Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Martin Mechenbier
– März 1994 –

Der Einfluß nicht-sensitiven Detektormaterials auf die Elektronrekonstruktion im Rückwärtsbereich von H1

Monte–Carlo–Untersuchungen und Datenanalysen

Die Diplomarbeit wurde von Martin Mechenbier ausgeführt am
I. Physikalischen Institut
unter der Betreuung von Prof. F.Eisele

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1: Einleitung

Auf der Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie und bei der Untersuchung der Wechselwirkungen, die in diesen kleinsten Strukturen Kräfte ausüben, spielen Experimente mit Teilchenbeschleunigern eine zentrale Rolle. Sie sind das „Mikroskop", mit dem unser Blick immer tiefer in die Materie eindringt. Eine Anlage, mit der man die Struktur des Protons mit einem Elektron dadurch „abtastet", daß man diese beiden Teilchen mit hoher Energie kollidieren läßt, ist die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am DESY[I] in Hamburg. HERA wurde im April 1992 zum erstenmal mit den beiden Experimenten H1 und ZEUS in Betrieb genommen.

Im Rahmen eines Upgrade-Programmes werden bei H1 Anpassungen an neue physikalische Fragestellungen vorgenommen. Dazu werden unter anderem eine neue Driftkammer sowie ein neues Kalorimeter gebaut, mit denen die Messungen tief-inelastischer Streuprozesse im Rückwärtsbereich von H1 erweitert und verbessert werden sollen.

Zur Bestimmung der kinematischen Variablen eines tief-inelastischen Streuprozesses, muß das gestreute Elektron identifiziert werden und sein Polarwinkel sowie seine Energie gemessen werden. Neben den apparativen Grenzen für die Genauigkeit einer solchen Messung, wie z.B. dem Auflösungsvermögen des Kalorimeters, tragen physikalische Wechselwirkungen in den nichtsensitiven Bereichen des Detektors zu einer Verringerung der erreichbaren Meßgenauigkeiten bei. Sekundäre geladene Schauerteilchen „verbreitern" die Elektonspur, und Ionisationsverluste veringern die im Kalorimeter deponierte Energie. In dieser Arbeit werden Daten tief-inelastischer Ereignisse analysiert, woraus Erkenntnisse über die Materialverteilung vor dem Einbauort der neuen BDC gewonnen werden. Es werden die Ergebnisse von Simulationen vorgestellt, deren zentrale Fragestellung sich auf das Schauerverhalten von Elektronen des Energie– und Winkelbereiches tief-inelastischer Streuung bei kleinem x und Q^2 beziehen. An erster Stelle wird dabei untersucht,

- wieviel Energie im Materialbereich vor den neuen Kammern verloren geht, und wie dadurch die Energieauflösung des Kalorimeters beeinträchtigt wird.

[I] Deutsches Elektron Synchrotron

Im Zusammenhang damit, und zur räumlichen Lokalisation der Elektronspur in der Driftkammer, soll außerdem beantwortet werden,

- wieviele sekundäre Teilchen vor dem Eintritt in die Kammern entstehen,
- welche Raumwinkel und Energieverteilung sie haben,
- wie dicht ihre Spuren zusammen liegen, und ob sie noch unterscheidbar sind, und schließlich
- was die Kammer „sehen“ wird, d.h. welche Informationen sich aus ihren Signalen gewinnen lassen, um daraus Ort, Winkel und Energieverlust des gestreuten Elektrons am besten zu rekonstruieren.

Zunächst wird im 2. Kapitel auf die Physik tief-inelastischer Streuung eingegangen. Dabei werden die Zusammenhänge zwischen den Meßgrößen E'_e und θ_e (Energie und Streuwinkel des elektronischen Endzustandes) mit den kinematischen Variablen Q^2 und y erklärt. In Kapitel 3 wird dann die Geometrie des H1-Detektors im zentralen und im Rückwärtsbereich beschrieben und das Upgrade–Programm für diese Region vorgestellt. Im 4. Kapitel wird die Problematik der Messung des gestreuten Elektrons aufgrund physikalischer Wechselwirkungen und den geometrischen Gegebenheiten des H1–Detektors dargestellt. Dies geschieht im Vergleich mit der Umsetzung der Detektorgeometrie in die Simulation. Zudem beinhaltet dieses Kapitel einen Exkurs über die Grundlagen der Simulation, die für das Verständnis der durchgeführten Simulationsrechnungen benötigt werden. In Kapitel 5 werden Daten tief-inelastischer Ereignisse bezüglich des durchquerten Materials analysiert und mit der Detektorsimulation solcher Ereignisse verglichen. Um das Schauerverhalten des gestreuten Elektrons systematisch zu untersuchen, werden in Kapitel 6 Monte–Carlo–Studien mit unterschiedlichen Materialvorkommen durchgeführt und der „Zustand“ des Schauers vor der BDC betrachtet. Schließlich werden in Kapitel 7 Daten analysiert, die mit einem Prototypen der neuen BDC in einem Elektronen–Teststrahl und mit unterschiedlichen Materialdicken vor dieser Kammer genommen wurden. Kapitel 8 faßt die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf ihre weitere Anwendbarkeit.

Kapitel 2: Physik bei HERA

2.1 Tief-inelastische Streuung bei kleinem Q^2

HERA besteht aus zwei übereinanderliegenden Speicherringen mit einem Umfang von 6,3 km in denen Elektronen auf 30 GeV[I] und Protonen auf 820 GeV beschleunigt werden. An Wechselwirkungspunkten, um die die Detektoren H1 und ZEUS gebaut sind, kollidieren diese Teilchen mit einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV. Es können Impulsüberträge bis zu $\approx 9 \cdot 10^4\ GeV^2$ stattfinden. Damit erschließt HERA einen neuen kinematischen Bereich, in dem die Struktur des Protons und die Natur der Wechselwirkungen zwischen Leptonen und Quarks untersucht werden können. Die vielfältigen physikalischen Fragestellungen der Experimente an HERA reichen von Tests der Vorhersagen der QCD und der elektroschwachen Wechselwirkung, über die Suche nach Substrukturen von Leptonen und Quarks, bis hin zur Suche nach neuen Teilchen. Abb. 2.1 zeigt das H1–Experiment mit Benennung der Detektoren, aus denen es aufgebaut ist. Das zentrale Spurkammer–System (in der Abbildung die Ziffer 2) liegt in einem Magnetfeld von 1,2 T, das von einer supraleitenden Spule (Ziffer 6) erzeugt wird und parallel zum Strahl verläuft.

Die größte Bedeutung bei HERA haben Streuprozesse der Art

$$ep \longrightarrow lX,\ l = e, \nu\ , \tag{2.1}$$

wobei X ein beliebiger hadronischer Endzustand ist. Abb. 2.2 zeigt das Diagramm dieser beiden Prozesse. Der Endzustand des Leptons mit dem Impuls p_l bei dieser *tief-inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung* ist im Falle des Austausches eines γ oder Z^0–Teilchens wieder ein Elektron (neutral current scattering oder NC–Ereignisse) oder ein Neutrino, wenn ein W^+ oder W^- ausgetauscht wird (charged current scattering oder CC–Ereignisse).

Die Wechselwirkung findet nur mit einem Quark des Protons statt, das einen Anteil x des Protonimpulses p_p trägt. Danach sind in H1 das gestreute Elektron und der sog. Stromjet sichtbar, während der „spectator jet“, das sind die Partonen des Protons, die nicht mit dem Elektron wechselwirkten, im wesentlichen in der Strahlröhre des Detektors und damit ungesehen bleibt. Bei charged-current-Ereignissen kann das Neutrino nicht direkt nachgewiesen werden. Die Kinematik

[I] Das ist ein Designwert, die erreichte Elektronenenergie betrug bisher 26,7 GeV.

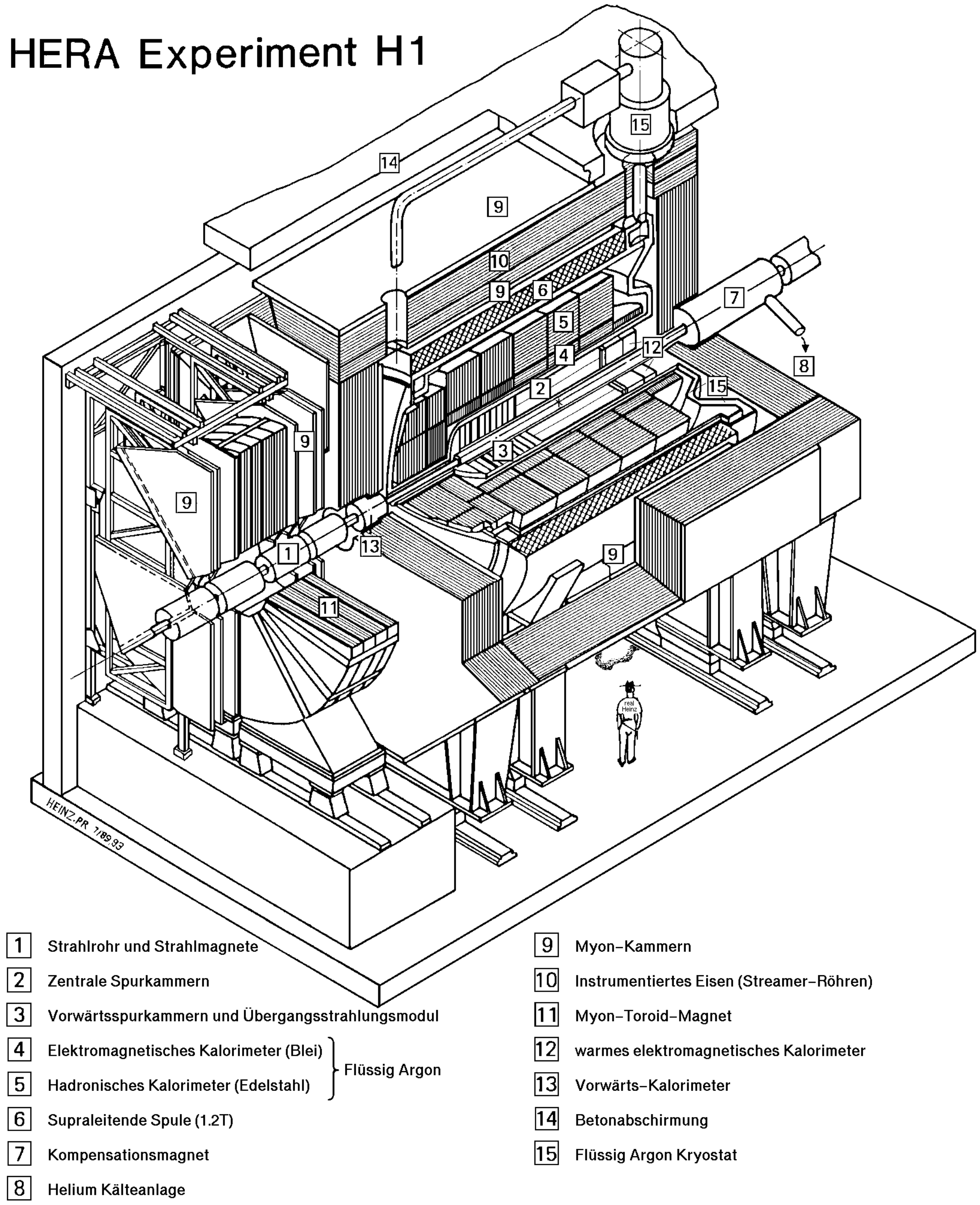


Abbildung 2.1 Der H1-Detektor.

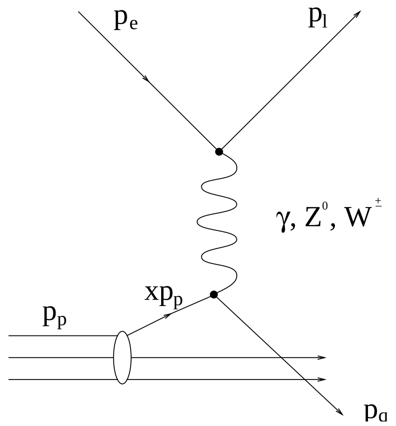


Abbildung 2.2 Feynman–Diagramm der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung mit geladenem, bzw. neutralem Strom.

der Ereignisse im tief-inelastischen Bereich von $Q^2 \gtrsim 4,5 GeV^2$ ist vollständig durch 2 unabhängige Variablen bestimmt, dem Energieanteil[II] x, der von einem Parton getragen wird, und dem Impulsübertrag Q^2. Eine weitere Skalenvariable y ist über die Schwerpunktsenergie mit x und Q^2 verknüpft. Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma^2}{dx dQ^2}$ bei verschiedenen x und Q^2 erlaubt die Bestimmung der Strukturfunktionen der Partondichten im Proton und Tests der QCD. Die beiden Variablen x und Q^2 bestimmen auch die Topologie der Ereignisse. Bei hohen Q^2, verbunden mit relativ hohem x, kommt es zu einem „Boost" in Proton–Richtung: der Stromjet und das gestreute Elektron fliegen in Vorwärtsrichtung. Das begründet die asymmetrische Bauweise von H1, der in Abb. 2.1 gezeigt ist.

Bei kleinem Q^2 und mittlerem x wird nur das Elektron in den Rückwärtsbereich gestreut. Bei sehr kleinem x und kleinem $Q^2 \sim 5-100\,GeV^2$, z.B. bei der Streuung an weichen Partonen oder bei der Erzeugung von Charm– oder Bottom–Mesonen, können sowohl das gestreute Elektron als auch der hadronische Endzustand im Rückwärtsbereich detektiert werden. Ein solches Ereignis zeigt Abb. 2.3.

Bei kleinem x wird die QCD in einem Grenzbereich getestet, in dem der Übergang zwischen perturbativer und nicht perturbativer QCD stattfindet. Ein Anstieg der Partonendichte kann hier nicht mehr mit der Altarelli-Parisi-Entwicklung beschrieben werden. Hier hat HERA einen neuen kinematischen Bereich eröffnet, dem besonderes Interesse gilt.

[II] Im Quark–Parton–Bild kann man x auf diese Weise anschaulich interpretieren $(0 < x < 1)$.

2.2 Anforderungen an die Messung des gestreuten Elektrons

Die kinematischen Variablen Q^2 und x können aus dem gestreuten Elektron, dem hadronischen System oder aus beiden bestimmt werden. Bei sehr kleinem x gewinnt die Messung des gestreuten Elektrons jedoch besondere Bedeutung. Für $y \gtrsim 0,1$ und $x \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ wird die Messung durch eine Kombination von elektronischem und hadronischem Endzustand nicht signifikant verbessert, da in diesem kinematischen Bereich die Energie des current-Jet unter 5 GeV ist und nicht genügend präzise gemessen werden kann.

Bei der Messung des gestreuten Elektrons ergeben sich Q^2 und y im Laborsystem aus der Strahlenergie E_e des Elektrons und aus seinem Endzustand, d.h. seiner Energie E'_e nach dem Streuprozeß und dem Streuwinkel θ_e (gemessen relativ zur Richtung des einlaufenden Protons):

$$Q^2 = 4E_eE'_e\cos^2(\theta_e/2) \quad \text{und} \tag{2.2}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2(\theta_e/2) \tag{2.3}$$

x ergibt sich aus der Beziehung

$$Q^2 = s\,xy, \tag{2.4}$$

mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s.

Die Auflösungen von x, y und Q^2 sind:

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y}\cdot\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \left(\frac{1-y}{y}\cdot\cot(\theta_e/2) - \tan(\theta_e/2)\right)\delta\theta_e \tag{2.5}$$

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \frac{y_e-1}{y_e}\cdot\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{1-y_e}{y_e}\cdot\cot(\theta_e/2)\cdot\delta\theta_e \tag{2.6}$$

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan(\theta_e/2)\cdot\delta\theta_e \tag{2.7}$$

$\oplus$ steht für quadratische Addition. Damit geht die Auflösung der Energiemessung direkt und die der Winkelmessung des gestreuten Elektrons mit einem Gewicht von $\tan(\theta_e/2)$ in die Auflösung von Q^2 ein. Bei dem maximal meßbaren Streuwinkel von 177° (der nach dem Upgrade erreichbar wird), ist das ein Faktor von 40. An die Winkelmessung vor dem Kalorimeter wird daher die Anforderung gestellt, besser als 1 mrad zu sein. Bezüglich der Energiemessung wird eine Auflösung von $\delta E/E \simeq 12\%/\sqrt{E}$ und eine absolute Energiekalibration von besser als 1 % verlangt. Wie Abb. 2.3 zeigt, hinterläßt das gestreute Elektron bei kleinem x

und Q^2 im zentralen Spurdetektor nur eine kurze oder überhaupt keine Spur[III] mehr. Nicht nur die Messungen des Streuwinkels θ_e und der Energie E'_e stellen dabei Anforderungen an die Präzision der rückwärtigen Kammern, sondern auch die Identifikation des Elektrons aus dem Streuprozeß. Dazu ist es notwendig, die Spur des Elektrons und das Zentrum der Energiedeposition auf 1 mm genau in Übereinstimmung zu bringen (track cluster matching).

Abbildung 2.3 Tief–inelastisches Ereignis mit $x = 0,002$ und $Q^2 = 17\ GeV^2$.

[III] Eine Spur ist die aus Detektorsignalen rekonstruierte Bahn eines Teilchens.

Kapitel 3: Die H1–Geometrie

3.1 Der Rückwärtsbereich

Das H1–Experiment, auch als H1–Detektor bezeichnet, besteht aus einem System vieler und verschiedenster Detektoren, die systematisch um den Wechselwirkungspunkt, an dem Elektron und Proton kollidieren, angebracht sind. Da die Kinematik des Experiments (e-p), wie in Kapitel 2 beschrieben, eine Richtung auszeichnet, ist H1 nicht symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt entlang der z-Koordinate aufgebaut. Abb. 3.1 zeigt einen Schnitt durch das Spurkammersystem von H1 entlang des Strahls. Konventionsgemäß bezeichnet man die Richtung, aus der das Proton kommt (in der Abbildung rechts), als rückwärtigen Bereich – das Proton mit der höheren Masse und höheren kinetischen Energie gibt die Richtung an. Das verwendete Koordinatensystem ist rechtshändig, mit der positiven x–Achse

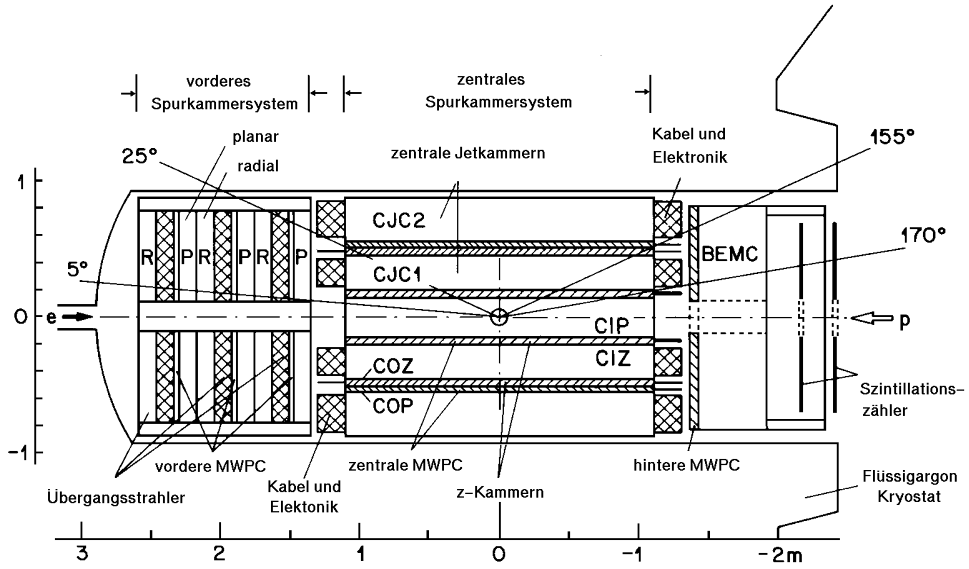


Abbildung 3.1 Querschnitt durch das Tracking–System von H1 entlang des Strahls.

in Richtung des Zentrums von HERA, der y–Achse nach oben und der z–Achse in Richtung der auslaufenden Protonen. Der Streuwinkel θ wird gegen die positive z–Achse gemessen. Um das Spurkammersystem befindet sich ein Kryostat mit einem Flüssig–Argon–Kalorimeter.

Im Bereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt (WWP) befindet sich axial um die Strahlröhre die zentrale Spurkammer (CJC, central jet chamber). Sie besteht aus einer inneren und einer äußeren Einheit (CJC1 und CJC2), zwischen denen zwei weitere Drahtkammern (eine Vieldrahtproportionalkammer und eine z-Kammer) eingeschoben sind. Auch die innere Jetkammer (CJC1) ummantelt zwei Drahtkammern der gleichen Typen wie zwischen CJC1 und CJC2. Vom Strahl aus radial nach außen gehend ergibt sich damit folgende Anordnung:

- innere Vieldrahtproportionalkammer (CIP)
- innere z-Kammer (CIZ)
- innere zentrale Jetkammer (CJC1)
- äußere z-Kammer (COZ)
- äußere Vieldrahtproportionalkammer (COP)
- äußere zentrale Jetkammer (CJC2)

Die innere zentrale Jetkammer CJC1 reicht radial von 21,1 cm bis 43,5 cm. Damit durchquert das gestreute Elektron in einem Winkelbereich $\Delta\theta$ von 159° bis 170° die Endwand dieser Kammer. Abb. 3.2 zeigt einen Querschnitt der CJC senkrecht zum Strahl. Durch die Anordnung der Signal– und Anodendrähte besitzt diese Kammer eine Zellstruktur. Die 30 Zellen der CJC1 sind zur Korrektur des Lorentzwinkels[I] um 30° geneigt. Unter– und oberhalb der CJC1 liegen die Endflansche und Elektronik der CIP und CIZ bzw. COZ und COP.

Abb. 3.1 zeigt rechts von den zentralen Kammern einen Zwischenraum mit Kabel und Elektronik, dann die *Backward Proportional Chamber* (BPC, auch als Backward MWPC bezeichnet), gefolgt vom *Backward Electromagnetic Calorimeter* (BEMC). Das BEMC ist ein warmes Sampling Kalorimeter, aufgebaut aus Plastikszintillatorschichten und Blei–Absorberschichten.

Die Aufgabe der BPC besteht darin, Durchgänge geladener Teilchen zu detektieren und das Triggersystem zu vervollständigen. Sie ist eine Vieldrahtproportionalkammer, die aus vier Drahtlagen besteht, zwei in x– und y–Richtung, zwei um ±45° gedreht. Radial nimmt sie den Bereich von 11,0 cm bis 81,8 cm ein und deckt mit ihrer sensitiven Region den Polarwinkelbereich von $174,5° \geq \theta \geq 155,5°$ ($135\ mm \leq r_{sens.} \leq 650\ mm$) ab. Aus den Signalen von mindestens drei Lagen

[I] In einer Spurkammer erzeugen primäre Teilchen durch Ionisation sekundäre Elektronen, die zu den Signaldrähten driften. Da die zentrale Kammer in einem Magnetfeld liegt, wirkt eine Lorentzkraft auf diese Teilchen. Die Neigung der Drahtebene kompensiert in etwa diese Ablenkung.

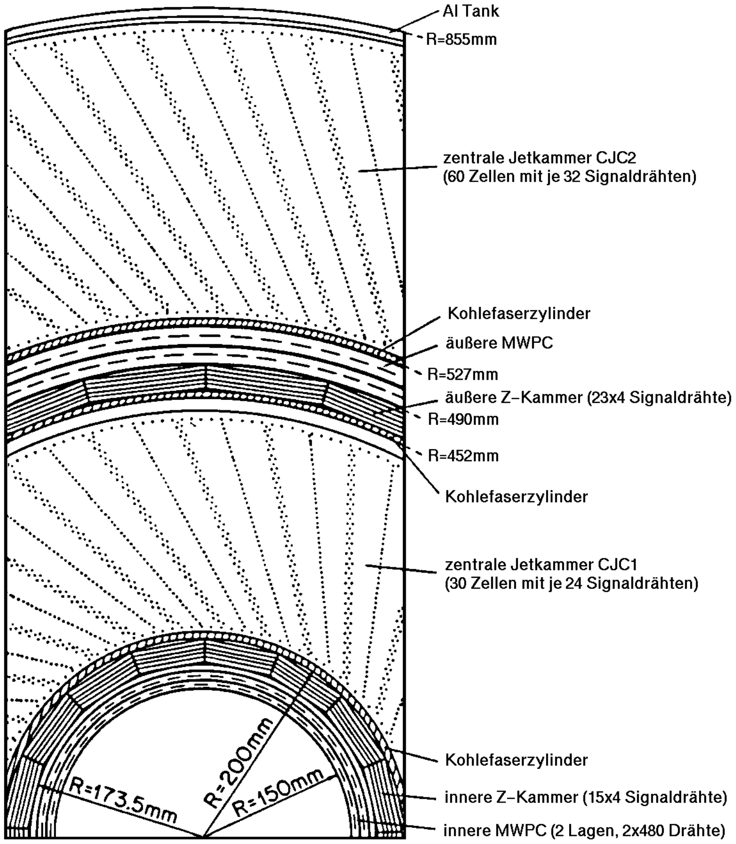


Abbildung 3.2 Radiale Ansicht des zentralen Spurdetektors. Die Zellen der CJC sind zur Korrektur des Lorentzwinkels um 30° geneigt.

läßt sich mit ihr der Raumpunkt des Durchtritts eines geladenen Teilchens rekonstruieren.

3.2 Das Upgrade-Programm: BDC und SPACAL

Aufgrund des gestiegenen Interesses an der sog. *low-x*-Physik, d.h. tief-inelastischer Streuprozesse im Bereich $10^{-4} < x < 10^{-2}$ bei kleinem x, wo häufig sowohl das Elektron als auch der hadronische Endzustand im Rückwärtsbereich gemessen werden müssen, sind Änderungen im Aufbau von H1 im Rahmen eines Upgrade–Programmes nötig geworden. Um den Meßbereich des gestreuten Elektrons zu erweitern, wird ein Strahlrohr mit geringerem Durchmesser verwendet, wodurch neue Kammern mit kleinerem Innenradius eingesetzt werden können. Neben dem Einbau von Silicon–Spurdetektoren um die neue Strahlröhre werden die BPC und das BEMC ersetzt. Für letzteres wird ein Spaghetti-Kalorimeter, das SPACAL, eingebaut, das mit $\theta_{max} = 178°$ einen größeren Polarwinkelbereich für das gestreute Elektron erfassen wird. Für seine Energieauflösung werden $\frac{\delta E}{E} \approx \frac{12\%}{\sqrt{E}}$ angestrebt, d.h. bei 30 GeV etwa 2 %. Weitere Anforderungen sind [TP93]:

- Zeitauflösung $\delta_t = 1\ ns$,
- kurze elektromagnetische Schauer, $X_0 \approx 1\ cm$
- schmale und stark kollimierte elektromagnetische Schauer mit einem Molière-Radius (siehe Seite 17) von 2 cm oder darunter,
- gute Granularität für das track cluster matching,
- Unterdrückung geladener Pionen, mit einer Wahrscheinlichkeit von weniger als 1 % für die Fehlidentifizierung eines Pions als Elektron, bei Energien über 3 GeV,
- Fähigkeit, minimalionisierende Teilchen nachzuweisen.

An die Stelle der BPC wird die *Backward Drift Chamber* (BDC) eingesetzt, an die neue, höhere Anforderungen gestellt werden. Sie soll [LI92]

- einen erweiterten Winkelbereich von $157° < \theta < 177°$ erfassen (dazu wird der Durchmesser der Strahlröhre von 12 auf 6 cm verringert),
- eine radiale Auflösung von etwa 300 μm und senkrecht dazu 1 mm für die Messung des gestreuten Elektrons haben,
- eindeutige Spursegmente liefern,
- den Eintrittspunkt eines geladenen Teilchens ins Kalorimeter auf etwa 1 mm genau vorherzusagen erlauben (track cluster matching),
- schauernde Elektronen erkennen, über $\frac{dE}{dx}$ – Messung die Multiplizitäten bestimmen, um damit die Energiemessung des Kalorimeters zu korrigieren,

Um mit der neuen Kammer eine Spurrekonstruktion zu ermöglichen, wird sie aus 5 Doppellagen bestehen, die jeweils in 8 Segmente unterteilt sind. Jede Doppellage ist zur vorangehenden um 18° in φ gedreht. In jedem Segment sind 2 radial um eine halbe Zelle versetzte Drahtebenen gespannt, um damit Rechts-Links-Ambiguitäten aufzulösen. Jede Drahtlage besteht aus zwei verschieden großen Drifträumen, die bis zu einem Radius von 25 cm eine Größe von 5 mm haben, und bei größeren Radien 15 mm. Insgesamt besteht eine Drahtlage aus 32 Anodendrähten. Abb. 3.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Kammer.

Abbildung 3.3 Prinzipieller Aufbau der BDC: Fünf doppelte Drahtlagen, um $\Delta\varphi = 18°$ gegeneinander gedreht. Rechts unten: jeweils zwei Zellen einer Doppellage, die um einen halben Driftraum gegeneinander verschoben sind.

Kapitel 4: Problematik der Energie– und Winkelmessung im Rückwärtsbereich von H1

4.1 Wechselwirkungen hochenergetischer Elektronen mit Materie

Material in nicht-sensitiven Bereichen des Detektors, wie z.B. Kammerwände und Kabel, bezeichnet man als *totes Material*. Beim Durchgang hochenergetischer Elektronen durch dieses tote Material, oder allgemeiner durch Materie, sind die beiden dominierenden physikalischen Prozesse die Emission von Bremsstrahlung und die Bildung von $e^{\pm}$–Paaren aus den entstandenen Photonen. Durch das Zusammenwirken dieser beiden Prozesse bilden sich sog. *elektromagnetische Schauer* aus: Bremsstrahlungsquanten des primären Elektrons konvertieren in Elektron–Positron–Paare, die ihrerseits wieder Bremsstrahlung emittieren usf. Diese Kaskade bricht erst bei einer kritischen Energie ab, wenn der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation gleich der Energieabgabe durch Bremsstrahlung wird. Näherungsweise gilt für diese kritische Energie $E_c \simeq \frac{600}{Z}$ MeV, mit der Kernladungszahl Z. Das ist weit unter dem Energiebereich von einigen GeV an aufwärts, in dem sich die betrachteten Elektronen aus dem Streuprozeß befinden. In Tabelle 4.1 sind die Werte von E_c für einige Materialien aufgelistet.

Element	Z	E_c/MeV
Kohlenstoff	6	103
Aluminium	11	47
Eisen	26	24

Tabelle 4.1 Kritische Energien in verschiedenen Materialien (entnommen aus [Pe90]).

Die Materialabhängigkeit dieser und anderer elektromagnetischer Prozesse wird in einem weiten Energiebereich durch die Größe der Strahlungslänge X_0 beschrieben. Sie ist definiert als die Schichtdicke eines Materials, in der die mittlere Energie eines Elektronenstrahls um den Faktor 1/e reduziert wird. X soll die Materialbelegung in Einheiten von X_0 sein. Dann ergibt sich für einen Elektronenstrahl mit einer Anfangsenergie E_0 nach Durchqueren einer Materialdicke von X eine mittlere Energie

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-\frac{X}{X_0}} \tag{4.1}$$

Innerhalb einer Strahlungslänge erzeugen Elektronen und Positronen im Mittel ein Photon. Umgekehrt erzeugt ein Photon mit der Energie E_γ mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 54 % ein $e^\pm$–Paar. Die Energie dieser Teilchen beträgt im Mittel je $E_\gamma/2$. Nach [Pe90] ergibt sich X_0 aus[I]

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)r_e^2 N_0}{137\,A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) . \tag{4.2}$$

Hierbei sind Z und A die Ladungszahl und das atomare Gewicht des Mediums; r_e ist der klassische Elektronradius und N_0 die Avogadrozahl. X_0 wird i.a. materialunabhängig in der Einheit g/cm^2 angegeben. Im folgenden werden Materialdicken meist in Einheiten von X_0 angegeben.

Die effektive Strahlungslänge X für gemischte Medien ergibt sich aus

$$\frac{1}{\rho X} = \sum \frac{W_i}{\rho_i X_i} \quad \text{mit} \quad W_i = \frac{N_i A_i}{A_{Mol}}, \quad A_{Mol} = \sum N_i A_i \quad . \tag{4.3}$$

Hier ist W_i das relative Gewicht des i-ten Elementes und N_i ist die Anzahl der Atome des Moleküls der i-ten Komponente.

Für die Bestimmung der Teilchenzahlen (*Multiplizität*), die bei dem Durchgang eines Elektrons durch Materie entstehen, gibt es keine exakte Formel. Durch den statistischen Charakter der physikalischen Prozesse, die dabei Bedeutung haben, ist es nur möglich, mittlere Werte zu berechnen. Diese Berechnungen werden numerisch, mit Monte-Carlo-Methoden durchgeführt. Dabei gibt es eine Abhängigkeit von dem durchquerten Material und der Energie E_0 des primären Teilchens. In [Ph88] ist eine empirische Formel für die durchschnittliche Anzahl N von $e^\pm$ angegeben, nach der

$$N = N_0 X^a e^{-bX} \quad , \tag{4.4}$$

mit $N_0 = 5,51 E(GeV)\sqrt{Z}\, b^{(a+1)}/\Gamma(a+1)$ und $b = 0,634 - 0,0021\,Z$. In Abhängigkeit von Z wird a angegeben als $a = 2,0 - Z/340 + (0,664 - Z/340)\ln E$ für $Z \geq 26$ und mit $a = 1,77 - 0,52 \ln E$ für $Z = 13$. Bei dieser Gleichung wird von einem Photon ausgegangen, das am Anfang des Schauerprozesses steht.

Weitere physikalische Prozesse, die jedoch bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen und Photonen mit Materie in dem Energiebereich von $> 1\ GeV$ einen nur geringen Wirkungsquerschnitt haben, sind

- inelastische e^-–Streuung (δ–Elektronen) und Ionisationsverlust,
- Compton–Effekt,

[I] Eine genauere Berechnung findet sich in [Ph88].

- Vielfach–Coulomb–Streuung,
- Photo–Effekt und
- Positron–Annihilation.

Die transversale Ausdehnung eines Schauers wird durch die räumliche Verteilung niederenergetischer Elektronen bestimmt, die durch Vielfachstreuung zustande kommt. Die Größenordnung dieser Ausdehnung ist dabei materialunabhängig durch den Molière–Radius $R_m = 21\ MeV \cdot X_0/E_c$ gegeben.

Durch die wachsende Zahl von Teilchen, die bei Schauerprozessen entstehen, und durch deren geringer werdende Energie, gewinnt der Energieverlust durch Ionisation bei der Durchquerung von totem Material an Bedeutung. Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens durch Ionisation wird durch die Formel von Bethe–Bloch beschrieben:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4}{mv^2}\frac{Z}{A}\left[ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right] , \tag{4.5}$$

dabei ist m die Elektronenmasse, z und v sind die Ladung (in Einheiten von e) bzw. Geschwindigkeit des Teilchens, $\beta = v/c$ und I ist das effektive Ionisationspotential. Durch den Faktor Z/A ist eine leichte Materialabhängigkeit gegeben, für die meisten Materialien beträgt dieser Faktor etwa 0,5. Für relativistische Teilchen ist der Verlauf von dE/dx ungefähr konstant (Fermi–Plateau), bei Festkörpern liegt dieser Wert ≈ 10 % über dem Minimalwert von dE/dx.

4.2 Exkurs: Grundlagen der Simulation

4.2.1 Überblick

Man unterscheidet zwischen Ereignisgenerierung und Detektorsimulation. In der Ereignisgenerierung wird mit sogenannten *Monte-Carlo-Generatoren*[II] die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton unter HERA–Bedingungen simuliert. Das Ergebnis einer solchen Simulation ist eine Datei, die eine Liste aller nach der Wechselwirkung bestehenden Teilchen enthält. Zu jedem Teilchen sind die zugehörigen Orts– und Impulskoordinaten verzeichnet. Die simulierten Ereignisse (Events) werden Monte-Carlo-Ereignisse genannt oder kurz MC–Ereignisse. In dieser Arbeit wurden tief-inelastische Ereignisse mit neutralem Strom verwendet, die mit dem Monte-Carlo-Generator `LEPTO 6.1` erzeugt wurden.

[II] Monte-Carlo-Generatoren sind Computerprogramme, mit denen zufällige Prozesse nachgebildet werden.

In der Detektorsimulation werden dann die Bahnen der Teilchen durch das Detektorsystem und die Wechselwirkungen entlang dieser Bahnen – auch mit Monte-Carlo-Methoden – berechnet. Es wird eine Datei erzeugt, die der Online–Datennahme[III] bei H1 so gut wie möglich entspricht [Si91]. Zudem werden darüber Informationen abgelegt, wo welche physikalischen Prozesse stattfinden, z.B. bei welchen Raumkoordinaten ein Bremsstrahlungsquant emittiert wird, welchen Vierervektor es besitzt, und in welchem kinetischen Zustand sich das emittierende Teilchen danach befindet. Diese Simulationen wurden mit dem Programmpaket `H1SIM` durchgeführt, das zur Geometriedefinition und für physikalische Berechnungen Routinen aus der Prozedurensammlung `GEANT` benutzt.

Der Detektor läßt sich auch ohne zuvor generierte MC-Ereignisse simulieren, indem *einzelne Elektronen* mit definierten Orts– und Impulskoordinaten am Vertex vorgegeben werden. Dabei müssen also nur ein einzelnes Teilchen und die zu diesem Teilchen gehörenden Sekundärteilchen durch den Detektor verfolgt (getracked) werden. Das verringert die Rechenzeit im Vergleich zur Simulation vollständiger e–p–Streuung erheblich. Diese Methode wurde für die Simulationen in Kapitel 6 angewandt. Eine abgeschlossene Simulation mit einer bestimmten Zahl von simulierten Ereignissen bezeichnet man als *Run*.

Das Ergebnis der Detektorsimulation wird auf zwei verschiedenen Ebenen analysiert. Mit dem Programm `H1PHAN`[IV] kann innerhalb einer „user–Routine“ (`QUEVT`) auf alle Daten Event für Event zugegriffen werden. Durch den Aufruf von `HBOOK`–Prozeduren können Dateien mit Histogrammen und sog. N-tuples erzeugt werden, die von dem graphischen Analyseprogramm `PAW` gelesen werden können. N-tuples sind Tabellen, deren Spaltenzahl und -namen der Benutzer festlegt. Innerhalb von Schleifen können Daten zeilenweise eingetragen oder ausgelesen werden. `PAW` stellt die zweite Ebene der Auswertung dar, in der die Histogramme, die innerhalb von `H1PHAN` erzeugt wurden, nur noch formatiert und ausgedruckt werden, oder die erzeugten N-tuples weiter verarbeitet werden. Dazu kann in benutzereigenen FORTRAN–Routinen innerhalb von Schleifen auf das Ntuple zugegriffen werden.

4.2.2 Steuerung von `H1SIM`

Eine zentrale Bedeutung in Verbindung mit der Detektorsimulation hat das BOS–System. Es handelt sich dabei um ein dynamisches Speichermanagement für Datenbereiche und für die Ein- und Ausgabe von Gruppen mehrerer Datenfelder.

[III] Das ist die Art und Form der Daten, wie sie während des Betriebs von H1 entstehen.

[IV] `H1PHAN` ist ein umfangreiches Paket zur physikalischen Analyse innerhalb der H1–Kollaboration. In Zusammenhang mit dieser Arbeit wird es als Rahmenprogramm für den Zugriff auf simulierte und echte Daten verwendet.

Dieses System wurde entwickelt, da in der Programmiersprache FORTRAN77 die Länge von Datenarrays und die Anzahl von Datenarrays bei der Ein- und Ausgabe nicht variabel sind. In BOS bezeichnet man zusammenhängende Datenbereiche als *Bänke*. Eine besondere Form dieser Datenstruktur sind *Text–Bänke*, die mit einer definierten Anordnung von Datenfeldern in reinem Textformat (ASCII) gespeichert werden. Zwischen den Datenfeldern können beliebig Kommentare eingefügt werden.

Die Steuerung der H1–Simulation ist über BOS–Text–Bänke möglich. Ein Beispiel für eine Bank, die Materialien des zentralen Spurkammerbereiches definiert, zeigt Abb. 4.1.

```
CGMA        !  CENTRAL TRACKING GEOMETRY MATERIAL CONSTANTS FOR M.C.
*            #===============#=======##========================
*                Silicon appended  (Kfn 12/90)
2          ! = Length of subheader                    Word:     1
9          ! = # of modules                                    +1
891011     ! = YYMMDD of creation                              +2
*
*L|IMAT|Name of the material |   A    |   Z    |Density|   Rad_l |  Abs_l
* |    |                     |        |        |       |         |
* |    |19 characters plus  $|        |        |(g/cm3)|   (cm)  |   (cm)
11 101 'FORWRD              $'  12.      6.      0.1      400.      820.
11 102 'ARGON/ETHANE        $'  27.     12.41    0.0016 8240.     34200.
11 103 'BRASS               $'  67.1    30.45    8.20      1.51      16.6
11 104 'EPOXY               $'  16.39    6.59    1.12     44.2      101.0
11 112 'ROHACELL            $'  11.157   5.612   0.030  1450.      3070.
11 125 'CTD-PIPES           $'  55.85   26.0     2.20      6.5       61.
11 126 'CIP-ELECTRONIC      $'  26.54   14.92    0.59     30.0      198.
11 127 'PA-HACHE            $'  31.43   14.97    0.16    133.6      720.
11 130 'SILICON             $'  28.09   14.00    2.33      9.36      80.
*
```

Abbildung 4.1 Materialdefinitionen in der Simulation: die CGMA–Bank.

Auch die Informationen über simulierte Teilchen werden in Bänke geschrieben, die z.T. miteinander verknüpft sind. In der STR–Bank (track bank) werden die Impulskoordinaten, die Energie und die Teilchencodes aufgelistet. Jede Eintragung ist durch eine Nummer mit einem Eintrag in der SVX–Bank (vertex bank) verbunden, in der die räumlichen Koordinaten aller primären und sekundären Vertices und die Art der Wechselwirkung an diesen Orten verzeichnet sind.

4.2.3 Simulierte Spur eines geladenen Teilchens im Magnetfeld

Die „ideale Spur“ des primären Elektrons im H1–Detektor ist die Bahn eines relativistisch bewegten geladenen Teilchens im homogenen $\vec{B}$–Feld, wie sie von dem Elektron nach der Wechselwirkung mit dem Hadron durchlaufen würde, wenn es zu keinen Störungen, wie z.B. der Emission eines Bremsstrahlungsquants, käme. Nach Lösung der Bewegungsgleichungen für ein solches Teilchen (siehe Anhang A) kann sie aufgrund der Ausgangsparameter (Orts- und Impulskoordinaten) des Elektrons am Vertex in Abhängigkeit von der z-Koordinate angegeben werden.

$$x(z) = x_0 + a\sin(\frac{-2\pi(z-z_0)}{h} + \phi_0) - a\sin\phi_0 \tag{4.6}$$

$$y(z) = y_0 - a\cos(\frac{-2\pi(z-z_0)}{h} + \phi_0) + a\cos\phi_0 \tag{4.7}$$

Dabei sind x_0, y_0, z_0 die Koordinaten am Vertex, a ist der Kurvenradius (Gyrationsradius) und h die Steighöhe der Spiralbahn, auf der sich das Elektron aufgrund des Magnetfeldes bewegt [Ja85]:

$$a = -\frac{p_t}{0,3B} \qquad (4.8)\ , \qquad\qquad h = 2\pi\frac{p_z}{0,3B} \qquad (4.9)$$

p_t, p_z in GeV sind Transversalimpuls bzw. Impuls in z-Richtung und B in Tesla ist die Stärke des Magnetfeldes im Detektor.

Da die Spiralbewegung energieabhängig ist, werden sekundäre Teilchen unterschiedlich abgelenkt. Abhängig von ihrem transversalen Impuls entscheidet die Relation aus Gyrationsradius und Steighöhe, wie weit sie nach einer bestimmten Driftstrecke von der Idealspur abweichen. Entlang dieser Strecke können sich die Abstände auch wieder verringern (wenn etwa Steighöhe/2 $<$ Driftstrecke). Der kritische Bereich für den Gesamtimpuls – in dem betrachteten Winkelbereich zwischen $\vec{p}$ und $\vec{B}$ von $15°$ – in dem Abweichungen von einigen cm entstehen können, befindet sich in den Größenordnungen von 10 und 100 MeV. Darunter sind die Radien der Spiralbahnen kleiner als 1 mm, darüber sind die Steighöhen im Verhältnis zum „Driftraum“ vor der BPC so groß, daß es zu keinen signifikanten Abweichungen kommt.

Tabelle 4.2 zeigt Gyrationsradien und Steighöhen für ein $\vec{B}$–Feld von 1,12 T und einen Winkel von $15°$.

4.3 Der CJC–Endbereich in Simulation und Wirklichkeit

Bevor ein Elektron, das in den Rückwärtsbereich von H1 gestreut wurde, mit der BDC und dem Kalorimeter gemessen werden kann, muß es das tote Material nach

p/GeV	a/cm	h/cm
10	770	18000
0,1	7,7	180
0,01	0,77	18

Tabelle 4.2 Gyrationsradius a und Steighöhe h eines geladenen Teilchens in einem Magnetfeld von 1,12 T, unter einem Winkel von 15°.

den zentralen Spurkammern durchqueren. Das Ende der sensitiven Region der CJC1 liegt bei $z = -113$ cm, die BPC beginnt bei -138 cm. Innerhalb dieser 25 cm ist das gestreute Elektron nicht „sichtbar“. Abb. 4.2 zeigt eine Fotografie der zentralen Kammer von der Seite. Die Elektronikkarten sind senkrecht entlang den Drahtdurchführungen aufgesteckt. Dadurch entsteht eine Speichenstruktur. Im eingebauten Zustand liegt darüber eine ungeordnete und dichte Struktur von FADC–Signalkabeln.

Abbildung 4.2 Fotografie der zentralen Kammer von der Seite.

Das Materialvorkommen dort läßt sich grob unterteilen in:

- CJC–Endwand
- Elektronik
- Kabel

Diese Bereiche sind mit der Simulation aufgrund ihrer „feingliedrigen“ Geometrie nicht exakt zu beschreiben. Es können z.B. nicht alle Drahtdurchführungen, Elektronikkarten und Kabel mit ihren genauen Koordinaten und Lagen rekonstruiert werden. Daher wurden die Mengen der verwendeten Materialien ermittelt oder geschätzt und als gleichverteilte Schichten implementiert. So besteht die CJC–Endwand aus einer 1 cm starken Platte aus G10[V], die jedoch mit Drahtdurchführungen aus Messing durchsetzt ist und an die PC-Boards[VI], ebenfalls aus G10, angebracht sind. Abb. 4.3 zeigt einen Ausschnitt aus der CJC–Endplatte mit den Drahtdurchführungen.

Abbildung 4.3 Ausschnitt aus der CJC–Endwand mit Drahtdurchführungen.

An weiteren Materialien befinden sich dort noch Epoxidharze und Kupfer. Für die Simulation wurde nun dieser Bereich ([Ah89]) zu Materialschichten mit folgenden Dicken umgerechnet: 13 mm G10, 2 mm Epoxidharze, 0,46 mm Messing und 35 μm Kupfer. Aus diesen Materialschichten wird in der Detektorsimulation mit der GEANT–Routine[VII] GSMIXT [Br92] eine effektive Strahlungslänge X gemäß Gleichung 4.3 berechnet. Das so erhaltene effektive Material der Endwand wird in der Simulation unter der Bezeichnung CJC–WALL geführt und trägt mit 10,9 % X_0 zur Materialbelegung bei senkrechtem Teilchendurchgang bei.

Die Elektronik besteht aus Vorverstärkern und Adapterkarten, Drähten und Ab-

[V] G10: Typischerweise 60 % SiO_2 und 40 % Epoxidharze

[VI] Printed circuit boards sind Leiterplatinen.

[VII] GEANT ist eine Sammlung von Detektor-Geometriebeschreibungen und Programmroutinen für die Simulation.

effektives Material	$X_{0,eff}$ [cm]	Dicke [cm]	X [% X_0]
CJC–WALL	14,7	1,55	10,5
PA–HACHE	134,0	13,00	9,7
CTD–CABLES	6,36	1,10	17,3
Summe:			37,5

Tabelle 4.3 Materialbelegung zwischen der inneren zentralen Spurkammer und der BPC in der Simulation.

schirmungen. Hier befinden sich G10, Kupfer, Messing und Aluminium. Nach einer Mittelung dieser Materialien ergibt sich für den Elektronikbereich eine „Dicke" von 9,7 % X_0. In der Simulation heißt dieser Materialbereich PA–HACHE. In der Realität folgt die Anordnung der Elektronik jedoch außerdem den schrägen Strukturen der CJC–Zellen (siehe Abb. 3.2).

An die Elektronik schließt sich der Kabelbereich mit den FADC–Signalkabeln an, die aus Kupfer und Polyethylen bestehen. Aufgrund der insgesamt verwendeten Kabellänge wurde eine entsprechende Schichtdicke von 17,3 % X_0 ermittelt. Auch dieser Materialbereich ist mit einer eigenen Materialdefinition, CTD–CABLES genannt, in der Simulation implementiert.

Zusammen mit der Strahlröhre und den Kammerwänden ergibt sich, unter Berücksichtigung des Winkels unter dem das Elektron das Material bei $\theta = 165°$ durchquert, eine Materialmenge vor der BPC von rund 0,5 X_0. Die Simulation mit dieser Materialbelegung wird als *Standardsimulation* bezeichnet, zur Unterscheidung von den Simulationen, die im Rahmen dieser Arbeit mit größeren Materialmengen durchgeführt wurden. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis eines simulierten Materialscans parallel zum Strahl zwischen den z-Koordinaten -108 cm und -138 cm bei $\phi = 0°$. Der radiale Bereich der CJC1 zwischen 21,1 cm und 43,5 cm ist, abgesehen von der Stufe bei kleinem R, „unnatürlich" flach. Das ist die Folge der Materialimplementation als homogene Schichten. Die Stufe ergibt sich daraus, daß der Kabelbereich nicht mit der unteren Kante der CJC, sondern erst bei etwas größerem R beginnt.

Die Umsetzung der sehr inhomogenen Materialbereiche in homogene Schichten führt dazu, daß lokale Materialkonzentrationen, die z.B. dadurch entstehen, daß Elektronikkarten unter ungünstigem Winkel durchquert oder mehrere Kabeldrähte getroffen werden, unberücksichtigt bleiben. Der mittlere Wert der Materialdicke in der Simulation kann dabei in Wirklichkeit weit überschritten werden.

Um Ereignisse zu simulieren, bei denen das Elektron lokal wesentlich höhere Materialmengen durchquert hat, ohne dabei tiefergreifende Veränderungen in-

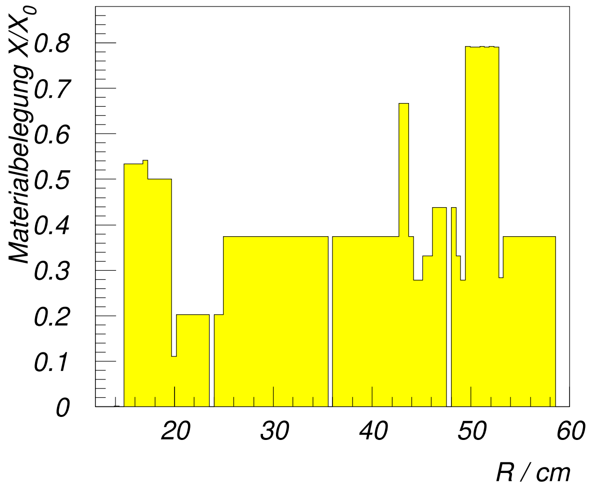


Abbildung 4.4 Simulation: Materialbelegung in Einheiten einer Strahlungslänge zwischen den z-Positionen -108 cm bis -138 cm bei $\phi = 0°$, in Abhängigkeit vom radialen Abstand zum Strahl.

nerhalb der Geometriedefinition von `H1SIM` durchzuführen zu müssen, besteht prinzipiell die Möglichkeit, die drei genannten Materialdefinitionen CJC–WALL, PA–HACHE und CTD–CABLES zu modifizieren. Die größte Diskrepanz zwischen der tatsächlichen Materialstruktur und ihrer Umsetzung in die Simulation ist jedoch bei PA–HACHE und CTD–CABLES zu vermuten. Ersteres ist als „eigenständiges“ Material definiert, d.h. mit eigenen berechneten Materialeigenschaften, wie etwa Kernladungszahl, Dichte oder Absorptionslänge. Dagegen ist CTD–CABLES eine sog. Materialmischung[VIII], von der das Verhältnis ihrer Zusammensetzung aus Kupfer und Polyethylen angegeben ist und eine Dichte, die der Menge an Kabel in einem Volumenelement entspricht. Daher wurde für die Simulationen mit erhöhter Materialbelegung (Kapitel 6.2) die „Packungsdichte“ von CJC–CABLES erhöht, um physikalische Materialeigenschaften unverändert zu lassen.

Ein Nachteil dieser Modifikation liegt darin, daß sich das Kabel mit 7 cm am nächsten vor der BPC/BDC befindet. Schauert ein Elektron aber früher auf, so erwartet man auch größere Ionisationsverluste. Da jedoch gerade der Elektronikbereich sehr inhomogen ist, bilden sich dort entstehende Schauer wahrscheinlich nicht vollständig im Material aus, im Gegensatz dazu, wie es bei einer erhöhten Elektronikbelegung in der Simulation wäre. Daher würden gerade die Ionisationsverluste überschätzt werden, sofern Dichte, Strahlungs- und Absorptionslänge in

[VIII] In der Simulation wird unterschieden zwischen *material*, *material mixtures* und *layer mixtures*.

gleichem Verhältnis verändert würden[IX].

Schließlich sei hier noch erwähnt, daß `H1SIM` in einer Version verwendet wurde, in der BPC und BEMC simuliert wurden. Da die durchgeführten Analysen und Simulationen in Zusammenhang mit der neuen BDC und dem SPACAL stehen, wird an einigen Stellen die BDC mitgenannt (BPC/BDC).

[IX] Zum Vergleich wurde eine Simulation mit 1,5 X_0 durchgeführt, in der die Materialdefinition von PA-HACHE und CTD-CABLES um die Faktoren 5,5 und 3,6 erhöht werden mußten. Die mittlere Zahl der geladenen Teilchen hat sich dabei nur geringfügig verändert, und zwar im Mittel von 10,9 (bei einer Erhöhung von ausschließlich CTD-CABLES) auf 9,1. Die Zahl der Photonen ging um 10 % zurück und in gleichem Maße hat der Energieverlust zugenommen.

Kapitel 5: Simulation und Analyse tief-inelastischer e-p-Streuereignisse

Eine Möglichkeit, Informationen über die tatsächliche Materialverteilung zwischen den zentralen Spurkammern und der BPC zu erhalten, ist die Analyse von Ereignissen mit schauernden Elektronen. Dazu wird im folgenden die Detektorsimulation von tief-inelastischen Ereignissen (Elektron im Rückwärtsbereich) mit echten Daten solcher Ereignisse verglichen. Dadurch, daß die Wahrscheinlichkeit für Schauerprozesse materialabhängig ist, wird erwartet, daß bestimmte Materialstrukturen – in R durch die Anordnung der verschiedenen Drahtkammern, und möglicherweise auch in ϕ, durch die Segmentierung der CJC – aus den mit dem H1–Detektor genommenen Daten erkennbar sind. In der Simulation sollten sich nur die radialen Strukturen zeigen, da der CJC–Endbereich ohne Strukturen in ϕ implementiert wurde. Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden nach den selben Selektionskriterien reduziert wie die Daten.

5.1 Simulation mit tief-inelastischen e-p-Streuereignissen

Betrachtet man in der Simulation die Liste der Teilchen, die bei einem Ereignis in die BPC eintreten, kann man über eine Nummer zurückverfolgen, aus welchem physikalischen Prozeß sie entstammen bzw. durch welches Teilchen sie erzeugt wurden. Zählt man auf diese Weise alle diejenigen Teilchen, die zu dem Elektron aus dem Streuprozeß (dem primären Elektron) „gehören“, ergibt sich das in Abb. 5.1 gezeigte Spektrum der Multiplizitäten sekundärer Teilchen. Die Energieschnitte, unter denen Teilchen nicht weiter getracked wurden, sind für Photonen auf 0,2 Mev und für Elektronen und Positronen auf 1 MeV gesetzt worden.

In der Abbildung sind also die Häufigkeiten der Mulitplizitäten aller Teilchen aufgetragen, die durch sekundäre Prozesse wie Bremsstrahlung und Paarbildung entstanden. Bei diesen Teilchen handelt es sich ausschließlich um Elektronen, Positronen und Photonen, hier von insgesamt 1000 Ereignissen. Nur bei einem Prozent der Ereignisse (bei 12 Events) wurde lediglich das Elektron aus dem Streuprozeß gefunden. Im Mittel erzeugt es jedoch direkt oder indirekt rund 9 sekundäre Teilchen (im Mittelwert der Grafik ist das primäre Elektron einbezogen).

In Abb. 5.2 ist das gleiche nur für Elektronen und Positronen aufgetragen. Der Anteil an geladenen Teilchen ist deutlich geringer als der an Photonen. Im Mittel

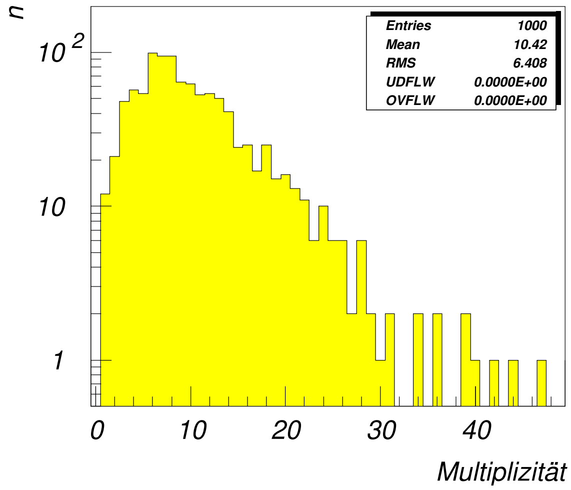


Abbildung 5.1 Standardsimulation mit Monte-Carlo-Ereignissen. Spektrum der Multiplizitäten **aller** Teilchen, die durch das primäre Elektron bis zum Eintritt in die BPC entstanden sind (einschließlich des primären Elektrons).

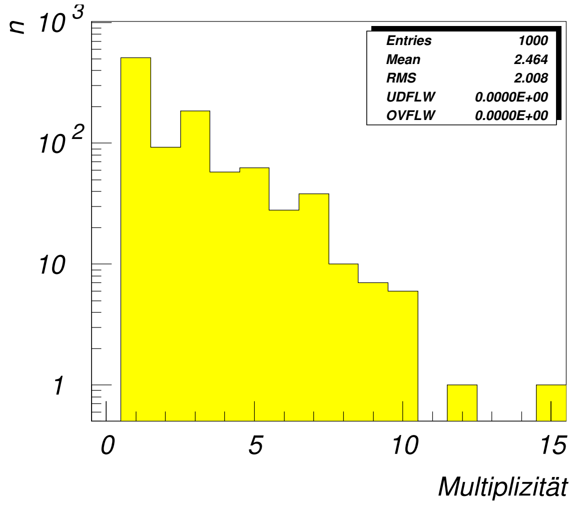


Abbildung 5.2 Standardsimulation mit Monte-Carlo-Ereignissen. Spektrum der Multiplizitäten **geladener Teilchen**, die durch das primäre Elektron bis zum Eintritt in die BPC entstanden sind (einschließlich des primären Elektrons).

entstehen etwa 2,5 geladene Teilchen und etwa 8 Photonen pro Ereignis. Letztere Abbildung zeigt, daß bei knapp unter 50 % der Ereignisse bereits geladene Schauerteilchen entstanden sind, die in der BDC – neben dem „ursprünglichen“ Elektron – zusätzliche Spuren erzeugen können, falls diese räumlich auflösbar sind. Die Peaks bei den ungeradzahligen Multiplizitäten entsprechen der paarweisen Produktion von geladenen Teilchen. Schauerprozesse mit insgesamt mehr als 3 geladenen Teilchen entstanden bei ca. 20 % der Ereignisse. Es gibt also schon in der Standardsimulation einen relativ hohen Anteil an Ereignissen, bei denen das Elektron aus dem primären Streuprozeß „aufschauert“.

Das Energiespektrum aller Teilchen beim Eintritt in die BPC zeigt Abb. 5.3. Es gibt einen sehr hohen niederenergetischen Anteil, der überwiegend von Bremsstrahlungsquanten getragen wird (Abb. 5.4 zeigt das Photonen–Energiespektrum). In dem elektromagnetischen Kalorimeter nach der BPC/BDC wird die Energie aller Schauerteilchen, die es erreichen, registriert. Dagegen geht die Energie, die durch Ionisation im toten Material des Detektors deponiert wird, verloren. Diese Ionisationsverluste zeigt Abb. 5.5. Es handelt sich dabei um eine typische Landau–Verteilung mit dem Peak bei etwa 20 MeV und einem Ausläufer bis über 100 MeV. Dieser Ausläufer entsteht durch einen endlichen Wirkungsquerschnitt für hohe Energieüberträge. Der mittlere Wert des Energieverlustes beträgt etwa 29 MeV.

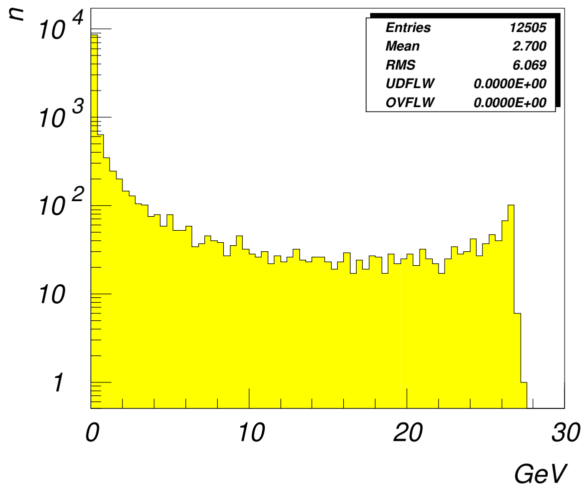


Abbildung 5.3 Standardsimulation mit MC-Ereignissen. Energiespektrum des primären Elektrons und der sekundären Teilchen vor dem Eintritt in die BPC.

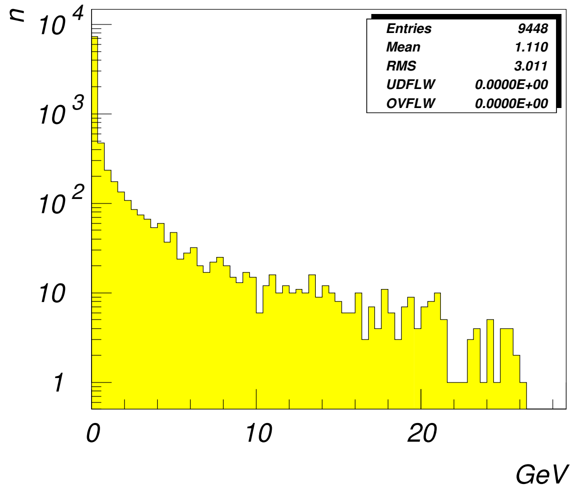


Abbildung 5.4 Standardsimulation mit MC-Ereignissen. Energiespektrum der Photonen, die von dem primären und sekundären Elektronen emittiert wurden, vor dem Eintritt in die BPC.

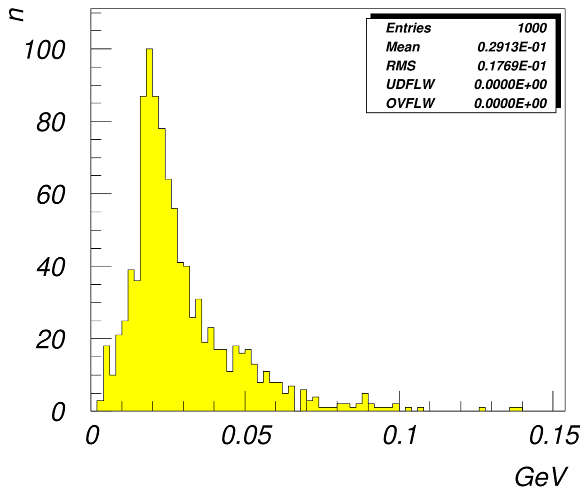


Abbildung 5.5 Standardsimulation mit MC-Ereignissen. Energieverlust durch Ionisation, vor dem Eintritt in die BPC.

5.2 Analyse der von H1 registrierten e–p–Daten in bezug auf geometrische Strukturen

Für den Vergleich mit Daten ist es natürlich nicht möglich, die Teilchen auf obige Weise abzuzählen. Es müssen vielmehr die Signale der rückwärtigen Kammern ausgewertet werden. Da schauernde Elektronen untersucht werden sollen, wurde als Ortsinformation nicht die rekonstruierten Koordinaten der BPC verwendet, sondern die Koordinaten des Schauerschwerpunktes im Kalorimeter (BEMC–Clusterkoordinaten). Damit wurde die Unabhängigkeit von den Rekonstruktionsalgorithmen der BPC gewährleistet. Als Maß für die Zahl der geladenen Teilchen, die die BPC bei einem Ereignis durchquert haben, wurde die Anzahl der Drähte verwendet, die in der ersten Lage innerhalb von 15 cm um den ermittelten Durchstoßpunkt ein Signal gaben. Die übrigen Lagen, außer der vierten, die eine geringere Effizienz besitzt, lieferten gleiche Ergebnisse. Wie Abbildung 5.6 zeigt, korreliert in der Simulation die Zahl dieser Drähte mit der Multiplizität der Teilchen; dieser Plot wurde mit erhöhter Materialbelegung vor der BPC und mit einzelnen Elektronen erstellt. Daraus wird ersichtlich, daß die Multiplizität

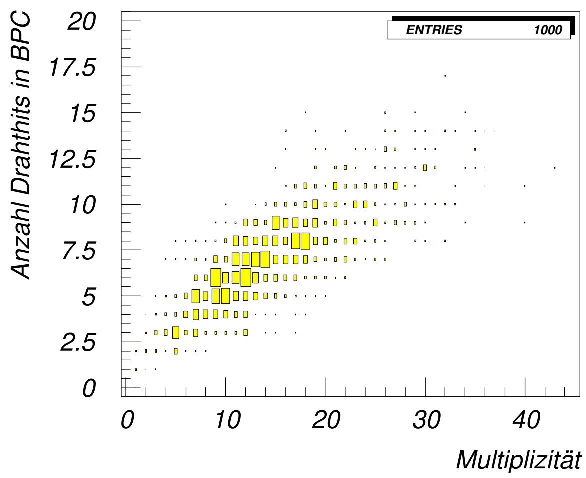


Abbildung 5.6 Simulation mit einzelnen Elektronen (10 GeV) und erhöhter Materialbelegung vor der BPC ($2\,X_0$): Anzahl der Drähte, die in der BPC ein Signal gaben, aufgetragen gegen die Zahl der geladenen Teilchen, die in die Kammer eintraten.

der geladenen Teilchen etwa dem zweifachen der Zahl signalgebender Drähte entspricht.

In der Standardsimulation ergibt sich ein Spektrum der Zahl signalgebender Drähte, wie es Abb. 5.7 zeigt. Der Mittelwert beträgt $(1,80 \pm 0,04)$ Drähte, maximal gaben 8 Drähte ein Signal. Bei ≈ 1 % der Ereignisse gab diese Kammerebene kein Signal. Das Maximum liegt bei einem Draht mit einer exponentiellen Abnahme bis zu höchstens 8 Drähten (bei einem Ereignis).

Für die Analyse von H1–Daten wurden drei vorselektierte Daten–Samples mit

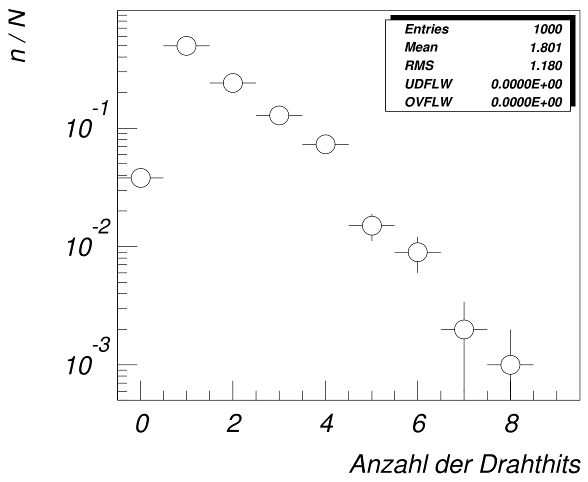


Abbildung 5.7 Standardsimulation mit MC-Ereignissen. Verteilung der Anzahl der Drähte, die pro Ereignis in einer Lage der BPC (1. Layer) ein Signal gaben.

tief-inelastischen Ereignissen verwendet, die 1993 genommen wurden und eines von 1992. Diese Daten entsprachen folgenden Selektionskriterien:

- BEMC–Clusterenergie größer 10 GeV
- Abstand des nächsten BPC–Hits vom BEMC–Cluster kleiner als 15 cm
- Radialer Abstand des BPC–Hits vom Strahl kleiner als 60 cm
- Betrag der x– oder y–Koordinate des BEMC–Clusters größer als 14 cm
- θ–Winkel des Elektrons, wie er sich aus dem nächsten BPC–Hit und dem Vertex berechnet, kleiner als $172,5°$
- Rekonstruierbare z–Koordinate des Vertex
- Verschiebung vom nominellen Wechselwirkungspunkt kleiner als 50 cm

Um die darin noch enthaltenen Untergrundereignisse auszufiltern und um zu vermeiden, daß Hits von geladenen Pionen erfaßt werden, wurden die Daten nach folgenden Selektionskriterien weiter reduziert[I]:

- BEMC–Clusterradius kleiner als 5 cm
- Abstand des nächsten BPC–Hits vom BEMC–Cluster kleiner als 5 cm
- Radiale Position des BEMC–Clusters größer als 16 cm

Danach verbleiben 7647 Ereignisse. Das Elektron wird über die größte Energiedeposition im BEMC identifiziert. Das daraus rekonstruierte Energiespektrum dieser Elektronen ist in Abb. 5.8 gezeigt. Im Mittel haben sie eine Energie von

[I] Dieselben Selektionskriterien wurden auch auf die MC–Ereignisse angewandt.

20 GeV. Den Peak bei rund 25 MeV bezeichnet man als *kinematischen Peak*, der nahe bei der Elektronenstrahlenergie liegt, die 26,7 GeV betrug. Im kinematischen Peak liegen Ereignisse mit großem x und kleinem Q^2. Bei niedrigeren Energien befinden sich auch solche mit kleinem x.

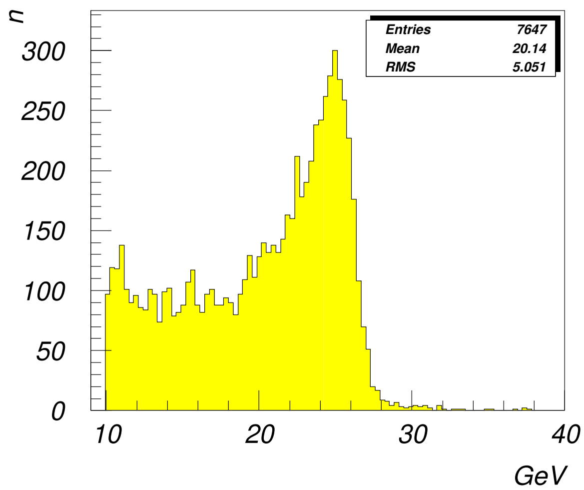


Abbildung 5.8 Daten: Rekonstruiertes Energiespektrum des gestreuten Elektrons im BEMC.

Abbildung 5.9 zeigt das aus den Daten erhaltene Spektrum der Anzahl signalgebender Drähte der BPC. Der Anteil an Ereignissen, bei denen kein Draht ein Signal gab, beträgt rund 2,5 %, was mit der Simulation vergleichbar ist. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei $(3,10 \pm 0,03)$, also um einen Faktor 1,7 größer als in der Simulation[II]. Das Maximum liegt jedoch auch hier bei einem Drahthit. Bei

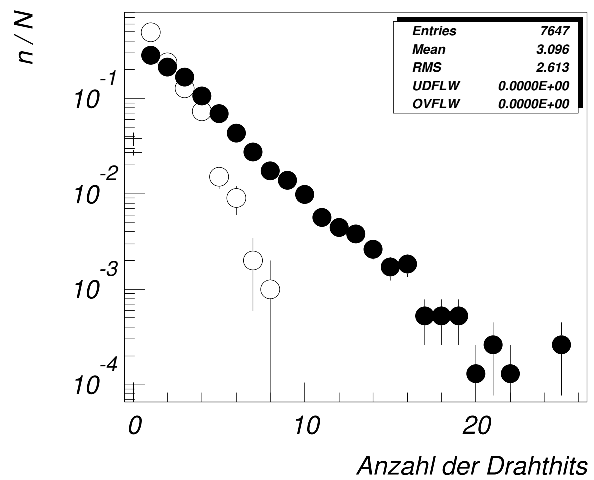


Abbildung 5.9 Daten (schwarze Punkte): Verteilung der Anzahl der Drähte, die pro Ereignis in einer Lage (1. Layer) der BPC ein Signal gaben (Auswahlkriterien siehe Text). Die gleiche Verteilung aus der Simulation ist mit weißen Punkten eingezeichnet. N ist die Zahl der Einträge im Histogramm.

einer generell höheren Materialbelegung würde es sich zu einer größeren Anzahl hin verschieben. Die Verteilung fällt exponentiell ab, bis zu einer maximalen Zahl

[II] Nach einem Kolmogorov-Smirnov-Test ist der Unterschied der beiden Verteilungen signifikant.

signalgebender Drähte von 25: das ist das Dreifache des Wertes aus der Simulation. Während es in den „Monte-Carlos“ einen Anteil von 1 % an Ereignissen gibt, bei denen mindestens 6 Drähte Signal gaben, beträgt dieser Anteil in den Daten über 13 %. Aufgrund der Korrelation zwischen Teilchenmultiplizität und Drahthits (Abb. 5.6) läßt sich daraus schließen, daß es vereinzelt Ereignisse mit in etwa 40 geladenen Teilchen gibt. Das begründet später bei den Simulationen mit erhöhtem Materialvorkommen (Kap. 6.2) die Wahl eines Bereiches bis zu 2,5 X_0.

Damit ist gezeigt, daß in der Simulation das Vorkommen von Materialkonzentrationen, die zu größerer Schauerbildung führen, unterschätzt wird. In der folgenden Untersuchung wird nach

- radialen Strukturen und nach
- Strukturen in ϕ

gesucht. Dabei zeigt sich auch, ob sich die unterschiedlichen Drahtmultiplizitäten in Simulation und Daten nur auf bestimmte Bereiche des Detektors beschränken.

Im ersten Schritt soll die radiale Verteilung der Drahthitzahlen betrachtet werden. Zur Lokalisierung eines mittleren Schauerortes wurden die Koordinaten des BEMC–Clusters verwendet. Aufgrund der deponierten Energie und der x-y-Koordinaten des Clusters, wurde gemäß einer spiralförmigen Spur, die ein Elektron im Magnetfeld durchläuft, auf die z–Koordinate -127 cm – das ist eine mittlere Position für das tote Material – interpoliert. Um eine Abschätzung für die damit erreichbare Auflösung zu erhalten, wurden in der Simulation die Abstände der interpolierten Koordinaten von der Elektron-Bahn an diesem Ort, d.h. der aus den Orts– und Impulskoordinaten des Elektrons am Vertex bestimmten Idealspur, berechnet. Es ergibt sich im Mittel eine Abweichung von etwa 0,7 cm mit einer Auflösung von $\approx$0,4 cm (Abb. 5.10). Mit den Daten ist die erreichbare Auflösung jedoch noch geringer als in der Simulation, da die rekonstruierte Vertexinformation für die Interpolation benutzt werden mußte. So ergibt sich eine Auflösung von etwa 1 cm. Damit könnten Strukturen im Elektronikbereich, aber nicht die von Kabeln oder der CJC–Endwand, aufgelöst werden. Auch die Übergänge zwischen den einzelnen zentralen Kammern sollten damit erkennbar werden.

In Abb. 5.11 ist für die Simulation die mittlere Zahl der Drähte, die in einer Lage der BPC ein Signal gaben, in Abhängigkeit vom radialen Abstand R der ermittelten Schauerkoordinaten vom Strahl aufgetragen. Sie steigt bei $R \approx 17$ cm von ca. 1,2 auf über 2 an und fällt dann auf 1,5 bei 23 cm wieder ab. Dieses Maximum läßt sich gut den Endflanschen der inneren Proportionalkammern CIZ und CIP zuordnen. Zu kleineren Radien ist eine leichte Abweichung von einer mittleren

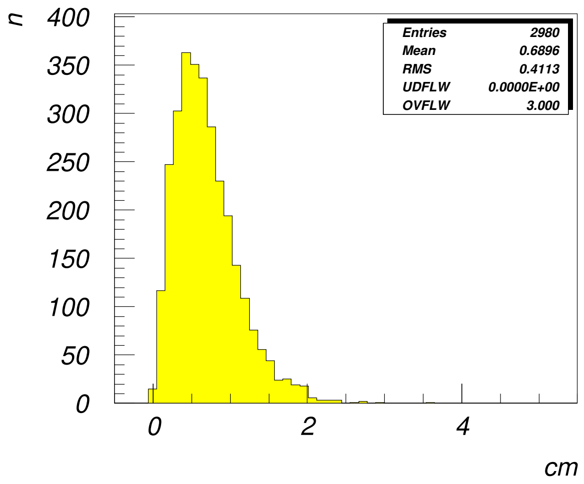


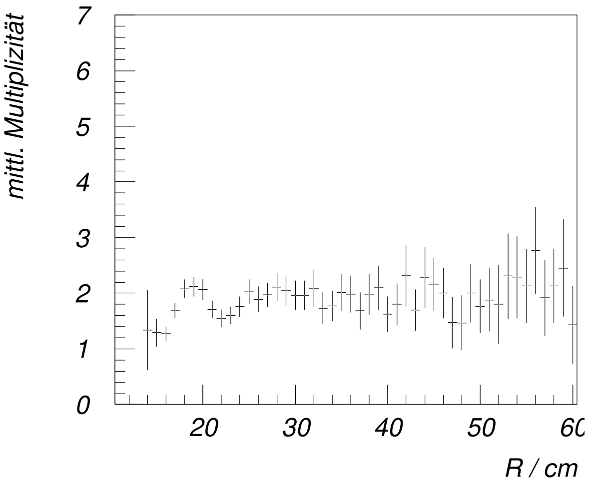
Abbildung 5.10 Simulation mit MC-Ereignissen. Ebener Abstand der geradlinig auf $z = -127$ cm interpolierten BEMC-Clusterkoordinaten zur Idealspur, unter Verwendung der Vertex Information.

Multiplizität von 1 nur noch durch die Strahlröhre bedingt. Nach diesem ersten Maximum steigt die mittlere Hitzahl auf $\approx$2 bei 25 cm an und bleibt annähernd konstant bis zu einem Radius von etwa 46 cm. Das ist der radiale Bereich der CJC1. Aufgrund der geringer werdenden Statistik wachsen die Fehlerbalken mit zunehmendem R an. Daher ist der Übergangsbereich zu den äußeren Proportionalkammern nur unscharf zu erkennen.

In den Daten (Abb. 5.12) liegt die Verteilung insgesamt auf einem höheren Niveau, was sich schon aus der Verteilung der mittleren Hitzahlen andeutete. Auch hier bildet sich der Bereich von CIZ und CIP heraus, jedoch breiter und mit mittleren Hitzahlen im Maximum von $\approx 3,4$. Daß sich die Form breiter herausbildet, liegt an der geringeren Auflösung, die mit den Daten erreichbar ist. Dadurch ist der erwartete Rückgang der mittleren Multiplizität bei kleinem R (unterhalb der CIP) nur im Ansatz beobachtbar. Bei R = 21 cm zeigen die Daten einen deutlichen Peak, der durch die Simulation nicht beschrieben wird. Im Bereich der CJC1 bewegen sich die Werte um $\approx 2,8$ Drahthits. Wie in der Simulation ist der Bereich der CJC1 annähernd konstant, steigt aber bei ca. 42 cm von etwa 3 auf 4 signalgebene Drähte an. Die Größe des Fehlers läßt danach keine weitere Interpretation zu.

Die Simulation liefert also eine gute Beschreibung des relativen radialen Materialverlaufs. Allerdings unterschätzt sie prinzipiell Materialkonzentrationen im gesamten rückwärtigen Bereich.

Im nächsten Schritt soll untersucht werden, ob die Zellstruktur der CJC1 aus den Daten erkennbar ist. Da PC–Boards und Vorverstärker entlang den radial angeordneten Drahtdurchführungen angebracht sind, erwartet man, daß diese „Speichenstruktur“ aus den Daten erkennbar wird, wenn die Orte der Schauerereignisse in einem x–y–Diagramm aufgetragen werden. Abb. 5.13 zeigt die Verteilung der



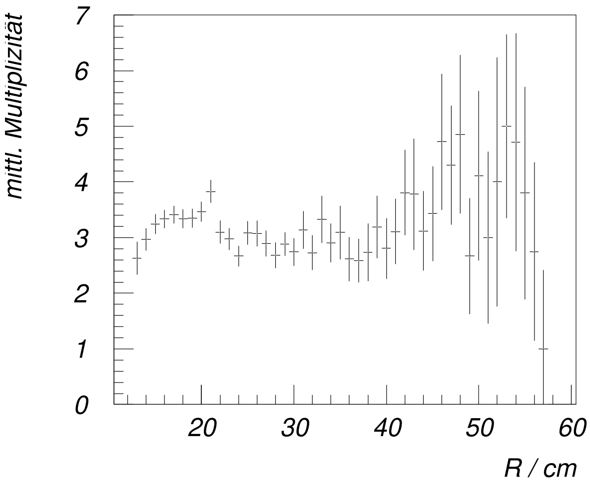


Abbildung 5.11 Standardsimulation mit MC-Ereignissen. Mittlere Zahl der Drähte, die in der BPC ein Signal gaben, aufgetragen gegen den radialen Abstand vom Strahl des aus den BEMC-Clusterkoordinaten ermittelten Schauerortes.

Abbildung 5.12 Daten: Mittlere Zahl der Drähte, die in der BPC ein Signal gaben, aufgetragen gegen den radialen Abstand vom Strahl des aus den BEMC-Clusterkoordinaten ermittelten Schauerortes.

BEMC–Clusterkoordinaten in der x–y–Ebene. Dieses Bild sagt noch nichts über mögliche Schauerorte aus. Es zeigt lediglich, wie die gestreuten Elektronen der verwendeten Ereignisse in R und ϕ verteilt sind. Die Form des inneren Ausschnitts kommt aufgrund der Geometrie des BEMC zustande, dessen innere Module die Strahlröhre viereckig umgeben.

Das nächste Bild (Abb. 5.14) zeigt in einem gröberen Raster (1 cm^2) dieselben Koordinaten, gewichtet mit der mittleren Zahl der Drahthits, die in einem Quadrat gemessen wurde. Größere Quadrate entsprechen höheren mittleren Hitzahlen. Die Koordinaten wurden jetzt außerdem auf $z = -127$ cm interpoliert. Es wurden nur solche Ereignisse eingetragen, bei denen mehr als 2 Drähte ein Signal gaben, um nicht schauernde Elektronen zu unterdrücken. Leichte Schauerereignisse sind also weitgehend gleichmäßig über die gesamte Fläche verteilt. An einigen Orten gibt es deutlich höhere Multiplizitäten – der eingezeichnete Pfeil zeigt auf einen solchen „Schauerort“, der mit R = 25 cm bereits im Bereich der CJC1 liegt. Regelmäßige Strukturen sind in dieser Darstellungsweise jedoch nicht erkennbar. Daher wurde versucht, die in ϕ periodische Geometrie der Kammer, d.h. die Zellstruktur, auszunutzen. Da die CJC1 aus 30 Zellen besteht, wurden die Koordinaten in einen ϕ–Sektor von $2\pi/30$ gefaltet, so daß die Orte größerer Schauerwahrscheinlichkeit überlagert werden. Es wurde hauptsächlich mit drei verschiedenen Darstellungs-

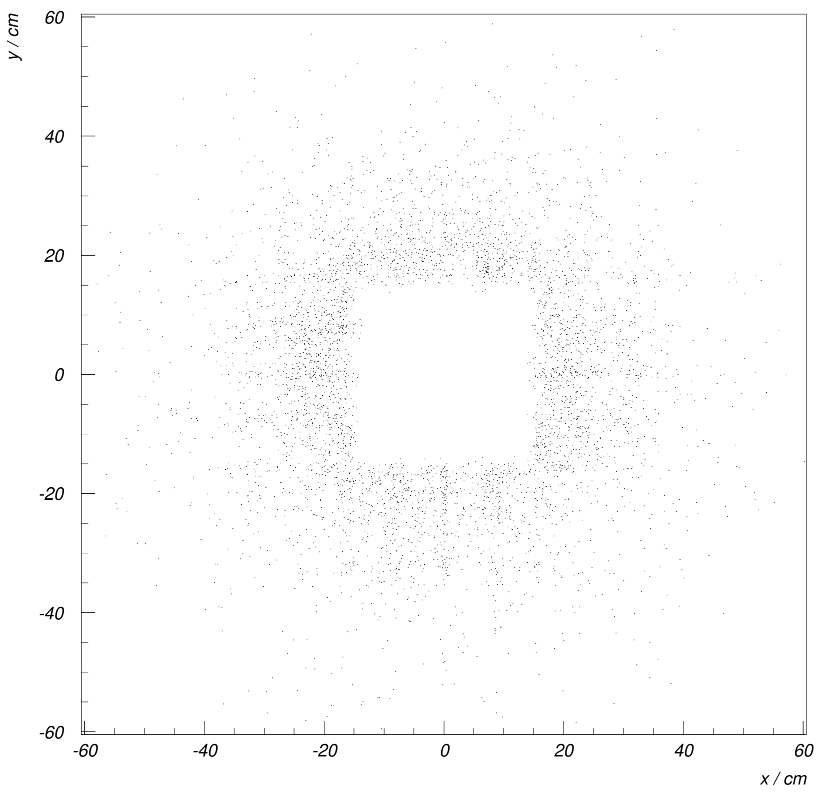


Abbildung 5.13 Daten: Koordinaten der BEMC-Cluster (z–Koordinate -156,4 cm). Der innere Ausschnitt entsteht durch die Bauweise des BEMC.

weisen experimentiert:

- einfache Auftragung der Schauerkoordinaten mit systematischer Anwendung von Cuts auf die Mindestzahl von Drahthits
- Auftragung der Schauerkoordinaten, gewichtet mit der mittleren Hitzahl an diesem Ort
- Transformation der ebenen Schauerkoordinaten in das Koordinatensystem der nominellen Speichen (Speichenabstand gegen die x–Achse, die entlang der Speiche gelegt wurde)

In allen Fällen wurden die Einträge normiert, um die örtlich unterschiedliche Statistik auszugleichen. Abb. 5.15 zeigt die interpolierten und gefalteten Schauerkoordinaten, gewichtet mit der mittleren Hitzahl und mit einem Cut, der nur Ereignisse mit mindestens 2 Drahthits zuläßt. Da innerhalb eines Sektors die Speiche nicht vollständig ausgebildet ist, sondern umgebrochen wird, wurde derselbe Sektor einmal unterhalb angefügt, um eine visuelle Strukturerkennung zu

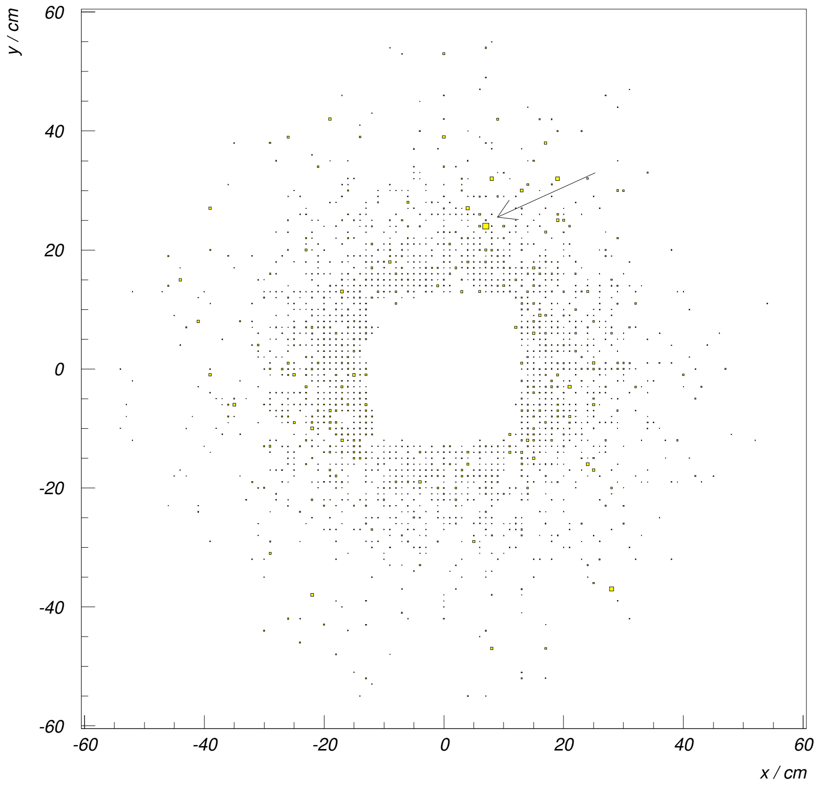


Abbildung 5.14 Daten: Aus den Koordinaten der BEMC-Cluster nach $z = -127$ cm interpolierte Koordinaten des Teilchendurchganges, in einem Raster von 1 cm^2, gewichtet mit der mittleren Zahl an Drahthits in einem Quadrat. Eingetragen sind nur Ereignisse mit mindestens 2 Drahthits.

erleichtern. In die Grafik sind die nominellen Speichen dieses Bereiches und die äußere Grenze der CJC1 eingezeichnet. Eine Schwierigkeit bei dieser Darstellungsform ist, daß sie sehr empfindlich auf das Bining des Histogramms ist. Schon in Abb. 5.15 wird das deutlich: Unterhalb der Null–Linie sollte sich dasselbe Abbild befinden wie oberhalb. Dadurch, daß die untere Kante des oberen Sektors senkrecht durch das Binning–Muster verläuft, im unteren Sektor aber unter einem Winkel von 12°, variiert die Größe der einander entsprechenden Quadrate. Daher wäre es nötig, ein möglichst feines Bining zu wählen, was aber dem begrenzten Auflösungsvermögen nicht gerecht wird. Daher wird in dem folgenden Vergleich mit den Monte-Carlos nur der Ort von Schauerereignissen aufgetragen, mit Cuts, die nur Ereignisse zulassen mit einer Mindestzahl an Drahthits. Abb. 5.16 zeigt die Schauerorte von Ereignissen mit mindestens 5 signalgebenden Drähten. Damit sind in (A) nur die Orte der höchsten Hitzahlen, wie sie in der Simulation vorkommen, aufgetragen. Diese Orte sind gleichmäßig verteilt. In den Daten ist die

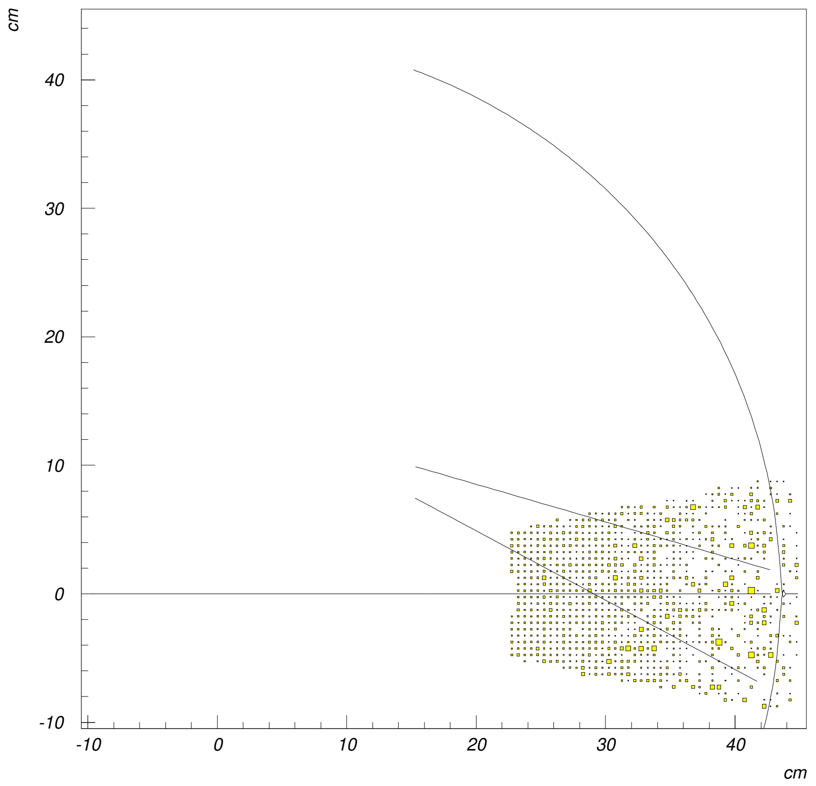
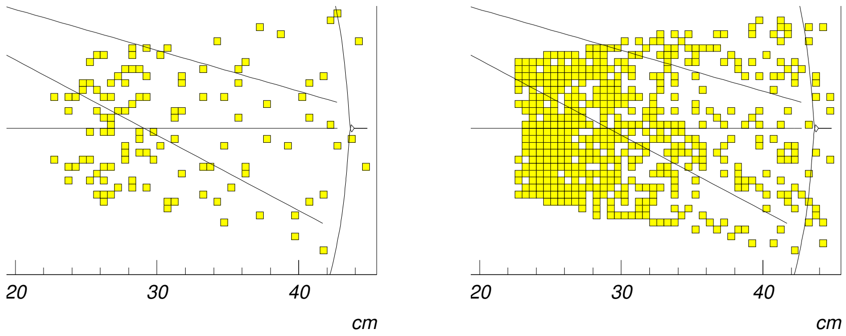


Abbildung 5.15 Daten: In einen ϕ-Sektor von $2\pi/30$ gefaltete Schauerkoordinaten von Ereignissen mit mindestens 2 Drahthits. Derselbe ϕ-Sektor wurde einmal unterhalb angefügt. Die geraden Linien markieren die nominelle Anordnung der Drahtdurchführungen in der CJC1 (die Längen stimmen dabei nicht überein), die Kreislinie gibt den radialen Endbereich der CJC1 an, auf die betrachtete z-Koordinate extrapoliert.

Population noch sehr dicht. Zu beachten ist, daß bei größerem Radius die Statistik geringer ist (vergl. Abb. 5.13). Aufgrund der Abbildung (B) wären radiale Strukturen möglich. Die Quadrate müssen dazu nicht auf den Speichen sitzen, eine systematische Verschiebung in ϕ ist möglich. Erhöht man jedoch den Cut für die minimale Hitzahl, wird das Bild nicht deutlicher. In Abb. 5.17 wurde auf die Daten ein Cut angewendet, der mindestens 8 Hits verlangt. In der Simulation gibt es in diesem Bereich keine Ereignisse mehr.

Trotz umfangreicher Versuche mit verschiedenen Cuts, unterschiedlichem Bining der Histogramme und Variationen der nominellen Speichen in ϕ sowie Variation der z-Koordinate der Interpolation, ließen sich die gesuchten Strukturen nicht erkennbar herausarbeiten. Es zeigten sich zwar häufig Ansätze, die jedoch auch mit anderen Strukturen verträglich gewesen wären und vor allem gegenüber leichter Variation eines Parameters (z.B. der Bingröße) nicht stabil genug waren. Da



(A) Simulation **(B) Daten**

Abbildung 5.16 Ausschnitte: In einen ϕ–Sektor von $2\pi/30$ gefaltete und interpolierte Schauerkoordinaten, ungewichtet, mit der Bedingung, daß mindestens 5 Drähte ein Signal gaben. A zeigt das Resultat aus der Simulation, B die Daten.

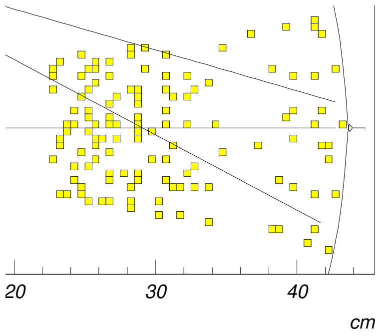


Abbildung 5.17 Daten: In einen ϕ–Sektor von $2\pi/30$ gefaltete und interpolierte Schauerkoordinaten, ungewichtet, mit der Bedingung, daß mindestens 8 Drähte ein Signal gaben.

sich Schauerereignisse aus anderen Bereichen (z.B. dem Kabel) mit den gesuchten Strukturen überlagern, wird trotz der Faltung eine wesentlich höhere Statistik nötig sein. Dazu müssen künftige Daten verwendet werden. Außerdem wird durch die BDC und das SPACAL die erreichbare Auflösung wesentlich verbessert werden.

Zusammengefaßt führten diese Untersuchungen also zu den folgenden Ergebnissen:

- In den Daten zeigen sich mehr und ausgedehntere Schauer, als in der Simulation. Es werden Multiplizitäten geladener Teilchen erreicht, die um etwa 40 Teilchen liegen, während sich in der Simulation die maximale Teilchenzahl bei ca. 15 befindet.

- In den Daten ist die Multiplizität geladener Teilchen im Mittel um etwa den Faktor 1,7 höher als in der Standardsimulation. Dieser Unterschied entsteht durch das vereinzelte Auftreten stärkerer Schauerbildung im gesamten Rückwärtigen Bereich.

- Es gibt eine deutliche radiale Abhängigkeit der Schauerhäufigkeit, die von der Simulation in ihrem Verlauf gut beschrieben wird.

- Im Bereich der inneren Proportionalkammern überschreitet die mittlere Multiplizität den Wert 3, in der Simulation beträgt sie im Maximum etwa 2.
- Im Bereich der CJC1 liegt die Multiplizität im Mittel bei 2,8, in der Simulation sind es 2.

Diese Analyse zeigt, daß der Anteil von Ereignissen mit schauernden Elektronen nicht vernachlässigt werden kann. Das wirft Fragen bezüglich der Auswirkungen solcher Schauerereignisse auf die Messung der kinematischen Variablen des Elektrons auf:

- Wie groß sind die Energieverluste?
- Wie gut wird eine Spurrekonstruktion möglich sein?

Da das lokale Vorkommen der Materialkonzentrationen nicht in der Simulation modelliert wird, werden im nächsten Kapitel zuerst das „normale“ Verhalten des gestreuten Elektrons in der Standardsimulation untersucht, und anschließend wird durch eine generelle Materialerhöhung das Schauerverhalten bei größerem X analysiert.

Kapitel 6: Simulationsrechnungen mit einzelnen Elektronen

Die folgenden Simulationen wurden mit jeweils 1000 Ereignissen durchgeführt, in denen pro Event ein Elektron unter einem θ–Winkel von 165° in den Rückwärtsbereich des Detektors geschossen wurde, um das Elektron die Endwand der CJC1 durchqueren zu lassen. Dabei wurden pro Run Elektronenergien von 4, 10, und 30 GeV verwendet, um etwa den kinematischen Bereich des Elektrons bei HERA abzudecken.

6.1 Standardsimulation

6.1.1 Energieverluste

Aus Gleichung 4.1 (Seite 15) ergibt sich für einen Elektronenstrahl mit einer Anfangsenergie von $E_0 = 10\ GeV$ nach der Durchquerung von Material der Massenbelegung $X = 0,5\ X_0$ eine mittlere Energie $\langle E \rangle = 6,1\ GeV$. In Abb. 6.1 ist das Energiespektrum des primären Elektrons gezeigt, mit einer guten Übereinstimmung des Mittelwertes, der $(6,3 \pm 0,1)$ GeV beträgt.

Zur Bestimmung des Energieverlusts durch Ionisation wurden die Energien aller Teilchen vor dem Eintritt in die BPC aufsummiert und von der primären Elektronenergie subtrahiert. In Abb. 6.2 ist das entstandene Spektrum für den 10 GeV Run dargestellt. Es ist eine Landau–Verteilung, mit dem Peak bei etwa 20 MeV und einem Ausläufer bis zu fast 100 MeV. Die Breite der Verteilung ist rund 10 MeV und der Mittelwert beträgt $(24,8 \pm 0,3)$ MeV.

Im Vergleich mit den Simulationen mit 4 und 30 GeV zeigt sich eine leichte Abhängigkeit von der Energie des primären Elektrons. Der mittlere Energieverlust beträgt bei 4 GeV $(23,9 \pm 0,3)$ MeV und bei 30 GeV sind es $(26,3 \pm 0,4)$ MeV mittlerer Energieverlust. Diese Abhängigkeit spiegelt, wie sich später zeigt, die Unterschiede in den mittleren Multiplizitäten wider. Die Breiten der Verteilungen liegen auch hier bei 10 MeV. Der Vergleich mit der Verlustkurve aus den Simulationen mit MC–Ereignissen (Abb. 5.5, S.29) ergibt, daß diese schon bei etwa 5 MeV relativ flach ansteigt, ihren Peak aber auch bei etwa 20 MeV hat. Das ist ein geometrischer Effekt: er stammt von Elektronen mit großem θ, deren Bahn

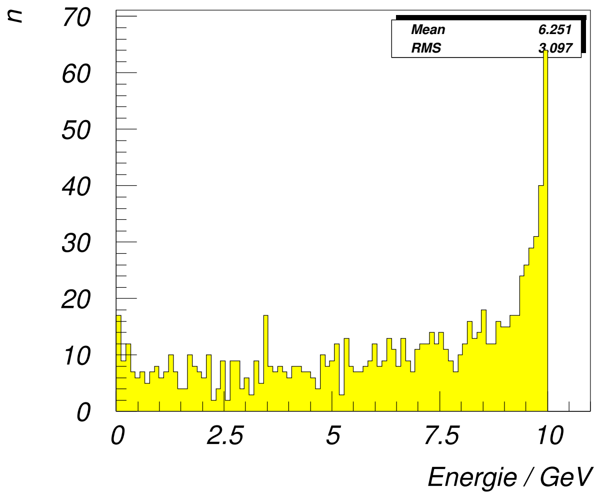


Abbildung 6.1 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Energiespektrum der primären Elektronen beim Eintritt in die BPC.

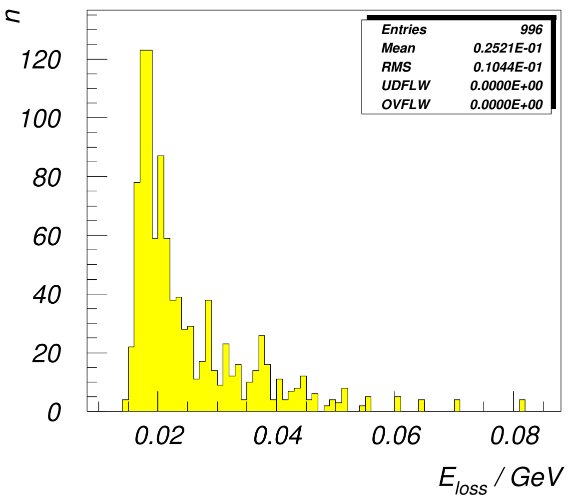


Abbildung 6.2 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Energieverlust durch Ionisation vor dem Eintritt in die BPC.

noch unter den Endbereichen der zentralen Kammern verlief, wo sie weniger Material durchquert haben (vergl. Abb. 4.4, S.24). Führt man einen entsprechenden radialen Cut ein, ergibt sich derselbe steile Anstieg, wie bei den einzelnen Elektronen. Der Abfall der „MC–Kurve" ist etwas flacher, ihr Mittelwert ist wenige MeV höher und die Breite beträgt 16 MeV.

Damit liegen die Ionisationsverluste in der Standardsimulation deutlich unter dem Auflösungsvermögen des Kalorimeters. Dieses ist mit $\Delta E = 0,085 \cdot \sqrt{E}$, bei 10 GeV also etwa 270 MeV, um einen Faktor 10 „schlechter".

prim. Elektronenenergie	4 GeV	10 GeV	30 GeV
Multiplizitäten			
– geladene Teilchen	$1,93 \pm 0,04$	$2,12 \pm 0,05$	$2,50 \pm 0,06$
– alle Teilchen	$8,7 \pm 0,1$	$9,5 \pm 0,2$	$11,1 \pm 0,2$
Energieverlust/MeV	$23,9 \pm 0,3$	$24,8 \pm 0,3$	$26,3 \pm 0,4$

Tabelle 6.1 Mittlere Teilchenmultiplizitäten und Energieverluste bei der Standardsimulation mit verschiedenen Energien des primären Elektrons.

Der minimale Energieverlust liegt bei allen Primärenergien bei etwa 15 MeV, was der Größenordnung des minimalen Energieverlusts für ein Teilchen in dem in der Simulation implementierten Materialvorkommen entspricht.

Sehr häufig steckt ein großer Anteil der Energie in den entstandenen Bremsstrahlungsquanten. Im Mittel sind es rund 30 % der primären Energie. Das Spektrum der energiereichsten geladenen Teilchen zeigt Abb. 6.3. Es hat einen flachen Ausläufer über den gesamten Energiebereich. Bei diesen Teilchen handelt es sich fast ausschließlich um Elektronen (bei 25 Ereignissen sind es Positronen), die im Mittel nur noch 60 % ihrer Anfangsenergie haben.

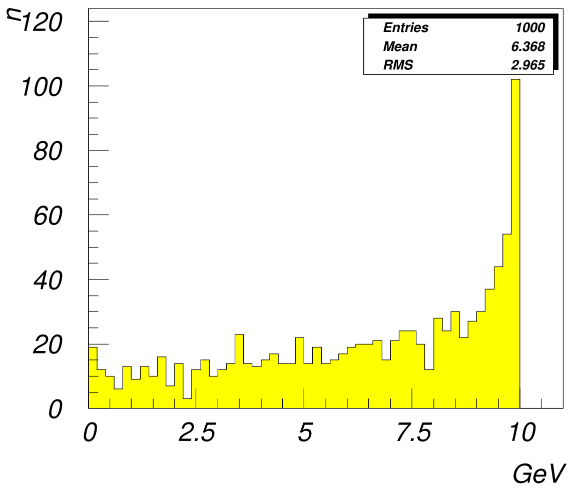


Abbildung 6.3 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Energiespektrum der energiereichsten geladenen Teilchen beim Eintritt in die BPC.

6.1.2 Multiplizitäten

Abbildung 6.4 zeigt das Spektrum der Teilchenzahlen, die durch Wechselwirkungen in totem Material vor dem Eintritt in das Volumen der BPC entstanden sind. Es sind im Mittel $(9,5 \pm 0,2)$ Teilchen. Der überwiegende Anteil besteht aus Photonen, die mit einer mittleren Multiplizität von $(7,4 \pm 0,1)$ auftreten (Abb. 6.5). Folglich beträgt die Anzahl geladener Teilchen (Elektronen und Positronen) in Abb. 6.6 im Mittel $(2,12 \pm 0,05)$. Diese Zahlen sind überaschend hoch, legt man die einfache „zahlenmäßige“ Definition der Strahlungslänge aus Kapitel 4.1 zugrunde, nach der von einem Elektron innerhalb einer Strahlungslänge im Mittel ein Photon emittiert wird. Eine genauere Betrachtung der simulierten Vorgänge zeigt, daß schon bei etwa 20 % der Ereignisse die Emission eines Bremsstrahlungsquants an der Strahlröhre, vor dem Eintritt in die CJC1, simuliert wird.

Aus den Histogrammen ergibt sich, daß bei etwa 40 % der Ereignisse geladene Schauerteilchen entstanden sind, mehr als 3 Teilchen sind es bei ungefähr 15 %. Die mittlere Multiplizität geladener Teilchen ändert sich für die Energien von 4 und 30 GeV des primären Elektrons mit $(1,93 \pm 0,04)$ und $(2,50 \pm 0,06)$ nur leicht. Der Unterschied zwischen 4 und 30 GeV Primärenergie beträgt $(0,6 \pm 0,1)$ geladene Teilchen. Die Verteilungen fallen mit wachsender Energie etwas flacher ab. Ihre Mittelwerte sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

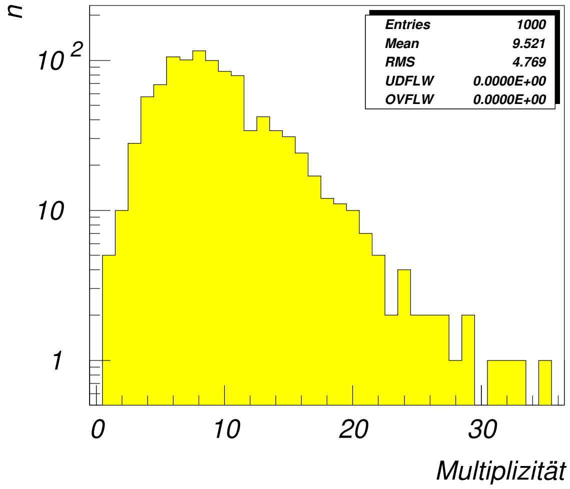


Abbildung 6.4 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Anzahl aller Teilchen (geladene Schauerteilchen und Photonen) bei Eintritt in die BPC.

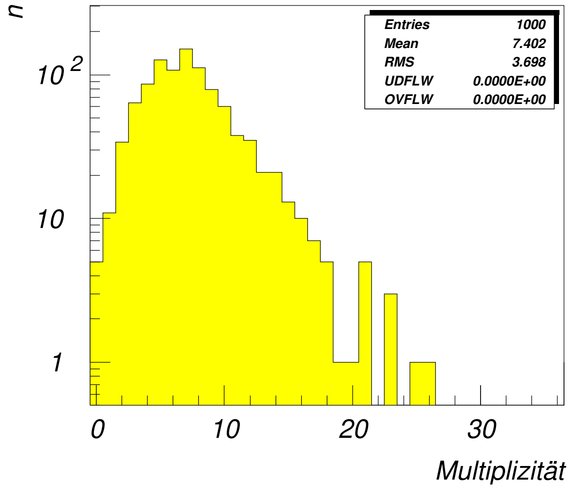


Abbildung 6.5 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Anzahl von Photonen bei Eintritt in die BPC.

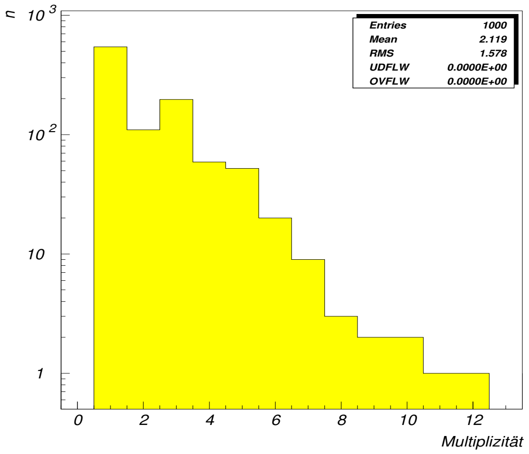


Abbildung 6.6 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Multiplizitäten geladener Teilchen beim Eintritt in die BPC.

6.1.3 Räumliche Verteilungen

Im folgenden wird zwischen ebenen und radialen Abständen unterschieden. Mit ebenen Abständen werden die Entfernungen in der x–y–Ebene bezeichnet. Diese Abstände sind > 0. Für die radialen Abstände zweier Teilchen wurden die radialen Entfernungen vom Strahl, also $\sqrt{{x_i}^2 + {y_i}^2}$ für das i-te Teilchen, voneinander subtrahiert. Negative Werte bedeuten Abstände in Richtung der z–Achse.

Radiale Abstände von der Idealspur

In Abb. 6.7 sind die radialen Abstände geladener Teilchen von der Idealspur histogrammiert. Sie bilden einen asymmetrischen Peak aus, mit Anhäufungen nach

X/X_0	Radiale Abweichung in cm		
	4 GeV	10 GeV	30 GeV
0,5	-0,44	-0,50	-0,35
1,5	-0,23	-0,26	-0,20
2	-0,28	-0,25	-0,23
2,5	-0,33	-0,29	-0,26

Tabelle 6.2 Radiale Abweichungen geladener Teilchen von der Idealspur.

innen, in Richtung des Strahls. Der Anteil der Teilchen, die weiter als 10 cm radial vom Durchtrittspunkt der Idealspur entfernt sind, beträgt etwa 1 %. Innerhalb von 1 mm um die Idealspur befinden sich 66 % der Teilchen. Der Mittelwert beträgt $(-0,50 \pm 0,05)$ cm. Auch bei den anderen Energien zeigt sich die Asymmetrie der Verteilung zu kleineren radialen Abständen. Die Mittelwerte sind innerhalb ihrer statistischen Fehler gleich. Die Energien der Teilchen mit Abweichungen von mehr als 10 cm liegen in einem Bereich von unter 1 MeV bis zu etwa 100 MeV. Eine Untersuchung der Vertex–Liste (Orte der sekundären Wechselwirkungen in der SVX–Bank) ergibt, daß sie aus „frühen“ Wechselwirkungen (δ–Elektronen) im Strahlrohr oder in Übergangsbereichen zwischen den zentralen Kammern stammen. Die Teilchen in dem Bereich von -10 bis -1 cm liegen im Energiebereich von etwa 10 bis 100 MeV, also genau dort, wo Abweichungen aufgrund der Spiralbewegung zu erwarten sind. Dazu zeigen die Abb. 6.8 und 6.9

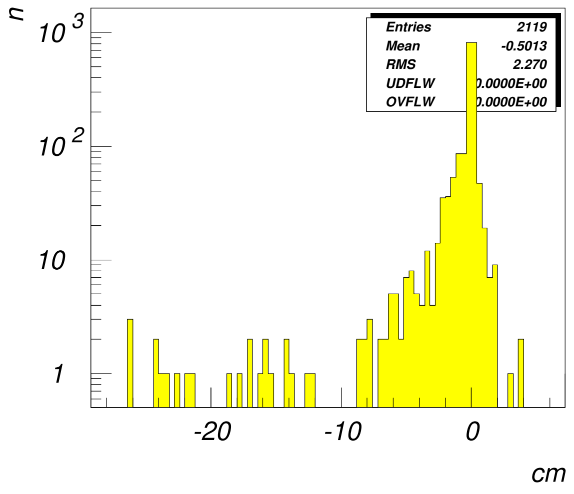


Abbildung 6.7 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Radiale Abstände geladener Teilchen von der Idealspur beim Eintritt in die BPC.

die Energie aufgetragen gegen den radialen Abstand.

Die Verteilung der radialen Abstände der Photonen (Abb. 6.10) ist im Vergleich zu den geladenen Teilchen um die Idealspur symmetrischer. Der größte Teil sind

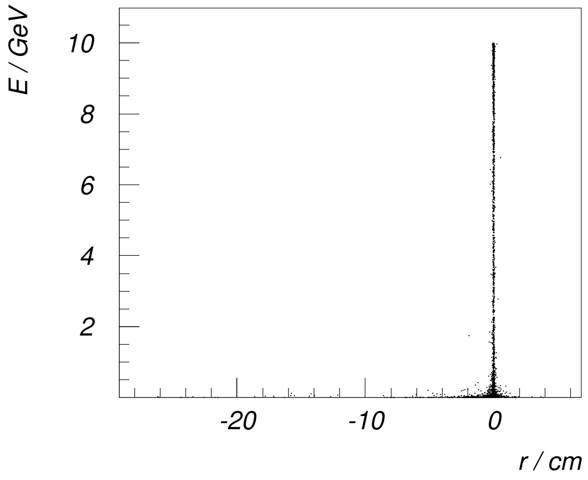


Abbildung 6.8 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Energie geladener Teilchen gegen den radialen Abstand von der Idealspur beim Eintritt in die BPC.

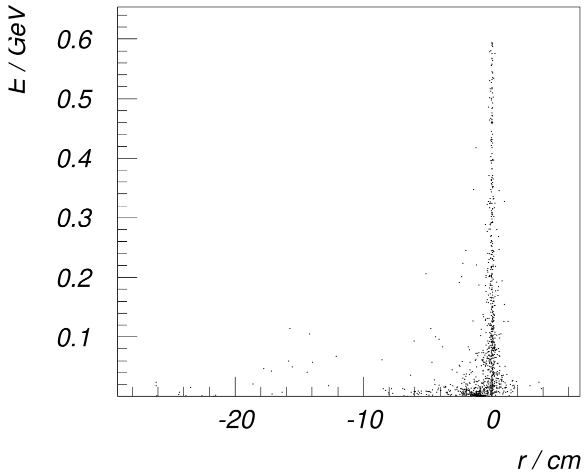


Abbildung 6.9 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Energie geladener Teilchen gegen den radialen Abstand von der Idealspur beim Eintritt in die BPC. Energiebereich bis 0,6 GeV.

Bremsstrahlungsquanten hochenergetischer Elektronen bzw. Positronen, die durch Compton-Streuung abweichen. Eine Asymmetrie, bedingt durch die Verteilung der geladenen Teilchen, ist erkennbar.

Abstände in ϕ von der Idealspur

Um die Abstände des primären und der sekundären geladenen Teilchen von der Idealspur in Phi anzugeben, wurde die radiale Entfernung des idealen Durchstoßpunktes vom Strahl mit der ebenen ϕ–Winkeldifferenz zu dem tatsächlichen Durchstoßpunkt des betrachteten Teilchens multipliziert. Diese Abweichungen in ϕ von der idealen Spur zeigt Abbildung 6.11. Diese Verteilungen sind etwa symmetrisch aufgrund des Gleichgewichts zwischen Elektronen– und Positronenzahlen. Der Mittelwert beträgt $(0,08 \pm 0,05)$ cm. Auch hier kommt es erst bei Energien unter ≈ 1 GeV zu Abweichungen von mehreren cm. 86 % der Teilchen liegen

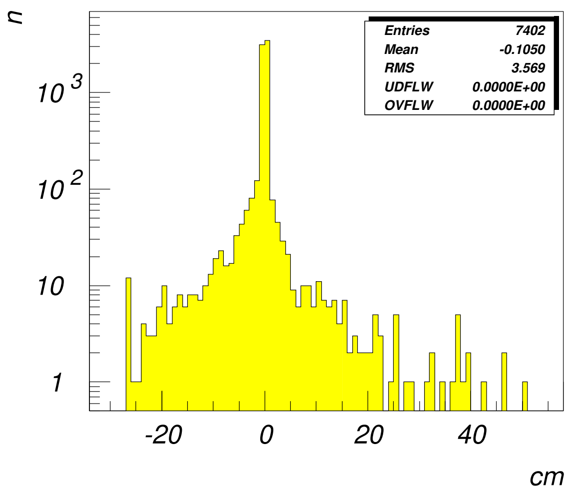


Abbildung 6.10 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Radiale Abstände der Photonen von der Idealspur beim Eintritt in die BPC.

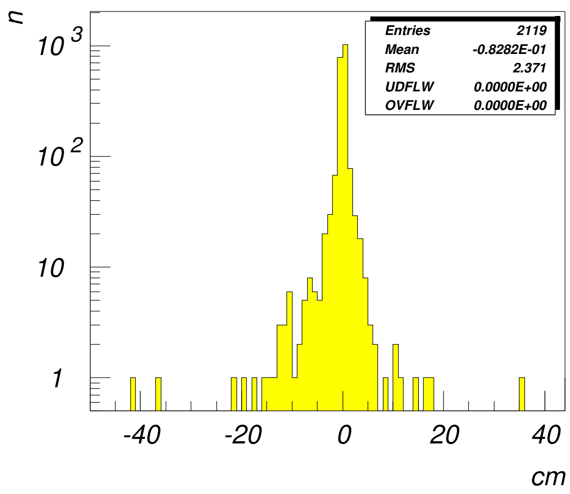


Abbildung 6.11 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Abstände in ϕ geladener Teilchen von der Idealspur beim Eintritt in die BPC.

innerhalb von 1 cm, etwa die Hälfte (54 %) sogar innerhalb von 1 mm. Außerhalb von 10 cm befinden sich zirka 1 % der geladenen Teilchen, derselbe Anteil wie bei den radialen Abständen. Die Spuren energiereicher Teilchen ($> 2\ GeV$) stimmen innerhalb einer mittleren Unsicherheit von 30 μm mit der Idealspur überein. Die Simulationen mit 4 und 30 GeV lieferten gleiche Ergebnisse.

Abstand des Energieschwerpunktes zur idealen Spur

Zur Bestimmung des Energieschwerpunktes eines Teilchenschauers wurden die Koordinaten mit der Teilchenenergie gewichtet, aufsummiert und durch die Gesamtenergie der beteiligten Teilchen dividiert. Die Abb. 6.13 und 6.14 zeigen die ebenen und radialen Abstände des Energieschwerpunktes zur Idealspur. Im ebenen Fall ergibt sich eine mittlere Abweichung von $(0,53 \pm 0,02)$ mm. Dieser Wert nimmt mit zunehmender Energie ab. Er beträgt bei 30 GeV Primärenergie nur $(0,12 \pm 0,01)$ mm, während er bei 4 GeV $(1,34 \pm 0,03)$ mm beträgt. Die radialen Abstände sind um eine Größenordnung geringer. Bei 10 GeV beträgt der mittlere Wert (41 ± 15) μm, bei 4 und 30 GeV jeweils (84 ± 40) μm und $(18 \pm 5)\mu m$.

Abstand der energiereichsten Spur von der Idealspur

Nur bei 0,5 % der Ereignisse weicht die Spur des energiereichsten geladenen Teilchens um mehr als 1 cm von der Idealspur ab. Vernachlässigt man diese Fälle,

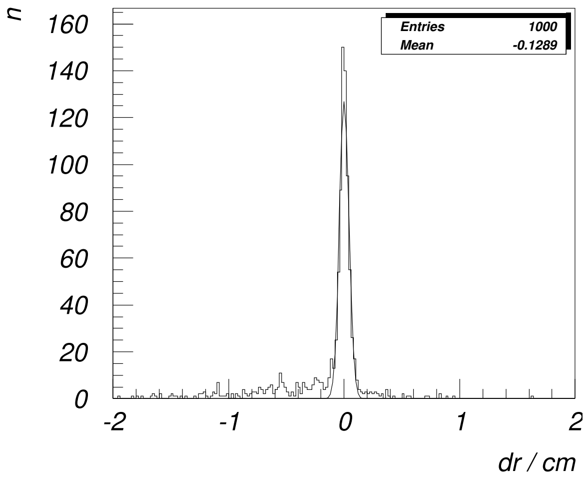


Abbildung 6.12 Standardsimulation mit 10 GeV: Mittlere radiale Abstände geladener Teilchen von der Idealspur, $\sigma = 0,04$ cm

beträgt die mittlere Abweichung (-28 ± 20) μm. Das ist noch deutlich unter dem Auflösungsvermögen in θ der BDC, das 400 μm beträgt. Auch hier zeigt sich wieder die Energieabhängigkeit: bei 4 GeV ist der mittlere Abstand mit rund 45 μm etwas höher, bei 30 GeV mit 20 μm etwas geringer.

Spur–Spur–Abstände

Um eine Vorstellung über die ebene Ausdehnung der Schauer zu erhalten, wurden in Abb. 6.15 Spur-Spur-Abstände für geladene Teilchen aufgetragen. Das sind die Abstände der Teilchen untereinander in der x-y-Ebene. Die Hälfte der Abstände liegen unter 1 cm, etwa 13 % liegen unter 1 mm. Im Mittel haben die Schauer einen Durchmesser von etwa 2,2 cm.

6.1.4 Zusammenfassung

Aus der Standardsimulation folgt, daß die Energiemessung des leptonischen Endzustandes im Rückwärtsbereich von H1 nur wenig durch totes Material beeinflußt wird. Die mittleren Energieverluste befinden sich in einem Bereich, der unterhalb des Auflösungsvermögen des rückwärtigen Kalorimeters liegt. Selbst die maximalen Energieverluste sind mit 1 % bei 10 GeV sehr gering. Bei der räumlichen Verteilung der Spuren kommt es zwar zum Teil zu großen Abweichungen, die jedoch ausschließlich von sehr niederenergetischen Teilchen stammen, deren rekonstruierte Spursegmente durch ihre Spiralbewegung im Magnetfeld weder mit dem BEMC–Cluster noch mit dem Vertex korrelieren werden. Da die Standardsimulation für rund 85 % der Ereignisse das Schauerverhalten richtig beschreibt, wird für diesen Anteil eine Spurrekonstruktion mit der BDC „problemlos“ sein.

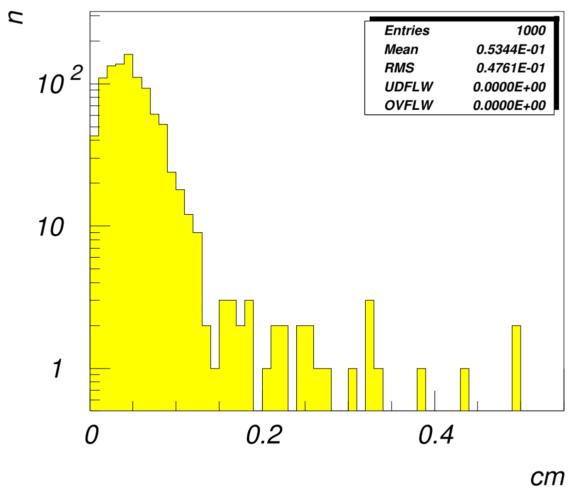


Abbildung 6.13 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Ebener Abstand des Energieschwerpunktes geladener Teilchen zur Idealspur.

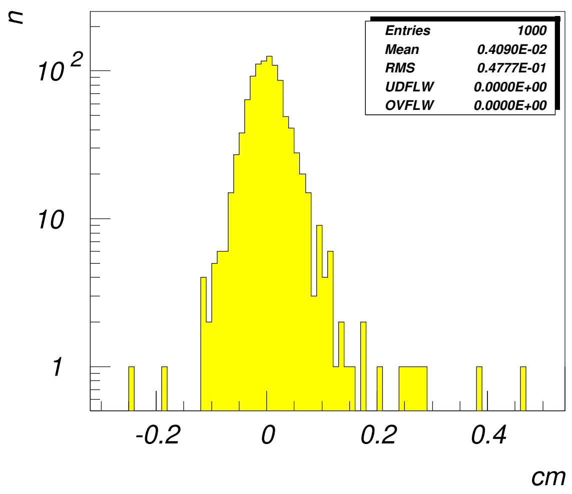


Abbildung 6.14 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Radialer Abstand des Energieschwerpunktes geladener Teilchen zur Idealspur.

6.2 Simulationen mit höherer Materialbelegung

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, wurde für die folgenden Simulationen die Materialbelegung vor der BPC/BDC in drei Schritten erhöht. Aufgrund des Ergebnisses der Datenanalyse in Kap. 5.2 wurden Materialbelegungen von 1,5, 2 und 2,5 Strahlungslängen gewählt, da bei 2,5 X_0 Multiplizitäten von bis zu 40 geladenen Teilchen erreicht werden. Da es bei der Wahl dieser Werte nicht auf Genauigkeit ankam, wurden die nötigen Anhebungen der Materialdicken lediglich abgeschätzt. Aufgrund des mittleren Energieverlustes des primären Elektrons ließ sich nachträglich über Gleichung 4.1 die gesamte Materialmenge genauer bestimmen. Da die Abweichungen von den gewünschten Werten gering sind (maximal 10 % bei 2,5 X_0), wurde die Klassifikation 0,5, 1,5, 2 und 2,5 beibehalten. Die über den Energieverlust bestimmten Werte sind im Anhang B tabellarisch dargestellt.

6.2.1 Energieverluste

Erwartungsgemäß wachsen mit zunehmender Materialbelegung die Breiten und Mittelwerte der Verteilungen des Energieverlusts durch Ionisation an. Für 10 GeV Elektronen wächst der mittlere Verlust über 185 und 336 MeV auf 705 MeV bei 1,5, 2 und 2,5 X_0. Die Breite der Verteilung mit 2,5 X_0, die Abb. 6.16 zeigt, beträgt 300 MeV.

Mit 2,5 X_0 ergeben sich bei den Simulationen mit 4 und 30 GeV mittlere Verluste

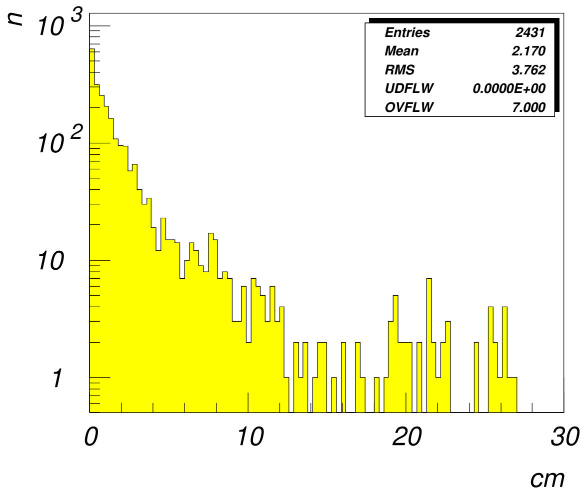


Abbildung 6.15 Standardsimulation mit einzelnen Elektronen, 10 GeV. Spur–Spur–Abstände geladener Teilchen beim Eintritt in die BPC.

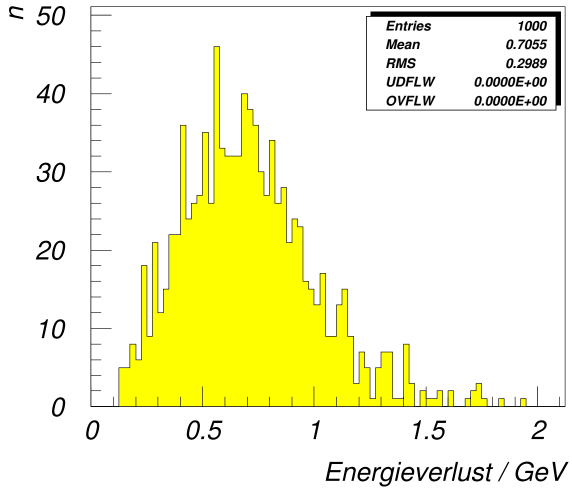


Abbildung 6.16 Simulation mit 10 GeV Primärenergie und 2,5 X_0 Materialbelegung: Energieverlust durch Ionisation.

von ca. 470 MeV bzw. knapp über 1 GeV. In der Tabelle 6.3 sind alle Werte zusammengestellt. Die relativen Verluste nehmen mit zunehmender Primärenergie ab. Während es bei 4 GeV (2,5 X_0) etwa 12 % sind, betragen sie bei 10 und 30 GeV 7 bzw. 3 %. Zum Vergleich beträgt der relative Energieverlust in der Standardsimulation mit 4 GeV im Mittel 0,6 %.

Bezüglich der minimalen Energieverluste zeigen sich für unterschiedliche Energien und gleicher Materialbelegung keine Unterschiede. Bei 10 GeV sind es mit zunehmender Materialdicke 38, 60 und 126 MeV.

Unabhängig von der Primärenergie trägt das energiereichste geladene Teilchen bei 1,5 X_0 im Mittel noch rund 25 % der primären Energie, bei 2,5 X_0 sind es nur noch etwa 14 %. Abb. 6.17 zeigt das Energiespektrum des energiereichsten geladenen Teilchens bei 1,5 X_0 für 10 GeV. Schon bei dieser Materialbelegung hat sich dieses Spektrum gegenüber der Standardsimulation drastisch geändert: der Peak dieser Verteilung liegt nun nicht mehr bei 10 GeV, sondern hat sich auf

Mittlerer Energieverlust durch Ionisation in MeV						
Mat.Beleg.	Primäre Elektronenergie					
X/X_0	4 GeV	RMS	10 GeV	RMS	30 GeV	RMS
0,5	23,8	9,0	24,8	10,3	26,3	11,4
1,5	146,3	72,1	185,5	94,4	247,5	129,0
2	256,3	118,3	336,8	157,0	499,0	235,3
2,5	467,8	190,7	705,5	298,9	1079,0	452,3

Tabelle 6.3 Mittlerer Energieverlust durch Ionisation für alle simulierten Materialbelegungen und Energien des primären Elektrons.

etwa 1,5 GeV verschoben.

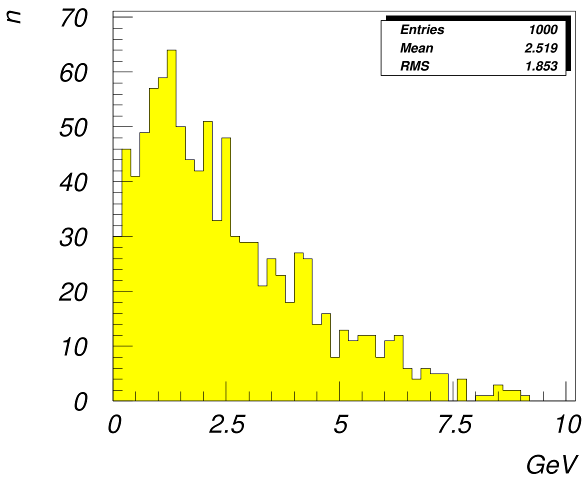


Abbildung 6.17 Simulation mit 10 GeV Primärenergie und 1,5 X_0 Materialbelegung: Energiespektrum des energiereichsten geladenen Teilchens vor dem Eintritt in die BPC.

Bei 1,5 X_0 haben die mittleren Verluste eine Größe, die etwa dem Auflösungsvermögen des Kalorimeters entspricht. Bei 2,5 X_0 sind sie bereits mehr als doppelt so hoch. Die Breiten der Verteilungen entsprechen bei 2,5 X_0 dem Auflösungsvermögen und liegen sonst deutlich darunter.

Die mittleren Energieverluste der einzelnen Runs sind in Abb. 6.18 gegen die Materialbelegung aufgetragen. In diese Abbildung sind exponentielle Fit–Kurven eingetragen, die den Zuwachs in erster Näherung beschreiben.

Daraus folgt, daß die Energieverluste durch Ionisation sehr empfindlich von der durchquerten Materialmenge abhängig sind. Sie steigen schnell in einen Bereich, wo sie nicht mehr vernachlässigbar sind und die Messung des Kalorimeters korrigiert werden muß. Während in der Standardsimulation die Abhängigkeit von der Energie des primären Elektrons vernachlässigt werden konnte, ergibt sich bei 2,5 X_0 zwischen 4 und 30 GeV eine Zunahme der Verluste von 100 %. Als Maß für den Energieverlust bieten sich die Multiplizitäten der geladenen Teilchen an.

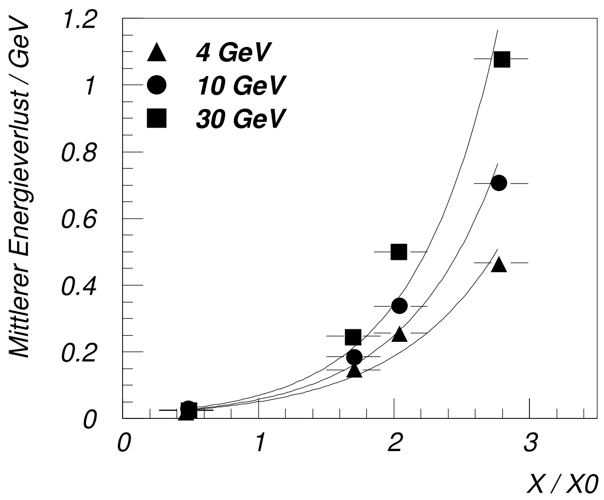


Abbildung 6.18 Mittlerer Energieverlust durch Ionisation in Abhängigkeit von den Materialdicken vor der BPC, für alle simulierten Energien.

6.2.2 Multiplizitäten

Beim Übergang zu höherer Materialbelegung steigen die Zahlen der sekundären Teilchen insgesamt drastisch an. Die Abbildungen 6.19 und 6.20 zeigen die Multiplizitäten für Photonen bzw. für geladene Teilchen bei 1,5 X_0 und 10 GeV Energie des primären Elektrons. Nur noch in 1 % der Fälle werden keine geladenen sekundären Teilchen erzeugt. Ihre mittlere Zahl ist von 2,1 bei der Standardsimulation angestiegen auf jetzt $(10,9 \pm 0,2)$ bei 1,5 X_0, die Zahl der Photonen von 7,4 auf $(53,6 \pm 0,8)$. In der Tabelle 6.4 sind die entsprechenden Werte noch für 2

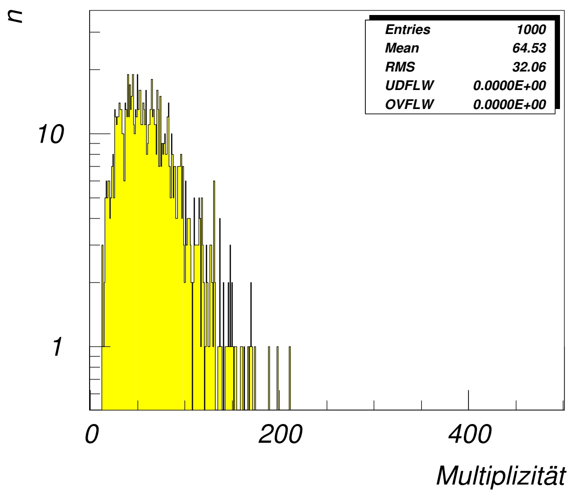


Abbildung 6.19 Simulation mit einzelnen Elektronen mit 10 GeV, Materialbelegung 1,5 X_0. Multiplizitäten **aller** Schauerteilchen beim Eintritt in die BPC.

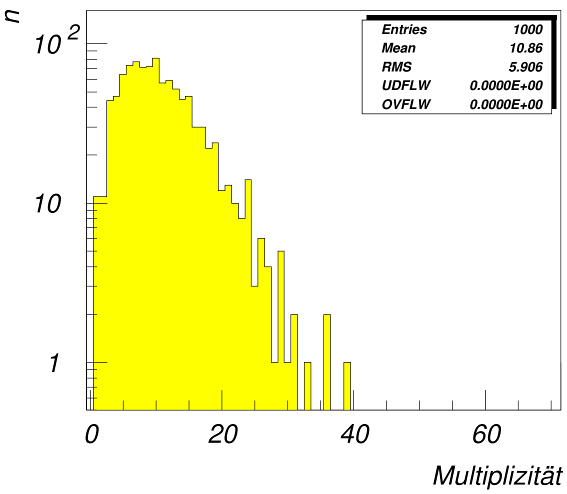


Abbildung 6.20 Simulation mit einzelnen Elektronen mit 10 GeV, Materialbelegung 1,5 X_0. Multiplizitäten **geladener** Teilchen beim Eintritt in die BPC.

und 2,5 X_0 angegeben.

Mittlere Multiplizität geladener Teilchen			
Materialbelegung in Einh. von X_0	prim. Elektronenergie 4 GeV	10 GeV	30 GeV
1,5	$7,4 \pm 0,1$	$10,9 \pm 0,2$	$16,1 \pm 0,3$
2	$10,1 \pm 0,2$	$15,5 \pm 0,2$	$26,3 \pm 0,4$
2,5	$13,3 \pm 0,2$	$23,8 \pm 0,3$	$43,1 \pm 0,6$
Mittlere Multiplizität aller Teilchen			
1,5	$46,7 \pm 0,7$	$64,5 \pm 1,0$	$93,6 \pm 1,4$
2	$71,5 \pm 1,0$	$102,5 \pm 1,4$	$165,8 \pm 2,4$
2,5	$109,0 \pm 1,3$	$180,8 \pm 2,2$	$304,1 \pm 4,0$

Tabelle 6.4 Multiplizitäten geladener und aller Teilchen in Simulationen mit erhöhter Materialbelegung und mit verschiedenen Energien des primären Elektrons.

Vergleicht man die Simulationen mit 4 und 30 GeV mit dem 10 GeV–Run, zeigt sich bei der höheren Materialbelegung im Gegensatz zur Standardsimulation eine deutliche Energieabhängigkeit: Bei 4 GeV und 1,5 X_0 sind es $(46,7 \pm 0,7)$ Teilchen, davon $(7,4 \pm 0,1)$ geladene Teilchen. Für 30 GeV wurden $(93,5 \pm 1,5)$, davon $(16,1 \pm 0,3)$ geladene Teilchen gezählt.

Mit der Energie des primären Elektrons steigt also die mittlere Zahl der sekundären Teilchen. Damit steigen auch die Verluste durch Ionisation. Von der höheren Zahl niederenergetischer Teilchen stammen größere Beiträge zum gesamten Ionisationsverlust. Dazu zeigt Abb. 6.21 den Energieverlust aufgetragen gegen die Multiplizität geladener Teilchen, für 10 GeV und 1,5 X_0. Daneben dieselbe Grafik für 2,5 X_0. In beiden Fällen besteht – in dem betrachteten Bereich – ein linearer Zusammenhang zwischen Teilchenmultipliztät und Energieverlust. Die Korrelationskoeffizienten betragen 0,81 und 0,75. Für alle anderen Kombinationen aus Primärenergie und Materialbelegung befinden sie sich zwischen 0,62 und 0,85.

Der Zusammenhang zwischen Energieverlust und Multiplizität wird deutlicher, wenn der mittlere Energieverlust gegen die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen aufgetragen wird. Das zeigen die drei Graphiken in Abb. 6.23 für alle simulierten Elektronenergien. Es sind jeweils die Verteilungen für die vier Materialbelegungen (einschließlich der Standardsimulation) zusammen dargestellt. Wegen der relativ großen statistischen Fehler, wurden in diese Grafik keine Fehlerbalken eingetragen. Die Mittelwerte des Energieverlusts und der Multiplizität korrelieren sehr gut miteinander, jedoch haben die Geraden für verschiedene Materialdicken auch verschiedene Steigungen. Im Vergleich zwischen den einzelnen Primärenergien zeigen diese Geraden jedoch nur geringe Abweichungen. Die Mittelwerte der Energieverluste, wie sie in Tabelle 6.3 angegeben sind, weichen also zwar in Abhängigkeit von der Primärenergie voneinander ab, diese Abweichungen ergeben sich aber offensichtlich durch das Entstehen höherer Multiplizitäten bei höheren Energien. Somit wäre also eine Energiekorrektur aufgrund der gemessenen Multiplizität möglich, indem man für diesen Wert die wahrscheinlichste Materialdicke bestimmt (die Materialdicke, bei der die gemessene Multiplizität am wahrscheinlichsten ist) und über die entsprechende Gerade aus Abb. 6.23 korrigiert.

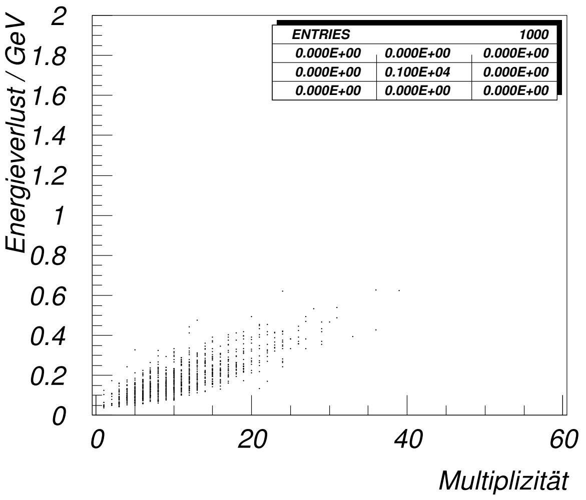


Abbildung 6.21 Run mit 1,5 X_0 und 10 GeV, Energieverlust durch Ionisation gegen die Multiplizität geladener Teilchen.

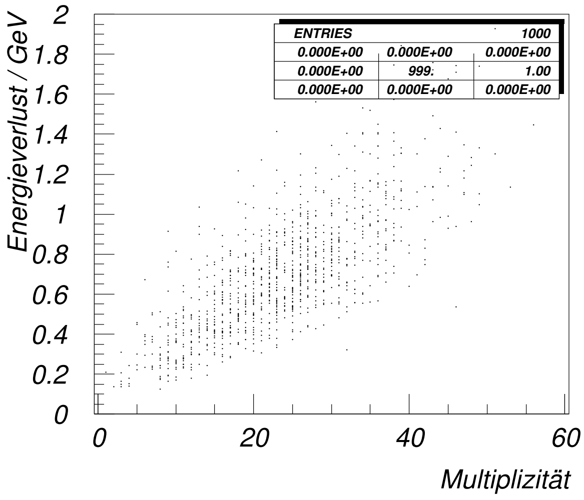
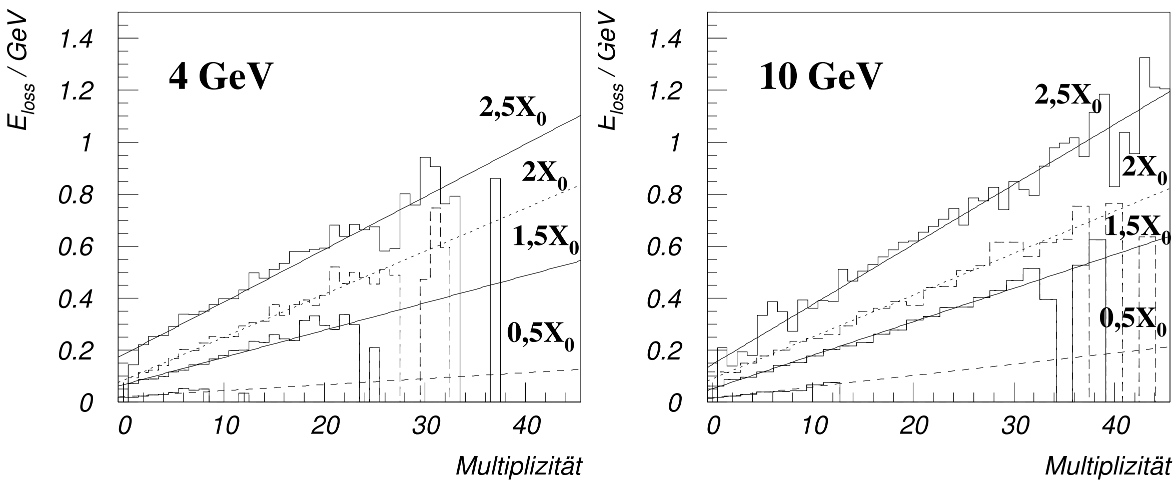


Abbildung 6.22 Run mit 2,5 X_0 und 10 GeV, Energieverlust durch Ionisation gegen die Multiplizität geladener Teilchen.

6.2.3 Räumliche Verteilungen

Radiale Abstände von der Idealspur

Die Abbildungen 6.24 bis 6.27 zeigen die Verteilungen der radialen Abstände geladener Teilchen von der Idealspur für 10 GeV und 1,5 bis 2,5 X_0. Sie zeigen im Vergleich mit der Standardsimulation die gleiche Statistik für die Abweichungen von mehr als 10 cm, da diese Teilchen nicht die erhöhten Materialbereiche durchquert haben, wo ein Teil wohl absorbiert worden wäre. Der Peak selbst ist nun deutlich symmetrischer, weiterhin mit einer Verschiebung zu negativen Abständen. Die Breite wird mit zunehmender primärer Energie geringer und wächst leicht mit



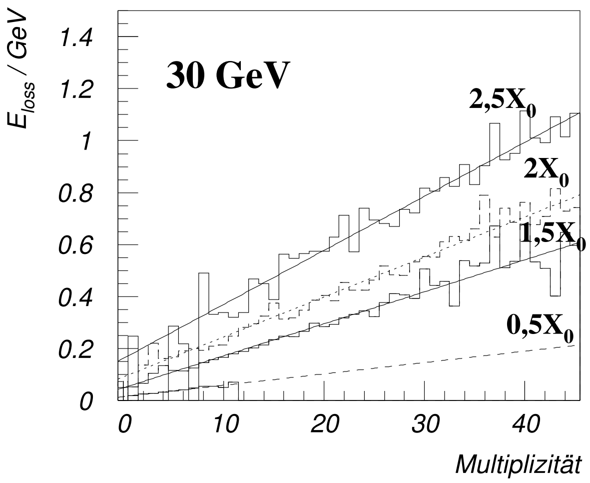


Abbildung 6.23 Mittlerer Energieverlust durch Ionisation gegen die mittlere Multiplizität geladener Teilchen, für 0,5, 1,5, 2 und 2,5 X_0, bei verschiedenen primären Elektronenergien.

zunehmendem Material an. Der Anteil der Spuren innerhalb eines Abstandes von 1 mm veringert sich für 10 GeV bei 1,5 X_0 auf 33 % bis zu 21 % bei 2,5 X_0. Bei 2,5 X_0 ist dieser Anteil für 4 GeV nur noch 15 %, für 30 GeV sind es noch 27 %. Die Mittelwerte befinden sich in einem Bereich von -0,2 bis -0,3 cm, in dem sie mit zunehmendem Material und abnehmender Energie betragsmäßig ansteigen. Der Betrag des Mittelwertes ist natürlich durch die symmetrischere Verteilung geringer als in der Standardsimulation.

Abb. 6.26 zeigt die aus den Teilchenschauern gemittelten radialen Abstände zur Idealspur, hier für 1,5 X_0. Diese Verteilung ist im Vergleich zur Standardsimulation wesentlich breiter geworden. Die Streuung beträgt jetzt rund 2 mrad.

Abstände in ϕ von der Idealspur

Die mittleren Abstände in ϕ wachsen mit zunehmendem Material nicht an, jedoch werden die Verteilungen breiter. Für 10 GeV befinden sich bei 1,5 X_0 noch 32 % unterhalb einer Abweichung von 1 mm, bei der max. Materialbelegung sind es noch 22 %. Auch hier sind die Abweichungen für die geringere primäre Energie

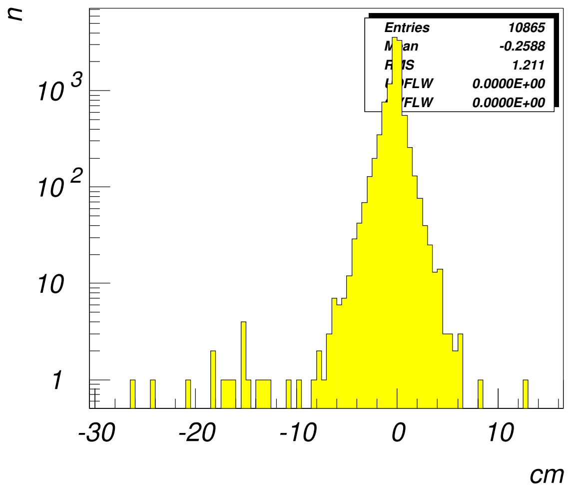


Abbildung 6.24 Einzelne Elektronen mit 10 GeV, radiale Abstände geladener Teilchen von der Idealspur für 1,5 X_0

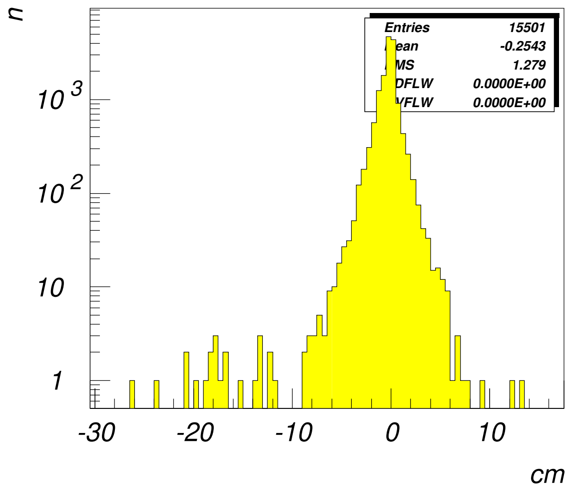


Abbildung 6.25 Einzelne Elektronen mit 10 GeV, radiale Abstände geladener Teilchen von der Idealspur für 2 X_0

größer. Für 2,5 X_0 liegen bei 4 GeV 17 % innerhalb 1 mm, bei 30 GeV sind es 28 %. Abb. 6.28 zeigt die Verteilungen für 2,5 X_0 und 10 GeV.

Abstand der energiereichsten Spur von der Idealspur

Abb. 6.29 zeigt die radialen Abstände der Bahn des energiereichsten Teilchens von der Idealspur. Für 10 GeV und 2,5 X_0 befinden sich 85 % der energiereichsten Spuren innerhalb 1 mm und 60 % innerhalb 0,5 mm. Für 30 GeV ist letzteres Verhältnis mit über 80 % noch besser, bei 4 GeV liegen noch 50 % innerhalb von 1 mm. Trotz hoher Energieverluste (in sekundäre Teilchen) stimmt die Bahn des energiereichsten Elektrons noch sehr gut mit der Idealspur überein. Selbst bei starker Schauerbildung ist es also noch möglich, eine Spur zu rekonstruieren, wenn es gelingt, die energiereichste herauszufinden. Diese Möglichkeit besteht mit der BDC, die Spursegmente rekonstruieren kann. Die Auswahl wäre z.B. über die „steifste“ Spur mit der besten Vertex–Korrelation denkbar.

Abstand des Energieschwerpunktes von der Idealspur

Der mittlere ebene Abstand des Energieschwerpunktes von der Idealspur wächst mit zunehmendem Material an. Bei 2,5 X_0 (10 GeV) sind es $(0,08 \pm 0,03)$ mm. Die Breiten der Verteilungen nehmen nur geringfügig zu. Insgesamt bleiben die mittleren Abweichungen deutlich unter dem Auflösungsvermögen der BDC in ϕ, das 1 mm beträgt.

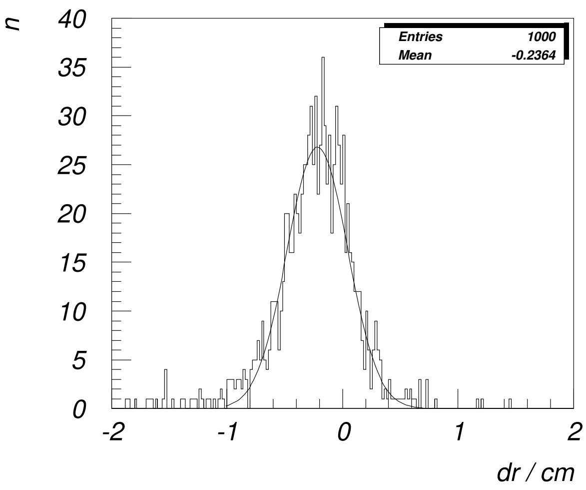


Abbildung 6.26 Einzelne Elektronen mit 10 GeV, 1,5 X_0: Mittlere radiale Abstände geladener Teilchen von der Idealspur, $\sigma = 0,26$ cm

Ebene Spur–Spur–Abstände

Beim Übergang von der Standardsimulation auf 1,5 X_0 nimmt der mittlere Abstand zweier Teilchen eines Schauers zunächst von 2,2 nach 1,7 cm ab (bei 10 GeV). Die Ursache dafür ist ein starkes Anwachsen der Teilchenzahl innerhalb eines engen Bereiches um die Spur des primären Teilchens. Erst bei 2 und 2,5 X_0 nimmt der mittlere Spur–Spur–Abstand wieder zu. Bei 2,5 X_0 (Abb. 6.30) beträgt er rund 1,8 cm. Die Breite dieser Verteilung ist 1,9 cm. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Primärenergien sind bzgl. Form, Mittelwert und Breite gering. Bei 4 GeV und 2,5 X_0 betragen die größten Werte für den mittleren Spurabstand und die Breite der Verteilung 2 cm und 1,9 cm.

6.2.4 Zusammenfassung

Ausgedehntere Schauerbildungen in höheren Materialkonzentrationen werden die Messung des gestreuten Elektrons erheblich erschweren. Durch ein starkes Ansteigen sekundärer Teilchen entstehen hohe Energieverluste, die nicht mehr vernachlässigbar sind, und eine Vielzahl von Spuren, die im cm–Bereich von der Idealspur abweichen. Die Simulationen haben gezeigt, daß dennoch Möglichkeiten bestehen, bei solchen Ereignissen noch gute Informationen über das Elektron aus dem primären Streuprozeß zu gewinnen. Wenn es gelingt, bei stärkeren Schauereignissen die Multiplizität der geladenen Teilchen zu bestimmen, ließen sich Energieverluste durch ihre Korrelation mit der Multiplizität korrigieren. Eine Schwierigkeit dabei ist die Abhängigkeit dieser Korrelation von der tatsächlich durchquerten Materialdicke. Dadurch kann die Korrektur mit einem relativ hohen Fehler behaftet sein. Eine gute Spurrekonstruktion wäre über das energiereichste geladene Teilchen möglich. Aus einer Vielzahl von Hits in den Lagen der BDC rich-

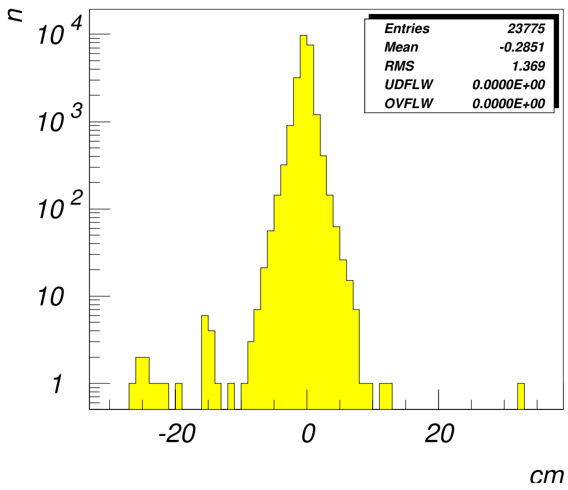


Abbildung 6.27 Einzelne Elektronen mit 10 GeV, radiale Abstände geladener Teilchen von der Idealspur für 2,5 X_0

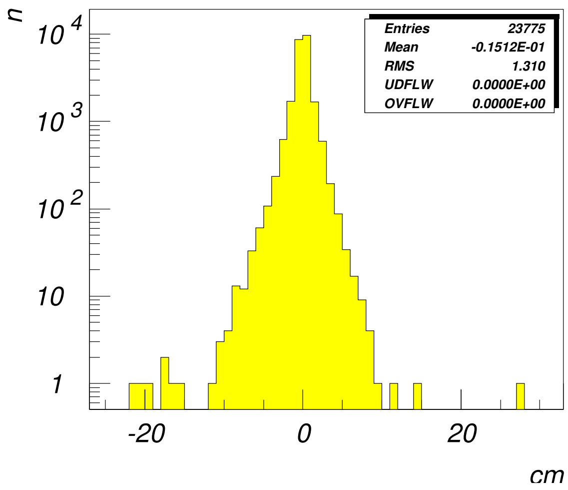


Abbildung 6.28 Abstände geladener Teilchen in ϕ von der Idealspur, 10 GeV und 2,5 X_0.

tige Spuren zu rekonstruieren wird hohe Anforderungen an die Software stellen. Wenn es gelingt, sollte über die „steifste“ Spur mit der besten Vertex–Korrelation das energiereichste Teilchen identifizierbar sein, dessen Spur noch gut mit der Idealspur übereinstimmt. Eine weitere Möglichkeit ist die Spurbestimmung aufgrund der Ladungsschwerpunkte in den einzelnen Lagen der BDC. Damit ist jedoch die Auflösung schon weiter eingeschränkt.

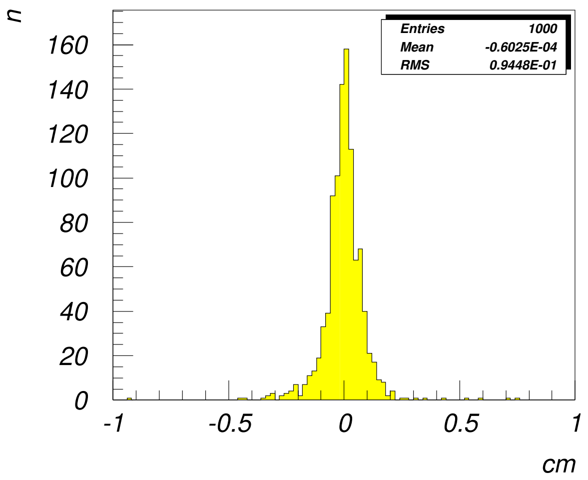


Abbildung 6.29 Simulation mit 10 GeV Primärenergie und 2,5 X_0 Materialbelegung: Radialer Abstand des energiereichsten geladenen Teilchens von der Idealspur.

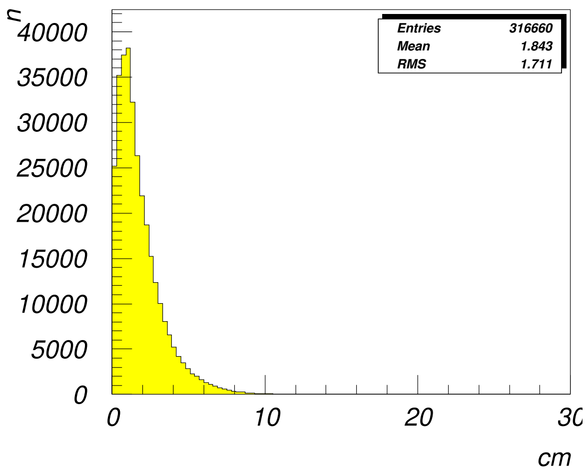


Abbildung 6.30 Simulation mit 10 GeV Primärenergie und 2,5 X_0 Materialbelegung: Ebene Spur–Spur–Abstände geladener Teilchen.

Kapitel 7: Testdaten und Vergleich mit Simulationen

Zur Ermittlung der Multiplizitäten geladener Teilchen wird es nicht möglich sein, die Zahl der Spuren zu rekonstruieren. Wie die Simulationen gezeigt haben, liegen diese im Wesentlichen sehr dicht beieinander, so daß sie nicht mehr auflösbar sind. Das angestrebte Ziel ist daher, die Teilchenzahlen aufgrund des Energieverlustes (dE/dX) eines Teilchendurchganges zu bestimmen. Dieser Energieverlust ist proportional zur deponierten Ladung in der BDC.

7.1 Testaufbau am DESY und Testdaten

Im November 1993 wurden erste Messungen mit einem kleineren Prototyp der künftigen BDC am DESY gemacht. Ein Teil des Meßprogrammes hatte zum Ziel, Daten von schauernden Elektronen zu nehmen, um Erkenntnisse über die dabei entstehenden Kammersignale zu gewinnen und darauf aufbauend eine Methode zu entwickeln, um Multiplizitäten von Elektronenschauer mit der BDC zu bestimmen. Dazu wurden unterschiedliche Materialien mit verschiedenen Dicken vor der Testkammer aufgestellt, die von dem Elektronenstrahl vor der Messung durchquert wurden. Die Auswahl der Materialien G10, Kupfer und Aluminium wurde aufgrund des Vorkommens dieser Materialien vor der BDC im H1–Detektor getroffen. Das ursprünglich umfangreichere Meßprogramm mit Material mußte wegen der begrenzten Strahlzeit etwas reduziert werden.

7.1.1 Der BDC–Prototyp und das Meßprogramm

Der im Test verwendete Prototyp der BDC ist eine kleinere Version der endgültigen Kammer, wie sie in Kapitel 3.2 beschrieben wurde. Sie besteht nur aus 3 Segmenten, die hintereinander angeordnet und jeweils um $\pm 18°$ in ϕ bezüglich des mittleren Segmentes gedreht sind. Eine Drahtlage besitzt 13 Zellen mit 8 kleinen und 5 großen Drifträumen. Den schematischen Aufbau des Teststandes zeigt Abb. 7.1. Zur Bestimmung und Triggerung des Teilchendurchganges wurden vor der BDC[I] Hodoskope und Szintillatoren aufgestellt.

[I] Mit BDC wird im folgenden der aus 3 Segmenten bestehende Prototyp bezeichnet.

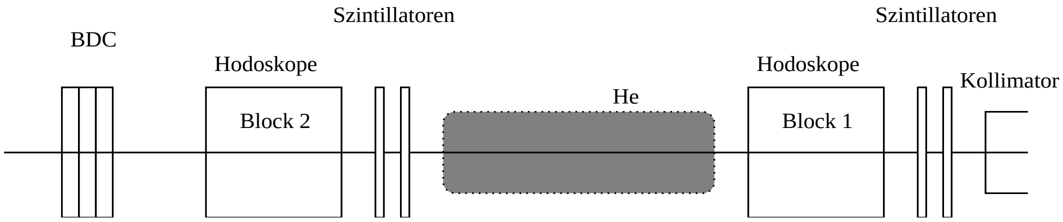


Abbildung 7.1 Schematische Darstellung des Teststandes am DESY mit einem Prototypen der BDC.

Die BDC wurde an einem Träger befestigt, der horizontal und vertikal verstellbar war und mit dem sie in einen Solenoiden für Messungen im Magnetfeld gefahren wurde. An den Träger wurde für die Datennahme mit Material ein zusätzlicher Ausleger angebracht, um die Materialplatten vor der Kammer positionieren und befestigen zu können. Diese Konstruktion zeigt Abb. 7.2.

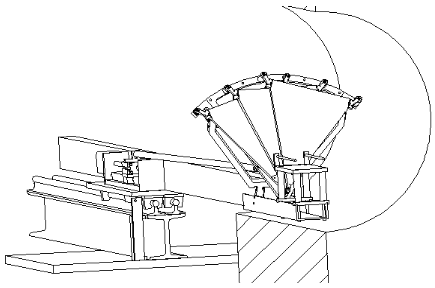


Abbildung 7.2 Träger mit BDC und Ausleger zur Aufnahme von Material.

Die folgenden Materialmessungen wurden bei feststehendem Träger und ohne Magnetfeld durchgeführt. Der minimale Materialabstand vor der Kammer betrug 15 cm. Der Elektronenstrahl traf die großen Driftzellen (Zelle 11 von Lage 4). In Tab. 7.1 sind die Meßreihen mit dem verwendeten Material und den entsprechenden Dicken aufgelistet.

Bei allen Runs wurden die Daten von 2000 Ereignissen aufgenommen. Die Energie der Elektronen des Strahls betrug 3 GeV. Die Kammer wurde mit einer Driftspannung von 1900 V und einer Zählspannung von 900 V betrieben.

7.1.2 Analyse der Schauerdaten

Um eine Vorstellung von den Pulsen zu erhalten, wie sie von schauernden Elektronen in der BDC erzeugt werden, zeigt Abb. 7.3 einige „typische Vertreter“. In diesen Grafiken sind die Einträge aller FADC-Kanäle[II] dargestellt. Ein FADC-Kanal hat eine Breite von 10 ns. Die FADC-Kanal–Achse ist also eine Zeitskala,

[II] FADC: Flash Analog Digital Converter, wandelt ein analoges Signal in ein digitales um, mit einer typischen Kanal–Breite von 10 ns.

Meßreihen			
Nr.	X_{ges}/X_0	Material	Dicke / mm
1	0,1	G10	19,40
2	0,25	G10	48,50
3	0,5	G10	97,00
4	0,75	G10	145,50
5	0,5	Cu	7,15
6	1,0	Cu	14,30
7	0,25	Al	22,25
8	0,5	Al	44,50
9	1,5	0,5 X_0 G10 1,0 X_0 Cu	111,30

Ereignisse/Run	2000
Driftspannung	1900 V
Zählspannung	900 V
Elekronenenergie	3 GeV
Material–Mindestabst.	15 cm

Tabelle 7.1 Liste der durchgeführten Messungen mit Material. Für jede Meßreihe wurden 2000 Ereignisse aufgenommen.

während die FADC-Einträge dem digitalisierten Spannungsverlauf des anliegenden Signals entsprechen (die Spannungswerte werden über eine nichtlineare Kennlinie aus den FADC-Einträgen bestimmt). Aufgrund der Driftgeschwindigkeit in den großen Zellen von rund 40 μm/ns und des maximalen Driftraumes von 15 mm folgt eine maximale Impulsbreite von etwa 40 FADC-Kanälen. Der Ladungspuls im 4. Bild von Abb. 7.3 füllt also den gesamten Driftraum aus! Neben solchen sehr breiten Impulsen enstehen welche mit überhöhter Amplitude bis in die Sättigung, und zeitlich getrennte Mehrfachpulse.

Impulshöhen

Eine erste wichtige Fragestellung ist, wie groß der Anteil an Impulsen ist, die den Sättigungsbereich der FADC erreichen. Für den Test wurden die Vorverstärker so eingestellt, daß ein minimalionisierendes Teilchen einen FADC–Wert von 100 erreicht. Das entspricht einem linearisierten Spannungswert von 372 mV. Die Abb. 7.4 bis 7.7 zeigen dazu die linearisierten FADC–Impulshöhenspektren in allen Drahtlagen mit zunehmender Materialbelegung. Der Peak am Ende der Verteilungen entspricht einem maximalen FADC-Wert von 256, womit die Sättigung erreicht ist. Der Anteil der Pulse, deren Höhe in den Sättigungsbereich gehen, wächst von 1 % bis zu 4 % an. Dieser Anstieg ist gering und zeigt, daß zeitgleiche Überlagerungen wie der zweite Impuls in Abb. 7.3 nur selten vorkommen. Dennoch wächst die durchschnittliche Amplitude an, wodurch die Verteilungen zunehmend flacher werden. Der Mittelwert steigt von rund 2,4 V ohne Material an bis zu 4,0 V bei einer Materialdicke von 1,5 X_0. Der Peak bei etwa 1,2 V in

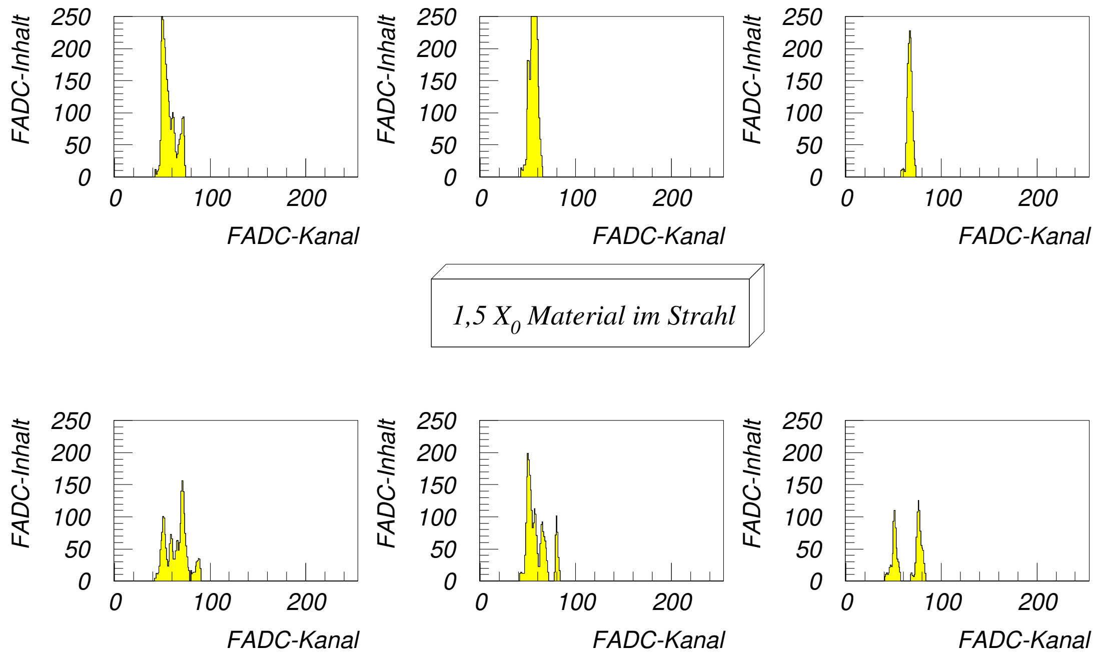


Abbildung 7.3 Typische Impulsformen der Schauerdaten: Vor der BDC standen 1,5 X_0 Material (Cu und G10).

der Verteilung für den Run ohne Material[III] bildet sich zurück und ist bei 1,5 X_0 völlig verschwunden.

Impulsbreiten

Auch bei den Impulsbreiten zeigt sich eine deutliche Zunahme. Als Breite wurde die Zahl der FADC–Kanäle definiert vom Anstieg eines Impulses bis zum Abfall auf 0. Bei zeitlich getrennten Impulsen wurde die Summe der einzelnen Impulsbreiten verwendet. Abb. 7.8 zeigt das Spektrum für den Run ohne Material. Bei 10 Kanälen befindet sich ein klarer Peak mit über 60 % der Ereignisse. Der Mittelwert beträgt 10,4 Kanäle mit einer Breite der Verteilung von 4,8. Der Ausläufer zu größeren Impulsbreiten ist sehr niedrig. Mit Material vor der Kammer nimmt die Höhe des Peaks in der Verteilung ab. Bei 1,5 X_0 (Abb. 7.9) befinden sich dort unter 30 % der Einträge. Der Mittelwert hat sich auf 17,8 Kanäle verschoben bei einer Breite von jetzt 9,7.

[III] Mit der Bezeichnung *ohne Material* ist gemeint, daß keine zusätzlichen Materialplatten vor der Kammer positioniert wurden. Tatsächlich durchquert der Elektronenstrahl jedoch wie Abb. 7.1 zeigte, Hodoskope, Szintillatoren und Luft, wo es bereits zu Wechselwirkungen kommen kann, bei denen auch schon sekundäre geladene Teilchen entstehen können.

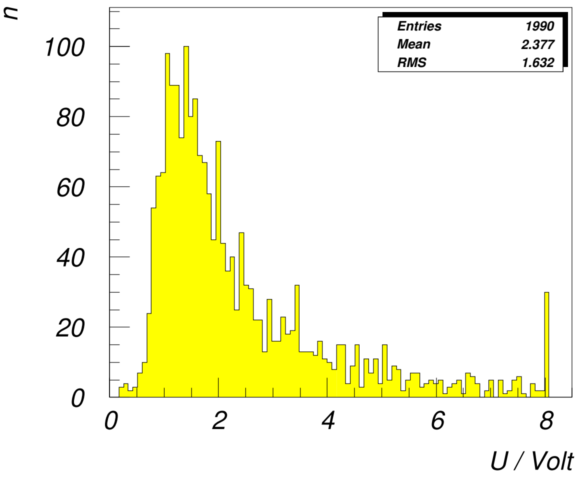


Abbildung 7.4 Testdaten: Linearisierte FADC–Impulshöhen bei einem Run ohne Material vor der BDC.

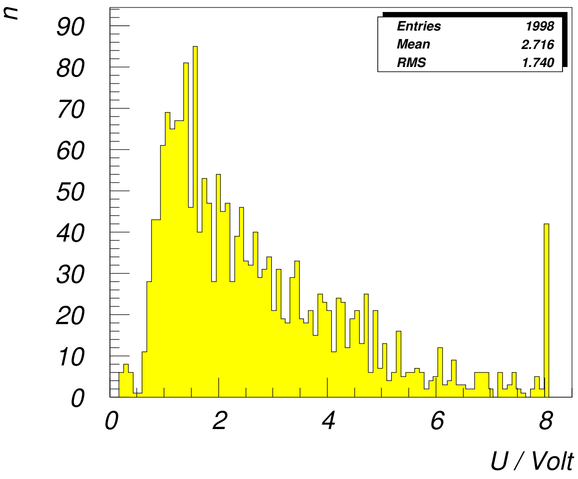


Abbildung 7.5 Testdaten: Linearisierte FADC–Impulshöhen bei einem Run mit 0,5 X_0 Cu vor der BDC.

Drahtmultiplizitäten

Als nächstes soll betrachtet werden, wieviele Drähte in einer Lage pro Ereignis ansprechen. Dazu zeigt Abb. 7.10 die Entwicklung der Zahl signalgebender Drähte in Lage 4 bei zunehmender Materialmenge vor der Kammer. Die Ereignisse ohne Signal wurden dabei ausgelassen. Bei den Messungen ohne Material beträgt die mittlere Zahl 1,2 Drähte, mit einem Anteil von 12 % an Ereignissen, bei denen mehr als ein Draht ein Signal gab. Schon bei 0,5 X_0 ändert sich das deutlich. Die mittlere Zahl signalgebender Drähte beträgt hier 2,2 und bei 41 % der Ereignisse geben mehr als ein Draht ein Signal. Mit 1,5 X_0 Materialbelegung liegt der Peak bei 2 bis 3 Drähten, und bei lediglich 1 % der Ereignisse gibt nur ein einzelner Draht ein Signal. Meßreihen mit verschiedenen Materialien, aber gleicher Dicke in Strahlungslängen, liefern mit einer Ausnahme gleiche Ergebnisse. Bei 0,5 X_0 Cu liegt der Wert etwas niedriger als bei Al und G10. Das läßt sich dadurch erklären, daß es bei Kupfer durch die geringere Dicke dieser Platte zu weniger Streuung kommt.

Ladungsverteilungen

Die Drahtmultiplizitäten gaben bereits einen ersten Eindruck über die räumliche Ausdehnung der Schauer. Um zu sehen, wie sich die deponierte Ladung über die beteiligten Drähte verteilt, wurde mit den Hodoskopmessungen die bei einem Ereignis getroffene Zelle extern bestimmt [MW94] und die gemessene Ladung an den Drähten relativ dazu über der Drahtnummer aufgetragen. Die Ladung wird

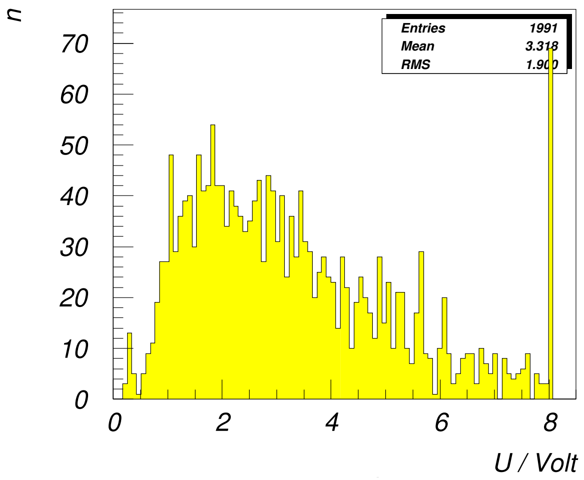


Abbildung 7.6 Testdaten: Linearisierte FADC–Impulshöhen bei einem Run mit 1,0 X_0 Cu vor der BDC.

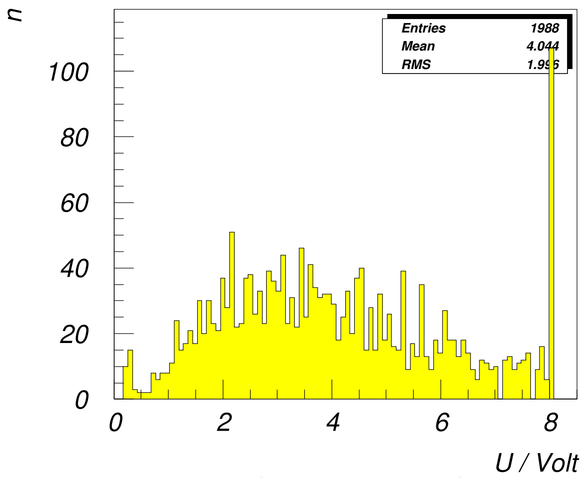


Abbildung 7.7 Testdaten: Linearisierte FADC–Impulshöhen bei einem Run mit 1,0 X_0 Cu und 0,5 X_0 G10 vor der BDC.

in Einheiten von 10^3 Elementarladungen angegeben. Ohne Material (Abb. 7.11) ergibt sich ein scharfer Peak bei 0: die deponierte Ladung befindet sich fast ausschließlich in einer Zelle. Bei zunehmender Materialdicke wird mehr Ladung in den Nachbarzellen gemessen. Abb. 7.12 zeigt dazu im Vergleich die Messung mit 1,5 Strahlungslängen an Material. Es gibt einen deutlichen Anstieg an Ladungsdeposition in den direkten Nachbarzellen und auch noch in den nächsten Zellen.

Betrachtet man die Summe der Ladungsdeposition in der getroffenen Zelle und in ± 2 Nachbarzellen, ergeben sich die Spektren, wie sie in Abb. 7.13 gezeigt sind. Zum Vergleich ist in diesen Histogrammen jeweils die Verteilung der Messung ohne Material (oM) mit anderer Schraffur eingetragen. Bei wenig Material ist der Überlapp natürlich sehr groß, weil es noch einen hohen Anteil nicht schauernder Elektronen gibt. Mit zunehmender Materialdicke trennen sich jedoch die Verteilungen deutlicher. Es wird sichtbar, wie sich die Verteilungen der „Schauerdaten“ von der ohne Materialdurchgang absetzen. Darin liegt eine Möglichkeit, schauernde Elektronen zu erkennen und ihre Multiplizität zu bestimmen. Das geschieht umso besser, je geringer der Überlapp der Verteilungen ist. In Abb. 7.13 wurde nur die Information aus einer Drahtlage verwendet. Eine deutliche Verbesserung kann dadurch erreicht werden, daß die gesamte Ladungsdeposition aus allen 6 Lagen betrachtet wird. Es ergeben sich dann Verteilungen, wie sie in Abb. 7.14 gezeigt sind. Die Gesamtladung wurde hier durch die Zahl der Lagen (6) dividiert. Die Überschneidung kommt dadurch zustande, daß einerseits Elektronen, die Material durchquert haben, nicht aufgeschauert sind (siehe Abb. 6.20, das Spektrum der Multiplizitäten geladener Teilchen bei 1,5 X_0 in der Simulation) und andererseits Elektronen aus dem Run ohne Material dennoch aufgeschauert sind. Ein weiterer

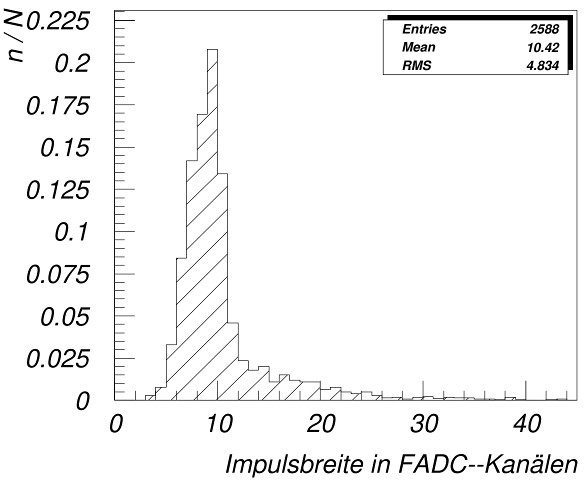


Abbildung 7.8 Testdaten: Relative Häufigkeiten von Impulsbreiten in FADC–Kanälen, ohne Material vor der BDC (N ist die Zahl der Einträge im Histogramm).

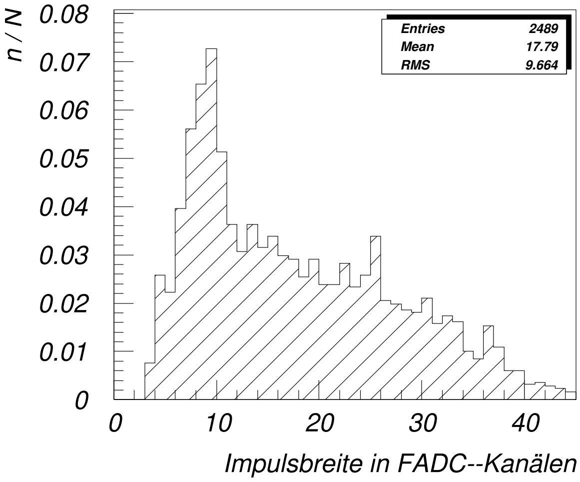


Abbildung 7.9 Testdaten: Relative Häufigkeiten von Impulsbreiten in FADC–Kanälen, mit Material von 1,5 X_0 Dicke vor der BDC (Cu und G10).

Grund ist, daß der Energieverlust der Teilchen durch eine Landau–Verteilung beschrieben wird, so daß auch einzelne Elektronen wesentlich mehr Energie verlieren können, als es bei einer Gauß–Verteilung der Fall wäre. Da solche Ereignisse bei einem Teilchendurchgang nur in etwa einer Lage wahrscheinlich sind, wendet man die Methode des *truncated mean* an, was hier bedeutet, daß nur die Ladung aus 4 der 6 Drahtlagen summiert werden; die beiden Drahtlagen mit den höchsten Werte werden verworfen. Abb. 7.14 zeigt die über vier Lagen nach truncated mean gemittelte Ladungsdeposition in der BDC für die Messung ohne Material und mit 1,5 X_0. Die Mittelwerte dieser beiden Verteilungen betragen 4395 ± 83 und 659 ± 5. Nimmt man diese Werte als Maß für die Multiplizität, ausgehend davon, daß ersteres einer Multiplizität von 1 entspricht, dann ergibt sich für 1,5 X_0 eine mittlere Multiplizität von $4395/659 = 6,7 \pm 0,2$. In der Simulation mit 1,5 X_0 und 4 GeV primärer Elektronenergie wurden (siehe Tabelle 6.4, S.53) im Mittel 7,4 geladene Teilchen erhalten. Diese Werte stimmen gut miteinander überein und stellen damit einen ersten Erfolg im Umgang mit „Schauerdaten“ dar.

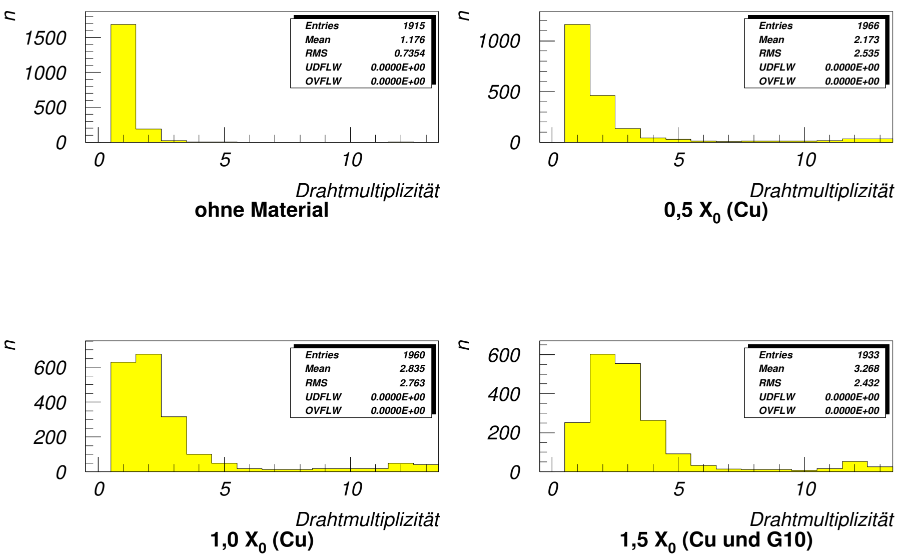


Abbildung 7.10 Testdaten: Häufigkeit, wieviele Drähte in Drahtlage 4 der BDC pro Ereignis ein Signal gaben.

Material	mittl. Zahl sign.Drähte	RMS	Ladung in BDC (trunc.mean)[a]
ohne Mat.	1,18	0,7	659
0,1 X_0 G10	1,96	2,5	689
0,25 X_0 G10	2,18	2,2	1007
0,25 X_0 Al	2,26	2,3	848
0,5 X_0 G10	2,41	2,4	1624
0,5 X_0 Cu	2,17	2,5	1261
0,5 X_0 Al	2,41	2,4	1316
0,75 X_0 G10	2,91	2,9	2351
1,0 X_0 Cu	2,84	2,8	2459
1,5 X_0 G10/Cu	3,27	2,4	4395

[a] Ladung in Einheiten von 1000 Elementarladungen

Tabelle 7.2 Mittlere Zahl signalgebender Drähte in Lage 4 der BDC.

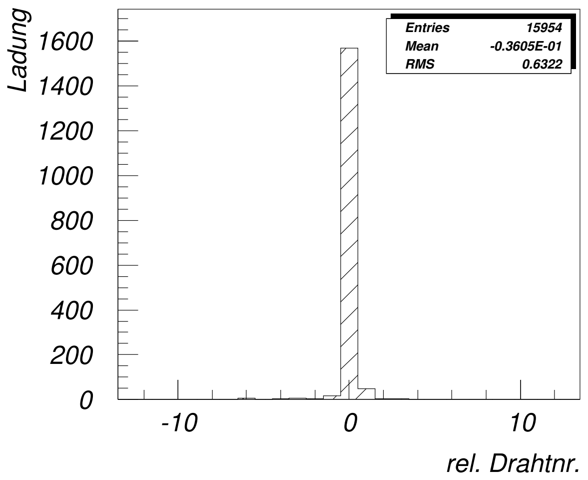


Abbildung 7.11 Testdaten: Ladungsverteilung entlang den Drähten, relativ zu dem getroffenen Draht in Lage 4. Meßreihe ohne Material.

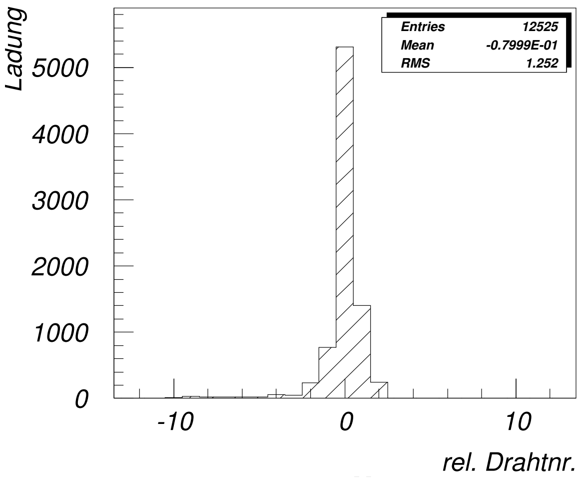


Abbildung 7.12 Testdaten: Ladungsverteilung entlang den Drähten, relativ zu dem getroffenen Draht in Lage 4. Meßreihe mit 1,5 X_0 Material.

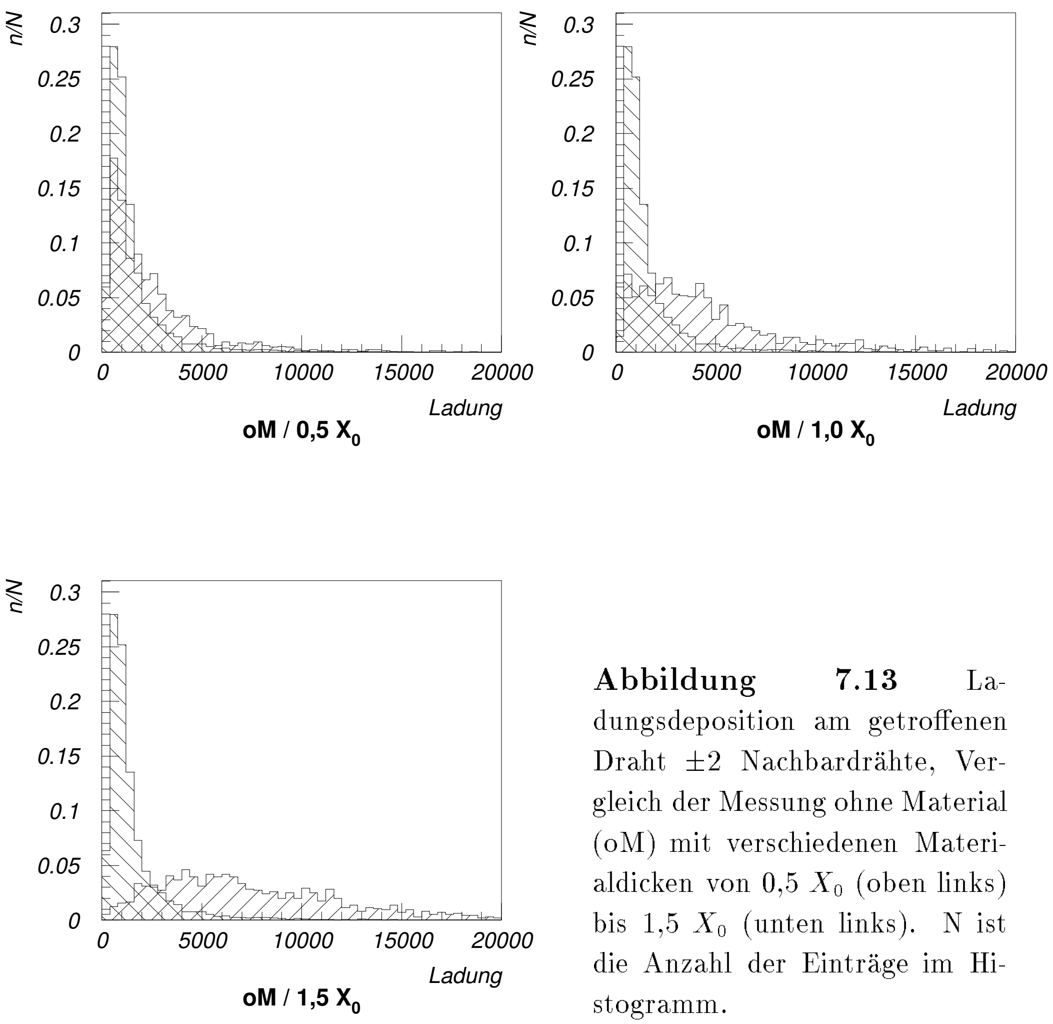


Abbildung 7.13 Ladungsdeposition am getroffenen Draht ±2 Nachbardrähte, Vergleich der Messung ohne Material (oM) mit verschiedenen Materialdicken von 0,5 X_0 (oben links) bis 1,5 X_0 (unten links). N ist die Anzahl der Einträge im Histogramm.

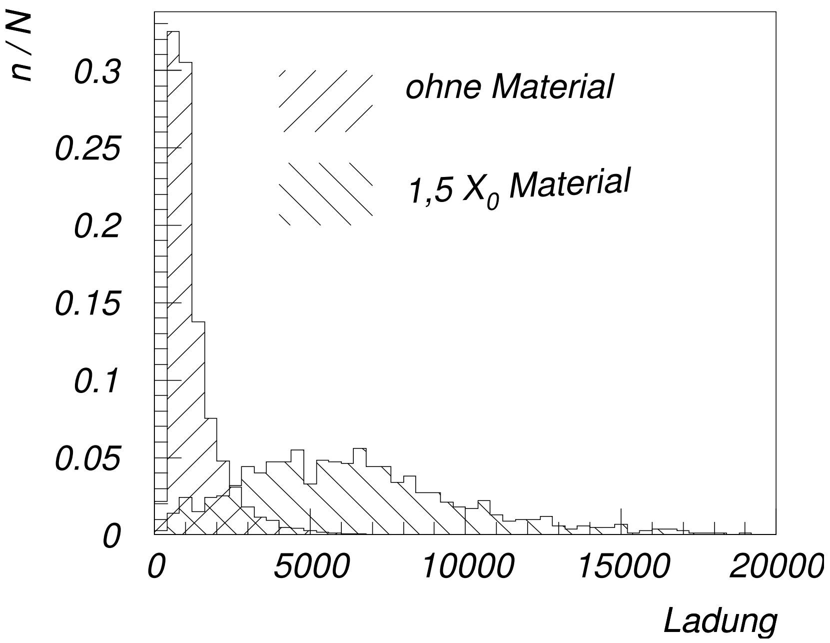


Abbildung 7.14 Ladungsdeposition in der gesamten BDC–Testkammer, aus allen 6 Drahtlagen gemittelt. Messung ohne zusätzliches Material im Vergleich mit 1,5 X_0.

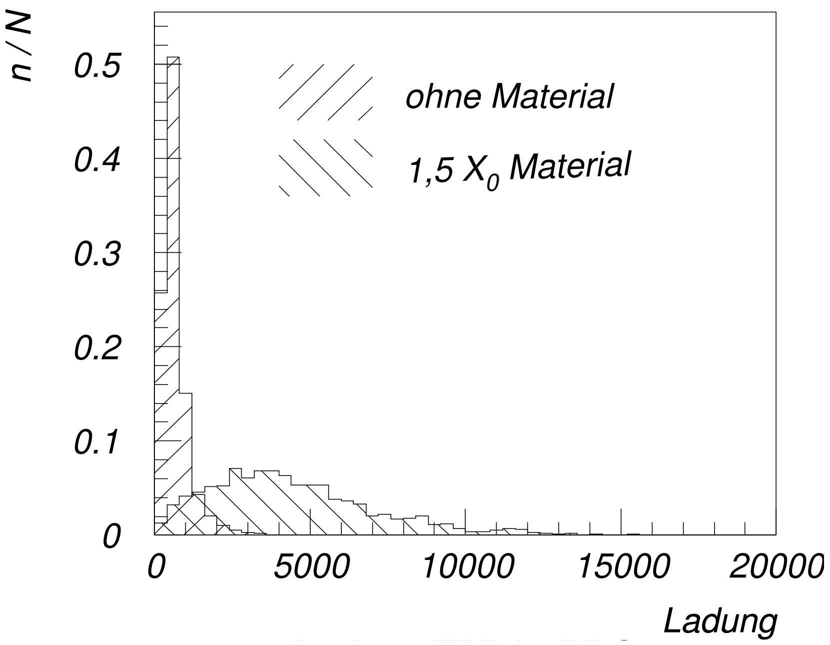


Abbildung 7.15 Ladungsdeposition in 4 der 6 Lagen der BDC–Testkammer (nach der truncated-mean-Methode). Messung ohne zusätzliches Material im Vergleich mit 1,5 X_0.

Kapitel 8: Schlußfolgerungen und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Daten tief-inelastischer Ereignisse, die mit H1 genommen wurden, bezüglich des Schauerverhaltens des in den Rückwärtsbereich gestreuten Elektrons analysiert. Daraus ergab sich, daß in der bestehenden Simulation des Detektors das relative Materialvorkommen bezüglich radialer Strukturen gut beschrieben, aber hinsichtlich lokaler Konzentrationen deutlich unterschätzt wird. Als Maß für die Zahl der geladenen Multiplizitäten, die durch einen Schauerprozeß entstanden, diente die Anzahl signalgebender Drähte der BPC. Diese Zahl liegt in Wirklichkeit im Mittel um den Faktor 1,7 höher als in der Simulation (Abb. 5.9). Um die Auswirkungen des Aufschauerns auf die Messung der kinematischen Variablen x und Q^2 zu untersuchen, wurden Monte-Carlo-Simulationen mit Elektronenergien von 4, 10 und 30 GeV und mit Materialbelegungen von rund 0,5, 1,5, 2 und 2,5 X_0 durchgeführt. Die entscheidenden Größen sind dabei die erreichbaren Auflösungen in der Energiemessung und der Messung des Polarwinkels des Elektrons (Gleichungen 2.5 und 2.7). Die Untersuchungen ergaben exponentielle Abhängigkeiten zwischen der simulierten Materialbelegung und dem mittleren Energieverlust. Dabei wurden bei Materialdurchquerungen von etwa 2,5 X_0 Verluste im Mittel bis zu $\delta E'_e/E'_e \approx 10$ % berechnet, was weit über einer verlangten Energieauflösung von besser als 2 % liegt. Die Streuung geladener Teilchen um die Idealspur in θ beträgt bei der gleichen Materialmenge $\delta\theta \approx 10$ mrad. Allerdings streuen die energiereichsten Spuren nur um $\delta\theta \approx 0,7$ mrad (Abb. 6.27 und 6.29). Für schauernde Elektronen wird also eine Größe benötigt, mit der die Energiemessung korrigiert werden kann und eine Methode, die bestmögliche Spur zu rekonstruieren. Für die Energiekorrektur wurde die Abhängigkeit des Energieverlustes von den Multiplizitäten geladener Teilchen untersucht. Es ergaben sich dabei lineare Zusammenhänge (Abb. 6.22 und 6.23). Der mittlere Energieverlust für eine bestimmte mittlere Multiplizität ist innerhalb der statistischen Fehler nicht von der primären Elektronenergie abhängig. Der Fehler, der durch die prinzipielle Unkenntnis über die Menge des durchquerten Materials entsteht, läßt sich durch die Wahrscheinlichkeiten reduzieren, mit denen bestimmte Teilchenzahlen einer Materialbelegung zuzuordnen sind.

Aus der Möglichkeit, die Energiemessung aufgrund der geladenen Teilchenzahlen zu korrigieren, leitet sich die Anforderung an die neue BDC ab, mit ihr diese Anzahl zu bestimmen. Als Bestandteil von Testmessungen mit einem Prototypen der neuen Kammer, wurden am DESY in Hamburg Daten von schauernden Elektronen genommen. Dazu wurden unterschiedliche Materialien verschiedener Dicken in den Strahl vor der Kammer aufgestellt. Aus den damit gewonnenen Daten konnte gezeigt werden, daß der Energieverlust dE/dx, der über die Ladungsdeposition in der BDC bestimmt wird, ein gutes Maß für die Multiplizitäten darstellt (Abb. 7.15). Eine weitere Aufgabe wird sein, die Möglichkeit der Spurbestimmung zu analysieren. Im ersten Schritt wäre zu überprüfen, wie gut die Spur aufgrund der ermittelten Ladungsschwerpunkte in den einzelnen Lagen mit dem extern bestimmten Teilchendurchgang übereinstimmt. Eine größere Herausforderung wird es sein, den einzelnen Raumpunkten, die man aus den Lagen der BDC erhält, getrennte Spuren zu rekonstruieren. Davon wird es abhängig sein, ob es möglich ist, eine energiereichste Spur zu identifizieren. Als Weiterführung der Tests sind gemeinsame Messungen mit der BDC und dem SPACAL geplant. Diese könnten als Eichung für den Energieverlust mit der gemessenen Multiplizität konzipiert werden.

Im März dieses Jahres wurde die BDC mit vier Lagen und je zwei Sektoren noch hinter dem BEMC eingesetzt. Im Januar 1995 soll sie in ihrer endgültigen Ausführung an Stelle der BPC eingebaut werden.

Anhang A: Bahnen relativistischer geladener Teilchen im homogenen Magnetfeld

Die Bewegungsgleichung für ein geladenes Teilchen im homogenen Magnetfeld lautet:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = Q\vec{v} \times \vec{B} \tag{A.1}$$

Der Betrag des Impulses bleibt im konstanten Magnetfeld unverändert, weil gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}p^2 &= 2\vec{p}\,\frac{d\vec{p}}{dt} \\ &= 2Q\vec{p}\cdot\vec{v}\times\vec{B} \\ &= 0, \quad \text{da } (\vec{v}\times\vec{B}) \text{ senkrecht zu } \vec{v} \text{ und } \vec{B} \text{ ist, } \vec{v}\parallel\vec{p} \\ &\qquad\quad \text{und damit ist } (\vec{v}\times\vec{B}) \perp \vec{p}. \end{aligned}$$

Wird aber nur die Richtung durch das $\vec{B}$–Feld geändert, muß $m/\sqrt{1-\beta}$, mit $\beta = v^2/c^2$, konstant sein. Daraus folgt, daß die Bewegungsgleichung A.1 wie folgt geschrieben werden kann:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m\gamma\,\frac{d\vec{v}}{dt} = Q\vec{v}\times\vec{B} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta}} \tag{A.2}$$

Wegen der Konstanz von $m\gamma$ beschreiben die Lösungen Kreisbahnen mit dem Gyrationsradius a und der Kreisfrequenz ω_c.

Ansatz zur Lösung der Bewegungsgleichungen (v_t ist transversale Geschwindigkeit):

$$\begin{aligned} v_x(t) &= v_t\cos(\omega t + \varphi_0) \\ v_y(t) &= v_t\sin(\omega t + \varphi_0) \\ v_z(t) &= const. \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= -\omega v_t\sin(\omega t + \varphi_0) \\ \frac{dv_y}{dt} &= \omega v_t\cos(\omega t + \varphi_0) \end{aligned}$$

Einsetzen in die Bewegungsgleichung A.2 und Auflösen nach ω ergibt:

$$\omega = \omega_c = -\frac{QB}{m\gamma}$$

Die x-Koordinate in Abhängigkeit von der Zeit t ergibt sich durch Integration:

$$\begin{aligned} \int_0^t dt' \cdot v_x(t') &= x(t) - x_0 \\ &= v_t \int_0^t dt' \cdot \cos(-\frac{QB}{m\gamma}t') \\ \Rightarrow \; x(t) &= x_0 - v_t \frac{m\gamma}{QB} sin(-\frac{QB}{m\gamma}t + \varphi_0) + v_t \frac{m\gamma}{QB} sin\varphi_0 \end{aligned}$$

Aus $z(t) = z_0 + v_z t$ ergibt sich mit $v_z = p_z/m\gamma$:

$$t = \frac{(z - z_0)m\gamma}{p_z}$$

Außerdem ist $v_t = p_t/m\gamma$ und mit

$$a = v_t/\omega_c = -\frac{p_t}{QB}$$

folgt:

$$x(z) = x_0 + a \sin\left(-\frac{QB(z - z_0)}{p_z}\right) + a \sin\varphi_0$$

Setzt man noch die Steighöhe $h = 2\pi\, p_z/QB$ ein, ergibt sich schließlich:

$$x(z) = x_0 + a \sin(-\frac{2\pi(z - z_0)}{h} + \varphi_0) - a \sin\varphi_0 \tag{A.3}$$

Für $y(z)$ folgt analog:

$$y(z) = y_0 - a \cos(-\frac{2\pi(z - z_0)}{h} + \varphi_0) + a \cos\varphi_0 \tag{A.4}$$

Anhang B: Tabellen

mittl. Energie des primären Elektrons / GeV und berechnete Materialbelegung							
nomin.	Primäre Elektronenergie						
X/X_0	4 GeV		10 GeV		30 GeV		$\langle X\rangle/X_0$
0,5	$2,45 \pm 0,04$	$0,5 \pm 0,1$	$6,2 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,2$	$18,1 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,6$	$0,5 \pm 0,6$
2	$0,55 \pm 0,02$	$1,90 \pm 0,01$	$1,28 \pm 0,01$	$2,04 \pm 0,02$	$3,2 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$
1,5	$0,82 \pm 0,03$	$1,61 \pm 0,02$	$1,82 \pm 0,02$	$1,71 \pm 0,04$	$5,3 \pm 0,1$	$2,2 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$
2,5	$0,33 \pm 0,02$	$2,59 \pm 0,01$	$0,64 \pm 0,01$	$2,81 \pm 0,01$	$1,6 \pm 0,1$	$2,93 \pm 0,03$	$2,7 \pm 0,1$

Tabelle B.1 Simulation: Mittlerer Energieverlust durch des primären Elektrons bis zum Eintritt in die BPC/BDC und daraus berechnete Materialbelegung vor der Kammer für die nominellen Werte von X.

Literaturverzeichnis

[Ah89] J.Ahme; Simulation of the Material Distribution between Central and Forward Tracker, 1.10.1989

[Br92] R. Brun, M. Maire, J. Allison; GEANT User's Guide, 23.1.1992

[Ja85] J.D.Jackson; Klassische Elektrodynamik, 2.Auflage 1985

[Kl92] K.Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Stuttgart, 3.Auflage 1992

[Si91] Many Authors; H1SIM User Guide, Oktober 1991

[Ph88] Particle Data Group; Physics Letters B; Vol. 204, 1988

[LI92] H1 Collaboration; Letter of Intent to Upgrade the Backward Region of the H1 Detector, September 1992

[Pe90] D.Perkins; Hochenergiephysik, Addison-Wesley 1990

[Me70] Messel and Crawford, Elektron–Photon Shower Distribution Function Tables For Lead, Copper and Air Absorbers, 1970

[PB92] F.Eisele, G.Wolf; Physikalische Blätter, Oktober 1992

[TP93] H1 Collaboration; Technical Proposal to Upgrade the Backward Region of the H1 Detector; März 1993

[D192] H1 Collaboration; Observation of Deep Inelastic Scattering at Low x; DESY 92–164, November 1992

[D292] F.W.Brasse; The H1 Detector at HERA; DESY 92–140, Oktober 1992

[D292] F.Eisele; First Results from the H1 Experiment at HERA; DESY 92–140, Oktober 1992

[MW94] priv. Kom., Marco Werner, Programmroutine zur externen Spurbestimmung, Diplomarbeit in Vorbereitung

[Be92] Ch.Berger; Teilchenphysik;Springer Verlag Heidelberg, 1992

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben. Insbesondere danke ich

Herrn Prof. F. Eisele für die Bereitstellung und die Betreuung dieser Diplomarbeit, sowie für seinen Einsatz in allen organisatorischen Angelegenheiten,

den Diplomanden und DoktorandInnen der H1–Gruppe am Physikalischen Institut für das gute Arbeitsklima,

Herrn Henneberger, der aus meinem Entwurf der Materialhalterung für die Testmessungen Konstruktionszeichnungen anfertigte,

P. Schleper und K. Jäger für die Durchsicht des Manuskriptes und ihre konstruktive Kritik,

B. Schwab für zahlreiche Tips, wenn Programmfehler unfindbar schienen.

Ich danke meinen Eltern für ihr Vertrauen und ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 30.3.1994