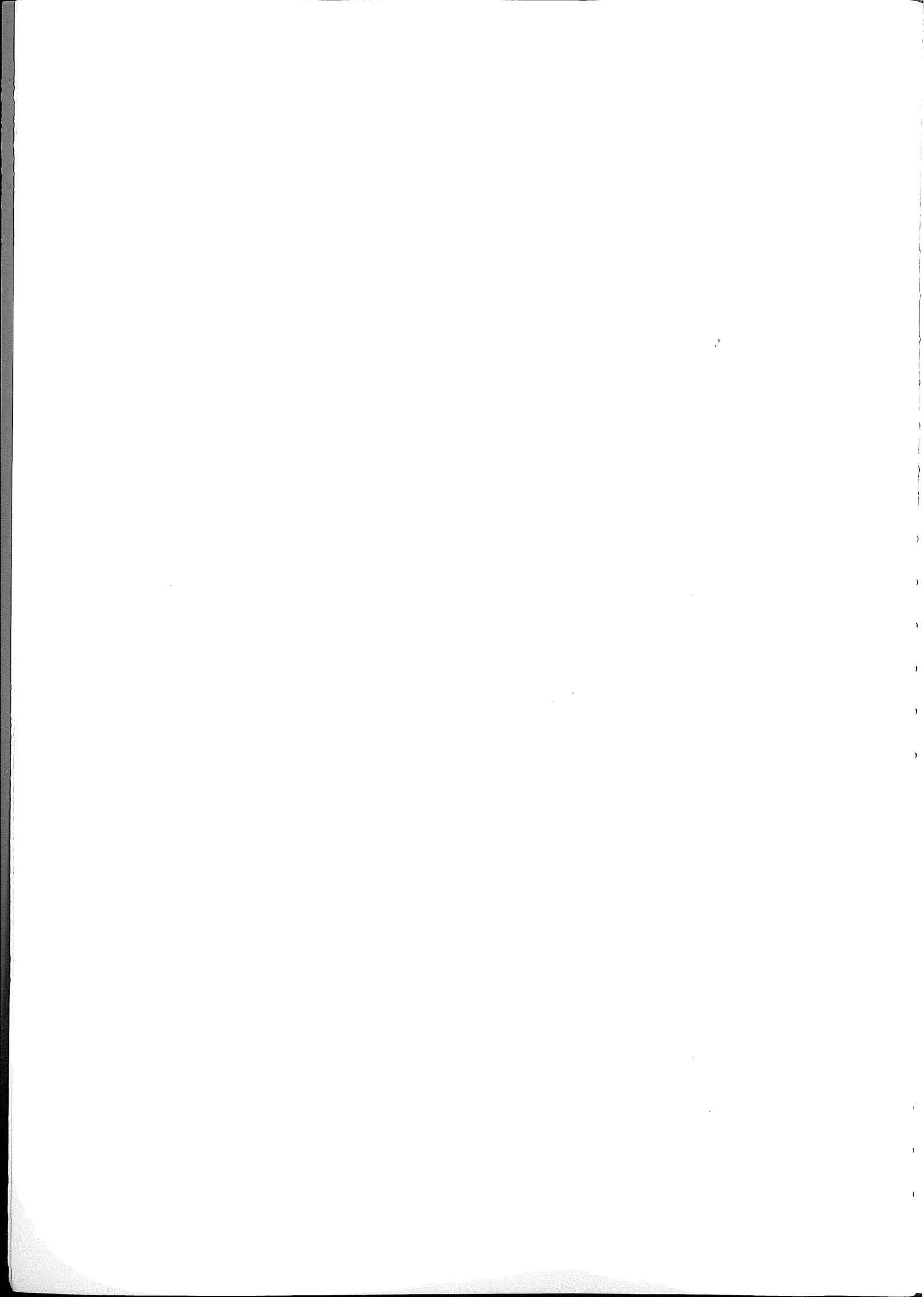


Untersuchungen zur  
Identifikation von  
Elektronen  
in  $e^{\pm}$ -p Wechselwirkungen  
am Speicherring HERA

von  
Ulrich Braun

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Fachabteilung für Mathematik und Physik der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule  
Aachen

Im März 1987  
angefertigt im  
III. Physikalischen Institut B  
(Prof. G. Flügge)



# Inhalt

Seite:

Einleitung		
1.	e-p - Reaktionen bei HERA	
1.1	Kinematische Bedingungen und Reaktionsraten	1
1.2	Wirkungsquerschnitte und Eventraten	3
1.3	Erzeugung, Zerfall und Nachweis von schweren Quarks bei HERA	6
2.	Neue Prozesse bei HERA	
2.1	Substruktur	9
2.2	Erweiterungen des Standard Modells	11
2.3	Erweiterungen innerhalb des Standard Modells	12
2.4	Supersymmetrische Teilchen	14
3.	Der H1-Detektor	
3.1	Anforderungen an einen Detektor für HERA	18
3.2	Der Aufbau des H1-Detektors	18
4.	Monte Carlo Untersuchungen zur Ortsmessung	
4.1	Beschreibung der simulierten Reaktionen	23
4.2	Trennung der Elektronspuren	25
4.3	Untergrund bei der Elektronenidentifikation	27
4.4	Pion-Elektron-Trennung	33
4.5	Untersuchungen zur Akzeptanz des FTD's	36
5.	Energieverlust und Übergangsstrahlung	
5.1	Energieverlust geladener Teilchen	39
5.2	Theorie der Übergangsstrahlung	42
5.3	Parameter für einen TRD	49
6.	Monte Carlo Untersuchungen zur Elektronen Identifikation	
6.1	Wahl der Parameter für die Simulation der Übergangsstrahlung	53
6.2	Simulation der Ladungs-Integrations-Methode	54
6.3	Simulation der Cluster-Counting-Methode	57

Zusammenfassung

Anhang:

Beschreibung der Simulation der Pion-Elektron-Trennung

Literaturhinweise

Abbildungen



## Einleitung

In der Elementarteilchenphysik werden seit langem Streuexperimente durchgeführt, um die kleinsten Teilchen aus denen die Materie aufgebaut ist zu untersuchen. Dabei konnten die Energien der aneinander gestreuten Teilchen immer weiter erhöht werden und entsprechend der de-Broglie-Wellenlänge der hochenergetischen Teilchen ist es möglich, immer kleinere Strukturen aufzulösen. Hochenergetische Teilchen erzeugt man mit Teilchenbeschleunigern.

Die höchsten Energien erreicht man mit Speicherringen, in denen entgegengesetzt laufende Teilchenströme aufeinander stoßen.

Im Speicherring HERA (Hadron Elektron Ring Anlage), der sich z.Z. am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg in Bau befindet, werden Elektronen auf einen Impuls von 30 GeV/c und Protonen auf einen Impuls von 800 GeV/c beschleunigt. Bei der maximalen Schwerpunktsenergie von 314 GeV erwartet man eine Luminosität<sup>1)</sup> von etwa  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Der Speicherring hat einen Umfang von 6.3 Km (Bild 1). In ihm befindet sich der Protonring, der aus supraleitenden Magneten aufgebaut ist und der Elektronring. Die bestehenden Beschleuniger DESY I/II und PETRA dienen als Vorbeschleuniger für HERA.

Zur Untersuchung bestimmter Effekte der schwachen Wechselwirkung wird es möglich sein den Elektronenstrahl longitudinal zu polarisieren.

Das Elektron hat sich in allen bisherigen Streuexperimenten wie ein punktförmiges Teilchen verhalten. Daher bietet HERA die einzigartige Möglichkeit die Struktur des Protons bis zu einem Abstand von ungefähr  $10^{-18}$  cm aufzulösen.

Die Energien der Elektronen und Protonen bei HERA reichen aber auch dazu aus, die neuen Theorien der Elementarteilchenphysik zu testen. In diesen Theorien, die die Vereinheitlichung der Grundkräfte denen Elementarteilchen unterliegen zum Zwecke haben, werden eine Reihe neuer Teilchen postuliert. Einige dieser Teilchen haben Massen, die bei HERA-Energien produziert werden könnten. Jede dieser neuen Theorien beinhaltet fundamentale Erkenntnisse des Aufbaus der Materie, so daß die Bestätigung einer dieser Theorien durch HERA eine Veränderung des Verständnisses der Elementarteilchen Physik nach sich ziehen könnte.

In den meisten Reaktionen bei denen neue Teilchen entstehen spielen Elektronen im Endzustand eine wesentliche Rolle. Bei der Konstruktion eines HERA Detektors ist daher darauf zu achten, daß von diesem die Elektronen gut nachgewiesen werden können. Der für HERA geplante H1-Detektor enthält deshalb unter anderem einen Übergangs-

---

<sup>1)</sup>Die Luminosität ist eine wichtige Kenngröße eines Beschleunigers. Mit ihrer Hilfe lassen sich bei bekanntem Wirkungsquerschnitt die Raten für eine bestimmte Reaktion berechnen.

strahlungs-Detektor (Abk.: TRD = Transition Radiation Detector) mit dessen Hilfe Elektronen identifiziert bzw. von Pionen unterschieden werden können.

In dieser Arbeit wird mit Hilfe von Monte Carlo Rechnungen untersucht, ob die räumliche Verteilung der in einem Ereignis entstehenden Teilchen eine Identifikation der Elektronen bei der gegebenen Konfiguration des H1-Detektors zuläßt. Hier wird sich zeigen, daß die Elektronen räumlich klar von den restlichen Teilchen der Reaktion getrennt liegen und daß Untergrundeffekte, wie z.B. Photonkonversion ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) und Bremsstrahlung nur geringen Einfluß auf die Identifikation dieser Elektronen haben.

Außerdem wurde die Pion-Elektron-Trennwahrscheinlichkeit des H1 TRD's für verschiedene Detektorkonfigurationen simuliert. Die Ergebnisse zeigen, daß mit den meisten Konfigurationen eine Trennung der Pionen von den Elektronen im Verhältnis 1:10 möglich ist.

Im 1. Kapitel dieser Arbeit werden die kinematischen Bedingungen und die erwarteten Reaktionsraten bei HERA Energien dargestellt.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über neue mögliche Reaktionen und deren Nachweis bei HERA.

Der Aufbau des H1 Detektors wird im 3. Kapitel vorgestellt.

Die Untersuchung der Reaktionstopologie und der Einfluß von Untergrund auf die Elektronenidentifikation, am Beispiel von, mit einem LUND Monte Carlo, generierten Reaktionen ist Thema des 4. Kapitels.

Im 5. Kapitel werden die theoretischen Grundlagen des Energieverlustes und der Übergangsstrahlung behandelt.

In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Simulation der Pion-Elektron-Trennwahrscheinlichkeit des H1 TRD's vorgestellt und für verschiedene Konfigurationen diskutiert.

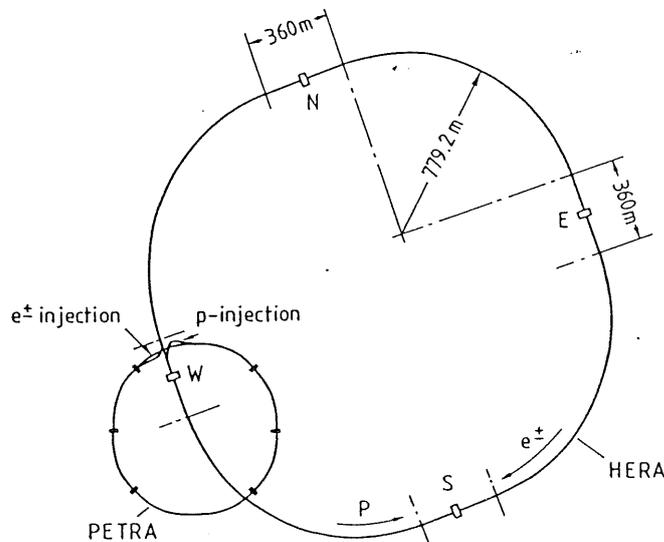


Bild 1 : Der Speicherring HERA

# 1. e-p- Reaktionen bei HERA

In Kapitel 1.1 werden die kinematischen Bedingungen bei HERA Energien vorgestellt. Kapitel 1.2 gibt einen Überblick, der bei HERA zu erwartenden Reaktionsraten, für neutrale Strom- und geladene Strom Reaktionen. Die Produktion, der Zerfall und Nachweis von schweren Quarks bei HERA wird in Kapitel 1.3 diskutiert.

## 1.1 Kinematische Bedingungen bei HERA

Elektron-Proton-Reaktionen lassen sich am anschaulichsten im Quark-Partonmodell beschreiben. Das Elektron wechselwirkt hierbei, durch Austausch eines Photons,  $Z^0$ - oder  $W$ -Bosons, mit einem Quark des Protons. In einer neutralen Strom Wechselwirkung (Neutral Current: NC) wird ein Photon ( $\gamma$ ) oder  $Z^0$  ausgetauscht und das Elektron erscheint wieder im Endzustand. In einer geladenen Strom Wechselwirkung (Charged Current: CC) wird, durch Austausch eines  $W$ -Bosons, das einlaufende Elektron in ein Neutrino umgewandelt (Figur 1.1). Das wechselwirkende Quark des Protons wird abgelenkt und fragmentiert in einen sogenannten "Current Jet". Dabei ist die Summe des Transversalimpulses des Current Jets und des auslaufenden Leptons gleich null.

Die beiden restlichen Quarks fragmentieren ebenfalls und bilden den Proton-Fragmentationsjet, der sich in Proton-(Vorwärts-)richtung in einem schmalen Kegel ausbreitet.

Der wesentliche Unterschied in der Topologie der NC- und CC-Prozesse besteht darin, daß bei der NC-Wechselwirkung ein leicht nachzuweisendes Elektron und bei CC-Wechselwirkung ein nicht nachweisbares Neutrino entsteht. Der weitaus größte Teil der erwarteten Reaktionen bei HERA gehört zu diesen Reaktionstypen. Es sind aber auch andere Prozesse denkbar, z.B. ist für die schwere Quark-Produktion die Photon-Gluon-Verschmelzung der dominierende Prozess.

Streuprozesse, wie oben beschrieben, lassen sich außer durch die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ :

$$\begin{aligned} s &= (P_p + P_e)^2 \\ &= m_p^2 + m_e^2 + 2 * (E_e * E_p + \underline{P}_e * \underline{P}_p) \\ &\sim 4 * E_e * E_p \end{aligned}$$

mit  $E_e, E_p$  = Energie } der einlaufenden  
 $m_e, m_p$  = Masse } Elektronen  
 $\underline{P}_e, \underline{P}_p$  = 4er Impuls } und Protonen

durch die kinematischen Größen  $q^2, W^2$  bzw.  $x, y$  eindeutig beschreiben:

$$(1.1) \quad q^2 = (P_e - P_e')^2 = -Q^2$$

$$(1.2) \quad W^2 = (q + P_p)^2$$

mit:  $q$  = 4er Impulsübertrag auf das Proton  
 $W$  = Invariante Masse der Protonreaktionsprodukte

und:

$$(1.3) \quad x = \frac{Q^2}{2*(q*P_p)} = \frac{Q^2}{2*m_p*\nu}$$

$$(1.4) \quad y = \frac{(q*P_p)}{(P_e*P_p)} = \frac{\nu}{\nu_{max}}$$

mit:  $x$  = Bruchteil des Protonimpulses, den das reagierende Quark trägt  
 $y$  = Relativer Energieverlust des einlaufenden Leptons im Laborsystem

Im Ruhesystem des einlaufenden Protons ist  $\nu$  ein Maß für den Energieübertrag durch den Strom:

$$(1.5) \quad \nu_{max} = \frac{s - (m_e + m_p)}{2 * m_p}$$

$$\sim \frac{s}{2 * m_p} = \frac{2 * E_e * E_p}{m_p}$$

Sollte die Schwerpunktsenergie HERA's bei ruhenden Protonen erreicht werden, so müßte man die Elektronen auf eine Energie von 52 TeV beschleunigen.

Das Polardiagramm (Figur 1.2) zeigt den Zusammenhang zwischen den Größen  $Q^2$  und  $x$  bei HERA Energien. Die obere Halbebene gilt für das Lepton im Endzustand, die untere Halbebene für den Current Jet. Bedingt durch die unterschiedlichen Energien der Reaktionspartner bewegt sich der Schwerpunkt des Systems in Protonrichtung. Linien mit konstantem  $x$ -Wert sind bei ruhendem Schwerpunkt Kreise. Diese sind aber hier zu Ellipsen verzerrt. Auf den Achsen ist der longitudinale und transversale Impuls in GeV/c aufgetragen. Für einen gegebenen  $(Q^2, x)$  Punkt läßt sich somit der Impuls (Länge des Vektors  $O - (Q^2, x)$ ) und der Streuwinkel  $\theta$  (zwischen  $P_L$ -Achse und Impulsvektor) für das Lepton oder den Current Jet bestimmen. Umgekehrt lassen sich, wenn der Impuls und der Streuwinkel  $\theta$  des Leptons (Current Jets) bekannt sind,  $Q^2$  und  $x$  der Reaktion bestimmen.

Da das Polardiagramm den gesamten kinematisch erlaubten Bereich für eine bestimmte Schwerpunktsenergie  $E_{CM}$  zeigt,

kann man es auch als Phasenraumdiagramm aller möglichen Reaktionen bei einer bestimmten Schwerpunktsenergie auffassen.

Das Phasenraumdiagramm für kleine  $Q^2$ -Werte zeigt Figur 1.3. Hier erkennt man, daß das Lepton für Reaktionen mit  $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$  mit einem Winkel von mehr als  $90^\circ$  bezüglich der Elektronrichtung gestreut wird.

Heutige Elektron-Streuexperimente erreichen ein maximales  $Q^2$  von  $\sim 200 \text{ GeV}^2$ . Dies entspricht in Figur 1.3 einem Streuwinkel von etwa  $20^\circ$ . Neue physikalische Prozesse mit einem  $Q^2 > 200 \text{ GeV}^2$  können sich dadurch bemerkbar machen, daß das Lepton mit einem Winkel zwischen  $20^\circ$  und  $180^\circ$  bezüglich der Elektronrichtung gestreut wird.

Aus der unterschiedlichen Topologie der NC- und CC-Prozesse und der Bewegung des Schwerpunktes bei e-p-Reaktionen lassen sich wichtige Konsequenzen für den Detektorbau ableiten. Diese werden in Kapitel 3 dieser Arbeit näher besprochen.

## 1.2 Wirkungsquerschnitte und Reaktionsraten

Zu einer groben Abschätzung der Wirkungsquerschnitte für NC- und CC-Prozesse gelangt man unter folgenden Annahmen:

- a) Es werden nur  $\gamma$ 's und  $W$ 's ausgetauscht
- b) Die Stärke der Koppelung ist bei beiden Prozessen gleich e.

Damit folgt die Abschätzung:

$$\frac{d^2 \sigma \text{ (NC)}}{dx dy} \sim \alpha^2 * s * \left( \frac{1}{Q^2} \right)^2 * F(x, y)$$

(1.6)

$$\frac{d^2 \sigma \text{ (CC)}}{dx dy} \sim \alpha^2 * s * \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} * F(x, y)$$

mit:  $\alpha = e^2 / \hbar c = \text{Feinstrukturkonstante}$

Die Strukturfunktion  $F(x, y)$  ist ein Maß für den Bruchteil des Impulses des wechselwirkenden Quarks bei konstantem  $y$ .

Die beiden Wirkungsquerschnitte unterscheiden sich durch den Propagatorterm, da bei CC-Prozessen zusätzlich das Quadrat der  $W$ -Boson Masse auftritt. Figur 1.4 zeigt den qualitativen Verlauf dieser Wirkungsquerschnitte als Funktion von  $Q^2$ .

Bei kleinen  $Q^2$  ist der NC-Wirkungsquerschnitt  $\sim 10^8$  mal größer, während bei einem  $Q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$  der CC-Wirkungsquerschnitt vergleichbar mit dem NC-Wirkungsquerschnitt wird.

Ein genauerer Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt von NC-Reaktionen, bei dem auch der Austausch eines  $Z^0$  berücksichtigt wurde, ist:

$$(1.7) \quad \frac{d^2 \sigma (\gamma + Z^0)}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{sx^2y^2} [(1-y)*F_2(x, Q^2) + y^2x * F_1(x, Q^2)]$$

Die Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  können durch die Quarkverteilungsfunktionen  $u(x, Q^2)$ ,  $d(x, Q^2)$ ... ausgedrückt werden. Die Quarkverteilungsfunktionen geben die jeweilige Anzahl von u, d, s, c, b, t Quarks mit einem Impulsbruchteil zwischen x und x+dx an.

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) = x [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)]$$

mit:  $q = u, d, s, c, b, t$

Zusätzlich enthalten die Strukturfunktionen noch Beiträge vom Photonaustausch, vom  $Z^0$ -Austausch und einem Beitrag durch die Interferenz beider Prozesse. Damit wird Gleichung 1.7 :

$$(1.8) \quad \frac{d^2 \sigma}{dx dy} = \frac{\pi\alpha^2}{sx^2y^2} \sum_q [xq(x) * (A_q + (1-y)^2 * B_q) + x\bar{q}(x) * (B_q + (1-y)^2 * A_q)]$$

Summiert wird dabei über alle Quarkflavors. Die Beiträge der einzelnen Eichbosonen zum NC-Prozess sind gegeben durch:

$$A_q = \left[ -Q_q + g_{Lq} g_{Le} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right]^2 + \left[ -Q_q + g_{Rq} g_{Re} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right]^2$$

$$B_q = \left[ -Q_q + g_{Rq} g_{Le} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right]^2 + \left[ -Q_q + g_{Lq} g_{Re} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right]^2$$

Die unterschiedlichen Helizitäten der einlaufenden Teilchen sind durch die Faktoren :

$$(1.9) \quad g_{Li} = \frac{I^3_L - Q_i \sin^2 \theta_W}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \quad g_{Ri} = \frac{-Q_i \sin^2 \theta_W}{\sin \theta_W \cos \theta_W}$$

berücksichtigt.

mit:  $Q_i$  = Ladung des einlaufenden Quarks  
 oder Elektrons  
 $I_L^2 = 3$ . Komponente des schwachen Isospins  
 $i = q, e$   
 $\sin^2 \theta_w = .225 \pm .005 \pm .006$

Die Reaktionsrate  $R$  für eine beliebige Reaktion mit Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  berechnet sich zu :

$$(1.10) \quad R = \sigma * L \quad [s^{-1}]$$

$L$  = Luminosität des Beschleunigers

Bei einer zweijährigen Laufzeit von HERA erwartet man eine integrierte Luminosität von 200 pb<sup>-1</sup>. Figur 1.5 zeigt die erwartete Reaktionsrate für NC-Prozesse [1.1] unter Vernachlässigung der Reaktionen mit  $x < .01$  und  $y < .01$ . Die Strukturfunktionen zur Berechnung des Wirkungsquerschnitt wurden aus Ref. [1.2] benutzt. Bis zu einem  $Q^2 < 10^4$  GeV<sup>2</sup> werden  $\sim 3 \times 10^6$  Reaktionen produziert. Für  $Q^2 > 10^4$  GeV<sup>2</sup> dominiert der  $Z^0$ -Beitrag. In diesem Bereich werden  $\sim 10^3$  Reaktionen erzeugt. Unter der Annahme, daß 100 Reaktionen eines bestimmten Typs für eine Untersuchung ausreichen, kann man den kinematischen Bereich bis zu  $Q^2$  Werten von etwa  $2-3 \times 10^4$  GeV<sup>2</sup> untersuchen. Der bis heute untersuchte kinematische Bereich beschränkt sich in Figur 1.5 auf das Viereck mit  $Q^2 < 200$  GeV<sup>2</sup> und  $y < 0.004$ .

Der Wirkungsquerschnitt für CC-Prozesse läßt sich als ein Ausdruck mit drei Strukturfunktionen  $F_1, F_2, F_3$  darstellen:

$$(1.11) \quad \frac{d^2 \sigma (CC)}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} * \frac{1}{(1 - Q^2/M_W^2)^2} * [(1-y)F_2(x, Q^2) + y^2 x F_1(x, Q^2) + (y - y^2/2) x F_3(x, Q^2)]$$

mit:  $G_F$  = Fermi-Kopplungskonstante

Da alle heutigen experimentellen Daten mit der Annahme übereinstimmen, daß es nur linkshändige (der Spin steht entgegengesetzt zur Flugrichtung) Neutrinos gibt, können, wegen der Drehimpulserhaltung, nur linkshändige einlaufende Elektronen  $e_L$  mit einem Quark des Protons ein  $W^-$ -Boson austauschen. Der Wirkungsquerschnitt für rechtehändige Elektronen  $e_R$  sollte daher gleich null sein :

$$(1.12) \quad \frac{d^2 \sigma}{dx dy} (e_R P \rightarrow \nu X) = 0$$

Drückt man die Strukturfunktionen durch die Quarkverteilungsfunktionen aus, so läßt sich Gleichung 1.11 umformen zu:

$$(1.13) \quad \frac{d^2\sigma}{dx dy} (e_L P \rightarrow \nu X) = \frac{G_F^2 s}{\pi} * \frac{1}{(1-Q^2/M_W^2)^2} \\ * [u(x)+c(x)+t(x) \\ +(1-y)^2 (d(x)+s(x)+b(x))]$$

Mit derselben angenommenen integrierten Luminosität wie für NC-Prozesse zeigt Figur 1.6 die erwarteten Reaktionsraten für CC-Prozesse. Für  $Q^2$  Werte kleiner als  $10^4 \text{ GeV}^2$  erwartet man  $\sim 10^5$  Ereignisse und für  $Q^2 > 10^4$   $\sim 10^3$  Reaktionen, wobei bis zu einem  $Q^2$  von  $\sim 4 \times 10^4 \text{ GeV}^2$  genügend große Reaktionsraten erzeugt werden.

Mit dem Speicherring HERA läßt sich ein im Vergleich zu heutigen Experimenten um 2 Größenordnungen größerer kinematischer Bereich untersuchen.

### 1.3 Erzeugung, Zerfall und Nachweis von schweren Quarks bei HERA

Da Elektronen nicht stark wechselwirken, ist bei HERA die Produktion von schweren Quarkpaaren nur über die elektromagnetische Wechselwirkung möglich. Dabei muß das Photon mit einem Gluon des Protons reagieren. Bei diesem sogenannten "Photon-Gluon-Fusion"-Prozess (Figur 1.7) können alle Teilchen, die Farbe tragen und elektromagnetisch wechselwirken produziert werden. Da aber die Energie des Photons kleiner als die des einlaufenden Elektrons ist, steht hier nicht die volle Schwerpunktsenergie zur Produktion zur Verfügung. Schwere Quarks können bis zu einer Masse von 100 - 120 GeV durch den "Photon-Gluon-Fusion"-Prozess erzeugt werden [1.3].

Der totale Wirkungsquerschnitt für Quarkproduktion fällt mit steigender Quarkmasse sehr schnell ab:

$$(1.14) \quad \sigma(eq \rightarrow q \bar{q} X) \sim M_q^{-4}$$

Bei einer angenommenen Top-Quarkmasse von 40 GeV und einer integrierten Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  kann man mit einigen hundert  $t\bar{t}$ -Reaktionen rechnen.

### Auswahlregeln für schwere Quarks

Der Quarkflavor bleibt erhalten bezüglich der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung und nicht erhalten bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Daraus ergeben sich einige wichtige Folgerungen:

- Quarks entstehen immer in Paaren, außer bei

Neutrinoreaktionen mittels schwacher Wechselwirkung.

- Schwere Quarks können nur mittels der schwachen Wechselwirkung in leichtere Quarks zerfallen.

Das Matrixelement  $M$  einer schwachen Wechselwirkungsreaktion läßt sich durch einen "Strom-Strom"-Ansatz beschreiben:

$$(1.15) \quad M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \underline{J}^* \underline{J}$$

Der Strom  $J$  setzt sich aus einem leptonischen und einem hadronischen Anteil zusammen:

$$\underline{J} = \underline{J}_L + \underline{J}_H$$

Für den Zerfall schwerer Quarks interessiert nur der hadronische Strom  $\underline{J}_H$ . Dieser läßt sich schreiben als:

$$\underline{J}_H = (u, c, t) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$V$  ist die Kobayashi-Maskawa Matrix:

$$(1.16) \quad V = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & c_1 c_2 s_3 e^{i\delta} \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & -s_1 s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

mit:

$$\begin{aligned} c_i &= \cos\theta_i & 0 < \theta_i < \pi/2 \\ s_i &= \sin\theta_i & 0 < \delta < 2\pi \\ i &= 1, 2, 3 \end{aligned}$$

Die Kobayashi-Maskawa-Matrix ist eine unitäre 3x3 Matrix mit vier Parametern: 3 Winkel  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  und einer Phase  $\delta$ .

Die Übergänge von einem Quarkflavor in einen anderen sind durch die Matrixelemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix gegeben. Die Hauptdiagonale vermittelt die erlaubten Zerfälle, die Nebendiagonalen die unterdrückten Zerfälle und die Elemente (3,1) und (1,3) vermitteln die doppelt unterdrückten Zerfälle.

Danach zerfällt das Topquark hauptsächlich in ein Bottomquark ( $V_{33}$ ) und das Bottomquark in ein Charmquark ( $V_{23}$ ). Hier soll nur der semileptonische Zerfall der schweren Quarks betrachtet werden. Es läßt sich dann die folgende "Zerfallskaskade" für Top- bzw. Bottomquarks angeben:

$$t \rightarrow b + l^+ + \nu_1$$

$$b \rightarrow c + l^- + \nu_1$$

$$c \rightarrow s + l^+ + \nu_1$$

Beim Zerfall schwerer Quarks können Multileptonenzustände im Endzustand auftreten. Die mit  $l$  bezeichneten Leptonen lassen sich durch  $\tau$ 's,  $\mu$ 's und Elektronen ersetzen. Ist ein  $\tau$  produziert worden, so kann es u.a. leptonisch mit einem Verzweigungsverhältnis von :

$$\text{BR}(\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192 \pi^3}$$

zerfallen.

Ist ein schweres Quark-Antiquark-Paar produziert worden, so "sieht" man außer dem auslaufenden Elektron und dem Proton-Fragmentationsjet, je nach Masse der produzierten Quarks, zwei mehr oder weniger getrennte Jets. Wenn die schweren Quarks semileptonisch zerfallen, werden die Jets von mehreren Leptonen begleitet. Wie in Kapitel 4 gezeigt wird, liegen die Spuren dieser Leptonen räumlich getrennt von den Jets.

Die Teilchen der  $q\bar{q}$ -Jets sind in einer Ebene senkrecht zum Strahl isotrop verteilt. Diese Eigenschaft kann als erster Anhaltspunkt bei der Suche nach schweren Quarks dienen.

Ein Konkurrenzprozess zur Photon-Gluon-Fusion ist der NC-Prozess, da er dieselbe Topologie aufweist (siehe Kapitel 1.1). Die Identifikation der Leptonen aus dem semileptonischen Zerfall der schweren Quarks bietet die Möglichkeit, diese Reaktionen nachzuweisen. Die Leptonen, die in der Nähe des Primärvertex entstehen, haben im Mittel einen größeren Transversalimpuls als solche aus NC-Prozessen. Der mittlere Transversalimpuls steigt dabei mit der Quarkmasse an. Mit einem geeignet gewählten Schnitt auf den Transversalimpuls der Leptonen sollten sich daher Ereignisse mit schweren Quarks von NC-Prozessen trennen lassen.

## 2. Neue Prozesse bei HERA

Das Standard Modell der starken und elektroschwachen Wechselwirkung der Leptonen und Quarks ist durch die bis heute durchgeführten Experimente bestätigt worden. Trotzdem lassen sich innerhalb dieser Theorie nicht alle beobachteten Phänomene erklären, z.B.:

- Die elektromagnetischen Ladung aller bekannten Teilchen ist ein Vielfaches von  $e/3$ .
- Im Standard Modell ist die Gravitationswechselwirkung nicht berücksichtigt.

Man glaubt, daß das Standard Modell eine niederenergetische Näherung einer fundamentalen Symmetrie ist, die erst bei sehr hohen Energien sichtbar wird. Falls diese sogenannten neuen Prozesse existieren, sollten sie ab einer Energie von etwa 1 TeV nachweisbar sein. Mit dem Speichering HERA hat man daher die Möglichkeit neue physikalische Effekte entweder direkt nachzuweisen, oder wenigstens Hinweise darauf zu erhalten.

Die z.Z. gängigen theoretischen Modelle sind die sogenannten Grand Unified Theories (GUT), die Super Symmetrie (SUSY) und Theorien, in denen angenommen wird, daß z.B. Leptonen und Quarks eine Substruktur ("Compositeness") aufweisen.

### 2.1 Substruktur

Bisher gibt es keinerlei experimentelle Hinweise, daß Leptonen oder Quarks eine Substruktur besitzen. Elektronen erscheinen z.B. bis zu einem Abstand von  $\sim 10^{-18}$  cm als punktförmige Teilchen. Unter der Annahme, daß Leptonen und Quarks dennoch Substruktur besitzen, wird sich diese durch eine drastische Änderung der Strukturfunktionen  $F(x, Q^2)$ , bei genügend großem  $Q^2$ , bemerkbar machen. Figur 2.1 zeigt die Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  über  $Q^2$  für verschiedene  $x$ -Werte mit einer angenommenen Substrukturskala von  $\Lambda = 1$  TeV. Ab  $Q^2 > 10^4$  GeV<sup>2</sup> erkennt man Abweichungen um einen Faktor 5-10 vom Standard Modell, die sich experimentell eindeutig nachweisen lassen müßten. Mit einer Luminosität von  $L=200\text{pb}^{-1}$  läßt sich die Energieskala  $\Lambda$  bis etwa 7 TeV testen, was einem Abstand von  $\sim 10^{-18}$  cm entspricht.

Falls Leptonen oder Quarks eine innere Struktur besitzen, so sollten auch angeregte Zustände existieren. Im Prinzip lassen sich mit HERA angeregte Leptonen und Quarks mit einer Masse bis zu 250 GeV/c<sup>2</sup> produzieren. Figur 2.2 zeigt mögliche Feynmandiagramme für die Erzeugung und den Zerfall von angeregten Quarks (Figur 2.2 a,b) und Leptonen (Figur 2.2 c,d). Ein angeregtes Lepton (Quark) zerfällt unter Aussendung eines Photons (Gluons) oder W-Bosons in ein normales Lepton (Quark). Für den Nachweis angeregter Leptonen müssen die leptonischen Zerfallsprodukte von den Hadronen getrennt werden. Ein

Detektor sollte deshalb die Leptonen einer Reaktion nachweisen können. Bei einer integrierten Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  lassen sich angeregte Leptonen und Quarks bis zu einem Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{\text{Prod}} \sim 0.2 \text{ pb}$  nachweisen.

Eine Alternative zum Standard Modell stellen Technicolor Modelle dar [2.1].

In diesen wird angenommen, daß weitere Quark- und Lepton-Familien existieren, die sich dadurch von den normalen Quarks und Leptonen unterscheiden, daß sie einer neuen Wechselwirkung, der Technicolor(TC)-Wechselwirkung, unterliegen. Die TC-Fermionen können untereinander einige neue Teilchen bilden (Figur 2.3). Besonders interessant sind Teilchenzustände, die aus einem TC-Quark und einem TC-Lepton aufgebaut sind. Diese sogenannten Leptoquarks sind Bosonen, deren Quantenzahlen sich additiv aus den Quantenzahlen der TC-Quarks und TC-Leptonen zusammensetzen.

Der dominante Produktionskanal für Leptoquarks ist die "Elektron-Gluon-Fusion" (Figur 2.4). Hier fusioniert das einlaufende Elektron mit einem Quark eines virtuellen  $q\bar{q}$ -Paares. Das so entstandene Leptoquark zerfällt stark in ein Lepton und (Anti-) Quark. Die Leptoquarks koppeln bevorzugt an schwere Teilchen, so daß sie hauptsächlich in ein Top- oder Bottom-Quark und ein Tau-Lepton zerfallen sollten.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion :

$$ep \rightarrow P_{LQ} + t + X$$

ist in Figur 2.5 als Funktion der Leptoquarkmasse für verschiedene Schwerpunktsenergien und Top-Quark-Massen aufgetragen. Bei einer Schwerpunktsenergie von  $310 \text{ GeV}$  liegt der Wirkungsquerschnitt zwischen  $10 \text{ pb}$  und  $0.1 \text{ pb}$ . Theoretisch lassen sich Leptoquarkmassen bis zu  $180 \text{ GeV}$  erzeugen. Mit einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  und einer angenommenen Leptoquark-Masse  $M_{LQ} = 160 \text{ GeV}$  erwartet man ungefähr 300 Reaktionen mit Leptoquarks.

Die Reaktion:

$$ep \rightarrow P_{LQ} + t(\bar{t}) + X$$

$$P_{LQ} \rightarrow \tau + t(\bar{t})$$

$$\tau \rightarrow (\mu \nu \bar{\nu}), (e \nu \bar{\nu}), (\text{Hadron} \nu)$$

ergibt folgende Topologie:

- 2 schwere Quark Jets und ein davon räumlich getrenntes  $\mu, e$  oder Hadron.
- Multileptonzustände verursacht durch den semileptonischen Zerfall der schweren Quarks.

- Von den Neutrinos wird Energie weggetragen, die der Reaktion scheinbar fehlt.
- Der Proton-Fragmentationsjet ist stark gebündelt und verläuft hauptsächlich im Strahlrohr.

Zum Untergrund tragen diejenigen Reaktionen bei, die ein Lepton und zwei Jets in Endzustand besitzen. Den Hauptbeitrag liefern hier die NC-Prozesse mit großem  $Q^2$  bei denen zusätzlich Gluonbremsstrahlung auftritt. Um die Leptoquark-Masse rekonstruieren zu können, muß man möglichst alle Teilchen in den Top-Jets registrieren.

Monte Carlo Rechnungen zeigen, daß sich ein Massensignal bis zu einer Leptoquark-Masse von 160 GeV vom Untergrund trennen läßt (Figur 2.6). Der Untergrund reduziert sich um einen Faktor  $\sim 100$ , wenn der Top-Jet anhand des semileptonischen Zerfalls des Top-Quarks identifiziert wird.

## 2.2 Erweiterungen des Standard Modells

Die schwache Wechselwirkung zeigt auffallende Asymmetrien. Die Parität (d.h. die Spiegelsymmetrie) ist in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten. Erweiterte Modelle der elektro-schwachen Theorie versuchen diese Asymmetrien zu vermeiden. Eine mögliche Erweiterung besteht darin, daß zu jedem linkshändigen Isodublett:

$$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

ein rechtshändiges Isodublett:

$$\begin{pmatrix} L^0 \\ E \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_R$$

eingeführt wird, welches ebenfalls an die Eichbosonen  $\gamma, Z^0, W^+$  und  $W^-$  koppelt. Die rechtshändigen Teilchen unterscheiden sich von den linkshändigen in ihrer Masse und in ihren Eigenzuständen bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Figur 2.7 zeigt mögliche Produktions- (a) und Zerfallskanäle (b) für "Spiegel-Elektronneutrinos" unter der Annahme  $M_L > M_E$ . Man erhält hier charakteristische Lepton-Kombinationen ( $e^+e^-$  oder  $\mu^+e^-$ ) im Endzustand, die bei guter Leptonidentifikation durch den Detektor leicht nachzuweisen sein müßten, wenn der Wirkungsquerschnitt groß genug ist.

Eine weitere Möglichkeit, Symmetrie zu erlangen, besteht in einer Erweiterung des Standard Modells um eine rechtshändige SU(2)-Gruppe. Es wird eine neue Sorte Eichbosonen ( $Z^0_R, W^{\pm}_R$ ) eingeführt, die an die rechtshändigen Fermionen koppeln, so daß sich diese auch in Isodubletts anordnen

lassen:

$$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R$$

Aus experimentellen Daten können untere Grenzen für die Massen dieser Bosonen angegeben werden [2.2]:

$$\begin{aligned} 200 \text{ GeV} &< M_{WR} \\ 150 \text{ GeV} &< M_{ZR} \end{aligned}$$

Die Existenz weiterer neutraler rechtshändiger Vektorbosonen  $Z_R^0$ , läßt sich durch ihre Beiträge zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\text{NC})$  nachweisen. Hilfreich ist dabei, daß sich der Elektronenstrahl bei HERA polarisieren läßt, um verschiedene Helizitätszustände der Elektronen zur Verfügung zu haben. Die Asymmetrie in den Wirkungsquerschnitten für verschiedene Helizitätszustände ist definiert als:

$$A = \frac{\sigma(\alpha) - \sigma(\beta)}{\sigma(\alpha) + \sigma(\beta)} \quad \alpha \neq \beta$$

mit:  $\alpha, \beta = e^+_L, e^-_L, e^+_R, e^-_R$

In Figur 2.8 ist die Asymmetrie als Funktion von  $y = \nu/E$  für die 6 möglichen Kombinationen der Helizitätszustände als Beispiel für  $x=0.15$  aufgetragen. Die Masse des schweren  $Z^0$ 's ist zu 300 GeV angenommen. Die durchgezogenen Linien entsprechen dem erwarteten Verlauf der Asymmetrie nach dem Standard Modell. Die gestrichelten bzw. gepunkteten Linien gelten - entsprechend dem  $\sin^2$  des schwachen linkshändigen Mischungswinkels - für ein  $\sin^2\theta_R$  von 0.7 bzw. 0.3. Die Asymmetrien sind bei großem  $y$ , d.h. bei großem Impulsübertrag, am größten. Mit steigender  $Z_R$ -Masse werden die Unterschiede zum Standard Modell aber immer geringer, so daß die größtmögliche nachweisbare  $Z_R$ -Masse bei etwa 500 GeV liegt.

Geladene rechtshändige Ströme  $W^\pm_R$  werden sich durch Veränderungen in den Wirkungsquerschnitten für  $e_L^{+-}$  und  $e_R^{--}$  Reaktionen bemerkbar machen, da normalerweise der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\text{CC})$  für diese Helizitätszustände gleich null ist.

### 2.3 Erweiterungen innerhalb des Standard Modells

Falls weitere W Bosonen existieren wird sich der Propagatorterm im Wirkungsquerschnitt für geladene Stromreaktionen verändern:

$$\frac{1}{1 + Q^2/M_W^2} \rightarrow \sum_i \frac{C_i}{1 + Q^2/M_i^2}$$

mit  $\sum C_i = 1$  und  $M_W > 80 \text{ GeV}$

Solche Änderungen im Wirkungsquerschnitt sollten bei großem Impulsübertrag meßbar sein. Wenn der Wirkungsquerschnitt auf 30% genau bestimmbar ist, läßt sich ein neues  $W$  in einem großen Massenbereich (schraffiertes Gebiet in Figur 2.9) nachweisen. Mit HERA werden sich  $W$  Massen zwischen 200 GeV und 800 GeV nachweisen lassen.

Falls es einen neuen geladenen Strom  $W'$  gibt, der am Protonvertex die leichten Quarks ( $q=u,d,s,c,b,t$ ) an neue schwere Quarks ( $Q=U,D,S,C,B,T$ ) und am Leptonvertex die leichten Leptonen ( $l=e,\mu,\tau$ ) an schwere neutrale Leptonen  $L^0$  koppelt, so sollten diese Reaktionen mit HERA leicht nachweisbar sein. Die Hauptproduktionskanäle für die Erzeugung schwerer Quarks stellen das Analogon zu normalen CC-Prozessen (Figur 2.10) dar:

- a)  $e^-u \rightarrow L^0 D$  mittels  $W'^-$ -Austausch und
- b)  $e^+d \rightarrow L^0 U$  mittels  $W'^+$ -Austausch

Unter Beachtung des  $u:d$  Verhältnisses im Proton lassen sich beide Kanäle gleich behandeln. Am Beispiel des Kanals (a) werden die Ereignisraten, Zerfallskanäle und die Reaktionstopologie näher betrachtet.

Figur 2.11 zeigt die erwarteten Raten für verschiedene Quark-, Lepton und  $W'$ -Bosonenmassen, wobei eine Luminosität des Speicherrings von  $\sim 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  zugrunde gelegt wurde. Die Produktionsrate nimmt deutlich mit steigender  $W'$ -Masse ab.

Die kinematischen Bedingungen zeigt das Polardiagramm (Figur 2.12) für verschiedene Quark-Lepton-Massenkombinationen. Auffällig ist, daß der Leptonsektor und der Quarksektor gegeneinander verschoben sind, was von einer unausgeglichene Transversalimpulsbilanz herrührt ( $P_{tL} \neq P_{tQ}$ ), da Neutinos einen Teil des Transversalimpulses wegtragen. Der Zerfall des  $L^0$  in ein Elektron hat zur Folge, daß der durch das Elektron gemessene  $Q^2$ -Wert nicht mit den  $Q^2$ -Wert der Reaktion übereinstimmt.

Auf welche Art schwere Leptonen und Quarks zerfallen, hängt von ihrem Massenverhältnis  $M_L:M_Q$  ab. Ist  $M_L > M_Q$ , kann das schwere Lepton  $L^0$  mittels  $W'$  Austausch in ein schweres Quark  $Q$  zerfallen. Falls  $M_L < M_Q$  ist, zerfällt das schwere Quark in ein schweres Lepton.

Beispiele der Zerfälle, die für die Reaktion:

$$e^-p \rightarrow L^0 D$$

möglich sind, zeigt Figur 2.13.

Wie Tabelle 2.1 zeigt, treten für  $M_L < M_Q$  3-5 geladene Leptonen und für  $M_L > M_Q$  1-3 geladene Leptonen im Endzustand auf. Die Reaktionen mit  $M_L < M_Q$  haben, wegen der großen

Anzahl von Leptonen eine eindeutige Signatur.  
 Für diese Reaktionen gibt es keine Konkurrenzprozesse.  
 Die obere Massengrenze für das  $W'$ -Boson wird daher hauptsächlich durch die Reaktionsrate festgelegt.

	Final state	Branching fraction
(a) $M_L < M_0$	$e^- + 2e^+ + 2(q\bar{q}) + q$	4/9
	$e^- + 2e^+ + \ell^+ + \ell^- + 1(q\bar{q}) + q$	4/9
	$e^- + 2e^+ + \ell^+ + \ell^- + q$	1/9
(b) $M_L > M_0$	$e^- + 4(q\bar{q}) + q$	4/9
	$e^- + \ell^+ + 3(q\bar{q}) + q$	4/9
	$e^- + \ell^+ + \ell^- + 2(q\bar{q}) + q$	1/9

Tabelle 2.1 Zerfallsverhältnisse für schwere Quarks und Leptonen im Endzustand

#### 2.4 Supersymmetrische Teilchen

In den Supersymmetrischen Modellen (SUSY) existiert zu jedem Boson und Fermion des Standard Modells ein Teilchen, das sich nur durch seinen Spin um eine halbe Einheit von seinem Partner unterscheidet. Die Partner der Fermionen erhalten das Praefix "S" vor ihren Namen (z.B. Selektron) und die Partner der Bosonen erhalten die Endung "-wino" an die Wurzel des Bosonennamens (z.B. Wino). Als Beispiel zeigt Tabelle 2.2 die Teilchenfelder eines SUSY-Modells. Alle Eichfelder des Standard Modells sind auch in diesem Modell vorhanden. Die links-(rechts-)händigen Fermionen bilden wie ihre entsprechenden Partner linkshändige Doubletts (rechtshändige Singletts) bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Die Masseneigenzustände der gewöhnlichen Teilchen sind die gleichen wie im Standard Modell, während die der SUSY-Teilchen unbekannt sind, da man weder die Massen noch die Mischung ihrer physikalischen Zustände kennt. Man ist daher auf grobe Massenabschätzungen angewiesen. Es wird angenommen, daß die leichtesten SUSY-Teilchen etwas schwerer als die  $W$ -,  $Z$ -Bosonen sind, d.h. falls SUSY-Teilchen existieren wären sie mit HERA nachweisbar.

SUSY-Teilchen und gewöhnliche Teilchen unterscheiden sich in einer neuen multiplikativen Quantenzahl - der R-Parität:

$$R = (-1)^{F-3B-L}$$

F=Fermionenzahl  
 B=Baryonenzahl  
 L=Leptonenzahl

	Spin 1	Spin 1/2	Spin 0	
vector multiplets	$G_\mu^a$	$\tilde{G}^a$ (gluinos)	gauginos	
	$W_\mu^k$			$\tilde{W}^k$ (winos)
	$B_\mu$			$\tilde{B}$ (bino)
		higgsinos	Higgs bosons	
		$\begin{pmatrix} \tilde{H}_{1L}^+ \\ \tilde{H}_{1L}^0 \\ \tilde{H}_{2L}^- \\ \tilde{H}_{2L}^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} H_1^+ \\ H_1^0 \\ H_2^+ \\ H_2^- \end{pmatrix}$	
Chiral multiplets		leptons	sleptons	
		$\begin{pmatrix} \nu_{jL} \\ e_{jL} \\ e_{jR} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{jL} \\ \tilde{e}_{jL} \\ \tilde{e}_{jR} \end{pmatrix}$	
		quarks	squarks	
	$\begin{pmatrix} u_{jL}^+ \\ d_{jL}^+ \\ u_{jR}^+ \\ d_{jR}^+ \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_{jL}^+ \\ \tilde{d}_{jL}^+ \\ \tilde{u}_{jR}^+ \\ \tilde{d}_{jR}^+ \end{pmatrix}$		

Tabelle 2.2 Teilchenfelder eines SUSY-Modells

Sie beträgt für gewöhnliche Teilchen  $R=+1$  und für SUSY-Teilchen  $R=-1$ . Daraus ergeben sich die Auswahlregeln für die Produktion und den Zerfall von SUSY-Teilchen:

- SUSY-Teilchen können nur in Paaren erzeugt werden
- SUSY-Teilchen zerfallen immer in eine ungerade Anzahl von SUSY-Teilchen
- Das leichteste SUSY-Teilchen muß stabil sein.

Das leichteste SUSY-Teilchen kann z.B. ein Photino, ein Gluino, ein Higgsino oder ein Goldstino sein. Im folgenden wird der Einfachheit halber angenommen, daß es sich um das Photino ( $\tilde{\gamma}$ ) handelt.

Da bei HERA Elektronen an Quarks gestreut werden sind die am häufigsten produzierten SUSY-Teilchen Selektren, Squarks und Sneutrinos. Die größten Massenwerte für Selektren und Squarks können in den NC- und CC-Prozessen (Figur 2.14 a,b) erreicht werden, bei denen zwischen Elektron und Quark statt der gewöhnlichen Eichbosonen SUSY-Eichbosonen ( $\tilde{\gamma}, \tilde{W}^-, \tilde{Z}^0$ ) ausgetauscht werden. Die einfachsten Zerfälle für das Selektron und das Squark sind:

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \tilde{e} &\rightarrow e + \tilde{\gamma} \\ \tilde{q} &\rightarrow q + \tilde{\gamma} \end{aligned}$$

Mögliche Zerfallsmoden für das Sneutrino sind entweder:

$$(2.2) \quad \tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\gamma}$$

oder die in Figur 2.15 dargestellten, die zwei geladene Leptonen oder zwei Quarkjets im Endzustand aufweisen und nach Ref. [2.3] ein Verzweigungsverhältnis von 20% aufweisen sollen.

Der Wirkungsquerschnitt für NC-Prozesse ist in Figur 2.16 als Funktion der Squarkmasse für verschiedene Selektromassen aufgetragen. Für  $m(\tilde{\chi})$ ,  $m(\tilde{z}^0)$  und  $\sin^2\theta_w$  wurden die entsprechenden Werte aus dem Standard Modell übernommen:

$$\begin{aligned} m(\tilde{\chi}) &= 0 \text{ GeV} \\ m(\tilde{z}^0) &= 95 \text{ GeV} \\ \sin^2\theta_w &= 0.23 \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt variiert von 50 pb für  $m(\tilde{\chi})+m(\tilde{q}) \sim 40$  GeV bis  $10^{-2}$  pb für  $m(\tilde{\chi})+m(\tilde{q}) \sim 220$  GeV. Nimmt man die einfachsten Zerfallsarten (Gleichung 2.1) für das Selektrom und das Squark an, so zeigen die NC-Prozesse die gleichen registrierbaren Teilchen im Endzustand wie in gewöhnlichen Prozessen. Die gemessenen x- und y-Werte in NC-Prozessen sind kleiner als die Werte, die den Reaktionen entsprechen, da durch die  $\tilde{\chi}$ -Teilchen Energie weggetragen wird. Dies führt zu einer Verschlechterung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund, da die größte Anzahl der gewöhnlichen NC-Prozesse bei kleineren x-, y-Werten zu erwarten ist. Am einfachsten zu erkennen ist dies, wenn man die gewöhnlichen - und SUSY NC-Prozesse in einer Ebene senkrecht zum Teilchenstrahl betrachtet (Figur 2.17). Bei der gewöhnlichen NC-Reaktion ist die Impulsbilanz zwischen Elektron und Quark ausgeglichen, d.h. beide Teilchen fliegen unter einem Winkel von  $\varphi=180^\circ$  auseinander. Da die Selektromen und Squarks innerhalb kürzester Zeit in ein Elektron bzw. Quark und ein  $\tilde{\chi}$  zerfallen und das  $\tilde{\chi}$  den Detektor ohne Wechselwirkung verläßt, ist in diesem Fall der Winkel zwischen den nachweisbaren Teilchen ungleich  $180^\circ$ . Trägt man  $\Delta\varphi$  gegen  $\Delta y$  (Figur 2.18) auf, wobei:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_e - \varphi_q - \pi \\ \Delta y &= y_e - y_q \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} y_q &= E(E-p_z)/2E_e \\ y_e &= 2p(k-k')/s \end{aligned}$$

ist, so läßt sich der Untergrund durch einen Schnitt von  $\Delta\varphi > 0.2$  und  $\Delta y > 0.2$  zu 100% unterdrücken. Wieviele SUSY Reaktionen mit diesem Schnitt ebenfalls verlorengelassen, hängt von der Masse des Selektroms und des Squarks ab (Figur 2.19). Dieser Anteil verringert sich von  $\sim 40\%$  bei  $m(\tilde{\chi})+m(\tilde{q}) \sim 40$  GeV auf  $\sim 15\%$  für  $m(\tilde{\chi})+m(\tilde{q}) \sim 180$  GeV. Je größer die Massen des Selektroms und des Squarks sind, desto gleichverteilter sind die Reaktionen im  $\Delta\varphi$ - $\Delta y$ -Plot (vergleiche Figur 2.18 a und b).

Im Vergleich zu NC-Prozessen werden CC-Prozesse schwierig nachzuweisen sein, falls das Sneutrino nach Gleichung 2.2 zerfällt. Nur eine Vergrößerung des CC-Wirkungsquerschnittes würde auf die Existenz solcher Reaktionen hin-

weisen. Der relative Anstieg des Wirkungsquerschnittes für CC-Prozesse ist in Figur 2.20 als Funktion von  $y_{vis}$ , dem gemessenen  $y$ -Wert, für ein gemessenes  $\Delta x$  Intervall (0,0.2) dargestellt. Für kleine Sneutrino- und Squarkmassen und kleine  $x$ - und  $y$ -Werte ist ein genügend großer Anstieg zu erwarten. Unter der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt auf 5% genau meßbar ist (gestrichelte Linie) lassen sich nach dieser Methode CC-Reaktionen nachweisen, wenn für die Massen von Sneutrino und Squark gilt:

$$m(\tilde{\nu}) + m(\tilde{q}) < 130 \text{ GeV}$$

Zerfällt das Sneutrino aber wie in Figur 2.15 dargestellt, so bilden die CC-Reaktionen eindeutige Signaturen mit zwei Leptonen oder Quarkjets und/oder Leptonen am Leptonvertex. Der Nachweis solcher Reaktionen würde sofort auf physikalische Effekte hinweisen, die über das Standard Modell hinausgehen.

Der Speicherring HERA gibt die Möglichkeit neue Gebiete der Elementarteilchenphysik zu erforschen. Der kinematische Bereich, der dabei mit HERA erreicht werden kann, ist um zwei Größenordnungen in der kinematischen Variablen  $Q^2$  größer, als der bis heute untersuchte. Durch eine präzise Messung der Strukturfunktionen läßt sich die Struktur des Protons bis zu einem Abstand von  $\sim 10^{-18}$  cm testen.

Mit HERA lassen sich eine Reihe neuer Teilchen, falls sie existieren, produzieren. Tabelle 2.3 gibt eine Übersicht dieser Teilchen mit den Massengrenzen für ihre Produktion bei HERA Energien.

new W	800 GeV
new $Z^0$	800 GeV
right handed W	500 GeV
new quark (t like)	120 GeV
excited $q^*$ , $e^*$	250 GeV
new quarks, leptons	220 GeV
leptoquarks	180 GeV
supersymmetric quark plus slepton	160 GeV

Tabelle 2.3 Neue Prozesse und die erwarteten Massengrenzen für ihre Produktion bei HERA-Energien

### 3. Der H1-Detektor

#### 3.1 Anforderungen an einen Detektor für HERA

Aus den Ausführungen des 2. Kapitels lassen sich die wichtigsten Anforderungen an einen Detektor für HERA ableiten. Sie werden hier zusammengefaßt:

- Der Detektor sollte möglichst den gesamten Raum einschließen, damit die Gesamtenergie, die bei einer Reaktion frei wird, gemessen werden kann.
- Für das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter wird - besonders im Vorwärtsbereich - eine sehr gute Energieauflösung und feine Körnung, gefordert.
- Zum Nachweis neuer physikalischer Prozesse ist eine gute Muonen- und Elektronenidentifikation über einen großen Raumwinkelbereich bei guter Energieauflösung notwendig.
- Die Detektoren für die Spurrekonstruktion sollten eine gute Impuls- und Energieauflösung besitzen.

#### 3.2 Der Aufbau des H1-Detektors

Figur 3.1 zeigt den H1-Detektor in einem vertikalen Schnitt entlang der Strahlachse. Die Elektronen laufen von links und die Protonen von rechts ein. Aufgrund der besonderen kinematischen Bedingungen bei HERA zeichnet sich der Detektor durch eine auffallende Asymmetrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes aus [3.1].

Da man erwartet, daß mehr als 50% der sekundären Teilchen in einem schmalen Kegel mit  $\sim 30^\circ$  Öffnungswinkel in Vorwärtsrichtung fliegen, müssen besondere Anforderungen an die Detektor-Komponenten in diesen Raumbereich gestellt werden.

Im zentralen Bereich des Detektors befindet sich der Spur-Detektor, der aus zwei Komponenten, dem "Central Tracking Detektor (CTD) und dem Forward Tracking Detektors (FTD), aufgebaut ist. An den Spur-Detektor werden folgende Anforderungen gestellt:

- Er soll eine gute Spurauflösung haben.
- Die Impulsauflösung sollte

$$\frac{\sigma_p}{P} < 0.3\% \text{ GeV}^{-1}$$

betragen.

- Die Trennung der Elektronen von Pionen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter soll durch Einsatz eines TRD's ergänzt werden.

- Um unerwünschte Nebeneffekte wie Photonkonversion oder Vielfachstreuung so gering wie möglich zu halten, sollte die Strahlungslänge des Spur-Detektors klein sein.

Der CTD besteht aus der zylinderförmigen Zentralen Jet Kammer (CJC) und zwei Z-Kammern kombiniert mit Vieldraht Proportional Kammern (MWPC) (Figur 3.2). Die CJC hat einen inneren Radius von 20 cm, einen äußeren Radius von 79.5 cm und eine Länge von 264 cm. Die 2560 Signal- und 10000 Felddrähte sind parallel zur Strahlrichtung angeordnet. Radial nach außen ist die CJC aus zwei Komponenten aufgebaut. Die Signaldrähte sind jeweils um  $\pm 100 \mu\text{m}$  gegeneinander verschoben. Zur Kompensation des Lorentzwinkels sind die Drahtzellen nicht radial nach außen angeordnet, sondern bilden einen Winkel von  $30^\circ$  zur radialen Richtung.

Für die Messung der  $r$  und  $\phi$  Koordinaten wird eine räumliche Auflösung von  $\sigma=100 \mu\text{m}$  angestrebt. Spuren, die einen Abstand von mehr als 2.5 cm zueinander haben, werden getrennt aufgelöst.

Da sich die Signaldrähte auf beiden Seiten auslesen lassen, ist die  $z$ -Koordinate einer Spur durch das Verfahren der Ladungstrennung bis auf 24 mm genau bestimmbar.

Die Gasfüllung der Kammer soll entweder aus einer Xenon-Äthan-Mischung im Verhältnis 3:1 oder aus einer Argon-Äthan-Mischung im Verhältnis 1:1, bei einem Druck von 1.05 bar, bestehen.

Innerhalb und außerhalb der CJC befinden sich die ebenfalls zylinderförmigen innere- (CIZ) und äußere (COZ) Z-Kammer. Die ZIC (ZOC) hat einen inneren Radius von 15 cm (79.5 cm), einen äußeren Radius von 20 cm (85.5 cm) und eine Länge von 249 cm (249 cm). Die Kammern bestehen aus 12 (24) Segmenten, wobei die COZ in zwei Halbschalen mit je 12 Segmenten aufgeteilt ist. Die Signaldrähte sind in drei radialen Lagen polygonförmig in den Kammern angeordnet. Die Elektronenwolken driften in  $z$ -Richtung auf die Signaldrähte zu. Man erwartet eine Auflösung der  $z$ -Koordinate einer Spur von  $\sigma < 350 \mu\text{m}$ . Durch Ladungstrennung besteht auch die Möglichkeit die  $r$  und  $\phi$  Koordinaten mit einer Auflösung von 25mm zu bestimmen. Die Doppelspurauflösung der  $z$ -Kammern beträgt etwa 3.5 mm.

Der FTD (Abmessungen:  $r=11-85 \text{ cm}$ ;  $z=135-259 \text{ cm}$ ) soll im Vorwärtsbereich zwischen  $5^\circ < \theta < 30^\circ$  Spuren rekonstruieren und den Impuls der Teilchen messen. Da in diesem Bereich die Spuren besonders nahe beieinander liegen können, wird eine Winkelauflösung von  $\sigma_\theta < 1 \text{ mrad}$  verlangt. Die geforderte Doppelspurauflösung beträgt 3 mm. Er ist aus einer Kombination von vier verschiedenen Detektortypen in jeweils drei sogenannten Supermoduls aufgebaut (Figur 3.2).

Die radialen Kammern bestehen aus 48 Kreissegmenten mit einem Öffnungswinkel von  $7.5^\circ$ . In jedem Segment sind die 12 Signaldrähte in 12 Ebenen, um jeweils  $\pm 500 \mu\text{m}$  alternierend hintereinander angeordnet.

Die radiale Kammer hat folgende Vorteile:

- Die Driftzelle ist dort schmal wo der erwartete Untergrund am größten ist.
- Die Spursignale sind leicht zu erkennen, da die  $\varphi$  Koordinate linear von der z-Koordinate abhängt.
- Der Impuls und die  $\varphi$  Koordinate der Spur können sehr gut bestimmt werden.

Ein Nachteil der radialen Kammer ist ihre schlechte Doppelspurauflösung, da Teilchen mit gleicher  $\varphi$  Koordinate durch das axiale Magnetfeld nur unzureichend getrennt werden.

Die planaren Kammern bestehen aus 12 Ebenen parallel angeordneter Driftkammern der Abmessung 3x6 cm. Die Driftkammern sind in z-Richtung in Zweiergruppen unterteilt und jeweils um 45° gegeneinander gedreht. Durch diese spezielle Anordnung wird die Doppelspurauflösung erheblich verbessert ( $\sim 1$  mm). Weiterhin besteht die Möglichkeit die inneren Signaldrähte abzuschalten falls Untergrundeffekte eine Datennahme im inneren Bereich der Kammer unmöglich machen. Durch die gedrehte Anordnung der Drahtebenen ist eine präzise Messung der x- und y-Koordinaten bzw. der  $\varphi$ - und  $\theta$ -Koordinaten möglich.

Der TRD besteht aus einem sogenannten Radiator in welchem die Übergangsstrahlung produziert wird. In den radialen Kammern wird die Übergangsstrahlungsenergie nachgewiesen. Der Radiator hat eine Dicke von 11.8 cm und soll entweder mit Polyäthylen- oder Polypropylenfasern bis zu einer Dichte von 0.06-0.12 gcm<sup>-3</sup> gefüllt werden.

Die Vieldraht Proportionalkammern (MWPC's) bestehen aus zwei Drahtebenen, die in einem Abstand von 3 mm angeordnet sind. In den einzelnen Ebenen sind die Feld- und Signaldrähte in einen Abstand von 2mm angeordnet. Die erste Drahtebene ist gegenüber der zweiten um eine halbe Zelle verschoben. Die Zellengröße beträgt 4 x 6 mm<sup>2</sup>. Bei den MWPC's wurde Wert auf geringe Driftstrecken gelegt, um folgenden Anforderungen gerecht zu werden :

- Schnelle Vertexpositionsbestimmung zur Unterdrückung von Strahlgas- und Strahl-Kollimator Reaktionen.
- Unabhängige Bestimmung des Zeitpunktes  $t_0$  der Strahlkreuzung.

Der gesamte FTD soll mit einem einzigen Gassystem betrieben werden. Die Wahl des Gases ist abhängig von der geforderten räumlichen Auflösung ( 100 - 150  $\mu\text{m}$  ) und von der Driftgeschwindigkeit der Elektronenwolken (gefordert: 3-4 cm  $\mu\text{s}^{-1}$ ) im Gas. Weiterhin sollte eine gute Ionisationsausbeute und Absorption von Photonen mit Energien im KeV-Bereich gewährleistet sein. Argon oder Xenon Gas-mischungen kommen als Gasfüllung in Betracht.

Der gesamte CTD ist von einem Flüssig Argon (LAr) Kalorimeter umgeben. Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) ist aus 2.4 mm dicken Bleiplatten, zwischen denen sich eine 3mm oder 2 x 1.5 mm dicke Argonschicht befindet, aufgebaut. Im Vorwärtsbereich ist das EMC in 4 longitudinale Segmente, mit einer Fläche von 3 x 3 cm<sup>2</sup>, und im Zentralbereich in 3 longitudinale Segmente, mit einer Fläche von 8 x 9.4 cm<sup>2</sup>, aufgeteilt.

Das hadronische Kalorimeter (HAC) besteht aus 12 mm dicken Stahlplatten mit 2 x 1.5 mm dicken Argonlücken. Die Anzahl der longitudinalen Segmente variiert hier zwischen 6 im Vorwärts- und 4 im Zentralbereich. Die entsprechenden Segmentgrößen variieren zwischen 7x7 cm<sup>2</sup> und 18x13 cm<sup>2</sup>. Die Energieauflösung des EMC und HAC beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9\%}{\sqrt{E}}$$

für Elektronen, und

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E}} + 2\%$$

für Hadronen.

Die feine transversale Segmentierung des Kalorimeters ist besonders nützlich, um Elektronen innerhalb eines Jets nachzuweisen. Es wird dabei eine  $\pi/e$ -Trennung von 10<sup>-3</sup> erreicht.

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter deckt den Winkelbereich: 152° <  $\theta$  < 176° ab und soll aus Blei-Szintillator-Lagen aufgebaut werden. Die Signale sollen mit Photodioden ausgelesen werden.

Das im Vorwärtsbereich liegende sogenannte "Plug Kalorimeter" wird aus Kupfer-Silikon-Lagen aufgebaut. Es mißt die Energie der Hadronen in einem Winkelbereich von .7° <  $\theta$  < 3.4° mit einer Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E_H}}$$

Mit den Kalorimetern wird bis auf .2 % der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt.

Ein supraleitender Magnet mit einem inneren Radius von 260 cm, einem äußeren Radius von 304 cm und einer Länge von 575 cm umgibt das gesamte LAr-Kalorimeter. Er erzeugt ein axiales Magnetfeld einer Stärke von 1.2 T, welches im CTD und FTD bis auf  $\pm 3\%$  konstant bleibt.

Magnet und Kalorimeter sind von Eisen umgeben, welches den Fluß des Magneten zurückführt und gleichzeitig als Muonenfilter dient. Zwischen den Eisenplatten befinden sich Plastik Streamer Kammern, die diejenigen hadronischen Schauer registrieren sollen, die das LAr- Kalorimeter durchdringen konnten.

Muonen können durch Muonenkammern, die den gesamten Detektor außen umgeben, und in den Plastik Streamer Kammern der Eisen-Instrumentierung nachgewiesen werden. In Vorwärtsrichtung ist zusätzlich ein Muonenspektrometer aus einer Kombination von Muonenkammern und einem magnetisierten Eisentoroid vorgesehen. Das Muonspektrometer kann in einem Winkelbereich von  $30^\circ < \theta < 170^\circ$  alle hindurchfliegenden Muonen registrieren.

## 4. Monte Carlo Untersuchungen zur Ortsmessung

Aus den Darstellungen des 2. Kapitels dieser Arbeit ist ersichtlich, daß Elektronen für den Nachweis fast aller neuartigen Reaktionen, die mit HERA produziert werden können, eine wichtige Rolle spielen.

Mit einem Simulationsprogramm, dem LUND Monte Carlo [4.1], wurden Ereignisse erzeugt, mit denen sich die räumliche Verteilung der Elektronen in einer Reaktion und der Einfluß von Untergrundeffekten auf den Nachweis der Elektronen untersuchen lassen.

### 4.1 Beschreibung der simulierten Reaktionen

Mit einem LUND Monte Carlo Simulationsprogramm wurden 465 Ereignisse mit Top-Quarks und 500 Ereignisse mit Bottom-Quarks erzeugt. Die Ereignisse mit Top- bzw. Bottom-Quarks wurden ausgewählt, weil diese Reaktionen keine sehr klare Signatur aufweisen. Die Spuren der Elektronen liegen in der Regel räumlich nahe bei den Quarkjets. Man kann also davon ausgehen, daß diese Reaktionen einen ungünstigen Fall für eine Reaktionsrekonstruktion repräsentieren. Andererseits lassen sich Produktion und Zerfall der schweren Quarks innerhalb des Standard Modells beschreiben, sodaß die Algorithmen, mit deren Hilfe die Reaktionen produziert werden experimentell und bei HERA Energien wenigstens theoretisch abgesichert sind. Im Gegensatz dazu muß man bei der Simulation exotischer Prozesse (z.B. Leptoquarks) mehr oder weniger spekulative Annahmen machen.

Die Elektronen, die direkt aus dem semileptonischen Zerfall der Top- bzw. Bottom-Quarks kommen werden im folgenden "primäre Elektronen" genannt. In den nächsten Abschnitten wird speziell für den FTD des H1 Detektors untersucht in wie weit sich primäre Elektronen in ihren kinematischen und topologischen Eigenschaften von den anderen Elektronen der erzeugten Ereignisse unterscheiden und welchen Einfluß Untergrundeffekte auf den Nachweis primärer Elektronen haben können.

Zunächst jedoch sollen die allgemeinen physikalischen Eigenschaften der simulierten Reaktionen näher betrachtet werden.

Figur 4.1 zeigt die  $x$ - und  $Q^2$ -Verteilungen der Top- und Bottom-Quark Reaktionen. Wie zu erwarten war (siehe Kapitel 1) haben die meisten Reaktionen kleine  $x$ -Werte ( $x < 0.2$ ; Fig. 4.1 a,b). Die  $Q^2$ -Verteilungen (Fig 4.1 c,d) fallen mit steigenden  $Q^2$  sehr steil ab. Die meisten Ereignisse haben  $Q^2$ -Werte kleiner als  $5000 \text{ GeV}^2$ . Für die Top-Quark Reaktionen reicht der  $Q^2$  Bereich bis zu  $17500 \text{ GeV}^2$  (Bottom-Quarks Reaktionen:  $Q^2_{\text{max}} = 42500 \text{ GeV}^2$ ).

Tabelle 4.1 zeigt die Multiplicität der erzeugten Top-Quark- und Bottom-Quark Reaktionen. Der prozentuale Anteil der einzelnen Teilchensorten ist für beide Reaktionstypen ungefähr gleich groß. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Top- und Bottom-Quarks in dem Monte Carlo Programm im wesentlichen nach denselben Algorithmen

produziert werden. Der Massenunterschied zwischen Top- ( $m_{\text{Top}}=40$  GeV) und Bottom-Quark ( $m_{\text{Bot}}=5$  GeV) kommt dadurch zum Ausdruck, daß bei den Top-Quark Reaktionen  $\sim 20\%$  mehr Teilchen entstanden sind.

Protonen, geladene Pionen und Kaonen machen etwa 50% der Teilchen aus. Neutrale Pionen haben eine relative Häufigkeit von 25%. Sie zerfallen nach  $\sim 10^{-16}$  s in zwei Photonen, d.h. die gesamte Anzahl von Photonen in allen Ereignissen beträgt für Top-Quark Reaktionen 13198 (Bottom-Quark Reaktionen: 10693). Photonen, die durch Abstrahlung aus angeregten Zuständen von Baryonen oder Mesonen entstanden sind, machen  $\sim 5\%$  aller Teilchen aus. Der prozentuale Anteil an Leptonen beträgt für Top-Quark Ereignisse 4.1% (Bottom-Quark Ereignisse: 3.2%).

	Top-Quark Ereignisse		Bottom-Quark Ereignisse	
	Anzahl	%	Anzahl	%
$\langle \pi/K/P \rangle$	12289	53.2	9839	53.4
$\langle \text{Lep} \rangle$	940	4.1	590	3.2
$\langle \gamma \rangle$	1298	5.6	1035	5.6
$\langle \pi^0 \rangle$	5950	25.7	4829	26.2
$\langle N_{\text{neutr.}} \rangle$	2637	11.4	2141	11.6
$\Sigma$	23114	100.0	18434	100.0
$\langle \pi^+ \pi^- \rangle$	10288	44.5	8296	45.0
$\langle K^+ K^- \rangle$	1262	5.5	915	5.0
$\langle P, \bar{P} \rangle$	739	3.2	628	3.4
$\langle e^+ e^- \rangle$	317	1.4	230	1.2
$\langle \mu^+ \mu^- \rangle$	173	0.8	101	0.6
$\langle \nu_l \rangle$	450	1.9	259	1.4

Tabelle 4.1 Multipizitäten der simulierten Top-Quark- und Bottom-Quark Ereignisse

Tabelle 4.2 zeigt die Anzahl der Elektronen, die in Proton-(vorwärts) bzw. Elektron-(rückwärts)-Richtung

	Top-Quark Ereignisse		Bottom-Quark Ereignisse	
	Anzahl	%	Anzahl	%
$\langle N \rangle_{\text{vorw.}}$	299	94.3	202	87.8
$\langle N \rangle_{\text{rückw.}}$	18	5.7	28	12.2
$\langle N \rangle_{\text{tot}}$	317	100.0	230	100.0
$\langle N \rangle_{\text{prim}}$	249	78.5	164	71.3
$\langle N \rangle_{\text{prim. vorw.}}$	235	74.1	142	61.7
$\langle N \rangle_{\text{prim. rückw.}}$	14	4.4	22	9.6

Tabelle 4.2 Anzahl der Elektronen, die in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung fliegen.

fliegen.

Hier zeigt sich ein Unterschied zwischen den beiden Reaktionstypen. Bei den Bottom-Quark Ereignissen fliegen mehr als doppelt so viele Elektronen in die Rückwärtsrichtung als bei den Top-Quark Ereignissen. Der Grund hierfür ist, daß die simulierten Reaktionen mit Bottom-Quarks im Mittel ein größeres  $Q^2$  als die Top-Quark Reaktionen besitzen. Je größer der  $Q^2$  Wert einer Reaktion ist, desto mehr zeigt der Quarkjet die Tendenz den Winkel zum Protonstrahl, bei konstantem x-Wert, zu vergrößern (Figur 1.2 und 1.3).

Die primären Elektronen, die in Vorwärtsrichtung fliegen, sind die interessantesten Elektronen für die Ortsmessungen am FTD. Diese Elektronen werden für die weiteren Untersuchungen benutzt.

#### 4.2 Trennung der Elektronspuren

Abstandsuntersuchungen geben darüber Aufschluß, ob sich die primären Elektronen innerhalb des FTD's von den anderen Teilchen der Reaktion räumlich trennen lassen. Um Abstände zwischen einzelnen Teilchenspuren berechnen zu können, müssen zunächst die Koordinaten der Spuren im gesamten FTD bekannt sein. Dazu wurde eine Routine entwickelt, die für jede beliebige z-Koordinate die r-,  $\varphi$ -Koordinaten einer Teilchenspur in einem konstanten Magnetfeld berechnen kann.

Auf geladene Teilchen, die durch ein Magnetfeld fliegen wirkt die Lorentzkraft:

$$\underline{F} = q * (\underline{v} \times \underline{B})$$

q = Ladung des Teilchens in Einheiten von e

$\underline{v}$  = Geschwindigkeitsvektor des Teilchens

$\underline{B}$  = magnetische Induktion des Feldes

Die geladenen Teilchen bewegen sich auf Helixbahnen (Schraubenbahnen auf einem Zylindermantel), wenn ihr Geschwindigkeitsvektor mit der magnetischen Induktion einen Winkel bildet. Positiv geladene Teilchen durchlaufen die Helix im Gegenuhrzeigersinn, während negativ geladene Teilchen die Helix im Uhrzeigersinn durchfliegen. Der Windungsradius r und der Windungsabstand h der Helix betragen:

$$(4.1) \quad r = \frac{m * v * \sin \alpha}{|q| * |\underline{B}|} \quad h = \frac{2 * \pi * m}{|q| * |\underline{B}|} * v * \cos \alpha$$

In einem konstanten Magnetfeld bleiben r und h konstant. Für ein Teilchen mit einer Energie von einigen GeV liegt der Radius der Helix in der Größenordnung von etwa 100 m. Das Programm zur Spurverfolgung im Magnetfeld benutzt die gleichen Formeln wie die Routine in Ref. [4.2]. Hier wird

für die Helixspur ein begleitendes Dreibein  $(x', y', z')$  definiert (Fig. 4.2). Die  $x'-y'$ -Koordinaten des Dreibeins sind um den Winkel  $\beta$  gegen die  $x$ -,  $y$ -Koordinaten des H1 Detektors gedreht, sodaß die  $y'$ -Achse parallel zur Tangente (Transversalimpulsvektor) an die  $x$ - $y$  Projektion der Helix liegt. Die positive  $x'$ -Achse ist durch die Richtung Helixachse - Wechselwirkungspunkt definiert. Die  $z$ - und  $z'$ -Achse fallen beim H1 Detektor zusammen. Im  $(x', y', z')$  - System läßt sich die Helix durch folgende Formeln beschreiben:

$$(4.2) \quad \begin{aligned} x' &= r * (\cos\theta - 1) \\ y' &= r * \sin\theta \\ z' &= r * \theta * \tan\lambda \end{aligned}$$

$\lambda$  entspricht der Steigung der Helix.  $\theta$  ist der Drehwinkel zwischen der Helixachse, dem Wechselwirkungspunkt und dem Punkt, vom dem man die Koordinaten berechnen möchte.  $\theta$  ist positiv für Rechtsschrauben und negativ für Linksschrauben. Die  $(x, y, z)$ -Koordinaten der Helix erhält man durch Rotation des begleitenden Dreibeins um den Winkel  $\beta$ :

$$(4.3) \quad \begin{aligned} x &= x' * \cos\beta - y' * \sin\beta \\ y &= x' * \sin\beta + y' * \cos\beta \\ z &= z' \end{aligned}$$

Die kartesischen Koordinaten werden, wegen der Geometrie des FTD's, zweckmäßigerweise in Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi, z)$  umgewandelt. Für jede Teilchenspur wurden diese Koordinaten für den Bereich  $z = 1.40$  m bis  $z = 2.65$  m in Schritten von 5 cm berechnet, so daß für jede Spur 25 Raumpunkte innerhalb des FTD's zur Verfügung stehen. In jeder dieser 25 Ebenen, senkrecht zum Teilchenstrahl, lassen sich Abstandsberechnungen zwischen verschiedenen Teilchenspuren durchführen. Der Abstand  $d$  zwischen zwei Punkten in einer der Ebenen ist in Zylinderkoordinaten gegeben durch:

$$d = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2 * r_1 * r_2 * \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}$$

Bei der angenommenen Winkelauflösung des FTD's von  $\sigma_\theta < 1$  mrad läßt sich der minimale Abstand zweier Spuren, die noch getrennt aufgelöst werden können, berechnen:

$$(4.4) \quad d_{\min} \sim z * \tan 0.001 \text{ rad}$$

Damit zwei Spuren räumlich aufgelöst werden, müssen sie am Eintrittsfenster des FTD's ( $z=1.30$  m) mindestens einen Abstand von 1.3 mm, und am Ende des FTD's ( $z= 2.65$  m) mindestens einen Abstand von 2.6 mm voneinander haben. In Tabelle 4.3 sind die Abstände, der primären Elektronen, zu allen geladenen Teilchen im FTD über alle 25

Ebenen summiert eingetragen.

Der größte Teil der primären Elektronen fliegt räumlich getrennt von den restlichen geladenen Teilchen durch den FTD. 11.3% der primären Elektronen bei Top-Quark Ereignissen (23.77% bei Bottom-Quark Ereignissen) haben Abstände zwischen 20 mm und 50 mm. Nur ungefähr 1% der Abstände sind kleiner als 20 mm.

Abstand [mm]	Top-Quark Ereignisse		Bottom-Quark Ereignisse	
	Anzahl	%	Anzahl	%
0 < d < 2.5	0	0.0	0	0.0
2.5 < d < 5	1	0.04	1	0.07
5 < d < 7.5	11	0.46	3	0.19
7.5 < d < 10	6	0.25	3	0.19
10 < d < 20	73	3.08	38	2.46
20 < d < 50	268	11.3	367	23.77
d > 50	2014	84.87	1132	73.32
$\Sigma$	2373	100.0	1544	100.0

Tabelle 4.3 Abstände von primären Elektronen zu allen anderen geladenen Teilchen im FTD

Ein Vergleich mit den minimalen Abständen, die sich aus der Winkelauflösung der FTD's ergeben zeigt, daß alle primären Elektronen mit den Spurrkammern des FTD's als Einzelspuren aufgelöst werden können. Nach Tabelle 4.3 kann auch das elektromagnetische Kalorimeter, welches im Bereich von  $5^\circ < \theta < 30^\circ$  Auslesemodule der Größe  $3.0 \times 3.0 \text{ cm}^2$  bzw.  $8 \times 9.4 \text{ cm}^2$  besitzt, den größten Teil ( $\sim 80\%$ ) der primären Elektronen vom Jet getrennt nachweisen.

#### 4.3 Untergrund bei der Elektronenidentifikation

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß die Elektronen aus dem Top- und Bottomzerfall räumlich gut von den Quarkjets getrennt sind. Untergrundeffekte können aber die Identifikation von Elektronen erschweren. Den Hauptbeitrag zum Untergrund liefert dabei die elektromagnetische Wechselwirkung von Photonen mit der Materie des Detektors.

Drei verschiedene Wechselwirkungen der Photonen mit Materie spielen eine Rolle. Bei niedrigen Photonenenergien  $E$  überwiegt der Photoeffekt, der mit  $1/E^3$  variiert. Im Energiebereich zwischen 1 MeV und 10 MeV liefert die Comptonstreuung ( $\sim 1/E$ ) den Hauptbeitrag und für Photonenenergien  $E > 10 \text{ MeV}$  überwiegt Paarbildung. Aus Impulserhaltungsgründen können Photonen nur im Coulombfeld eines Kernes konvertieren. Sie müssen mindestens eine Energie  $E = 2 \cdot m_e \cdot c^2 \sim 1.02 \text{ MeV}$  haben. Figur 4.3 zeigt das Photon Energiespektrum der Top-Quark- und Bottom-Quark Ereignisse. Es zeigt, daß der weitaus größte Teil der Photonen so hohe Energien hat, daß die Paarbildung der dominierende Prozess bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie ist.

Die Schwächung, die ein Photonenstrahl beim durchfliegen von Materie der Dicke  $x$  durch Paarbildung erleidet, ist für Photonenenergien  $E > 1$  GeV:

$$(4.5) \quad I = I_0 * \exp -(7x/9X_0)$$

Die materialabhängige Strahlungslänge  $X_0$  ist als die Strecke Materie definiert, bei der die Intensität eines Elektronenstrahls auf  $1/e$  abgefallen ist. Aus Gleichung (4.5) läßt sich die Wahrscheinlichkeit  $W$  berechnen mit der ein Photon in einem Material mit einer Dicke  $x$  und Strahlungslänge  $X_0$  konvertiert:

$$(4.6) \quad W = 1 - \exp -(7x/9X_0)$$

Mit Hilfe der Gleichung (4.6) und den in Tabelle 4.4 angegebenen Strahlungslängen wurde die Photonkonversion im gesamten Bereich des Zentraldetektors simuliert. Für jedes konvertierte Photon wurde ein  $e^+e^-$  Paar den Ereignissen hinzugefügt. Die Energieverteilung der Elektronen und Positronen ist dabei als eine Rechteckverteilung angenommen und ihre Impulsvektoren parallel zur ursprünglichen Richtung des Photons gewählt.

Detektorelement	$X_0$ [%]	$\theta = 90^\circ$
Beampipe	2	
Innere MWPC's	7	
Jet Kammer	7	
Endplatte der Jet Kammer	10	$\theta = 0^\circ$
FTD	12	

Tabelle 4.4 Strahlungslängen für die einzelnen Detektorkomponenten des Zentraldetektors

Die Ergebnisse der Photonkonversionssimulation zeigt Tabelle 4.5. In den Detektorkomponenten sind 24% der Photonen konvertiert. Die Unterschiede zwischen den Top-Quark- und Bottom-Quark Reaktionen sind dabei gering. Im Mittel entstehen in jedem Top-Quark Ereignis 7, in jedem Bottom-Quark Ereignis 5  $e^+e^-$  Paare.

Photonen konvertiert in	Top-Quark Ereignisse		Bottom-Quark Ereignisse	
	Anzahl	%	Anzahl	%
Beampipe	856	6.5	688	6.4
Inner MWPC's	1414	10.7	1048	9.8
Jet Kammer	410	3.1	317	3.0
Endplatte	234	1.8	233	2.2
FTD	335	2.5	268	2.5
$\Sigma$	3249	24.6	2554	23.9

Tabelle 4.5 Orte und Anzahl konvertierter Photonen

Die Koordinaten der Spuren der Konversionspaare wurden, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, berechnet. Damit lassen sich die minimalen Abstände zwischen primären und Konversions-Elektronen angeben (Tabelle 4.6).

Die Abstände der einzelnen Spuren für die Top-Quark- und Bottom-Quark Ereignisse bereiten keine Schwierigkeiten, da die Winkelauflösung des FTD's ausreicht, um diese Spuren getrennt nachweisen zu können.

d [mm]	Top-Quark Ereignisse		Bottom-Quark Ereignisse	
	rel. Anzahl [%]		rel. Anzahl [%]	
0 < d < 7.5	0.0		0.0	
7.5 < d < 10	1.3		0.0	
10 < d < 40	5.0		12.4	
40 < d < 100	18.0		18.8	
d > 100	75.7		68.8	

Tabelle 4.6 Minimale Abstände zwischen primären Elektronen und Konversionspaaren

Eine weitere Quelle für Konversionselektronen bilden die Photonen, die durch die Bremsstrahlung von Elektronen entstehen. Elektronen, die durch ein Coulombfeld eines Atomkernes fliegen, werden abgebremst und geben die frei werdende Energie in Form von Photonen ab. Den totalen Energieverlust durch Strahlung, den ein Elektron erleidet, wenn es durch ein Material der Dicke dx fliegt, läßt sich durch Integration über das Photonenspektrum berechnen:

$$(4.7) \quad \frac{dE}{dx} = - \frac{E}{X_0}$$

Das Photon kann auf einer Elektronspur in ein  $e^+e^-$  Paar konvertieren, so daß zwei Elektronen und ein Positron

räumlich sehr nahe beieinander liegen und irrtümlicherweise als ein  $e^+e^-$  Paar angesehen werden könnten. Die Doppelspurauflösung des FTD's beträgt 3 mm. Wenn die Konversionselektronen des Bremsquants zusammen mit dem primären Elektron irrtümlich als ein  $e^+e^-$  Paar angesehen werden, so muß der Abstand der Konversionselektronen kleiner 6 mm sein. Von der Anzahl der konvertierten  $e^+e^-$  Paare (aus der Photonkonversionssimulation) als Funktion der Photonenenergie, die einen Abstand kleiner als 6 mm zueinander haben, läßt sich auf die Anzahl der konvertierten Bremsquanten schließen, deren  $e^+e^-$  Paare einen Abstand kleiner als 6 mm zueinander einnehmen. Für die Photonkonversion gilt:

$$N_{<6\text{mm}}(E) = n_{\gamma}(E) * f(E)$$

Für die Photonkonversion der Bremsquanten gilt:

$$N^{\text{br}}_{<6\text{mm}} = n^{\text{br}}_{\gamma}(E) * f(E)$$

Damit erhält man die Anzahl der Photonen aus der Bremsstrahlung, die in  $e^+e^-$  Paare konvertieren, und einen Abstand kleiner 6 mm zueinander haben:

$$(4.8) \quad N^{\text{br}}_{<6\text{mm}}(E) = n^{\text{br}}_{\gamma}(E) * \frac{N_{<6\text{mm}}(E)}{n_{\gamma}(E)}$$

Die Energie der Bremsstrahlungsquanten erhält man durch Integrierung der Gleichung (4.7):

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-(x/X_0)}$$

$$E_{\gamma} = E_0 - \langle E \rangle = (1 - e^{-(x/X_0)})$$

Es wird angenommen, daß der FTD 130 cm lang ist und aus 3 Polyäthylen-Radiatoren mit einer Gesamtlänge von 30 cm und aus Nachweiskammern der Länge 100 cm mit 30% Xenon Gasfüllung besteht. Das Verhältnis  $x/X_0$  läßt sich mit:

$$\rho_{\text{CH}_2} = .12 \text{ gcm}^{-3} \quad \rho_{\text{XE}} = 5.89 \times 10^{-3} \text{ gcm}^{-3}$$

$$X_0 = 44.8 \text{ gcm}^{-2} \quad X_0 \text{ XE} = 8.48 \text{ gcm}^{-2}$$

zu

$$\frac{x}{X_0} = \frac{x_C}{X_0 \text{ c}} + \frac{x_{\text{XE}}}{X_0 \text{ XE}} = .15$$

berechnen. Damit ist die mittlere Energie der Photonen:

$$E_{\gamma} = .14 * E_0$$

Die Elektronen verlieren durch Bremsstrahlung innerhalb des FTD's im Mittel 14% ihrer Energie. Die Anzahl der primären Elektronen, die Bremsquanten in einem bestimmten Energieintervall abgeben, wird multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron Bremsstrahlung abgibt und das Photon konvertiert:

$$W_{\text{brems}} = 1 - e^{-(x/X_0)} = 0.14$$

$$W_{\text{konv}} = 1 - e^{-(7x/9X_0)} = 0.11$$

Die Anzahl der Bremsquanten, die in  $e^+e^-$  Paare mit einem Abstand kleiner als 6 mm konvertieren, läßt sich nach Gleichung 4.8 berechnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.7 eingetragen.

#### Top-Quark Ereignisse

E [GeV]	$N_{<6\text{mm}}$	prim. $e^+e^-$	$n^{\text{br}}_{\gamma}$	$n_{\gamma}(E_0)$	$N^{\text{br}}_{<6\text{mm}}(E_0)$
$E < 1$	11	66	2.2	6120	3.9
$1 < E < 2$	3	38	0.47	1927	0.7
$2 < E < 3$	1	22	0.34	1081	0.3
$3 < E < 5$	0	16	0.34	1137	0.0
$5 < E < 10$	1	31	0.15	1121	0.1
$10 < E < 20$	0	22	0.0	801	0.0
$20 < E < 30$	1	13	0.0	0	0.0
$30 < E < 40$	0	9	0.0	0	0.0
$40 < E < 50$	0	10	0.0	0	0.0
$E > 50$	0	8	0.0	0	0.0

#### Bottom-Quark Ereignisse

E [GeV]	$N_{<6\text{mm}}$	prim. $e^+e^-$	$n^{\text{br}}_{\gamma}$	$n_{\gamma}(E_0)$	$N^{\text{br}}_{<6\text{mm}}(E_0)$
$E < 1$	15	30	0.95	4499	3.2
$1 < E < 2$	0	10	0.54	1559	0.0
$2 < E < 3$	0	9	0.34	937	0.0
$3 < E < 5$	1	13	0.2	999	0.2
$5 < E < 10$	2	35	0.06	1087	0.1
$10 < E < 20$	2	22	0.0	713	0.0
$20 < E < 30$	0	9	0.0	0	0.0
$30 < E < 40$	0	4	0.0	0	0.0
$40 < E < 50$	0	4	0.0	0	0.0
$E > 50$	0	6	0.0	0	0.0

Tabelle 4.7 Anzahl der Konversionspaare von Bremsstrahlungsquanten mit einem Abstand kleiner als 6mm

Die mittlere Anzahl von Konversionspaaren aus Bremsstrahlungsquanten, die einen Abstände kleiner als 6mm zueinander haben, beträgt für

$$\text{Top-Quark Reaktionen} : N_{br}^{<6\text{mm}} = (1.3 \pm 0.04) \times 10^{-3}$$

$$\text{Bottom-Quark Reaktionen: } N_{br}^{<6\text{mm}} = (1.1 \pm 0.05) \times 10^{-3}$$

Das bedeutet, daß ungefähr jedes tausendste primäre Elektron ein Bremsquant aussendet, welches in ein  $e^+e^-$  Paar konvertiert, wobei das Konversionspaar einen Abstand kleiner als 6 mm im FTD hat. Die Konversion von Bremsquanten hat somit nur einen geringen Einfluß auf die Identifikation von primären Elektronen.

Pionen können auch einen Beitrag zum Untergrund für die Elektronidentifikation liefern. Wenn eine Photonspur räumlich sehr nahe bei einer Pionenspur liegt und das Photon in ein  $e^+e^-$  Paar konvertiert, läßt sich dieser Prozess nicht von der Konversion eines Bremsquants auf einer Elektronspur unterscheiden und das Pion wird irrtümlicherweise für ein Elektron gehalten. Dieser Untergrundprozess ist nicht nur für den FTD sondern auch für das elektromagnetische Kalorimeter von Bedeutung. Im elektromagnetischen Kalorimeter bildet das Photon einen Schauer, der den hadronischen Schauer des Pions überdecken kann, so daß eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen nicht mehr möglich ist.

Eine Abschätzung der Größe dieses Effektes liefert die Berechnung der Abstände zwischen Pionen und Photonen der simulierten Reaktionen. Die Abstände zwischen Pionen und Photonen wurden, wie oben beschrieben, in 25 Ebenen senkrecht zum Teilchenstrahl innerhalb des FTD's, berechnet. Die Anzahlen der Abstände der  $\pi/\gamma$ -Paare wurden, in jedem Abstandsintervall, über die Anzahl der Ebenen gemittelt. Tabelle 4.8 zeigt die mittleren Abstände der  $\pi/\gamma$ -Paare pro Ebene. Im Vergleich zu den Top-Quark Reaktionen zeigen die Bottom-Quark Reaktionen deutlich mehr  $\pi/\gamma$ -Paare bei kleinen ( $<50$  mm) Abständen.

Abstand [mm]	Top-Quark		Bottom-Quark	
	Anzahl	Fehler	Anzahl	Fehler
0 < d < 2.5	0.69	0.04	3.1	0.04
2.5 < d < 5	2.3	0.09	7.9	0.12
5 < d < 7.5	5.7	0.1	10.0	0.18
7.5 < d < 10	6.3	0.21	13.0	0.2
10 < d < 20	42.4	0.6	75.8	1.1
20 < d < 50	216.9	3.0	264.1	3.2
d > 50	2808.3	13.7	1830.0	8.6

Tabelle 4.8 Mittlere Anzahl von  $\pi/\gamma$ -Paaren mit Abständen kleiner als d pro Ebene

Mit der mittleren Anzahl von  $\pi/\gamma$ -Paaren pro Ebene, die

sich nach:

$$A = \sum_i \frac{N_i}{N_{\text{Ebene}}}$$

berechnet, läßt sich die mittlere Anzahl von  $\pi/\gamma$ -Paaren mit einem Abstand kleiner  $d$  in Prozent angeben (Tabelle 4.9).

Innerhalb des FTD's ist die räumliche Verteilung der Pionspuren und Photonen für Top-Quark und Bottom-Quark Reaktionen nur von geringer Bedeutung, da der Anteil an  $\pi/\gamma$ -Paaren mit einem Abstand, der kleiner als die Doppelspurauflösung des FTD's ist, 0.022% für Top-Quark- und 0.14% für Bottom-Quark Reaktionen ausmacht.

Beim elektromagnetischen Kalorimeter liegen für Top-Quark Reaktionen  $(8.9 + 0.4) \%$  bzw. für Bottom-Quark Reaktionen  $(16.96 + 0.72) \%$  der  $\pi/\gamma$ -Paare innerhalb eines Segmentes. Hier bildet die Überlappung der Pionenspuren mit Photonen einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum Untergrund für die Elektronidentifikation.

Abstand [mm]	Top-Quark		Bottom-Quark	
	Anzahl [%]	Fehler	Anzahl [%]	Fehler
$0 < d < 2.5$	0.022	0.004	0.14	0.006
$2.5 < d < 5$	0.075	0.008	0.36	0.018
$5 < d < 7.5$	0.18	0.009	0.45	0.027
$7.5 < d < 10$	0.2	0.02	0.59	0.03
$10 < d < 20$	1.4	0.06	3.44	0.16
$20 < d < 50$	7.0	0.3	11.98	0.474
$d > 50$	91.1	1.3	83.03	1.275

Tabelle 4.9 Mittlere Anzahl von  $\pi/\gamma$ -Paaren mit Abstand kleiner  $d$  pro Ebene

#### 4.4 Pion-Elektron-Trennung

Bei der Elektronidentifikation durch einen TRD bilden Pionen den Hauptteil des Untergrundes. In dem Übergangsstrahlungsdetektor verunreinigen sie das Signal, da sie nach dem Elektron und dem Myon die drittleichtesten geladenen Elementarteilchen sind. Die Übergangsstrahlung ist proportional zum  $\gamma$ -Faktor des Teilchens, d.h. daß die Pionen ab einem bestimmten Wert von  $\gamma$ , der nahe bei dem für Elektronen liegt, Übergangsstrahlung produzieren und somit das Signal der Elektronen verunreinigen.

Eine wichtige Kenngröße des TRD's und des elektromagnetischen Kalorimeters ist die Pion-Elektron-Trennwahrscheinlichkeit, oder kurz  $\pi/e$ -Trennung. Das elektromagnetische Kalorimeter soll eine  $\pi/e$ -Trennung von  $10^{-3}$  und der TRD eine von  $10^{-1}$  erreichen.

Im folgenden wird am Beispiel der simulierten Top-Quark- und Bottom-Quark Ereignisse gezeigt, wie sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund in Verbindung mit kine-

matischen Schnitten bei verschiedenen  $\pi/e$ -Trennungen verändert.

Dabei werden Schnitte auf den Winkel  $\theta$  und den Transversalimpuls  $P_t$  betrachtet. Tabelle 4.10 zeigt die Anzahl der Hadronen (Untergrund) und die Anzahl an primären Elektronen (Signal), die nach einem Schnitt in  $\theta$  ( $5^\circ < \theta < 30^\circ$ ) übrig bleiben. Das Signal und der Untergrund reduzieren sich dabei auf etwa 50%. Mit einem Schnitt in der Transversalimpulsverteilung läßt sich der Untergrund weiter reduzieren. Dabei geht aber auch ein Teil des Signals verloren. So kann z.B. bei den Top-Quark Reaktionen der Untergrund von 12% (wenn  $P_t > 1$  GeV/c gefordert wird) auf 1.3% (für  $P_t > 5$  GeV/c) reduziert werden. Gleichzeitig verringert sich aber das Signal von 19.1% auf 8.5%.

Hadronen	Top-Quark		Bottom-Quark	
	Ereignisse			
$P_t$ [GeV/c]	Anzahl	%	Anzahl	%
	5136	43.5	3624	39.6
$P_t > 1$	1415	12.0	1335	14.6
$P_t > 2$	646	5.5	775	8.5
$P_t > 3$	368	3.1	512	5.6
$P_t > 5$	156	1.3	249	2.7
$\Sigma$	11801	100.0	9151	100.0

primäre Elektronen				
$P_t$ [GeV/c]	Anzahl	%	Anzahl	%
	117	49.8	86	60.6
$P_t > 1$	45	19.1	55	38.7
$P_t > 2$	38	16.2	40	28.2
$P_t > 3$	31	13.2	27	19.0
$P_t > 5$	20	8.5	12	8.4
$\Sigma$	235	100.0	142	100.0

Tabelle 4.10 Anzahl der Hadronen und primären Elektronen, die nach einem Schnitt in  $P_t$  für den Winkelbereich  $5^\circ < \theta < 30^\circ$  übrigbleiben

In Tabelle 4.11 ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund für verschiedene  $\pi/e$ -Trennungen und Schnitte in  $P_t$  dargestellt. Bei einer  $\pi/e$ -Trennung von  $10^{-1}$  beträgt das Verhältnis von Signal zu Untergrund, oberhalb von  $P_t = 1$  GeV/c für Top-Quark Reaktionen 1:3 und für  $P_t > 5$  GeV/c 2:1 (bei Bottom-Quark Reaktionen entsprechend 1:10 und 1:2). Wählt man größere Schnitte in  $P_t$  verbessert sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund, gleichzeitig wird aber der größte Teil des Signals abgeschnitten. Damit man bei einem kleineren  $P_t$  Schnitt noch ein Signal über dem Untergrund erkennen kann, muß der Detektor eine bessere  $\pi/e$ -Trennung aufweisen.

Für eine  $\pi/e$ -Trennung von  $10^{-4}$  beträgt das Verhältnis von Signal zu Untergrund für Top-Quark Reaktionen 450:1 bzw. 2000:1, wenn man sich auf  $P_t > 1$  GeV/c bzw.  $P_t > 5$  GeV/c beschränkt. Hier wäre es günstiger den  $P_t$  Schnitt unterhalb 1 GeV vorzunehmen. Der Vorteil, daß fast 100% des Signals genutzt werden können, überwiegt hier der Vergrößerung des

Untergrundes.

$P_t$ [GeV/c]	Signal $\pi$ bei $\frac{\pi}{e} = 10^{-1}$		Signal $\pi$ bei $\frac{\pi}{e} = 10^{-4}$	
	Untergrund T	B	Untergrund T	B
$P_t > 1$	45	55	45	55
	141.5	133.5	0.1	0.1
$P_t > 2$	38	40	38	40
	64.6	77.5	0.06	0.07
$P_t > 3$	31	27	31	27
	36.8	51.2	0.04	0.05
$P_t > 5$	20	12	20	12
	15.6	24.9	0.01	0.02

Tabelle 4.11 Verhältnis von Signal zu Untergrund bei verschiedenen  $\pi/e$ -Trennwahrscheinlichkeiten und  $P_t$  Schnitten für den Bereich  $5^\circ < \theta < 30^\circ$  (T: Top-Quark Reaktionen ; B: Bottom-Quark Reaktionen)

Mit Hilfe der  $\pi/e$ -Trennung und dem dadurch gegebenen Verhältnis von Signal zu Untergrund läßt sich der minimal nachweisbare Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Top- und Bottomquarks für HERA Energien abschätzen. Die Anzahl der primären Elektronen, normiert auf die Anzahl der Hadronen, ist gleich dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Top- und Bottom-Quarks, normiert auf den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$(4.9) \quad \frac{N_{\text{prim. } e^+e^-}}{N_{\text{Hadronen}}} = \frac{\sigma_{\text{top/bottom}}}{\sigma_{\text{tot}}}$$

Mit einer  $\pi/e$ -Trennung von  $10^{-4}$  folgt damit für die Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{\text{top}} = 0.44 \% * \sigma_{\text{tot}} \quad \text{bzw.}$$

$$\sigma_{\text{bot}} = 0.42 \% * \sigma_{\text{tot}}$$

Falls der Wirkungsquerschnitt für Topquark- bzw. Bottomquark Produktion in der Größenordnung von 0.1% des totalen Wirkungsquerschnittes liegt, lassen sich Top- und Bottomquarks anhand ihrer semileptonischen Zerfälle mit

dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem TRD nachweisen, falls die  $\pi/e$ -Trennung  $10^{-4}$  beträgt. Schnitte auf den Transversalimpuls des Teilchens können das Verhältnis von  $\sigma_{top/bot}$  zu  $\sigma_{tot}$  um einen Faktor 2-3 verbessern.

#### 4.5 Untersuchungen zur Akzeptanz des FTD's

Die geometrische Akzeptanz  $\epsilon_{geo}$  des Öffnungsfensters des FTD's ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 (4.10) \quad \epsilon_{geo} &= \frac{R^2}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/36}^{\pi/6} \sin\theta d\theta \\
 &= \frac{1}{2} (-\cos\theta) \Big|_{\pi/36}^{\pi/6} \\
 &= 6.5 \%
 \end{aligned}$$

mit:  $R$  = Abstand Wechselwirkungspunkt - FTD-Fenster  
 $= 130$  cm

Die Akzeptanz für eine bestimmte Teilchensorte berechnet sich aus dem Verhältnis:

$$\epsilon = \frac{N}{N_{ges}}$$

mit:  $N$  Anzahl der Teilchen die durch das FTD Öffnungsfenster fliegen

$N_{ges}$  gesamte Anzahl der Teilchen

Der Fehler der Akzeptanz beträgt:

$$\sigma_{\epsilon} = \sqrt{\left[\frac{1}{N_{ges}}\right]^2 m^2_N + \left[\frac{N}{N^2_{ges}}\right]^2 m^2_{N_{ges}}}$$

Da Teilchen mit  $\theta < 5^\circ$  im Strahlrohr fliegen und somit im FTD nicht nachweisbar sind, wird die Akzeptanz auf die Anzahl der Teilchen mit  $\theta > 5^\circ$  normiert. Sie ist in Tabelle 4.12 für Elektronen und Pionen angegeben.

Für die primären Elektronen der Top-Quark- und Bottom-Quark Reaktionen ergibt sich eine Akzeptanz von etwa 65%. Die Akzeptanz für Pionen beträgt 55%.

$\theta [^\circ]$	Top-Quark				Bottom-Quark			
	Anzahl prim.e <sup>+</sup> e <sup>-</sup>		Anzahl Pionen		Anzahl prim.e <sup>+</sup> e <sup>-</sup>		Anzahl Pionen	
$\theta < 5$	56	7.5	3408	58.4	17	4.1	2880	53.5
$5 < \theta < 30$	117	10.8	4017	63.4	86	9.3	2951	54.3
$\theta > 30$	62	7.9	2863	53.5	39	6.2	2465	49.6
$E_{\theta > 5^\circ}$	179	13.4	6880	82.9	125	11.2	5416	73.6
$\epsilon$	(65.4+7.8)%		(58.4+1.1)%		(68.8+9.6)%		(54.5+1.2)%	

Tabelle 4.12 Winkelverteilung und Akzeptanz des FTD Fensters für primäre Elektronen und Pionen aus dem TJ- und BJ Datensatz

Da die Pionen hauptsächlich bei der Jetfragmentation entstehen und besonders der Proton-Fragmentationsjet in einem schmalen Kegel in Vorwärtsrichtung gebündelt ist, geht der größte Teil der Pionen ( $\sim 30\%$ ) im Strahlrohr verloren. Dies ist für die Identifikation von Elektronen im FTD nicht von Nachteil. Die Pionen bilden hier nur den Untergrund.

Aus den Winkelverteilungen der primären Elektronen (Fig. 4.4 a,b) läßt sich berechnen, daß das Öffnungsfenster des FTD's für eine 90%ige Akzeptanz der Elektronen einen Winkel  $\theta$  zwischen  $5^\circ$  und  $\sim 50^\circ$  haben muß. Dies bedeutet aber, daß sich der Durchmesser des FTD's nahezu verdoppeln würde ( von 80 cm auf 155 cm).

Figur 4.5 a,b zeigt die Winkelverteilung der Pionen zwischen  $5^\circ < \theta < 30^\circ$  für zwei verschiedene  $P_t$  Schnitte:  $P_t < 1$  GeV/c und  $4 < P_t < 5$  GeV/c.

Pionen mit einem  $P_t < 1$  GeV/c sind häufiger bei kleinen Winkeln anzutreffen, während Pionen mit  $4 < P_t < 5$  GeV/c gleichmäßig über das FTD-Fenster verteilt sind.

$P_t$ [GeV/c]	Top-Quark				Bottom-Quark			
	Akzeptanz [%] Pionen		Akzeptanz [%] prim.e <sup>+</sup> e <sup>-</sup>		Akzeptanz [%] Pionen		Akzeptanz [%] prim.e <sup>+</sup> e <sup>-</sup>	
$P_t < 1$	74.7	1.8	61.5	9.2	64.6	1.9	36.1	7.5
$1 < P_t < 2$	14.6	0.06	6.0	2.3	15.7	0.08	17.4	4.9
$2 < P_t < 3$	4.8	0.03	6.0	2.3	7.1	0.05	15.1	4.5
$3 < P_t < 4$	2.3	0.02	6.8	2.5	4.3	0.04	11.6	3.9
$4 < P_t < 5$	1.3	0.02	2.6	1.5	2.5	0.03	5.8	2.7
$P_t > 5$	2.3	0.02	17.1	4.1	5.8	0.04	14.0	4.3

Tabelle 4.13 Abhängigkeit der Akzeptanz von primären Elektronen und Pionen vom Transversalimpuls. Normiert wurde auf die Akzeptanzen aus Tabelle 4.12

Tabelle 4.13 zeigt die Akzeptanz der primären Elektronen und Pionen für verschiedene Transversalimpulsbins  $P_t$ . Die Akzeptanzen  $\epsilon(P_t)$  wurden dazu auf diejenigen aus Tabelle 4.12 normiert.

Pionen mit kleinem  $P_t$  ( $<1$  GeV/c) haben die größte Akzeptanz und sie fällt mit steigendem  $P_t$  sehr schnell ab. Für primäre Elektronen bleibt die Akzeptanz jedoch zwischen  $P_t = 2$  GeV/c und  $P_t = 4$  GeV/c annähernd konstant.

In den FTD fliegen hauptsächlich Pionen mit kleinem Transversalimpuls ( $P_t < 1$  GeV), wobei diese in einem Bereich zwischen  $5^\circ < \theta < 15^\circ$  konzentriert sind. Primäre Elektronen, die durch das FTD Fenster fliegen haben im Mittel einen größeren Transversalimpuls und sind gleichmäßiger über das Öffnungsfenster verteilt.

Die wichtigsten Ergebnisse des 4. Kapitels werden hier zusammengefaßt:

- Die primären Elektronen, der erzeugten Top- und Bottom-Quark Ereignisse, sind innerhalb des FTD's räumlich klar von den restlichen Teilchen getrennt.
- Untergrundeffekte, wie z.B. die Konversion von Photonen, Bremsstrahlung und die Überlappung von Pion-Spuren und Photonen spielen bei der Identifikation von Elektronen für den TRD nur eine untergeordnete Rolle. Die Überlappung der Pionspuren und Photonen muß beim elektromagnetischen Kalorimeter berücksichtigt werden, da  $\sim 10\%$  der Pion- und Photonspuren einen Abstand zueinander besitzen, der kleiner als die Segmentgröße des Kalorimeters ist.
- Die geometrische Akzeptanz des FTD's beträgt 6.5% von  $4\pi$ . Aufgrund der kinematischen Bedingungen bei HERA ist sein Durchmesser ausreichend groß. Die Akzeptanz für Elektronen beträgt  $\sim 60-70\%$  und die für Pionen  $\sim 50-60\%$ .

Die geplante Konfiguration des FTD's genügt bezüglich den Drahtabständen der Kammern und seiner geometrischen Abmessung den physikalischen Anforderungen.

## 5. Energieverlust und Übergangsstrahlung

Für die Simulation der Pion-Elektron-Trennwahrscheinlichkeit ist das Verständnis der physikalischen Grundlagen eines TRD's von entscheidender Bedeutung.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das Phänomen des Energieverlustes von Teilchen in Materie behandelt und im zweiten Abschnitt der Übergangsstrahlungseffekt besprochen.

Zum Abschluß dieses Kapitels werden diejenigen Parameter, die die physikalischen Eigenschaften eines TRD's bestimmen, diskutiert.

### 5.1 Energieverlust geladener Teilchen

Ein geladenes Teilchen erfährt bei Durchquerung eines Mediums einen Energieverlust, der nur von der Geschwindigkeit

$$\beta = \frac{|P|}{E} \quad \underline{P}, E = \text{Impuls und Energie des Teilchens}$$

und nicht von der Art des Teilchens abhängt.

Durch Coulomb Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Atome verliert das eindringende Teilchen Energie.

Der mittlere Energieverlust pro Weglänge wird durch die empirische Formel von Bethe und Bloch beschrieben:

$$(5.1) \quad \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N \alpha^2 \hbar^2}{m_e} \frac{Z}{A} \ln \frac{2m_e c^2}{I(Z)} \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \delta$$

mit:

- N = Elektronendichte pro cm<sup>3</sup>
- $\alpha$  = Feinstrukturkonstante
- m<sub>e</sub> = Elektronenmasse
- Z = Kernladungszahl des Mediums
- A = Atomgewicht des Mediums
- I = Ionisationspotential des Mediums
- $\delta$  = relativistischer Korrekturterm

Figur 5.1 zeigt den relativen Energieverlust eines Teilchens als Funktion von  $\beta\gamma = P/\mu c$  ( $\mu$  = Masse des Teilchens). Bis zu einem Wert von  $\beta\gamma = 4$  (nicht relativistischer Bereich) fällt der Energieverlust mit  $\beta^{-2}$  ab, steigt dann wieder proportional zu  $\ln\beta$  an und geht, abhängig vom Material, zwischen  $\beta\gamma = 500-1000$  in die Sättigung über. Der logarithmische ("relativistische") Wiederanstieg hat seine Ursache darin, daß sich im Ruhesystem des Teilchens die Transversalkomponente des Teilchenfeldes vergrößert, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens vergleichbar mit der Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium wird. Damit wird die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung erhöht, da das Teilchen auch mit entfernteren Hüllenelektronen wechselwirken kann.

In einem Medium mit verschwindender Dichte würde der Energieverlust mit wachsender Geschwindigkeit  $\beta$  immer weiter ansteigen. Die dielektrischen Eigenschaften realer Medien verändern aber das Feld des Teilchens so, daß es sich ab einer bestimmten Geschwindigkeit nicht mehr ausdehnen kann. Der Energieverlust wird dann unabhängig von  $\beta\gamma$  (Fermiplateau). Dieses Verhalten wird durch den Korrekturterm  $\delta$  in Gleichung 5.1 berücksichtigt.

Das  $\beta\gamma$ -Intervall in dem der relativistische Wiederanstieg stattfindet, ist abhängig von den atomaren Eigenschaften und der Dichte des Mediums.

Bei Festkörpern und Flüssigkeiten liegt das Fermiplateau nur einige Prozent oberhalb von  $(dE/dx)_{\min}$  während bei Edelgasen mit großem  $Z$  diese Differenz 50%-70% von  $(dE/dx)_{\min}$  betragen kann. (In der Praxis kommen deshalb nur Gase für die Energieverlustmessung in Frage.)

Wenn der Verlauf des relativen Energieverlustes mit  $\gamma$  bekannt ist, läßt sich durch Messung des Energieverlustes eines Teilchens bei einem bestimmten  $\gamma=\gamma_1$  auf den Energieverlust eines anderen Teilchens bei einem beliebigen  $\gamma$  schließen, indem man aus Figur 5.1 den entsprechenden Skalierungsfaktor  $f$  abliest:

$$(5.2) \quad (dE/dx)_{\gamma_1} = f * (dE/dx)_{\gamma}$$

Je größer die gemeinsame Teilchenenergie ist, desto größer wird auch  $f$ . Für  $f=1$  liegt der Energieverlust beider Teilchen im Fermiplateau.

Bei der Durchquerung des Mediums kann das Teilchen einige 100 bis 1000 Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen der Atome machen. Dazu gehören Anregungsprozesse und die Streuung des Teilchens an den "quasifreien" Hüllenelektronen der Atome des Mediums.

Da diese Wechselwirkungen unabhängig voneinander sind, ist der Energieverlust eines Teilchens ein statistischer Prozeß. In der Praxis mißt man daher nicht den mittleren Energieverlust pro Weglänge, sondern die sogenannte Landauverteilung des Ionisationsverlustes mit dem mittleren Energieverlust aus Gleichung 5.1 als Mittelwert.

Eine typische gemessene Landauverteilung zeigt Figur 5.2. Das Spektrum dieser asymmetrischen Verteilung reicht von einigen eV bis hinauf zur kinematisch möglichen Grenze

$$E_{\max} = 2m_e \beta^2 \gamma^2 c^2$$

für die Streuung geladener Teilchen an Elektronen.

Der Maximalwert dieser Verteilung wird hauptsächlich durch die Anregungsprozesse verursacht, während zu höheren Energien hin die Streuprozesse dominieren. Die Signale mit den höchsten Energien werden durch sogenannte  $\delta$ -Elektronen, die durch die Streuung eines Teilchens an der Atomhülle entstehen und zum Energieverlust dieses Teilchens beitragen, verursacht. Der Wirkungsquerschnitt

für die Anregungsprozesse ist im wesentlichen durch das Photoabsorptionsverhalten des Materials bestimmt, während sich der Wirkungsquerschnitt für die Streuprozesse durch die Rutherford Formel ( $d\sigma/dE \propto E^{-2}$ ) beschreiben läßt.

Die Breite einer Landauverteilung bei ihrer halben Höhe (engl: Full Width Half Maximum : FWHM ) ist abhängig von der Ionisationsstrecke  $x$ , die von dem geladenen Teilchen durchflogen wird.

Figur 5.3 zeigt die Abhängigkeit der relativen Breite der Landauverteilung von der Ionisationsstrecke  $x$ , bzw von der dimensionslosen Größe  $f/I = 2\pi N_e^4 x / m\beta^2 c^2 I$ , für Xenon, Argon und Propan. Die Breite der Landauverteilung nimmt zu größeren Ionisationsstrecken hin ab. Der Grund für diese Abnahme ist rein statistischer Natur. Je größer die Ionisationsstrecke ist, desto mehr Wechselwirkungen kann das geladene Teilchen im Gas erleiden. Dabei verringert sich aber der mittlere Fehler des mittleren Energieverlustes, so daß sich die registrierte Streuung um den Mittelwert der Landauverteilung ebenfalls verkleinert. Eine Parametrisierung der Abhängigkeit des FWHM von der Ionisationsstrecke ist in Ref.[5.1] angegeben:

$$(5.3) \quad \text{FWHM}(\%) = 81 * n^{-0.46} (f/I)^{-0.32}$$

mit:  $f/I = 6.83 * \nu x P / \beta^2$   
 $\nu =$  mittlere Anzahl von Elektronen pro Atom  
 $xP =$  Ionisationsstrecke \* Gasdruck [cm atm]  
 $n =$  Anzahl der Messungen

Diese Parametrisierung stimmt in dem Bereich  $0.5 < (f/I) < 10$  bis auf  $\sim 15\%$  mit den experimentellen Daten aus Fig. 5.3 überein.

Im Bereich des relativistischen Wiederanstiegs verschiebt sich der Maximalwert der Landauverteilung mit  $\ln \beta \gamma$  zu größeren Energien. Dies stellt die Grundlage für die Teilchenidentifizierung durch Energieverlust dar. Erreicht der Energieverlust aber das Fermiplateau, so wird die Lage des Maximalwertes unabhängig von  $\beta \gamma$  des Teilchens und eine Teilchenidentifizierung aufgrund des Energieverlustes ist nicht mehr möglich.

Die von einem geladenen Teilchen erzeugte Übergangsstrahlung ist proportional zum  $\gamma$ -Faktor des Teilchens. Die Übergangsstrahlungsenergie läßt sich zusätzlich zum Energieverlust in einer Nachweiskammer registrieren. Mit Hilfe des Übergangsstrahlungseffekts ist es daher möglich Teilchenidentifikation bis zu sehr hohen Energien durchzuführen.

Im den nächsten Abschnitten werden die physikalischen Grundlagen der Übergangsstrahlung erläutert.

## 5.2 Theorie der Übergangsstrahlung

Da schon mehrere Veröffentlichungen zur Theorie der Übergangsstrahlung existieren [5.2],[5.3],[5.4], werden hier nur die wichtigsten Ergebnisse diskutiert.

Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein geladenes Teilchen die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Dielektizitätskonstanten durchfliegt. Befindet sich das Teilchen unendlich weit von der Grenzfläche entfernt in Medium 1, so lautet die Lösung der inhomogenen Maxwellgleichungen für das Feld des Teilchens:  $[E_1(r,t), H_1(r,t)]$  und entsprechend im Unendlichen in Medium 2  $[E_2(r,t), H_2(r,t)]$ .

Damit die Kontinuitätsgleichung für zeitabhängige Felder:

$$(5.4) \quad \nabla \cdot J + \partial \rho / \partial t = 0$$

$$\begin{aligned} J &= \text{Stromdichte} \\ \rho &= \text{Ladungsdichte} \end{aligned}$$

in beiden Medien erfüllt bleibt, muß man in jedem Medium eine Lösung der homogenen Maxwellgleichungen zu den Lösungen der inhomogenen Maxwellgleichungen hinzuaddieren. Dies ist aber gerade die Übergangsstrahlung  $[E_R, H_R]$ .

Für hochrelativistische Teilchen liegt das Spektrum der Übergangsstrahlung im Röntgenbereich. Daher können die Medien, in denen Übergangsstrahlung erzeugt wird als ein Elektronengas angesehen werden, d.h. die Dielektrizitätskonstante des Mediums ist:

$$\epsilon(\omega) = 1 - (\omega_p / \omega)^2$$

Dabei ist  $\omega$  die Frequenz der Photonen und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz des Mediums, für die gilt:

$$(5.5) \quad \hbar \omega_p \sim 28.8 * [\rho Z / A]^{\frac{1}{2}} \quad [\text{eV}]$$

$$\begin{aligned} \text{mit:} \quad \rho &= \text{Dichte} \\ A &= \text{Atomgewicht} \\ Z &= \text{Kernladungszahl} \end{aligned}$$

Passiert ein geladenes Teilchen die Grenzfläche zweier Medien, so läßt sich die Übergangsstrahlung pro Raumwinkelelement und Energieintervall mit den Näherungen:

$$\beta \rightarrow 1 ; \gamma \gg 1 ; \omega_1 \gg \omega_2 ; \theta \ll 1$$

durch folgende Gleichung beschreiben:

$$(5.6) \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \theta} = \frac{2\alpha\hbar\theta}{\pi} \left[ \frac{\theta}{1/\gamma^2 + \theta^2 + f^2_1} - \frac{\theta}{1/\gamma^2 + \theta^2 + f^2_2} \right]^2$$

$$= 2\pi\theta * a(\omega)^2$$

mit:  $f_p = \omega_p / \omega$   
 $\theta =$  Winkel zwischen Photon und Teilchen  
 $\hbar =$  Plancksches Wirkungsquantum  $h/2\pi$

und der Amplitude  $a(\omega)$ , die die Erzeugung von Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche beschreibt:

$$a(\omega) = \frac{\sqrt{\alpha\hbar}}{\pi} \left[ \frac{\theta}{(1/\gamma^2 + \theta^2 + f^2_1)} - \frac{\theta}{(1/\gamma^2 + \theta^2 + f^2_2)} \right]$$

Eine Untersuchung der Gleichung 5.6 ergibt, daß die Übergangsstrahlung vorzugsweise in Vorwärtsrichtung abgestrahlt wird, da der Differenzausdruck in Klammern für Winkel  $\theta > 1/\gamma$  nahezu verschwindet.

Dies hat zur Folge, daß die Übergangsstrahlung in der Regel zusammen mit dem Ionisationsverlust in Nachweiskammern registriert werden muß, da die Magnetfelder meist nicht groß genug sind, um die geladenen Teilchen und die Übergangsstrahlungs Photonen zu trennen.

Die Integration von Gleichung 5.6 über den Winkel  $\theta$  liefert das Energiespektrum der Photonen:

$$(5.7) \quad \frac{\partial W}{\partial \omega} = \frac{\alpha\hbar}{\pi} * \frac{\omega^2_1 + \omega^2_2 + 2\omega^2/\gamma^2}{\omega^2_1 - \omega^2_2} * \ln \frac{\gamma^{-2} + f^2_1}{\gamma^{-2} + f^2_2} - 2$$

Figur 5.4 zeigt dieses Energiespektrum für einen Übergang und für verschiedene  $\gamma$ -Faktoren, wobei Medium 1 eine Plasmafrequenz von 25 eV (Mylar) und Medium 2 eine Plasmafrequenz von 0.7 eV (Luft) besitzt. Für  $\gamma$ -Werte kleiner 1000 fällt das Spektrum mit wachsender Photonenenergie steil ab, während es für größere  $\gamma$ -Werte zunächst konstant bleibt und erst zu größeren Photonenenergien hin abfällt.

Es lassen sich hier drei verschiedene Fälle unterscheiden:

- $\omega < \gamma\omega_2$   
Das Energiespektrum ist in diesem Bereich konstant, d.h. unabhängig von der Photonenenergie.
- $\gamma\omega_2 < \omega < \gamma\omega_1$   
Das Energiespektrum fällt logarithmisch ab  $\sim \ln(\gamma\omega_1/\omega)$ .
- $\omega > \gamma\omega_1$   
Das Energiespektrum fällt steil, einem Potenzgesetz

folgend, ab. Die Frequenz  $\omega = \gamma \omega_1$  läßt sich daher als eine Grenzfrequenz interpretieren oberhalb der kein nennenswerter Beitrag zur Übergangsstrahlung mehr geliefert wird.

Die Gesamtenergie, die ein geladenes Teilchen abstrahlt, wird durch Integration von Gleichung 5.7 über die Frequenz  $\omega$  erhalten:

$$(5.8) \quad W = \frac{\alpha \hbar}{3} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 - \omega_2} \gamma$$

Gleichung 5.8 zeigt, daß die TR-Energie proportional zum Lorentzfaktor  $\gamma$  ist. Diese Eigenschaft der Übergangsstrahlung macht Teilchenidentifikation bis zu sehr hohen Energien möglich, obwohl, wie später gezeigt wird, in der Praxis diese lineare Abhängigkeit nur noch eingeschränkt gültig ist.

Andere Nachweisverfahren, z.B. Flugzeitmessung, Nachweis von Cerenkovstrahlung und Ionisationsverlustmessungen, haben den Nachteil, daß sie von der Geschwindigkeit  $\beta = v/c$  des Teilchens abhängen und diese für hohe Energien gegen den Wert 1 strebt.

Die Energieausbeute an Übergangsstrahlung ist besonders hoch, wenn die Differenz zwischen den Plasmafrequenzen groß ist (siehe Gleichung 5.8). Da nach Gleichung 5.5  $E_p \sim \rho$  gilt, sollten Übergangsstrahlungs Detektoren abwechselnd aus festen und gasförmigen Materialien aufgebaut sein.

Die mittlere Anzahl der abgegebenen Photonen pro Grenzübergang ist durch das Integral:

$$(5.9) \quad \langle N_\gamma \rangle = \int_{\omega_L}^{\infty} \frac{1}{\omega} \frac{d^2 W}{d\theta d\omega} d\theta d\omega$$

$$N_\gamma(\omega > \omega_L) = \frac{\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{\gamma \omega_1}{\omega} \left( \ln \frac{\gamma \omega_1}{\omega} - 2 \right) + \frac{\pi^2}{12} + 1 \right)$$

gegeben.

$\omega_L$  ist dabei die kleinste Photonenfrequenz bei der die für Gleichung 5.4 gemachten Näherungen noch gültig bleiben.

Da das Verhältnis von  $\gamma \omega_1 / \omega$  in der Praxis meistens zwischen 10 und 100 liegt ist die Photonenausbeute pro Übergang ist sehr gering. Sie beträgt pro Übergang nur etwa  $\alpha/3$  Photonen. Um überhaupt Übergangsstrahlung nachweisen zu können, müssen daher viele Übergänge hintereinander in sogenannten Radiatoren angeordnet

werden.

Fliegt ein geladenes Teilchen durch eine Folie der Dicke  $l_1$ , so kann es an beiden Grenzflächen Übergangsstrahlung produzieren. Das Photon, welches an dem ersten Grenzübergang produziert wurde, kann nun mit einem zweiten Photon, welches am zweiten Übergang produziert wurde, interferieren.

Die Gleichung für die Gesamtausbeute an Übergangsstrahlung  $d^2W$  pro Winkелеlement und Energieintervall lautet für eine Folie:

$$(5.10) \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \omega} = 2\pi e * a(\omega)^2 * 4 \sin^2 \frac{\phi_1}{2}$$

Hierbei wurde die Absorption in der Folie vernachlässigt. Der letzte Term in Gleichung 5.10 berücksichtigt die möglichen Interferenzeffekte.

Der Phasenwinkel:

$$(5.11) \quad \phi_1 = \frac{\omega l_1}{2c} (\gamma^{-2} + \theta^2 + \beta^2 z_1)$$

bestimmt, ob die Interferenzen konstruktiv oder destruktiv sind. Destruktive Interferenz tritt auf, wenn  $\phi_1 < 1$  ist; denn für  $\phi_1 = 1$  ist  $\sin^2 \phi_1 / 2 \sim 1/4$ , d.h. man erhält hier die gleiche Ausbeute an Übergangsstrahlung wie bei einem Grenzübergang. Die Bedingung für destruktive Interferenz läßt sich auch anders schreiben:

$$\phi_1 = \frac{l_1}{Z_1} < 1$$

$$\Leftrightarrow l_1 < Z_1$$

mit:

$$(5.12) \quad Z_1 = \frac{2c}{\omega} (\gamma^{-2} + \theta^2 + \beta^2 z_1)^{-1}$$

Die Größe  $Z_1$  hat die Einheit einer Länge und wird Formationszone genannt. Sie repräsentiert die Strecke, nach der sich das Strahlungs- und das Teilchenfeld soweit voneinander getrennt haben, so daß sie nicht mehr miteinander wechselwirken können.  $Z_1$  ist im wesentlichen abhängig vom  $\gamma$ -Faktor des Teilchens und von der Photonenenergie  $\hbar\omega$ . Die  $\gamma$  Abhängigkeit der Formationszone hat, mit steigenden  $\gamma$ -Werten, zur Konsequenz, daß bei festem  $l_1$  die Formationszone die Größenordnung der Foliendicke erreichen kann. Die Ausbeute an Übergangsstrahlung gerät

dann, im Gegensatz zur Übergangsstrahlungsausbeute an einer Grenzschicht, in eine Sättigung. Der  $\gamma$  Wert bei Einsetzen der Sättigung ist durch:

$$\gamma_s = \frac{l_1 \omega^2}{2\pi c \omega_2}$$

gegeben. Da die Phasendifferenz  $\phi_1$  von der Dicke der Folie  $l_1$  abhängt, läßt sich durch geeignete Wahl der Foliendicke konstruktive Interferenz einstellen. Für konstruktive Interferenz lautet die Bedingung für die Phasendifferenz:

$$\phi_1 = (2n+1)\pi \quad n=0,1,2,\dots$$

Für  $\omega \ll \gamma \omega_1$ , was in der Praxis meistens der Fall ist, wird die Lage der Maxima  $\omega_{\max}$  im Energiespektrum unabhängig von  $\gamma$  und sind nur noch von  $l_1$  und  $\omega_1$  abhängig. Mit der Näherung  $\theta \sim 1/\gamma$  folgt:

$$\omega_{\max} = \frac{l_1 \omega^2}{4\pi c(n+1/2)} \quad n=0,1,2,\dots$$

Figur 5.5 b zeigt das Energiespektrum der Übergangsstrahlung für einen Lorentzfaktor  $\gamma=5000$  und eine Folie der Dicke  $l_1=25\mu\text{m}$ . Deutlich erkennt man den Einfluß des Interferenzfaktors aus Gleichung 5.10. Das Maximum nullter Ordnung liegt bei der höchsten Photonenenergie und liefert den größten Beitrag zur Gesamtausbeute. Die Maxima höherer Ordnungen liegen zu kleineren Photonenenergien und folgen mit wachsendem  $n$  immer schneller aufeinander. Zu größeren Energien hin liegt die Formationszone in der Größenordnung der Foliendicke, so daß die Übergangsstrahlungsausbeute hier stark unterdrückt wird.

Wenn  $l_1 \gg Z_1$  ist treten im Energiespektrum der Übergangsstrahlung keine Interferenzeffekte auf, da mit  $l_1$  auch  $\phi_1$  groß wird. Der  $\sin^2$ -Term oszilliert dann so stark, daß man ihn bei der Intergration von Gleichung 5.10 über den Winkel  $\theta$  durch seinen Mittelwert:  $\langle \sin^2 \phi_1 / 2 \rangle = 1/2$  ersetzen kann. Die Übergangsstrahlungsausbeute an einer Folie ist in diesem Fall doppelt so groß wie die Ausbeute eines Grenzübergangs.

Für eine Gasschicht zwischen zwei Folien existieren die analogen Gleichungen 5.11 und 5.12, wenn der Index "1" gegen den Index "2" ausgetauscht wird. Da in der Praxis  $\omega_1 \gg \omega_2$  gilt, ist  $Z_1$  um ein - bis zwei Größenordnungen kleiner als  $Z_2$ . Bei der Konstruktion eines TRD's sollte deshalb immer:  $l_2 > l_1 > Z_1$  beachtet werden.

Will man die Übergangsstrahlung, die an einem Folienstapel aus N Folien produziert wird berechnen, so darf die Absorption der Übergangsstrahlung in dem Folienstapel nicht mehr vernachlässigt werden. Man kann aber annehmen, daß die Absorption in einer einzigen Folie und in allen Gasschichten sehr klein ist:  $\sigma_1(\omega) = l_1 \mu_1(\omega) < 1$  und  $N\sigma_2 = Nl_2 \mu_2(\omega) < 1$  ( $\sigma$  = frequenzabhängiger Absorptionskoeffizient) und daß zwischen verschiedenen Folien keine Interferenzen auftreten ( $l_2 \gg Z_2$ ), so läßt sich die Gesamtausbeute  $\partial^2 W$  pro Raumelement und Energieintervall schreiben als:

$$(5.13) \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \omega} = 2\pi\theta * a(\omega)^2 * 4\sin^2 \frac{\phi_1}{2} \frac{1 - e^{-N\sigma_1}}{1 - e^{-\sigma_1}}$$

Die Größe:

$$N_{eff}(\omega) = \frac{1 - e^{-N\sigma_1}}{1 - e^{-\sigma_1}}$$

wird effektive Foliengzahl genannt und gibt an wieviele Folien eines Radiators in einem bestimmten Energiebereich zur Übergangsstrahlung beitragen können.

Für kleine Photonenenergien tragen nur wenige Folien zur Übergangsstrahlung bei und erst bei größeren Energien nähert sich  $N_{eff}$  der Gesamtzahl N der Folien des Radiators. Die Photonen mit kleinen Energien werden fast vollständig absorbiert, so daß nur noch das Maximum nullter Ordnung zum Energiespektrum beiträgt (Fig 5.5 Kurve d).

Läßt man Interferenz zwischen verschiedenen Folien zu, so ergibt sich für die Gesamtausbeute an Übergangsstrahlung:

$$(5.14) \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \omega} = 2\pi\theta * a(\omega)^2 * 4\sin^2 \frac{\phi_1}{2} * I_N^2(\phi_{12})$$

mit:

$$I_N^2(\phi_{12}) = e^{-(N+1)\sigma/2} \frac{\sinh^2(N\sigma/4) + \sin^2(N\phi_{12}/2)}{\sinh^2(\sigma/4) + \sin^2(\phi_{12}/2)}$$

und

$$\begin{aligned} \phi_{12} &= \phi_1 + \phi_2 \\ \sigma &= \sigma_1 + \sigma_2 \end{aligned}$$

Die Interferenz und die Absorption in 2N Folien wird durch den Faktor  $I_N^2$  beschrieben, der im Falle geringer Absorption ( $\sigma \ll 1; N\sigma < 1$ ) übergeht in:

$$I^2_N(\phi_{12}) = \frac{\sin^2(N\phi_{12}/2)}{\sin^2(\phi_{12}/2)}$$

$I^2_N$  läßt sich für große  $N$  als eine Summe von  $\delta$ -Funktionen beschreiben mit Maxima bei  $\phi_{12} = 2n\pi$ . Mit dieser Annahme gelingt auch die Integration von Gleichung (5.14) über den Winkel  $\theta$ , die von Ter-Mikaelian und Garibian [5.5] durchgeführt wurde. Das Energiespektrum wird aber nur dann richtig wiedergegeben, wenn die Foliendicken und deren Abstände über den gesamten Radiator konstant bleiben. Variieren aber  $l_1$  und  $l_2$  so verliert  $I^2_N$  den Charakter einer  $\delta$ -Funktion und die Interferenzen verschwinden. Die Intensität der Übergangsstrahlung nimmt dabei ab. Radiatoren, bei denen solche Variationen auftreten, werden als irreguläre Radiatoren bezeichnet. Die Eigenschaften dieses Radiortyps werden im Folgenden besprochen.

Die Materialien für einen irregulären Radiator liegen meistens in Form von Fasern oder Hartschäumen vor. Neuere Experimente benutzten ausschließlich Fasern, da sich diese in Tests gegenüber Hartschaum-Radiatoren als überlegen erwiesen haben. Auch im TRD des H1-Detektors sollen Fasern zum Einsatz kommen.

In einem Faserradiator sind Faserdicke und -Abstand statistischen Schwankungen unterworfen. Gemäß ihrer geometrischen Verteilung variieren diese Größen um einen Mittelwert. Nimmt man an, daß der Faserdurchmesser  $d$  klein ist im Vergleich zur Faserlänge, so läßt sich die mittlere Faserdicke  $\langle d \rangle$  und der mittlere Faserabstand  $\langle D \rangle$  berechnen:

$$(5.15) \quad \langle d \rangle = \frac{\pi^2}{8} d$$

$$\langle D \rangle = \frac{\pi^2}{8} d (\epsilon_F / \epsilon_R - 1)$$

mit:  $\epsilon_F$  = Dichte der Fasern  
 $\epsilon_R$  = Füllichte des Radiators

Bei vorgegebener Radiatorlänge  $x_R$  kann man die mittlere Anzahl an Übergängen  $\langle N_F \rangle$  berechnen:

$$\langle N_F \rangle = \frac{\epsilon_R x_R}{\epsilon_F \langle d \rangle}$$

Die Radiatorlänge, bei bekannter Anzahl der Übergänge  $\langle N_F \rangle$  ist durch:

$$x_R = \langle N_F \rangle (\langle d \rangle + \langle D \rangle)$$

gegeben.

Die Standardabweichung  $\sigma_d$  der Wegstreckenverteilung berechnet sich unter der Annahme, daß die Fasern im Radiator isotrop verteilt sind zu:

$$\sigma_d = 0.9 * d$$

In der Praxis werden die Fasern in einen Rahmen gepreßt, um die erforderliche Füllichte zu erhalten. Dadurch geht die isotrope Verteilung der Fasern teilweise verloren, so daß  $\sigma_d$  in der Regel etwas kleiner ist als in der Gleichung angegeben.

Die Berechnung der Übergangsstrahlungs-Ausbeute für irreguläre Radiatoren wurde von Garibian [5.6] durchgeführt. Dabei wird angenommen, daß die Wegstrecken einer Gammaverteilung  $f(y)$  folgen. Diese ist stark abhängig von dem Irregularitätsparameter  $\alpha$ .

$$f(y) = \frac{\beta^\alpha y^{\alpha-1} * e^{-\beta y}}{\Gamma(\alpha)} \quad \alpha, \beta \in \text{Re}$$

mit:

$$\alpha = \frac{\langle d \rangle^2}{\sigma_d^2} = 1.87$$

$$\beta = \frac{\alpha}{\langle d \rangle} = 1.52/d$$

$\Gamma(\alpha)$  ist die Eulersche Gammafunktion. Figur 5.6 zeigt die Abhängigkeit der Verteilung  $f(y)$  von dem Parameter  $\alpha$ . Zu großen  $\alpha$ -Werten hin nähert sich  $f(y)$  immer mehr einer  $\delta$ -Funktion. Mit dieser Methode ist es möglich, die Berechnung an irregulären bis hin zu regulären Radiatoren durchzuführen.

Für die Simulation der Übergangsstrahlung wurde ein Programm benutzt [5.7], dem das oben erwähnte Modell von Garibian zugrunde liegt.

### 5.3 Parameter für einen TRD

Einige der Parameter, die die physikalischen Eigenschaften eines TRD'S bestimmen, wurden schon im letzten Abschnitt vorgestellt. Dies sind z.B. die Foliendicke  $l_1$  bzw. die mittlere Faserdicke  $\langle d \rangle$  und der Folienabstand  $l_2$  bzw.  $\langle D \rangle$ . Weitere Parameter sind das Folien-/Fasermaterial und die Radiatorlänge bzw. die Anzahl der Folien, die sich in einem Radiator befinden.

Der Nachweis der Übergangsstrahlungs-Photonen geschieht in der Regel mit Hilfe von Proportionalkammern. Die Wahl des Kammergases und der Kammerdicke sind hier von Bedeutung.

Welcher Parametersatz letztlich ausgewählt wird, hängt entscheidend von dem  $\gamma$ -Faktor Intervall ab, in dem der TRD Teilchen identifizieren soll.

Der TRD des H1-Experimentes soll Elektronen mit mittleren bis hohen Energien ( $\gamma > 2000$ ;  $E_e > 1\text{GeV}$ ) von Pionen trennen. Für eine effektive  $\pi/e$ -Trennung müssen die Parameter des TRD's so gewählt werden, daß im gegebenen  $\gamma$ -Intervall die Elektronen genügend - und die Pionen keine oder nur wenig Übergangsstrahlung produzieren.

In diesem Abschnitt wird dargestellt, wie die einzelnen Parameter die Ausbeute an Übergangsstrahlung beeinflussen.

### 1) Das Faser-/Folienmaterial

Die Erzeugung von Übergangsstrahlung ist in erster Näherung proportional zur Plasmafrequenz des dichteren Mediums.  $\omega_1$  ist nach Gleichung 5.5 proportional zu  $\sqrt{Z\rho}$ . Bei einer großen Anzahl von Grenzübergängen spielt aber die Absorption der Übergangsstrahlungs-Photonen eine wichtige Rolle. Für leichte Elemente ist der Absorptionskoeffizient innerhalb eines großen Energieintervalls proportional zu  $Z^4/(\hbar\omega)^3$ . Der Einfluß der Absorption überwiegt hier demjenigen der Plasmafrequenz, und sie bestimmt damit die Anzahl der effektiven Folien  $N_{eff}$ , an denen Übergangsstrahlung produziert wird.

Geeignete Radiator-Materialien haben eine kleine Kernladungszahl  $Z$  und eine möglichst große Dichte. Tabelle 5.1 zeigt eine Auswahl an Materialien, die zum Bau eines Radiators geeignet sind. Wasserstoff, Lithium, Beryllium und Bor sind im Prinzip am besten geeignet. Wegen ihrer Reaktionsfreudigkeit bzw. Giftigkeit wird aber meistens auf ihren Einsatz verzichtet. Mit Kohlenstoff, Mylar und Polyäthylen lassen sich nicht so gute Ergebnisse erzielen. Sie sind aber sehr preiswert in Form von Folien oder Fasern verfügbar und in der Praxis leicht zu handhaben.

Material	Dichte [ $\text{gcm}^{-3}$ ]	Plasmafrequenz [eV]
H <sub>2</sub>	0.07	7.7
Li	0.53	13.8
Be	1.85	26.3
B	2.37	30.1
C	2.0	29.0
Mylar	1.39	24.7
Polyäthylen	0.92	19.0

Tabelle 5.1 Dichte und Plasmafrequenz einiger für den Radiatorbau geeigneten Materialien

## 2) Faser-/Foliendicke

Die Lage des Maximums nullter Ordnung  $\omega_{\max}$  im Energiespektrum verschiebt sich bei Vergrößerung der Foliendicke zu höheren Frequenzen ( $\omega_{\max} \propto l_1$ ). Die Verhärtung des Energiespektrums ist auch von einer Erhöhung der gesamten Intensität begleitet. Andererseits ist auch  $\gamma_s \propto l_1$ , so daß die Sättigung der Übergangsstrahlung erst bei größeren  $\gamma$ -Werten auftritt. Figur 5.7 zeigt die totale Intensität der Übergangsstrahlung als Funktion des  $\gamma$ -Faktors für 25 $\mu\text{m}$  und 50 $\mu\text{m}$  Folien bei gleicher Radiatorlänge. Die Intensitätskurve für 50 $\mu\text{m}$  Folien ist zu größeren  $\gamma$ -Werten verschoben, und zeigt einen steileren Anstieg und ein höheres Sättigungsniveau als die 25 $\mu\text{m}$  Folie. Man erkennt, daß dicke Radiatoren im Prinzip besser zum Nachweis von Elektronen mit einem  $\gamma > 2000$  geeignet sind. Zudem können hier auch die Pionen besser getrennt werden, da sie in 50 $\mu\text{m}$  Folien erst ab einem  $\gamma = 1000$  ( $E_\pi = 140 \text{ GeV}$ ) merklich Übergangsstrahlung produzieren. Bei den 25 $\mu\text{m}$  Folien liegt dieser Punkt bereits bei  $\gamma = 500$  ( $E_\pi = 70 \text{ GeV}$ ).

Bei der Diskussion des Nachweisgases wird sich aber herausstellen, daß dicke Folien den dünnen Folien unterlegen sein können.

## 3) Der Folien-/Faserabstand

Bei einer gegebenen Radiatorlänge  $x_R$  konkurriert der Folienabstand  $l_2$  mit der Gesamtanzahl der Folien im Radiator. Wird  $l_2$  zu klein gewählt, so treten wegen des Formationszoneneffektes destruktive Interferenzen auf. Außerdem nimmt durch die größere Anzahl der Folien auch die Absorption in den Folien zu. Wird  $l_2$  zu groß gewählt, so sinkt die Anzahl der Übergänge und damit die Ausbeute an Übergangsstrahlung.

Aus Rechnungen [5.8] und Tests [5.9] ergibt sich, daß der beste Wert für  $l_2$  bzw. für das Verhältnis  $\tau = l_2/l_1$  bei  $\tau = 4-8$  liegt. Da für kleinere Abstände das Frequenzspektrum nicht mehr unabhängig von  $l_2$  ist, werden Frequenzen, die in den Folien produziert werden, in den Zwischenräumen absorbiert.

## 4) Das Nachweisgas

Da in der Nachweiskammer der Energieverlust  $dE/dx$  und die Übergangsstrahlung zusammen nachgewiesen werden, sollte das Verhältnis von Übergangsstrahlung zu  $dE/dx$  möglichst groß sein.

Der Energieverlust steigt mit der Kernladungszahl an und ist proportional zur durchflogenen Gasstrecke. Die Gasschicht muß also möglichst dünn sein und trotzdem einen hohen Absorptionskoeffizienten im Röntgenbereich besitzen. Gase mit hoher Kernladungszahl  $Z$ , z.B. Argon, Xenon oder Krypton, sind hierfür am besten geeignet, da bei ihnen der Absorptionskoeffizient  $\propto Z^5 - Z^6$  im Röntgenbereich ansteigt.

Figur 5.8 zeigt den relativen Absorptionskoeffizienten für Krypton, Xenon und Argon als Funktion der

Photonenenergie bei einer Gasdicke von 1cm. Bei den gebräuchlichsten Radiatoren liegt der Hauptanteil des Energiespektrums (Maximum nullter Ordnung) zwischen 5 und 15 KeV. In diesem Bereich hat Xenon den größten Absorptionskoeffizienten und ist deshalb als Nachweisgas Krypton oder Argon vorzuziehen. Bei Energien oberhalb 15 KeV nimmt die Absorption aller drei Gase sehr schnell ab. Wird Xenon als Gasfüllung für die Nachweiskammer ausgewählt, so ist es sinnvoll den Radiator so zu entwickeln, daß das Maximum nullter Ordnung des Energiespektrums bei Energien kleiner als 15 KeV liegt, da sonst ein Großteil der Übergangsstrahlung die Nachweiskammer ohne Registrierung verläßt.

Weiterhin ist die Anzahl der im Gas absorbierten Übergangsstrahlungs-Photonen ein wichtiger Parameter für den TRD. Sie ist gegeben durch:

$$(5.16) \quad N_{abs} = \int_{E_L}^{\infty} (1 - e^{-\mu(h\nu)d}) \frac{W(h\nu)}{h\nu} d h \nu$$

mit:  $d$  = Kammerdicke  
 $\mu$  = Energieabhängiger Absorptionskoeffizient des Gases

Die Anzahl der absorbierten Photonen liegt normalerweise in einem Bereich:  $1 < N_{abs} < 2$ .

Da die Anzahl der primär erzeugten Übergangsstrahlungs-Photonen der Poissonstatistik unterliegt, sollte  $N_{abs}$  möglichst große Werte annehmen, damit die Wahrscheinlichkeit, daß wenigstens ein Photon absorbiert wird möglichst groß ist.

Bei einem guten Übergangsstrahlungs-Detektor kommt es nicht nur auf die gesamte absorbierte Übergangsstrahlungsenergie, sondern auch darauf an, daß sich diese Energie auf möglichst viele Photonen verteilt.

Da die Anzahl der absorbierten Photonen sehr gering ist, sind in der Praxis TRD's aus mehreren Einheiten (sog. Module), bestehend aus Radiator und Nachweiskammer, aufgebaut.

Dies hat außerdem den Vorteil, daß das  $dE/dx$ -Spektrum, bei Mittelung über alle Kammern, schmaler wird und sich damit auch der Überlappungsbereich der  $dE/dx$ - und  $dE/dx+TR$ -Spektren verkleinert, so daß sich Teilchen, die Übergangsstrahlung produzieren besser von denjenigen, die nur Ionisationsverlust erleiden, trennen lassen.

## 6. Monte Carlo Untersuchungen zur Elektronen Identifikation

Nachdem in Kapitel 5 die wesentlichen Eigenschaften der Übergangsstrahlung vorgestellt wurden, soll nun untersucht werden, wie gut der für den H1 Detektor geplante Übergangsstrahlungs-Detektor Pionen von Elektronen trennen kann. Numerisch läßt sich das Trennungsvermögen eines TRD's als die Pionen-Verunreinigung bei einer bestimmten Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit angeben. Simuliert werden zwei in der Praxis übliche Auswerteverfahren.

Bei der "Ladungs-Integrations-Methode" wird die über die Zeit integrierte Ladungsmenge an einem Anodendraht registriert, so daß die Höhe des Ausgangspulses proportional zum Energieverlust des die Kammer durchfliegenden Teilchens ist. Hat das Teilchen vorher in einem Radiator Übergangsstrahlung erzeugt, so wird sie zusätzlich zum Energieverlust am Anodendraht registriert. Andererseits besteht die Möglichkeit die Übergangsstrahlungs-Photonen auf elektronischen Wege direkt nachzuweisen. Dieses Verfahren wird bei der "Cluster-Counting-Methode" genutzt.

### 6.1 Wahl der Parameter für die Simulation der Übergangsstrahlung

Die Radiatoren für den H1-Detektor sollen aus Polyäthylenfasern aufgebaut werden. Polyäthylen hat eine Dichte von  $\rho_{\text{CH}_2} = 0.92 \text{ gcm}^{-3}$  und eine Plasmafrequenz von 19 eV (siehe Tabelle 5.1). Um eine möglichst große Anzahl an Grenzübergängen zu erhalten wurde die Füllichte auf  $\rho_F = 0.12 \text{ gcm}^{-3}$  festgelegt.

Der mittlere Durchmesser der Fasern und ihr mittlerer Abstand sind so ausgewählt, daß:

- das Maximum des Energiespektrums der Übergangsstrahlung im Bereich großer Absorption des Kammergases liegt
- sich die Übergangsstrahlungs Energie auf möglichst viele Photonen verteilt

Damit diese Bedingungen erfüllt werden, wurde der Durchmesser der Fasern auf  $20 \mu\text{m}$  festgelegt. Der mittlere Faserdurchmesser beträgt nach Gleichung 4.15  $25 \mu\text{m}$  und der mittlere Abstand  $160 \mu\text{m}$ . Für einen 10cm dicken Radiator beträgt die mittlere Anzahl an Übergängen dann 533.

Der Irregularitätsparameter wurde für die Fasern auf  $\alpha=3$  festgelegt. Die Standardabweichung der Faserdicke beträgt demnach  $\sigma_d = 0.7*d$ . Damit wird der relativ hohen Füllichte des Radiators Rechnung getragen. Die Gasfüllung der radialen Kammern wurde zu 30% Xenon bzw. 80% Argon angenommen.

Mit dem Programm für die Simulation der Übergangsstrahlung (siehe Abschnitt 5.2) wurde die Übergangsstrahlung für Radiatoren der Dicke 4cm, 8cm, 10cm und 14cm bei

Xenon- bzw. 4cm, 8cm, und 10cm bei Argon Gasfüllung, berechnet.

Der Berechnung der Übergangsstrahlung liegen dabei Teilchen mit einem  $\gamma$ -Faktor von 8000 zugrunde, was einer Elektronen Energie von 4GeV entspricht. Figur 6.1 zeigt die gesamte Übergangsstrahlungsenergie als Funktion des  $\gamma$ -Faktors für einen 8cm dicken Radiator und 30% Xenon Gasfüllung. Die Übergangsstrahlung befindet sich hier bei  $\gamma=8000$  bereits in der Sättigung. Die Berechnungen der Übergangsstrahlung für  $\gamma=8000$  sind damit auch repräsentativ für größere  $\gamma$ -Werte.

## 6.2 Simulation der Ladungs-Integrations-Methode

Die Arbeitsweise des Programms für die Simulation der Pion-Elektron-Trennwahrscheinlichkeit ist im Anhang A dieser Arbeit beschrieben. An dieser Stelle werden deshalb nur die physikalischen Gesetzmäßigkeiten besprochen, die bei der Simulation von Bedeutung sind.

- Der mittlere Ionisationsverlust der Elektronen mit einer Energie von 4 GeV Elektronen liegt im Sättigungsbereich (Fermiplateau) und beträgt in 1 cm Xenon (Argon) 6.3 (4) KeV/cm. [6.1]
- Die Simulation der Landauverteilung wurde mit Hilfe der experimentellen Verteilung aus Figur 5.2 durchgeführt. Dies ist möglich, da die Form der Verteilung für verschiedene experimentelle Anordnungen bis auf ihre Breite gleich ist.
- Da die Breite der Landauverteilung gegeben ist, muß die Ionisationsstrecke in den radialen Kammern des FTD's an diese angepaßt werden. Aus Figur 5.3 läßt sich entnehmen, daß einer Landauverteilung von 100% Breite, eine Ionisationsstrecke in Xenon (Argon) von 0.95 (1.05) cm bei einem Druck von 1 atm entspricht. Für die Simulation müssen die 12 Drahtebenen der radialen Kammern bei einer 30%igen Xenon Gasfüllung auf 4 - und bei einer 80%igen Argon Gasfüllung auf 9 Drahtebenen reduziert werden.
- Bis zu einem  $\gamma=500$  läßt sich die durch Pionen erzeugte Übergangsstrahlung vernachlässigen. Es ist deshalb möglich, das Verhalten der Pionen aus der simulierten Energieverlust- Verteilung der Elektronen abzuleiten, wenn man den in Kapitel 5 eingeführten Skalierungsfaktor (Gleichung 5.2) berücksichtigt. Das Elektronen-Verhalten wird durch das Spektrum des Ionisationsverlustes und der Übergangsstrahlung repräsentiert.
- Die Anzahl der Übergangsstrahlungs-Photonen gehorcht der Poissonverteilung mit einem Mittelwert, der sich nach Gleichung 5.16 berechnen läßt. Wie Figur 6.2 zeigt liegt die mittlere Photonenzahl, bei  $\gamma=8000$ , für die gewählten Radiatorparameter ebenfalls im Sättigungsbereich. Die mittlere Anzahl der absorbierten Photonen und die mittlere Energie pro Photon sind die wesentlichen Ein-

gangsparameter für die Simulation der  $\pi/e$ -Trennung. Sie sind in Tabelle 6.1 für die Xenon - und Argon Gasfüllung eingetragen.

Radiatordicke [cm]	30% Xenon		80% Argon	
	$\langle N_{\gamma} \rangle$	$\langle E/N_{\gamma} \rangle$ [KeV]	$\langle N_{\gamma} \rangle$	$\langle E/N_{\gamma} \rangle$ [KeV]
4	1.23	9.9	0.9	8.8
8	1.70	10.8	1.1	9.6
10	1.74	10.9	1.2	9.7
14	1.90	11.3	-	-

Tabelle 6.1 Mittlere Anzahl der absorbierten Übergangsstrahlungs Photonen und die mittlere Energie pro absorbiertem Photon für Xenon und Argon bei  $\gamma=8000$

Hier läßt sich schon erkennen, daß eine Xenon Gasfüllung einer Argon Gasfüllung überlegen ist, da in Argon etwa 1/3 weniger Photonen absorbiert werden. Dies liegt daran, daß der Absorptionskoeffizient von Argon bei Photonenenergien von 10KeV um einem Faktor 4-5 geringer ist als für Xenon.

Für die Simulation des  $\pi/e$ -Trennungsvermögen des Übergangsstrahlungs-Detektors wurden das Energieverlustspektrum ( $dE/dx$ ) und das Energieverlustspektrum zusammen mit dem Übergangsstrahlungsspektrum ( $dE/dx+TR$ ) von 5000 Elektronen mit einer Energie von 4 GeV für drei Module ( Modul = Radiator +Nachweiskammer ) berechnet. Figur 6.3 zeigt, am Beispiel eines 8 cm dicken Radiators, die für drei Module simulierten Spektren. Deutlich erkennt man, daß das ( $dE/dx+TR$ )-Spektrum zu größeren Energien hin verschoben ist, da die Übergangsstrahlungs-Photonen zusätzliche Energie in den radialen Kammern deponiert haben. Der Überlappungsbereich beider Spektren ist ein Maß für die Pionen-Verunreinigung. Wird die Fläche unter den Spektren auf 1 normiert, so läßt sich die Pionen Verunreinigung sofort angeben.

Die auf 1 normalisierten Spektren für die untersuchten Radiatordicken zeigen die Figuren 6.4 a,b,c,d und 6.5 a,b,c. für 1 cm Xenon bzw. Argon. Die eingezeichneten Gaußkurven sollen hier nur die Form der Spektren verdeutlichen.

Während in den Xenon gefüllten Kammern durch die Übergangsstrahlung im Mittel 5-6 KeV zusätzlich an Energie deponiert werden, liegt dieser Wert für Argon bei nur etwa 1 KeV. Man erkennt deutlich, daß die Überlappung des Energieverlust- und  $dE/dx+TR$ -Spektrums zu dickeren Radiatoren hin abnimmt. Die Verringerung der überlappenden Fläche ist aber z.B. zwischen dem 10 cm und 14 cm dicken Radiator bei Xenon Gasfüllung nicht mehr so ausgeprägt, wie zwischen den 4 cm und 8 cm dicken Radiatoren. Entsprechendes gilt für die Argon Gasfüllung. Grund hierfür

ist, daß zwar die Anzahl der Übergangsstrahlungs Photonen mit zunehmender Radiatordicke wegen der größeren Anzahl der Übergänge ansteigt, andererseits aber die Absorption im Radiator ein weiteres Ansteigen der Photonenzahl verhindert.

Eine wesentlich bessere Trennung der beiden Spektren läßt sich nicht durch dickere Radiatoren, sondern nur durch den Einsatz von mehreren Modulen erreichen.

Die Pion-Verunreinigung wird gewöhnlich bei einer Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit von 90% angegeben. Wenn die Fläche unter den Spektren wie in Figur 6.4 und 6.5 auf 1 normiert ist, läßt sich die Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit und die zugehörige Pionen-Verunreinigung durch Integration über die Spektren berechnen:

$$\frac{\int_{E'}^{\infty} \left[ \frac{dE}{dx} + TR \right] dE}{\int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{dE}{dx} + TR \right] dE} = 0.9$$

(6.1)

$$\int_{\infty}^{E'} \frac{dE}{dx} dE = \frac{n_{\pi}}{n_{(\pi+e)}}$$

Bei den Integranden  $(dE/dx+TR)$  und  $(dE/dx)$  handelt es sich um den Spektren angepaßte Gauss-Kurven.  $E'$  ist die Energie, bei der 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht wird.

Bei der in dieser Arbeit besprochen Simulationsrechnung hat man es aber mit diskreten Spektren zu tun, so daß hier die Integrale durch Summen ersetzt werden müssen. Die Pionen-Verunreinigung läßt sich dann durch lineare Interpolation bei 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmen.

Figur 6.6 zeigt die Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit für die verschiedenen Radiatordicken bei 30% Xenon - und 80% Argon Gasfüllung. Die Fehler berechnen sich hier unter der Annahme einer Energieunsicherheit pro Energiebin von 5%.

Während für die Xenon Gasfüllung die Pion-Verunreinigung von 25% bei 4 cm Radiatordicke auf 3% bei 14 cm Radiatordicke steil abfällt, bleibt für die Argon Gasfüllung die Pion-Verunreinigung innerhalb der Fehlergrenzen für die verschiedenen Radiatordicken konstant bei etwa 40-50%, da sich hier die Anzahl der absorbierten Photonen nur geringfügig erhöht (Tabelle 6.1).

Eine Verbesserung der  $\pi/e$ -Trennung ließe sich bei Argon

nur durch eine größere Anzahl von Modulen erreichen, während bei Xenon eine  $\pi/e$ -Trennung von  $10^{-1}$  schon für einen 8 cm dicken Radiator erreicht wird.

Es besteht auch die Möglichkeit, die Parameter für das Fasermaterial, z.B. die Faserdicke, anders zu wählen, um eine bessere  $\pi/e$ -Trennung in Argon zu erreichen. Dabei treten aber in jedem Fall unerwünschte Effekte auf:

- Wählt man dünnere Fasern ( $<20\mu\text{m}$ ), so verschiebt sich das Maximum des Energiespektrums der Übergangsstrahlung zu kleineren Energien und der Absorptionskoeffizient für Argon nimmt zu. Gleichzeitig verschiebt sich aber der Einsatzpunkt für die Übergangsstrahlung zu kleineren  $\gamma$ -Werten. Eine  $\pi/e$ -Trennung für mittlere und große Energien wäre damit nicht mehr möglich.
- Wählt man dickere Fasern ( $>25\mu\text{m}$ ), so verschiebt sich das Maximum des Energiespektrums zu größeren Energien. Der Absorptionskoeffizient von Argon fällt steil ab und die  $\pi/e$ -Trennung in Argon verschlechtert sich weiter.

Zusammenfassung der Simulationsergebnisse nach der Ladungs-Integrations-Methode:

Damit die  $\pi/e$ -Trennung des TRD's für den H1-Detektor wenigstens  $10^{-1}$  beträgt, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- Der Radiator sollte mindestens eine Dicke von 8 cm haben.
- Als Nachweisgas für die radialen Kammern des FTD's ist Xenon gegenüber Argon vorzuziehen.
- Die für die Simulation der Übergangsstrahlung ausgewählten Radiator-Parameter lassen sich als geeignete Mittelwerte auffassen. Die besten Werte für die einzelnen Parameter können allerdings nur durch Experimente bestimmt werden.

### 6.3 Simulation der Cluster-Counting-Methode

Mit der Cluster-Counting-Methode ist es möglich, das Signal der Übergangsstrahlungs-Photonen vom Ionisationssignal auf elektronischem Wege zu trennen. Wenn ein Photon im Nachweisgas durch Photoeffekt absorbiert wird, bildet sich lokal eine Ionenwolke mit einer Ausdehnung von einigen hundert  $\mu\text{m}$ . Die Elektronen dieser Ionenwolke driften zum Anodendraht und geben dort kurzfristig einen elektrischen Puls ab, dessen Höhe proportional zu Energie des Photons ist. Beim Energieverlust sind die primär erzeugten Elektronen relativ gleichmäßig über die Spur des Teilchens verteilt, so daß sie am Anodendraht einen konstanten Strom produzieren. Durch die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs des Anodensignals lassen sich so Ladungswolken von der gleichmäßig verteilten Ionisation

trennen. Auch bei der Ionisation können Ladungswolken auftreten, die durch die  $\delta$ -Elektronen verursacht werden. Da das Energiespektrum der  $\delta$ -Elektronen aber mit  $1/E^2_\delta$  abfällt, ist die Anzahl hochenergetischer  $\delta$ -Elektronen relativ gering. In Xenon beträgt die Anzahl der  $\delta$ -Elektronen mit einer Energie größer 3 KeV  $0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Die entsprechende Anzahl der  $\delta$ -Elektronen in Argon läßt sich mit Hilfe des Verhältnisses der Dichten von Xenon und Argon abschätzen:

$$n_{\delta\text{Ar}} = n_{\delta\text{Xe}} * \frac{\rho_{\text{Ar}}}{\rho_{\text{Xe}}} = 0.03 \text{ cm}^{-1}$$

Da die Anzahl der  $\delta$ -Elektronen pro Energieintervall unabhängig von der Teilchensorte ist, bilden sie ein Maß für die Pion-Verunreinigung, während die Anzahl der Übergangsstrahlungs-Photonen und der Anzahl der  $\delta$ -Elektronen ein Maß für die Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit darstellt.

Die Wahrscheinlichkeit, daß  $n$   $\delta$ -Elektronen bzw.  $n$  Übergangsstrahlungs-Photonen an einem Anodendraht registriert werden, ist durch die Poissonstatistik gegeben:

$$(6.2) \quad P_\mu(n) = \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!} \quad n \in \mathbb{N}$$

mit:  $\mu$  = Mittelwert der Poisson-Verteilung

Ist das Verhalten eines TRD Modules bekannt, so läßt sich normalerweise das Verhalten von  $n$  Modulen mit Hilfe der Binomialverteilung simulieren:

$$(6.3) \quad P_{m,n} = \binom{n}{m} q^m (1-q)^{n-m}$$

mit:  $P_{m,n}$  = Wahrscheinlichkeit für das gleichzeitige Ansprechen von  $m$  aus  $n$  Kammern  
 $n$  = Gesamtzahl der Kammern  
 $m$  = Anzahl gleichzeitig ansprechender Kammern  
 $q$  = Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses

Auf den TRD des H1-Detektors läßt sich diese Methode jedoch nicht anwenden, da die Absorption zwischen zwei Modulen so groß ist, daß die Wahrscheinlichkeit  $P_{m,n}$  gegen null geht. Ein Photon, das im ersten Radiator produziert wurde, kann daher in der Regel nicht in der zweiten radialen Kammer nachgewiesen werden.

Für die Simulation der 3 TRD Module ist es hier zweckmäßig, die Wahrscheinlichkeiten  $W_i$  für die Registrierung von  $n$  Photonen in 3 Modulen zu berechnen. Bei Beachtung aller möglichen Kombinationen ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 n=0 & : W_0 = P(0)^3 \\
 n=1 & : W_1 = 3 * P(1)P(0)^2 \\
 n=2 & : W_2 = 3 * P(2)P(0)^2 + 3 * P(1)^2 P(0) \\
 n=3 & : W_3 = 3 * P(3)P(0)^2 + 6 * P(2)P(1)P(0) + P(1)^3 \\
 n=4 & : W_4 = 3 * P(4)P(0)^2 + 6 * P(3)P(2)P(0) + 3 * P(2)P(1)^2 \\
 & \quad + 3 * P(2)^2 P(0) \\
 n=5 & : W_5 = 3 * P(5)P(0)^2 + 6 * P(4)P(1)P(0) + 6 * P(3)P(2)P(0) \\
 & \quad + 3 * P(3)P(1)^2 + 3 * P(2)^2 P(1) \\
 n=6 & : W_6 = 3 * P(6)P(0)^2 + 6 * P(5)P(1)P(0) + 6 * P(4)P(2)P(0) \\
 & \quad + 3 * P(4)P(1)^2 + 3 * P(3)^2 P(0) + 6 * P(3)P(2)P(1) + P(2)^3 \\
 & \quad \quad \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot
 \end{aligned}$$

Die  $P(n)$  sind die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten aus Gleichung 6.2 .

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der  $W_i$  für verschiedene Photonenzahlen  $n$  läßt sich nun für verschiedene Mittelwerte  $\mu$  der Poissonverteilung berechnen. Durch Aufsummieren der Wahrscheinlichkeitsverteilungen von rechts ergibt sich die Pion-Verunreinigung bei einer bestimmten Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit. Will man nun die Verunreinigung durch Pionen bei 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit angeben, so stellt sich heraus, daß nur für ganz bestimmte Mittelwerte 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden. Diese sind:

$$\begin{aligned}
 \mu_1 & = 0.77 \\
 \mu_2 & = 1.30 \\
 \mu_3 & = 1.77 \\
 \mu_4 & = 2.25 \\
 \mu_5 & = 2.67 \\
 \mu_6 & = 3.1
 \end{aligned}$$

Für beliebige Mittelwerte kann die Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit durch Interpolation berechnet werden:

$$(6.4) \quad \frac{n_\pi}{n(\pi+e)} = \sum_{i=n}^m W_i + f * \left( \sum_{i=n}^{m+1} W_i - \sum_{i=n}^m W_i \right)$$

mit: 
$$f = \frac{\langle n \rangle - \mu_m}{\mu_{m+1} - \mu_m}$$

$$\mu_m < \langle n \rangle < \mu_{m+1}$$

$$\langle n \rangle = \mu_\delta + \mu_{TR}$$

Die Ergebnisse der Simulation nach der Cluster-Counting-Methode zeigt Figur 6.7. Hier ist die Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit für die gleichen Radiatordicken und Gasfüllungen wie in Kapitel 6.2 aufgetragen. Zum Vergleich sind hier noch einmal die Ergebnisse der Ladungs-Integrations-Methode mit eingezeichnet.

Da die Fehler für die Cluster-Counting-Methode statistischer Natur sind, wurde in Figur 6.7 ein aus experimentellen Daten [6.2] ermittelter Fehler für alle Datenpunkte der Cluster-Counting-Methode eingezeichnet.

Die Werte der Cluster-Counting-Methode zeigen qualitativ das gleiche Verhalten wie die Daten der Ladungs-Integrations-Methode: steiler Abfall der Pion-Verunreinigung mit steigender Radiatordicke bei Xenon Gasfüllung und konstante Pion-Verunreinigung bei Argon. Die Argon Gasfüllung führt nach der Cluster-Counting-Methode zwar zu besseren Ergebnissen, zeigt sich aber auch hier der Xenon Gasfüllung unterlegen.

Es ist interessant, daß die Verbesserung der  $\pi/e$ -Trennung bei Argon durch die Cluster-Counting-Methode im Vergleich zur Ladungs-Integrations-Methode wesentlich größer ausfällt als bei Xenon. Dies liegt daran, daß in Argon wesentlich weniger  $\delta$ -Elektronen pro cm produziert werden als bei Xenon.

Bei gleicher Radiatordicke und gleicher Gasfüllung zeigen die Daten der Cluster-Counting-Methode eine gegenüber den Daten der Ladungs-Integrations-Methode um den Faktor 1.5-2 kleinere Pion-Verunreinigung. Innerhalb der Fehlergrenzen liefern die beiden Methoden aber vergleichbare Ergebnisse.

Das Verhalten der  $\pi/e$ -Trennung für eine beliebige Anzahl von Modulen läßt sich mit den bis jetzt vorgestellten Daten berechnen.

Ist die  $\pi/e$ -Trennung für n Module gegeben, dann läßt sie sich für m Module zu:

$$(6.5) \quad \left[ \frac{n_\pi}{n_{\pi+e}} \right]_m = \left[ \frac{n_\pi}{n_{\pi+e}} \right]_n^{m/n}$$

berechnen.

Die Ergebnisse der Simulation mit 3 Modulen sind für einen 10 cm dicken Radiator für 2, 4 und 5 Module in Figur 6.8 dargestellt.

Bei der Argon Gasfüllung bleibt die Pion-Verunreinigung nach der Ladungs-Integrations-Methode selbst bei 5 Modulen schlechter als 10%. Nach der Cluster-Counting-Methode würden für  $n_\pi/n_{\pi+e} = 10^{-1}$  aber schon 4 Module ausreichen.

Bei Xenon Gasfüllung nimmt die Pion-Verunreinigung mit steigender Anzahl der Module rasch ab. Bei fünf Modulen

ließe sich hier eine Pion-Verunreinigung von etwa  $10^{-2}$  nach beiden Methoden erreichen.

Im Folgenden wird untersucht, ob eine Reduzierung der Xenon Konzentration (und damit eine Reduzierung des  $\delta$ -Elektronen Untergrundes) mit der Cluster-Counting-Methode noch eine Verbesserung in der  $\pi/e$ -Trennung ergibt. Figur 6.9 zeigt die Pion-Verunreinigung für 2,3,4 und 5 Module mit einem 10 cm Radiator und 17% Xenon Gasfüllung. Zum Vergleich sind hier die Ergebnisse aus Figur 6.8 für 30% Xenon Gasfüllung nach der Cluster-Counting-Methode eingezeichnet. Die Verringerung der Xenon Konzentration von 30% auf 17% ergibt bei drei Modulen eine Verbesserung der  $\pi/e$ -Trennung von 1.5%.

Figur 6.10 zeigt eine Zusammenstellung einiger experimentell gemessener Pion-Verunreinigungen als Funktion der Moduldicke für verschiedene Anzahlen von Modulen. Als Radiatormaterial wurden Kohlenstoff- und Polyäthylenfasern und Lithium-Folien mit sehr unterschiedlichen (von  $7 \mu\text{m}$  bis  $50 \mu\text{m}$ ) Faser-(Folien)dicken verwendet. Außerdem sind die Ergebnisse der Simulationsrechnungen aus Figur 6.9 eingetragen. Innerhalb der Fehlergrenzen sind alle experimentellen Daten miteinander vergleichbar. Dies bedeutet, daß selbst mit unterschiedlichen TRD Konfigurationen etwa dieselbe Pion-Verunreinigung erreicht wird. Die simulierten Daten stimmen bei gleicher Anzahl an Modulen mit den experimentellen Daten innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Dabei liegen die Ergebnisse mit 30% Xenon Gasfüllung etwas schlechter als die experimentellen Daten, was in dem hohen Untergrund an  $\delta$ -Elektronen begründet ist.

Die Konsequenzen für den Aufbau des Übergangsstrahlungsdetektors für H1, die sich aus der Simulation der  $\pi/e$ -Trennung ergeben, werden hier nochmals zusammengefaßt:

Will man mit dem TRD eine  $\pi/e$ -Trennung von mindestens  $10^{-1}$  erreichen, so sollten folgende Bedingungen erfüllt sein:

- Die Radiatordicke sollte, bei der gewählten Faserdicke von  $20 \mu\text{m}$ , mindestens 8 cm betragen.
- Eine Xenon Gasfüllung ist einer Argon Gasfüllung vorzuziehen, wobei eine 17% Xenon Gasfüllung eine etwas niedrigere Pion-Verunreinigung, bei gleicher Radiatordicke, ergibt als eine 30% Xenon Gasfüllung. Der Prozentsatz der Gasfüllung ist nicht kritisch, da sich die Gasschicht über die Anzahl der ausgelesenen Drähte der radialen Kammer auswählen läßt.
- Polyäthylen ist ein geeignetes Radiatormaterial, aber auch andere Materialien, wie z.B. Kohlenstoff-Fasern, ergeben im Vergleich dazu nur geringfügig andere Pion-Verunreinigungen (vergl.: Figur 6.10).

Mit der gegebenen Konfiguration des H1 TRD's läßt sich eine  $\pi/e$ -Trennung von  $10^{-1}$  erreichen. Bessere Ergebnisse würden sich nur durch Einsatz von mehr als drei Modulen realisieren lassen.

Bei der Simulation wurde die Absorption im Eingangsfenster der radialen Kammern vernachlässigt. Dies kann zu einer Verschlechterung der angegebenen Ergebnisse beitragen.

## Zusammenfassung

Für den Nachweis neuartiger Reaktionen bei HERA spielt die Identifikation von Elektronen eine entscheidende Rolle. Im zentralen Vorwärtsbereich des H1 Experimentes ist daher der Einsatz eines TRD's, der besonders zur Identifizierung hochenergetischer Elektronen geeignet ist, geplant. Der TRD ergänzt das elektromagnetische Kalorimeter in einem Raumbereich, in dem mit besonders hohem Untergrund gerechnet wird.

Mit einem Simulationsprogramm wurden Ereignisse mit Top- und Bottom-Quarks erzeugt, die verschiedene Untersuchungen zur Doppelspurauflösung und Akzeptanz des FTD's zulassen.

Die Untersuchung der Spurabstände zwischen primären Elektronen und anderen Teilchensorten innerhalb des FTD's ergibt, daß etwa 96% der primären Elektronen einen Abstand von mehr als 2 cm zu anderen geladenen Teilchen haben. Da der FTD eine Doppelspurauflösung von 3 mm besitzt, lassen sich die Spuren der primären Elektronen von den Quark-Jets trennen.

Den Hauptuntergrund bei der Rekonstruktion von Elektronspuren bildet die Konversion von Photonen.

Um den Einfluß dieses Effektes abschätzen zu können, wurde ein Programm entwickelt, das die Konversion von Photonen im gesamten zentralen Vorwärtsbereich des H1-Detektors simuliert.

Für die erzeugten Ereignisse liegt die Anzahl der Abstände zwischen Konversions-Elektronenpaaren und primären Elektronen, die kleiner als die Doppelspurauflösung des FTD'S sind, im Bereich einiger Promille.

Die Photonkonversion - entweder durch Photonen vom Primärvertex oder durch Bremsstrahlung - hat daher nur einen geringen Einfluß auf die Identifikation der Elektronen.

Die Überlappung von Pionenspuren und Photonen kann bei Konversion des Photons eine Elektronenspur vortäuschen. Die Abstandsuntersuchungen ergaben, daß auch dieser Effekt für die Elektronenidentifikation innerhalb des FTD's nur von geringer Bedeutung ist. Beim elektromagnetischen Kalorimeter, das den gesamten FTD umgibt, können aber etwa 10% der Pionspuren mit einem Photon innerhalb eines Kalorimetersegmentes liegen.

Die geometrische Akzeptanz des FTD Eintrittsfensters beträgt 6.5% vom gesamten Raumwinkelbereich. Aufgrund der Reaktionskinematik bei HERA erreicht der FTD eine Akzeptanz für primäre Elektronen von 60% und eine Akzeptanz für Pionen von 50%, wobei hauptsächlich Pionen mit kleinem Transversalimpuls ( $P_t < 1$  GeV/c) durch den FTD fliegen. Die Anzahl der Pionen mit kleinem  $P_t$  nimmt radial nach außen hin ab, während die Pionen mit größerem  $P_t$  gleichmäßig über das Eintrittsfenster verteilt sind.

Die  $\pi/e$ -Trennung des TRD's wurde nach der Ladungs-Integrations- und Cluster-Counting-Methode für verschiedene Radiatordicken und Nachweissgase simuliert. Die

Cluster-Counting-Methode liefert etwas bessere Ergebnisse ( $\sim 2\%$ ) als die Ladungs-Integrations-Methode. Innerhalb der Fehlergrenzen sind die Ergebnisse beider Methoden jedoch vergleichbar.

Wenn die geforderte  $\pi/e$ -Trennung von  $10^{-1}$  bei 90% Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden soll, müssen an die Radiatoren und das Nachweisgas folgende Bedingungen gestellt werden:

- Die Radiatordicke sollte mindestens 8 cm betragen.
- Als Nachweisgas ist Xenon einer Argon Gasfüllung vorzuziehen.
- Die Simulation nach der Cluster-Counting-Methode zeigt, daß die Xenon Gasschicht so gewählt werden sollte, daß möglichst wenig Untergrund durch  $\delta$ -Elektronen entsteht und gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit für die Absorption der Übergangsstrahlungs-Photonen möglichst groß ist. Die Simulation ergab, daß eine 17%ige Xenon Gasfüllung einer 30%igen Xenon Gasfüllung überlegen ist (bei 3 Modulen  $\sim 2\%$ ).

Eine wesentlich bessere  $\pi/e$  Trennung ( $< 10^{-1}$ ) läßt sich nur durch Einsatz von mehr als drei Modulen erreichen.

In Verbindung mit dem elektromagnetischen Kalorimeter erweist sich der TRD als unverzichtbare Detektorkomponente für die Elektronenidentifikation.

## Anhang

### Programmbeschreibung

In dieser Arbeit wurde untersucht, wie gut der für das H1-Experiment vorgeschlagene TRD Pionen von Elektronen trennen kann. Hierzu wurde ein Computerprogramm entwickelt, welches die Deponierung des Energieverlustes und der Übergangsstrahlungsenergie in den radialen Nachweiskammern des FTD's simuliert. Das Floating Diagramm des Programms ist in Figur A dargestellt.

Die wichtigsten Eingangsparameter für das Programm sind:

- Die mittlere Anzahl absorbierter Übergangsstrahlungs Photonen  $\langle N \rangle$ .
- Die mittlere Übergangsstrahlungsenergie pro Photon  $\langle E \rangle$ .

Beide Größen wurden mit Hilfe des Simulationsprogramms für Übergangsstrahlung berechnet.

und:

- Der Energieverlust  $dE/dx$  des Teilchens

Da das Verhalten von Elektronen mit einer Energie von 4 GeV simuliert wurde kann für den mittleren Energieverlust in einem bestimmten Gas, der des Fermiplateaus angesetzt werden.

Die Simulation geht folgendermaßen vonstatten:

Zunächst werden die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von  $N$  Photonen nach einer Poissonverteilung (Gleichung 6.2) mit dem Mittelwert  $\langle N \rangle$  berechnet.

Die Anzahl  $NP$ , der in einem TRD Modul absorbierten Übergangsstrahlungs-Photonen, wird durch Würfeln der Poissonverteilung erhalten.

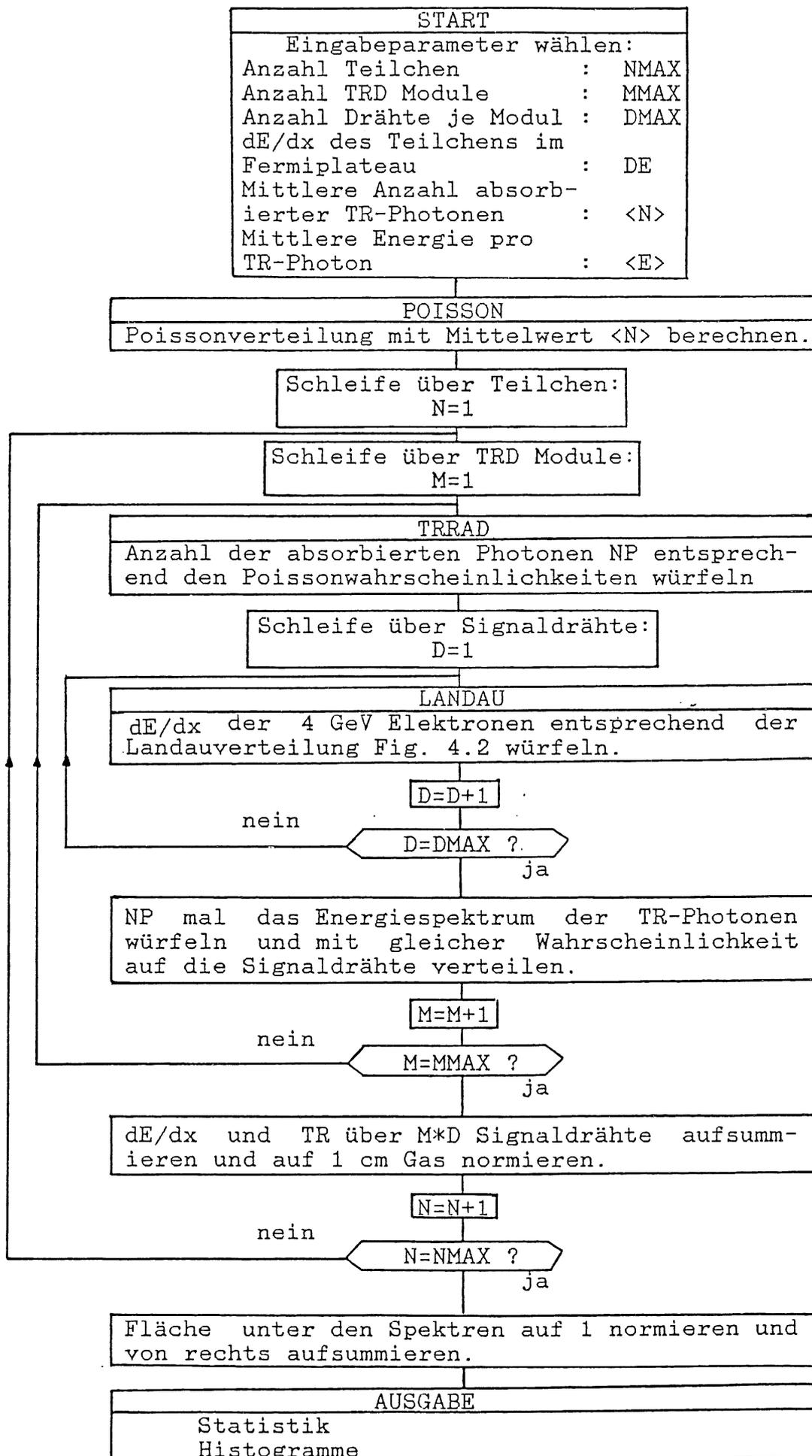
An jedem Signaldraht der radialen Kammern würfelt das Programm einen Energieverlust, entsprechend der Landauverteilung aus Figur 5.2, mit dem mittleren Energieverlust des Teilchens im Fermiplateau als Mittelwert.

Aus dem Energiespektrum der Übergangsstrahlungs Photonen werden  $NP$  mal Energiewerte gewürfelt und gleichverteilt auf die Drähte der radialen Kammern abgegeben.

Der Energieverlust des Teilchen pro Draht ist im Array VALDE und  $dE/dx + TR$  im Array VALTR abgespeichert.

Für jedes Teilchen werden die Array's VALDE und VALTR über alle Drähte aufsummiert, auf 1 cm Kammergas normiert und in Histogrammen abgespeichert.

Ist die Simulation für alle Teilchen abgeschlossen, folgt die Normierung der Fläche des  $dE/dx$ - bzw.  $dE/dx + TR$ -Spektrums auf eins. Durch die Summierung der beiden Spektren von rechts ergibt sich die Elektronenachweishrscheinlichkeit aus dem  $dE/dx + TR$  - und die entsprechende Pion-Verunreinigung aus dem  $dE/dx$ -Spektrum.



Figur A

## Literaturhinweise

- [1.1] G. Wolf, HERA: Physics, Maschine and Experiments  
DESY Report 86-089
- [1.2] Duke D., Ovens J.F. Phys. Rev. D30,49(1984)
- [1.3] Leveille, J.P., Weiler, T. Nucl. Phys. B147,147(1979)
  
- [2.1] E. Farhi, L. Susskind, Phys. Rep. 74, 277 (1981)  
S. Dimopoulos Nucl. Phys. B188(1980)69
- [2.2] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al. Phys.  
Lett. 94B(1980)84  
CELLO Collaboration, H.J. Berend et al. Phys.  
Lett. 103B(1981)148;123B(1983)127  
JADE Collaboration, W. Bartel et al. Z. Phys.  
C19(1983)197
- [2.3] J. Carr et al. Phys. Rev. Lett. 51, 627(1983)
  
- [3.1] Technical Proposal for the H1 Detector, 25 März, 1986
  
- [4.1] LUND ep Monte Carlo Programm LEPTO, Vers.: 4.3  
Gunner Ingelmann, April 1983
- [4.2] TRESH Routine CERN Computer Library X-201(1968)
  
- [5.1] W.W.M. Allison, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. (1980)253
- [5.2] W. Ginsburg, I. Frank, J. Exp. Theor.  
Phys.(UDSSR) 16,15(1946)
- [5.3] M.L. Ter-Mikaelian, High Energy Elektromagnetic  
Processes in Condensed Media, Wiley N.Y.(1972)
- [5.4] Jackson, Klassische Elektrodynamik, John Wiley & Sons  
N.Y. (1975) 819 ff
- [5.5] G.M. Garibian, Sov. Phys. JETP 39,265(1974)  
G.M. Garibian, Sov. Phys. JETP 33,23(1971)  
M.L. Ter-Mikaelian, Nucl. Phys. 24, 43(1961)
- [5.6] G.M. Garibian, Nucl. Instr. Meth. 125(1975) 133
- [5.7] Priv. Doz. Dr. W. Struczinski, priv. Mitteilung
- [5.8] X. Artru et al. Phys. Rev. 12(1975)1289
- [5.9] S. Nann, DESY Report F14-86-04
  
- [6.1] Walenta et al. NIM 161(1979)45-48
- [6.2] Fabjan et al. NIM 185(1981)119-124

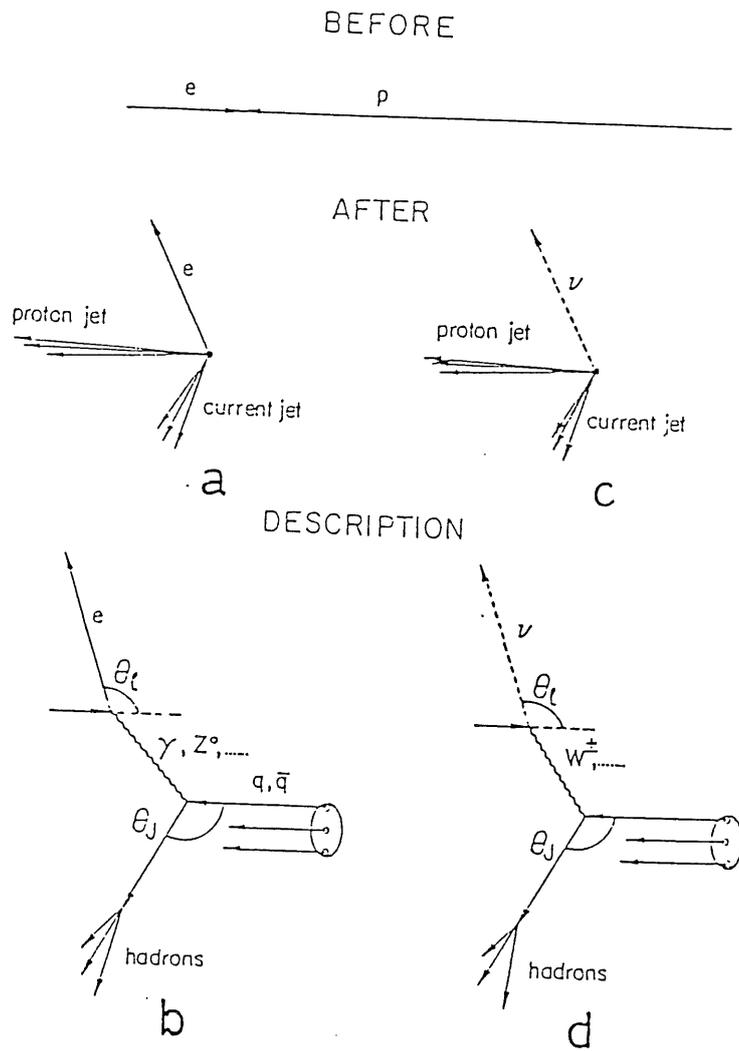
## Verzeichnis der Figuren

- Figur 1.1 Die Topologie der Elektron Proton Streuung für NC- (a,b) und CC-(c,d) Prozesse.
- Figur 1.2 Die kinematischen Bedingungen der Elektron Proton Streuung.
- Figur 1.3 Die kinematischen Bedingungen der Elektron Proton Streuung für kleine ( $<5000 \text{ GeV}^2$ )  $Q^2$  Werte.
- Figur 1.4 Das qualitative Verhalten der NC- und CC-Wirkungsquerschnitte bei  $\gamma$ - bzw. W-Boson Austausch.
- Figur 1.5 Erwartete Reaktionsraten für NC-Reaktionen mit  $x>0.01$  und  $y>0.01$  .
- Figur 1.6 Erwartete Reaktionsraten für CC-Reaktionen mit  $x>0.01$  und  $y>0.01$  .
- Figur 1.7 Produktion von schweren Quarks "Photon Gluon Fusion".
- Figur 2.1 Das Verhältnis der Strukturfunktionen  $F_2(\gamma+Z^0+\text{Interf. Term})/F_2(\gamma)$  für Elektron-Quark Streuung, wenn diese eine Substruktur besitzen.
- Figur 2.2 Mögliche Diagramme für die Produktion und den Zerfall angeregter Quark-(a,b) und Lepton-(c,d) Zustände mittels Photonaustausch.
- Figur 2.3 Beispiel für das in Technicolor Modellen vorhergesagte Teilchenspektrum.
- Figur 2.4 Mögliches Diagramm für die Produktion von Leptoquarks ("Elektron Gluon Fusion").
- Figur 2.5 Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Leptoquarks bei verschiedenen Schwerpunktsenergien und verschiedenen Topquarkmassen.
- Figur 2.6 Durch Simulationsrechnungen rekonstruiertes Massenspektrum von Leptoquarks mit einer Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  für die  $e\bar{t}\bar{t}$  und  $\mu\bar{t}\bar{t}$  Zerfallskanäle. Die gestrichelte Linie gilt für das Massenspektrum bei Identifikation der Top-Quark-Jets.
- Figur 2.7 Produktions-(a) und Zerfalls-(b) Diagramme für Spiegel-Elektronneutrinos.

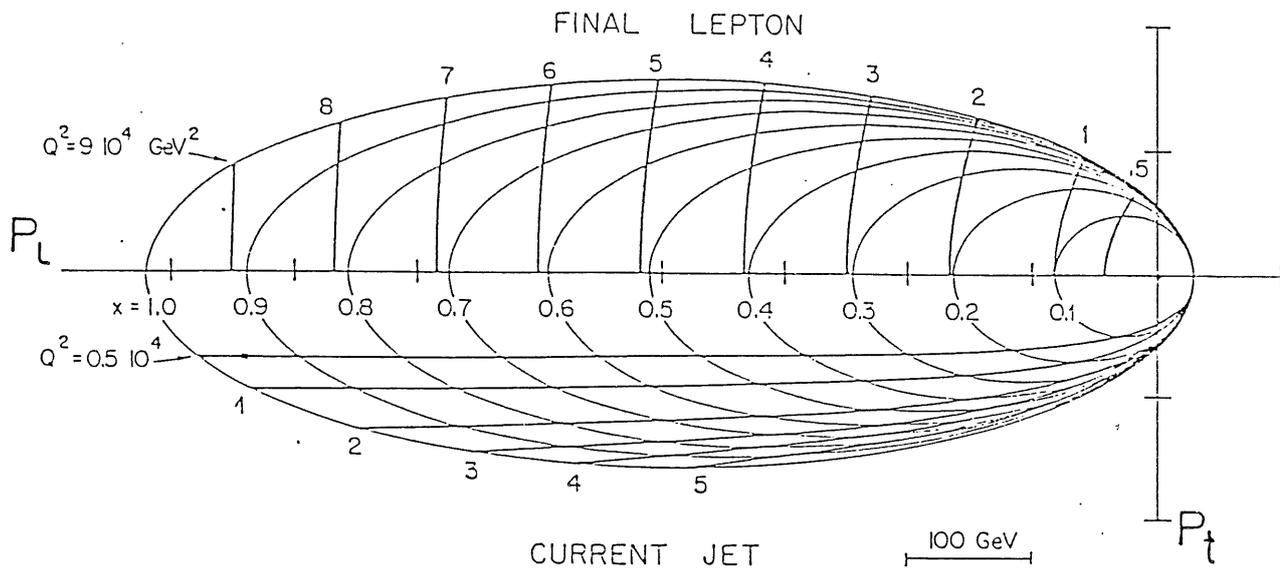
- Figur 2.8 Die sechs Asymmetrien für polarisierte e-p-Streuung.  
 (\_\_\_\_): Standard Modell  
 (----):  $\sin^2\theta_R=0.7$   
 (....):  $\sin^2\theta_R=0.3$
- Figur 2.9 Massenbereich (schraffiert), in dem sich schwere W-Bosonen durch Änderung des CC-Wirkungsquerschnitts nachweisen lassen.
- Figur 2.10 Mögliche Diagramme für die Produktion schwerer Leptonen und Quarks mittels W'-Bosonen Austausch.
- Figur 2.11 Erwartete Reaktionsraten pro Tag für die Produktion von schweren Quarks und Leptonen.
- Figur 2.12 Produktionskinematik für verschiedene Quark- und Lepton Massen bei HERA Energien (in GeV/c<sup>2</sup>):  
 a)  $M_L=100$   $M_Q=0$       d)  $M_L=0$   $M_Q=100$   
 b)  $M_L=100$   $M_Q=50$     e)  $M_L=50$   $M_Q=100$   
 c)  $M_L=100$   $m_Q=150$     f)  $M_L=150$   $M_Q=100$
- Figur 2.13 Mögliche Zerfallsdiagramme für schwere Quarks und Leptonen.
- Figur 2.14 Squark und Selektion Produktion mittels  $\tilde{\psi}$  und  $\tilde{z}$  (a) bzw.  $\tilde{\psi}$  (b) Austausch.
- Figur 2.15 Weitere mögliche Zerfälle des  $\tilde{\psi}$  (siehe Text).
- Figur 2.16 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion:  
 $e+p \rightarrow \tilde{e}+\tilde{q}+X$
- Figur 2.17 Vergleich zwischen Standard- (NC) und SUSY Reaktionen in einer Ebene senkrecht zum Strahl.
- Figur 2.18  $\Delta\phi$  als Funktion von  $\Delta y$  für SUSY Reaktionen mit:  
 a)  $m(\tilde{e})=m(\tilde{q})=40$  GeV/c<sup>2</sup>  
 b)  $m(\tilde{e})=m(\tilde{q})=100$  GeV/c<sup>2</sup>  
 c) standard (NC) Reaktionen
- Figur 2.19 Anteil der SUSY Reaktionen, die bei einem Schnitt:  $\Delta y > 0.2$  ;  $\Delta\phi > 0.2$ , verloren gehen.
- Figur 2.20  $\sigma(e+p \rightarrow \tilde{\psi}+\tilde{q}+X)/\sigma(e+p \rightarrow \psi+q+X)$  für ein gemessenes  $x < 0.2$  als Funktion des gemessenen y-Wertes.
- Figur 3.1 Der Aufbau des H1 Detektors. Senkrechter Schnitt entlang des Strahls.
- Figur 3.2 Das System der Spurkammern des H1 Detektors.

- Figur 4.1 Verteilungen der kinematischen Größen  $x$  und  $Q^2$  für 465 Top-(a,c) und 500 Bottom-(b,d) Quark-Ereignisse.
- Figur 4.2 Koordinatensysteme zur Berechnung einer Helixspur.
- Figur 4.3 Energiespektrum der Photonen der Top- und Bottom-Quark Reaktionen
- Figur 4.4  $\theta$ -Winkelverteilung der primären Elektronen der Top-(a) und Bottom- (b) Quark Reaktionen
- Figur 4.5  $\theta$ -Winkelverteilung der Pionen der Top-(a) und Bottom- (b) Quark Reaktionen. Mit einem Schnitt auf den Winkel:  $5^\circ < \theta < 30^\circ$  und den Transversalimpuls:  
 $P_t < 1 \text{ GeV}/c$  und  $4 < P_t < 5 \text{ GeV}/c$ .
- Figur 5.1 Abhängigkeit des Ionisationsverlustes von  $\beta\gamma$ .
- Figur 5.2 Landauverteilung (experimentell) des Ionisationsverlustes für Pionen mit einem Impuls von  $150 \text{ GeV}/c$ .
- Figur 5.3 Abhängigkeit der Breite der Landauverteilung des Ionisationsverlustes von der skalierten Ionisationsstrecke  $f/I$ .
- Figur 5.4 Energiespektrum der TR Photonen an einem Grenzübergang für verschiedene  $\gamma$  Werte.
- Figur 5.5 Energiespektrum der Übergangsstrahlung für einen  $\gamma$  Wert von 5000, an:  
 a) einem Grenzübergang  
 b) einzelner Folie  
 c) N Folien ohne Absorption  
 d) N Folien mit Absorption
- Figur 5.6 Abhängigkeit der Verteilungsfunktion  $f(y)$  vom Parameter  $\alpha$ .
- Figur 5.7 Totale Intensität der Übergangsstrahlung  $W$  als Funktion von  $\gamma$  für Folienradiatoren mit  $l_1 = 25 \mu\text{m}$  bzw.  $l_1 = 50 \mu\text{m}$  und  $l_2 = 200 \mu\text{m}$ .
- Figur 5.8 Relative Absorption von Argon, Xenon, Krypton im Röntgen Energiebereich als Funktion der Photonen Energie.
- Figur 6.1 Absorbierte Übergangsstrahlungsenergie pro Photon als Funktion von  $\gamma$  für einen 8 cm dicken Radiator aus Polyäthylen Fasern ( $l_1 = 20 \mu\text{m}$ ) und 30%iger Xenon Gasfüllung.
- Figur 6.2 Anzahl der absorbierten TR Photonen als Funktion von  $\gamma$ . Radiatorparameter und Gasfüllung wie in Figur 6.1 .

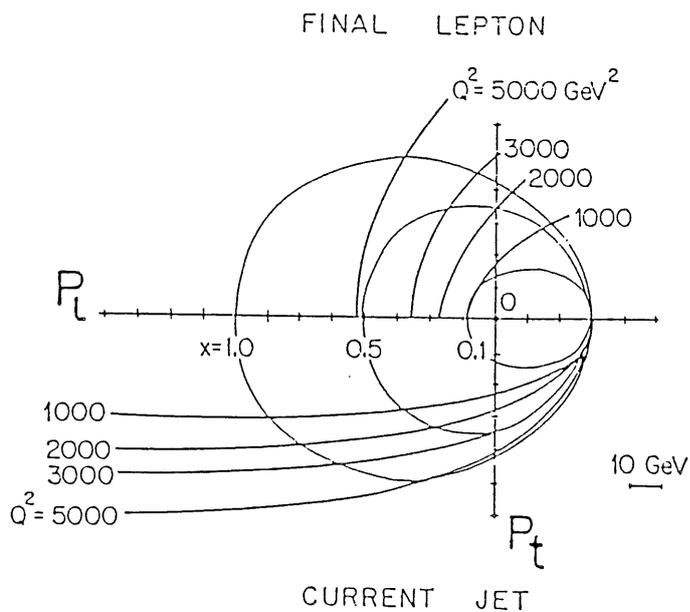
- Figur 6.3  $dE/dx$ - und  $dE/dx+TR$ -Spektrum mit Radiatorparametern und Gasfüllung wie in Figur 6.1. Die Spektren sind auf den Energieverlust in 1 cm Xenon normiert.
- Figur 6.4  $dE/dx$ - und  $dE/dx+TR$ -Spektrum für 3 Module, 30% Xenon Gasfüllung und Radiatoren der Dicke: a) 4cm, b) 8cm, c) 10 cm, d) 14 cm. Die Flächen unter den Spektren sind auf 1 normiert.
- Figur 6.5  $dE/dx$ - und  $dE/dx+TR$ -Spektrum für 3 Module, 80% Argon Gasfüllung und Radiatoren der Dicke: a) 4cm, b) 8cm, c) 10 cm. Die Flächen unter den Spektren sind auf 1 normiert.
- Figur 6.6 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach der Ladungs-Integrations-Methode für 30% Xenon ( $\circ$ ) und 80% Argon ( $\Delta$ ) Gasfüllung als Funktion der Radiatordicke.
- Figur 6.7 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach der Cluster-Counting-Methode für 30% Xenon ( $\square$ ) und 80% Argon ( $\nabla$ ) Gasfüllung als Funktion der Radiatordicke. Zum Vergleich sind die Datenpunkte aus Figur 6.6 mit eingetragen.
- Figur 6.8 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach Ladungs-Integrations- und Cluster-Counting-Methode für 2, 3, 4, 5 Module mit 10 cm dicken Radiatoren und 30% Xenon ( $\circ \square$ ) bzw. 80% Argon ( $\nabla \Delta$ ) Gasfüllung.
- Figur 6.9 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach der Cluster-Counting-Methode für 2, 3, 4, 5 Module mit 10 cm dicken Radiatoren und 30% Xenon ( $\diamond$ ) bzw. 17% Xenon ( $\square$ ) Gasfüllung.
- Figur 6.10 Zusammenstellung einiger gemessener Pion-Verunreinigungen für verschiedene Radiatormaterialien und verschiedene Anzahl von Modulen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse aus Figur 6.9 mit eingezeichnet.



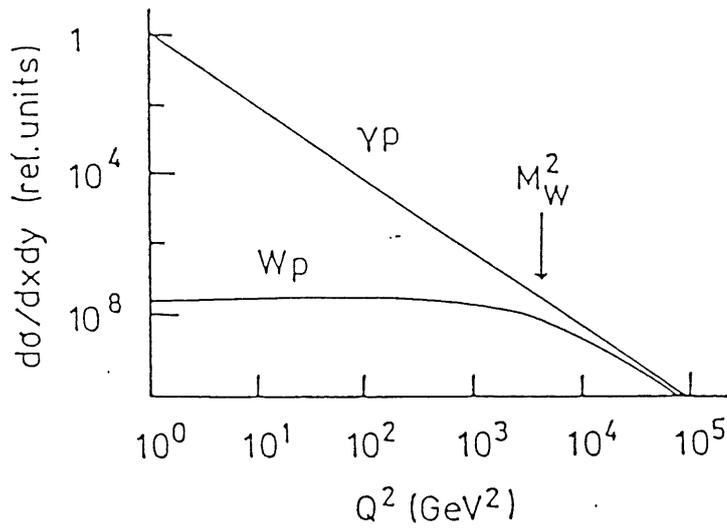
Figur 1.1 Die Topologie der Elektron Proton Streuung für NC- (a,b) und CC-(c,d) Prozesse.



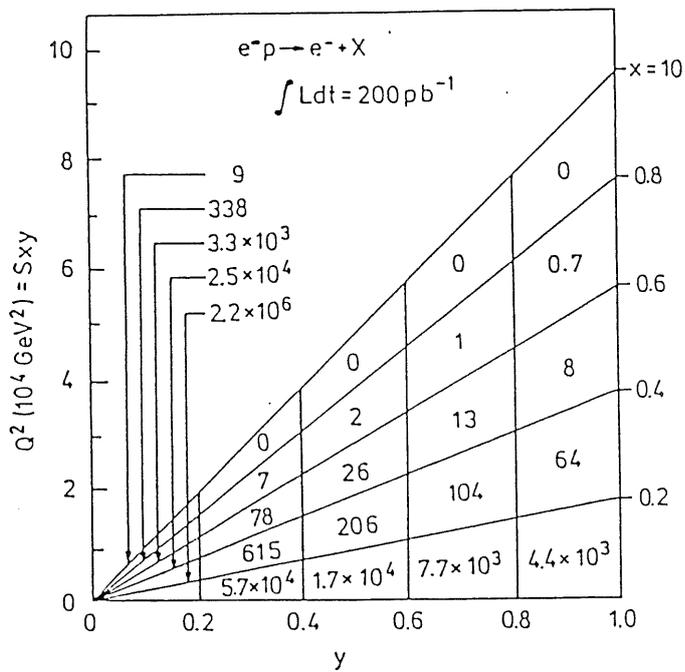
Figur 1.2 Die kinematischen Bedingungen der Elektron Proton Streuung.



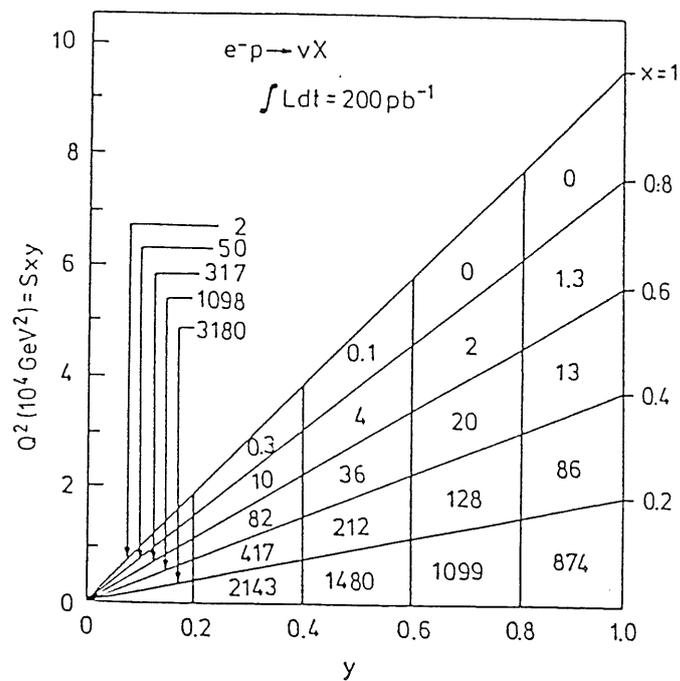
Figur 1.3 Die kinematischen Bedingungen der Elektron Proton Streuung für kleine ( $< 5000 \text{ GeV}^2$ )  $Q^2$  Werte.



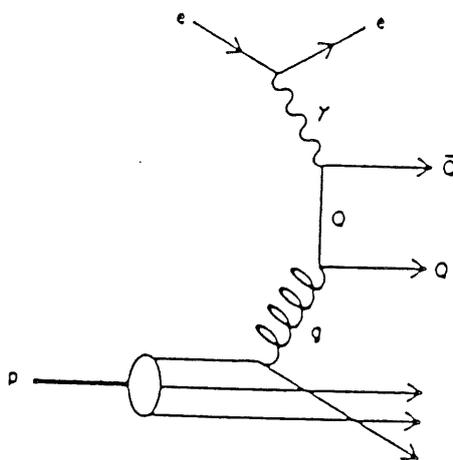
Figur 1.4 Das qualitative Verhalten der NC- und CC-Wirkungsquerschnitte bei  $\gamma$ - bzw. W-Boson Austausch.



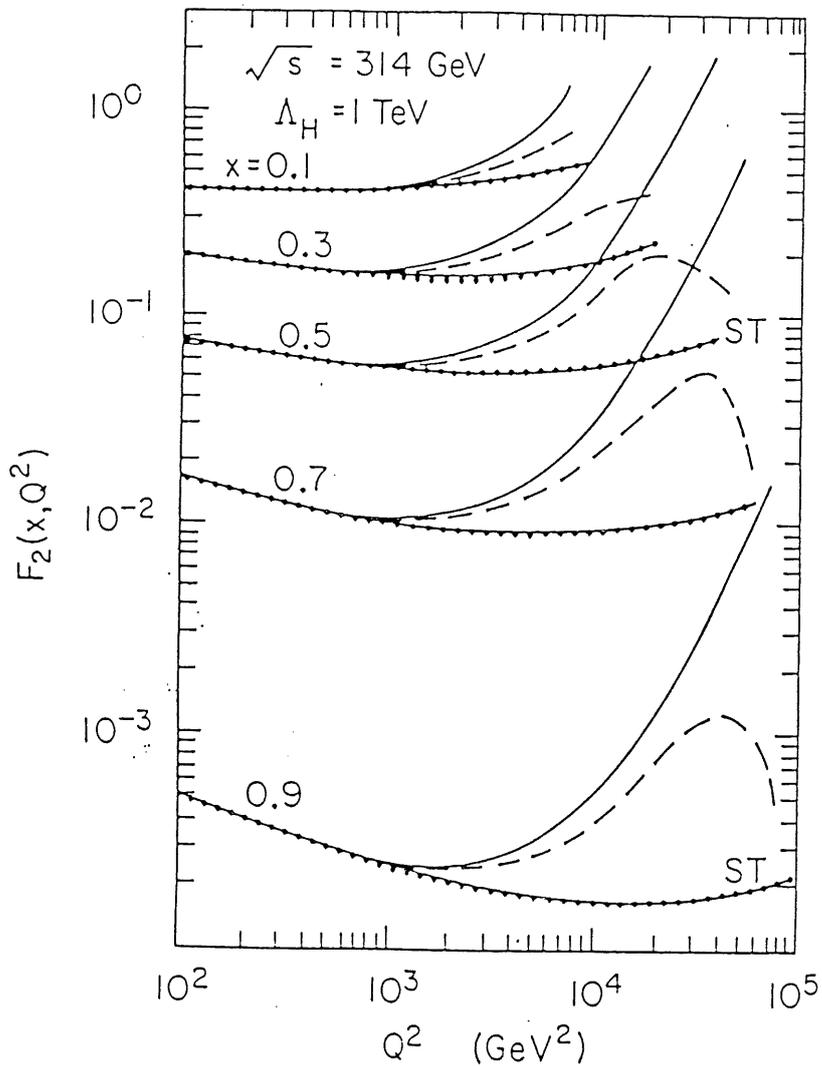
Figur 1.5 Erwartete Reaktionsraten für NC-Reaktionen mit  $x > 0.01$  und  $y > 0.01$ .



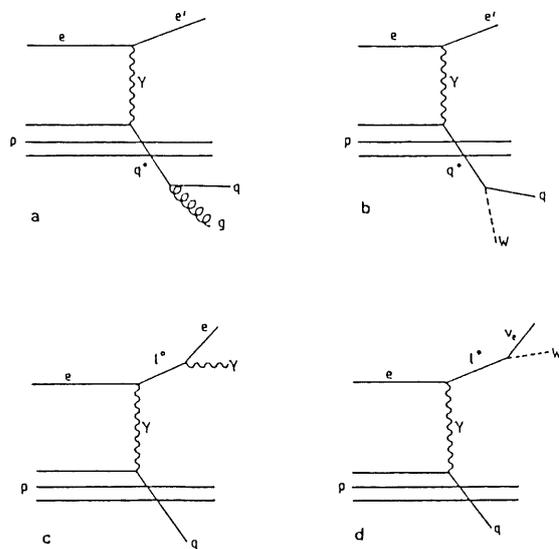
Figur 1.6 Erwartete Reaktionsraten für CC-Reaktionen mit  $x > 0.01$  und  $y > 0.01$ .



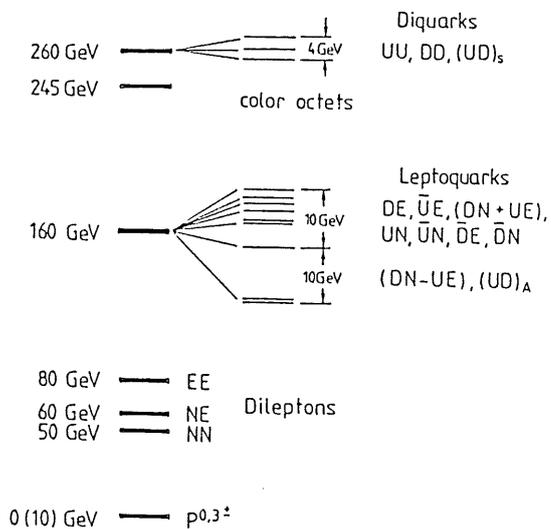
Figur 1.7 Produktion von schweren Quarks "Photon Gluon Fusion".



Figur 2.1 Das Verhältnis der Strukturfunktionen  $F_2(\gamma+Z^0+\text{Interf. Term})/F_2(\gamma)$  für Elektron-Quark Streuung, wenn diese eine Substruktur besitzen.

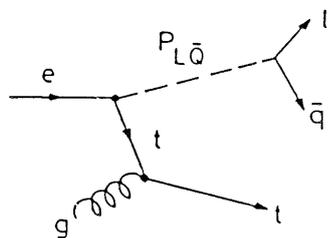


Figur 2.2 Mögliche Diagramme für die Produktion und den Zerfall angeregter Quark-(a,b) und Lepton-(c,d) Zustände mittels Photonaustausch.



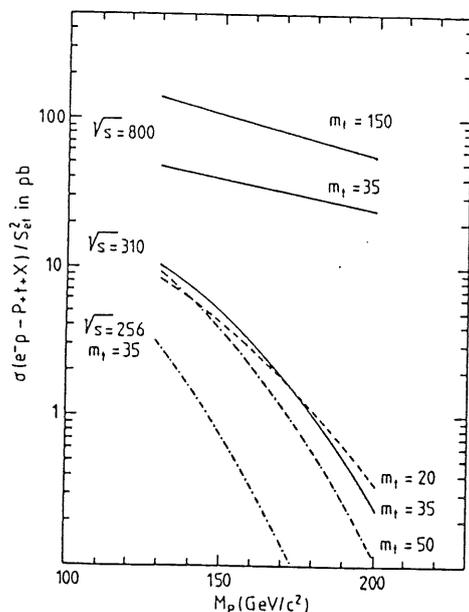
Figur 2.3

Beispiel für das in Technicolor Modellen vorhergesagte Teilchenspektrum.



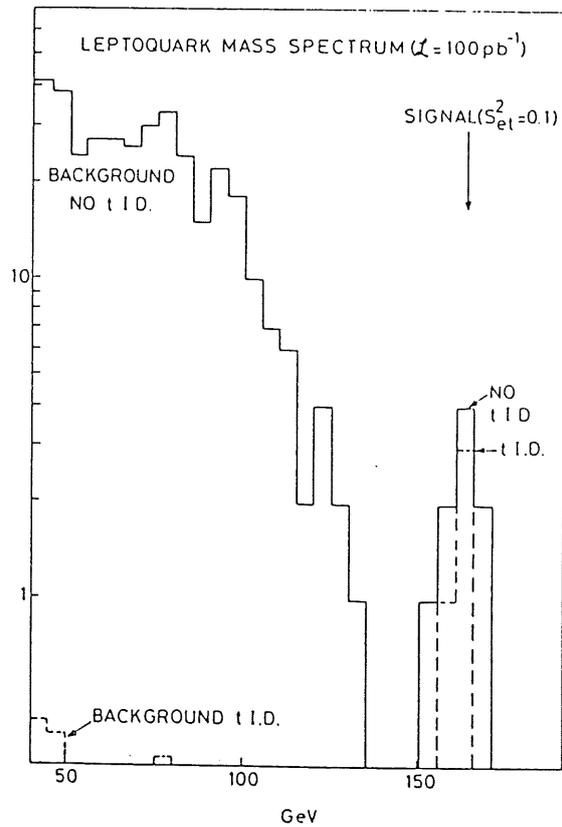
Figur 2.4

Mögliches Diagramm für die Produktion von Leptoquarks ("Elektron Gluon Fusion").

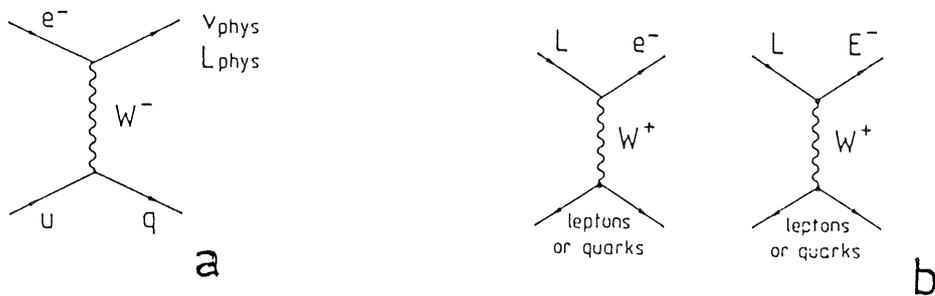


Figur 2 5

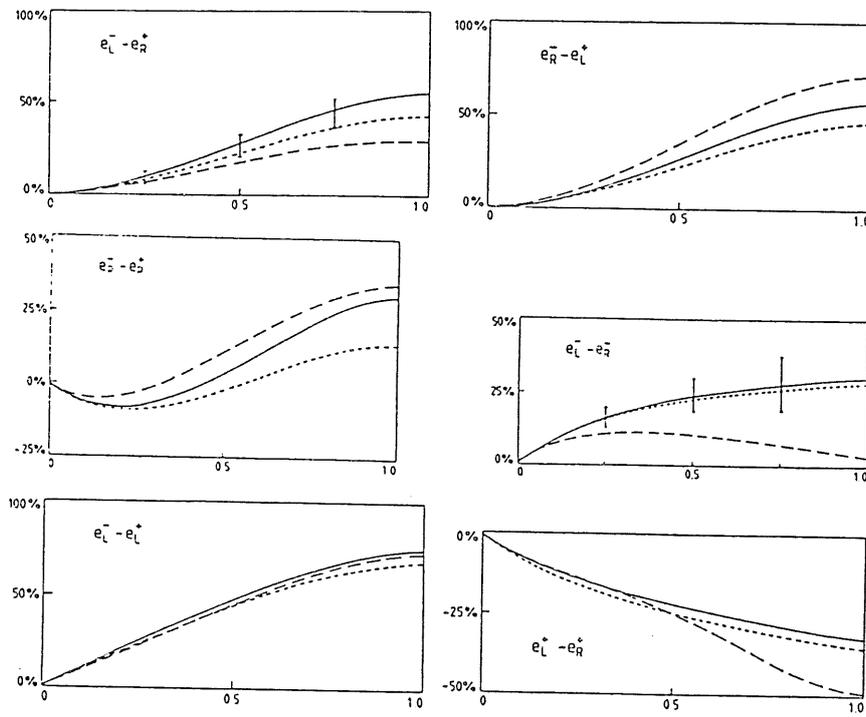
Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Leptoquarks bei verschiedenen Schwerpunktsenergien und verschiedenen Topquarkmassen.



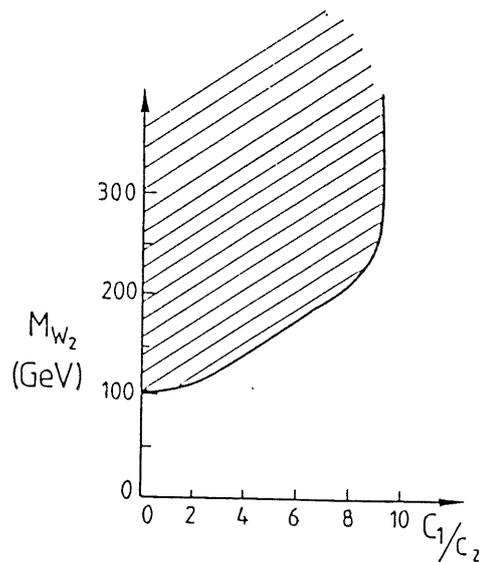
Figur 2.6 Durch Simulationsrechnungen rekonstruiertes Massenspektrum von Leptoquarks mit einer Masse von  $160 \text{ GeV}/c^2$  für die  $e\bar{t}$  und  $\mu\bar{t}$  Zerfallskanäle. Die gestrichelte Linie gilt für das Massenspektrum bei Identifikation der Top-Quark-Jets.



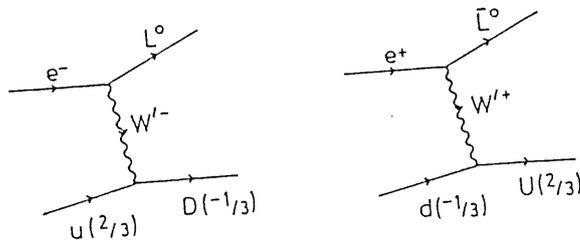
Figur 2.7 Produktions-(a) und Zerfalls-(b) Diagramme für Spiegel-Elektronneutrinos.



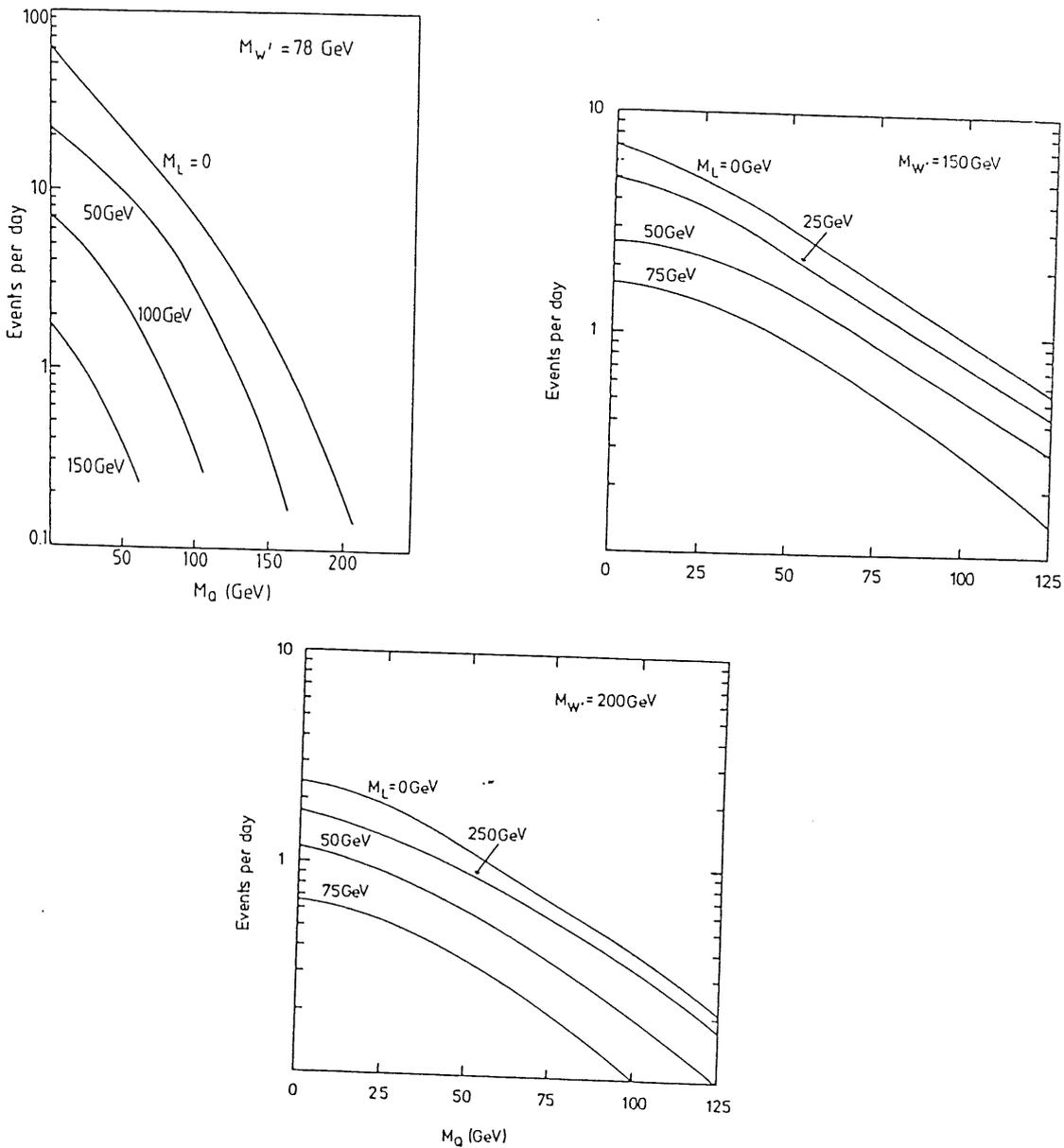
Figur 2.8 Die sechs Asymmetrien für polarisierte  $e-p$ -Streuung.  
 (—): Standard Modell  
 (---):  $\sin^2 \theta_R = 0.7$   
 (....):  $\sin^2 \theta_R = 0.3$



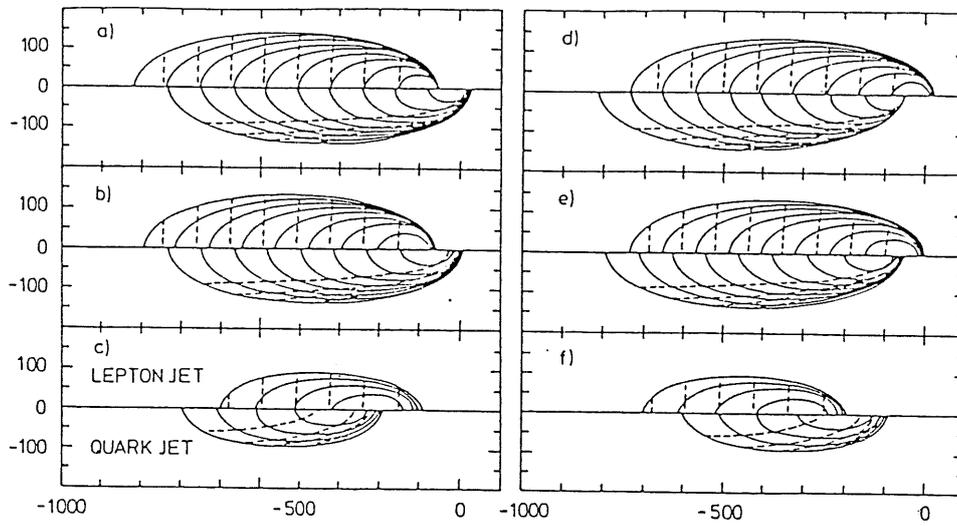
Figur 2.9 Massenbereich (schraffiert), in dem sich schwere  $W$ -Bosonen durch Änderung des CC-Wirkungsquerschnitts nachweisen lassen.



Figur 2.10 Mögliche Diagramme für die Produktion schwerer Leptonen und Quarks mittels  $W'$ -Bosonen Austausch.

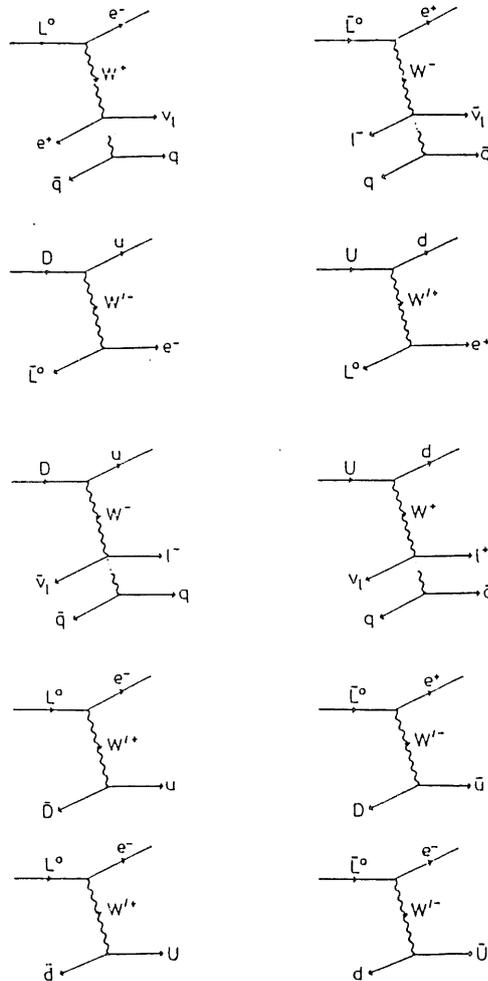


Figur 2.11 Erwartete Reaktionsraten pro Tag für die Produktion von schweren Quarks und Leptonen.

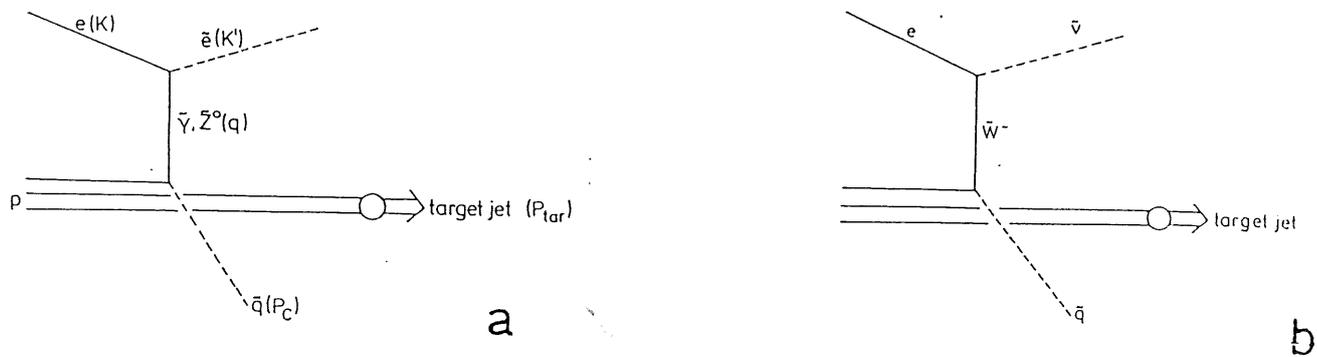


Figur 2.12 Produktionskinematik für verschiedene Quark- und Lepton Massen bei HERA Energien (in  $\text{GeV}/c^2$ ):

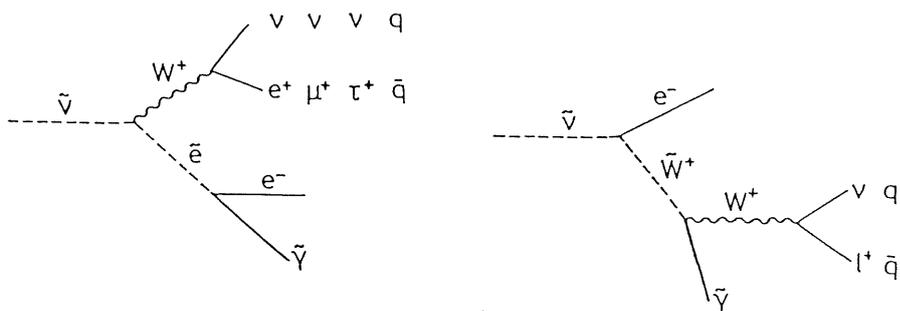
- |                |             |                |             |
|----------------|-------------|----------------|-------------|
| a) $M_L = 100$ | $M_Q = 0$   | d) $M_L = 0$   | $M_Q = 100$ |
| b) $M_L = 100$ | $M_Q = 50$  | e) $M_L = 50$  | $M_Q = 100$ |
| c) $M_L = 100$ | $m_Q = 150$ | f) $M_L = 150$ | $M_Q = 100$ |



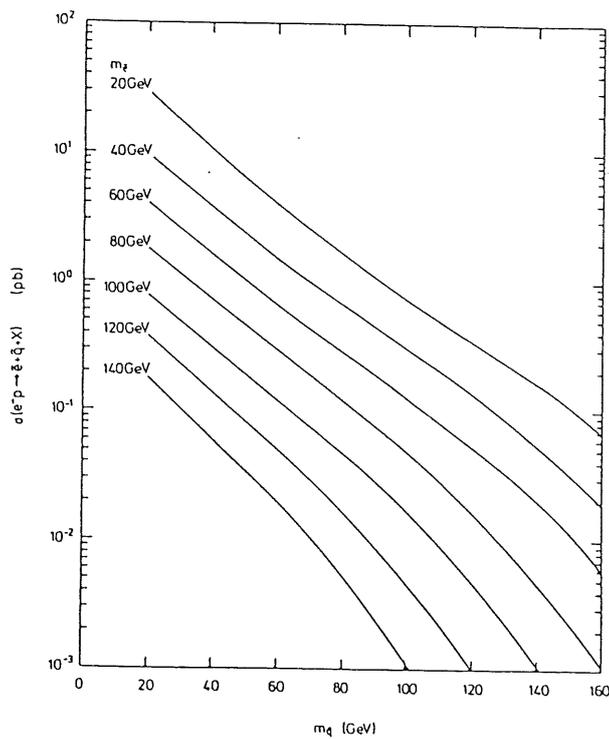
Figur 2.13 Mögliche Zerfallsdiagramme für schwere Quarks und Leptonen.



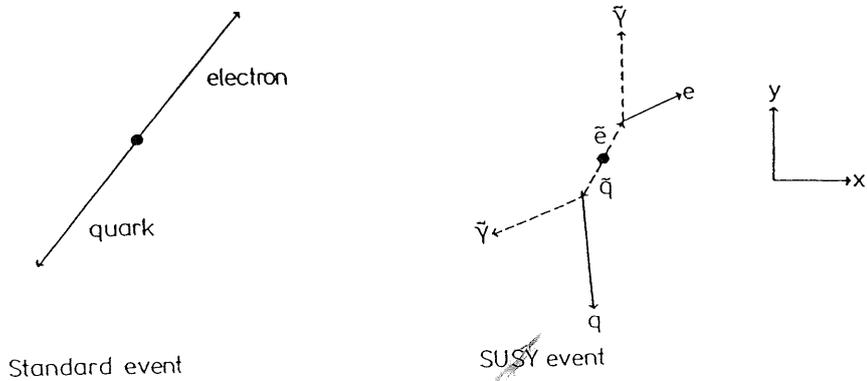
Figur 2.14 Squark und Selektion Produktion mittels  $\tilde{\gamma}$  und  $Z^0$  (a) bzw.  $\tilde{W}^-$  (b) Austausch.



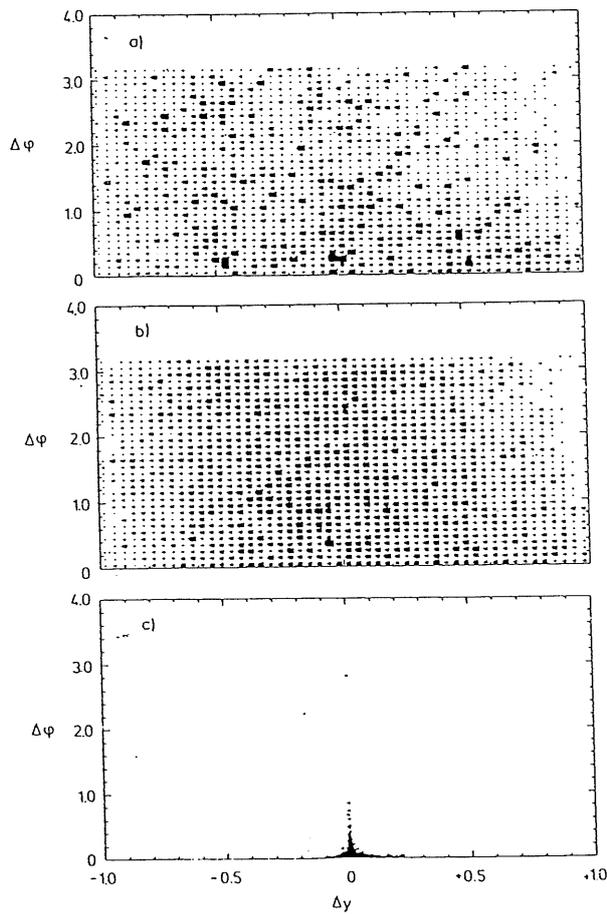
Figur 2.15 Weitere mögliche Zerfälle des  $\tilde{e}$  (siehe Text).



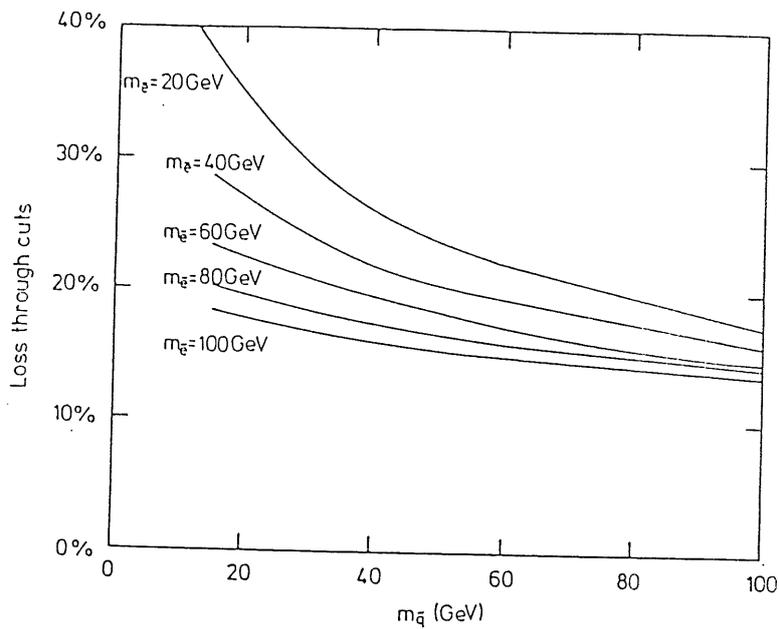
Figur 2.16 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion:  $e+p \rightarrow \tilde{e}+\tilde{q}+X$



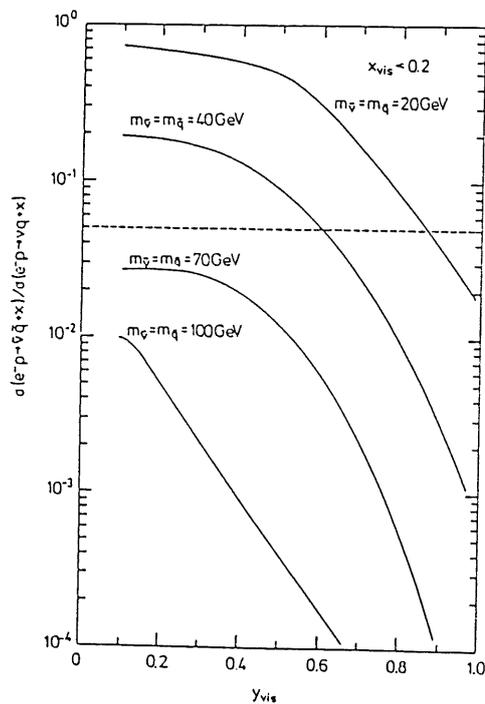
Figur 2.17 Vergleich zwischen Standard- (NC) und SUSY Reaktionen in einer Ebene senkrecht zum Strahl.



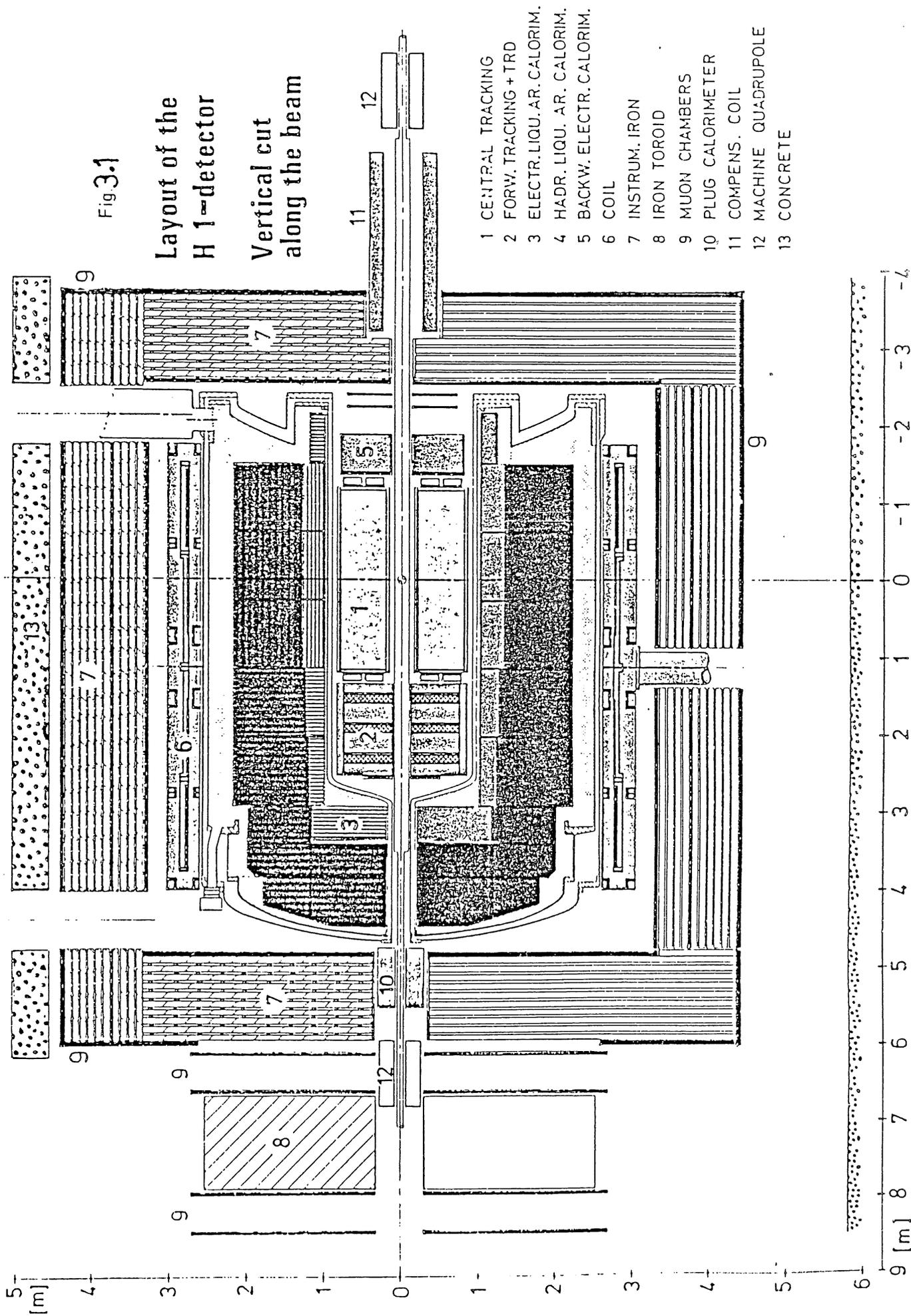
Figur 2.18  $\Delta\phi$  als Funktion von  $\Delta\gamma$  für SUSY Reaktionen mit: a)  $m(\tilde{e})=m(\tilde{q})=40 \text{ GeV}/c^2$   
 b)  $m(\tilde{e})=m(\tilde{q})=100 \text{ GeV}/c^2$   
 c) standard (NC) Reaktionen

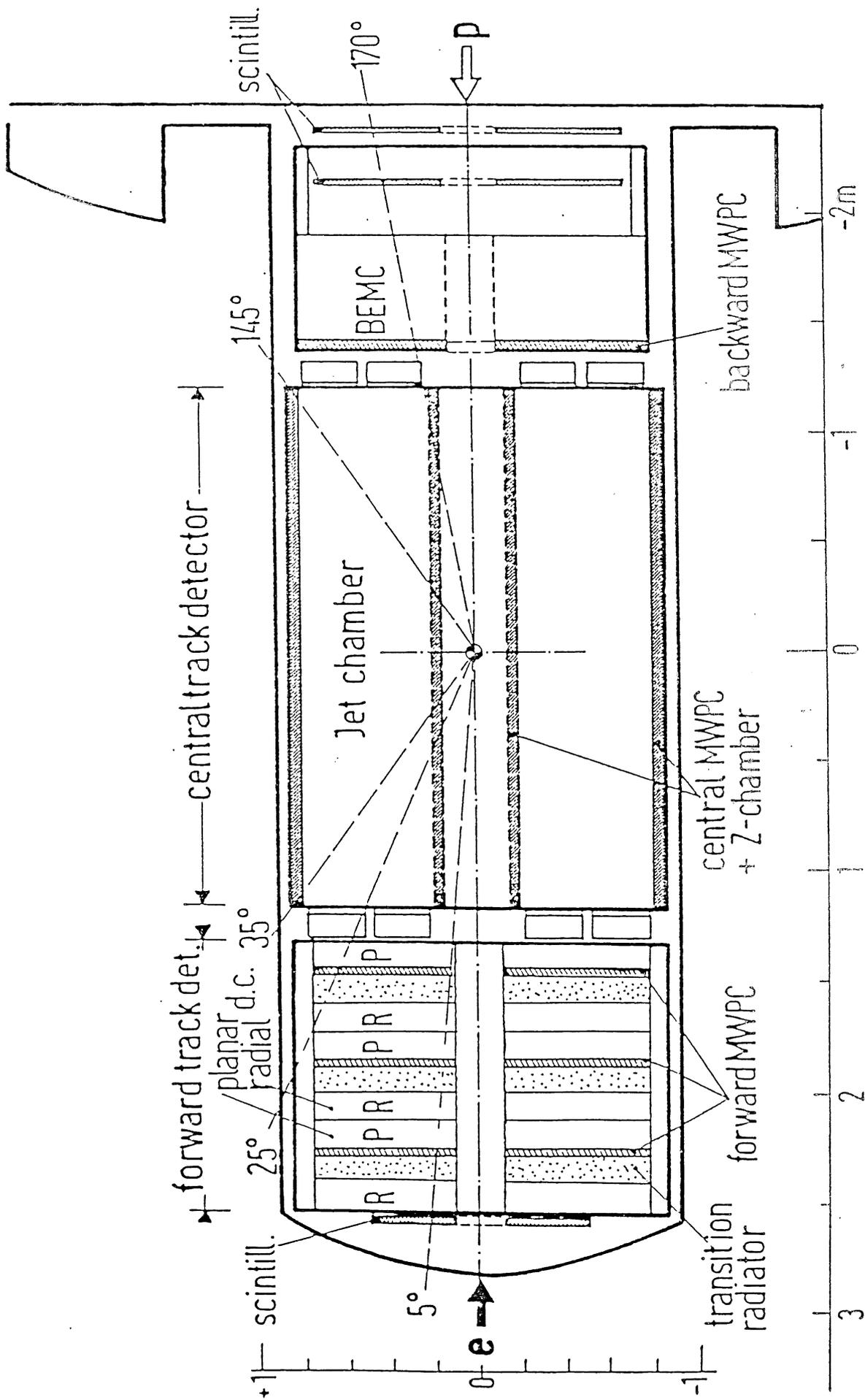


Figur 2.19 Anteil der SUSY Reaktionen, die bei einem Schnitt:  $\Delta y > 0.2$  ;  $\Delta \phi > 0.2$ , verloren gehen.

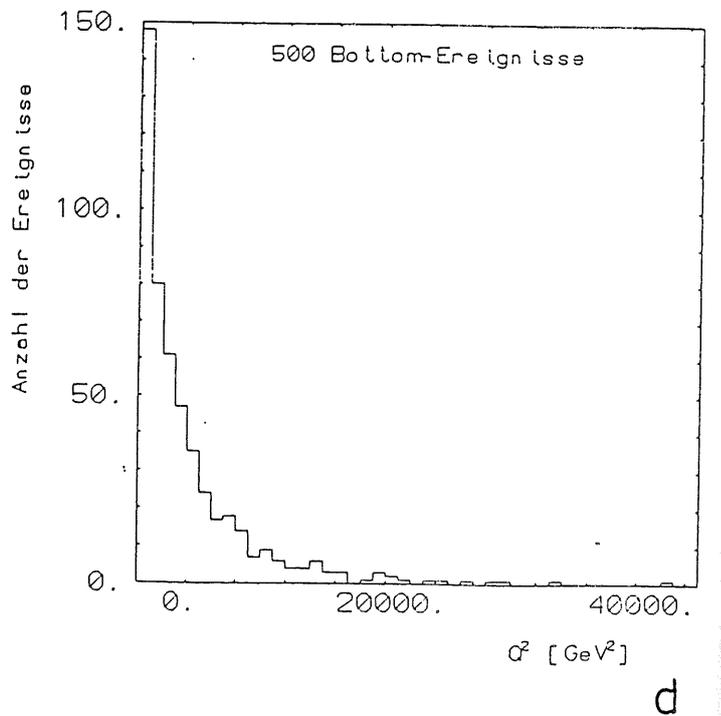
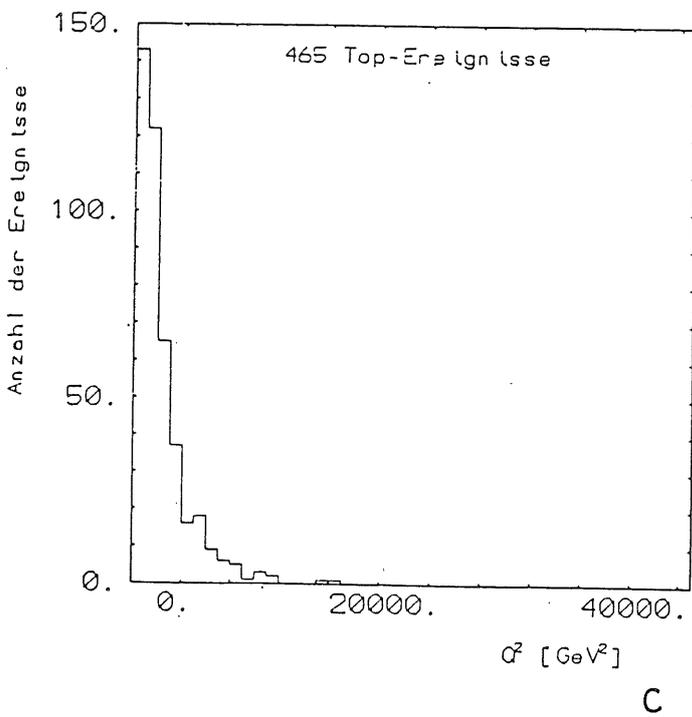
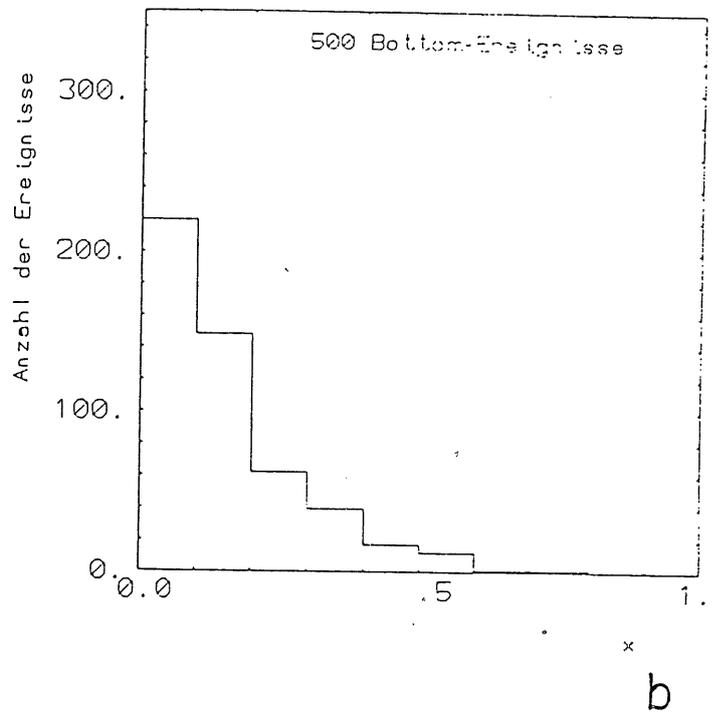
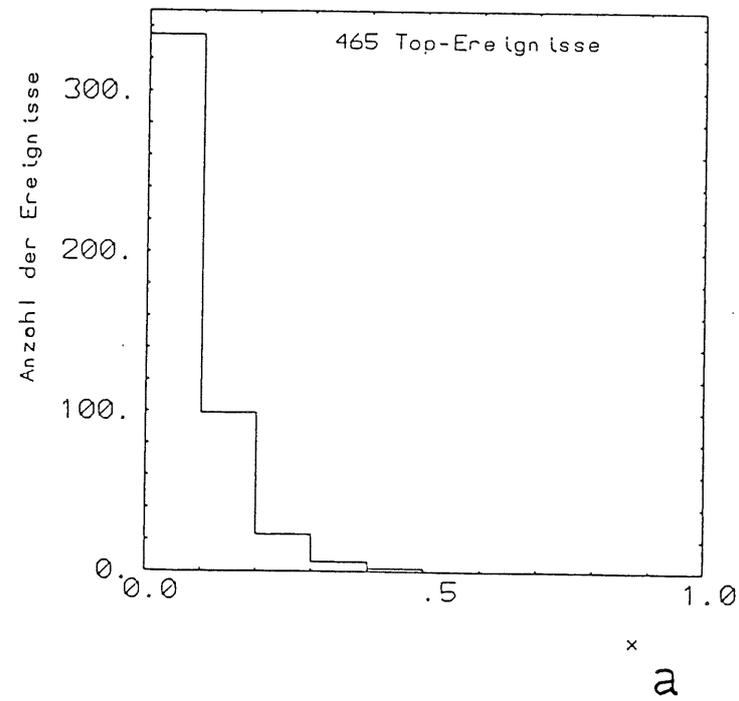


Figur 2.20  $\sigma(e+p \rightarrow \tilde{\chi}+q+X) / \sigma(e+p \rightarrow \nu+q+X)$  für ein gemessenes  $x < 0.2$  als Funktion des gemessenen  $y$ -Wertes.

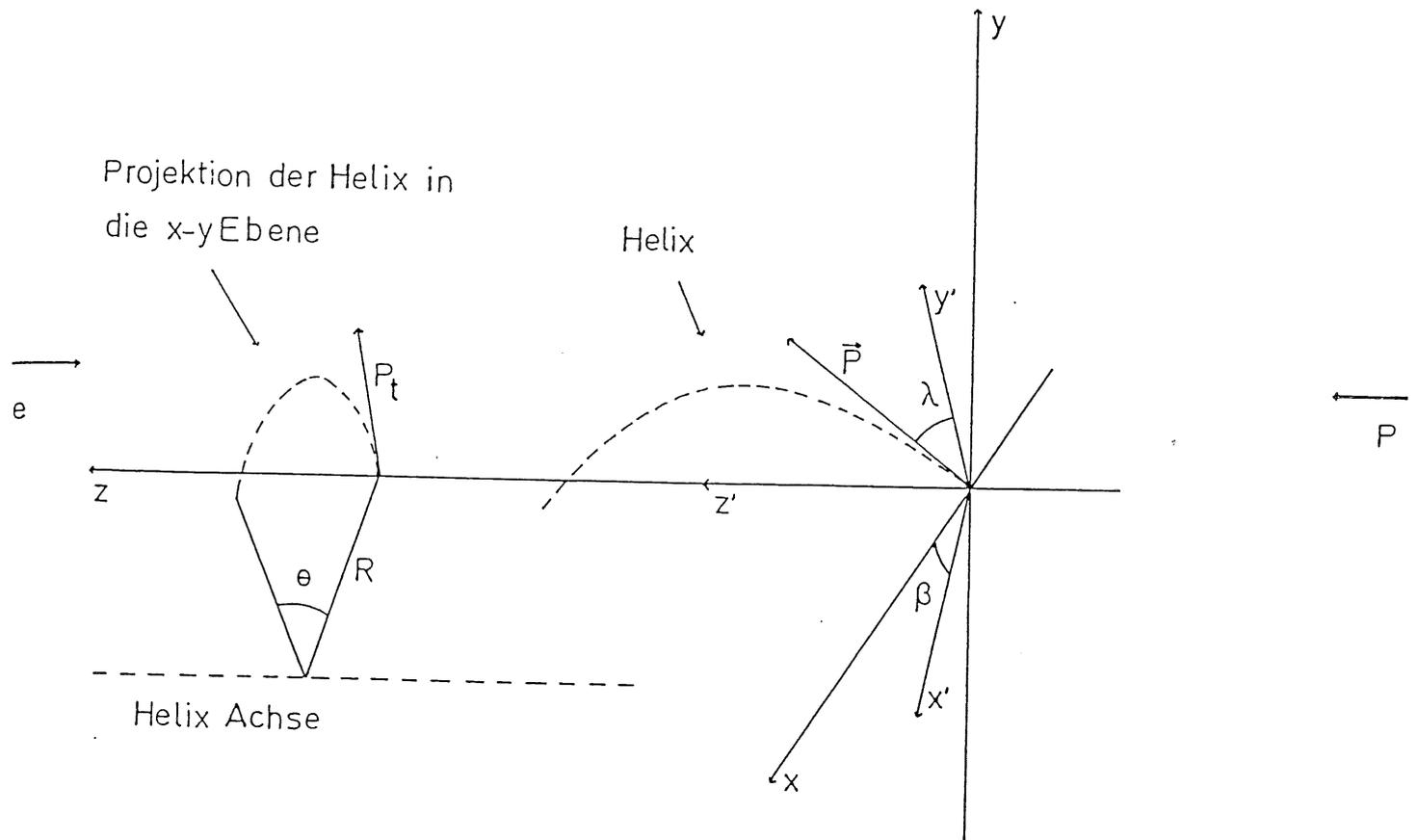




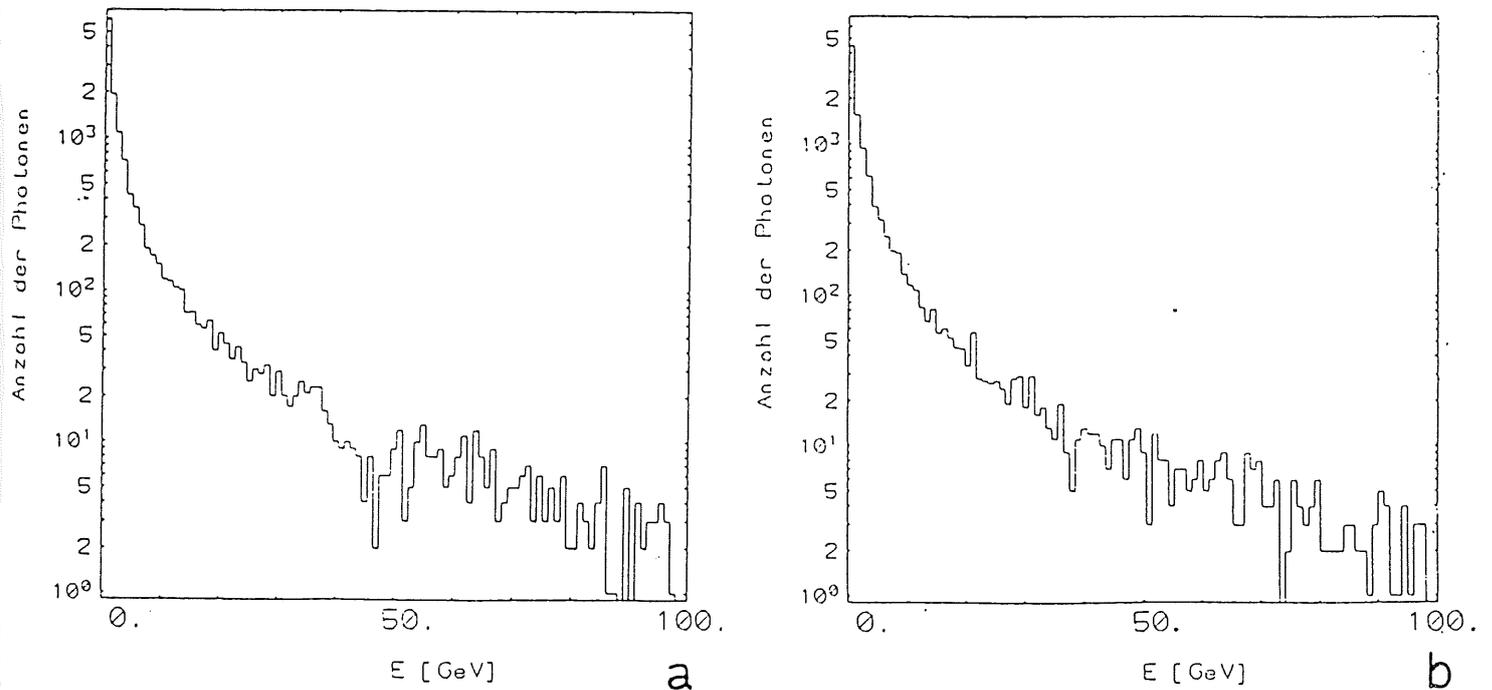
Figur 3.2 Das System der Spurkammern des HI Detektors.



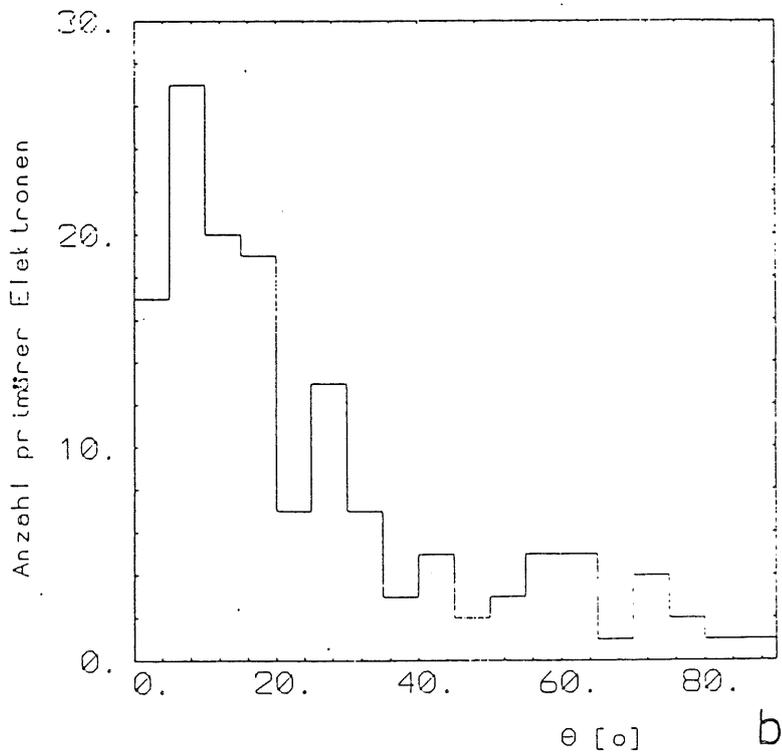
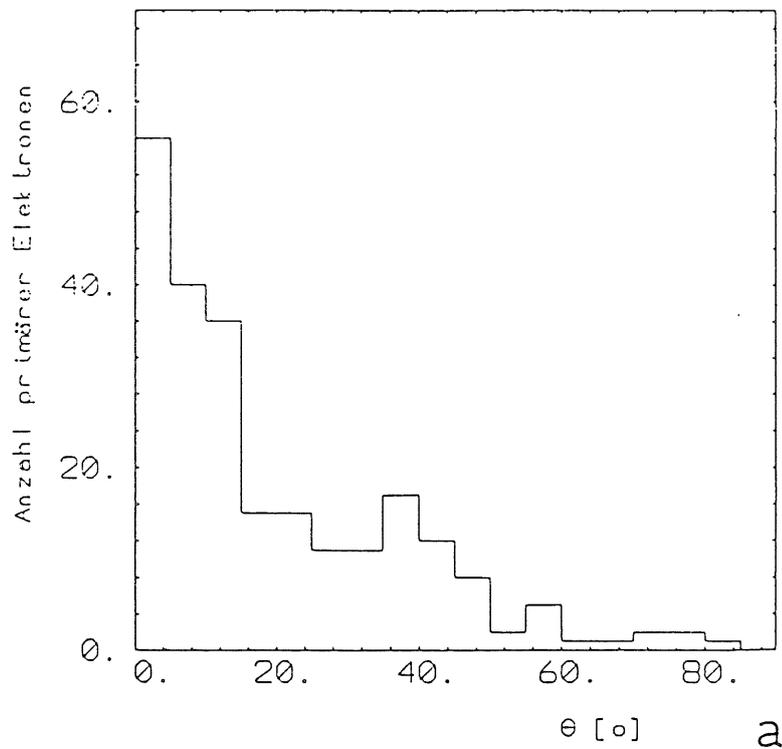
Figur 4.1 Verteilungen der kinematischen Größen  $x$  und  $Q^2$  für 465 Top-(a,c) und 500 Bottom-(b,d) Quark-Ereignisse.



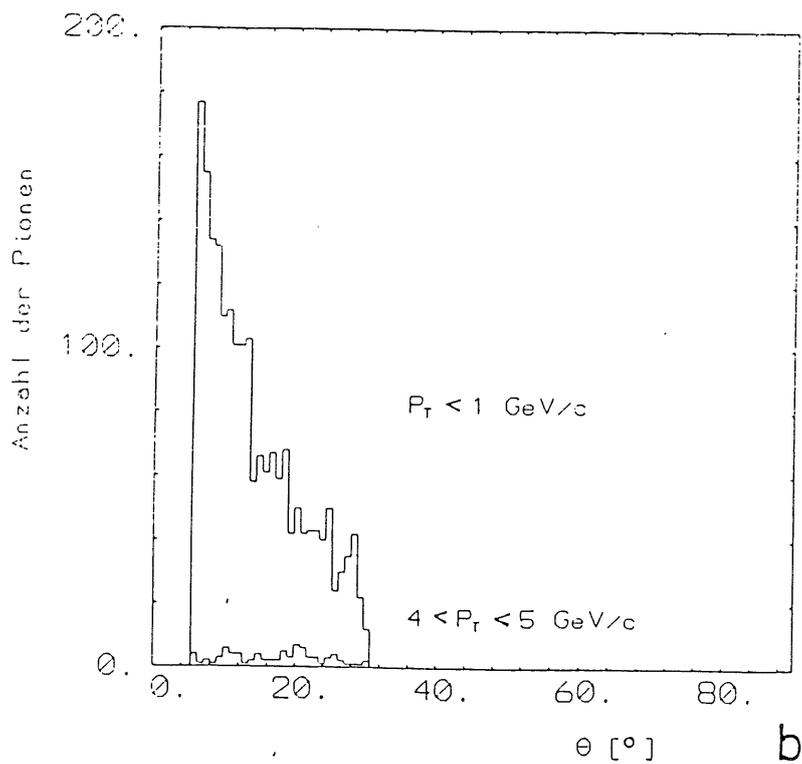
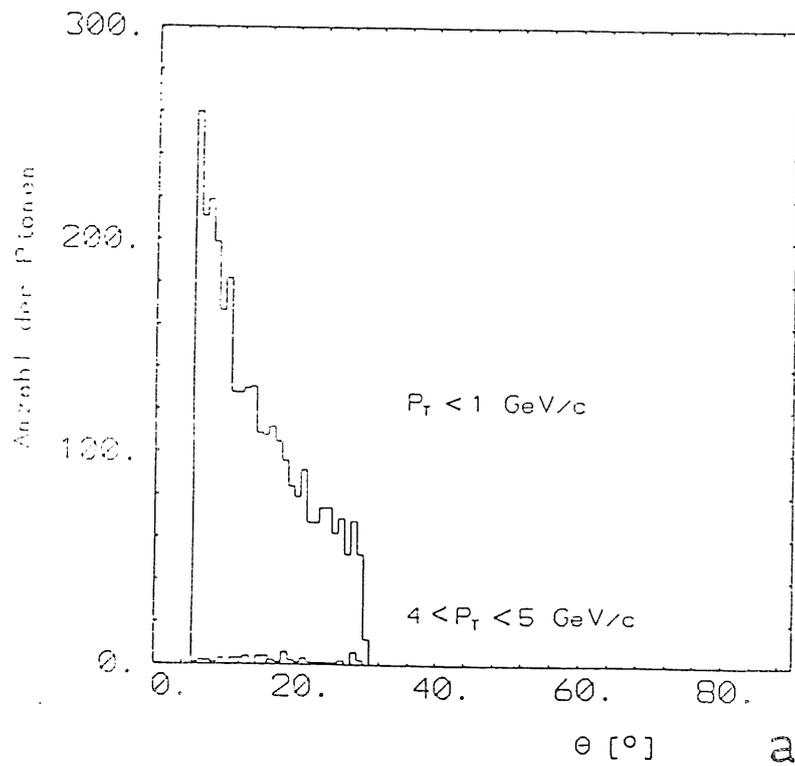
Figur 4.2 Koordinatensysteme zur Berechnung einer Helixspur.



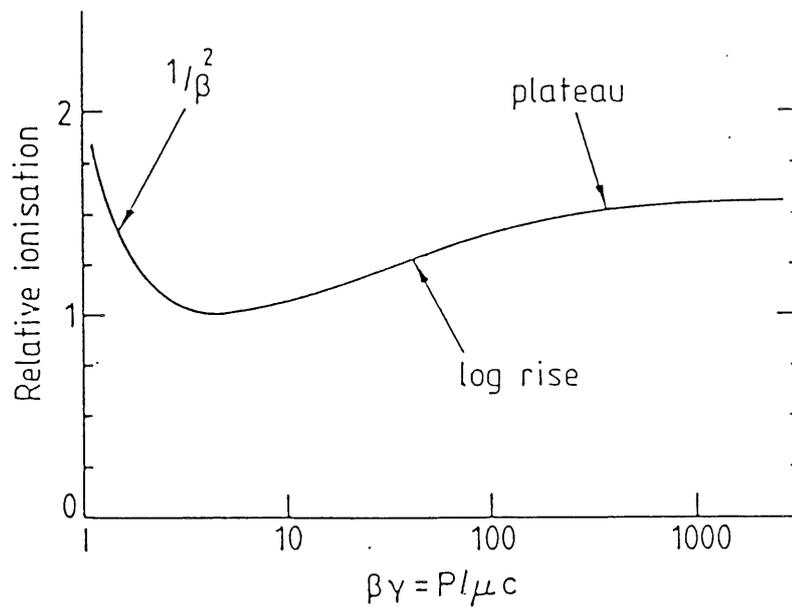
Figur 4.3 Energiespektrum der Photonen der Top-(a) und Bottom-Quark (b) Reaktionen



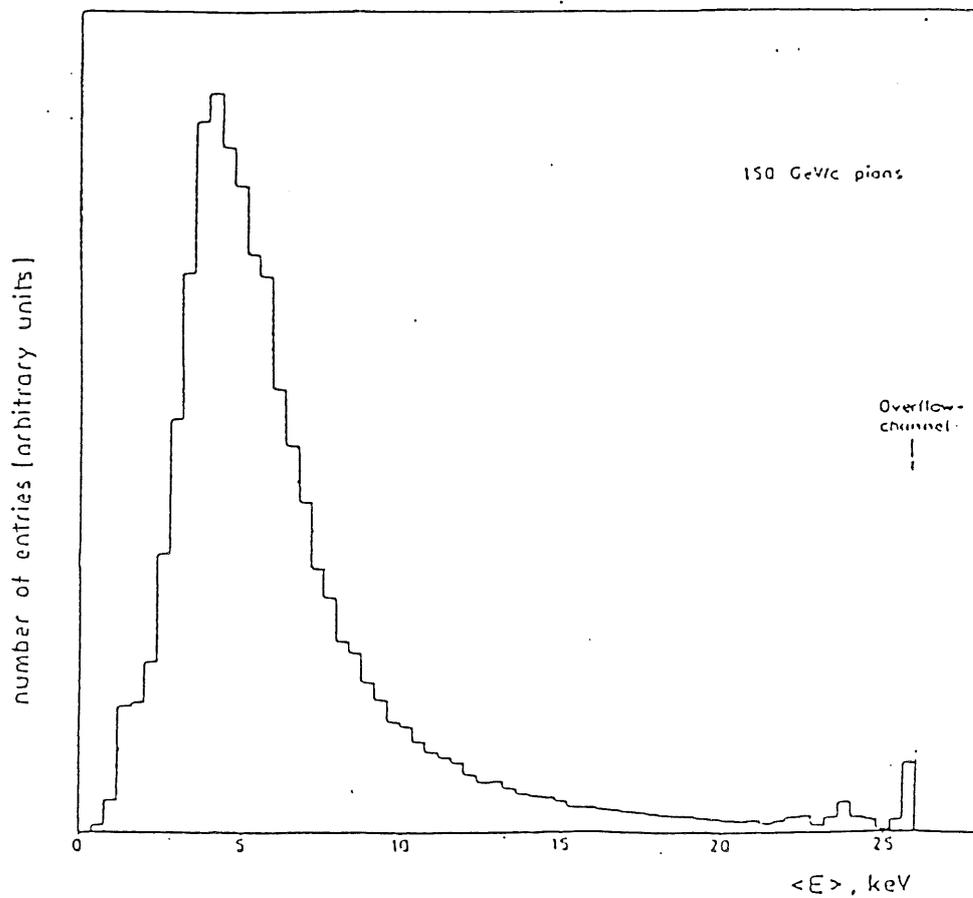
Figur 4.4  $\theta$ -Winkelverteilung der primären Elektronen der Top-(a) und Bottom-(b) Quark Reaktionen



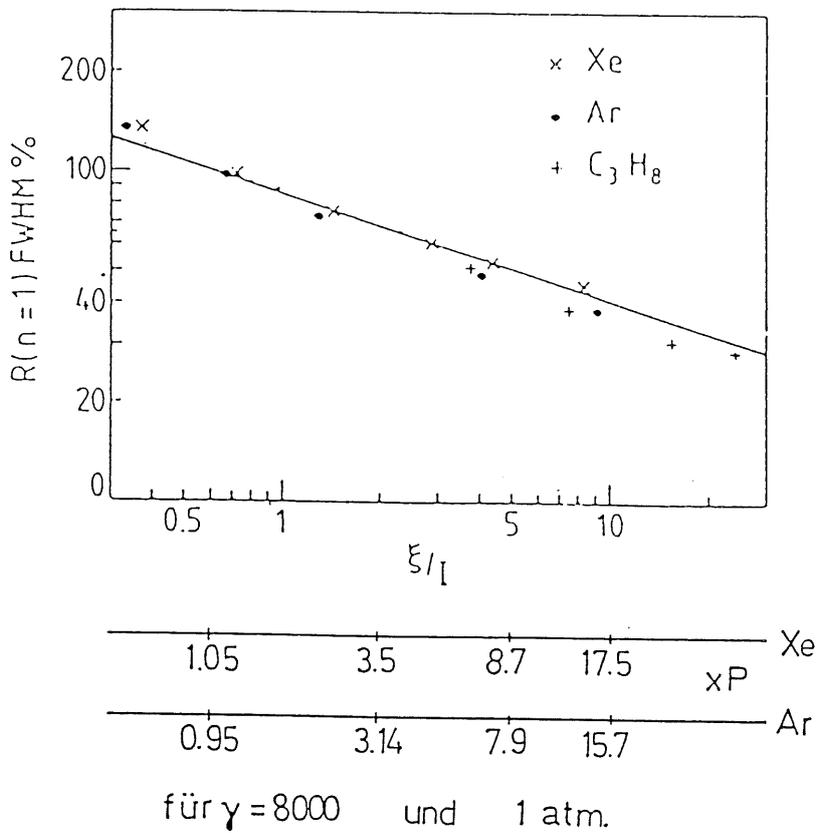
Figur 4.5  $\theta$ -Winkelverteilung der Pionen der Top-(a) und Bottom- (b) Quark Reaktionen. Mit einem Schnitt auf den Winkel:  $5^\circ < \theta < 30^\circ$  und den Transversalimpuls:  $P_t < 1 \text{ GeV}/c$  und  $4 < P_t < 5 \text{ GeV}/c$ .



Figur 5.1 Abhängigkeit des Ionisationsverlustes von  $\beta\gamma$ .

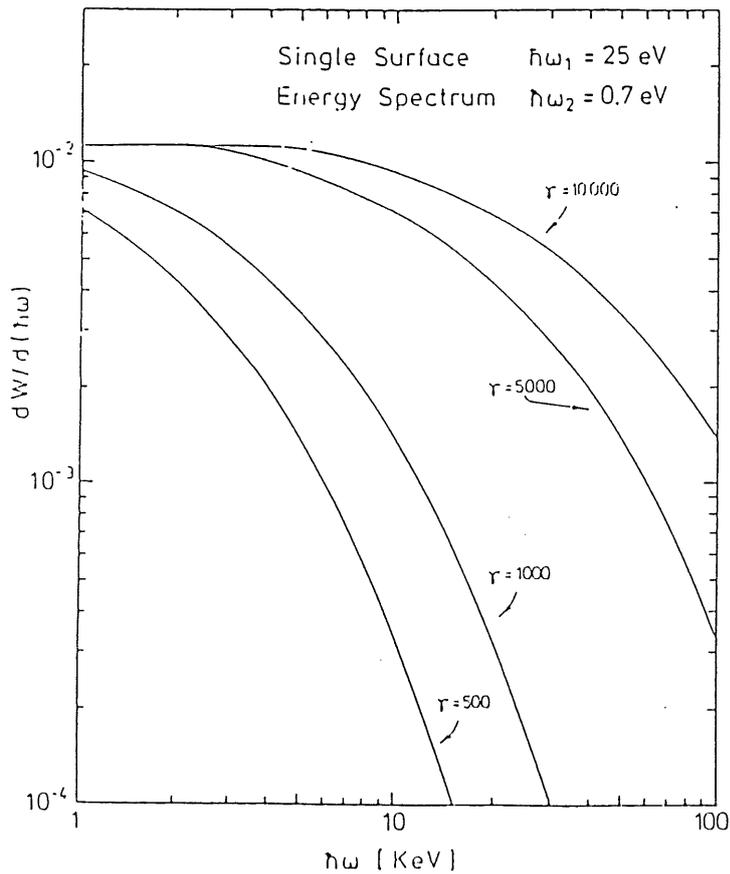


Figur 5.2 Landauverteilung (experimentell) des Ionisationsverlustes für Pionen mit einem Impuls von 150 GeV/c.



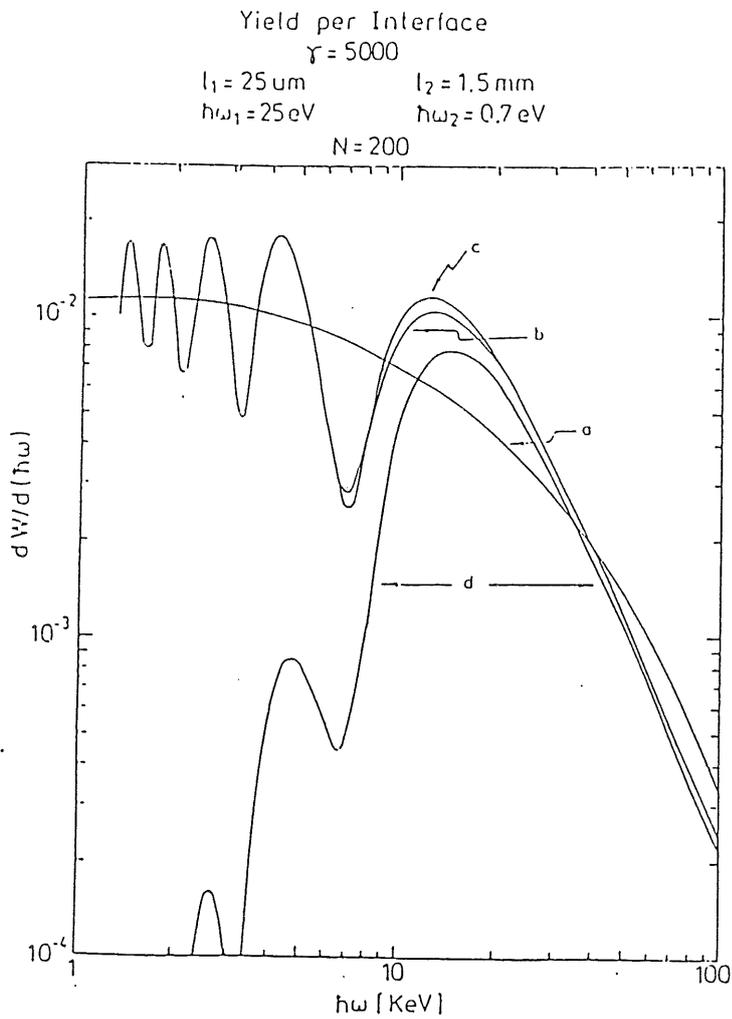
Figur 5.3

Abhängigkeit der Breite der Landauverteilung des Ionisationsverlustes von der skalierten Ionisationsstrecke  $\xi/I$ .

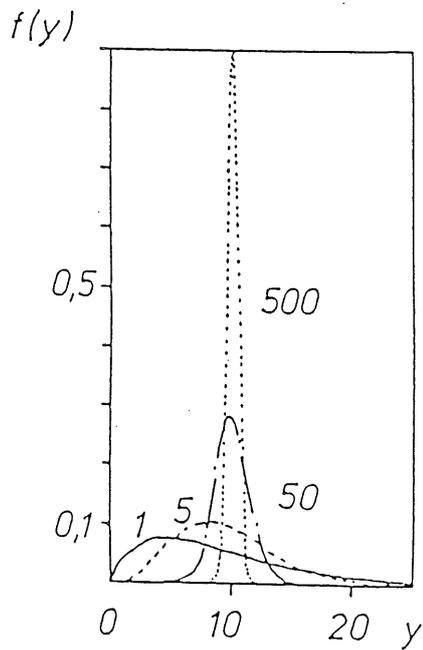


Figur 5.4

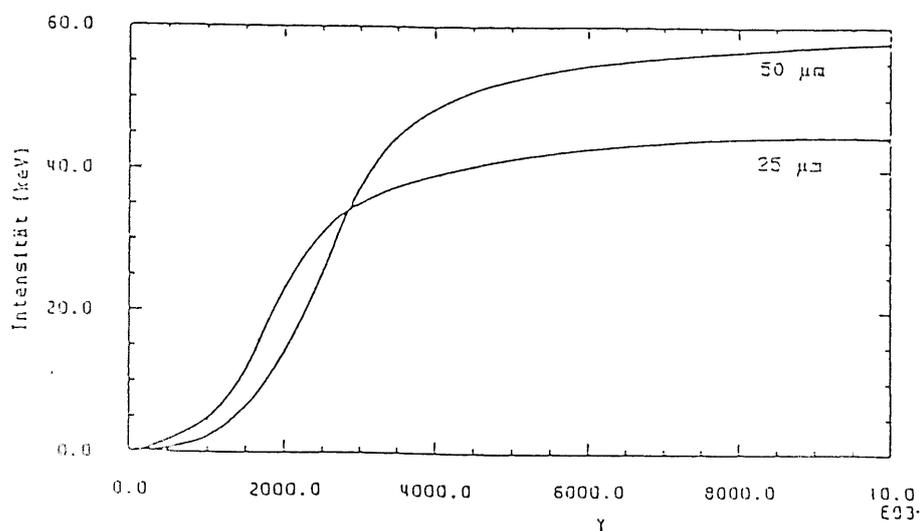
Energiespektrum der TR Photonen an einem Grenzübergang für verschiedene  $\gamma$  Werte.



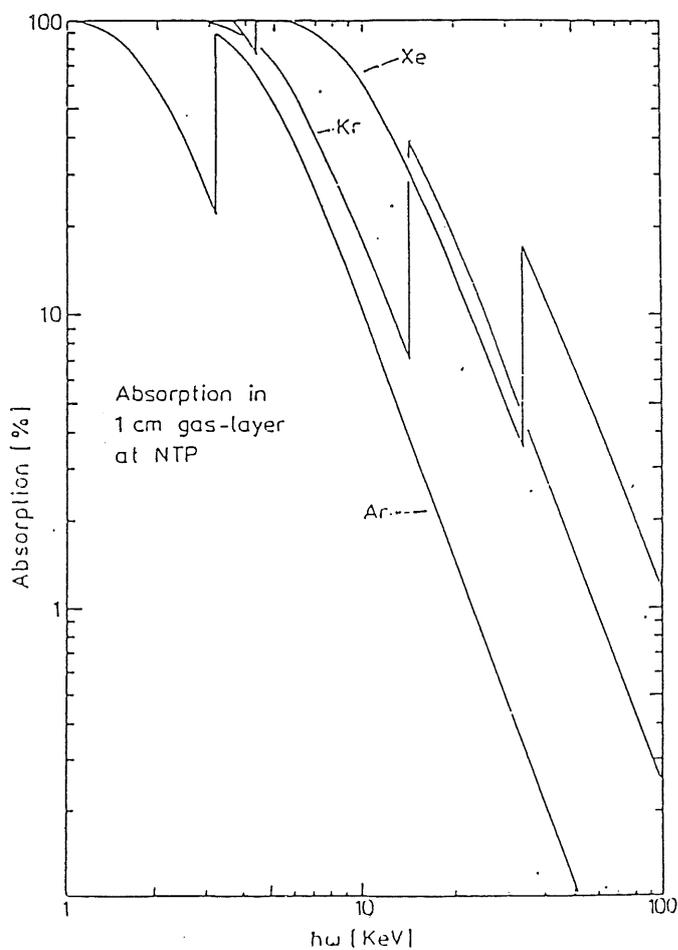
Figur 5.5      Energiespektrum der Übergangsstrahlung für einen  $\gamma$ -Wert von 5000, an:  
a) einem Grenzübergang  
b) einzelner Folie  
c) N Folien ohne Absorption  
d) N Folien mit Absorption



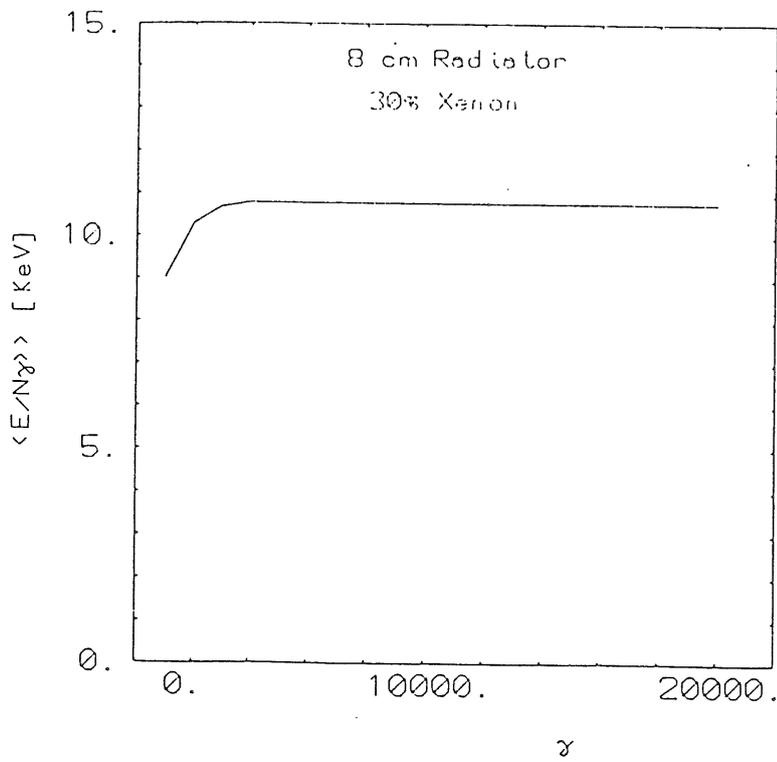
Figur 5.6      Abhängigkeit der Verteilungsfunktion  $f(y)$  vom Parameter  $\alpha$ .



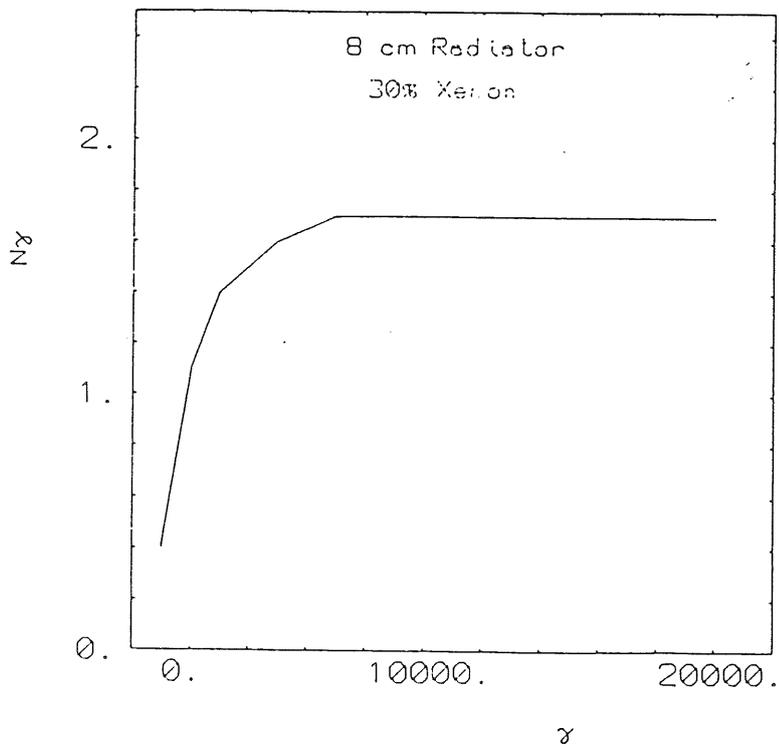
Figur 5.7 Totale Intensität der Übergangsstrahlung  $W$  als Funktion von  $\gamma$  für Folienradiatoren mit  $l_1 = 25 \mu\text{m}$  bzw.  $l_1 = 50 \mu\text{m}$  und  $l_2 = 200 \mu\text{m}$ .



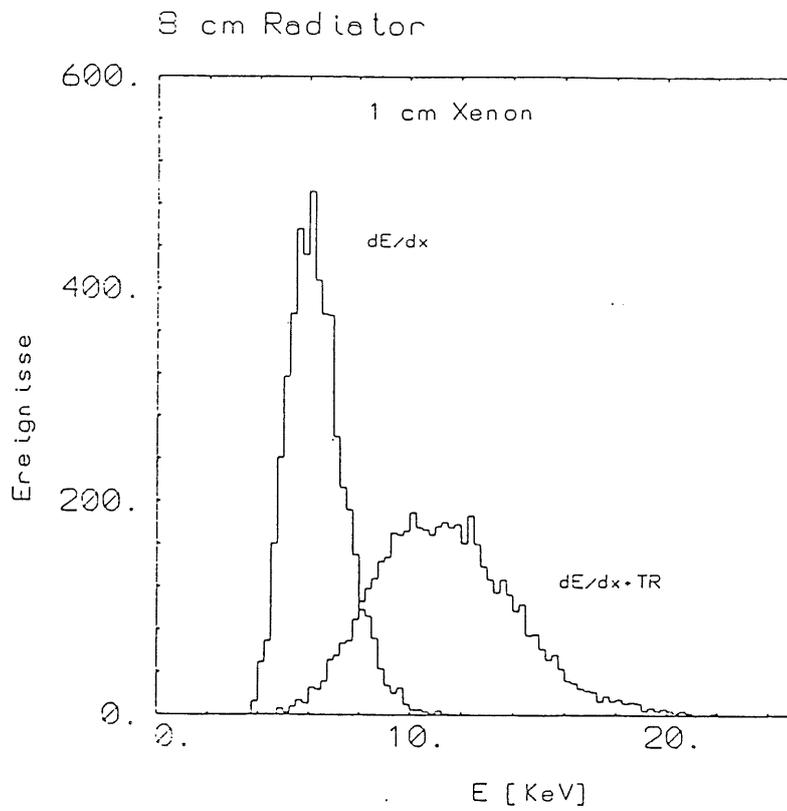
Figur 5.8 Relative Absorption von Argon, Xenon, Krypton im Röntgen Energiebereich als Funktion der Photonen Energie.



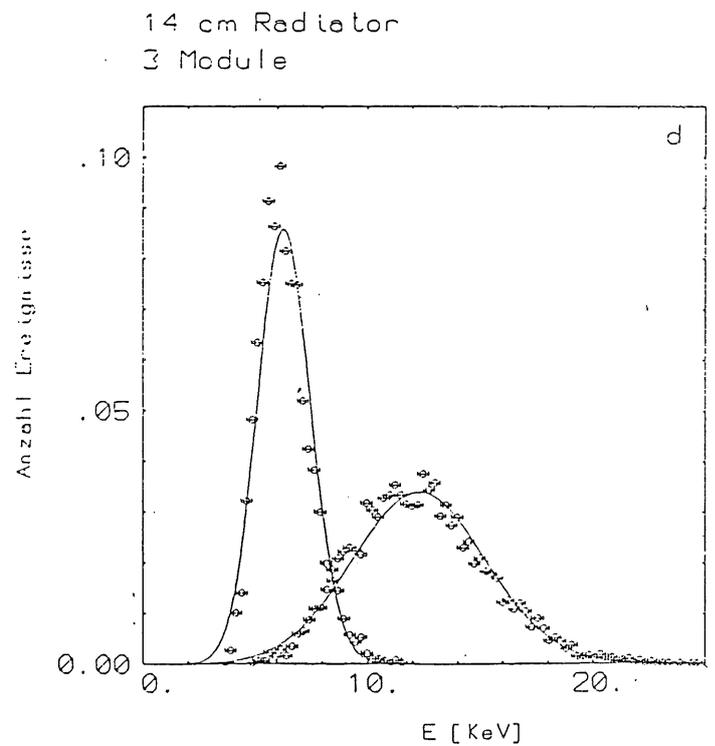
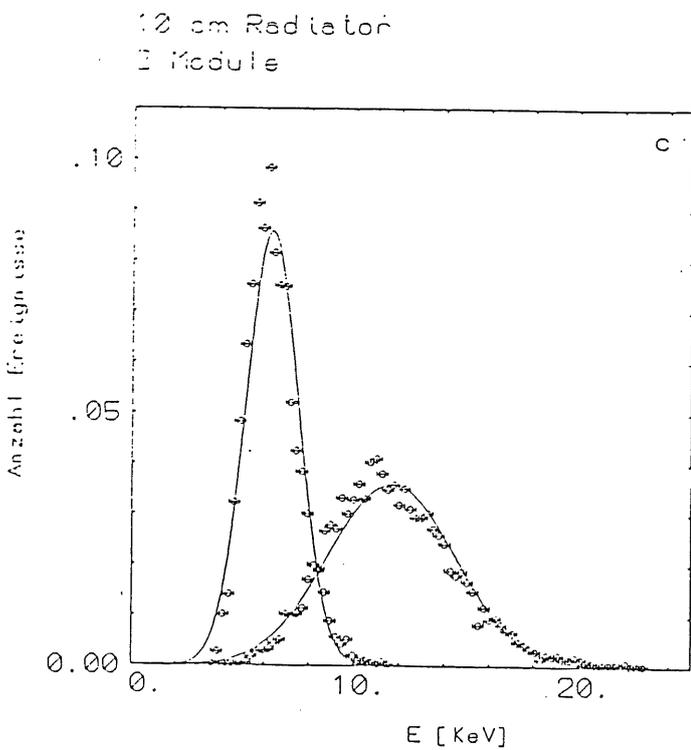
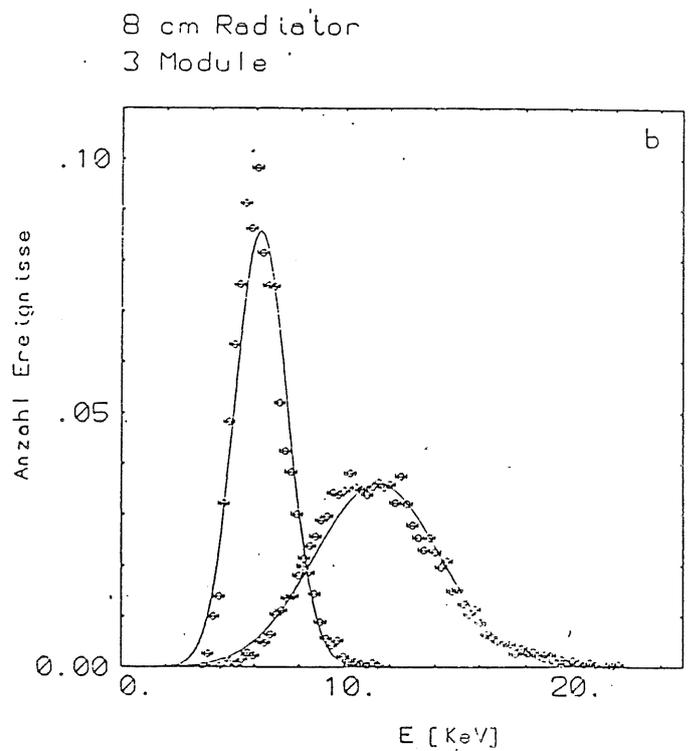
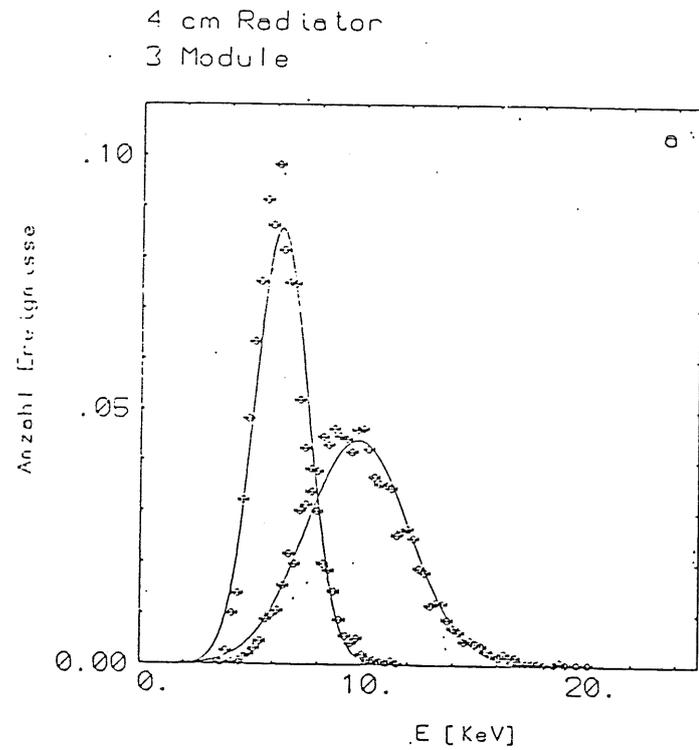
Figur 6.1 Absorbierte Übergangsstrahlungsenergie pro Photon als Funktion von  $\gamma$  für einen 8 cm dicken Radiator aus Polyäthylen Fasern ( $l_1 = 20 \mu\text{m}$ ) und 30%iger Xenon Gasfüllung.



Figur 6.2 Anzahl der absorbierten TR Photonen als Funktion von  $\gamma$ . Radiatorparameter und Gasfüllung wie in Figur 6.1 .

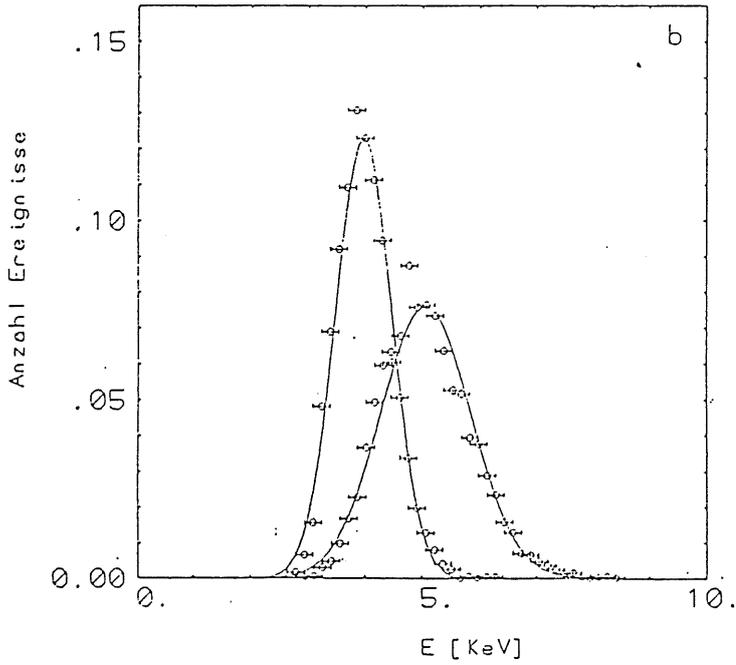


Figur 6.3  $dE/dx$ - und  $dE/dx+TR$ -Spektrum mit Radiatorparametern und Gasfüllung wie in Figur 6.1. Die Spektren sind auf den Energieverlust in 1 cm Xenon normiert.

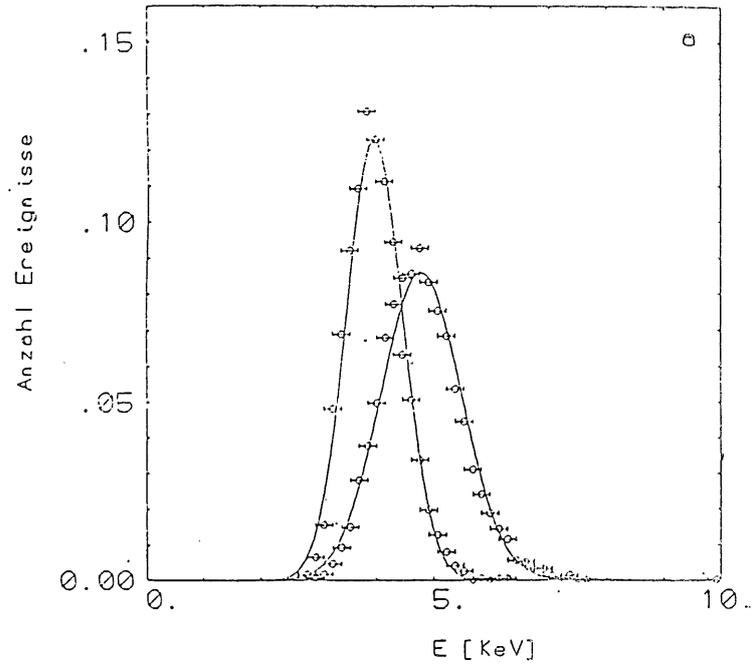


Figur 6.4  $dE/dx$ - und  $dE/dx+TR$ -Spektrum für 3 Module ,30% Xenon Gasfüllung und Radiatoren der Dicke: a) 4cm, b) 8cm, c) 10 cm, d) 14 cm. Die Flächen unter den Spektren sind auf 1 normiert.

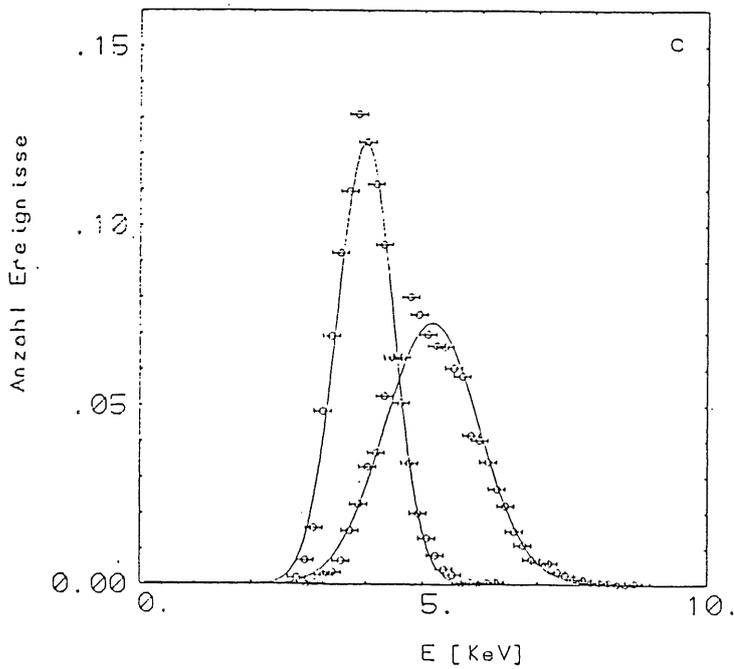
8 cm Radiator  
3 Module



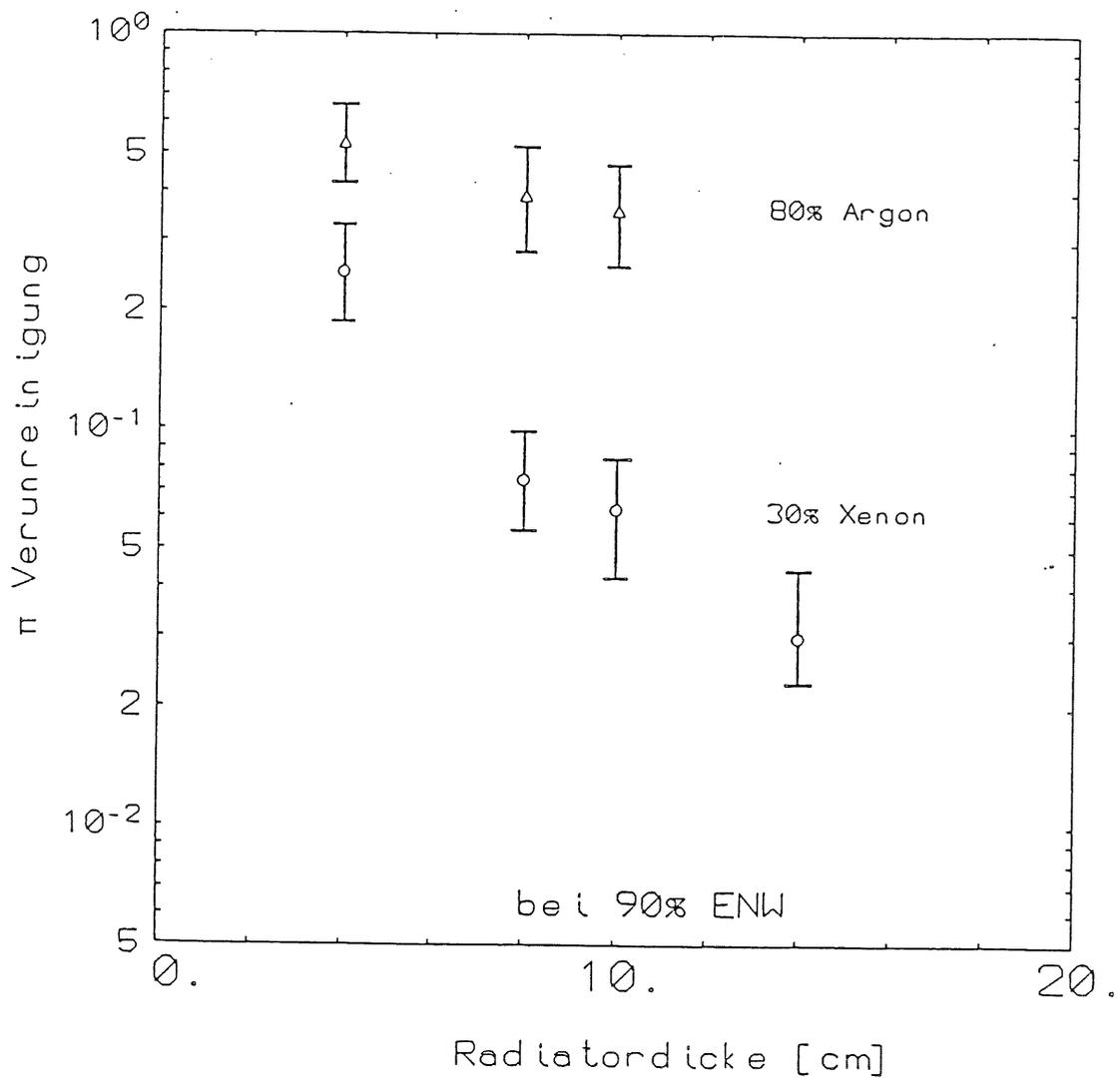
4 cm Radiator  
3 Module



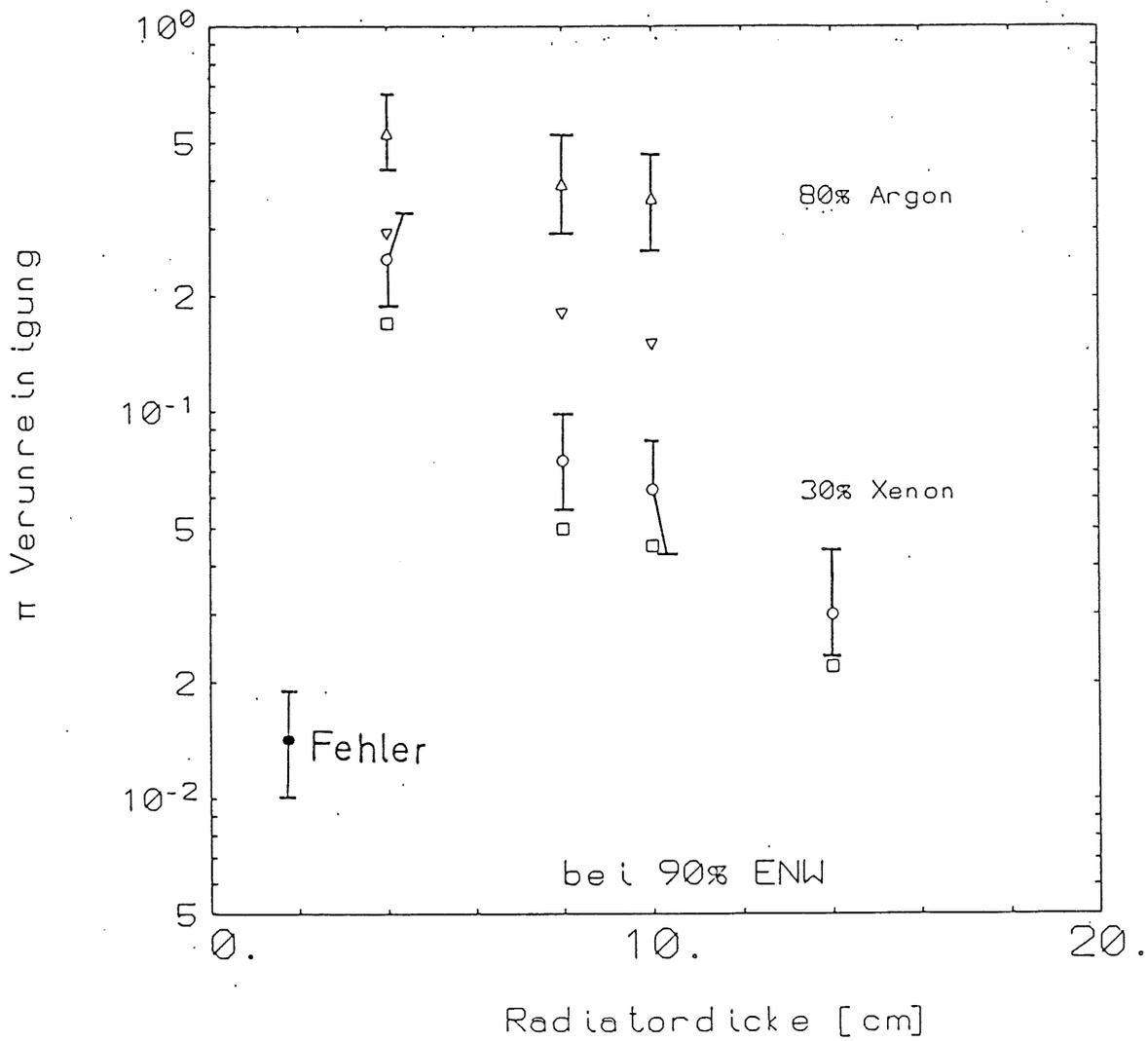
10 cm Radiator  
3 Module



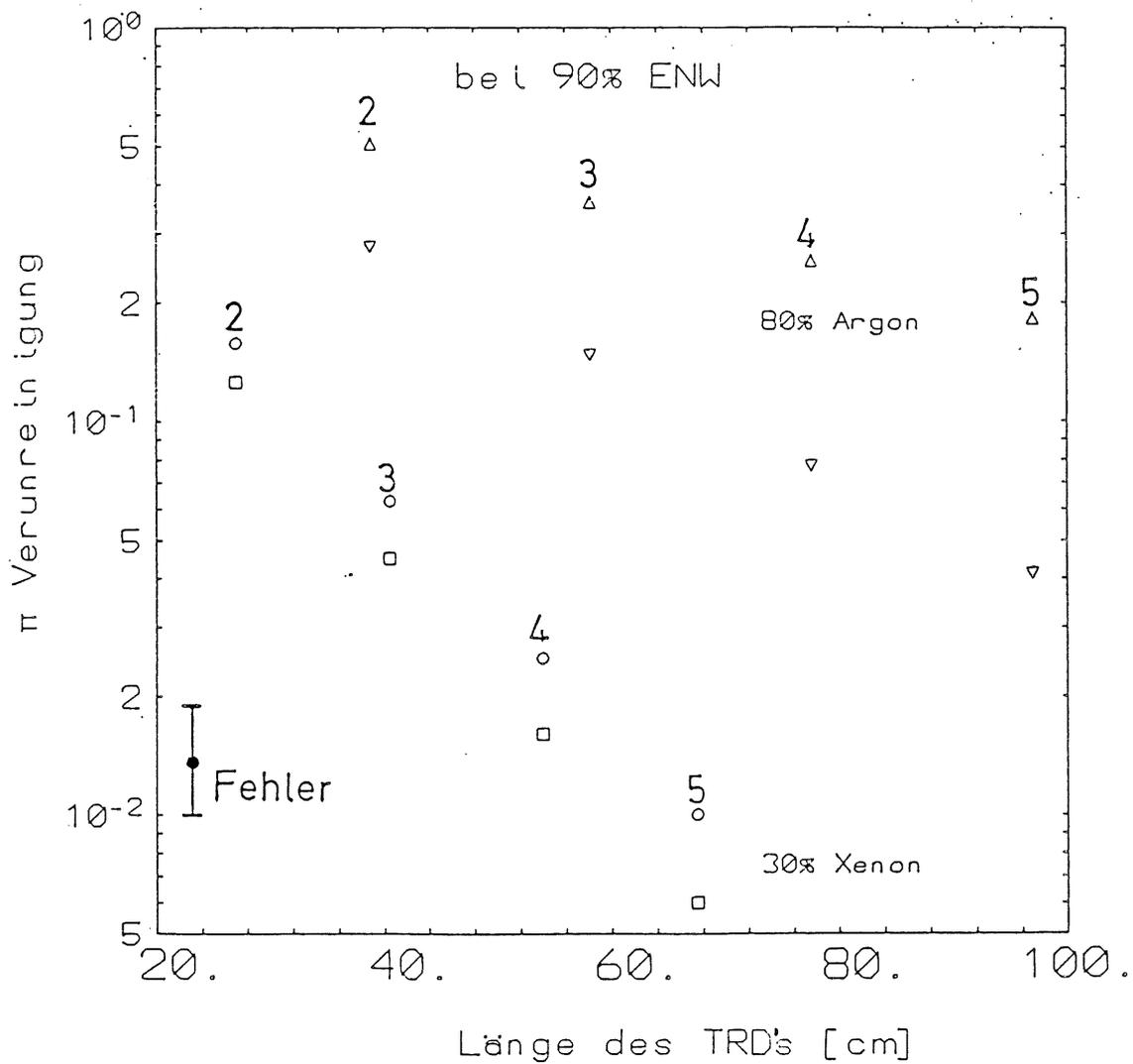
Figur 6.5  $dE/dx$ - und  $dE/dx+TR$ -Spektrum für 3 Module ,80% Argon Gasfüllung und Radiatoren der Dicke: a) 4cm, b) 8cm, c) 10 cm. Die Flächen unter den Spektren sind auf 1 normiert.



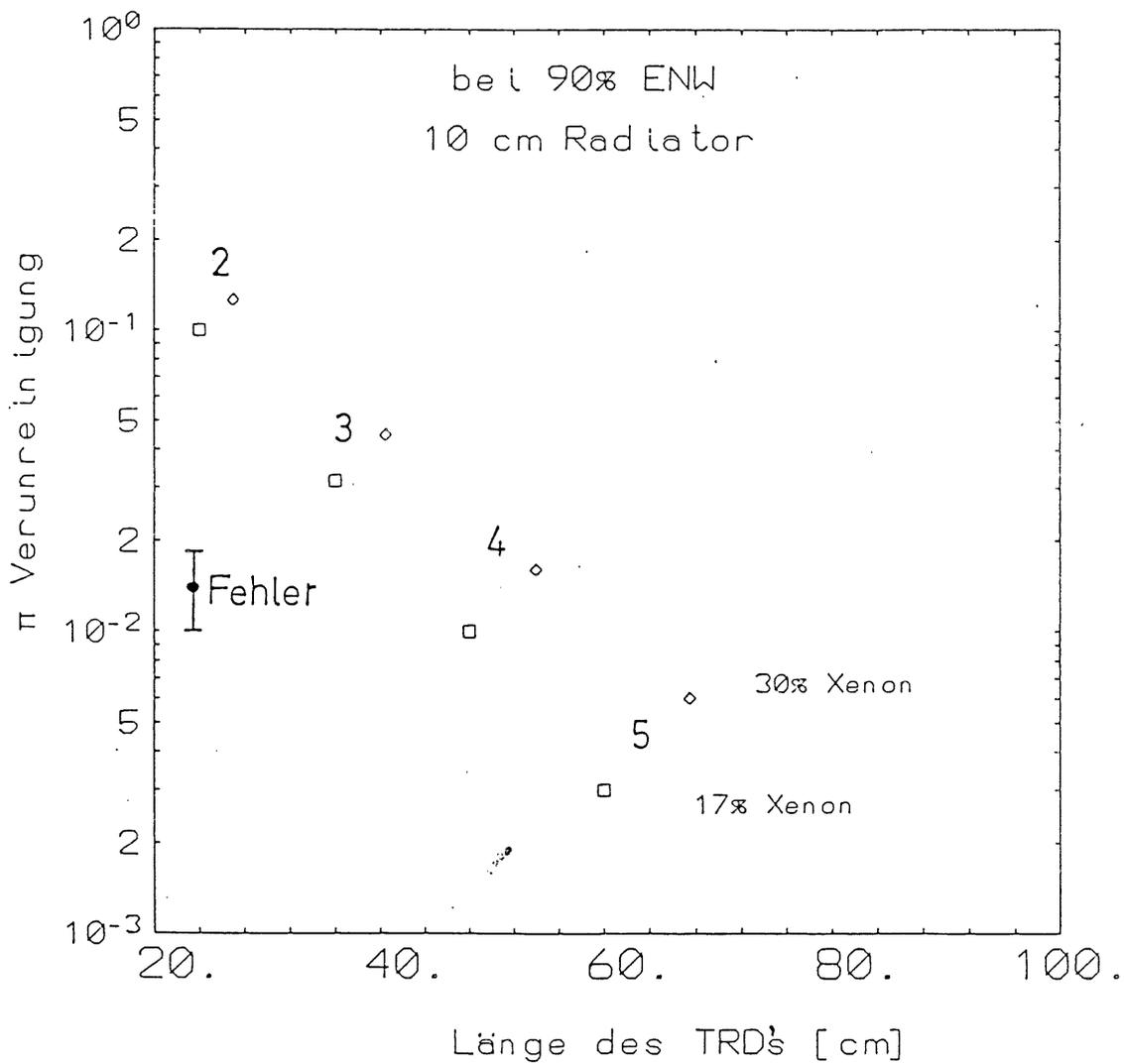
Figur 6.6 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach der Ladungs-Integrations-Methode für 30% Xenon (○) und 80% Argon (Δ) Gasfüllung als Funktion der Radiatordicke.



Figur 6.7 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach der Cluster-Counting-Methode für 30% Xenon- (□) und 80% Argon (▽) Gasfüllung als Funktion der Radiatordicke. Zum Vergleich sind die Datenpunkte aus Figur 6.6 mit eingetragen.



Figur 6.8 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach Ladungs-Integrations- und Cluster-Counting-Methode für 2, 3, 4, 5 Module mit 10 cm dicken Radiatoren und 30% Xenon- (○ □) bzw. 80% Argon (▽△) Gasfüllung.



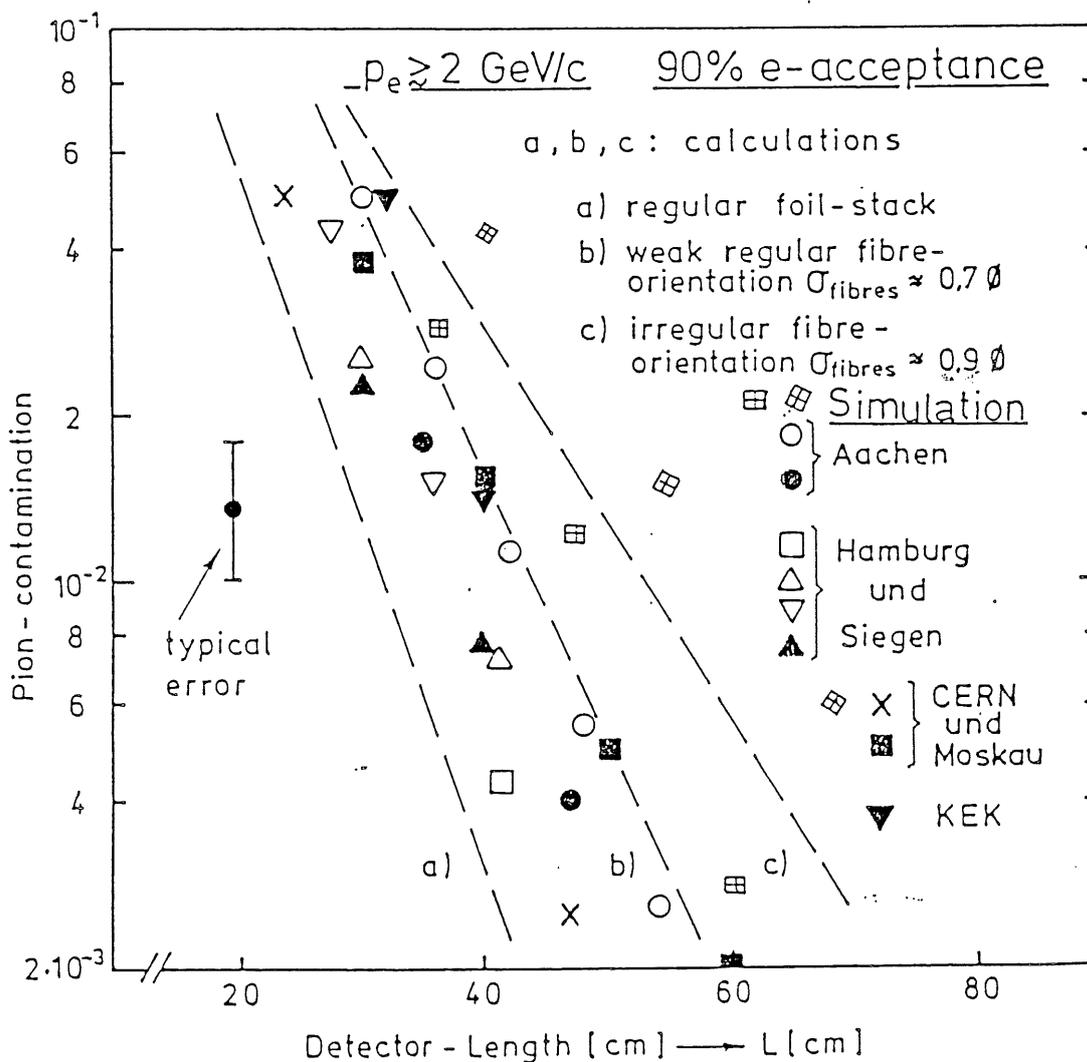
Figur 6.9 Pion-Verunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) nach der Cluster-Counting-Methode für 2, 3, 4, 5 Module mit 10 cm dicken Radiatoren und 30% Xenon- ( $\diamond$ ) bzw. 17% Xenon ( $\square$ ) Gasfüllung.

# e/π-Rejection of TRD's

Radiator		Analysis-method
Material	Length	
○	C <sup>12</sup> - fibres, 7 μm Ø	variable 5-10 cm
●	C <sup>12</sup> - fibres, high density	10 cm
⊠	C <sup>12</sup> - fibres, 7 μm Ø	4,5 cm
□	CH <sub>2</sub> -foils, 25 μm thickn.	7,5 cm
△	CH <sub>2</sub> -fibres, 25 μm Ø	7,5 cm
▽	CH <sub>2</sub> -fibres, 25 μm Ø	variable 5-10 cm
▲	CH <sub>2</sub> -fibres, 30 μm Ø	7,5 cm
▼	CH <sub>2</sub> -fibres, 17 μm Ø	5,0 cm
X	Li - foils, 50 μm thickn.	22 cm

	} truncated mean	
	} max. L.H.	
	} trunc. mean	
	} energy - cut	



Figur 6.10

Zusammenstellung einiger gemessener Pion-Verunreinigungen für verschiedene Radiatormaterialien und verschiedene Anzahl von Modulen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse aus Figur 6.9 mit eingezeichnet.