmentierung der Ausleseeinheiten bestimmt wird.

Das im H1-Detektor verwendete Kalorimeter, das vollständig von einem Kryostaten ummantelt ist, enthält flüssiges Argon als aktive Komponente. Die passiven Schichten bestehen im inneren Teil aus Blei (elektromagnetisches Kalorimeter), im äußeren Teil aus Stahl (hadronisches Kalorimeter). Weitere Schichten sind, wie in Abb. 3.8 gezeigt, zum Anlegen der Hochspannung, zur Isolierung und zur Auslese eingefügt. G10 bezeichnet ein aus Siliziumdioxid und Epoxydharz bestehendes Material, das zur Herstellung von Leiterplatten benutzt wird. Mit Hilfe der Gewichte

$$w_i = \frac{\rho_i d_i}{\sum_j \rho_j d_j} \tag{3.50}$$

lassen sich für Schichtdicken d_i und Dichten ρ_i eines Sampling-Kalorimeters effektive Ordnungs- und Massenzahlen berechnen:

$$Z_{eff} = \sum_i w_i Z_i \quad \text{bzw.} \quad A_{eff} = \sum_i w_i A_i\,. \tag{3.51}$$

Skalierungslängen l wie Strahlungslängen, Molière-Radien oder Absorptionslängen (in $[g/cm^2]$ anzugeben) müssen reziprok gemittelt werden:

$$\frac{1}{l_{eff}} = \sum_i \frac{w_i}{l_i}\,. \tag{3.52}$$

Über die effektive Dichte

$$\rho_{eff} = \frac{\sum_i \rho_i d_i}{\sum_i d_i} \tag{3.53}$$

erhält man schließlich die kritische Energie zu

$$\epsilon_{c,eff} = E_s \frac{X_{0,eff}}{R_{M,eff}}\,. \tag{3.54}$$

[5] engl. sample für *Stichprobe*

	$d_{elm}[mm]$	$d_{had}[mm]$
lAr	2.35	4.5
Pb	2.37	-
Fe	-	18.8
G10	1.41	1.2

Tabelle 3.5: Dicken der Sampling-Schichten im H1-Kalorimeter [pre103]

	$\rho[g/cm^3]$	$X_0[cm]$	$R_M[cm]$	$\lambda_0[cm]$	$\epsilon_c[MeV]$	λ_0/X_0
ECAL	5.3	1.4	3.2	32	9.3	23
HCAL	6.4	2.2	2.2	20	21.2	9

Tabelle 3.6: Effektive Materialparameter für den elektromagnetischen (ECAL) und hadronischen Teil (HCAL) des H1-Kalorimeters, ermittelt nach den Angaben in Tab. 3.5

Damit die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen unter einem möglichst großen Winkel zur Plattenebene auftreffen, sind diese in verschiedenen Bereichen des Kalorimeters unterschiedlich ausgerichtet. Wie in Abb. 3.9 zu sehen, setzt sich das Kalorimeter in der z-Richtung aus acht einzelnen Rädern zusammen, die von null bis acht durchnumeriert werden. Im Rückwärts- und Vorwärtsbereich, d. h. in den Rädern 0,4,5,6 und 7, sind die Plattenstapel senkrecht zur Strahlröhre orientiert. Im zentralen Bereich der Räder 1,2 und 3, die den nominalen Vertex unmittelbar umgeben, sind sie dagegen parallel zur z-Achse angeordnet. Dies gewährleistet, daß der Einfallswinkel der Teilchen, d. h. der Winkel zur Plattennormalen, immer kleiner als 45° bleibt.

Die Benennungen in Abb. 3.9, die im folgenden als Abkürzung verwendet werden, ergeben sich dabei wie folgt:

- Die ersten beiden Buchstaben kennzeichnen den Bereich:

  1. BB von engl. „**B**ackward **B**arrel“ für den Rückwärts-,
  2. CB von engl. „**C**entral **B**arrel“ für den Zentral- und
  3. FB von engl. „**F**orward **B**arrel“ für den Vorwärtsbereich.
  4. IF von engl. „**I**nner **F**orward“ für den inneren und
  5. OF von engl. „**O**uter **F**orward“ für den äußeren Teil der vorderen Endkappe.

- Die Zahl gibt an, um das wievielte Rad des jeweiligen Bereichs es sich handelt.

- Der letzte Buchstabe präzisiert optional, ob nur der **E**lektromagnetische oder der **H**adronische Teil gemeint ist.

Auch die einzelnen Räder sind jeweils in acht Module eingeteilt, was für den Querschnitt in der (x, y)-Ebene insgesamt eine oktagonale Struktur ergibt, die in Abb. 3.11 zu erkennen ist. An den Übergängen von einem Modul zum nächsten finden sich konstruktionsbedingt Spalten aus inaktivem Material, die im Falle des elektromagnetischen Teils genau in radialer Richtung zur Strahlröhre verlaufen. Bei dem selbsttragend konzipierten hadronischen Teil konnte man dies vermeiden, so daß Elektronen (oder Photonen), die genau auf eine solche Φ-Spalte treffen, wenigstens hier nachgewiesen werden.

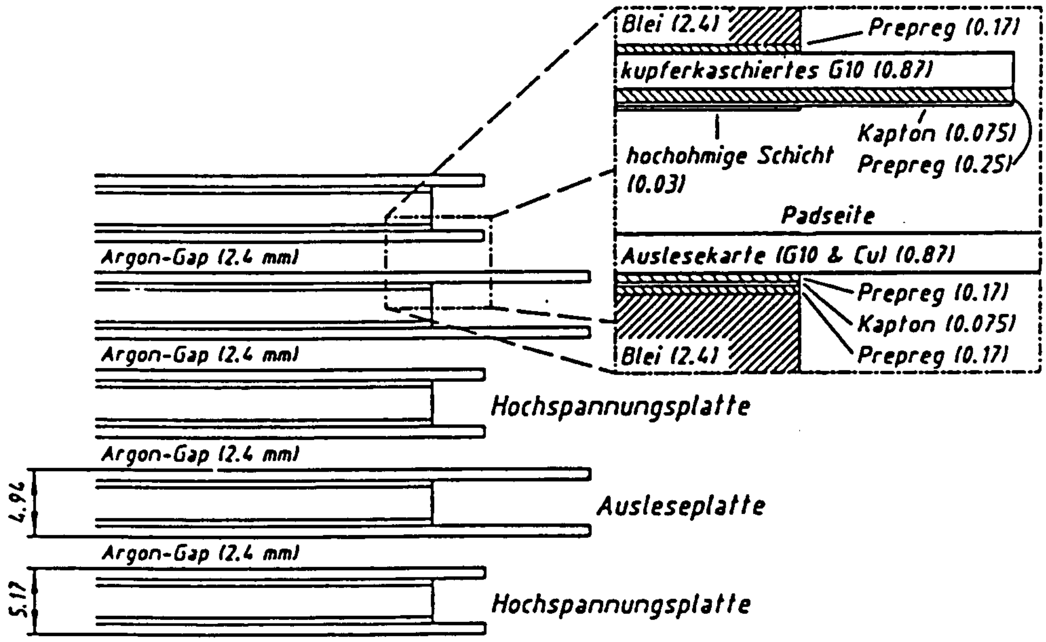


Abbildung 3.8: Die Sampling-Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters [Rud92]

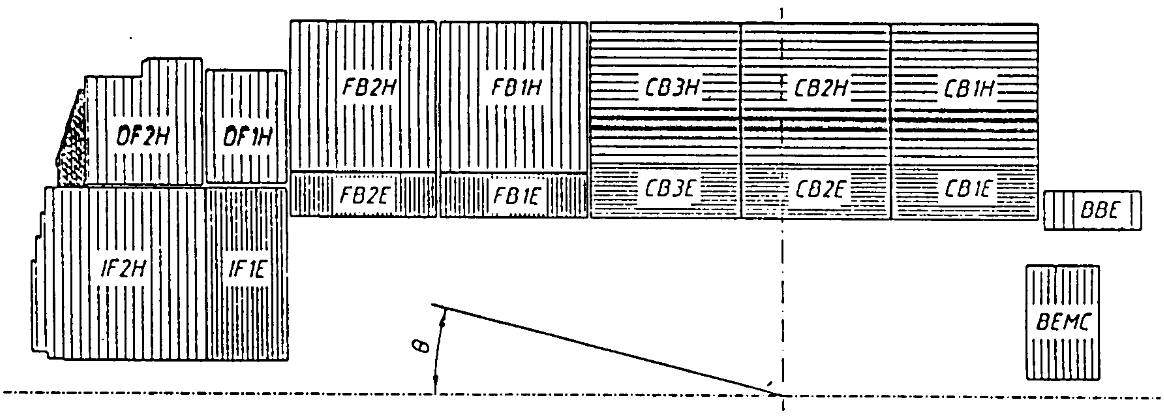


Abbildung 3.9: Die Orientierung der Plattenstapel im H1-Kalorimeter [pre103]

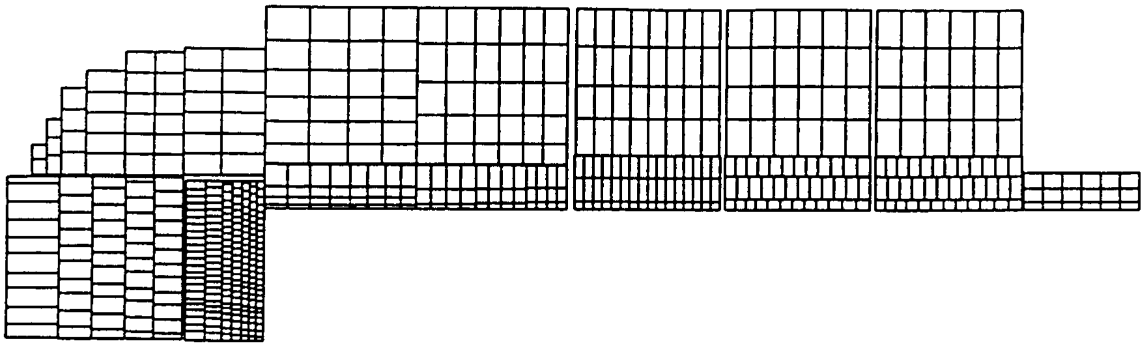


Abbildung 3.10: Die Zellstruktur des H1-Kalorimeters in (r, z)-Projektion [Rud92]

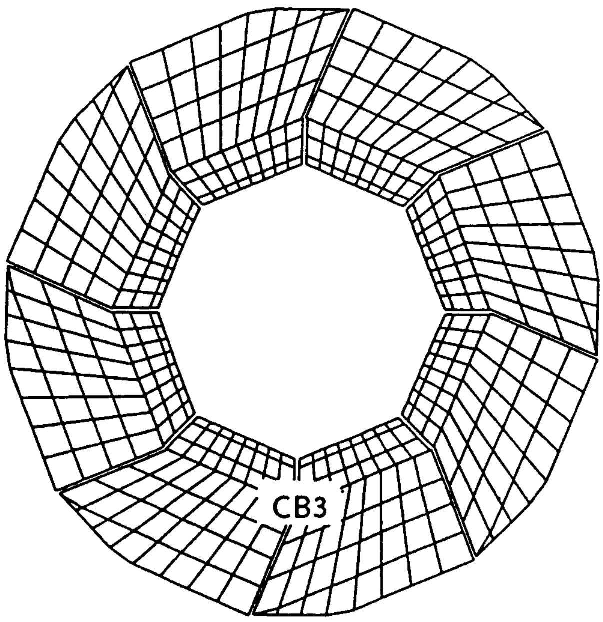


Abbildung 3.11: Die Zellstruktur des H1-Kalorimeters in (x, y)-Projektion [Rud92]

Lage	Rad 0	Rad 1	Rad 2	Rad 3	Rad 4	Rad 5	Rad 6	Rad 7
elm. 1	5×64	12×64	12×64	16×128	12×128	8×128	2304	—
elm. 2	5×64	12×64	12×64	16×128	12×128	8×128	2560	—
elm. 3	5×64	12×64	12×64	16×128	12×128	8×128	2688	—
elm. 4	—	—	—	—	—	8×128	2816	—
30784	960	2304	2304	6144	4608	4096	10368	—
had. 1	—	6×64	6×64	8×64	6×64	4×64	2×64	640
had. 2	—	6×64	6×64	8×64	6×64	4×64	2×64	768
had. 3	—	6×64	6×64	8×64	6×64	4×64	2×64	768
had. 4	—	6×64	6×64	8×64	6×64	4×64	2×64	768
had. 5	—	—	—	—	6×64	4×64	2×64	832
had. 6	—	—	—	—	—	4×64	2×64	448
13568	—	1536	1536	2048	1920	1536	768	4224
44352	960	3840	3840	8192	6528	5632	11136	4224

Tabelle 3.7: Die Segmentierung des H1-Kalorimeters [SWN17]: Angegeben ist für jede Lage und jedes Rad die Anzahl der Unterteilungen in Θ-Richtung $\times$ der Anzahl in Φ-Richtung. In Rad 7 und im elektromagnetischen Teil von Rad 6 wird nur die Summe aller Zellen aufgeführt, da dort mehrere Φ-Granularitäten auftreten. In der sechsten und den beiden letzten Zeilen sind die Auslesekanäle jeweils aufsummiert.

An den Übergängen von einem Rad zum nächsten befindet sich ebenfalls totes Material. Da die vom Vertex kommenden Teilchen dieses aber in der Regel in einem großen Winkel zur (x, y)-Ebene durchqueren, ist es unwahrscheinlich, daß Elektronen in diesen z-Spalten das elektromagnetische Kalorimeter ohne Signal durchdringen. Das erzeugte Signalmuster wird aber im Vergleich zum Normalfall verzerrt.

Die Auslesestruktur des Kalorimeters, die in den Abb. 3.10 und 3.11 im Detail gezeigt wird, ist also durch den Aufbau aus Rädern und Modulen grob gegliedert. Innerhalb eines Moduls bildet aber nicht jede Ausleseeinheit der aktiven Schichten ein für die Analyse zur Verfügung stehendes Signal, sondern es werden mehrere zu einer „Zelle“ zusammengefaßt. In Φ-Richtung sind sie projektiv zum Wechselwirkungspunkt angeordnet. In Θ-Richtung ergibt sich eine pseudoprojektive Gliederung, d. h. versetzt hintereinanderliegende Zellen bilden eine Art Treppenstruktur, die zum nominalen Vertex weist.

Insgesamt ergeben sich 44352 Auslesekanäle, die sich wie in Tab. 3.7 angegeben auf die einzelnen Räder verteilen.

3.3.2 Energieauflösung

In Sampling-Kalorimetern werden in den aktiven Schichten jeweils Stichproben der deponierten Energie genommen. Diese sind statistischen Fluktuationen unterworfen und führen zu einer verschlechterten Energiebestimmung verglichen mit homogenen

Kalorimetern. Die typische Abhängigkeit der Energieauflösung von der Ausgangsenergie

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{3.55}$$

ist eine direkte Folge der Stichprobenstatistik [Loc92]. In realen Sampling-Kalorimetern verursachen auch lokale Defekte im Detektor und elektronisches Rauschen Meßungenauigkeiten bei elektromagnetischen Schauern. Erstere hängen nicht von der Energie ab und limitieren die Auflösung zu hohen Energien hin. Sie werden durch einen konstanten Term c berücksichtigt. Elektronisches Rauschen hingegen dominiert bei kleinen Energien und liefert einen Beitrag b/E. Insgesamt ergibt sich durch quadratische Addition der Fehler:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}\,. \tag{3.56}$$

Einflüsse von intrinsischen Schauerfluktuationen bei elektromagnetischen Schauern, die nur eine untergeordnete Rolle spielen und die gleiche Energieabhängigkeit wie Sampling-Fluktuationen haben, sind ebenfalls in a enthalten.

Bei hadronischen Schauern ist zu beachten, daß ein großer Teil der Ausgangsenergie (typisch etwa 30%) nicht nachgewiesen wird. Durch ein Gewichtungsverfahren können diese Verluste in der Energieberechnung berücksichtigt werden [Loc92]. Die großen intrinsischen Fluktuationen hadronischer Schauer haben jedoch einen maßgeblichen Einfluß auf die Qualität der Energierekonstruktion und dominieren die resultierende Energieauflösung.
Testergebnisse für das H1-Kalorimeter liegen bei [pre103]

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{12\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad \text{elektromagnetische Schauer,} \tag{3.57}$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \quad \text{hadronische Schauer,} \tag{3.58}$$

wobei $\oplus$ für quadratische Fehleraddition steht.

3.4 Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer in H1SIM

Die Komplexität und Vielfalt der physikalischen Prozesse bei Teilchenkollisionen und der anschließenden Messung der Ereignisse erlaubt es in der Hochenergiephysik nicht, aus den experimentellen Daten direkt auf die Theorie zurückzuschließen. Der Vergleich zwischen Modell und Experiment findet daher über Computersimulationen statt. Zur Untersuchung spezieller physikalischer Probleme werden in diesem Rahmen vier Programme benötigt:

1. ein Ereignisgenerator, der gemäß dem zugrundeliegenden Modell pseudozufällig die bei der Kollision entstehenden Teilchen und ihre Viererimpulse erzeugt,
2. ein Simulationsprogramm, das die Detektorantwort darauf detailliert nachbildet,
3. ein Programm zur Rekonstruktion relevanter Größen aus simulierten oder gemessenen Daten und
4. Analyseroutinen, die die gewonnenen Ergebnisse mit physikalischen Prozessen in Beziehung setzen.

Um das Verhalten des H1-Detektors zu untersuchen, wird die in [SWN3] beschriebene Simulation H1SIM verwendet. Darin wird der Weg jedes einzelnen Partikels in kleinen Schritten durch den Detektor verfolgt. Gemäß den jeweiligen Wahrscheinlichkeiten für das durchquerte Material werden die auftretenden physikalischen Reaktionen erwürfelt, die ein Teilchen eingeht, bis eine Minimalenergie unterschritten und es gestoppt wird. Bei der großen Anzahl freigesetzter Partikel in einem komplexen Detektor führt dies schnell zu aufwendigen Rechenprozessen. Man ist deshalb bestrebt, weniger rechenintensive Verfahren zu entwickeln.

In elektromagnetischen Schauern wächst die totale Spurlänge S aus Gleichung 3.21 und damit der Rechenaufwand proportional zur Energie. Ein Ansatz besteht darin, in Schauern nicht mehr den Weg jedes einzelnen Teilchens zu verfolgen, sondern die Gesamtheit aller verursachten Energiedepositionen geeignet zu parametrisieren. Fluktuationen der Schauerprofile müssen dann explizit durch Variation der verwendeten Parameter erzeugt werden. Dieses Vorgehen ist allerdings nur sinnvoll, wenn nicht zu viele Volumengrenzen durchquert werden. Periodische Strukturen, wie sie in Sampling-Kalorimetern auftreten, kann man zusammenfassen und durch gemittelte Materialeigenschaften nach Gleichungen 3.50 bis 3.54 beschreiben. Letzteres hat den zusätzlichen Vorteil, auch den Zeitbedarf für geometrische Berechnungen drastisch zu reduzieren.

In [Pet92] wird ein allgemeines Verfahren zur parametrisierten Simulation elektromagnetischer Schauer entwickelt, das in angepaßter Form in H1SIM implementiert ist. Es wird optional für elektromagnetische Schauer verwendet, die sich vollständig innerhalb eines Kalorimetermoduls entwickeln, d. h. keine Φ- oder z-Spalten kreuzen.

Der grundlegende Ansatz ist die Annahme, daß man nicht nur mittlere Schauerprofile sondern auch individuelle Schauer durch eine Gammaverteilung 3.29 beschreiben kann. Als Parameter werden aber statt α und β die Größen $\ln T$ und $\ln\alpha$ benutzt. Ihre Mittelwerte, Standardabweichungen und Korrelation hängen folgendermaßen von der Energie ab:

$$\begin{aligned}
\langle \ln T\rangle &= \ln\Big(\ln y - 0.812 - 0.55\, F_S^{-1} - 0.69(1-\hat{e})\Big) && (3.59)\\
\langle \ln \alpha\rangle &= \ln\Big(0.81 + (0.458 + 2.26/Z_{eff})\ln y - 0.476\, F_S^{-1}\Big) && (3.60)\\
\sigma(\ln T) &= (-2.5 + 1.25\ln y)^{-1} && (3.61)\\
\sigma(\ln \alpha) &= (-0.82 + 0.79\ln y)^{-1} && (3.62)\\
\rho(\ln T, \ln\alpha) &= 0.784 - 0.023\ln y && (3.63)
\end{aligned}$$

Die Gleichungen entsprechen denjenigen für Sampling-Kalorimeter und enthalten daher Korrekturterme, die Einflüsse der Schichtstruktur berücksichtigen. Sie hängen ab von der Sampling-Frequenz

$$F_S = \frac{X_{0,eff}}{d_a + d_p} \tag{3.64}$$

mit

$X_{0,eff}$	:	effektive Strahlungslänge
d_a	:	Dicke der aktiven Schicht
d_p	:	Dicke der passiven Schicht

und dem Verhältnis

$$\hat{e} = \frac{1}{1 + 0.007\,(Z_p - Z_a)} \tag{3.65}$$

mit

Z_a	:	Ordnungszahl der aktiven Schicht
Z_p	:	Ordnungszahl der passiven Schicht

des von Elektronen erzeugten Signals zu dem von minimalionisierenden Teilchen. Tabelle 3.8 gibt entsprechende Werte für das H1-Kalorimeter wieder.

Zur Simulation radialer Profile wird die normierte Summe zweier Verteilungen nach Gleichung 3.44 verwendet, wobei der relative Anteil der Summanden noch in Abhängigkeit von der Schauertiefe variiert. Die laterale Granularität des H1-Kalorimeters (etwa $2 \times 2\, R_M^2$) ist jedoch nicht fein genug, um diese Details wiedergeben zu können. Statt dessen soll hier die von Rudowicz in [Rud89, Rud92] für das elektromagnetische Kalorimeter benutzte Parametrisierung des Mittelwerts und der Varianz von $R_{50}[R_M]$ der einkomponentigen Verteilung 3.44 wiedergegeben werden. Energien sind in GeV einzusetzen:

$$\langle R_{50}(E,t)\rangle = (0.136 + (0.054 - 0.004 \ln E)\, t)^2 \tag{3.66}$$

$$\sigma^2(R_{50}(E,t)) = ((0.354 - 0.039 \ln E) \cdot (0.558 + 0.049t) \cdot \langle R_{50}(E,t)\rangle)^2 . \tag{3.67}$$

	F_S^{-1}	$1 - \hat{e}$
ECAL	0.470	0.309
HCAL	1.134	0.053

Tabelle 3.8: Sampling-Kenngrößen des elektromagnetischen (ECAL) und hadronischen Kalorimeters (HCAL) für die Simulation in H1SIM [Pet92]

Kapitel 4

Elektron-Pion-Trennung

Die Elektron-Pion-Trennung (e/π-Trennung) ist ein wichtiger Bestandteil der Untersuchung rekonstruierter Daten und soll gemessene Spuren und Energiedepositionen im Kalorimeter mit physikalischen Teilchen aus den ep-Kollisionen in Verbindung bringen. Der Einsatzbereich für diese Aufgabe liegt zwischen Rekonstruktion und physikalischer Interpretation bzw. den Punkten drei und vier nach der Programm-Einteilung im vorigen Abschnitt. Die in der H1-Kollaboration den einzelnen Schritten entsprechende Software ist schematisch in Abb. 4.1 dargestellt. Mit der e/π-Trennung befassen sich demnach die Programmpakete H1REC (**REC**onstruction) und H1PHAN (**PH**ysics **AN**alysis) [H1PHAN, H1REC]. Das zusätzlich aufgeführte Programm H1PSI (**P**arameterized **SI**mulation) vereint in sich Simulations- und Rekonstruktionsaufgaben und ermöglicht durch einige Vereinfachungen eine deutlich schnellere Verarbeitung von MC-Ereignissen (**M**onte-**C**arlo), was natürlich auf Kosten der Detailgenauigkeit geht [H1PSI]. Es enthält eine Elektronidentifikation, die als vorläufiger Standard in H1PHAN übernommen wurde.[1] Wahlweise kann man in H1PHAN auch die Ergebnisse aus H1REC verwenden.[2] Im folgenden werden beide Methoden für das H1-Kalorimeter kurz vorgestellt.

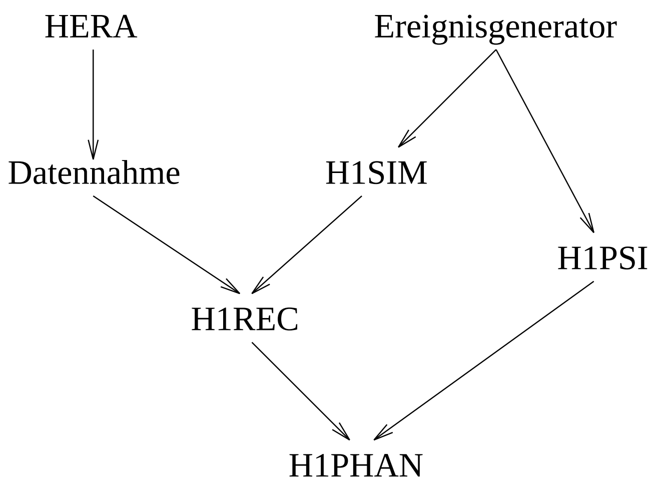


Abbildung 4.1: Zusammenspiel der H1-Softwarepakete mit dem Experiment

[1] Steuerkarte QSEL
[2] Steuerkarte QSRE

4.1 Elektronerkennung in H1PHAN/H1PSI

Ausgangspunkt für eine Teilchenidentifizierung sind die von der Rekonstruktion berechneten Spuren in den Spurkammern und die in Cluster zusammengefaßten Kalorimeterzellen. Ein Cluster besteht zumeist aus einem Kern energiereicher Zellen und ihren energieärmeren Nachbarn, sofern sie nicht schon als zu einem anderen Cluster gehörig markiert wurden oder die von ihnen gemessene Energie unterhalb des vorhandenen Rauschpegels liegt. Isolierte Zellen müssen elektronisches Rauschen sogar deutlich übertreffen, damit sie als eigener Cluster vermerkt werden. Zusätzlich zu den Spuren und Clustern mit entsprechend berechneten Energien, Impulsen und Ortsinformationen wird mittels eines χ^2-Tests (s. auch Anhang A) eine Liste erstellt, welche davon geometrisch zueinander passen und vom gleichen Teilchen erzeugt sein können. In H1PSI wird sogar verlangt, daß Energien und Impulse hinreichend gut übereinstimmen, wobei der Schnitt für den χ^2-Test vom Benutzer bestimmt werden kann. Ausgehend von diesen Eingabegrößen läßt sich der Algorithmus zur Elektronerkennung in die folgenden sechs Schritte zerlegen:

1. Berechne für alle Cluster den im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energieanteil E_{elm}/E_{tot}.

2. Behalte nur solche mit $E_{elm}/E_{tot} \geq 0.9$ (Standardvorgabe).

3. Zähle die jeweils zugehörigen Spuren.

4. Falls keine passende Spur existiert, speichere das Objekt als Photon.

5. Falls genau eine Spur paßt, ermittle die Anzahl der Cluster, auf die die Spur weist.

6. Ist die Beziehung Cluster-Spur in beiden Richtungen eindeutig, so vermerke das Objekt als Elektron.

Kurz gefaßt gilt als Elektron ein Cluster mit normalerweise wenigstens 90% Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter und eine eineindeutig damit korrelierte Spur.

Das Verfahren ist einfach und schnell zu berechnen, vernachlässigt aber eine ganze Reihe auftretender Probleme, was zu kaum zufriedenstellenden Ergebnissen führt (s. Abb. 4.2 oben, bei H1REC wurden nur Ereignisse aus Tab. 4.3 mit genau einer Spur zugelassen). Hauptgrund dafür ist die quasi als perfekt vorausgesetzte Zusammenfassung von Zellen zu Clustern und getroffenen Nachweisdrähten zu Spuren. Bezüglich der Clusterung wird in H1REC die Auffassung vertreten, nicht eindeutig zusammengehörige Zellen eher getrennt zu lassen, als sie in eine Einheit zusammenzufügen. Insbesondere werden dadurch häufig hadronische Anteile vom elektromagnetischen Hauptteil abgeschnitten. In der Regel verursacht dann ein Teilchen wenigstens einen, meist aber mehrere Cluster. Insgesamt tragen folgende Effekte zu Ineffizienzen des Verfahrens bei:

- Hochenergetische Elektronen erzeugen einen zu hohen hadronischen Energieanteil.

- Die Spur wird nicht rekonstruiert.

- Statt einer Spur werden mehrere Spurstücke rekonstruiert.

- Nahe beieinanderliegende Spuren verschiedener Teilchen werden dem gleichen Cluster zugeordnet.

- Es treten hadronische Satellitencluster auf.
- Es treten elektromagnetische Satellitencluster auf.
- Nahe beieinanderliegende Cluster verschiedener Teilchen werden der gleichen Spur zugeordnet.

Abbildung 4.2 unten schlüsselt genauer auf, warum ein einzeln simuliertes Teilchen nicht als Elektron bezeichnet wurde. Der Verlust an Elektronen ist also hauptsächlich auf die Ein-Cluster-Bedingung zurückzuführen, die mit wachsender Energie aufgrund hadronischer Satellitencluster zunehmend zum Tragen kommt. Weicht man aber diese Bedingung auf, so schnellt die Anzahl fehlidentifizierter Pionen in die Höhe. Man steht also vor dem Dilemma, entweder viele Elektronen zu verlieren oder zu viele Pionen als Elektronen zu erkennen. Hauptursache hierfür ist, daß lediglich die Forderung von mindestens 90% elektromagnetischem Energieanteil ein Entscheidungskriterium aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung darstellt. Verbesserungen müssen also an diesem Punkt ansetzen.

4.2 Elektronerkennung in H1REC

Der erste Schritt zur Elektronerkennung in H1REC besteht wie in H1PHAN in einer Vorselektion der rekonstruierten Cluster. Statt einer einfachen Abfrage auf den elektromagnetischen Energieanteil werden aber noch weitere Kriterien verwendet, die zunächst definiert werden sollen. Ihre Berechnung muß im allgemeinen nicht auf einen Cluster beschränkt sein:

- Energieverhältnisse:
  - Energieanteil der ersten elektromagnetischen Lage an der gesamten im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie: $E_{K=0}/E_{elm}$,
  - Energieanteil der heißesten vier Zellen an der gesamten im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie: E_{h4}/E_{elm},
  - Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter an der Gesamtenergie: E_{elm}/E_{tot}.
- Schauermomente (mit den Energiedichten E_i/V_i der Zellen als Gewichtsfaktoren berechnet):

1. longitudinales Moment	:	$\langle l \rangle$,
2. longitudinales Moment	:	$\langle l^2 \rangle$,
1. radiales Moment	:	$\langle r \rangle$,
2. radiales Moment	:	$\langle r^2 \rangle$,
1. gemischtes Moment	:	$\langle rl \rangle - \langle r \rangle \cdot \langle l \rangle$.

l_i und r_i ergeben sich dabei aus der Schauertiefe bzgl. dem Kalorimetereintrittspunkt bzw. dem Abstand zur Schauerachse und sind in cm gegeben. Durch die Verwendung der Energiedichte E_i/V_i als Gewichtsfaktor sollen die kleineren Zellen im elektromagnetischen Kalorimeter stärker betont und zusätzlich eine geringere Empfindlichkeit gegen die Rauschunterdrückung erzielt werden.

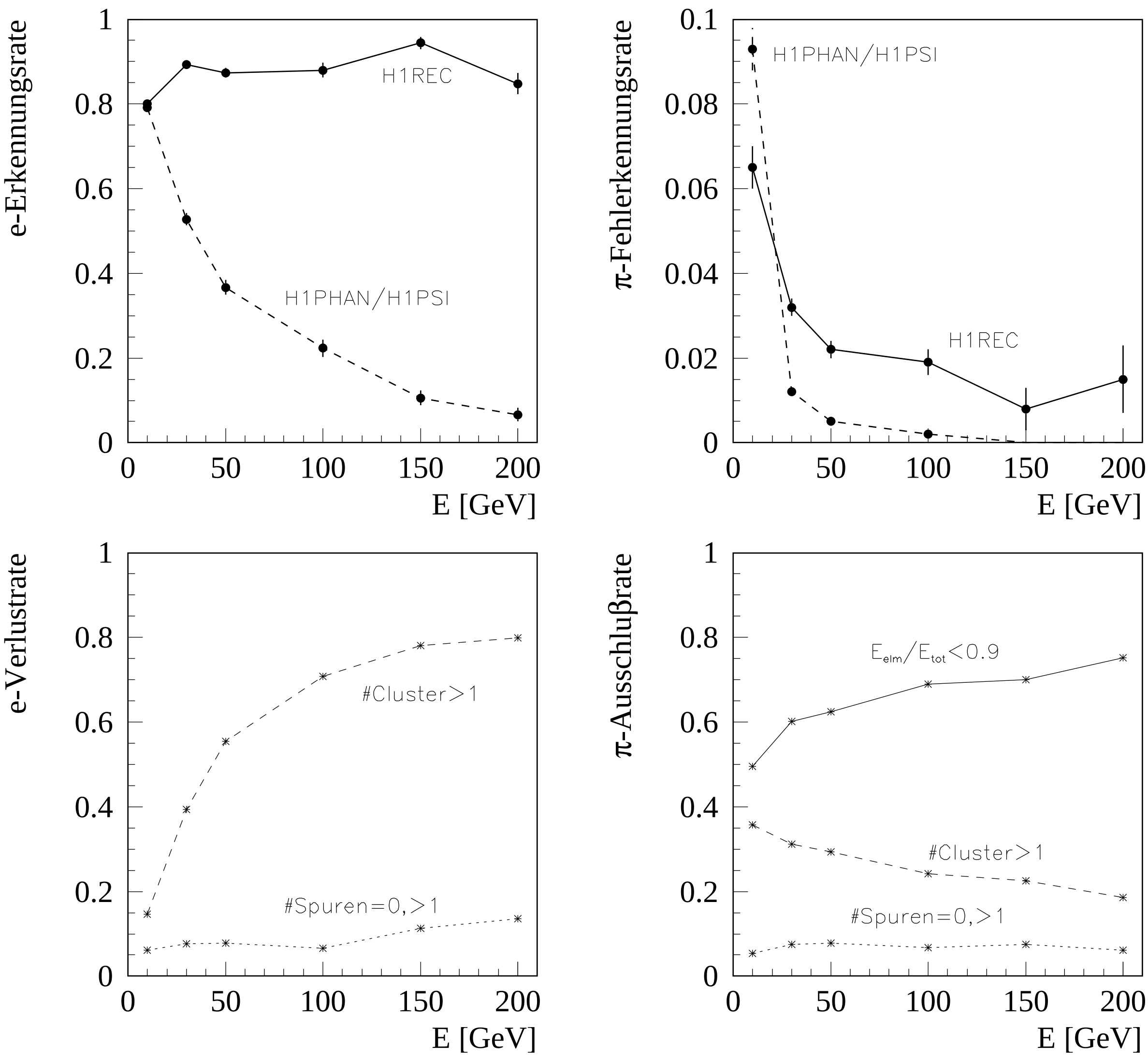


Abbildung 4.2: Obere Reihe: Effizienz und Pionbeimischung der Elektronerkennungen in H1PHAN; untere Reihe: Aufschlüsselung der „Verluste“ für H1PHAN/H1PSI bei Elektronen (links) und Pionen (rechts)

Insgesamt stellt sich die Elektronidentifikation in H1REC nun so dar:

1. Vorselektion:

$$
\begin{aligned}
E_{tot} &> 1.0\,GeV \\
\#\,Zellen &> Min\{8, 1 + 0.8 \cdot E_{tot}\,[GeV]\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{array}{rcl}
3\,cm < & \langle l \rangle & < (10 + 3 \ln E_{tot}\,[GeV])\,cm \\
2.5\,cm < & \sigma(l) & < 12\,cm \\
0.5\,cm < & \langle r \rangle & < 7.5\,cm \\
0.7\,cm < & \sigma(r) & < 7.5\,cm
\end{array}
$$

$$
\text{für } \Theta \leq 25^\circ: \quad
\begin{array}{rcl}
E_{elm}/E_{tot} & > & 0.75 \\
E_{K=0}/E_{elm} & > & 0.25/E_{tot}\,[GeV] \\
E_{h4}/E_{elm} & > & 0.3
\end{array}
$$

$$\text{für } \Theta > 25°: \quad \begin{array}{lcc} E_{elm}/E_{tot} & > & 0.75 \\ E_{K=0}/E_{elm} & > & (0.14/\sin^2\Theta - 0.08)\cdot 1/\sqrt{E_{tot}[GeV]} \\ E_{h4}/E_{elm} & > & 0.64\sin\Theta \end{array}$$

2. Überprüfe, ob passende Spuren existieren, die ggf. weiteren Bedingungen genügen müssen [H1-266, SWN33]. Im Bereich $\Theta > 32°$ darf nur genau eine Spur übrig bleiben, im Vorwärtsspurdetektor dürfen es mehr sein.

3. Bilde einen einhüllenden Konus mit einem Öffnungswinkel von 7.5°, der Schauerrichtung als Achse und der Spitze $1\,m$ vor dem Kalorimetereintrittspunkt. Alle Cluster, deren Energieanteil innerhalb dieses Konus im elektromagnetischen Kalorimeter oder der ersten hadronischen Lage 95% übersteigt, werden mit dem Ausgangskandidaten zusammengefaßt.

4. Kontrolliere, ob Energie und Impuls aus Kalorimeter- und Spurkammermessungen hinreichend gut übereinstimmen. Dieser Punkt wird in der aktuellen Version nicht benutzt.

5. Wende Isolationskriterien an [H1-266, SWN33].

6. Berechne die oben definierten Schauermomente und teste die Elektronartigkeit mit Hilfe eines χ^2-Tests, wobei die Erwartungswerte und die Kovarianzmatrix für das gegebene Modul energieabhängig aus CERN-Testdaten ermittelt werden.

Bei diesem Verfahren wird sehr viel detaillierter auf Unterschiede in der elektromagnetischen und hadronischen Schauerentwicklung eingegangen und außerdem werden Effekte der vorgeschalteten Algorithmen zur Clusterung und Spurerkennung berücksichtigt. Unschön ist hingegen, daß variable Geometrie- und Materialeigenschaften nicht implizit in der Berechnung verarbeitet werden. Zu erwähnen sind hier besonders die beiden folgenden Punkte:

1. In der Vorselektion werden Schnitte verwendet, die auf Zellanzahlen oder auf Eigenschaften einer festen Zahl von Zellen (E_{h4}/E_{elm}) prüfen. Die Zellgrößen im Kalorimeter variieren von Ort zu Ort aber deutlich, was nicht oder nur approximativ in einer Θ-Abhängigkeit aufgefangen werden soll. Ähnliches gilt für die Größen $E_{K=0}/E_{elm}$ und E_{elm}/E_{tot}, da die entsprechenden Schichtdicken nicht konstant sind, sondern vom getroffenen Rad und der Flugrichtung in Θ und Φ des vom Vertex kommenden Teilchens abhängen.

2. Die Schauermomente sind nicht in Strahlungslängen bzw. Molière-Radien skaliert, was sie material- und damit auch wieder ortsabhängig macht. Zudem werden sie mit zellgrößenabhängigen Energiedichten gewichtet und die unterschiedlichen Mengen an durchdrungenem Material vor dem Kalorimeter nicht konsistent berücksichtigt.

Im folgenden soll daher an Simulationen (H1SIM Version 2.12 unter Verwendung der parametrisierten elektromagnetischen Schauer, H1REC Version 3.09 und 3.10) überprüft werden, ob es möglich ist, ein im ganzen Kalorimeter einheitliches Verfahren zur e/π-Trennung auf der Basis skalierter Schauermomente zu entwickeln.

4.3 Voruntersuchungen

4.3.1 Zuverlässige Kalorimeterbereiche

Um die Entwicklung eines einheitlichen Elektronerkennungsalgorithmus nicht übermäßig zu verkomplizieren, wird zunächst untersucht, welche Kalorimeterbereiche sich dazu überhaupt eignen. In Abb. 4.3 werden Beispiele für die Energiedeposition von simulierten Elektronen und Pionen mit 30 GeV Ausgangsenergie gegeben. Jedes schwarze Viereck repräsentiert die entsprechende Projektion getroffener Kalorimeterzellen, wobei die Fläche proportional zur gemessenen Energie ist. Für ein Elektron im mittleren Bereich des CB2 (Abb. 4.3, oberste Reihe) ergibt sich ein kompakter Cluster mit dem Hauptteil im elektromagnetischen Kalorimeter, aber auch einem kleinen Anteil in der dahinterliegenden hadronischen Lage. Im Unterschied dazu ist bei einem typischen Pion an der gleichen Stelle (Abb. 4.3, zweite Reihe) eine viel größere Eindringtiefe und stärkere Auffächerung festzustellen, so daß hier eine Trennung vielversprechend erscheint.

Probleme treten allerdings auf, wenn die bereits in Abschn. 3.3 erwähnten Spalten im Kalorimeter getroffen werden. Die dritte Reihe in Abb. 4.3 zeigt das Ergebnis für ein Elektron, das auf eine Φ-Spalte des CB2-Rades trifft. Im elektromagnetischen Teil wird nur wenig Energie abgelagert und das meiste erscheint wie bei einem Pion im Hadronkalorimeter. Wenn auch die relative Kompaktheit letztlich auf ein Elektron hindeutet, so können doch weniger typische Pionen ähnliche Schauerformen ausbilden. Außerdem werden die Schauermomente, wie auch in der z-Spalte in Abb. 4.3 unten links, in unverträglicher Weise verfälscht.

Weitere Schwierigkeiten entstehen am Randbereich des Kalorimeters. Das Pion in Abb. 4.3 unten rechts deponiert nur einen Bruchteil seiner Energie im elektromagnetischen Kalorimeter und geht anschließend im toten Material verloren. Ein entscheidender Teil des Schauers wird also nicht registriert und eine verläßliche Unterscheidung unmöglich. Für die Untersuchungen werden daher nur Cluster zugelassen, die folgenden Bedingungen genügen:

1. Eine Überprüfung mittels der Routine QCRFID aus H1PHAN ergibt eine positive Antwort, d. h. , es wurde das Flüssig-Argon-Kalorimeter außerhalb der Φ- oder z-Spalten getroffen.

2. Der Polarwinkel Θ des Schauerschwerpunkts liegt nicht in den folgenden Bereichen:

- vorderer Randbereich : $\Theta \leq 5°$,
- Ecke am Übergang vom IF1 zum FB2 : $19° \leq \Theta \leq 20°$,
- z-Spalte am Übergang vom CB3 zum CB2 : $80° \leq \Theta \leq 82°$,
- hinterer Randbereich : $140° \leq \Theta$.

4.3.2 Rekonstruierbare Schauerprofile

Eine e/π-Trennung aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung verlangt, daß das verwendete Kalorimeter fein genug segmentiert ist, um sinnvolle Aussagen über die Profile machen zu können. Deshalb wird überprüft, inwieweit die der Simulation zugrundeliegenden Modellvorstellungen reproduziert werden können. Der Einfachheit halber werden

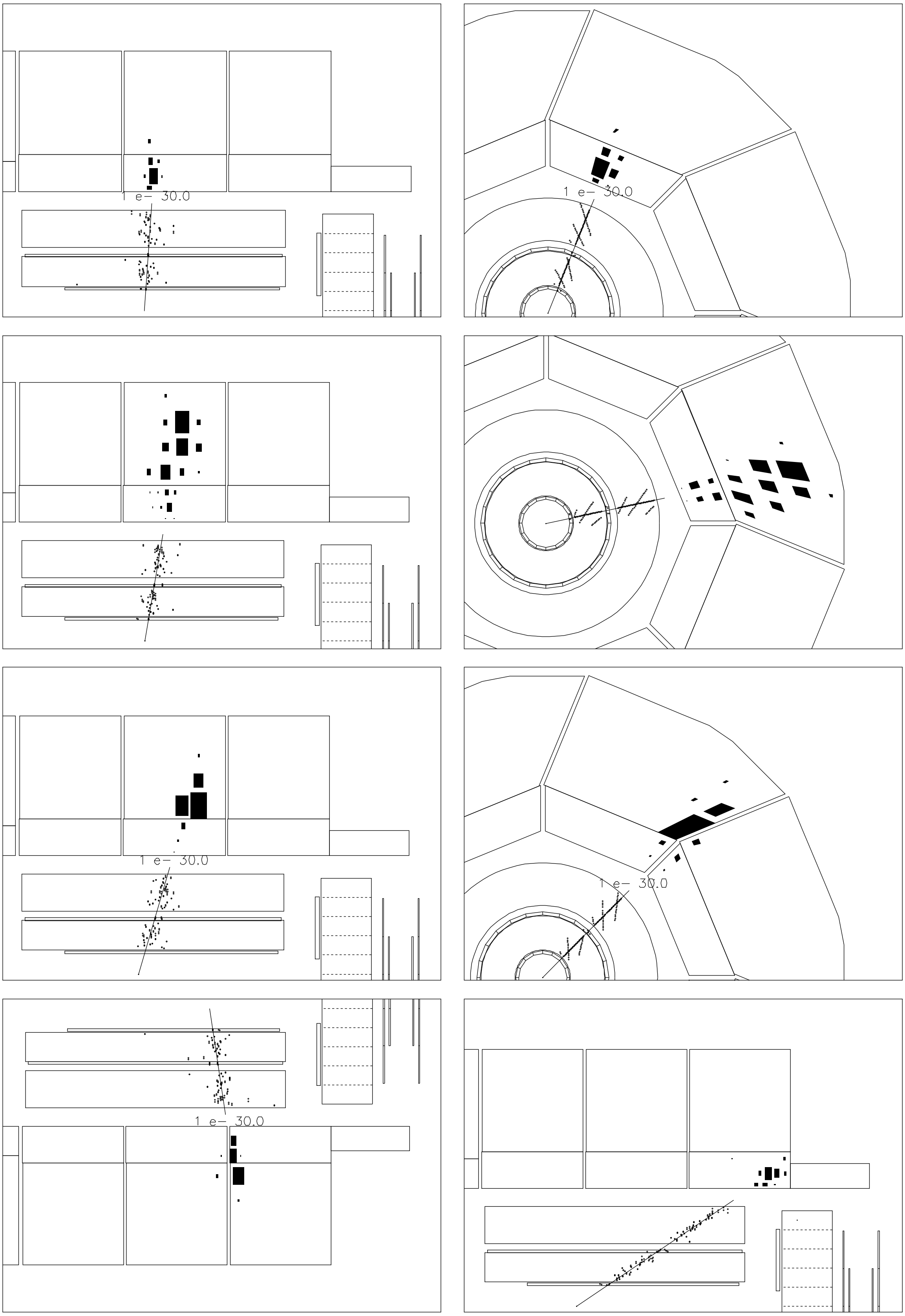


Abbildung 4.3: Beispiele für die Energiedeposition von simulierten $30GeV$ Elektronen und Pionen in Kalorimeterzellen: Seiten- und Radialansichten typischer Schauer im CB2 eines e^-, eines π^- und eines e^- in einer Φ-Spalte; unten links: e^- in z-Spalte; unten rechts: π^- am BBE

Datensatz	Teilchen	Vertexkoordinaten $x/y/z$ [cm]	Flugrichtung Φ/Θ [°]
1	e^-	0/0/0	22.5/90
2	π^-	0/0/0	22.5/90
3	e^-	0/0/0	22.5/10
4	e^-	90.51/42.80/ − 1.875	25.31/90
5	e^-	92.39/38.27/ − 5.5	22.5/90

Tabelle 4.1: Zur Untersuchung von Schauerprofilen simulierte Ereignisse

dazu einzelne Elektronen und Pionen simuliert, die möglichst senkrecht zur Kalorimeteroberfläche in dieses eindringen. Tabelle 4.1 spezifiziert genauer, welche Einstellungen jeweils vorlagen. Es wurden je 250 Teilchen einer Energie von 30 GeV bei feststehendem Vertex produziert.

Als Berechnungsgrundlage gelten bis auf weiteres folgende Festlegungen:

- Es werden alle von simulierten Teilchen erzeugten Cluster verwendet.
- Durch Simulation des elektronischen Rauschens hinzugekommene Cluster werden eliminiert.
- Bei den Zellenergien handelt es sich um unkorrigierte Energien auf der elektromagnetischen Skala.[3]
- Der Schwerpunkt eines bzw. mehrerer, zusammengefaßter Cluster wird in cm mit den Energien als Gewichte berechnet. Er dient zur Ermittlung der Schauerachse, deren Richtung sich aus der Verbindungslinie vom Vertex zum Schwerpunkt ergibt.
- Der Startpunkt eines Schauers wird durch den Schnittpunkt der Schauerachse mit der Kalorimeterfrontfläche festgelegt.

Die Schauertiefe $\langle x \rangle$ [cm] bzw. der Abstand $\langle r \rangle$ [cm] bzgl. der Schauerachse $\vec{n}$ mit $|\vec{n}| = 1$ werden als Mittelwerte bestimmt durch

1. Summation über alle n Zellen einer Lage:
$$\langle x \rangle := \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (\vec{x}_i - \vec{x}_0) * \vec{n} \, . \tag{4.1}$$
2. Summation über alle Zellen einer Kreisscheibe mit der Dicke eines Molière-Radius, der zu 3.3 cm angesetzt wird:
$$\langle r \rangle := \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} |(\vec{x}_i - \vec{x}_0) \times \vec{n}| \, . \tag{4.2}$$

In Abb. 4.4 oben sind die Ergebnisse für die 250 longitudinalen Schauer der MC-Ereignisse aus den Datensätzen Nr. 1 und 2 nach Tab. 4.1 als Auftragung von E_{Lage}/E_{rek} gegen $\langle x \rangle_{Lage}$ wiedergegeben. Für Elektronen sind nur leichte Schwankungen um ein mittleres Profil zu erkennen, während bei den Pionen kein einheitliches Verhalten vorliegt. Deutlich wird aber, daß häufig nur geringe Energieanteile in den ersten beiden Lagen auftreten.

[3] Es wird die AE0R-Bank benutzt [H1REC].

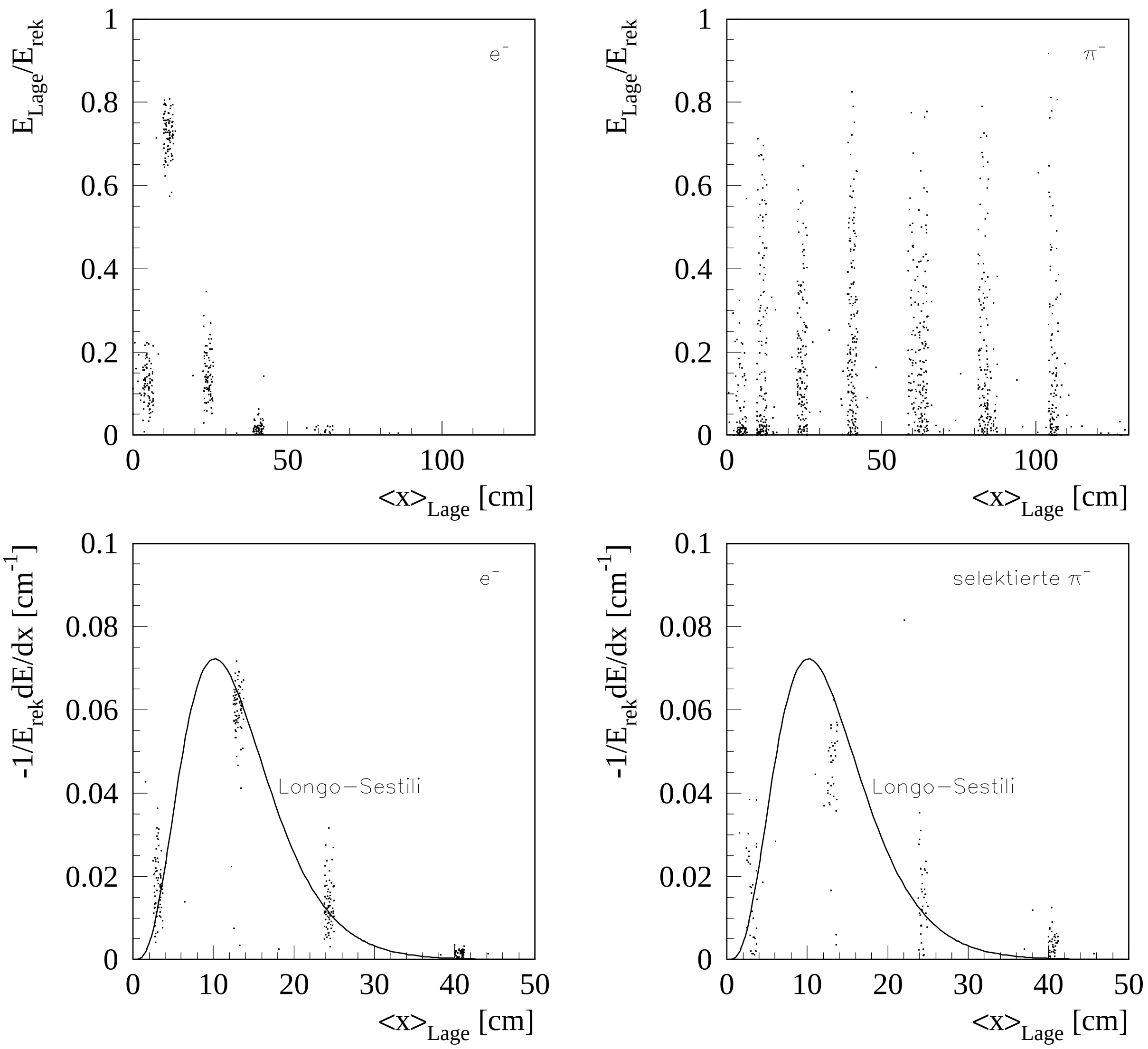


Abbildung 4.4: Rekonstruierte longitudinale Schauerprofile im CB2 unter 90° Einschußwinkel zu den Zellagen; Schwankungen beim errechneten Winkel der Schauerachse bedingen leichte Variationen in der mittleren Schauertiefe $\langle x \rangle_{Lage}$ aller Zellen einer Lage

Zum Vergleich mit der zugrundeliegenden Simulation sind in Abb. 4.4 unten die Resultate in $-\frac{1}{E_{rek}}\frac{dE}{dx}$ umgerechnet und zusammen mit der entsprechenden Gammaverteilung aufgetragen worden. Zusätzlich wurde der Schnitt $E_2/E_{rek} > 0.4$ angewendet, um elektronähnliche Pionschauer zu selektieren. Bei den Elektronen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung, aber auch manche Pionen lassen ähnliche Verteilungen erkennen.

In Abb. 4.5 sind die entsprechenden Auftragungen für die radialen Profile dargestellt. Hierbei ist zu beachten, daß (die Kurve ausgenommen) über die gesamte Schauertiefe summiert wurde. Die laterale Granularität ist nicht fein genug, um „lagenweise" vorgehen zu können. Man erhält ein ähnliches Bild wie vorher (als Selektionsschnitt wurde $E_1/E_{rek} > 0.4$ benutzt); bemerkenswert ist die gute Übereinstimmung mit der eingetragenen Kurve, die nicht dem integrierten radialen Profil, sondern lediglich dem am Schauermaximum entspricht.

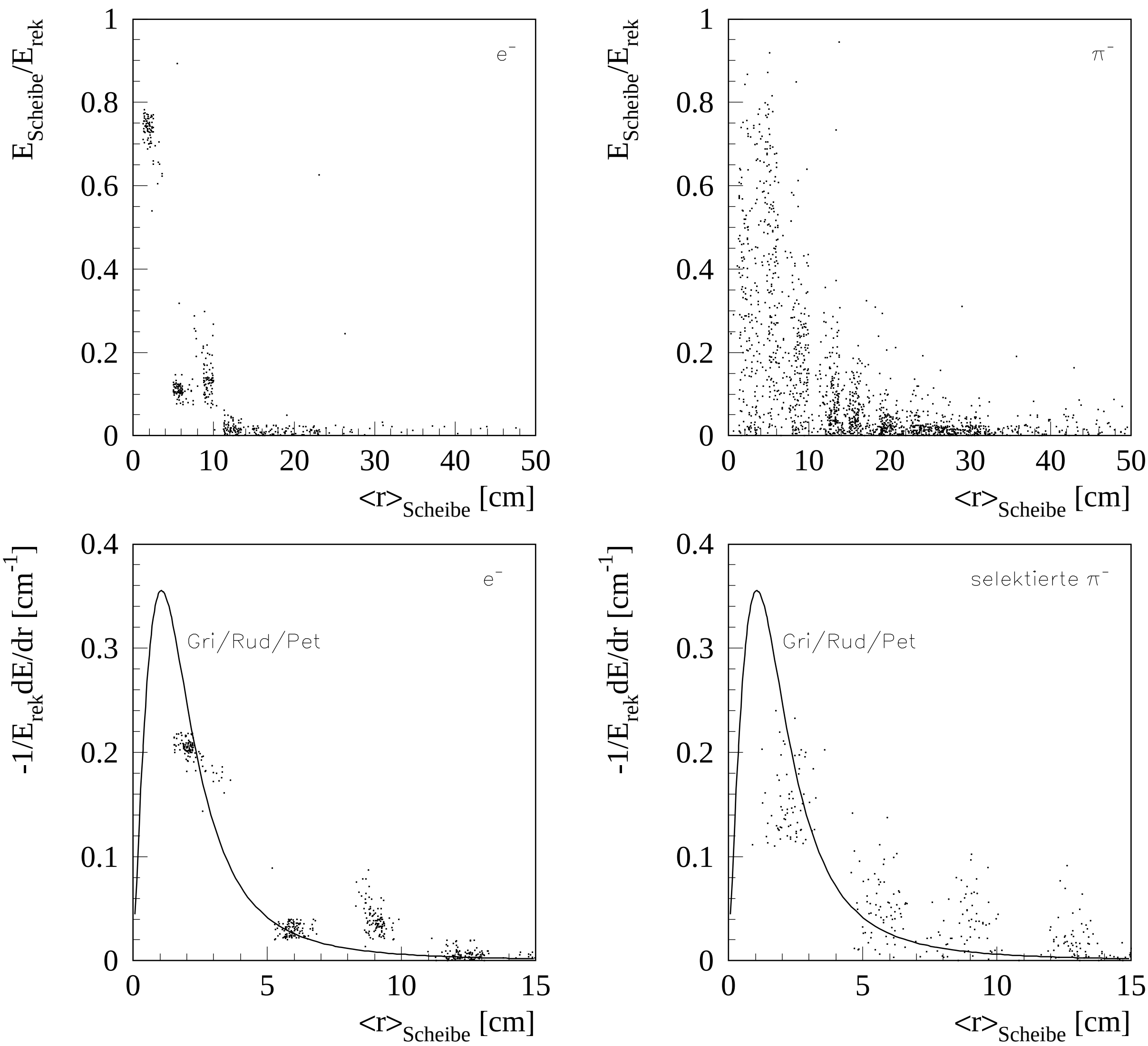


Abbildung 4.5: Rekonstruierte radiale Schauerprofile im CB2 unter 90° Einschußwinkel zu den Zellagen; Schwankungen beim errechneten Winkel der Schauerachse und die Zuteilung rechteckiger Zellen zu Kreisscheiben bedingen Variationen beim mittleren Achsabstand $\langle r \rangle_{Scheibe}$ aller Zellen einer Scheibe

Nimmt man die Datensätze drei bis fünf aus Tab. 4.1 hinzu, muß man leider deutliche Diskrepanzen feststellen. Abbildung 4.6 zeigt oben die longitudinalen und radialen Profile für Elektronschauer im IF1. Die hier besonders feine Granularität ermöglicht eine gute radiale Auflösung; die große Menge an totem Material vor dem Kalorimeter führt jedoch zu viel größeren Schwankungen der longitudinalen Schauerform.

Im CB2 hingegen bereiten gerade die radialen Ergebnisse aufgrund der gröberen Zellstruktur Probleme. Dazu wurde bei den Ereignissen in Datensatz vier der Vertex genau vor die Mitte einer Zelle gelegt (Abb. 4.6 unten links), während er sich beim fünften vor einer Ecke befindet (Abb. 4.6 unten rechts). Der mittlere Mindestabstand von der Schauerachse wird klar vergrößert.

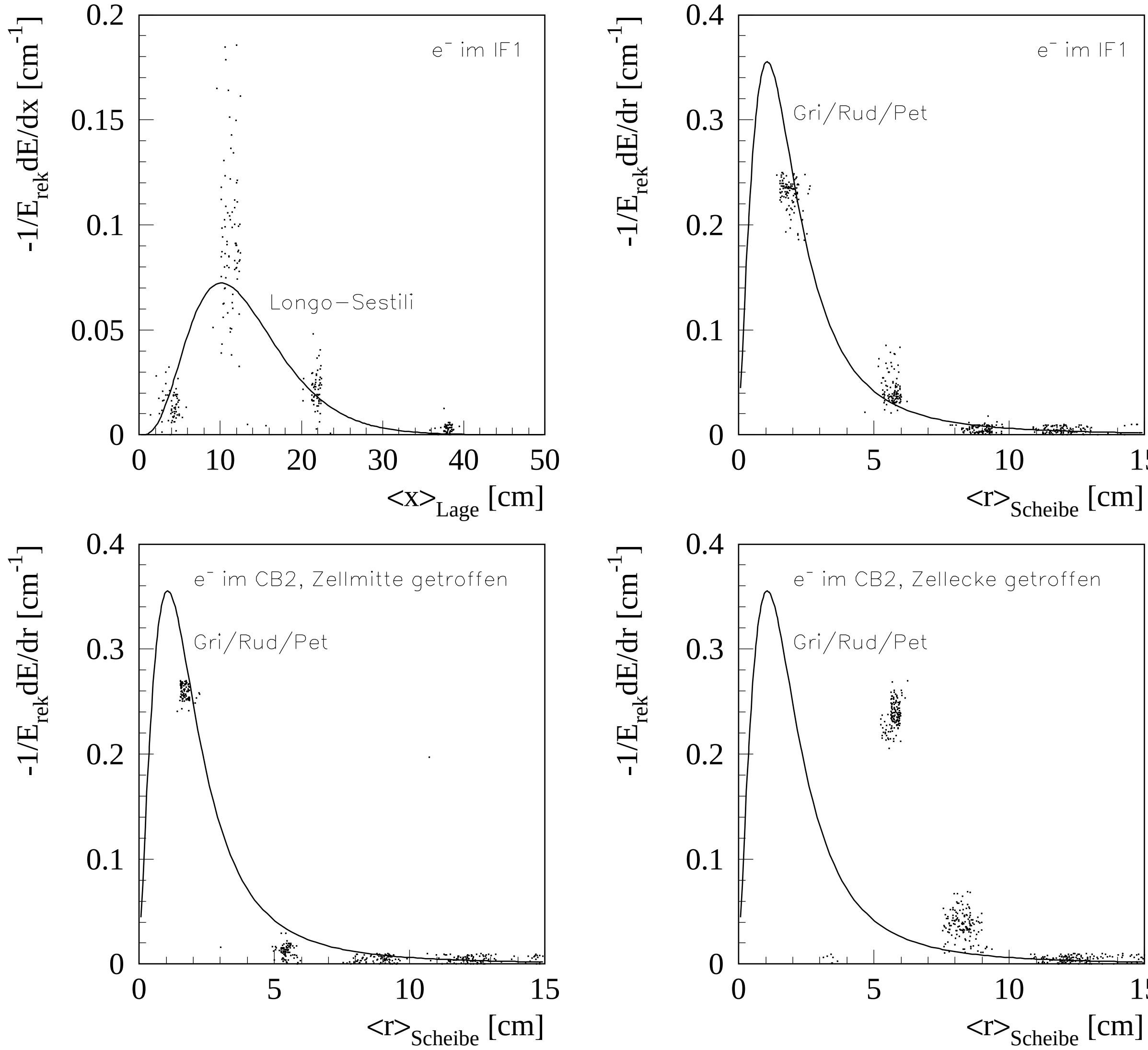


Abbildung 4.6: Verzerrungen der rekonstruierten Profile, verursacht durch totes Material vor dem IF1 bei der longitudinalen Schauerform (oben) oder durch die grobe Granularität im CB2 bei der radialen Schauerform (unten)

Longitudinale und integrierte radiale Schauerprofile lassen sich also mit dem H1-Kalorimeter bestimmen und sind (im Rahmen der erwähnten Einschränkungen) mit den zugrundeliegenden Modellen verträglich. Ob man die auftretenden Störeffekte herauskorrigieren kann, um dann eine einheitliche Elektronidentifikation zu gewinnen, bleibt zu untersuchen.

4.3.3 Festlegung der Teilchen-Cluster-Korrespondenz

Um von Ergebnissen aus Simulationen auf die Möglichkeiten bei echten Daten zurückschließen zu können, dürfen natürlich nur Informationen genutzt werden, die auch bei letzteren zur Verfügung stehen. Dazu ist vor allem festzulegen, was man unter einem Elektronkandidaten versteht, ohne wie vorher auf alle von simulierten Teilchen produzierten Cluster zurückzugreifen. Diese Bestimmung wird im wesentlichen durch einen Konusalgorithmus ersetzt, wie er bereits bei der Elektronerkennung in H1REC beschrieben wurde. Zur Berechnung von Schauerachse und Schauerstart geht man wie im vorigen Abschnitt vor, wobei als Ausgangspunkt für die Analyse einzeln simulierter Teilchen der energiereichste Cluster (auf der elektromagnetischen Skala) gewählt wird. Anschließend faßt man diesen sowie alle weiteren Cluster, deren Schwerpunkt innerhalb dieses 7.5°-Konus liegt, zu einer Einheit zusammen, ohne allerdings abzufragen, ob höchstens 5% des Energieanteils außerhalb deponiert wurden. Außerdem werden sämtliche hadronischen Lagen verwendet, da ja die bei großen Strahlungslängen von Pionen deponierte Energie die wesentliche Unterscheidungsgrundlage darstellen.

Sofern mitsimuliertes Rauschen in diesen Konus fällt, wird es wie alle anderen Cluster auch behandelt. Auf Effekte durch Rauschen oder Rauschunterdrückung wird im folgenden nicht eingegangen.

Ein wichtiger Punkt ist die Forderung einer Mindestenergie von $7.5\,GeV$ für den Hauptcluster. Sie hat folgende Gründe:

1. Die Richtung der Schauerachse wird durch lineare Extrapolation vom Ereignisvertex zum Schwerpunkt ermittelt, d. h. , man vernachlässigt den Einfluß des Magnetfelds auf die Flugbahn geladener Teilchen ($e^{\pm}$, $\pi^{\pm}$).

2. Die Teilchen sollen auf ihrem Weg zum Kalorimeter trotz eventueller Wechselwirkungen im toten Material hochenergetisch bleiben.

3. Die Schauerform im Kalorimeter darf nicht durch Magnetfeldeinflüsse verzerrt werden.

Untersuchungen zu den Punkten zwei und drei wurden insbesondere von Ebbinghaus und Tamoschat durchgeführt [Ebb92, Tam92].
Punkt eins betreffend erhält man für die Differenz δ der Eintrittswinkel ins Kalorimeter in der r, Φ-Ebene die Formel

$$\sin\delta = \frac{r}{2R} \tag{4.3}$$

mit

$$R = \frac{p_\perp}{0.3B}\,. \tag{4.4}$$

Der Transversalimpuls $p_\perp$ ist in GeV und das Magnetfeld B in Tesla einzusetzen. R steht dann für den Krümmungsradius der Flugbahn in m und ist mit dem Kalorimeterradius r zu vergleichen. Für $p_\perp = 10\,GeV$ ergibt das beispielsweise bei einem Magnetfeld von 1.2 Tesla und $1\,m$ innerem Kalorimeterradius eine Ablenkung δ von etwa 1°, was noch unterhalb der Auflösung in Φ liegt.

Zum Vergleich mit der vorherigen Situation sind in Abb. 4.7 die rekonstruierten Energien und der jeweils maximal aufgetretene Achsabstand für das CB2 und das IF1 histogrammisiert. Es zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung im CB2, wohingegen im IF1 geringe Energieverluste und drastisch größere Achsabstände zu verzeichnen sind. Sie werden aber hauptsächlich von niederenergetischen Sekundärteilchen aus frühen Wechselwirkungen im toten Material verursacht, die bei Abständen von bis zu $25\,R_M \approx 80\,cm$ im nachhinein nicht mehr auf das Primärteilchen zurückgeführt werden könnten. An der Energierekonstruktion ändern sie nur wenig, würden aber insbesondere die radialen Momente deutlich verzerren, weshalb sie durch den Konusalgorithmus ausgeklammert werden.

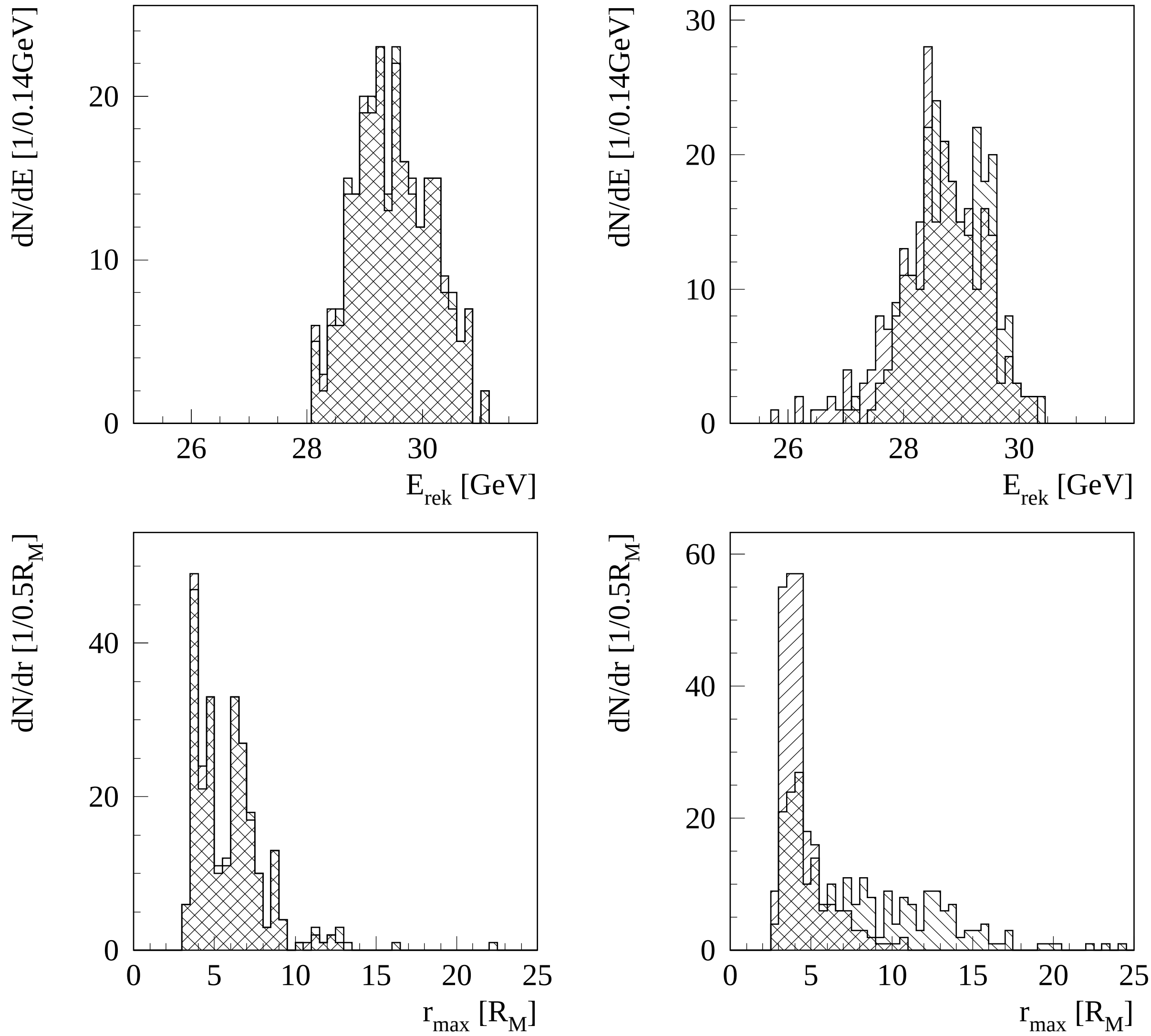


Abbildung 4.7: Rekonstruierte Energien und maximale Achsabstände für den Konusalgorithmus $\boxed{///}$ im Vergleich zum Verfahren mit allen Clustern $\boxed{\backslash\backslash\backslash}$ im CB2 (links) und IF1 (rechts)

4.4 Skalierung in Strahlungslängen und Molière-Radien

4.4.1 Geometrie

Zur Skalierung von Abständen für eine möglichst materialunabhängige Berechnung von Schauerkenngrößen müssen entsprechende (mittlere) Materialparameter bekannt sein. Dazu werden zwei aus H1PSI übernommene Datenbänke[4] benutzt, denen die Geometrie in Abb. 4.8 zugrunde liegt [H1-195, H1PSI, Sch92]. Die entstehenden Teilvolumina (Keile) weisen auf den nominalen Wechselwirkungspunkt und werden nach innen und außen (bzgl. r) durch Kugeloberflächen begrenzt, was für die gezackten Begrenzungslinien verantwortlich ist.

[4] die CATB- und CAGG-Bank

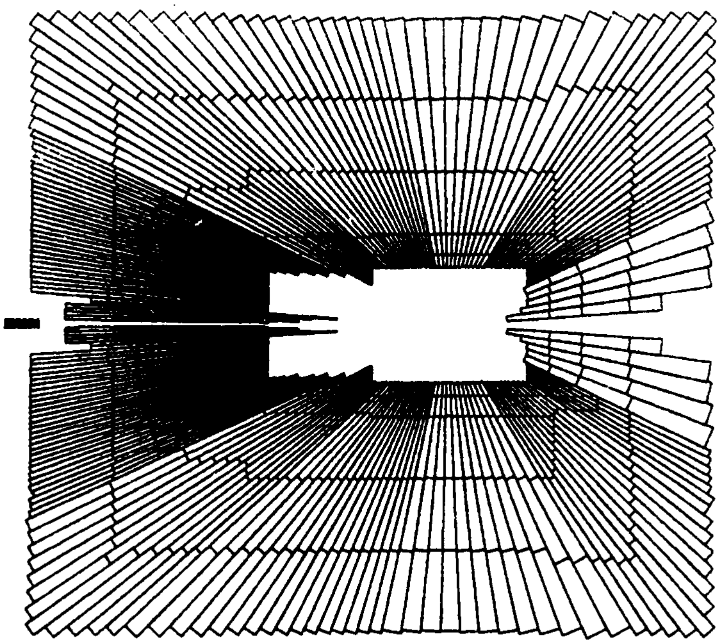


Abbildung 4.8: Einteilung des H1-Detektors in sechs radiale Schichten (die innerste ist nicht dargestellt) und 100 Θ-Intervalle [Sch92]

Insgesamt wird der Detektor in sechs radiale Lagen eingeteilt, von denen die innerste nicht abgebildet ist. Ihnen entsprechen folgende Detektorbereiche:

1. das aktive Volumen der Spurkammern,
2. das tote Material zwischen Spurkammern und Kalorimeter,
3. die elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL,BEMC),
4. das hadronische Kalorimeter (HCAL),
5. inaktives Material vor den äußeren Kalorimetern, insbesondere die Magnetfeldspule,
6. die äußeren Kalorimeter selbst (PLUG, IRON).

Im Polarwinkel Θ besteht die Unterteilung aus elf Regionen, die jeweils in weitere äquidistante Intervalle zerlegt sind, so daß sich insgesamt 100 Θ-Segmente ergeben. Die Feinheit der Zerlegung wird durch die Granularität des Detektors in den jeweiligen Regionen bestimmt, die etwa folgenden Komponenten zugeordnet werden können:
Strahlröhre, PLUG, IF1, FB2, FB1, CB3, CB2, CB1, BB0, BEMC, Strahlröhre.

Aufgrund der Annahme einer Zylindersymmetrie wird auf eine azimutale Einteilung verzichtet.

4.4.2 Geometrische Anpassungen

Die in H1PSI verwendete Zylindersymmetrie wird der Aufgabe, im tatsächlich oktogonalen Detektor Zellabstände zu skalieren, natürlich nicht gerecht. In Abhängigkeit vom Azimutalwinkel Φ muß man deshalb im Programm berücksichtigen, ob der „Kalorimeterradius“ entsprechend zu vergrößern ist oder nicht.

Ein weiteres Problem tritt insbesondere für das FB2 und CB1 auf, wenn die sphärischen Begrenzungsflächen der radialen Schichten sich nicht mehr an die vorliegenden Kalorimeteroberflächen anschmiegen, sondern sie in großem Winkel schneiden. In diesem Fall können gerade die für elektromagnetische Schauer wichtigen vorderen Zellen versehentlich falsch eingeordnet werden, was bei den großen Unterschieden in den Materialgrößen zwischen dem Kalorimeter und dem Bereich davor drastische Unterschiede bewirkt.

Beide Fehlerquellen werden für die inneren Begrenzungsflächen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters beseitigt. Die Segmentierung im Vorwärtsbereich ist sogar fein genug, um dort auf Modifikationen verzichten zu können. Für Details sei auf die Programmbeschreibung in Kap. 6 verwiesen.

Zur Überprüfung des Programms wurde für die Mitte eines Moduls ($\Phi = 22.5°$) die Anzahl an durchquerten Strahlungslängen bis zum Anfang des elektromagnetischen bzw. des hadronischen Kalorimeters aufsummiert und gegen Θ aufgetragen. Ein Vergleich der Ergebnisse in Abb. 4.9 oben mit einer (groben) Darstellung aus den Entwürfen für den H1-Detektor [TPR87] (Abb. 4.9 unten) zeigt Auffälligkeiten an übereinstimmenden Stellen. Die Zackenstruktur für $\Theta > 150°$ wird durch Unzulänglichkeiten der geometrischen Beschreibung in diesem ohnehin nicht benutzten Detektorbereich verursacht.

4.4.3 Berechnung der Schauermomente

Ausgehend von in den Abschn. 4.3.2 und 4.3.3 getroffenen Definitionen stehen für einen Kandidaten, gegeben in Form einer Liste von Clustern bzw. zugehörigen Zellen, der Vertex des Ereignisses $\vec{v}$, der Schauerstartpunkt auf der Kalorimeterfrontfläche $\vec{s}$ und die Schauerachse $\vec{n}$ mit $|\vec{n}| = 1$ zur Verfügung. Für jede Zelle mit Koordinaten $\vec{x}_i$ wird nun der Abstand von $\vec{s}$ in cm, $\# X_0$ und $\# R_M$ bestimmt: $\Delta cm(\vec{s}, \vec{x}_i)$, $\Delta X_0(\vec{s}, \vec{x}_i)$, $\Delta R_M(\vec{s}, \vec{x}_i)$. Die skalierten longitudinalen und radialen Abstände t_i bzw. r_i errechnen sich damit zu:

$$t_i = \frac{\Delta X_0(\vec{s}, \vec{x}_i)}{\Delta cm(\vec{s}, \vec{x}_i)} \cdot (\vec{x}_i - \vec{s}) * \vec{n} \tag{4.5}$$

$$r_i = \frac{\Delta R_M(\vec{s}, \vec{x}_i)}{\Delta cm(\vec{s}, \vec{x}_i)} \cdot |(\vec{x}_i - \vec{s}) \times \vec{n}| \, . \tag{4.6}$$

Mit ihrer Hilfe können dann unter Verwendung entsprechender Formeln für diskrete Verteilungen Schätzwerte der Schauermomente aus Abschn. 3.1.4 gewonnen werden. Zwecks Vereinfachung der Schreibweise werden sie im folgenden mit t_s, σ_t, r_s, σ_r und σ_{tr} bezeichnet:

$$t_s = \frac{1}{E} \sum_i E_i t_i \tag{4.7}$$

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{1}{E} \sum_i E_i t_i^2 - t_s^2} \tag{4.8}$$

$$r_s = \frac{1}{E} \sum_i E_i r_i \tag{4.9}$$

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{1}{E} \sum_i E_i r_i^2 - r_s^2} \tag{4.10}$$

$$\sigma_{tr} = \sqrt{\frac{1}{E} \sum_i E_i t_i r_i - t_s r_s} \, . \tag{4.11}$$

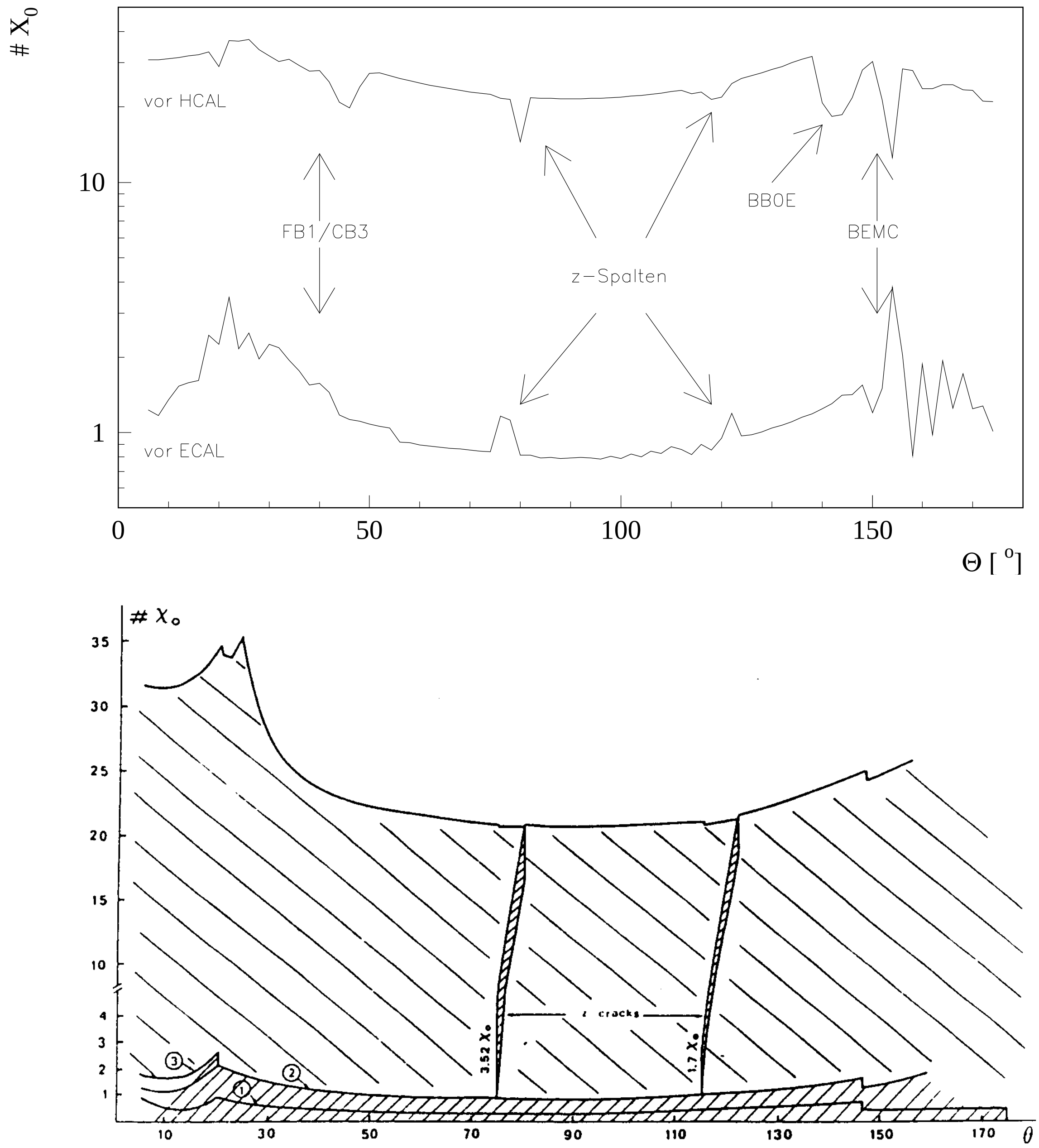


Abbildung 4.9: Material bis zum elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeter gemäß CATB- und CAGG-Bank aus H1PSI (oben) bzw. aus [TPR87] (unten)

4.4.4 Korrektur auf totes Material

Bislang wurden die Unterschiede in der Menge an durchquertem Material vor Erreichen des Kalorimeters nicht berücksichtigt. Nach Abb. 4.9 variieren die Werte dafür von ein bis zu drei Strahlungslängen im Vorwärtsbereich, was entsprechende Auswirkungen auf die Längsprofile nach sich zieht. Die radialen Momente sind nur insofern betroffen, als frühe, niederenergetische Sekundärteilchen zu einer Verbreiterung beitragen, die aber durch den Konusalgorithmus vermieden wird. Zur Korrektur der longitudinalen Momente ermittelt man die Anzahl an Strahlungslängen zwischen Vertex $\vec{v}$ und Startpunkt $\vec{s}$ und verlegt letzteren auf einen Punkt vor dem Kalorimeter. Dabei geht man davon aus, daß ein Elektron im Mittel eine Flugstrecke von $1\,X_0$ zurücklegt, bevor die erste zu einer Kaskade führende Wechselwirkung stattfindet. Gilt $\Delta X_0(\vec{v},\vec{s}) \leq 1$, so wird keine Korrektur vorgenommen. Für $\Delta X_0(\vec{v},\vec{s}) > 1$ addiert man diesen, um 1 verminderten Betrag zu allen t_i aus Gleichung 4.5 hinzu, ohne explizit von einem neuen Startpunkt auszugehen, was im wesentlichen die geometrischen Berechnungen verkomplizieren würde. Somit folgt

$$t_i = \frac{\Delta X_0(\vec{s},\vec{x}_i)}{\Delta cm(\vec{s},\vec{x}_i)} \cdot (\vec{x}_i - \vec{s}) * \vec{n} + \Delta X_0(\vec{v},\vec{s}) - 1 \tag{4.12}$$

für $\Delta X_0(\vec{v},\vec{s}) - 1 > 0$.

Diese Modifikation beinhaltet nicht die Energieverluste auf dem Weg zum Kalorimeter. Die Verwendung entsprechend korrigierter Energien[5] ist an dieser Stelle nicht geeignet, da hierdurch die Schauerform verzerrt würde. Stattdessen bietet sich eine iterative Prozedur unter Zuhilfenahme der Longo-Sestili-Formel 3.29 und der zugehörigen Gleichungen 3.31 bis 3.33 an. Mittels

$$\alpha_0 = \frac{t_s^2}{\sigma_t^2} \tag{4.13}$$

und

$$\beta_0 = \frac{t_s}{\sigma_t^2} \tag{4.14}$$

werden Startwerte berechnet, die in die Gammaverteilung einzusetzen sind:

$$\begin{aligned} \Delta n &= \int_0^{t_{min}} f_{lon}(t;\alpha_0,\beta_0)\,dt && (4.15)\\ \Delta t_s &= \int_0^{t_{min}} t\cdot f_{lon}(t;\alpha_0,\beta_0)\,dt && (4.16)\\ \Delta\left(\sigma_t^2+t_s^2\right) &= \int_0^{t_{min}} t^2\cdot f_{lon}(t;\alpha_0,\beta_0)\,dt\,. && (4.17)\end{aligned}$$

Daraus lassen sich korrigierte Werte für t_s und σ_t nach

$$\begin{aligned} t_s' &= \frac{t_s+\Delta t_s}{1+\Delta n} && (4.18)\\ \sigma_t' &= \sqrt{\frac{(\sigma_t^2+t_s^2)+\Delta\left(\sigma_t^2+t_s^2\right)}{1+\Delta n} - t_s'^2} && (4.19)\end{aligned}$$

ermitteln, die wiederum als Eingabe für den nächsten Iterationsschritt dienen. Als Abbruchbedingung wird $\Delta n \leq 10^{-4}$ gewählt. Das Korrekturverfahren konvergiert in der Regel nach drei bis fünf Iterationen. Die Berechnung von σ_{tr} wird allerdings nur in Form der Benutzung solchermaßen korrigierter t_s modifiziert.

[5] etwa die Benutzung der AE1R- statt der AE0R-Bank [H1REC]

4.5 Überprüfung der Ergebnisse bei 30 GeV Elektronen

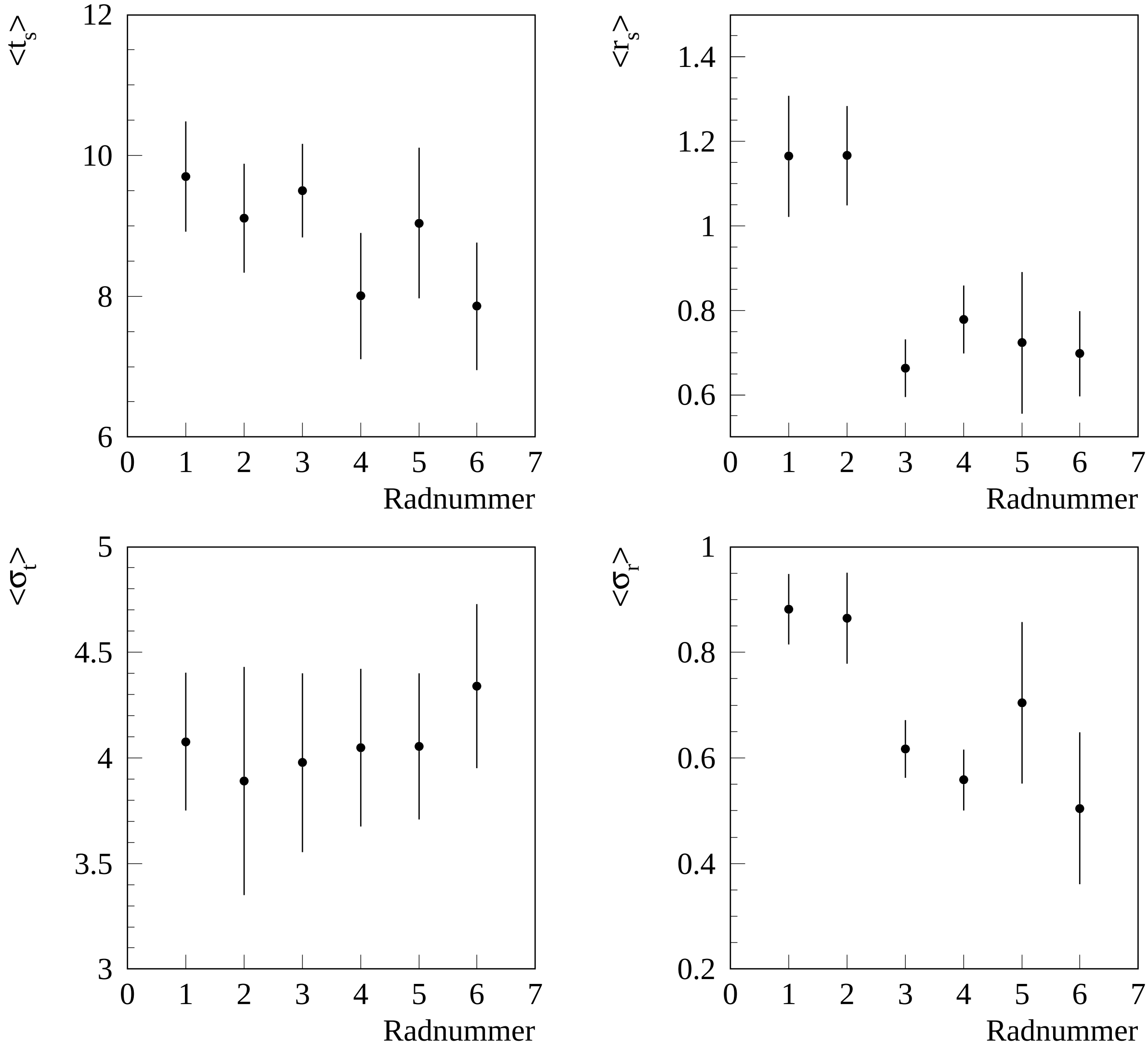


Abbildung 4.10: Mittelwerte der Schauermomente in Modulmitten, aufgetragen gegen die Radnummer, für 250 simulierte Ereignisse

Im Idealfall sollten die Ergebnisse für die skalierten Schauermomente in den zulässigen Kalorimeterbereichen nicht mehr vom Polar- oder Azimutalwinkel abhängen, d. h. man erwartet insbesondere im Mittel gleiche Werte für alle Module. Um festzustellen, inwieweit das zutrifft, werden zunächst die Momente verglichen, die sich ergeben, wenn man Elektronschauer in den Modulmitten der unterschiedlichen Kalorimeterräder untersucht. Die Resultate für jeweils 250 simulierte Ereignisse sind in Abb. 4.10 als Auftragung der Mittelwerte gegen die Radnummern dargestellt. Wenn auch der Schwerpunkt t_s im FB1 und IF1 etwas niedriger ausfällt, so zeigt sich bei den longitudinalen Momenten im Verhältnis zu den Breiten der Verteilungen eine hinreichende Konstanz. Bei den radialen Momenten hingegen ist keine so gute Konsistenz festzustellen. Insbesondere im CB1 und CB2 werden bei r_s und σ_r Werte erzielt, die fast doppelt so groß sind wie in den anderen Rädern!

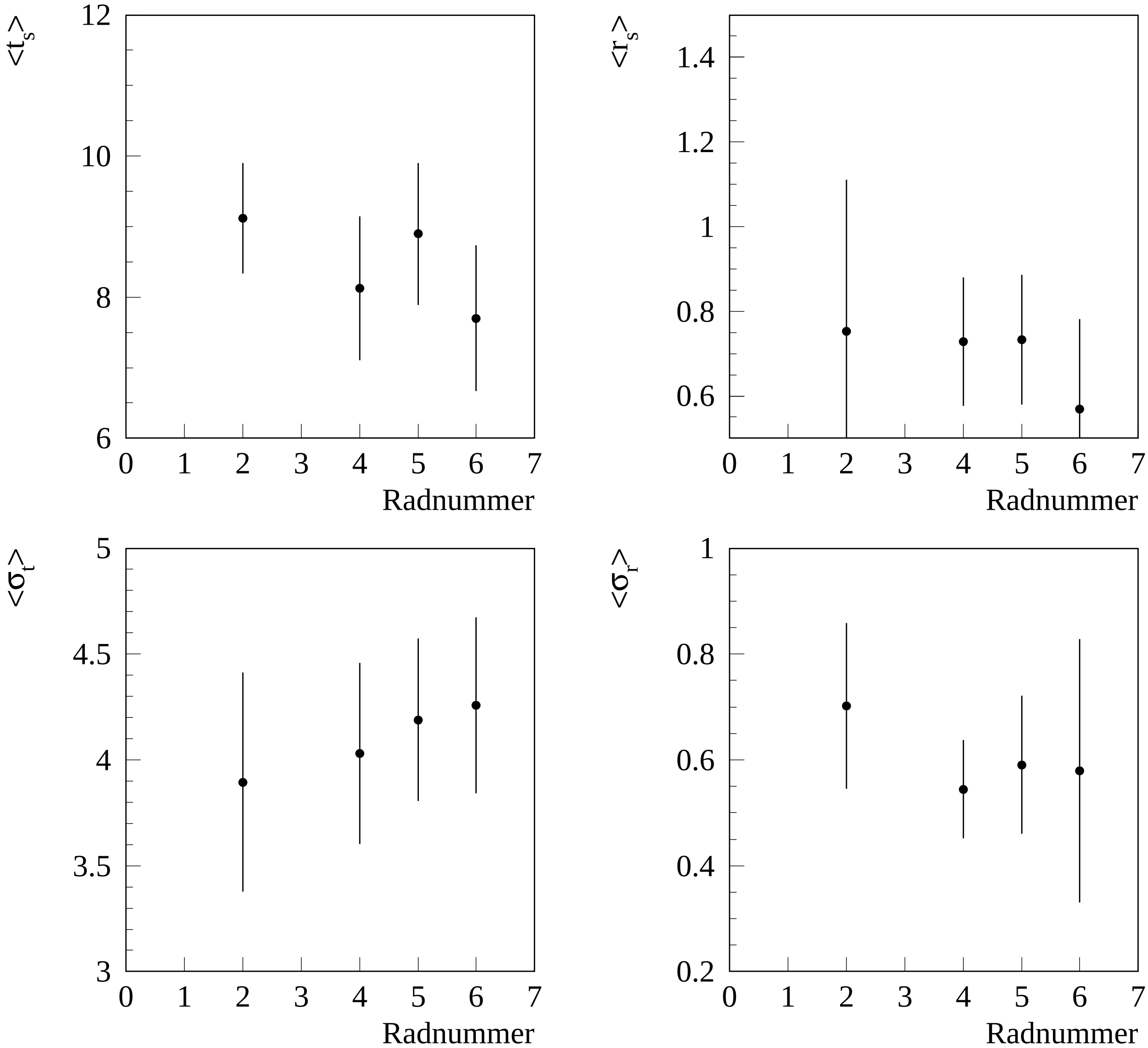


Abbildung 4.11: Mittelwerte der Schauermomente bei Überstreichen des gesamten Winkelbereichs des jeweiligen Moduls, aufgetragen gegen die Radnummer, für 250 simulierte Ereignisse; auf die Simulation im CB1/3 wurde hier verzichtet

Für nähere Untersuchungen werden daher weitere Ereignisse simuliert, in denen diesmal Θ, Φ oder Θ und Φ variieren, wobei aber ausreichend Abstand zu den Spalten gelassen wird. Abbildung 4.11 zeigt die Ergebnisse analog zur Darstellung vorher für variable Φ und Θ. Während sich bei den longitudinalen Momenten kaum etwas ändert, liegen die CB2-Werte von r_s und σ_r deutlich niedriger. Wie man in Abb. 4.12 sieht, ist die Ursache für die Diskrepanzen in den unterschiedlichen Granularitäten des Kalorimeters zu suchen. Vergleicht man die Lage der „Zacken" in den Auftragungen von r_s gegen Θ bzw. Φ für diverse Räder mit den Zellanzahlen in Tab. 3.7, so ergibt sich, daß für Zellmitten besonders niedrige Werte auftreten. Ähnliche Darstellungen für die longitudinalen Größen zeigen hingegen keine signifikanten Abhängigkeiten. Insgesamt folgt, daß

1. die longitudinalen Momente durch totes Material vor dem Kalorimeter beeinträchtigt werden, was man aber hinreichend korrigieren kann, und

2. die radialen Momente durch Granularitätseffekte im CB1/2 verzerrt werden.

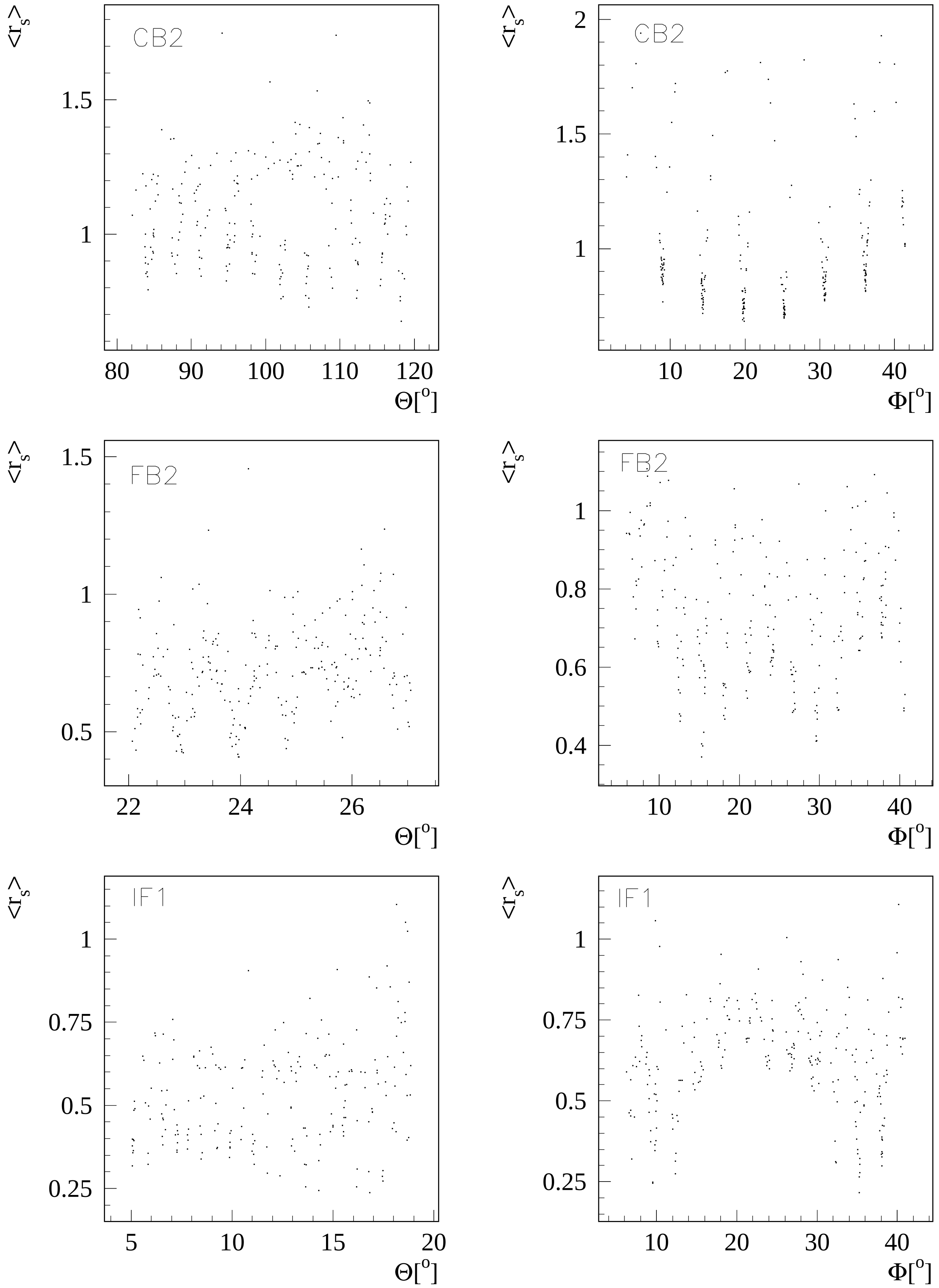


Abbildung 4.12: Radiale Schwerpunktsverteilungen in Abhängigkeit von Θ (links) und Φ (rechts) für die Räder CB2, FB2 und IF1

4.6 Parametrisierung der Verteilungen für die Schauermomente

Trotz der im vorigen Abschnitt diskutierten Probleme soll versucht werden, mittels eines χ^2-Tests eine e/π-Trennung zu erreichen. Voraussetzung dafür ist die Kenntnis von Mittelwerten, Standardabweichungen und Korrelationen multinormalverteilter Eingabegrößen. Bei der Auswahl der Momente als Eingabewerte für einen χ^2-Test wurde von vornherein darauf abgezielt, approximativ normalverteilte Größen zu erhalten. Deshalb gehen auch nicht die zweiten zentralen Momente selbst, sondern die aus ihnen abgeleiteten Standardabweichungen σ_t und σ_r ein. Weiterhin erweist es sich als günstig, σ_{tr}^2 anstelle von $\langle tr \rangle$ oder σ_{tr} zu wählen. Anpassungen von Gauß-Verteilungen an die histogrammisierten Größen mit Hilfe des MINUIT-Pakets [MINUIT] liefern pro Freiheitsgrad χ^2-Werte von etwa $1-3$, was als hinreichend „gaußisch" betrachtet werden kann. Die schlechteste Übereinstimmung zeigte die radiale Breite σ_r.
Alle diese Parameter (für n Eingangsgrößen ergeben sich $n(n+3)/2$) müssen in Abhängigkeit von der Schauerenergie vorgegeben sein.

4.6.1 Simulation und Selektion der Ereignisse

Zur Feststellung der Energieabhängigkeiten werden für sieben Energien einzelne Elektronen im H1-Detektor mit Hilfe von H1SIM gleichverteilt in Φ und Θ simuliert. Der Polarwinkel wird allerdings auf den für das H1-Kalorimeter wesentlichen Bereich von $4-140°$ eingeschränkt. Im Unterschied zu den Simulationen in Abschn. 4.3.2 darf der Ereignisvertex diesmal variieren, und zwar gemäß den Standardvorgaben in H1SIM:

- Gauß-Verteilungen in x und y mit Breiten $\sigma_x = 0.029\,cm$ und $\sigma_y = 0.007\,cm$,

- Gleichverteilung in z mit höchstens $\pm 70\,cm$ Abweichung vom nominalen Wechselwirkungspunkt.

Für die weitere Analyse zugelassen sind nur Ereignisse, die den in 4.3.1 gemachten Voraussetzungen über zuverlässige Kalorimeterbereiche genügen. Spalten werden also nicht berücksichtigt. Zusätzlich werden lose Schnitte in den longitudinalen und radialen Momenten vorgenommen, um fehlerhafte Ereignisse und/oder Berechnungen auszuschließen, die zu groben Ausreißern führen:

$$4 < \; t_s \; < 14 \tag{4.20}$$
$$2 < \; \sigma_t \; < 6.5 \tag{4.21}$$
$$0 < \; r_s \; < 1.25 \tag{4.22}$$
$$0 < \; \sigma_r \; < 1.6\,. \tag{4.23}$$

An dieser Stelle (s. Abb. 4.12) gehen explizit auch die in den radialen Momenten aufgrund der Kalorimetergranularität problematischen Ereignisse für die Parametrisierung verloren. Bei der späteren Untersuchung der Effizienz dieser Methode dürfen sie natürlich nicht vernachlässigt werden! Tabelle 4.2 gibt einen Überblick über die verwendeten Daten.

E_{gen} $[GeV]$	#simuliert	#akzeptiert	%akzeptiert
10	2000	1459	73
20	1948	1497	77
30	2000	1485	74
50	2000	1498	75
100	2000	1457	73
150	1203	920	76
200	994	756	76

Tabelle 4.2: Zur Parametrisierung der skalierten Schauermomente simulierte Ereignisse

4.6.2 Erwartungen und Ergebnisse

Betrachtet man das in Kap. 3.4 vorgestellte, der Simulation zugrundeliegende Modell, so hängen die longitudinalen Parameter T und α linear von $\ln E$ ab. Aufgrund der Gleichungen 3.59 bis 3.63 sollte sich dieses Verhalten jedenfalls auf t_s und σ_t übertragen. Für das integrierte radiale Profil gibt es als einzigen Anhaltspunkt das Profil am Schauermaximum aus Gleichung 3.67, das ebenfalls mit $\ln E$ variiert.

Alle 20 Parameter werden daher zunächst gegen $\ln E$ aufgetragen und auf lineare Abhängigkeit untersucht. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen dabei statistischen 1σ-Fehlern nach Anhang B.

Wie sich in Abb. 4.13 zeigt, wird diese Annahme von den Mittelwerten bis auf $\langle r_s \rangle$ hervorragend erfüllt. Die Änderung von $\langle r_s \rangle$ mit $\ln E$ hingegen ist zum einen im Verhältnis zu den 1σ-Fehlerbalken sehr viel schwächer und zum anderen zu niedrigen Energien hin nicht weiter abfallend. In Anbetracht der Größe der Fehler, die noch dazu lediglich statistische Unsicherheiten berücksichtigen, scheint die Anpassung einer Geraden trotzdem gerechtfertigt. Alle mit MINUIT errechneten Anpassungsgeraden sind für E in GeV gegeben:

$$\langle t_s \rangle = 0.807 \ln E + 6.259 \tag{4.24}$$
$$\langle \sigma_t \rangle = 0.2009 \ln E + 3.283 \tag{4.25}$$
$$\langle r_s \rangle = 0.0067 \ln E + 0.6682 \tag{4.26}$$
$$\langle \sigma_r \rangle = 0.0350 \ln E + 0.4820 \tag{4.27}$$
$$\left\langle \sigma_{tr}^2 \right\rangle = 0.1448 \ln E + 0.082\,. \tag{4.28}$$

Die Abhängigkeit der Breiten s der Verteilungen von der Energie ist in Abb. 4.14 dargestellt. Außer $s(\sigma_{tr}^2)$ lassen sich innerhalb der Fehler alle gut linear approximieren, wobei aber $s(\sigma_r)$ gegen $1/E$ aufgetragen ist. $s(r_s)$ kann sogar als konstant angenommen werden. Insgesamt gilt:

$$s(t_s) = -0.045 \ln E + 1.274 \tag{4.29}$$
$$s(\sigma_t) = -0.0149 \ln E + 0.571 \tag{4.30}$$
$$s(r_s) = 0.210 \tag{4.31}$$
$$s(\sigma_r) = 0.4721/E + 0.1293 \tag{4.32}$$
$$s(\sigma_{tr}^2) = 0.0118 \ln E + 0.436 \tag{4.33}$$

Die Korrelationskoeffizienten r_{ij}, bei denen die Zuordnung $t_s \to 1$, $r_s \to 2$, $\sigma_t \to 3$, $\sigma_r \to 4$ und $\sigma_{tr}^2 \to 5$ verwendet wird, sind in den Abb. 4.15 und 4.16 dargestellt.

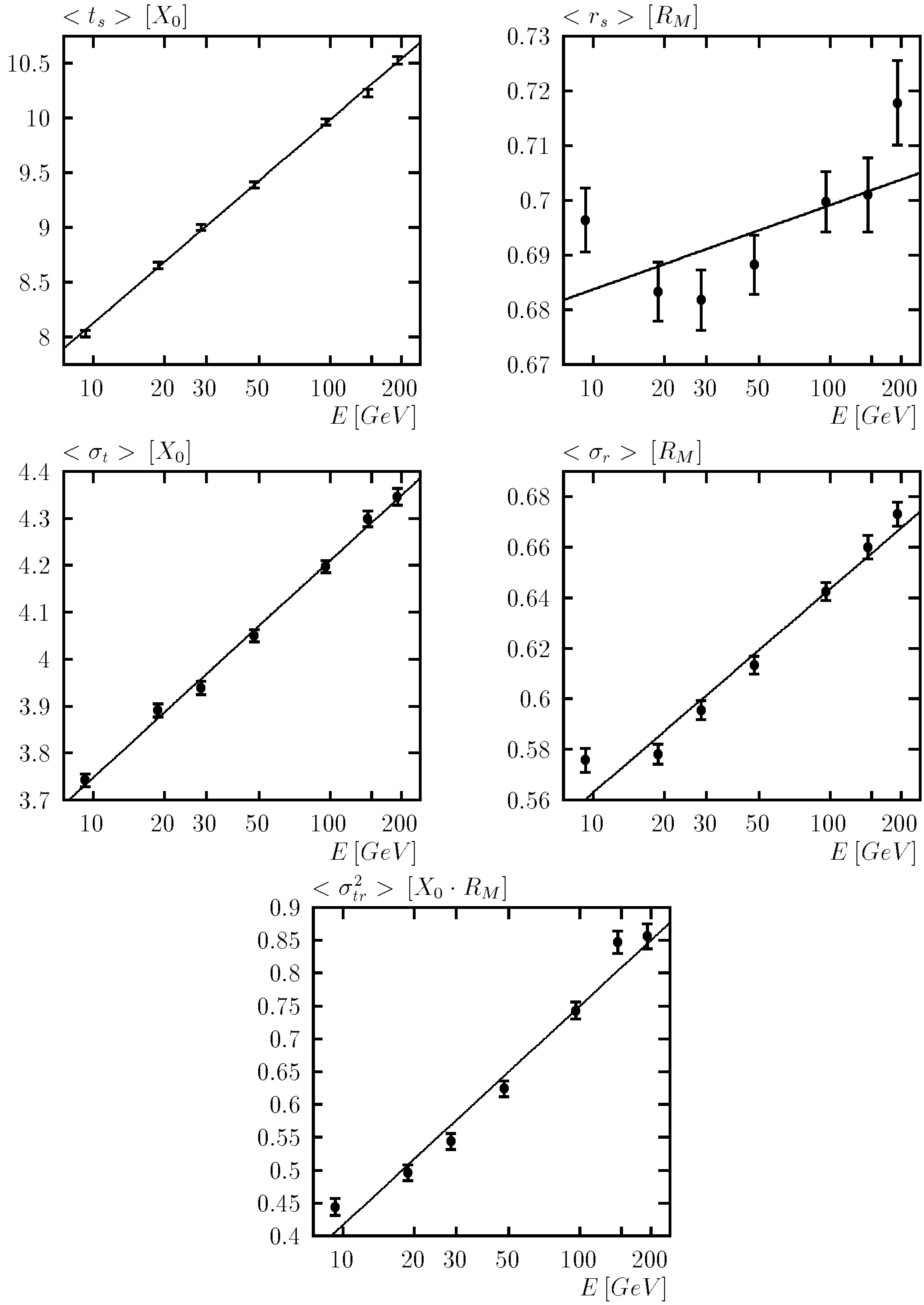


Abbildung 4.13: Mittelwerte der fünf skalierten Schauermomente in Abhängigkeit von der Energie

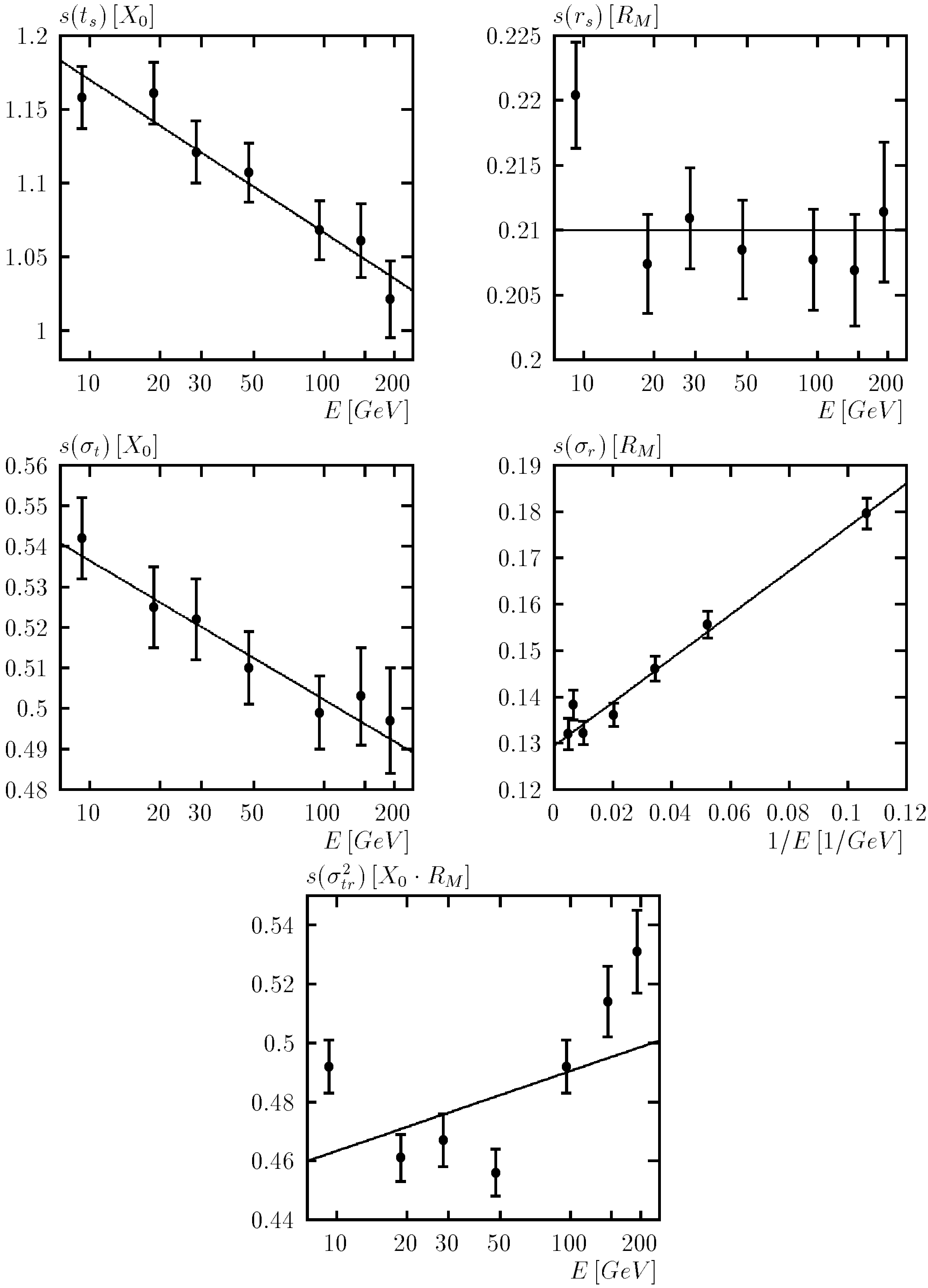


Abbildung 4.14: Breiten der Verteilungen der skalierten Schauermomente in Abhängigkeit von der Energie

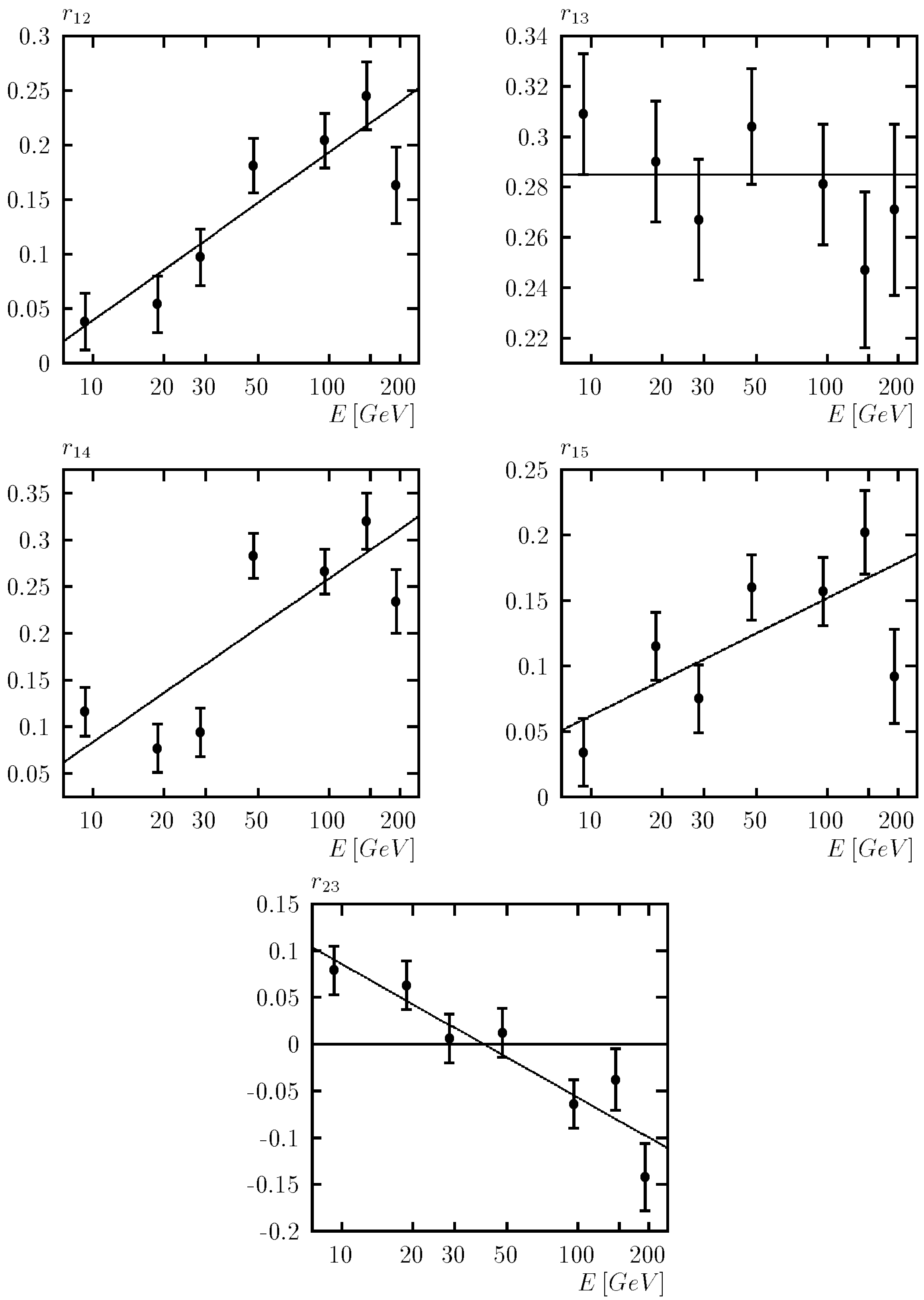


Abbildung 4.15: Korrelationskoeffizienten der Schauermomente r_{12} bis r_{23} in Abhängigkeit von der Energie

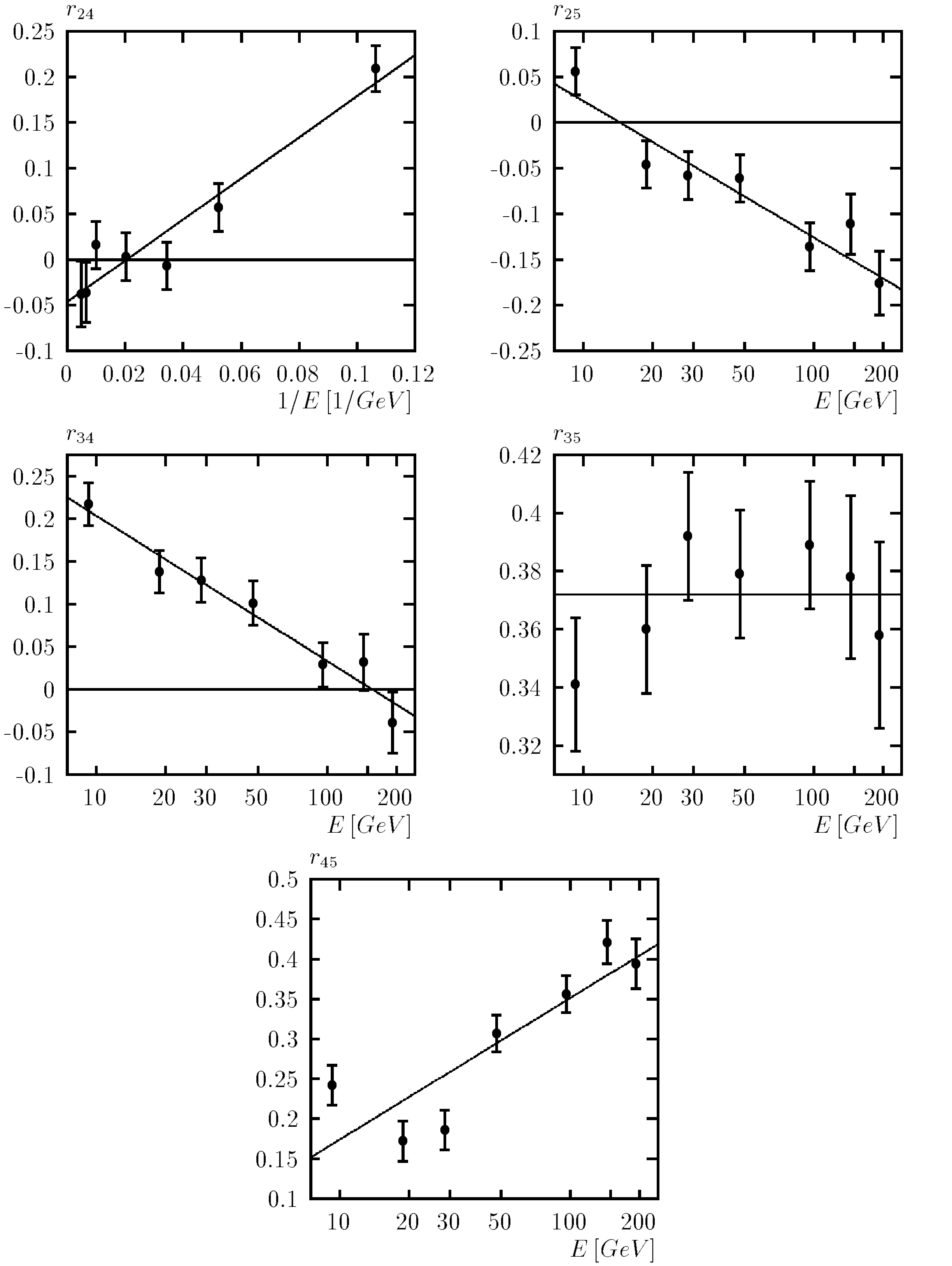


Abbildung 4.16: Korrelationskoeffizienten der Schauermomente r_{24} bis r_{45} in Abhängigkeit von der Energie

Von ihnen werden sieben linear in $\ln E$, einer linear in $1/E$ und zwei als konstant angesetzt. Im Fall r_{14} scheint der lineare Ansatz allerdings nur mäßig zu passen. Es ergeben sich folgende Parametrisierungen:

$$r_{12} = 0.067 \ln E - 0.116 \quad (4.34)$$
$$r_{13} = 0.285 \quad (4.35)$$
$$r_{14} = 0.076 \ln E - 0.092 \quad (4.36)$$
$$r_{15} = 0.039 \ln E - 0.028 \quad (4.37)$$
$$r_{23} = -0.062 \ln E + 0.229 \quad (4.38)$$
$$r_{24} = 2.251/E - 0.047 \quad (4.39)$$
$$r_{25} = -0.065 \ln E + 0.174 \quad (4.40)$$
$$r_{34} = -0.074 \ln E + 0.375 \quad (4.41)$$
$$r_{35} = 0.372 \quad (4.42)$$
$$r_{45} = 0.077 \ln E - 0.004\,. \quad (4.43)$$

4.7 Elektron-Pion-Trennung mit skalierten Schauermomenten

4.7.1 Simulierte Ereignisse

Um die Effizienz der entwickelten Methode festzustellen, muß sie an simulierten Elektronen und Pionen ausgetestet werden. Dazu wird genauso wie in Abschn. 4.6.1 vorgegangen, wobei diesmal natürlich kein Schnitt auf die Schauermomente zum Ausschluß von Ausreißern angewendet wird. Im Hinblick auf die Aussagekraft bezüglich der fälschlich als Elektronen identifizierten Pionen, also der Pionbeimischung, ist auf eine ausreichend hohe Pionstatistik zu achten, was aber besonders bei hohen Energien wegen des damit verbundenen Rechenzeitaufwands nicht eingehalten werden kann. Die entsprechenden Ergebnisse wurden lediglich zur Kontrolle der grundsätzlichen Funktionsfähigkeit und der Bestätigung von schon erkennbaren Trends benutzt. Die in Tab. 4.3 aufgeführten Ereignisse wurden auch für die Untersuchung der Elektronerkennung in H1PHAN bzw. H1REC zu Beginn dieses Kapitels verwendet.

4.7.2 Die Trennfunktion

Durch einen Schnitt in χ^2 bzw. $Prob(\chi^2)$ sollen Elektronen von Pionen getrennt werden. In unserem Fall sind die Momente der Elektronschauer allerdings nur approximativ multinormalverteilt. Da Pionen aber gänzlich andere Verteilungsparameter liefern, erzeugen sie in der Regel sehr hohe χ^2-Werte und können so von Elektronen getrennt werden. Trotzdem können zwei Arten von Fehler auftreten, die in der Statistik als Fehler erster und zweiter Art bekannt sind:

1. Ein Elektron wird durch den Schnitt verworfen und fälschlicherweise nicht als solches identifiziert: N_{nid}.

2. Ein Pion erfüllt die gestellte Bedingung und wird als Elektron erkannt: $N_{mi\ss id}$.

$E\,[GeV]$	#simuliert	#akzeptiert	%akzeptiert
Elektronen			
10	3168	2461	78
30	1476	1130	77
50	1046	825	79
100	519	394	76
150	383	300	78
200	301	242	80
Pionen			
10	4035	3111	77
30	8941	7082	79
50	8499	6612	78
100	2740	2162	79
150	579	427	74
200	426	323	76

Tabelle 4.3: Zur Untersuchung der e/π-Trennung simulierte Ereignisse

Eine Trennung hoher Qualität wird erzielt, wenn beide Fehler nur selten auftreten. Gute Trennung bedeutet also hohe Erkennungsraten bei niedriger Pionbeimischung. Zusätzlich definiert man daher noch die Trennfunktion Tr als

$$Tr = \frac{\frac{N_{id}}{N_e}}{\frac{N_{mi\ss id}}{N_\pi}}\,, \tag{4.44}$$

die üblicherweise in Abhängigkeit von der Effizienz N_{id}/N_e dargestellt wird.

Im folgenden wird der besseren Übersicht wegen der Schnitt in $Prob(\chi^2)$ vorgenommen; per definitionem sollten die Elektronen dort nämlich eine Gleichverteilung ergeben, so daß die Effizienz linear in $Prob(\chi^2)$ von Eins auf Null abnimmt [Sch-1].

4.7.3 Resultate

In Abbildung 4.17 sind in den oberen beiden Reihen die Korrelationen von erstem und zweitem Moment longitudinal und radial für Elektronen (links) und Pionen (rechts), die mit $30\,GeV$ generiert wurden, dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß die Pionverteilungen viel weiter zu höheren Werten hinreichen (doppeltlogarithmische Auftragung!). Insbesondere bei den radialen Parametern ist die Trennung zwischen dem e- und π-Bereich fast vollständig. Hier ist also eine etwas bessere Pionunterdrückung zu erwarten. Wegen der nicht zu eliminierenden Kalorimetereinflüsse gehen jedoch einige Elektronen verloren, was besonders für die radialen Momente gilt. In der gleichen Abbildung unten ist die Θ-Abhängigkeit des jeweils ersten Moments dargestellt, die für r_s im CB1/CB2-Bereich einige Ausreißer enthält.

Ein Vergleich zwischen Elektronen und Pionen anhand der ermittelten χ^2- bzw. $Prob(\chi^2)$-Werte wird in Abb. 4.18 vorgenommen. Die erwarteten χ^2-Verteilungen zu zwei bzw. fünf Freiheitsgraden werden gut reproduziert, während die Ergebnisse für die Pionen noch wesentlich höher reichen, als dargestellt wird. Trotz der Probleme durch Abhängigkeiten im Polarwinkel sind die resultierenden $Prob(\chi^2)$-Verteilungen der Elektronen in guter Näherung gleichverteilt. Verluste können hier allerdings wegen der sich nahe bei null befindenden Pionen kaum abgelesen werden.

In den Abbildungen 4.19 und 4.20 links sind daher die Effizienz, Pionbeimischung und Trennung bei Energien von 30, 50 und $100\,GeV$ für alle drei Momentenkombinationen gegen den Schnitt in $Prob(\chi^2)$ bzw. gegen die Erkennungsrate bei der Trennfunktion aufgetragen. Gut zu erkennen ist, daß die Probleme der radialen Werte im CB-Bereich sich in der Effizienz auch bei der für alle Momente berechneten in einer Verschlechterung bemerkbar machen. Die Pionen werden durch die Kombination aber noch mal um einen Faktor zwei reduziert und gelangen dann nur noch zu 1 bzw. 0.5% in einen Elektrondatensatz bei einem Schnitt von etwa 0.1, was sich entsprechend in der Trennung niederschlägt.

Die Frage, warum sich doch recht gleichmäßige Verteilungen für die $Prob(\chi^2)$-Werte ergeben, kann man schon aus der rechten Seite von Abb. 4.20, wo ihre Θ-Abhängigkeit dargestellt ist, erkennen. „Schlechte“ Resultate in einem Bereich werden durch „gute“ in einem anderen gerade kompensiert. In der Kombination aller Momente ist die ausgleichende Wirkung, die davon ausgeht, daß die longitudinalen Profile gerade entgegengesetzt zu den radialen ihre „guten“ bzw. „schlechten“ Ergebnisse liefern, dennoch nicht stark genug, um das Manko im CB1/2 zu beheben.

Insgesamt ergibt das im ganzen Kalorimeter einheitliche Verfahren vernünftige Resultate; hauptsächlich wegen der Granularitätseffekte erhält man aber keine ganz einheitliche e/π-Trennung. Diese hängt vielmehr vom Polarwinkel bzw. dem getroffenen Rad ab, wie man der Abb. 4.21, in der bestimmte Θ-Intervalle für eine Auswertung ausgewählt wurden, entnehmen kann. Für vollständige Ereignisse kann man die entwickelte Methode sehr wohl verwenden, muß jedoch beachten, daß $Prob(\chi^2)$ hier keine echte Wahrscheinlichkeit repräsentiert, sondern von der Winkelverteilung im jeweils betrachteten Prozeß abhängt.

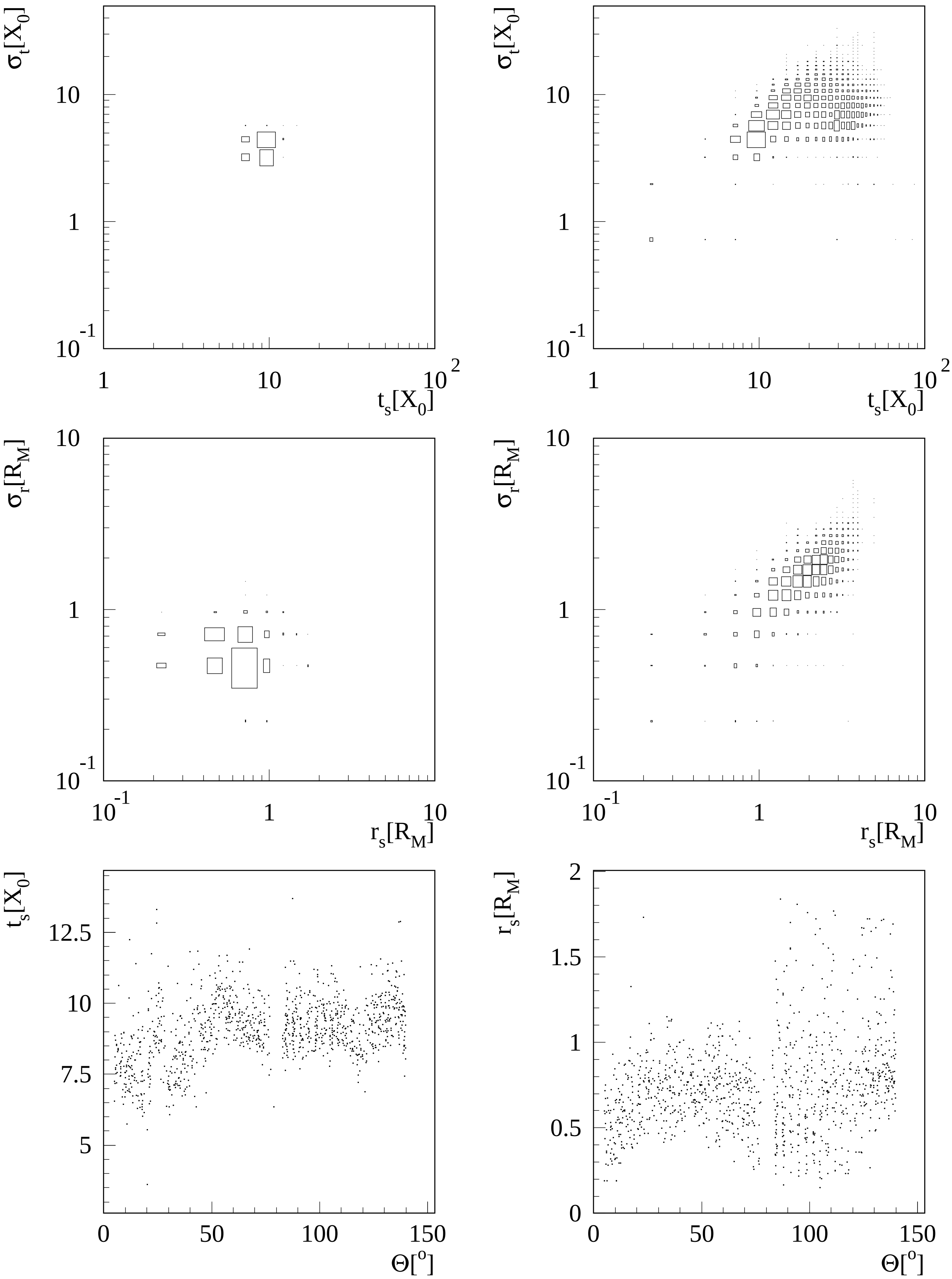


Abbildung 4.17: Korrelation der longitudinalen (oben) bzw. radialen Momente (Mitte) für 30 GeV Elektronen (links) und Pionen (rechts); unten: Abhängigkeit von Θ für t_s und r_s bei Elektronschauern

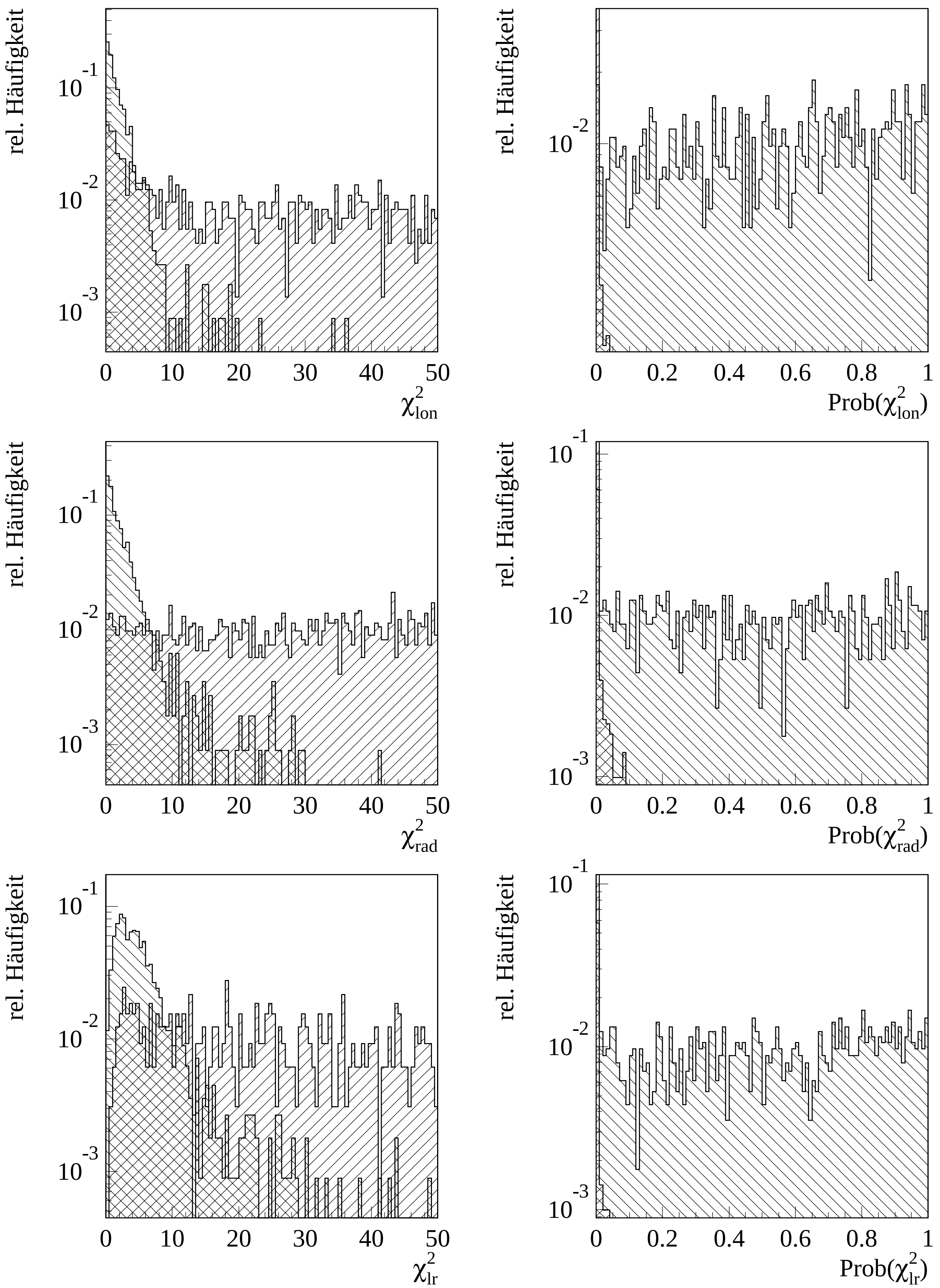


Abbildung 4.18: Links: normierte χ^2-Histogramme; rechts: dazugehörige $Prob(\chi^2)$-Histogramme für $30\,GeV$ Elektronen $\boxed{\backslash\backslash\backslash}$ und Pionen $\boxed{///}$; benutzt wurden nur longitudinale Momente (oben), nur radiale (Mitte) und alle berechneten kombiniert (unten)

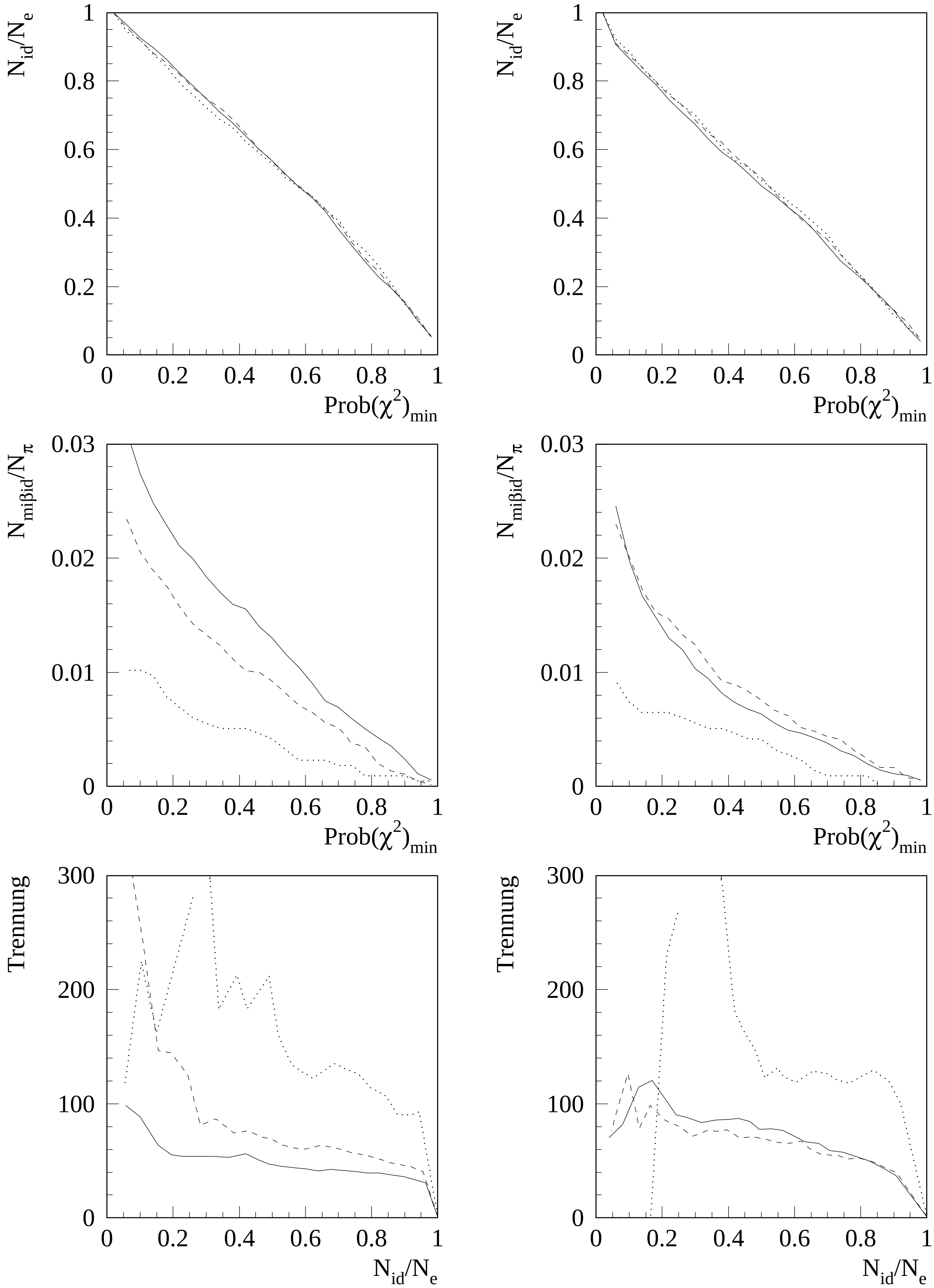


Abbildung 4.19: Effizienz, Pionbeimischung und Trennung für longitudinale (links) und radiale Momente (rechts) bei Energien E_{gen} von 30 (durchgezogene Linie), 50 (gestrichelt) und 100 GeV (gepunktet)

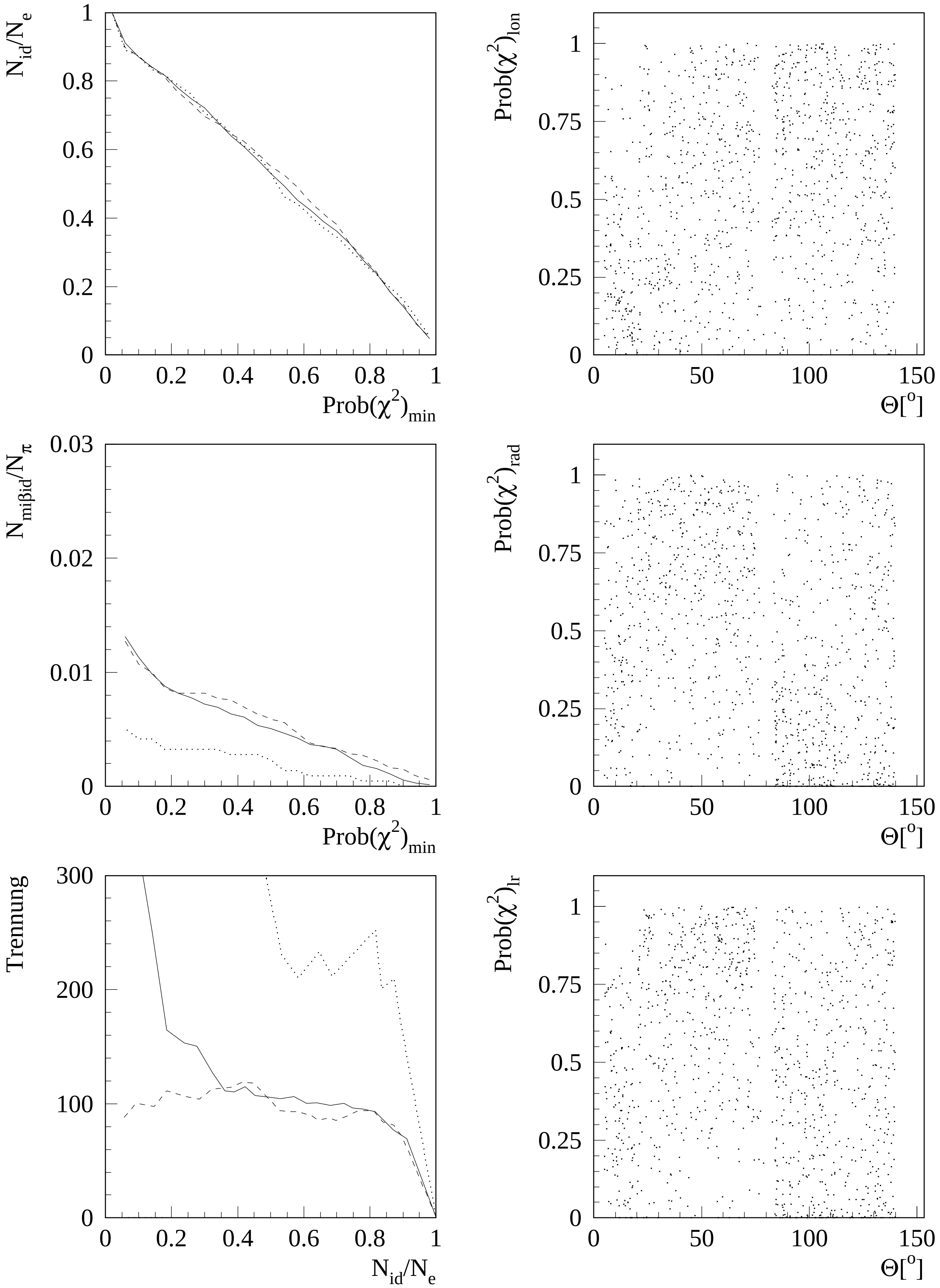


Abbildung 4.20: Effizienz, Pionbeimischung und Trennung für alle Momente (links) wie in Abb. 4.19; Θ-Abhängikeit von $Prob(\chi^2)$ longitudinal, radial und kombiniert (rechts) bei $30\,GeV$ Elektronen

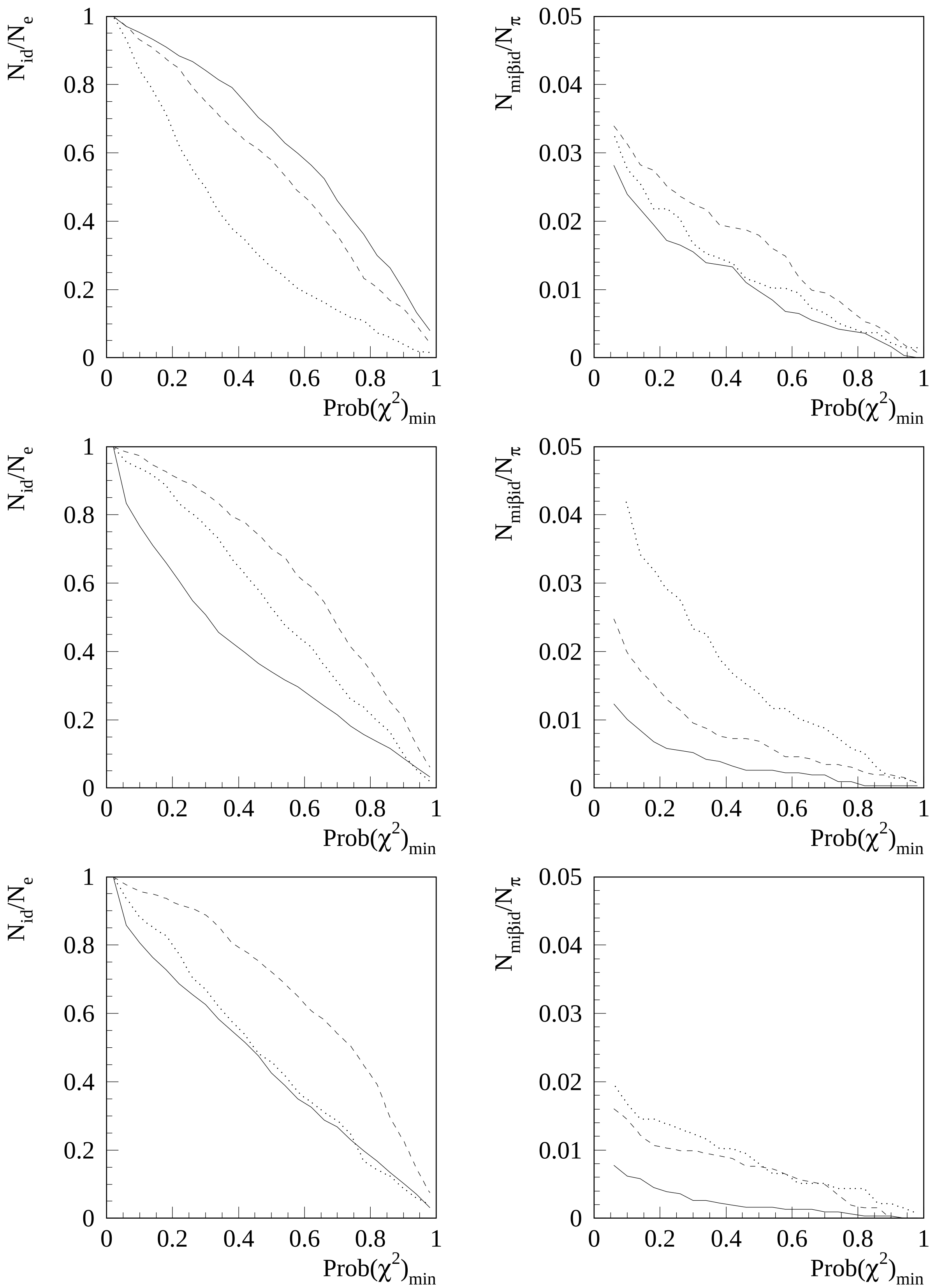


Abbildung 4.21: Effizienz und Pionbeimischung für longitudinale (oben), radiale (Mitte) und alle Momente bei Einschränkung auf den Θ-Bereich größer 80° (durchgezogene Linie), zwischen 30 und 80° (gestrichelt) und kleiner 30° (gepunktet)

Kapitel 5

Anwendung in vollständigen Ereignissen

Das Problem, isolierte Elektronen von isolierten Pionen zu trennen, ist eine Aufgabe, die sich in der physikalischen Realität bei H1 in dieser Form meist nicht stellt. In vielen vorstellbaren Prozessen bei ep-Kollisionen treten zwar von allen anderen Teilchen abgesonderte Elektronen (oder Photonen) auf, nicht jedoch Pionen. Sie liegen weder im Anfangszustand vor, noch können sie auf einfache Weise elektromagnetisch erzeugt werden. Ihr Auftreten beschränkt sich daher zumeist auf die von stark wechselwirkenden Quarks und Gluonen produzierten Jets, in denen sie neben weiteren Hadronen vorkommen. In der Regel überlappen sich die hervorgerufenen hadronischen Schauer aber so sehr, daß sie nicht isoliert betrachtet werden können.

Die untersuchte e/π-Trennung stellt mithin eine Art „schlimmster anzunehmender Fall“ dar, so daß eine Ereignisanalyse mit Hilfe der bereitgestellten Mittel aussichtsreich erscheint. Dies soll nachfolgend überprüft werden.

Als Beispielprozeß wird dazu die durch den Feynman-Graphen in Abb. 5.1 beschriebene Produktion angeregter Elektronen durch eine Kontaktwechselwirkung mit anschließendem Zerfall $e^* \rightarrow e\gamma$ gewählt. Ein Ereignisgenerator dafür liegt in der Form des Programms EPEX (Version 1.10) vor [Proc91]. In [Ros92] werden genauere Details zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte und zum Konzept des Generators wiedergegeben. Eine Voruntersuchung solcher Reaktionen ist dort ebenfalls zu finden.

5.1 Ereignistopologie und Aufgabenstellung

Die Signatur des Prozesses

$$e + p \rightarrow e^* + X \rightarrow e\gamma + X$$

ist relativ einfach und besteht aus:

- einem isolierten Elektron,
- einem isolierten Photon und
- einem durch das getroffene Quark hervorgerufenen Jet.

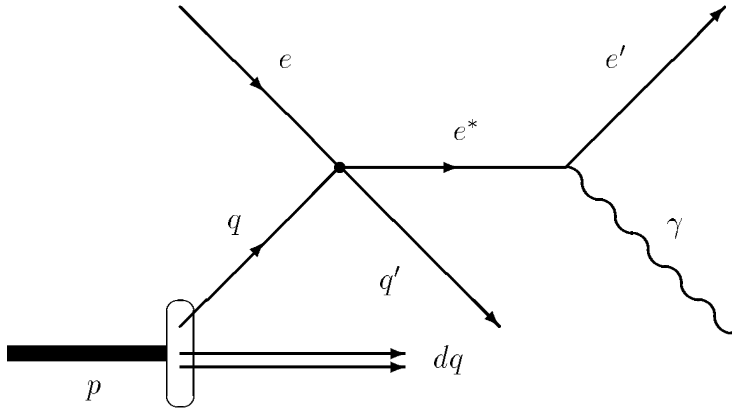


Abbildung 5.1: Feynman-Graph der Produktion angeregter Elektronen über eine Kontaktwechselwirkung mit anschließendem Zerfall $e^* \to e\gamma$

Der durch den Protonrest erzeugte Jet verläuft entlang der Strahlröhre in Vorwärtsrichtung und wird in der Regel nicht nachgewiesen.

Bis auf das zusätzliche Photon entspricht dies dem Erscheinungsbild der bereits in Abschn. 2.2 erwähnten tiefineleastischen Streuung $e + p \to e + X$. Aufgrund eines um mehrere Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitts ist aber nicht auszuschließen, daß durch andere Vorgänge (z. B. Teilchenzerfälle) solch ein Photon im Endzustand auftritt.
Die zu lösende Aufgabe besteht also in der Hauptsache darin,

1. *zwei* elektromagnetische Cluster als Kandidaten für das Elektron und das Photon zu finden, und

2. verbleibenden Untergrund durch topologische Schnitte zu unterdrücken.

Wird nicht auf die elektromagnetische Natur der Cluster abgefragt, so stellt es kein Problem dar, einen zweiten Kandidaten in Bestandteilen des Jets zu finden, der unter Umständen sogar die topologischen Anforderungen erfüllt. Das ist natürlich nicht sinnvoll. Man möchte vielmehr durch eine Vorselektion nur aussichtsreiche Ereignisse mit zwei „echten“ elektromagnetischen Clustern übrigbehalten, um sie dann strengeren topologischen Kriterien unterwerfen zu können.

5.2 Untersuchte Ereignisse

In der Mehrzahl der Ereignisse der tiefinelastischen ep-Streuung wird das Elektron nur relativ wenig aus der ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt und hauptsächlich im BEMC nachgewiesen. Da jedoch mit im H1-Kalorimeter gemessenen Schauermomenten gearbeitet werden soll, muß das Impulsübertragsquadrat des Elektrons nach

$$Q^2 \approx 2E_e E_{e'}(1 + \cos\Theta_{e'}) \tag{5.1}$$

wenigstens einige hundert GeV^2 betragen, damit $\Theta_{e'} < 140°$ wird. Nach [Ros92] ist die Wahl eines hohen Schnitts in Q^2_{min} sogar von Vorteil, da der Wirkungsquerschnitt des Untergrunds stark absinkt, der des Signals jedoch kaum.

Bei den zu untersuchenden Ereignissen beträgt das aus auslaufendem und einlaufendem Elektron rekonstruierbare Impulsübertragsquadrat mindestens $1000\,GeV^2$. Weiterhin wird wie schon in Abschn. 4.3.1 für das gestreute Elektron auf zulässige Kalorimeterbereiche abgefragt. Bei EPEX muß auch das Photon die entsprechenden Bedingungen erfüllen.

Als Untergrundgenerator für die tiefinelastische Streuung dient das Programm LEPTO (Version 6.1) [Proc91]. Zum Vergleich sollten die Grundeinstellungen von EPEX und LEPTO identisch sein. Aus Rechenzeitgründen wird jedoch auf offiziell von der H1-Kollaboration rekonstruierte Ereignisse zurückgegriffen, so daß leichte Unterschiede unausweichlich sind. Insbesondere wurden verschiedene Protonstrukturfunktionen benutzt. Im betrachteten Bereich bestehen aber keine drastischen Unterschiede [Ham-1], so daß nur geringe Einflüsse auf die Ergebnisse zu erwarten sind. Auf der IBM des DESY-Rechenzentrums befinden sich die verwendeten Ereignisse in den Datensätzen

„HERA02.H1EPEX11.MxxxES00.S21400.R40001.A00“

und

„HERA02.H1LEPT61.MEPS4701.S21400.R40001.Ann“.

Dabei steht „xxx“ für die Masse des angeregten Elektrons nach Tab. 5.1. „nn“ wird von 00 an gezählt bis in diesem Falle 12, wenn die Ereignisse aufgeteilt werden, um nicht zu große Datensätze entstehen zu lassen. Detailliertere Informationen zur Generierung und Weiterverarbeitung (H1SIM Version 2.14, H1REC Version 4.00) stehen in „HERA02.H1FILES(+FILES)“.

$m_*\,[GeV]$	075	100	125	150	175	200

Tabelle 5.1: Massen der angeregten Elektronen

5.3 Die Suche nach Elektron-Photon-Paaren

Damit das im 4. Kap. entwickelte e/π-Trennungsverfahren überhaupt sinnvoll angewendet werden kann, ist mit Hilfe der MC-Daten vorher zu überprüfen, ob die entscheidenden Teilchen, d. h. die gestreuten Elektronen und, im Falle von EPEX, auch das Zerfallsphoton zuverlässige Kalorimeterbereiche nach Abschn. 4.3.1 getroffen haben. Anderenfalls wird das Ereignis verworfen.

Den Ausgangspunkt der anschließenden Suche stellen alle rekonstruierten Cluster dar, die zunächst nach ihrer Energie (auf der elektromagnetischen Skala) sortiert werden. Beginnend mit dem energiereichsten wird für alle Cluster mit Hilfe des Konusalgorithmus eine Liste der Satellitencluster erstellt, wobei die einmal verwendeten in der Ausgangsliste gelöscht werden. Am Ende des Verfahrens tritt jeder Cluster genau einmal auf,

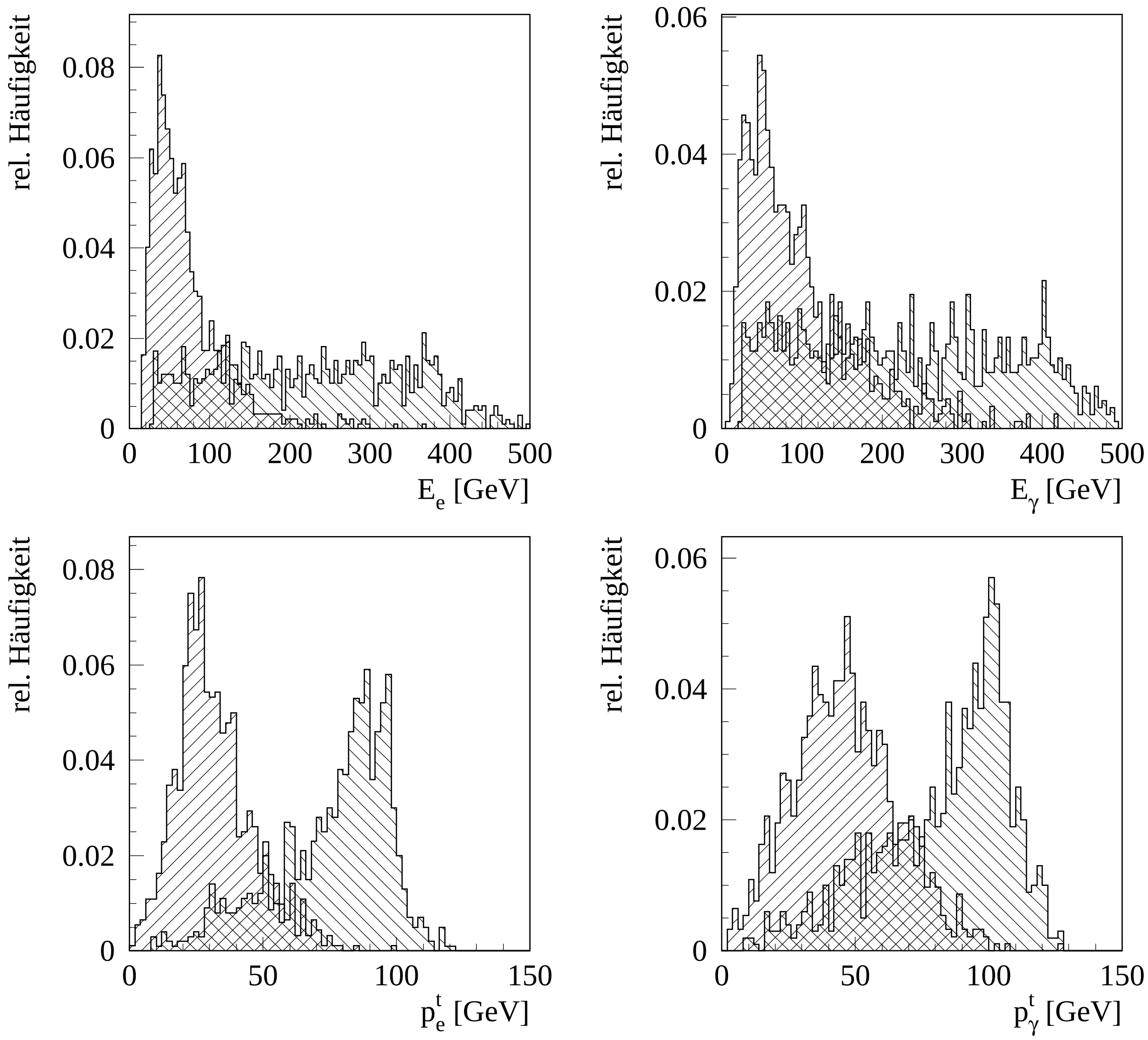


Abbildung 5.2: Energie- und Transversalimpulsverteilungen für EPEX-Ereignisse mit e^*-Massen von $75\,GeV$ $\boxed{///}$ und $200\,GeV$ $\boxed{\backslash\backslash\backslash}$

und zwar entweder in der ursprünglichen Liste oder bei den Satelliten. Die als zusammengehörig erkannten Cluster werden dann in eine Liste zusammengefaßt, für die man jeweils die Energie E_0, die Transversalenergie $E_0^\perp = E_0 \sin\Theta$ sowie die „Wahrscheinlichkeit“ $Prob(\chi^2)$ berechnet. Da nach den Verteilungen in Abb. 5.2 die Energie von Elektron und Photon $15\,GeV$ meist weit übersteigt, bringt man an dieser Stelle als ersten Schnitt

$$E_0 \geq 15\,GeV \tag{5.2}$$

an. Alle verbleibenden prüft man auf ihre elektromagnetische Natur, indem

$$Prob(\chi^2) > 10^{-4} \tag{5.3}$$

gefordert wird, wodurch man LEPTO-Untergrund um etwa einen Faktor 50 unterdrückt. Der resultierende Wirkungsquerschnitt nach Tab. 5.2 liegt dann in derselben Größenordnung wie der von EPEX.

Abbildung 5.3 oben zeigt Histogramme für die Anzahl der noch vorhandenen Kandidaten bei LEPTO- (links) und EPEX-Ereignissen (rechts). Offensichtlich haben in der

	EPEX						LEPTO
$m_* \, [GeV]$	75	100	125	150	175	200	-
$\sigma_{Q^2_{min}} \, [pb]$	10.163	4.045	1.393	0.479	0.148	0.036	202.506
# gesamt	920	957	976	994	1000	1000	8472
# verwertet	562	626	626	645	623	645	7195
# e erkannt	527	575	578	602	567	599	6715
# γ erkannt	519	582	599	606	590	616	–
# $e\gamma$ erkannt	487	535	553	566	541	572	–
# Paar erkannt	491	543	559	570	545	577	140
geom. Eff. [%]	61.1	65.4	64.1	64.9	62.3	64.5	84.9
anal. Eff. [%]	87.4	86.7	89.3	88.4	87.5	89.5	1.9
$\sigma_{Rest} \, [pb]$	5.427	2.294	0.797	0.275	0.081	0.021	3.267

Tabelle 5.2: Mit Hilfe der ermittelten Erkennungsraten für EPEX- und LEPTO-Ereignisse werden aus den zugrundeliegenden Wirkungsquerschnitten $\sigma_{Q^2_{min}}$ nach [Ros92] die beobachtbaren abgeleitet

überwiegenden Mehrzahl tatsächlich nur die energiereichen elektromagnetischen Cluster überlebt, die dem gestreuten Elektron und, bei EPEX, dem Photon entsprechen. Die zugrundeliegenden Verteilungen für das höchste und zweithöchste vorkommende $Prob(\chi^2)_{1,2}$ sind ebenfalls in Abb. 5.3 dargestellt. Die sehr niedrigen Werte in $Prob(\chi^2)_2$ für den Untergrund treten deutlich hervor. In dem seltenen Fall, daß drei Kandidaten vorkommen, verwirft man denjenigen mit der geringsten Transversalenergie [Ber-1].

Insgesamt erhält man in Abhängigkeit von der Anregungsmasse m_* nach Tab. 5.2 Erkennungsraten für Elektronen, Photonen und $e\gamma$-Paare wie in Abb. 5.4 links. „Erkennung“ heißt für die Elektronen und Photonen, daß sie sich unter den höchstens zwei restlichen Kandidaten für das $e\gamma$-Paar befinden. Die Unterscheidung von Elektron und Photon, die für die Berechnung der invarianten Masse

$$m_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \tag{5.4}$$

nicht nötig ist, wird aus Generatordaten erschlossen. Zum direkten Vergleich von Signal und Untergrund werden in Tab. 5.2 aus den Wirkungsquerschnitten nach [Ros92] die beobachtbaren Wirkungsquerschnitte durch Multiplikation mit der geometrischen und der Analyseeffizienz ermittelt. Die geometrische Effizienz ergibt sich aus der Anzahl der eingangs verworfenen Ereignisse, die für EPEX niedriger ausfällt, da sich Elektron *und* Photon in zuverlässigem Kalorimetervolumen befinden müssen. Gewichtet man anschließend die Histogramme der rekonstruierten invarianten Massen entsprechend , so erhält man Abb. 5.4 rechts. Bis zu Anregungsmassen von etwa 150 GeV ist das Signal für die bei EPEX und LEPTO angenommenen (!) Parameter mit dem vorgestellten Verfahren deutlich zu erkennen. Die Anwendung detaillierter topologischer Kriterien kann zur weiteren Reduzierung des Untergrunds beitragen.

5.4 Vergleich mit früheren Resultaten

Die Voruntersuchung in [Ros92] benutzt ähnlich generierte Ereignisse. Ein entscheidender Unterschied besteht aber darin, daß nicht die vollständige, sondern die parametrisierte

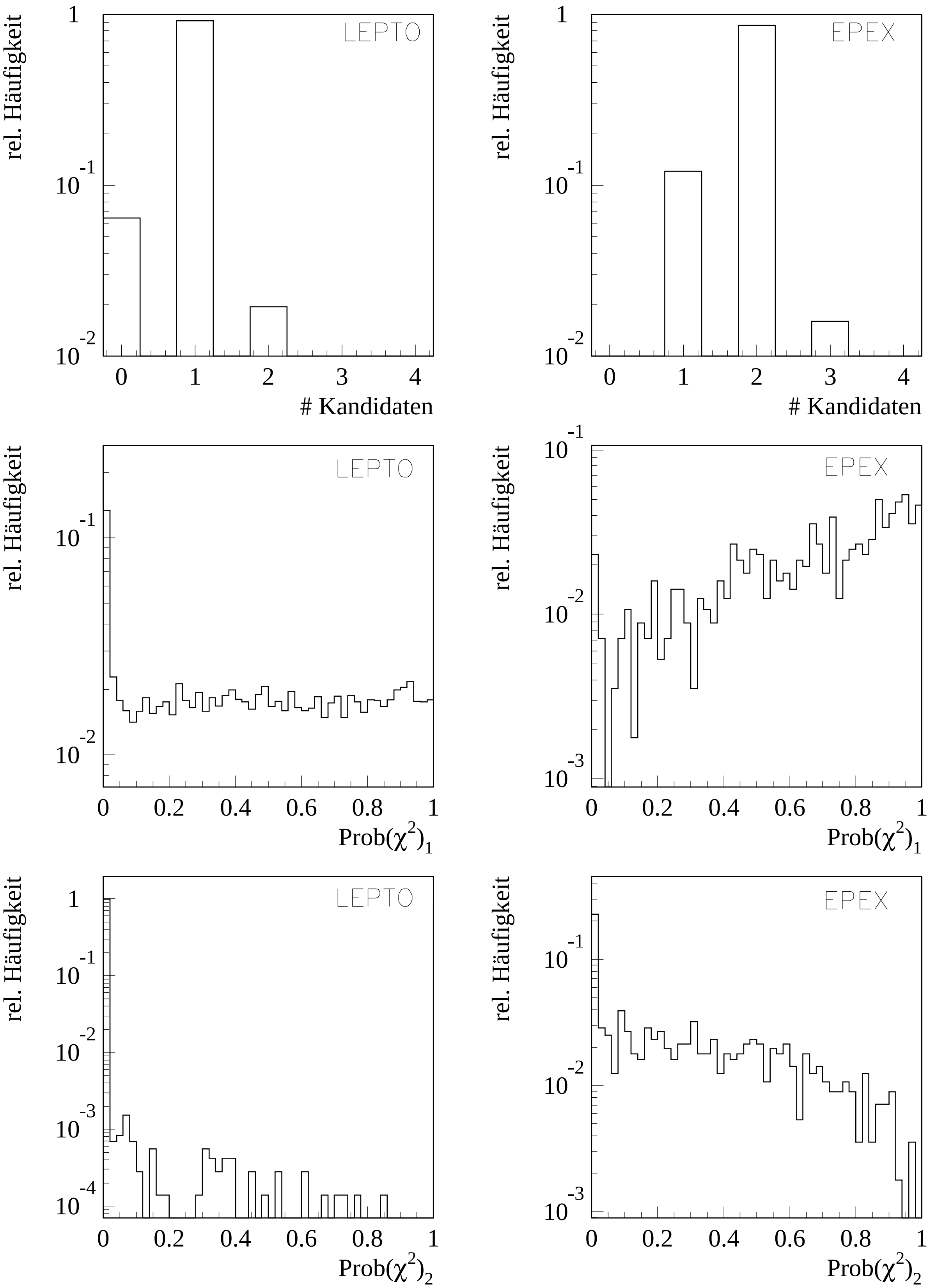


Abbildung 5.3: Obere Reihe: Histogramme der rel. Kandidatenanzahl; mittlere Reihe: Verteilung des höchsten auftretenden Werts in $Prob(\chi^2)$; untere Reihe: Verteilung des zweithöchsten auftretenden Werts in $Prob(\chi^2)$; bei EPEX gilt $m_* = 75\,GeV$

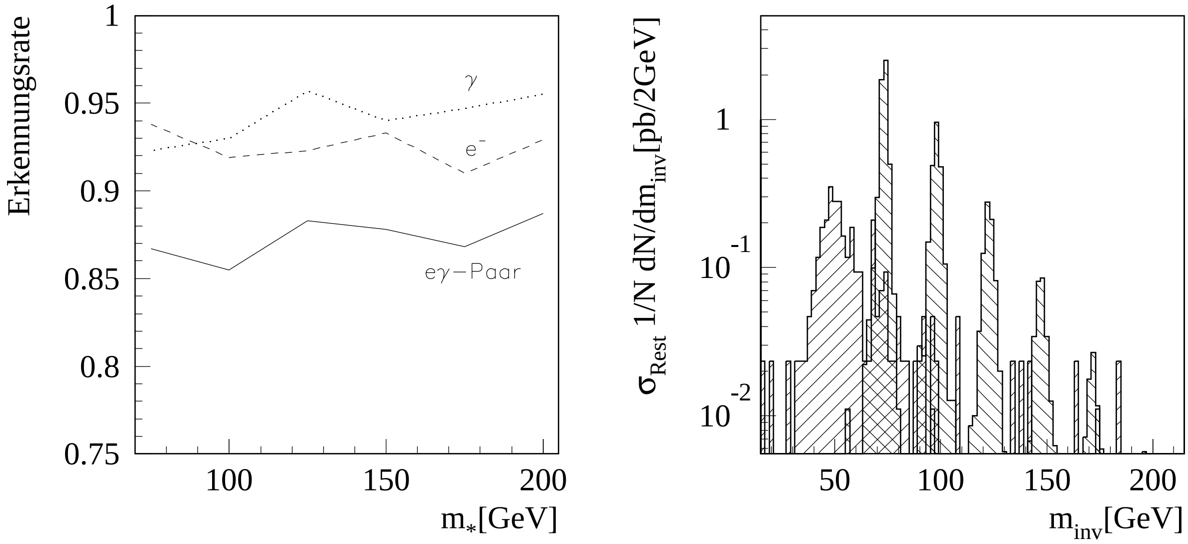


Abbildung 5.4: Links: Erkennungsraten für e, γ und $e\gamma$-Paare bei EPEX-Ereignissen in Abhängigkeit von m_*; rechts: gemäß dem Wirkungsquerschnitt σ_{Rest} überlagerte Verteilungen der rekonstruierten invarianten Massen für EPEX- $\boxed{\backslash\backslash\backslash}$ und LEPTO-Ereignisse $\boxed{///}$

Detektorsimulation H1PSI in der damaligen Version 0.92 zur Anwendung kam. Das Problem, elektromagnetische von hadronischen Clustern zu unterscheiden, tritt in H1PSI gar nicht erst auf! Laut Anleitung gelingt die Einteilung der Cluster nämlich nahezu perfekt. Ausgehend von allen elektromagnetischen Clustern mit Energien größer $15\,GeV$ bleiben dann nur Ereignisse mit zwei „echten“ Kandidaten übrig [Ros-1], was den wesentlich besser unterdrückten Untergrund erklärt. Im Falle von LEPTO stammt der zweite Cluster von Zerfallsphotonen aus Jets.

Trotzdem liegen die resultierenden Erkennungsraten für $e\gamma$-Paare sehr niedrig bei ca. 60% und fallen mit wachsender Anregungsmasse weiter ab, obwohl die Identifikation eher leichter werden sollte. Erklärt wird das durch die mit höher werdenden Energien sich verschlechternde Spurrekonstruktion und -zuordnung. Anders als im vorigen Abschnitt findet eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen statt, indem für das erstere eine passende Spur verlangt wird. Die sich für Elektronen und Photonen ergebenden Erkennungsraten differieren um bis zu 30% (!), was aber fast aufgehoben wird, wenn die Jets des Endzustands nicht mitsimuliert wurden. Aus den Abbildungen auf S. 38, die Ineffizienzen aufgrund der Spurrekonstruktion von etwa 10% zeigen, kann man auf Probleme in der benutzten H1PSI-Version schließen.

Kapitel 6

Programmbeschreibung

Alle Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mit Hilfe der IBM ES 9000/720 VF des DESY-Rechenzentrums durchgeführt. Programme der H1-Kollaboration werden dort mit dem Codemanagementsystem CMZ verwaltet [CMZ] und stehen im Quellcode als „xxx.CMZ“-Dateien oder in „xxx.LOAD“-Programmbibliotheken zur Verfügung. Die Handhabung der anfallenden Datenmengen aus Generierung, Simulation oder Rekonstruktion übernimmt das **B**ank **O**perating **S**ystem BOS, die standardisierte Ein- und Ausgabe geschieht mittels des Pakets FPACK.

H1PHAN stellt für die in Form von BOS-Bänken vorliegenden Daten einen Rahmen zur Verfügung, innerhalb dessen der Benutzer seine eigene physikalische Analyse durchführen kann. Die zur Elektron-Pion-Trennung entwickelten Werkzeuge können als Unterroutinen für diesen Zweck verwendet werden und sind auf der IBM unter „F34RAB.PID.CMZ“ bzw. „F34RAB.PID.LOAD“ zu finden.

6.1 Das Rahmenprogramm H1PHAN

Das Programm H1PHAN ist so konzipiert, daß es Ereignisse sequentiell abarbeitet und dabei innerhalb des erstellten Rahmens eine vom Verwender vorzugebende Analyse durchführt, deren Ergebnisse es z. B. in Form von Grafiken ablegt. Die Steuerung der Ein- und Ausgabe, zu benutzender Grafikpakete und Programmbibliotheken sowie des genauen Programmablaufs geschieht über eine sogenannte Steuerkarte, von der eine Standardversion in „HERA01.H1PHAN.JOBS(#H1PHAN)“ vorliegt. Für die eigentlichen Berechnungen stehen dem Anwender die folgenden drei Unterroutinen zur Verfügung, die er seinen Anforderungen anpassen kann:

1. `QUINIT` wird nach der Initialisierung von H1PHAN unmittelbar vor dem Einlesen des ersten Ereignisses aufgerufen und gibt dem Benutzer Gelegenheit, eigene vorbereitende Aufgaben zu erledigen.

2. Für jedes Ereignis füllt H1PHAN eine interne Datenstruktur, um den Zugang zu Informationen zu erleichtern und zu systematisieren. Im Anschluß daran wird jeweils die Unterroutine `QUEVT` aufgerufen, in der die eigentlichen Untersuchungen vorzunehmen sind.

3. Für abschließende Rechnungen und Ausgaben läuft nach Abarbeitung aller Ereignisse `QUTERM` ab.

6.2 Die Anwender-Schnittstelle

Vorgesehen sind drei Zugangsmöglichkeiten:

1. Zu einem vorzugebenden Kandidatencluster werden durch den Konusalgorithmus die Streucluster bestimmt und hinzugefügt.
2. Der Benutzer stellt sich eine eigene Clusterliste zusammen, für die die Berechnungen vorgenommen werden.
3. Der Anwender übergibt eine Liste aller Zellen, die in die Auswertung eingehen sollen.

Alle drei Fälle werden von der Unterroutine `QPIDXI` übernommen. Die Übergabe geschieht über den Aufruf

```
CALL QPIDXI(LCL,NCL,NCELL,IMDS,XISQ,IERR)
```

mit

- `LCL(NCL)`: Liste von Cluster- (RCLU-) oder Zellnummern
- `NCL`: Anzahl der Cluster bzw. Zellen (maximal 1000 bzw. 500)
- `NCELL(4)`: Verteilungsschlüssel der Zellen auf die vier Kalorimeter lAr, IRON, BEMC, PLUG für Modus zwei mit
  - `NCELL(1)`: # Zellen in lAr
  - `NCELL(2)`: # Zellen in lAr und IRON
  - `NCELL(3)`: # Zellen in lAr, IRON und BEMC
  - `NCELL(4)`: # Zellen insgesamt
- `IMDS`: Arbeitsmodus:
  - `IMDS = 0`: Kandidatencluster
  - `IMDS = 1`: Clusterliste
  - `IMDS = 2`: Zelliste
- `XISQ`: Ausgabefeld mit den ermittelten χ^2-Werten:
  - `XISQ(1)`: nur longitudinale Momente (zwei Freiheitgrade)
  - `XISQ(2)`: nur radiale Momente (zwei Freiheitsgrade)
  - `XISQ(3)`: alle Momente (fünf Freiheitsgrade)
- `IERR`: Fehlerflagge:
  - `IERR = 0`: Berechnung o.k.
  - `IERR = 1`: Berechnung durchgeführt, aber die Mindestenergie für den Hauptcluster bzw. für alle Zellen wurde unterschritten
  - `IERR = 2`: Berechnung durchgeführt, aber der Schwerpunkt liegt in einem unzulässigen Bereich des H1-Kalorimeters
  - `IERR = 3`: Berechnung nicht durchführbar ($\chi^2 = 99999$)

Innerhalb von H1PHAN könnte die Benutzung z. B. so aussehen:

```
      INTEGER LCLUS(MXCLUS),NCELL(4)
      REAL XISQ(3)
      .
      .
      .
C--- cluster loop in H1PHAN:
      DO 100 ICLUS=JCLUS1,JCLUS2

C--- RCLU clusters only!
        IF JECLUS(ICLUS) THEN

C--- get RCLU nr.
          LCLUS(1) = JCLUS(ICLUS)

C--- candidate cluster
          NCLUS = 1
          IMDS  = 0
          CALL QPIDXI(LCLUS,NCLUS,NCELL,IMDS,XISQ,IERR)
          IF (IERR.GT.0) GOTO error
          CHI2  = XISQ(3)

C--- calculate probability for a larger value next time
C--- (CERN program library G 100)
          PRB   = PROB(CHI2,5)
      .
      .
      .
  100 CONTINUE
```

Im Programm selbst wird immer auf Zellniveau gerechnet. Die Zerlegung der Cluster in Zellen übernimmt die Routine QPCLCE, die über

```
CALL QPCLCE(LCLUS,NCLUS,LCELL,MXCELL,NCELL)
```

aufgerufen wird. Eine Abfrage von NCELL(4) liefert dann die Gesamtanzahl aller Zellen, die auch Null (!) ergeben kann, wenn vorher in H1PHAN Zellen blockiert wurden (s. [H1PHAN]).

Um mit dem Programm arbeiten zu können, müssen allerdings noch Kopien der Datenbänke CATB und CAGG aus H1PSI unter dem Namen QATB bzw. QAGG zur Verfügung gestellt werden. In „F34RAB.PID.CMZ“ sind sie unter „//pid/pid/qgeo“ zu finden, einfacher ist es jedoch, sie direkt in die Steuerkarte von H1PHAN durch Hinzufügen der Zeile „%MACRO F34RAB.PID.QGEO“ einlesen zu lassen. Sie enthalten Angaben über die Einteilung des H1-Detektors und entsprechende mittlere Materialparameter zu der in Abschn. 4.8 beschriebenen Geometrie. Der FORTRAN-Code der Routine ist in Anhang C abgedruckt.

6.3 Die Geometrieroutinen

6.3.1 Die Ortsbestimmung

Die Skalierung von Abständen mittels der bereits beschrieben Geometrie wird von der Routine `QIDGEO` übernommen. Sie verfolgt schrittweise durch welche Teilvolumina die Verbindungslinie zweier gegebener Punkte führt. Die Komplexität der Geometrie, von der in Abb. 6.1 eine Art Ausschnittsvergrößerung zu sehen ist, läßt es leider nicht zu, relativ zum aktuellen Ort die Koordinaten des nächsten Keils, der erreicht wird, mit hinreichender Zuverlässigkeit zu ermitteln. Abbildung 6.1 verdeutlicht, daß es ohne weiteres möglich ist, die radiale Lage zu wechseln, ohne eine solche Grenze zu überqueren! Außerdem müssen die oktogonale Kalorimeterform und die begrenzte Rechengenauigkeit berücksichtigt werden.

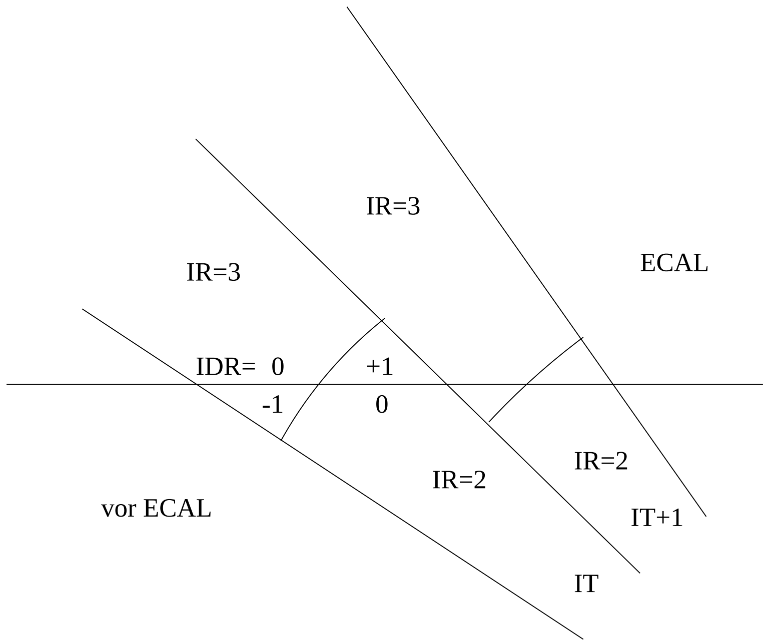


Abbildung 6.1: Prinzipskizze zur Überschneidung von radialen Grenzen der geometrischen Einteilung nach QATB und QAGG mit der tatsächlichen Kalorimeterbegrenzung des FB2E

Die aktuelle Position muß daher mit Hilfe des Unterprogramms `QIDBFI` immer wieder neu bestimmt werden, was einen etwas erhöhten Rechenzeitbedarf zur Folge hat, aber zu einer wesentlich besseren Fehlertoleranz beiträgt.
Eine Ortsbestimmung besteht dabei in der Feststellung

- des Θ-Intervalls `IT+1`,
- der radialen Lage `IR`,
- des Verschiebeparameters `IDR` und
- der Fehlerflagge `IERR`

zu einem gegebenen Punkt `XV`.

Am zeitaufwendigsten ist es, aus den 100 Intervallen im Polarwinkel das passende herauszusuchen. Man könnte zwar hier `IT` immer nur beim Überschreiten einer Θ-Grenze anpassen, läuft dann aber immer noch Gefahr, bei beschränkter Rechengenauigkeit versehentlich in ein Nachbarintervall zu gelangen, ohne es zu bemerken. Deshalb wird darauf verzichtet.

Die Bedeutung des Verschiebeparameters, der die Werte -1,0 und 1 annehmen kann, liegt darin, daß er für Keilstücke wie in Abb. 6.1 zur radialen Lage `IR` addiert werden muß, um die richtigen Materialgrößen auszulesen. Offensichtlich befinden sich z. B. Reststücke der zweiten Lage noch im elektromagnetischen Kalorimeter, so daß den ersten Zellen dort falsche Werte zugeordnet würden. Um diese und ähnliche Problemstücke an den Grenzen zwischen der zweiten und dritten bzw. dritten und vierten Lage auszuschalten, sind die Materialkonstanten eines Punktes also immer an der Stelle (`IT+1,IR+IDR`) zu nehmen. Im Bereich des IF kann auf diese Komplikation verzichtet werden; `IDR` ist dort immer null. Um auszurechnen, in welchem Detektorbereich man sich im Vergleich zu `IR` tatsächlich befindet, werden die im vorigen Abschnitt in `GEODEF` festgelegten Kalorimeterradien zugrundegelegt, die den inneren Radien des zugehörigen Oktogons entsprechen. Durch die Berücksichtigung des Azimutalwinkels an dieser Stelle erreicht man, daß gleichzeitig mit der Behandlung obiger Problemfälle auch auf die oktagonale Kalorimeterstruktur korrigiert wird.

Die Fehlerflagge schließlich ist normalerweise null und wird gleich eins bzw. zwei gesetzt, falls der Punkt zu nah am Vertex respektive außerhalb des H1-Detektors liegt.

6.3.2 Die Berechnung skalierter Abstände

Die skalierte Abstandsberechnung zwischen zwei Punkten erledigt das Unterprogramm `QIDGEO`. Ein Aufruf hat wie folgt auszusehen:

```
CALL QIDGEO(V,Z,DCM,DRAD,DABS,DRM,RADCM,ABSCM,RMOL,IERR)
```

Dabei gilt:

- Eingabe:
  - Startpunkt (x, y, z) in *cm*: `V(3)`
  - Endpunkt (x, y, z) in *cm*: `Z(3)`
- Ausgabe:
  - Abstand in: *cm* (`DCM`), X_0 (`DRAD`), λ_0 (`DABS`), R_M (`DRM`)
  - Materialgrößen am Endpunkt in *cm*: X_0 (`RADCM`), λ_0 (`ABSCM`), R_M (`RMOL`)
  - Fehlerflagge `IERR`.

Das Eintreten einer von acht Fehlerbedingungen hat das Setzen von `IERR` auf einen Wert größer Null und einen sofortigen Abbruch zur Folge.

Im einzelnen können folgende Fehler auftreten:

- `IERR = 0`: o.k.
- `1`: Startpunkt `V` außerhalb des Detektors
- `2`: Endpunkt `Z` außerhalb des Detektors
- `3`: Endpunkt zu nah am Ursprung ($r < 10^{-6}\,cm$)
- `4`: Endpunkt näher als $25\,cm$ am Ursprung
- `5,6,7`: Fehler bei geometrischen Berechnungen (sollte nie auftreten!)
- `8`: ein ungültiger Zwischenpunkt wurde berechnet.

Der Grund für die Unterscheidung von Fehler drei und Fehler vier liegt darin, daß der letztere nur gemeldet wird, wenn wirklich ein Abstand ausgemessen werden soll. Gibt man nämlich `V=Z` vor, so sind alle Abstände null, aber die Materialkenngrößen können ausgelesen werden, auch wenn `V` näher als $25\,cm$ zum Ursprung liegt. Verbindungsstücke zu berechnen ist allerdings wegen der immer geringer werdenden Keilbreiten nicht möglich.

Anstatt des (länglichen) FORTRAN-Codes oder einer detaillierten Diskussion möge an dieser Stelle das Flußdiagramm auf S. 84 genügen, um den grundsätzlichen Ablauf (ohne Fehlerausgänge) zu verdeutlichen. Eine Besonderheit ist jedoch der folgende Punkt: In den Datenbänken QATB und QAGG sind keinerlei Angaben über Molière-Radien enthalten. Um trotzdem mit Molière-Radien skalieren zu können, werden dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter insgesamt mittlere Werte in X_0 und R_M nach Tab. 6.1 zugeordnet. Die Variation von R_M um den mittleren Wert folgt dann in etwa derjenigen von X_0 [Sch-2]. In allen anderen Bereichen bleibt R_M konstant, mit Werten laut Tab. 6.1. Diese Methode stellt eher eine vorläufige Lösung dar, kann aber in Zukunft vielleicht durch die Benutzung von Angaben über den mittleren Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens verbessert werden nach

$$E_c \approx \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{min} \cdot X_0 \, .$$

rad. Lage	1	2	3	4	5	6
$R_M\,[cm]$	3.4	3.4	3.6	2.6	3.4	3.6
$X_0\,[cm]$	–	–	1.6	2.5	–	–

Tabelle 6.1: Mittlere Werte für Molière-Radien und Strahlungslängen der radialen Lagen; im BEMC gilt für die dritte Lage $R_M = 4.5\,cm = const.$

6.4 Programmüberblick

6.4.1 Kurzbeschreibung der wichtigsten Unterprogramme

`GAMDIS`: Gammaverteilung, CERN Program Library G 106
`LOCATF`: binärer Suchalgorithmus, CERN Program Library E 106
`OCTOGN`: Helixextrapolation zur Kalorimeterfrontfläche, H1UTIL Library
`QCRFID`: Test auf zuverlässige Kalorimeterbereiche, H1PHAN Library

`QGETE0`: Berechnung unkorrigierter Energien auf der elektromagnetischen Skala (AE0R)
`QIDGEO`: skalierte Abstandsberechnung
`QIDBFI`: Ortsbestimmung in der Geometrie nach Bank QATB
`QMOMTS`: allgemeine Momentenberechnung
`QPCELL`: Lesen von Zellinformationen
`QPCLCE`: Erstellung einer Zelliste zu gegebener Clusterliste
`QPIDAX`: Ermittlung von Schauerstart, -schwerpunkt und -achse
`QPIDST`: Berechnung von Schauerstart und -achse
`QPIDVX`: Auslesen des primären rekonstruierten Vertex
`QPIDXI`: Ausgabe der χ^2-Werte
`QSHMOM`: Berechnung skalierter Schauermomente, Korrektur auf totes Material
`QXISQL`: χ^2-Berechnung mit longitudinalen Momenten (zwei Freiheitsgrade)
`QXISQR`: χ^2-Berechnung mit radialen Momenten (zwei Freiheitsgrade)
`QXSQLR`: χ^2-Berechnung mit allen berechneten Momenten (fünf Freiheitsgrade)
`RSINV` : Matrixinvertierung, CERN Program Library F 012

6.4.2 Aufrufschema

Es wird nur der allererste vorkommende Aufruf in der jeweiligen Programmeinheit für `IMDS=0` aufgeführt.

```
QPIDXI
      QPCLCE
      QPIDAX
            QPCELL
            QPIDVX
            QPIDST
                  OCTOGN
      QGETE0
      QCRFID
      QSHMOM
            QPIDVX
            QPIDAX
                  QPCELL
                  QPIDVX
                  QPIDST
                        OCTOGN
            QIDGEO
                  QIDBFI
                        LOCATF
            QPCELL
            QMOMTS
            GAMDIS
      QXISQL
      QXISQR
      QXSQLR
            RSINV
RETURN
```

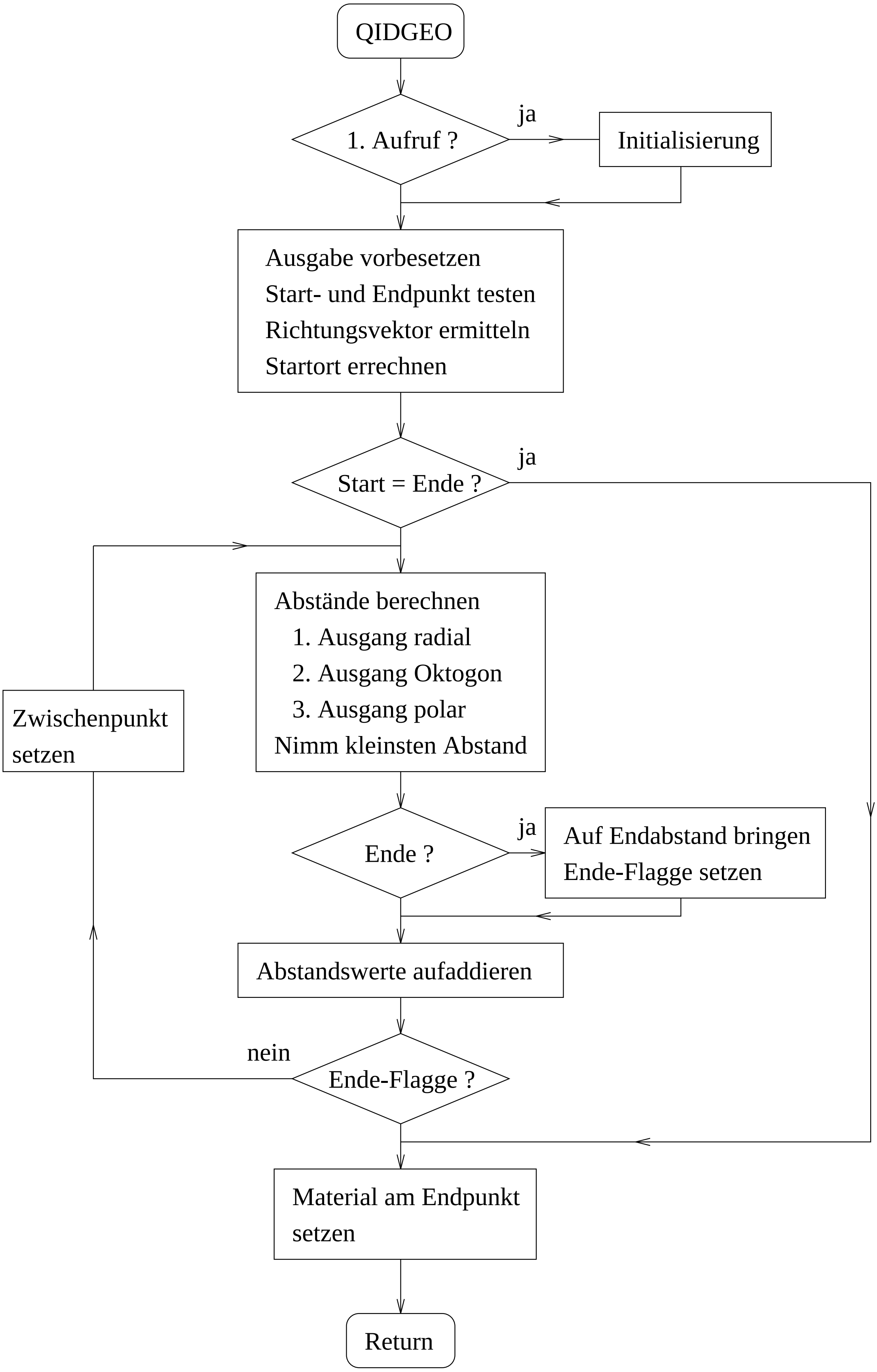


Abbildung 6.2: QIDGEO-Prinzipdiagramm

Anhang A

Der χ^2-Test

Sehr häufig sind Zufallsgrößen X wie z. B. Ergebnisse wiederholter Messungen in der Physik normalverteilt, d. h. sie haben eine Verteilungsdichtefunktion

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}\frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}\right\} \tag{A.1}$$

mit Mittelwert μ und Standardabweichung σ. Die Ausweitung auf weitere normalverteilte Zufallsgrößen führt im allgemeinen auf eine korrelierte Multinormalverteilung

$$f(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^n\,|V|}} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}(\vec{x}-\vec{\mu})^T V^{-1}(\vec{x}-\vec{\mu})\right\}\,, \tag{A.2}$$

wobei $\vec{x}$ für den Eingabevektor, $\vec{\mu}$ für den Vektor der Mittelwerte und V für die Kovarianzmatrix

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \rho_{12}\sigma_1\sigma_2 & \cdots & \rho_{1n}\sigma_1\sigma_n \\ \rho_{12}\sigma_1\sigma_2 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \rho_{(n-1)n}\sigma_{n-1}\sigma_n \\ \rho_{1n}\sigma_1\sigma_n & \cdots & \rho_{(n-1)n}\sigma_{n-1}\sigma_n & \sigma_n^2 \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

stehen. Im Falle unkorrelierter Größen läßt sich $f(\vec{x})$ in ein Produkt von n Gauß-Verteilungen faktorisieren.

Der χ^2-Test beruht nun darauf, daß für n multinormalverteilte Zufallsgrößen das Argument der Exponentialfunktion, d. h.

$$u = \chi^2 = (\vec{x}-\vec{\mu})^T V^{-1}(\vec{x}-\vec{\mu})\,, \tag{A.4}$$

einer χ^2-Verteilung

$$f(u;n) = \frac{u^{\frac{n}{2}-1}e^{-\frac{u}{2}}}{2^{\frac{n}{2}}\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \tag{A.5}$$

mit n Freiheitsgraden gehorcht. Ihr Mittelwert und ihre Standardabweichung sind n bzw. $2n$, das Maximum liegt bei $(n-2)$ (für $n = 1, 2$ ist sie streng monoton fallend). Durch Integration können aus $f(u;n)$ Wahrscheinlichkeiten berechnet werden, die aussagen, wie wahrscheinlich ein χ^2-Wert für einen Eingabevektor aus der obigen Verteilung durch das Ergebnis eines weiteren Versuchs übertroffen (oder untertroffen) wird.

Anhang B

Statistischer Fehler von Mittelwert, Standardabweichung und Korrelationskoeffizienten

Unter der Annahme einer normalverteilten Zufallsgröße X mit unbekanntem Mittelwert μ und Standardabweichung σ folgt die neue Zufallsgröße

$$M := \frac{\langle x \rangle - \mu}{s/\sqrt{n}}, \tag{B.1}$$

wobei $\langle x \rangle$ und s für die aus n Messungen abgeleiteten Schätzwerte von μ und σ stehen, einer Student-t-Verteilung [Fro79]. Bei hinreichend großen n geht sie in eine Gauß-Verteilung über, so daß sich als 1σ-Fehler von $\langle x \rangle$ der Wert $s/\sqrt{n}$ ergibt.
Weiterhin gehorcht die Zufallsgröße

$$S := (n-1)\frac{s^2}{\sigma^2} \tag{B.2}$$

einer χ^2-Verteilung mit $(n-1)$-Freiheitsgraden, die für $n \to \infty$ ebenfalls (allerdings langsamer) gegen eine Normalverteilung konvergiert. Abschätzungen mit Hilfe einer schneller konvergierenden Zufallsgröße (s. [Fro79]) liefern unter Berücksichtigung lediglich des führenden Terms einen 1σ-Fehler für s von $s/\sqrt{2n}$.
Die Fehler der Korrelationskoeffizienten

$$\rho_{ij} = \frac{\langle x_i x_j \rangle - \langle x_i \rangle \langle x_j \rangle}{\sigma(x_i)\sigma(x_j)} \quad , i \neq j \tag{B.3}$$

mit Schätzwerten r_{ij} werden gleich $(1 - r_{ij}^2)/\sqrt{n}$ gesetzt [Bro87].

Anhang C

FORTRAN-Code

```
      SUBROUTINE QPIDXI(LCL,NCL,NCELL,IMDS,XISQ,IERR)
************************************************************************
*                                                                      *
*   QPIDXI                                                             *
*   test hypothesis "object LCL is electron- (or gamma-) like" by      *
*   calculating "chi" square values                                    *
*                                                                      *
*   input : - list of clusters (or cells): LCL                         *
*           - nr. of clusters  (or cells): NCL                         *
*           - index of last cell in calo (lAr,IRON,BEMC,PLUG): NCELL   *
*           - input information:                                       *
*             IMDS = 0: candidate cluster                              *
*             IMDS = 1: cluster list                                   *
*             IMDS = 2: cell list                                      *
*                                                                      *
*   output: - XISQ values for longitudinal and radial shower shape     *
*             test and both combined                                   *
*           - error information:                                       *
*             IERR = 0: o.k.                                           *
*             IERR = 1: calc. performed, but E of main cl. (IMDS 1,2)  *
*                       or overall E (IMDS 3) below 7.5 GeV!           *
*             IERR = 2: calc. performed, but cog is not in lAr         *
*                       fiducial volume!                               *
*             IERR = 3: bad clusters or cells, XISQ set to 99999       *
*                                                                      *
* written by: Klaus Rabbertz, 24/08/93 19.10.04                        *
************************************************************************
+SEQ, QMACS.
+SEQ, ARRDEF.
      INTEGER LCL(MXCLUS),NCELL(4)
      INTEGER LCLUS(1),LCELL(MXCELL)
      REAL XISQ(3),SHMOM(20),PAR(5)
      REAL CEN(3),START(3),DIR(3),P(3)
      REAL CEN2(3),START2(3),DIR2(3)
+SEQ, QFUNC.
```

```
*--- set initial values

      XISQ(1) = 99999.
      XISQ(2) = 99999.
      XISQ(3) = 99999.
      IERR = 3

*--- candidate cluster
*--- add clusters in cone around cog of candidate

      IF (IMDS.EQ.0) THEN
        NCL = 1
        CALL QPCLCE(LCL,NCL,LCELL,MXCELL,NCELL)
        IF (NCELL(4).LT.1) RETURN
        CALL QPIDAX(LCELL,MXCELL,NCELL,CEN,START,DIR)
*--- cone start 1m before calo front area
        START(1) = START(1) - 100.*DIR(1)
        START(2) = START(2) - 100.*DIR(2)
        START(3) = START(3) - 100.*DIR(3)
        DO 100 ICLUS=JCLUS1,JCLUS2
*--- RCLU clusters only
          IF (JECLUS(ICLUS)) THEN
            IF (JCLUS(ICLUS).NE.LCL(1))THEN
              LCLUS(1) = JCLUS(ICLUS)
              NCLUS    = 1
              CALL QPCLCE(LCLUS,NCLUS,LCELL,MXCELL,NCELL)
              IF (NCELL(4).GE.1) THEN
                CALL QPIDAX(LCELL,MXCELL,NCELL,CEN2,START2,DIR2)
                DIST = SQRT((CEN2(1)-START(1))**2 +
     &                      (CEN2(2)-START(2))**2 +
     &                      (CEN2(3)-START(3))**2)
                IF (DIST.GT.1.E-6) THEN
                  DIR2(1) = (CEN2(1)-START(1))/DIST
                  DIR2(2) = (CEN2(2)-START(2))/DIST
                  DIR2(3) = (CEN2(3)-START(3))/DIST
                  SKAL = DIR(1)*DIR2(1)+DIR(2)*DIR2(2)+DIR(3)*DIR2(3)
*--- opening angle: 7.5 deg
                  IF (SKAL.GT..991445) THEN
                    NCL = NCL + 1
                    LCL(NCL) = JCLUS(ICLUS)
                  ENDIF
                ENDIF
              ENDIF
            ENDIF
          ENDIF
  100   CONTINUE
```

```
      ENDIF

*--- cluster list (candidate + satellites, too)

      IF (IMDS.EQ.0.OR.IMDS.EQ.1) THEN
        IF (NCL.GT.MXCLUS) RETURN
        EMAIN = 0.
        NCLUS = 1
        DO 200 ICL=1,NCL
          LCLUS(1) = LCL(ICL)
          CALL QPCLCE(LCLUS,NCLUS,LCELL,MXCELL,NCELL)
          IF (NCELL(4).GT.1) THEN
            CALL QGETE0(LCELL,MXCELL,NCELL,E0)
            IF (E0.GT.EMAIN) EMAIN=E0
          ENDIF
  200   CONTINUE
        IF (EMAIN.LT.7.5) THEN
          IERR = 1
        ENDIF
        CALL QPCLCE(LCL,NCL,LCELL,MXCELL,NCELL)

*--- cell list

      ELSE IF (IMDS.EQ.2) THEN
        IF (NCL.NE.NCELL(4)) RETURN
        IF (NCL.GT.MXCELL) RETURN
        CALL QGETE0(LCL,MXCELL,NCELL,E0)
        IF (E0.LT.7.5) THEN
          IERR = 1
        ENDIF
        CALL UCOPY(LCL,LCELL,NCL)
      ELSE
        RETURN
      ENDIF
      IF (IERR.EQ.3) IERR=0

c--- check on fiducial volume

      CALL QPIDAX(LCELL,MXCELL,NCELL,CEN,START,DIR)
      START(1) = START(1) - 100.*DIR(1)
      START(2) = START(2) - 100.*DIR(2)
      START(3) = START(3) - 100.*DIR(3)
c--- pretend particle moving in straight line
      P(1) = 350.*DIR(1)
      P(2) = 350.*DIR(2)
      P(3) = 350.*DIR(3)
      CALL QCRFID(START,P,-1,11.6,IFLAG)
```

```
      IF (IFLAG.EQ.0) THEN
        IERR = 2
      ENDIF
      CALL CARPOL(CEN(1),CEN(2),CEN(3),R,PHI,THETA)
      THETA = THETA/QQPI*180.
      IF (THETA.LE.5. .OR. THETA.GE.140. .OR.
     &    (THETA.GE.19..AND.THETA.LE.20.) .OR.
     &    (THETA.GE.80..AND.THETA.LE.82.)) THEN
        IERR = 2
      ENDIF

      CALL QSHMOM(LCELL,NCELL,SHMOM)
      E0 = SHMOM(20)

      PAR(1) = SHMOM(1)
      PAR(2) = SHMOM(3)
      CALL QXISQL(PAR,E0,XISQ(1))

      PAR(1) = SHMOM(2)
      PAR(2) = SHMOM(4)
      CALL QXISQR(PAR,E0,XISQ(2))

      PAR(1) = SHMOM(1)
      PAR(2) = SHMOM(2)
      PAR(3) = SHMOM(3)
      PAR(4) = SHMOM(4)
      PAR(5) = SHMOM(9)
      CALL QXSQLR(PAR,E0,XISQ(3))

      RETURN
      END
```

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ada91] C. Adam, *Parametrisierte Simulation hadronischer Schauer für das H1-Kalorimeter im Vergleich mit CERN-Testdaten*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991).

[Ako77] G. A. Akopdjanov et al. , *Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cherenkov Spectrometer*, Nucl. Instr. and Meth. **140** (1977) 441.

[Bat70] G. Bathow et al. , *Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminium at 6 GeV*, Nucl. Phys. **B 20** (1970) 592.

[Ber-1] C. Berger, private Mitteilung.

[Ber92] C. Berger, *Teilchenphysik, Eine Einführung*, Springer, Berlin/Heidelberg (1992).

[Bet34] H. A. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **A 146** (1934) 83.

[BOS] V. Blobel, *The BOS System, Dynamic memory management*, Universität Hamburg (1987).

[Bro87] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Harri Deutsch, Thun/Frankfurt a. M. (1987).

[CMZ] *CMZ, User's Guide & Reference Manual*, CERN Program Library Office, Genf (1993).

[Col90] M. Colombo, *Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargonkalorimeter des H1 Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990).

[Ebb92] R. Ebbinghaus, *Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen und Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992).

[FPACK] V. Blobel, *F-PACK, F-package for input/output*, IBM im DESY-Rechenzentrum, HERA01.H1.FPACK.MANUALA (1993).

[Fro79] A. G. Frodesen, O. Skjeggestad, H. Tøfte, *probability and statistics in particle physics*, Universitetsforlaget, Oslo (1979).

[Gri90] G. Grindhammer, M. Rudowicz, S. Peters, *The fast simulation of electromagnetic and hadronic showers*, Nucl. Instr. and Meth. **A 290** (1990) 469.

[H1-195] A. Fedotov, *AN UPDATE OF PROJECTIVE GEOMETRY FOR H1PSI*, H1 Note H1-09/91-195 (1991).

[H1-266] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. , *Electron identification in H1 lAr calorimeters*, H1 Note H1-01/93-266 (1993).

[H1PHAN] H. Albrecht et al. , *a guide to PHAN, an H1 physics analysis package*, IBM im DESY-Rechenzentrum, HERA01.H1PHAN.MANUAL (1993).

[H1PSI] U. Braun et al. , the guide to PSI, Parameterized SImulation for H1, IBM im DESY-Rechenzentrum, HERA01.H1PSI.MANUAL (1992).

[H1REC] G. Bernardi, *A Collection of notes on h1rec*, IBM im DESY-Rechenzentrum, H01GRE.REC(DOC) (1993).

[Hal84] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, Singapur (1984).

[Ham-1] M. Hampel, private Mitteilung.

[Hei44] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 2nd ed., Oxford University Press, London (1944).

[Köh89] T. Köhler, *Ereignisgeneratoren zur Elektron-Proton-Streuung bei HERA*, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1989).

[Ler86] C. Leroy et al. , *An experimental study of the contribution of nuclear fission to the signal of uranium calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. **A 252** (1986) 4.

[Loc92] P. Loch, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation, Universität Hamburg (1992).

[Lon75] E. Longo, I. Sestili, *Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated Electromagnetic Showers in Leadglass*, Nucl. Instr. and Meth. **128** (1975) 283.

[MINUIT] F. James, M. Ross, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Library D506, Genf (1989).

[Mol53] G. Molière, *Winkel- und räumliche Verteilung der Elektronenkomponente der großen Luftschauer*, Kosmische Strahlung, Ed. W. Heisenberg, Springer, Berlin (1953).

[Nac86] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden (1986).

[Ott53] K. Ott, *Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten*, Kosmische Strahlung, Ed. W. Heisenberg, Springer, Berlin (1953).

[PDG92] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D 45** (1992).

[Per87] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison Wesley, Wokingham (1987).

[Pet89] S. Peters, *Parametrisierung hadronischer Schauer zur schnellen Kalorimetersimulation im H1-Detektor*, MPI-PAE/Exp. El. 202, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989).

[Pet92] S. Peters, *Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer*, MPI-PhE/92-13, Dissertation, Universität Hamburg (1992).

[Proc91] Proc. of the workshop on *Physics at HERA*, Hamburg (1991), Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY, Hamburg (1992), Vol. I,II,III.

[pre47] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. , *Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations*, DESY preprint 93-047, Hamburg (1993).

[pre78] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. , *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, DESY preprint 93-078, Hamburg (1993).

[pre103] H1 Collaboration, I. Abt et al. , *The H1 Detector at HERA*, DESY preprint 93-103, Hamburg (1993).

[Ros-1] K. Rosenbauer, private Mitteilung.

[Ros92] K. Rosenbauer, *Simulation von e^* und ν^* Ereignissen in der Elektron-Proton-Streuung*, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1992).

[Ros52] B. Rossi, *High-Energy Particles*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1952).

[Rud89] M. Rudowicz, *Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am Beispiel des H1 Detektors*, MPI-PAE/Exp. El. 200, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989).

[Rud92] M. Rudowicz, *Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor*, MPI-PhE/92-14, Dissertation, Universität Hamburg (1992).

[Sch-1] P. Schleper, private Mitteilung.

[Sch-2] P. Schleper, private Mitteilung.

[Sch92] P. Schleper, *Concepts for Leptoquark Search at Hera*, Dissertation, RWTH Aachen (1992).

[Ste52] R. M. Sternheimer, *Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials*, Phys. Rev. **88** (1952) 851.

[SWN3] *Guide to Simulation program H1SIM*, Ed. J. Meyer, H1 Software Note Nr. 3 (1991).

[SWN17] G. Bernardi, *GEOMETRICAL NUMBERING FOR THE LIQUID-ARGON CALORIMETER*, H1 Software Note Nr. 17 (1991).

[SWN33] V. Boudry, Y. Sirois, *Electron Identification in RPARID module of H1_REC*, H1 Software Note Nr. 33 (1992).

[Tam92] R. Tamoschat, *Untersuchungen zum Photon- und Elektronnachweis mit dem H1-Detektor unter Berücksichtigung des Magnetfeldes*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992).

[TPR87] H1 Collaboration, *Technical Progress Report*, DESY, Hamburg (1987).

[Wig87] R. Wigmans, *Energy Loss of Particles in Dense Matter - Calorimetry*, NIKHEF-H/87-12, Amsterdam (1987).

Danksagung

Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr. Christoph Berger für die ansprechende Themenstellung und die Betreuung meiner Arbeit, sowie Herrn Priv.-Doz. Dr. Frank Raupach für seine hilfsbereite Unterstützung.

Besonders zu Dank verpflichtet bin ich Herrn Dr. Peter Schleper für seine zahlreichen Anregungen und Beiträge zu dieser Arbeit.

Danken möchte ich auch vielen hilfreichen Mitgliedern des Institutes oder der H1-Kollaboration, insbesondere jenen, die zu dem hervorragenden Arbeitsklima und den interessanten Diskussionen in unserer Konsumptionsgemeinschaft beigetragen haben: Martin Hampel, Heiko Itterbeck, Claus Keuker, Torsten Köhler, Christian Niedzballa, Konrad Rosenbauer und Werner Schwers.

Ein zusätzliches Dankeschön verdienen Martin Hampel, Christian Niedzballa und Werner Schwers fürs Korrekturlesen, meine Schwester Beate für ihre Hilfe beim Tippen des Manuskripts, sowie Christoph Ley für die Simulation der EPEX-Ereignisse.

Besonders herzlicher Dank gilt meinen lieben Eltern, die mir das Studium überhaupt erst ermöglicht haben: Danke für alles!