Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron–Proton–Streuung bei H1

Diplomarbeit

vorgelegt von

André Schöning
Universität Hamburg
II. Institut für Experimentalphysik

17. Juni 1993

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Ein wichtiger Prozeß bei der Elektron–Proton–Wechselwirkung ist die tiefinelastische Streuung (Abb. 1.1). Diese läßt sich im Partonmodell als elastische Streuung zwischen dem Elektron und einem Quark innerhalb des Protons interpretieren. Je nach Endzustand unterscheidet man die Wechselwirkung nach den Austauschteilchen (Bosonen): In "neutralen Strömen" wird ein γ oder Z^0 ausgetauscht, und das Elektron bleibt erhalten. In "geladenen Strömen" wird ein $W^\pm$ ausgetauscht, und das Elektron geht in ein Neutrino über.

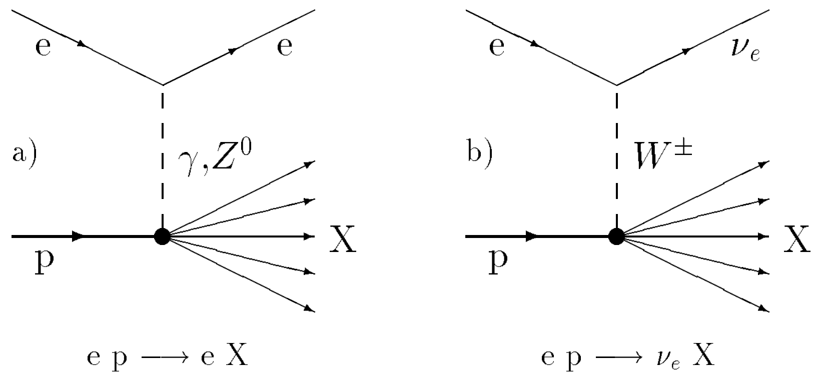


Abbildung 1.1: *Tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung: a) neutraler Strom und b) geladener Strom.*

Bislang wurde die Protonstruktur in "Fixed Target Experimenten" untersucht, bei denen Elektronen, Myonen oder Neutrinos an einem ruhenden Nukleontarget gestreut wurden. Wegen des ruhenden Targets konnten bislang mit vorhandenen Beschleunigern nur Schwerpunktsenergien von etwa $\sqrt{s}$= 10–15 GeV erreicht werden. Der Speicherring HERA, in dem Protonen und Elektronen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden, erreicht eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,GeV$

und eröffnet somit einen neuen kinematischen Bereich.

In der inelastischen Streuung bei kleinen Impulsüberträgen ist es ausreichend, die Elektron–Quark–Wechselwirkung im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) zu beschreiben, da die Massen der schwach wechselwirkenden Vektorbosonen sehr groß sind und die Propagatoren praktisch verschwinden. Die Stärke der Wechselwirkung wird durch die Feinstrukturkonstante α beschrieben.

Bei hohen Impulsüberträgen muß die schwache Wechselwirkung berücksichtigt werden. QED und schwache Wechselwirkung werden vereinheitlicht durch die $SU(2)_L \times U(1)$ Theorie beschrieben, die als elektroschwaches "Standardmodell" bezeichnet wird. Parameter dieser Theorie sind Kopplungskonstanten und Massen von Fermionen und Bosonen.

HERA bietet die Möglichkeit, elektroschwache Parameter bei hohen Impulsüberträgen zu messen. Die $W^{\pm}$ Masse läßt sich indirekt über den Propagator des "geladenen Stroms" bestimmen, die Z^0 Masse über den neutralen Strom, die vektorielle und axiale Kopplung des Z^0 über Beiträge zum Wirkungsquerschnitt, die asymmetrisch bezüglich der Elektronpolarisation oder asymmetrisch bezüglich der Ladung des gestreuten Leptons sind [Holl87].

Ein weiteres Ziel bei HERA ist die Bestimmung der Strukturfunktionen des Protons. Wegen der hohen Schwerpunktsenergie ist es möglich, sehr kleine Strukturen der Protonen aufzulösen und die Quantenchromodynamik (QCD), die die starke Wechselwirkung von Quarks und Gluonen beschreibt, bei sehr kleinen Werten von x zu untersuchen.

Die Elektroschwache Theorie und die QCD bilden das sogenannte Standardmodell, das zur Zeit alle experimentellen Daten korrekt beschreibt.

Bei der Messung von elektroschwachen Parametern müssen bei höheren Impulsüberträgen zunehmend Beiträge von Strahlungskorrekturen (Prozessen höherer Ordnung) berücksichtigt werden. Da in Strahlungskorrekturen Kopplungskonstanten und Teilchenmassen eingehen, bieten Strahlungskorrekturen somit eine Testmöglichkeit für viele Parameter des Standardmodells. Ein Beitrag zu den Strahlungskorrekturen ist die Abstrahlung von Photonen.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung tiefinelastischer Ereignisse, in denen Photonen abgestrahlt werden. Man kann grundsätzlich zwei verschiedene Arten der Identifikation von Photonen unterscheiden. Falls das Photon in den Detektor abgestrahlt wird und isoliert von anderen Teilchen ist, kann es direkt im Kalorimeter nachgewiesen werden. Da der H1–Detektor wegen der Speicherringgeometrie Löcher in Strahlrichtung hat, können radiative Photonen entweichen. Diese Photonen lassen sich in neutralen Strömen indirekt über Betrachtungen der Kinematik nachweisen.

Ein Algorithmus zur Selektion solcher tiefinelastischer radiativer Ereignisse wurde von [Schu91a] auf Generatorebene vorgeschlagen. Grundsätzlich stellt diese Aufgabe für einen perfekten Detektor kein Problem dar. Bei der Rekonstruktion von Ereignissen in einem realen Detektor müssen aber Probleme wie Fehlidentifikationen, Untergrund, Kalibrationsfehler, Detektorauflösung, Inhomogenitäten und Löcher (z.B. in Strahlrohrrichtung) des Detektors berücksichtigt werden.

In dieser Arbeit wird die Abstrahlung von Photonen unter Einbeziehung der Detektoreigenschaften untersucht. Vom besonderen Interesse ist dabei der Nachweis von Bremsstrahlungsphotonen, die Korrektur der Kinematik bei Bremsstrahlung und der Einfluß auf die Selektion und Trennung von Ereignissen mit Austausch neutraler und geladener Bosonen. Es wird ein Algorithmus zum Nachweis von Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter und ein Verfahren zur indirekten kinematischen Rekonstruktion eines Bremsstrahlungsphotons angegeben. Anschließend werden die Verfahren an ersten H1 Daten getestet.

Kapitel 2

H1 Experiment

2.1 Speicherring HERA

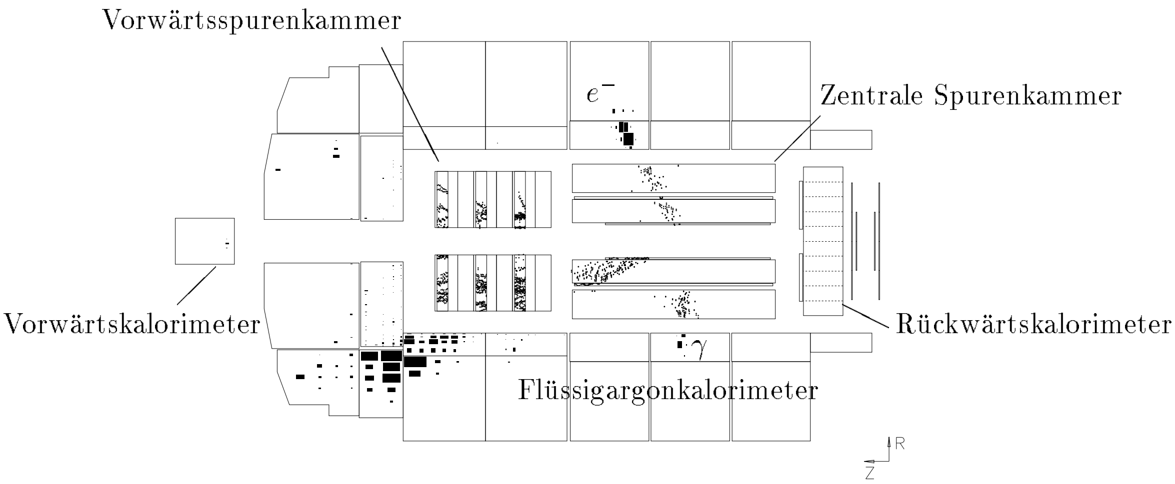
Im Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) werden hochenergetische Elektronen und Protonen an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Dort sind die Experimente H1 und ZEUS aufgebaut. Der Speicherring besitzt einen Umfang von 6.3 km und beschleunigt die Protonen und Elektronen auf 820 GeV bzw. 26.7 GeV (Stand 1992). Höhere Elektronenergien sind technisch möglich und für später vorgesehen.

Die Wechselwirkung kann in jeweils 200 kollidierenden Teilchenpaketen mit jeweils ungefähr 10^{11} Teilchen und einer Frequenz von 10.4 MHz erfolgen. Pro Jahr wird eine integrierte Luminosität von etwa 100 pb^{-1} erwartet. Im Jahr 1992 wurden erst mit 10–20 Teilchenpaketen Daten genommen und eine integrierte Luminosität von etwa 25 nb^{-1} erreicht.

2.2 H1–Detektor

Der H1–Detektor besitzt ein Spurenkammernsystem, ein hadronisches und elektromagnetisches Kalorimeter und einen Myondetektor. Der Detektor ist bezüglich der Strahlrichtung asymmetrisch aufgebaut, mit dem Ziel, sowohl das gestreute Elektron als auch den hadronischen Endzustand in einem großen Winkelbereich mit einer guten Auflösung nachzuweisen. Die Form des Detektors berücksichtigt, daß der größte Teil der Energie im allgemeinen in Protonstrahlrichtung fließt.

Betrachtet man die Elektron–Proton–Streuung als Wechselwirkung des elementaren Elektrons mit elementaren "Partonen" (Konstituenten des Protons), so fällt das Schwerpunktsystem im allgemeinen nicht mit dem Laborsystem zusammen. Bei kleinen Werten der Skalenvariablen x (Definition siehe Kap. 3.2) bewegt sich das Schwerpunktsystem in Elektronstrahlrichtung, bei großen Werten in Protonstrahl-



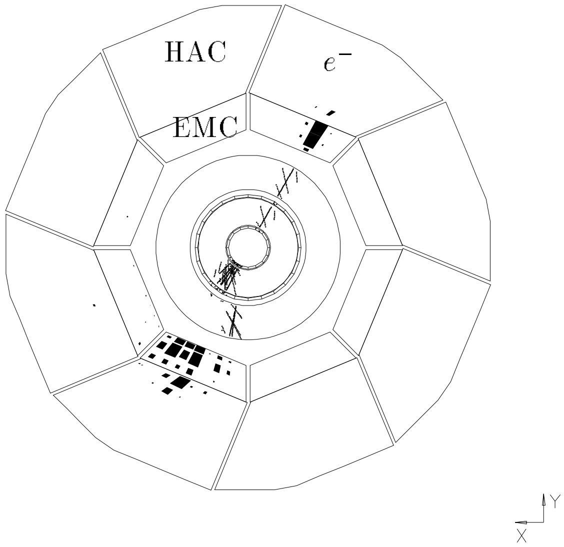


Abbildung 2.1: H1–Detektor - Detektorantwort eines generierten Bremsstrahlungsereignisses (neutraler Strom) in a) $r-z$ Ansicht und b) $x-y$ Ansicht. EMC bezeichnet den elektromagnetischen und HAC den hadronischen Teil des Flüssigargonkalorimeters. Der Protonstrahl geht in positive, der Elektronstrahl in negative z–Richtung. Der Wechselwirkungspunkt liegt in der Mitte der zentralen Spurenkammer.

richtung.

Abb. 2.1 zeigt ein Bremsstrahlungsereignis (neutraler Strom). Die Darstellung erfolgt mit dem H1–Event Display [Bert92] und zeigt den inneren Teil des Detektors ohne den Myondetektor. Folgende Detektorelemente [Cozz92] sind für diese Arbeit wichtig:

Spurenkammern

- Vorwärtsspurenkammer:
  Die Vorwärtsspurenkammer ist ein modulares System bestehend aus Driftkammern, Übergangsstrahlungsmodulen zur Elektronidentifikation und Proportionalkammern. Sie dient dem Nachweis von geladenen Teilchen in Vorwärtsrichtung. Der abgedeckte Winkelbereich beträgt etwa $5° - 25°$ (bezüglich Protonstrahlrichtung).

- Zentrale Spurenkammern:
  Die zentralen Spurenkammern ($25° - 155°$) weisen geladene Teilchen nach, die in den zentralen Detektor gehen. Neben Driftkammern zur Ladungs- und Impulsmessung und der Teilchenidentifikation gibt es z–Kammern und Proportionalkammern zur Triggerung. Die Genauigkeit der Impulsmessung beträgt zur Zeit $\sigma_{p_t}/p_t \lesssim 0.01 \ / \ p_t \ [GeV^{-1}]$ [Cozz92].

- Rückwärtsproportionalkammer:
  Eine aus vier Lagen bestehende Multiproportionalkammer zur Positionsbestimmung von geladenen Teilchen, die in das Rückwärtskalorimeter gehen. Sie dient der Verbesserung der Ortsauflösung des Rückwärtskalorimeters. Hauptaufgabe ist die Winkelbestimmung des gestreuten Elektrons. Der abgedeckte Winkelbereich beträgt ($155° - 175°$).

Kalorimeter

- Flüssigargonkalorimeter:
  Innerhalb der Magnetspule ($B = 1.2\ T$) befindet sich das Flüssigargonkalorimeter, das den Winkelbereich von $4° - 150°$ abdeckt. Es besteht aus einem inneren elektromagnetischen Kalorimeter mit 20–30 Strahlungslängen Blei und aus dem größeren hadronischen Kalorimeter mit 5–7 Wechselwirkungslängen Stahl. Das Kalorimeter ist in Module unterteilt, die wiederum in Zellen unterteilt sind. Die kleinsten Zellen sind im elektromagnetischen Kalorimeter etwa $4 \times 4\ cm^2$ und im hadronischen $8 \times 8\ cm^2$ groß. Die Energieauflösung ist für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen $\sigma_E/E = 0.10 \ / \ \sqrt{E} \ \ [GeV^{-\frac{1}{2}}]$ und für Hadronen $\sigma_E/E \leq 0.50 \ / \ \sqrt{E} \ \ [GeV^{-\frac{1}{2}}]$.

- Vorwärtskalorimeter:
  Ein kleines Kalorimeter in Vorwärtsrichtung (Protonstrahlrichtung) des Detektors zum Nachweis von Teilchen mit kleinen Winkeln ($1.5° - 4°$).

- Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter:
  Deckt die große Öffnung des Flüssigargonkalorimeters in Elektronstrahlrichtung ($150° - 175°$) ab. Die Größe der Blei–Szintillationsplatten beträgt $16 \times 16\ cm^2$. Die elektromagnetische Energieauflösung entspricht etwa der des Flüssigargonkalorimeters. Die hadronische Wechselwirkungslänge beträgt $\lambda = 1$ [Flei93].

- Photondetektor:
  Der Photondetektor befindet sich etwa 105 m hinter dem Wechselwirkungspunkt in Elektronstrahlrichtung und dient der Luminositätsmessung. Das Kalorimeter besteht aus 5×5 Kristallen mit einer Querschnittsfläche von $2 \times 2\ cm^2$. Die elektromagnetische Energieauflösung entspricht etwa auch der des Flüssigargonkalorimeters.

Kapitel 3

Tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung

Im Rahmen des Partonmodells wird angenommen, daß das Lepton an einem auf der Massenschale liegenden Parton des Protons elastisch gestreut wird. Das Parton wird als reelles Teilchen betrachtet, das einen Bruchteil x des Protonimpulses trägt. Der Protonrest ist im Partonmodell an der Wechselwirkung nicht beteiligt. Der hadronische Endzustand besteht aus dem Protonrest und dem gestreuten Parton. Das Parton besteht entweder aus einem Quark oder einem Antiquark.

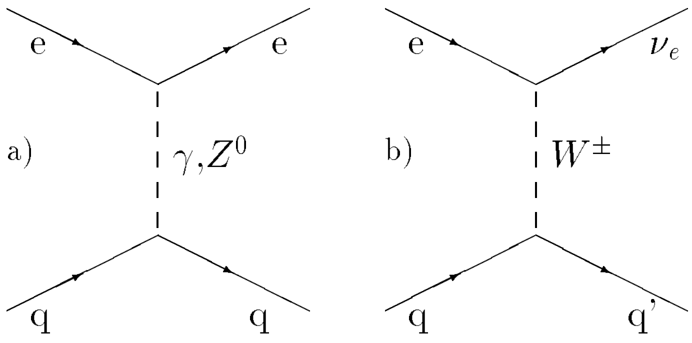


Abbildung 3.1: *a) neutraler Strom und b) geladener Strom in tiefinelastischer Elektron–Quark–Streuung.*

Abb. 3.1 zeigt Feynman-Graphen niedrigster Ordnung zur tiefinelastischen Elektron–Quark–Wechselwirkung bei Austausch neutraler und geladener Bosonen.

Im Quark–Partonmodell ist der Wirkungsquerschnitt für die Elektron–Quark–

Streuung gegeben durch:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\ dy} = \frac{\pi^3}{xs} \sum_f |M_f|^2 q_f(x, Q^2) \tag{3.1}$$

Die Summation erstreckt sich über alle Quarkflavour, die bei einem Impulsübertrag Q^2 mit einer Wahrscheinlichkeit von $q_f(x, Q^2)$ den Impulsanteil x vom Proton haben. Die Definitionen von x und Q^2 werden im Kap. 3.2 beschrieben. s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie und M_f das Matrixelement der Elektron–Quark–Wechselwirkung.

In das Matrixelement geht der Propagator der Wechselwirkung ein. Dieser hängt vom Impulsübertrag und der Masse des ausgetauschten Bosons ab:

$$M_f \ \sim \ \frac{1}{M_{Boson}^2 + Q^2} \tag{3.2}$$

In neutralen Strömen (im folgenden NC, von engl.: neutral current) wird die Wechselwirkung durch Austausch eines Photons und durch Austausch eines Z^0 und deren Interferenz beschrieben. Bei NC dominiert der Wirkungsquerschnitt bei kleinen Q^2 durch Austausch eines Photons. Der Wirkungsquerschnitt fällt bei zunehmenden Impulsüberträgen schnell ab ($1/Q^4$ vom Photonpropagator).

Der totale Wirkungsquerschnitt vom geladenen Strom (im folgenden CC, von engl.: charged current) ist durch Austausch eines massiven $W^\pm$ klein. Bei sehr hohen Impulsüberträgen sind die Wirkungsquerschnitte von NC und CC vergleichbar (siehe Kap. 5.1).

In den folgenden Abschnitten werden Strahlungskorrekturen, insbesondere bei Abstrahlung von Photonen, erläutert. Im weiteren werden kinematische Definitionen und Methoden zur Berechnung der Kinematik, insbesondere bei Photonabstrahlung aufgezeigt.

3.1 Elektroschwache Strahlungskorrekturen

Die Wechselwirkung e p $\rightarrow$ e X , ν_e X wird im Rahmen des Standardmodells über die Störungstheorie berechnet. Darin trägt jeder Vertex (Ladungslinie mit Ankopplung eines Bosons) proportional zur Kopplungskonstante der Wechselwirkung bei und bestimmt die Ordnung der Störungsrechnung. Beiträge von Diagrammen höherer Ordnung werden als Strahlungskorrekturen bezeichnet.

Strahlungskorrekturen [Spie87] unterteilen sich in virtuelle Korrekturen, z.B. Vertexkorrekturen, Selbstenergiekorrekturen, Boxdiagramme, und in Korrekturen mit Abstrahlung reeller Photonen (Bremsstrahlung). Das führt zu Korrekturen am Wirkungsquerschnitt und zu einer Änderung des Endzustands.

Der Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung massiver Bosonen ist bei HERA gering (weniger als 1 pb [Baur92]) und kann gegenüber der Photonabstrahlung vernachläsigt werden. Im weiteren wird nur die Photonabstrahlung untersucht.

Werden in der tiefinelastischen Streuung Ereignisse mit Photonabstrahlung nicht erkannt, führt das, besonders bei Abstrahlung von harten Bremsstrahlungsphotonen, zu einer falschen Interpretation und zu einer falschen Rekonstruktion der Kinematik (siehe nächsten Abschnitt). Daraus ergeben sich systematische Fehler z.B. in der zu messenden Protonstruktur.

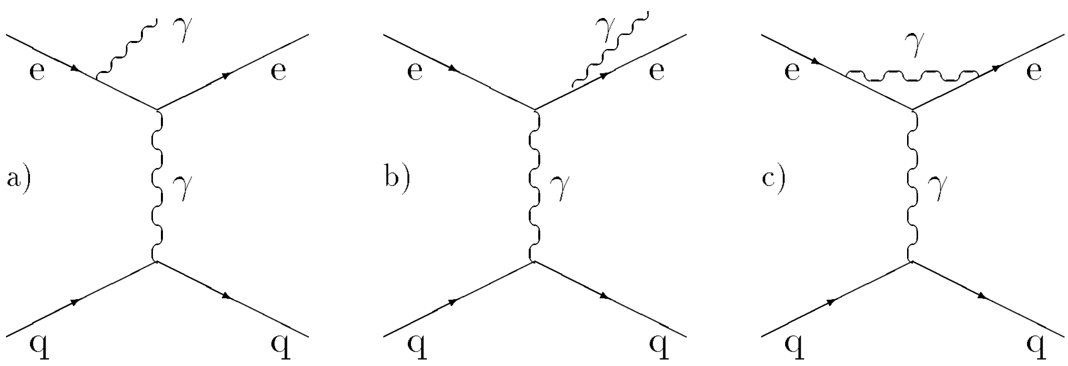


Abbildung 3.2: *Diagramme von QED Strahlungskorrekturen zur Ordnung $O(\alpha)$ am Elektronvertex.*

Abb. 3.2 zeigt Beiträge zu QED Strahlungskorrekturen am Elektron in NC Ereignissen. Abb. a) zeigt Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons und b) Bremsstrahlung des auslaufenden Elektrons. Abb. c) zeigt die virtuelle QED Korrektur am Elektronvertex. Selbstenergiekorrekturen am Elektron sind nicht abgebildet.

Bei der Berechnung von Korrekturen mit Photonabstrahlung ergeben sich drei Anteile [Kwia90]. Ein Beitrag wird als ISR (von engl.: Initial State Radiation) bezeichnet und besitzt eine Massensingularität bei kollinearer Abstrahlung vom einlaufenden Elektron. Ein weiterer Beitrag wird als FSR (von engl.: Final State Radiation) bezeichnet und besitzt eine Massensingularität bei kollinearer Abstrahlung vom auslaufenden Elektron. Der dritte Beitrag ist umgekehrt proportional zum Impulsübertrag und ist für $Q^2 \to 0$ singulär. Dieser Anteil wird als comptonartiger Beitrag bezeichnet, der im weiteren vernachlässigt wird. Die Massensingularitäten führen dazu, daß der ISR Wirkungsquerschnitt groß ist für kollineare Abstrahlung vom einlaufenden Elektron, und daß der FSR Wirkungsquerschnitt groß ist für kollineare Abstrahlung vom auslaufenden Elektron.

Durch Schnitte in der Photonenergie werden die auftretenen singulären Anteile von Infrarotdivergenzen (weiche Photonen) abgespalten. Dann können sie mit den virtuellen Korrekturen, die ebenfalls Singularitäten aufweisen, zusammengefaßt werden. Beide Anteile sind zusammen endlich: die Singularitäten kompensieren sich. Dieser Beitrag am Wirkungsquerschnitt wird im weiteren als *nichtradiativ* bezeichnet. Der Beitrag am Wirkungsquerschnitt von harten Photonen wird im weiteren als *radiativ* bezeichnet.

Neben den in Abb. 3.2 gezeigten leptonischen Korrekturen gibt es ebenso Korrekturen am Quark mit Photonabstrahlung. Wegen der auftretenen Massensingularitäten wird im Monte–Carlo Generator HERACLES (Kap. 4.1) ein Schnitt im Abstrahlwinkel des Photons bei 16° gemacht. Der verbleibende quarkonische Beitrag am *radiativen* Wirkungsquerschnitt ist bei NC kleiner als 1 % und wird im weiteren nicht berücksichtigt. Quarkonische Photonabstrahlung mit kleineren Abstrahlwinkeln wird später beim Fragmentationsprozeß (siehe DJANGO Kap. 4.1) erzeugt.

Leptonische Korrekturen liefern je nach Strukturfunktionen Beiträge von -50% bis 800% für $0.001 < x < 0.5$ und $0.01 < y < 0.99$ [Spie91]. Weitere wichtige virtuelle Korrekturen sind Selbstenergiekorrekturen (Photon, Z^0). Andere elektroschwache Korrekturen tragen nur mit etwa 2% oder weniger bei. Für die experimentelle Untersuchung elektroschwacher Korrekturen ist deswegen eine hohe Zahl an Ereignissen notwendig.

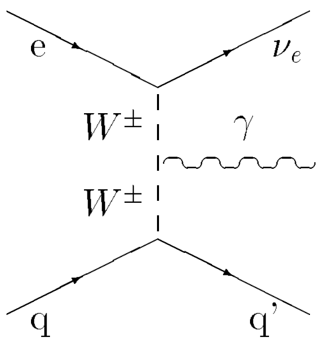


Abbildung 3.3: *Bremsstrahlungsphoton vom W-W-γ Vertex in geladenen Strömen.*

In CC Ereignissen können für Korrekturen höherer Ordnung die beiden Fermionlinien (Lepton und Quark) wegen des Ladungsstroms nicht getrennt voneinander eichinvariant behandelt werden. Neben den Beiträgen von leptonischer ISR und quarkonischer Bremsstrahlung gibt es einen Bremsstrahlungsbeitrag vom wechselwirkenden $W^\pm$ (siehe Abb. 3.3). Dieses Diagramm gibt die Möglichkeit, in Elektron–Proton–Streuung den W–W–γ Vertex und das anomale Moment des $W^\pm$ zu messen.

Der relative Anteil von Bremsstrahlung am Wirkungsquerschnitt steigt bei hohen

Impulsüberträgen proportional zu $\ln Q^2$. Da der Impulsübertrag in CC Ereignissen im Mittel sehr hoch ist, ist der Beitrag von Bremsstrahlungsereignissen groß.

Im weiteren werden nur tiefinelastische Ereignisse untersucht mit $Q^2 > 25\ GeV^2$. Der hadronische Endzustand besitzt dann eine große invariante Masse und kann meistens gut im Detektor gemessen werden.

3.2 Kinematik

Im ersten Abschnitt werden der Impulsübertrag und die Bjorken Variablen für die HERA Kinematik beschrieben, wie sie ursprünglich bei den Fixed–Target Experimenten definiert worden sind.

Im zweiten Abschnitt werden Berechnungen der Kinematik für Bremsstrahlungsereignisse vorgestellt, bei denen die Photonen vom Elektron abgestrahlt werden. Insbesondere werden die häufigsten Bremsstrahlungsprozesse von kollinearer ISR und kollinearer FSR diskutiert. Es zeigt sich, daß kollineare ISR, bei der das Photon in Elektronstrahlrichtung abgestrahlt wird und meistens im Strahlrohr entweicht, eine Korrektur der kinematischen Variablen erfordert, während andererseits bei kollinearer FSR die gemeinsame Messung von Elektron und Bremsstrahlungsphoton im Kalorimeter im allgemeinen keine Korrektur erfordert.

Im dritten Teil werden verschiedene Rekonstruktionsverfahren der kinematischen Variablen erläutert. Während man in CC Ereignissen allein auf die Rekonstruktion der Kinematik vom Hadronsystem angewiesen ist, weil das gestreute Neutrino nicht nachgewiesen wird, hat man in NC Ereignissen die Möglichkeit, sowohl vom gestreuten Elektron, als auch vom Hadronsystem die Kinematik zu berechnen. In radiativen Ereignissen stehen Rekonstruktionsmöglichkeiten von der Kombination aus gestreutem Elektron, abgestrahltem Photon und Hadronsystem zur Verfügung, die erläutert werden.

Der Einfluß von Photonabstrahlung auf die Kinematik wird anhand von typischen Ereignissen im vierten Teil besprochen. Dabei wird eine Parameteranalyse für vier verschiedene Abstrahlrichtungen eines 6 GeV Photons gemacht.

3.2.1 Definition der Kinematik in tiefinelastischen Streuprozessen ohne Photonabstrahlung

Die kinematischen Variablen in tiefinelastischen Strahlungsprozessen sind in Abb. 3.4 dargestellt. Das Elektron e und das Proton p werden zur Kollision gebracht. Im Partonmodell findet die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Parton, das einen Teilimpuls des Protons trägt, statt. Das auslaufende Parton und der Protonrest bilden den hadronischen Endzustand X. Je nachdem, ob das Parton ein Valenzquark oder ein "sea Quark" ist, besteht der Protonrest aus einem Diquark

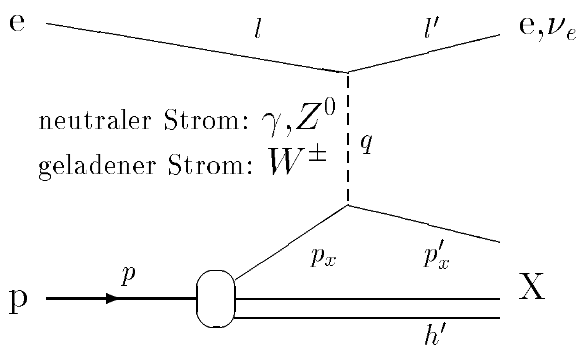


Abbildung 3.4: *Kinematik in tiefinelastischen Streuprozessen.*

oder aus einem Baryon+Quark.

Die 4–Vektoren bedeuten (Abb. 3.4):

l	:	einlaufendes Elektron (in negativer z–Richtung)
l'	:	auslaufendes Lepton (Elektron, Elektronneutrino)
p	:	einlaufendes Proton (in positiver z–Richtung)
h'	:	nichtwechselwirkender Protonrest (Diquark oder Baryon+Quark)
p_x	:	wechselwirkendes Parton (Quark oder Antiquark)
p_x'	:	gestreutes Parton (Quark oder Antiquark)
q	:	Impulsübertrag des ausgetauschten Bosons (γ, Z^0, $W^\pm$)

Es gelten folgende Relationen:

$$p_x + q = p_x' \tag{3.3}$$
$$l = q + l' \tag{3.4}$$

In NC Ereignissen läßt sich die Kinematik über das gestreute Elektron messen. Man definiert einen leptonischen Impulsübertrag:

$$q_l := l - l' \tag{3.5}$$

Um die Kinematik der Wechselwirkung unabhängig vom Bezugsystem zu beschreiben, wählt man lorentzinvariante Variablen und definiert die dimensionslosen Variablen x und y. Diese beschreiben bei gegebener Schwerpunktsenergie vollständig die Kinematik der 4-Fermionwechselwirkung. Es gelten die Definitionen:

$$s := (l + p)^2 \tag{3.6}$$
$$Q^2 := -q^2 \tag{3.7}$$

$$x := \frac{-q^2}{2\,p\cdot q} \tag{3.8}$$
$$y := \frac{2\,p\cdot q}{s} \tag{3.9}$$

Die Variablen x und y sind positiv und haben einen maximalen Wert von eins. y ist anschaulich der normierte Energieübertrag im Ruhesystem des Protons. Die Größe Q^2 ist das negative Quadrat des Impulsübertrags und wird als "Virtualität" des Bosons bezeichnet. Aus den Definitionen leitet sich eine einfache Beziehung her:

$$Q^2 = x\,y\,s \tag{3.10}$$

Der maximale Impulsübertrag ist durch die Schwerpunktsenergie gegeben und beträgt bei HERA mit den nominellen Strahlenergien von $E_e = 30\ GeV$ (Elektron) und $E_p = 820\ GeV$ (Proton) $s = 98400\ GeV^2$. Die Variable x (Bjorkensche Skalenvariable) beschreibt, welcher Impulsbruchteil vom Proton das wechselwirkende Quark in der elastischen 4–Fermionwechselwirkung hat. Aus den obigen Definitionen leitet sich bei Vernachlässigung der Fermionmassen [1] folgende wichtige Beziehung her:

$$p_x = xp \tag{3.11}$$

Die Variablen x und y oder Q^2, die die Kinematik beschreiben, müssen aus experimentell meßbaren Größen wie Energien, Impulsen und Winkeln von Teilchen berechnet werden, die mit Meßfehler behaftet sind.

In nichtradiativen Ereignissen genügen zwei unabhängige Variablen, um die Kinematik zu berechnen: Da die Anfangsenergien vom Elektron (E_e) und Proton (E_p) vorgegeben sind, ist somit der hadronische Endzustand bei Kenntnis des 4-Vektors des gestreuten Elektrons bekannt.

Der 4–Vektor des gestreuten Elektrons hat nur 3 Freiheitsgrade, weil das Elektron reell ist. Da der Azimutalwinkel ϕ der Streuebene nicht in die Kinematik eingeht, verbleiben zwei unabhängige Variablen zur Beschreibung der Kinematik.

Bestimmt man die Kinematik über den Elektronwinkel und die Elektronenergie, so gilt:

$$Q_l^2 = 4\,E_e\,E_{l'}\,\cos^2\frac{\theta_{l'}}{2} \tag{3.12}$$
$$y_l = 1 - \frac{E_{l'}}{E_e}\,\sin^2\frac{\theta_{l'}}{2} \tag{3.13}$$

$E_{l'}$ und $\theta_{l'}$ sind Energie und Polarwinkel des gestreuten Elektrons. $\theta_{l'}$ wird relativ zur Protonstrahlrichtung gemessen (siehe Abb. 3.6). Die Skalenvariable x_l läßt sich

[1] Da im folgenden Ereignisse mit hohen Impulsüberträgen untersucht werden, werden die Fermionmassen im weiteren vernachlässigt. Nur bei kleinen Impulsüberträgen von etwa 5 GeV^2 oder weniger, bzw. bei sehr kleinen Werten von x, muß die Protonmasse berücksichtigt werden.

durch Auflösen der Gl. 3.10 mit $x_l = Q_l^2/(y_l s)$ bestimmen. Die Variable y_l ist über das Elektron für kleine Werte schlecht bestimmbar, da die Energie des gestreuten Elektrons etwa die Elektronanfangsenergie ist und Fehler in der Energiemessung (Kalibrationsfehler, Energiefluktuationen) sich auf die Bestimmung der Variablen y_l auswirken. Beim H1 Experiment kann die Variable y_l bis zu einem minimalen Wert von etwa $y_l = 0.1$ gut über das gestreute Elektron bestimmt werden [Felt87].

Bei kleinen Werten von y ist die Berechnung der Kinematik über das Hadronsystem genauer. Die Kinematik kann in der Praxis über die sogenannte Jacquet–Blondel (JB) Methode berechnet werden [Blon79]. Vom hadronischen Endzustand definiert man die unabhängigen Parameter p_t^h und Σ^h:

$$p_t^h = \sqrt{\left(\sum_{sichtb.Hadronen} p_{x_i}\right)^2 + \left(\sum_{sichtb.Hadronen} p_{y_i}\right)^2} \tag{3.14}$$

$$\Sigma^h = \sum_{sichtb.Hadronen} E_i - p_{z\,i} \tag{3.15}$$

Die Summation wird dabei über alle sichtbaren Teilchen des hadronischen Endzustands ausgeführt. Die Kinematik läßt sich nun rekonstruieren unabhängig von Jetalgorithmen zur Bestimmung des gestreuten Quarks:

$$y \approx y_h = \frac{\Sigma^h}{2\,E_e} \tag{3.16}$$

$$Q^2 \approx Q_h^2 = \frac{{p_t^h}^2}{1 - y_h} \tag{3.17}$$

Die JB–Methode macht die Näherung, daß nur die sichtbaren Teilchen des hadronischen Endzustands zur Größe p_t^h und Σ^h beitragen. Dieses Verfahren ist relativ unabhängig von Energieverlusten in Protonstrahlrichtung und wird in späteren Kapiteln genauer untersucht. Die JB–Methode ermöglicht die Bestimmung von y auch bei kleinen Werten von y. Bei großen Werten von y ist jedoch die Berechnung des Impulsübertrags mit großen Fehlern behaftet (wegen des fast verschwindenen Nenners in Gl. 3.17). Außerdem ist die JB–Methode bei kleinen Werten von x ungenau, da sich das Elektron–Quark–System in Elektronstrahlrichtung bewegt und Teilchen des Hadronsystems in das Rückwärtskalorimeter mit ungenauer hadronischer Energiemessung gehen oder in Elektronstrahlrichtung entweichen. Fehler in der Energiebestimmung im rückwärtigen Teil des Detektors gehen bei der JB–Methode zweifach in die Berechnung der Variablen y_h ein wegen des Terms $E_i - p_{z_i}$.

3.2.2 Kinematik in tiefinelastischen Streuprozessen mit leptonischer Photonabstrahlung

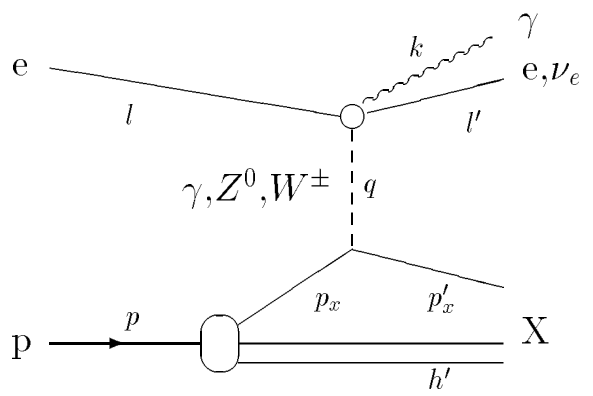


Abbildung 3.5: *Kinematik in tiefinelastischen Bremsstrahlungsereignissen*

Das Feynman–Diagramm der Reaktion e p $\rightarrow$ e γ X , ν_e γ X in tiefinelastischen Strahlungsprozessen ist in Abb. 3.5 dargestellt. An der Leptonlinie wird ein Photon mit dem 4-Vektor k abgestrahlt. Je nach Abstrahlungsmechanismus, ISR (in NC und CC) oder FSR (in NC), ist das beim harten Streuprozeß einlaufende oder auslaufende Elektron virtuell.

In radiativen Prozessen besteht zwischen dem meßbaren leptonischen 4-Vektor q_l und dem 4-Vektor des Austauschbosons q folgender, für NC Ereignisse wichtiger, Zusammenhang:

$$l = q + l' + k \tag{3.18}$$

$$q_l = q + k \tag{3.19}$$

In nichtradiativen Ereignissen, daß heißt mit $k^\mu = (0,0,0,0)$, sind q und q_l identisch. In radiativen Ereignissen beschreibt die Messung von q_l nicht mehr den 4–Vektor des Austauschbosons. Der Unterschied wird bei hohen Photonenergien groß. Vergleicht man kinematische Variablen, die über das gestreute Elektron gemessen werden und die tatsächlichen kinematischen Variablen, so ergeben sich folgende Unterschiede:

$$Q_l^2 - Q^2 \quad = \quad -2\, q \cdot k = -2\, q_l \cdot k \tag{3.20}$$

$$y_l - y \quad = \quad \frac{k \cdot p}{l \cdot p} \;\geq\; 0 \tag{3.21}$$

In Bremsstrahlungsereignissen wird die Variable y über das Leptonsystem systematisch zu groß gemessen. Die Skalenvariable x wird systematisch zu kleinen Werten verschoben. Es gilt (Beweis siehe Anhang):

$$x \geq x_l \tag{3.22}$$

Anschaulich beschreibt x den Energieanteil, der in die Elektron–Quark–Streuung eingebracht wird. In nichtradiativen Ereignissen ist $x = x_l$. In radiativen Ereignissen muß zusätzlich für die Abstrahlung eines Photons Energie aufgebracht werden, weshalb $x > x_l$ gilt.

Vergleicht man Bremsstrahlungsprozesse bei einem gemessenen Q_l^2, so ist der Wirkungsquerschnitt für kollineare ISR größer als für kollineare FSR, da der Impulsübertrag des Austauschbosons, der für den Wirkungsquerschnitt relevant ist, bei kollinearer ISR im allgemeinen kleiner und bei FSR im allgemeinen größer als der vom Elektron gemessene Impulsübertrag ist.

Um das zu zeigen ist es nützlich, die Spezialfälle kollinearer ISR und FSR zu betrachten, die mit großem Wirkungsquerschnitt auftreten. Das Photon wird jeweils in Richtung des Elektrons abgestrahlt und verschwindet bei ISR im Strahlrohr und wird somit nicht gesehen. Bei FSR kann das Photon meistens nicht vom Elektron getrennt werden (für eine räumliche Trennung von kollinear abgestrahlten Photonen wäre ein sehr starkes Magnetfeld erforderlich).

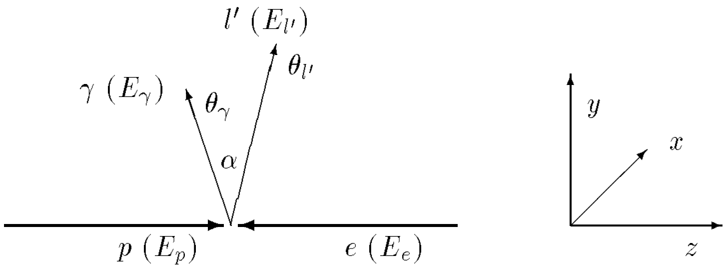


Abbildung 3.6: Definition der Koordinaten und der Winkel.

Das gestreute Elektron und das Photon (Abb. 3.6) wird beschrieben durch:

E_e	:	Einschußenergie des Elektrons
$E_{l'}$	:	Energie des gestreuten Leptons
$\theta_{l'}$	:	Polarwinkel des gestreuten Leptons
E_γ	:	Energie des Bremsstrahlungsphotons
θ_γ	:	Polarwinkel des Bremsstrahlungsphotons
α	:	Öffnungswinkel zwischen Elektron und Bremsstrahlungsphoton

Die Differenz der Impulsübertragsquadrate läßt sich schreiben als:

$$Q_l^2 - Q^2 = \; 4\, E_\gamma \,(E_{l'}\, sin^2 \frac{\alpha}{2} - E_e\, cos^2 \frac{\theta_\gamma}{2}) \tag{3.23}$$

Daraus folgt für kollineare ISR mit $\theta_\gamma = \pi$ und $\alpha = \pi - \theta_{l'}$:

$$Q_l^2 - Q^2 = \; 4\, E_\gamma\, E_{l'}\, cos^2 \frac{\theta_{l'}}{2} \geq 0 \tag{3.24}$$

Für kollineare FSR ist $\alpha = 0$ und es gilt:

$$Q_l^2 - Q^2 = \; -4\, E_\gamma\, E_e\, cos^2 \frac{\theta_{l'}}{2} \leq 0 \tag{3.25}$$

Da in NC Ereignissen der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen umgekehrt proportional zu Q^4 ist, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für den über das Elektron gemessenen Impulsübertrag Q_l^2 für ISR größer als für FSR.

Der Unterschied zwischen leptonisch gemessenem Impulsübertrag und Impulsübertrag des Austauschbosons wird in einem Beispiel anschaulich. Mißt man ein gestreutes Elektron in einem Polarwinkel von 130° und mit einer Energie von 23.3 GeV, so erhält man einen Impulsübertrag von $Q_l^2 = 445\ GeV^2$. Wenn im Anfangszustand ein Bremsstrahlungsphoton kollinear mit einer Energie von $E_\gamma = 6\ GeV$ abgestrahlt wird, so beträgt der Impulsübertrag des Austauschbosons $Q^2 = 345\ GeV^2$, also 100 GeV^2 weniger als die leptonische Messung angibt.

Bei kollinearer FSR ist im allgemeinen keine Korrektur erforderlich, weil Elektron und Bremsstrahlungsphoton zusammen gemessen werden. Löst man Gl. 3.25 nach dem tatsächlichen Impulsübertrag auf, so gilt:

$$Q^2 \;=\; Q_l^2 + \; 4\, E_\gamma\, E_e\, cos^2 \frac{\theta_{l'}}{2} \tag{3.26}$$

$$\;=\; 4\,(E_\gamma + E_{l'})\, E_e\, cos^2 \frac{\theta_{l'}}{2} \tag{3.27}$$

Gestreutes Elektron und Bremsstrahlungsphoton werden als ein gestreutes Elektron interpretiert und beschreiben den harten Streuprozeß richtig.

Es ist es nicht möglich, in NC Ereignissen kinematisch zwischen ISR und FSR zu unterscheiden. Außerdem ist es für die Rekonstruktion der Kinematik nicht wichtig, sofern man weiß, daß eines der Teilchen ein Elektron und eines ein Bremsstrahlungsphoton ist, welches der beiden gemessenen Teilchen das Elektron und welches das Bremsstrahlungsphoton ist. (Im Rückwärtsbereich des Detektors ist manchmal eine Unterscheidung unmöglich, wenn das Bremsstrahlungsphoton aufschauert).

3.2.3 Rekonstruktion der Kinematik bei Photonabstrahlung

Neben der Möglichkeit, die kinematischen Variablen getrennt über das Leptonsystem oder Hadronsystem (JB–Methode) zu bestimmen, gibt es die Möglichkeit, durch Kombination von hadronischen und leptonischen Parametern die Kinematik zu rekonstruieren (Zweiwinkelmethode, gemischte Rekonstruktion). Diese Methoden besitzen in Abhängigkeit vom kinematischen Bereich und der Detektoreigenschaften unterschiedliche Qualitäten und sind bereits untersucht worden [Bern91]. Eine andere Möglichkeit der Rekonstruktion der Kinematik ist, daß man die kinematischen Variablen (z.B. x und Q^2) an die maximal 4 unabhängigen meßbaren Variablen (Energie und Winkel des gestreuten Elektrons, Transversalimpuls und y des Hadronsystems) anpaßt [Hoeg91].

In CC Ereignissen hat man nur die Möglichkeit, die Kinematik über das Hadronsystem zu bestimmen, da das gestreute Neutrino ungesehen entweicht.

Im folgenden muß beachtet werden, daß man die Kinematik bei Bremsstrahlungsereignissen nur dann korrigieren kann, wenn man das Bremsstrahlungsphoton identifiziert oder indirekt nachweist. Man muß zwei Fehler bei der Nichtidentifikation von Bremsstrahlungsereignissen unterscheiden.

Im Fall der kollinearen ISR geht das Photon in Elektronstrahlrichtung verloren und kann nur indirekt über die Kinematik rekonstruiert werden. Im Fall, daß das Photon unter großen Winkeln bei ISR oder FSR in das Kalorimeter abgestrahlt wird, kann es fälschlicherweise zum Hadronsystem gezählt werden.

Je nachdem, welche Teilchen im Detektor nachgewiesen werden, kann man drei Möglichkeiten der Rekonstruktion der Kinematik in Bremsstrahlungsprozessen unterscheiden. Die ersten beiden beziehen sich nur auf NC, die dritte auf NC und CC Ereignisse.

Gestreutes Elektron und nachgewiesenes Bremsstrahlungsphoton (ISR oder FSR):

Sowohl das Elektron, als auch das Bremsstrahlungsphoton sind im Kalorimeter getrennt sichtbar und identifiziert. Der 4–Vektor des Impulsübertrags kann einfach durch Addition der 4–Vektoren von Elektron und Photon berechnet werden, woraus sich die Kinematik nach Gl. 3.7–3.9 ergibt.

Gestreutes Elektron und Hadronsystem:

Dieses Verfahren ist anwendbar, wenn das Bremsstrahlungsphoton bei ISR kollinear in Elektronstrahlrichtung abgestrahlt und nicht nachgewiesen wird. Dann gilt $y_l > y_h$. Die Kinematik läßt sich im Prinzip über 4–Vektorerhaltung überprüfen. Da nicht bekannt ist, wieviel Energie vom Hadronsystem in Protonstrahlrichtung entweicht, berechnet man die Summe Σ^{tot} :

$$\Sigma^{tot} = \sum_{sichtb.Teilchen} E_i - p_{z\,i} \tag{3.28}$$

Eine weitere Erhaltungsgröße ist der Gesamttransversalimpuls, der verschwinden sollte, wenn Energieverluste in Protonstrahlrichtung keine transversalen Anteile besitzen. Bei Bremsstrahlung in Elektronstrahlrichtung sollte der meßbare Gesamttransversalimpuls nicht stark verändert werden. [2]

Die Differenz von Energie und Longitudinalimpuls ist eine Erhaltungsgröße und es gilt für die Gesamtenergie E und für den Gesamtlongitudinalimpuls p_z:

$$E - p_z = (E_p + E_e) - (E_p - E_e) = 2E_e \tag{3.29}$$

Wird im Experiment ein davon abweichendes Σ^{tot} gemessen (Teilchenverluste, Energiefluktuationen), so läßt sich ein fehlendes Teilchen in Elektronstrahlrichtung mit der Energie E^{mis} und dem fehlenden Longitudinalimpuls p_z^{mis} berechnen:

$$\Sigma^{mis} \;=\; E^{mis} - p_z^{mis} \;:=\; 2E_e \;-\; \Sigma^{tot} \tag{3.30}$$

Werden Transversalkomponenten vernachlässigt, so beträgt die Energie eines fehlenden Teilchens (der vollständige 4–Vektor eines fehlenden Teilchens mit Transversalimpuls ist im Anhang A.4 gegeben):

$$E^{mis} \;=\; E_e - \;\Sigma^{tot}/2 \tag{3.31}$$

Unter der Annahme, daß das fehlende Teilchen ein ISR Photon ist, wird die Energie des einlaufenden Elektrons mittels dieser Summe korrigiert und die kinematischen Variablen werden entweder über das gestreute Elektron oder über die JB–Methode berechnet. Die korrigierte Anfangsenergie des Elektrons läßt sich schreiben als $E_e' = \Sigma^{tot}/2$.

Hadronsystem und Bremsstrahlungsphoton:

Weist man das Bremsstrahlungsphoton im Detektor nach, so kann man die Kinematik aus dem 4–Vektor des Photons und aus p_t^h und Σ^h bestimmen. p_t^h und Σ^h sind in Gl. 3.14 und Gl. 3.15 definiert. Diese Methode läßt sich auf NC und CC Ereignisse anwenden.

Berechnet man die Kinematik in radiativen Ereignissen, so muß Gl. 3.17 (Berechnung von Q^2 nach der JB–Methode) modifiziert werden. Die Berechnung des

[2] Ein Bremstrahlungsphoton mit einer Energie von 26.7 GeV in einem Polarwinkel von 175° besitzt einen Transversalimpuls von 2.3 GeV.

Impulsübertrags des Austauschbosons bei Abstrahlung eines Photons führt auf folgende Gleichung (Herleitungen von Gl. 3.32, Gl. 3.33 und Gl. 3.35 im Anhang A.3):

$$\begin{aligned} y &= \frac{\Sigma^h}{2\,E_e} \\ Q^2 &= \frac{{p_t^h}^2 \,+\, y\, m_{l'\gamma}^2}{1-y} \end{aligned} \tag{3.32}$$

$m_{l'\gamma}$ ist die invariante Masse des Systems vom gestreuten Lepton und Bremsstrahlungphoton. y wird wie vorher nach der JB–Methode berechnet. Bei Verwendung der obigen Gleichung müssen gestreutes Lepton und Bremsstrahlungsphoton gemessen werden können.

In CC Ereignissen kennt man aber den 4–Vektor des Neutrinos nicht, weshalb die obige Gleichung nicht angewendet werden kann. Sein Anteil läßt sich durch Umformung eliminieren:

$$\begin{aligned} y &= \frac{\Sigma^h}{2\,E_e} \\ Q^2 &= \frac{{p_t^h}^2 \,+\, 2\,y\,k\cdot(l-p'_x)}{1-y-y_\gamma} \end{aligned} \tag{3.33}$$

Mit der Definition:

$$y_\gamma := \frac{p\cdot k}{p\cdot l} \;=\; \frac{E_\gamma - p_{z\gamma}}{2\,E_e} \tag{3.34}$$

p'_x ist der 4–Vektor des gestreuten Quarks und läßt sich näherungsweise schreiben als:

$$p'^{\mu}_x \;=\; \begin{pmatrix} \frac{{p_t^h}^2+{\Sigma^h}^2}{2\,\Sigma^h} \\ p_t^h\, cos\; \phi^h \\ p_t^h\, sin\; \phi^h \\ \frac{{p_t^h}^2-{\Sigma^h}^2}{2\,\Sigma^h} \end{pmatrix} \tag{3.35}$$

Dabei wird angenommen, daß das gestreute Quark masselos ist. ϕ^h ist der Azimutalwinkel des Hadronsystems.

Es ist zu beachten, daß der 4-Vektor des gestreuten Quarks im Rahmen des naiven Partonmodells berechnet wird. QCD Effekte wie Gluonbremsstrahlung oder Wechselwirkung mit dem Protonrest werden dabei nicht berücksichtigt. Diese Herleitung ist für die Berechnung der Kinematik nur durch Detektoreigenschaften begrenzt. Jetalgorithmen zur Bestimmung des gestreuten Quarks liefern im allgemeinen abweichende Ergebnisse für den 4–Vektor. Jetalgorithmen sind von Fragmentationseigenschaften und QCD-Modellen abhängig, die außerdem meist phänomenologische Parameter enthalten.

3.2.4 Parameterstudie am 6 GeV Photon Beispiel

In diesem Abschnitt wird die Kinematik bei Bremsstrahlung anhand einer Parameterstudie betrachtet. Dafür werden über die Gl. 3.32 bis Gl. 3.35 die Variablen Q^2 und x in Abhängigkeit der Variablen y_h für verschiedene radiative Ereignisse berechnet. Der Transversalimpuls p_t^h wird dabei festgehalten. Diese kinematischen Betrachtungen gelten sowohl für NC, als auch für CC Ereignisse. Das Bremsstrahlungsphoton besitzt eine Energie von 6 GeV. Es werden vier Fälle untersucht, in denen das Photon in unterschiedliche Richtungen abgestrahlt wird.

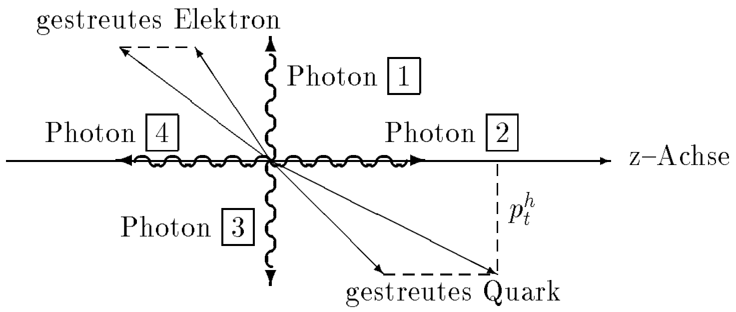


Abbildung 3.7: Definition der Photonabstrahlungsrichtungen

Die Richtungen des Photons werden folgendermaßen gewählt:

Photon 1. Senkrecht zur Strahlachse ($\theta = 90°$) in entgegengesetzer Azimutalrichtung vom gestreuten Quark (Azimutalwinkelabstand = 180°).

Photon 2. Protonstrahlrichtung ($\theta = 0°$).

Photon 3. Senkrecht zur Strahlachse ($\theta = 90°$) in die gleiche Azimutalrichtung wie das gestreute Quark (Azimutalwinkelabstand = 0°).

Photon 4. Elektronstrahlrichtung ($\theta = 180°$).

Die unterschiedlichen Abstrahlrichtungen sind in Abb. 3.7 skizziert. Bei der Parameterstudie sind die Energien der Bremsstrahlungsphotonen jeweils konstant. Die Variable y_h wird variiert. Dadurch ändern sich die Energien und die Longitudinalimpulse vom Elektron und vom gestreuten Quark so, daß die Transversalimpulse der Teilchen dabei konstant bleiben.

Diese Beispiele sind zwar Spezialfälle, sollen aber die kinematischen Verhältnisse veranschaulichen und die Möglichkeit zur Interpolation geben. Für NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$ beträgt die Rate für Photonabstrahlung mit $E_\gamma > 6.0\ GeV$ etwa 8 % (siehe Kap. 5.1). Dabei werden die meisten Photonen in Richtung des Elektronstrahls (ISR) oder des auslaufenden Elektrons (FSR) abgestrahlt.

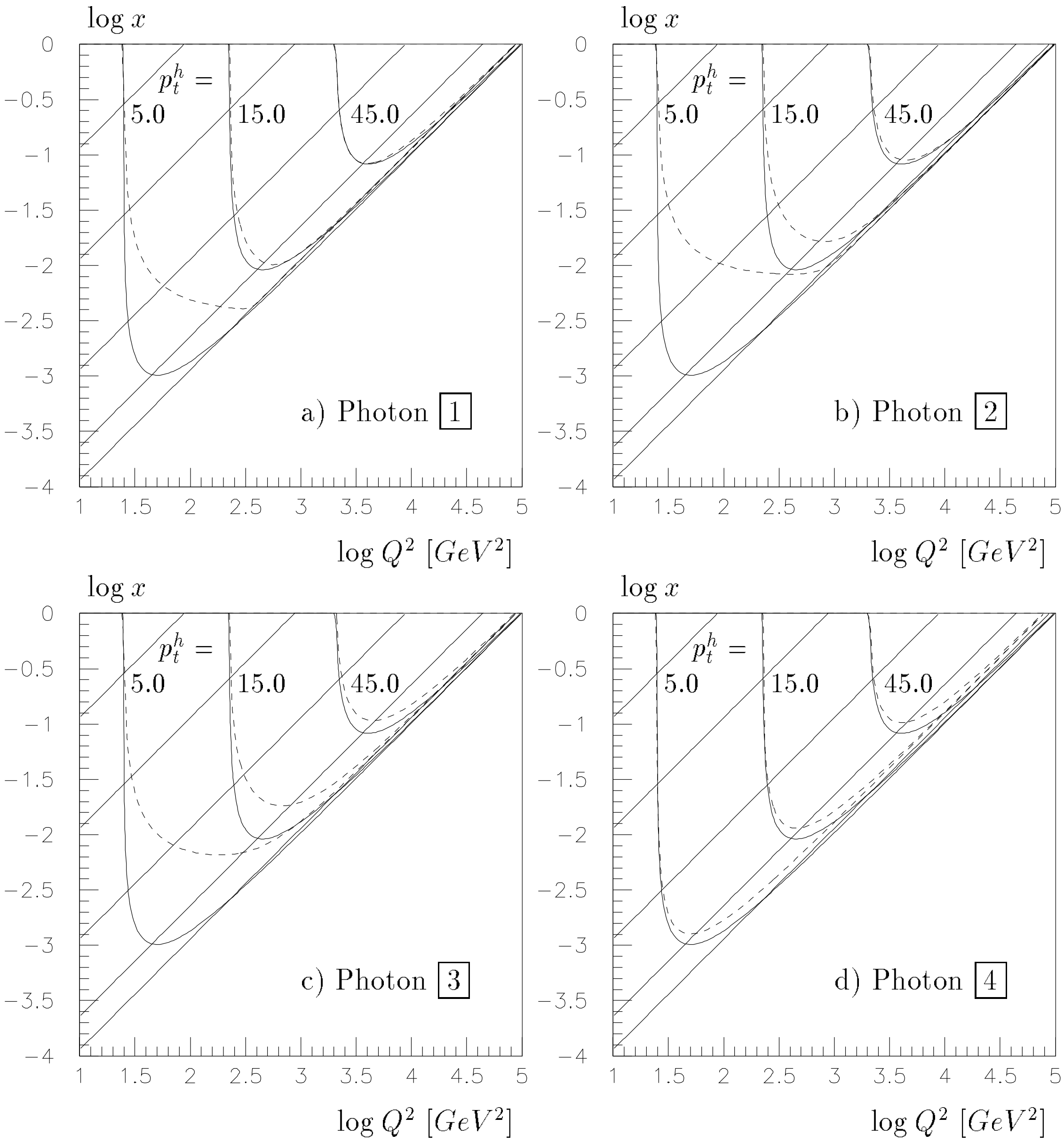


Abbildung 3.8: *Linien konstanter Transversalimpulse p_t^h im $x - Q^2$ Diagramm. Die durchgezogenen Kurven zeigen den Zusammenhang für den nichtradiativen Prozeß. Die gestrichelten Kurven in a) bis d) zeigen die kinematischen Variablen für die vier verschiedenen Abstrahlrichtungen des 6 GeV Photons. Die Geraden zeigen Linien konstanter Werte von y_h (0.001, 0.01, 0.1, 0.5, 1.0 von links oben nach rechts unten).*

Abb. 3.8 zeigt Linien konstanter Transversalimpulse des gestreuten Quarks im x–Q^2 Diagramm. Die Linien sind für die vier verschiedenen Richtungen des Bremsstrahlungsphotons eingezeichnet. Die Analyse erfolgte durch Wahl eines konstanten Transversalimpulses p_t^h (hier 5, 15, 45 GeV) und Variation der Variablen y_h. Über Gl. 3.32 wurden die Variablen Q^2 und x berechnet. Die Geraden zeigen Linien konstanter Werte von y_h. Das Elektron und das Proton haben die nominalen HERA Energien von 30 GeV und 820 GeV.

Die durchgezogenen Kurven zeigen das Ergebnis der nichtradiativen und die gestrichelten Kurven das Ergebnis der radiativen Ereignisse. Die Abbildungen a) bis d) entsprechen den jeweiligen Abstrahlrichtungen.

Der Unterschied der kinematischen Variablen zwischen nichtradiativen und radiaten Ereignissen ist bei kleinen Transversalimpulsen und für Bremsstrahlungsphotonen, die in Protonstrahlrichtung (b) gestrahlt werden, am größten. Bei kollinearer ISR (d) sind die Unterschiede bei kleinen Werten von y_h am kleinsten. Der Wert der Variablen x ist bei konstanten Werten von y_h in radiativen Ereignissen immer größer als bei nichtradiativen Ereignissen.

Bei großen Werten von y_h sind die Unterschiede zwischen radiativen und nichtradiativen Prozeß bei festem y_h groß. Für den Grenzfall $x \to 1$ bei großen Impulsüberträgen nähern sich die gestrichelten Kurven asymptotisch dem Wert $y_{max} < 1$ an, der den verminderten Schwerpunktsenergien der radiativen Ereignissen entspricht. Die Schwerpunktsenergie der Lepton–Quark–Streuung ändert sich am meisten, wenn das Photon in Elektronstrahlrichtung (d) abgestrahlt wird.

Die kollineare FSR entspricht in (a) dem Berührungspunkt der durchgezogenen und gestrichelten Linien. Bei diesem Spezialfall beschreibt die JB–Methode für nichtradiative Ereignisse die Kinematik in radiativen Ereignissen richtig.

Kapitel 4

Ereignissimulation

Eine einfache Möglichkeit, experimentelle Daten mit theoretischen Vorhersagen zu vergleichen, ist die Benutzung von Monte–Carlo Methoden. Damit ist man in der Lage, die Eigenschaften der Ereignisse bei Streuprozessen und die Detektorantworten zu beschreiben.

Für die in dieser Arbeit untersuchten radiativen Ereignisse wurden die Programme DJANGO 1.0, DJANGO 2.1 zur Generierung von 4–Vektoren von tiefinelastischen Ereignissen benutzt. Zur Simulation der Detektorantwort wurde das Simulationsprogramm H1SIM 2.11 und zur Rekonstruktion der Ereignisse das Rekonstruktionsprogramm H1REC 3.08 verwendet.

Im folgenden wird eine kurzer Überblick über die wichtigsten Eigenschaften und implementierten Modelle der Programme gegeben.

4.1 Ereignisgenerator DJANGO

DJANGO [Schu91b] ist ein Programm, um tiefinelastische Ereignisse mit Strahlungskorrekturen zu generieren. Dabei wurden 3 Programmpakete: HERACLES (Generieren der Partonwechselwirkung), LEPTO oder ARIADNE (QCD Korrekturen) und JETSET (Fragmentation) zusammengefaßt:

DJANGO 1.0 :	HERACLES 3.1,	LEPTO 5.2,	JETSET 6.3
DJANGO 2.1 :	HERACLES 4.2,	ARIADNE 4.0,	JETSET 7.3

In dieser Arbeit wird fast ausschließlich DJANGO 1.0 benutzt. DJANGO 2.1 wird nur zum Vergleich herangezogen. Die wichtigsten Komponenten des Generators DJANGO werden in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt.

HERACLES

HERACLES 3.1 [Kwia91] berechnet die Elektron–Proton–Wechselwirkung mit Strahlungskorrekturen der Ordnung $O(\alpha)$. Für die Berechnung der Partonwechselwirkung können verschiedene Parametrisierungen von Strukturfunktionen verwendet werden. Die virtuellen Strahlungskorrekturen und Bremsstrahlungskorrekturen können einzeln berechnet werden.

Bei der Ereignissimulation werden *nichtradiative* und *radiative* Ereignisse (mit Photonabstrahlung) unterschieden. Zu den *nichtradiativen* Ereignissen zählen auch Bremsstrahlungsereignisse, bei denen die Photonenergie unterhalb eines von der Kinematik abhängenden Wertes liegt. Der Schnitt in der Photonenergie (etwa 15 MeV) ist so gering, daß Photonen mit kleinerer Energie in der Praxis vernachlässigt werden können. (Die Bezeichnung *nichtradiative* und *radiative* Ereignisse bezieht sich im weiteren auf die Ausgabe von HERACLES beziehungsweise DJANGO.)

HERACLES 3.1 generiert sowohl NC als auch CC Ereignisse. Bei radiativen NC Ereignissen ist nur die leptonische Bremsstrahlung berücksichtigt, während bei CC Ereignissen leptonische ISR und ein Teil der quarkonischen FSR zusammen generiert werden. Die Version 4.2 enthält bei NC Ereignissen zusätzlich quarkonische Bremsstrahlungskorrekturen, die in dieser Arbeit nicht untersucht wurden.

Der zur Verfügung stehende kinematische Bereich in HERACLES ist begrenzt. Der Beitrag von virtuellen und weichen Korrekturen ist bei großem x und kleinem y stark negativ und bei kleinem x und großem y stark positiv [Spie87]. In diesen kinematischen Bereichen müßten Diagramme höherer Ordnung (z.B doppelte Bremsstrahlung) berücksichtigt werden, die in HERACLES nicht implementiert sind.

Die extremen kinematischen Bereiche bei $y \approx 0$ und $y \approx 1$ müssen bei der Erzeugung von Ereignissen ausgelassen werden. Der Wirkungsquerschnitt wird in HERACLES im "erlaubten" kinematischen Bereich genauer als 1% berechnet

Im Rahmen dieser Arbeit wurden von den Strahlungskorrekturen nur die großen Anteile von QED Korrekturen am Leptonvertex und fermionische Korrekturen zur Photonselbstenergie berücksichtigt. Alle weiteren elektroschwachen Korrekturen tragen nur wenig bei und können ohne großen Fehler bei den weiteren Untersuchungen vernachlässigt werden.

Im Generator HERACLES wird nur der elektroschwache Anteil der Wechselwirkung berechnet. QCD Korrekturen, wie Partonschauer des ein- und auslaufenden Quarks sind nicht implementiert. Diese werden separat in Programmodulen von LEPTO oder ARIADNE generiert. Die QCD Korrekturen und die QED Korrekturen werden somit faktorisiert und getrennt behandelt. Eine gemeinsame Behandlung von QED und QCD würde Korrekturen der Ordnung $O(\alpha, \alpha_s)$ erfordern, wofür noch kein Programm zur Verfügung steht.

LEPTO

LEPTO [Inge91] ist ein eigenständiger Generator für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung, der verschiedene QCD Modelle implementiert hat: Matrixelemente erster Ordnung; Partonschauer (mehrfache Partonabstrahlung); Matrixelemente plus Partonschauer. DJANGO benutzt Teile dieses Generators, um QCD Partonschauer zu generieren.

Partonschauer sind Kaskaden von Gluon- und Quarkabstrahlungen, die vor der tiefinelastischen Wechselwirkung (IPS von engl. Initial Parton Shower) oder nach der Wechselwirkung (FPS von engl. Final Parton Shower) stattfinden. Das Quark verliert durch den IPS Energie und ist bei der Streuung virtuell. Nach der Streuung wird es dann durch FPS wieder auf die Massenschale "gehoben". Die Berechnung dieser Kaskade geschieht mit der LLA (von engl.: Leading Logarithm Approximation) Näherung, in der die Abstrahlung von Partonen mit der Altarelli–Parisi Gleichung berechnet wird. Die Prozesse bei Partonschauern sind:

$$q \to q\,g\;, \qquad \overline{q} \to \overline{q}\,g\;, \qquad g \to \overline{q}\,q\;, \qquad g \to g\,g\;.$$

Mit der LLA Methode werden nur weiche Partonen korrekt beschrieben. Die Abstrahlung von harten Partonen mit großem Transversalimpuls wird in DJANGO 1.0 nicht richtig generiert, da die Matrixelemente erster Ordnung nicht berücksichtigt sind. Außerdem werden Interferenzen von Partonabstrahlungen nicht beschrieben.

Ein wichtiger Parameter für die Eigenschaften des hadronischen Endzustands ist die verwendete Skala für die Bestimmung der Virtualität des Quarks. Der Vergleich mit bei HERA gemessenen Daten zeigt, daß DJANGO 1.0 Ereignisse mit der Skala $W \cdot Q$ (Produkt von invarianter hadronischer Masse und Impulsübertrag) die gemessenen Energieflüsse bis jetzt am besten beschreibt [Lani93]. In dieser Arbeit wurde für NC Ereignisse die Skala $W \cdot Q$ verwendet. Für CC Ereignisse wurde die Skala W^2 verwendet, die bei kleinen Impulsüberträgen im Mittel härtere Partonen liefert.

ARIADNE

ARIADNE [Lönn92] behandelt den Partonschauer nach dem sogenannten Farbdipolmodell (CDM von engl. Colour Dipole Model). Dabei werden Matrixelemente für Partonabstrahlungen von Farbdipolen berechnet. Die Farbdipole sind $q\overline{q}$, qg, $\overline{q}g$ und gg Dipole. Für die Gluonabstrahlungsprozesse (siehe oben) werden in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bezüglich des abstrahlenden Partons und Energieanteil neue Partonen generiert. Gleichzeitig bietet ARIADNE die Möglichkeit, Photonabstrahlung zu berücksichtigen (elektrische Dipolstrahlung), die nicht in DJANGO übernommen wurde, da bereits in HERACLES Korrekturen der Ordnung $O(\alpha)$ berechnet werden.

JETSET

Die "weiche" Fragmentation des hadronischen Endzustands wird vom Program JETSET [Sjos86] ausgeführt. Das Fragmentationsmodell ist das Lund–String Modell. Danach werden entlang der Farbfelder zwischen den Partonen Strings gespannt, deren Energie proportional zur Länge ist. Dabei reichen die Strings vom Quark zum Antiquark und gehen auch über Gluonen, die sogenannte "Knicks" bilden. Fliegen die Partonen auseinander, so wächst die Energie in den Strings an. Wenn die Energie der Strings eine Schwelle überschreitet, reißen die Strings und die Energie wird in neue Teilchenmassen umgewandelt. Das geschieht solange bis keine Energie mehr vorhanden ist, um neue Teilchen zu erzeugen. Die Farbladungen werden zu Farbsingletts gruppiert. Dabei entstehen Mesonen oder Baryonen.

Anschließend werden die Zerfälle aller kurzlebigen Teilchenresonanzen generiert. Zum Schluß erhält man stabile oder langlebige Teilchen (je nach Parameterwahl), die erst später im Detektor oder garnicht zerfallen. Die am häufigsten übrigbleibenden Teilchen sind Photonen und Pionen.

4.2 Detektorsimulation H1SIM

H1SIM [Meye91] berechnet die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektor und simuliert die Detektorantwort. Das Programm benötigt dafür alle geometrischen Informationen der Detektorelemente und die Materialparameter. Bei der Simulation von Teilchenspuren oder Teilchenschauern werden Detektoreffizienzen, Energiefluktuationen und Vielfachstreuungen berücksicht. Als Ausgabe erhält man bei Spurendetektoren "Hits", daß heißt Drähte, die angesprochen haben, und bei Kalorimetern Zellenergien. Außerdem werden Trigger simuliert, um die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Ereignisse bestimmen zu können.

Die Simulation erstreckt sich auch auf Zerfälle von langlebigen Teilchen (z.B. Pionen, Kaonen). Dabei entstehen im Detektor sekundäre Vertizes und neue Teilchen. Zusätzlich wird der Punkt der Elektron–Proton–Streuung im Detektor variiert, um die räumliche Ausdehnung der Protonpakete zu simulieren.

4.3 Rekonstruktionspaket H1REC

H1REC ist ein Programm, das entweder aus gemessenen Daten oder aus simulierten Daten (H1SIM) Teilchenspuren, Teilchenenergien bzw. Teilchenimpulse rekonstruiert.

Im Kalorimeter werden Signale von den Zellen digitalisiert und in Energien umgerechnet. Neben der unterschiedlichen Korrektur für elektromagnetische und hadronische Energie, da das Flüssigargonkalorimeter kein kompensierendes Kalorimeter ist, werden zusätzlich Energieverluste im Detektormaterial korrigiert. Gruppen von Zellen werden danach in sogenannte "Cluster" (das sind Zellen, die zu einem Teilchenschauer gehören) zusammengefaßt. In Kapitel 6 wird die Kinematik der Wechselwirkung allein über das Kalorimeter betimmt.

Bei den Spurendetektoren werden an die Hits Spuren angepaßt. Spiegelspuren und Untergrundhits werden verworfen. Aus den Krümmungen in der zentralen Spurenkammer lassen sich die Impulse und Ladungen und aus der Signalhöhe die spezifischen Energieverluste dE/dx zur Identifikation der geladenen Teilchen bestimmen. Das Spurenkammersystem wird im weiteren zur Identifikation des gestreuten Elektrons und zum Nachweis isolierter Bremsstrahlungsphotonen benötigt.

Nachdem einzelne Detektorkomponenten rekonstruiert worden sind, werden zwischen den Komponenten Verbindungen gesucht. Dazu gehöhren sowohl Verbindungen zwischen den einzelnen Spurenkammern und den einzelnen Kalorimetern, als auch zwischen den Spurendetektoren und den Kalorimetern. Damit lassen sich sogenannte "geladene Cluster" finden, die zum Beispiel vom gestreuten Elektron gebildet werden.

Für diese Arbeit wurden von DJANGO erzeugte Ereignisse im vollständigen Detektor simuliert und rekonstruiert, um vergleichbare Ergebnisse zum Experiment zu erhalten.

Kapitel 5

Eigenschaften radiativer NC und CC Ereignisse

Die im diesem Kapitel untersuchten Eigenschaften (Wirkungsquerschnitte, Winkelverteilungen, Teilchenenergien usw.) von NC und CC Ereignissen wurden mit dem Monte–Carlo Generator DJANGO 1.0 (siehe Kap. 4.1) ermittelt. Die folgenden Ergebnisse beschreiben NC und CC Ereignisse auf der Ebene der 4–Vektoren. Dadurch erhält man einen Einblick in die physikalischen Eigenschaften der Elektron–Proton–Streuung, weil Detektoreffekte nicht berücksichtigt werden. Als Strahlenergien wurden im Folgenden die Energien der Meßperiode 1992 bei HERA übernommen ($E_e = 26.7\ GeV$, $E_p = 820\ GeV$). Die Kinematik wurde vorgegeben durch:

$$\begin{aligned} 0.0003 < \; & x_l \; < 0.999 \\ 0.001 < \; & y_l \; < 0.99 \\ & Q_l^2 \; > 25\, GeV^2 \\ & W \; > 2\, GeV \end{aligned}$$

W ist die invariante Masse des hadronischen Endzustands. Diese ist durch die Gleichung

$$W^2 = \frac{1-x}{x} Q^2 \tag{5.1}$$

gegeben. In einigen Ereignissen war die invariante Masse für das Fragmentationsprogramm JETSET (siehe Kap. 4.1) zu gering, um das Ereignis zu fragmentieren. In diesen Fällen wurde das Ereignis unfragmentiert ausgegeben (Nur bei NC in etwa 1.6 % aller Ereignisse, meistens beim comptonartigen Beitrag, der nicht fragmentiert wird). Als Strukturfunktionen wurde die Parametrisierung MRSD0 [Mart92] verwendet.

5.1 Wirkungsquerschnitte der radiativen Prozesse

Wirkungsquer-schnitt	total	DJANGO Ausgabe		$E_\gamma > 0.5\ GeV$		$E_\gamma > 5.0\ GeV$	
		nichtrad.	*radiativ*	ISR	FSR	ISR	FSR
NC Ereignisse	$38.2\ nb$	$17.3\ nb$	$20.9\ nb$	$6.73\ nb$	$3.62\ nb$	$3.4\ nb$	$0.8\ nb$
CC Ereignisse	$63.7\ pb$	$37.2\ pb$	$26.6\ pb$	$17.5\ pb^*$		$6.2\ pb^*$	

Tabelle 5.1: *Wirkungsquerschnitte für NC und CC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$. Nichtradiativ bezeichnet die virtuellen und "soft" Korrekturen, radiativ den Anteil, bei dem Photonen erzeugt wurden. ISR und FSR geben den Wirkungsquerschnitt für leptonische Bremsstrahlung an. *Der Wirkungsquerschnitt für Bremsstahlung in CC Ereignissen enthält sowohl leptonische ISR als auch quarkonische FSR.*

Der Wirkungsquerschnitt für NC und CC Ereignisse und für die einzelnen radiativen Prozesse ist in Tabelle 5.1 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt für den *radiativen* Prozeß (Ausgabe DJANGO) enthält Photonen mit einer Mindestenergie von etwa 15 MeV . Die Mindestenergie ist von den jeweiligen kinematischen Variablen abhängig.

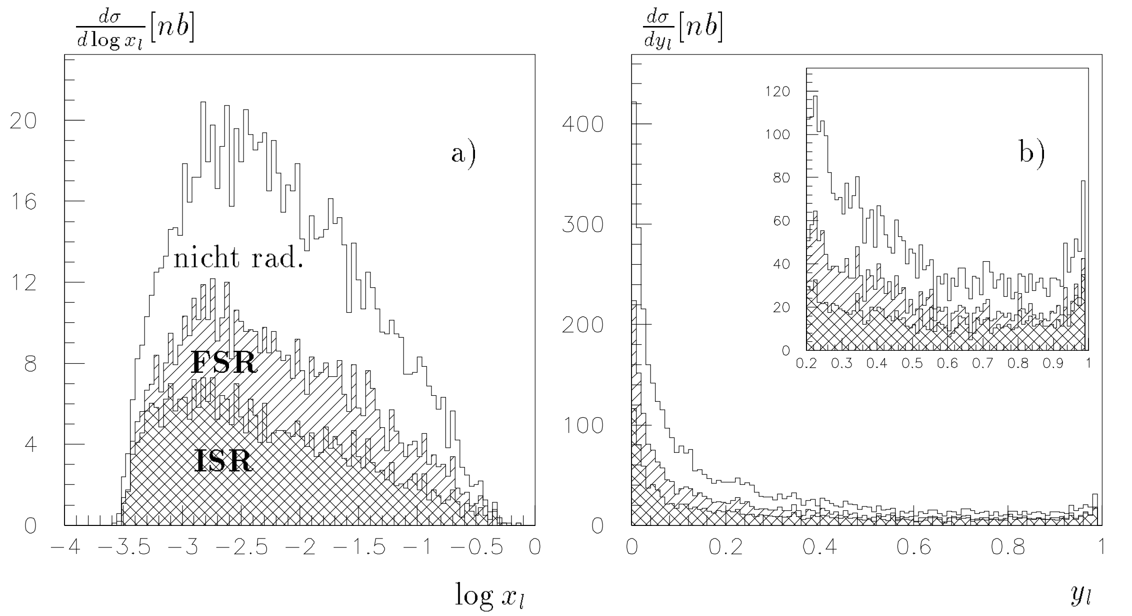


Abbildung 5.1: *Wirkungsquerschnitt für NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$ in Abhängigkeit der Variablen a) $\log x_l$ und b) y_l. Die Anteile der einzelnen Prozesse sind kumulativ dargestellt (doppelt schraffiert für ISR, einfach schraffiert für FSR).*

Abb. 5.1 a) zeigt für NC Ereignisse den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Variablen $\log x_l$, wobei x_l vom leptonischen System definiert ist. Die Anteile der einzelnen Prozesse sind verschieden schraffiert und aufsummiert worden. Im *nicht-radiativen* Prozeß stimmen x und x_l überein. Bei *radiativen* Prozessen (Abstrahlung vom Elektron) ist die Variable x (Impulsbruchteil des Protons) stets größer als x_l . Die Darstellung gibt also nicht den für den hadronischen Vertex relevanten Impulsanteil des Partons wieder.

Die Verteilung der Variablen y_l ist in Abb. 5.1 b) dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt ist bei kleinen Werten von y_l am größten, während er bei großen Werten von y_l etwa konstant ist. Beim *radiativen* Prozeß ist die Verteilung von y_l im Vergleich zu y zu höheren Werten verschoben (siehe Kap. 3.2).

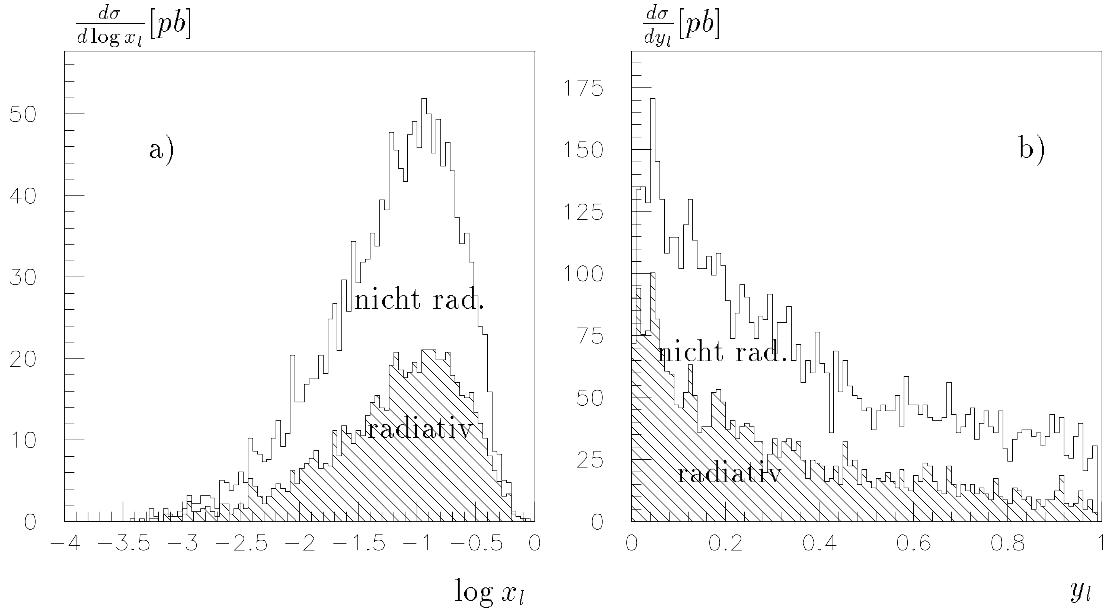


Abbildung 5.2: *Wirkungsquerschnitt für CC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$ in Abhängigkeit der Variablen a) $\log x_l$ und b) y_l . Der Anteil des radiativen Prozesses ist schraffiert dargestellt.*

Abb. 5.2 a) und b) zeigen für CC Ereignisse den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Variablen $\log x_l$ und y_l. Im Mittel sind bei CC–Ereignissen die Variablen x und y größer als bei NC–Ereignissen. Das liegt an dem im Mittel höheren Q^2 . Abb. 5.3 zeigt den über x und Q^2 integrierten Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom minimalen Impulsübertrag Q^2_{cut} jeweils für NC und CC Ereignisse und für die *radiativen* Prozesse. Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch die Gleichung:

$$\sigma_{int}(Q^2_{cut}) = \int_{Q^2_{cut}}^{s} \frac{d\sigma(Q^2)}{dQ^2}\, dQ^2 \qquad (5.2)$$

Im Gegensatz zu den vorherigen Abbildungen, die leptonische Variablen benutzten,

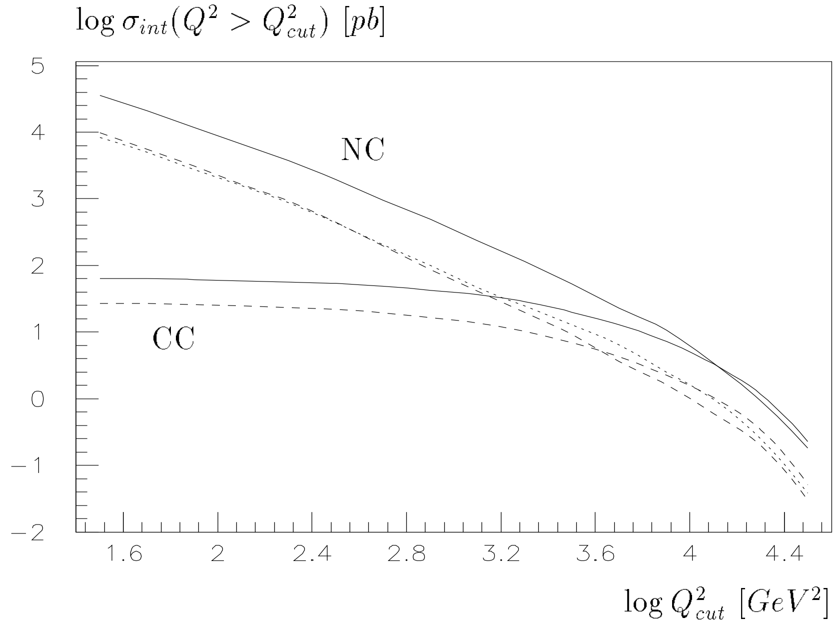


Abbildung 5.3: *Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Q^2_{cut} für NC und CC und deren radiativen Prozesse (durchgezogen total, gestrichelt ISR, gepunktet FSR).*

zeigt Abb. 5.3 den Impulsübertrag des wechselwirkenden Bosons, der im Rahmen der elektroschwachen Theorie den Wirkungsquerschnitt bestimmt. Man erkennt den steilen Abfall des Wirkunsquerschnittes der NC Ereignisse aufgrund des Photonaustausches. Bei kleinen Impulsüberträgen ist der Wirkungsquerschnitt der CC Ereignisse klein und um einige Größenordnungen geringer als der von NC Ereignissen. Bei hohen Impulsüberträgen (etwa $Q^2 > 1000\ GeV^2$) konkurrieren beide Prozesse, während bei sehr hohen Impulsüberträgen (etwa $Q^2 > 10,000\ GeV^2$) der geladene Strom dominiert. Bei sehr hohen Q^2 ist der Wirkungsquerschnitt jedoch sehr klein, weshalb man nur wenige Ereignisse pro Jahr erwartet.

Abb. 5.4 zeigt a) für ISR und b) für FSR den Unterschied zwischen leptonisch bestimmtem und tatsächlichem Q^2. Die bevorzugte kollineare Abstrahlung von Bremsstrahlungsphotonen erzeugt die in Kap. 3.2 beschriebenen Effekte: Bei ISR ist der leptonisch gemessene Impulsübertrag meistens kleiner als der Impulsübertrag des Austauschbosons, während bei FSR im Mittel der leptonisch gemessene Impulsübertrag größer ist.

5.2 Unterscheidung von NC und CC Ereignissen

Hat man bereits durch eine Ereignisselektion tiefinelastische Ereignisse selektiert, so hat man zwei grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten, NC und CC Ereignisse zu

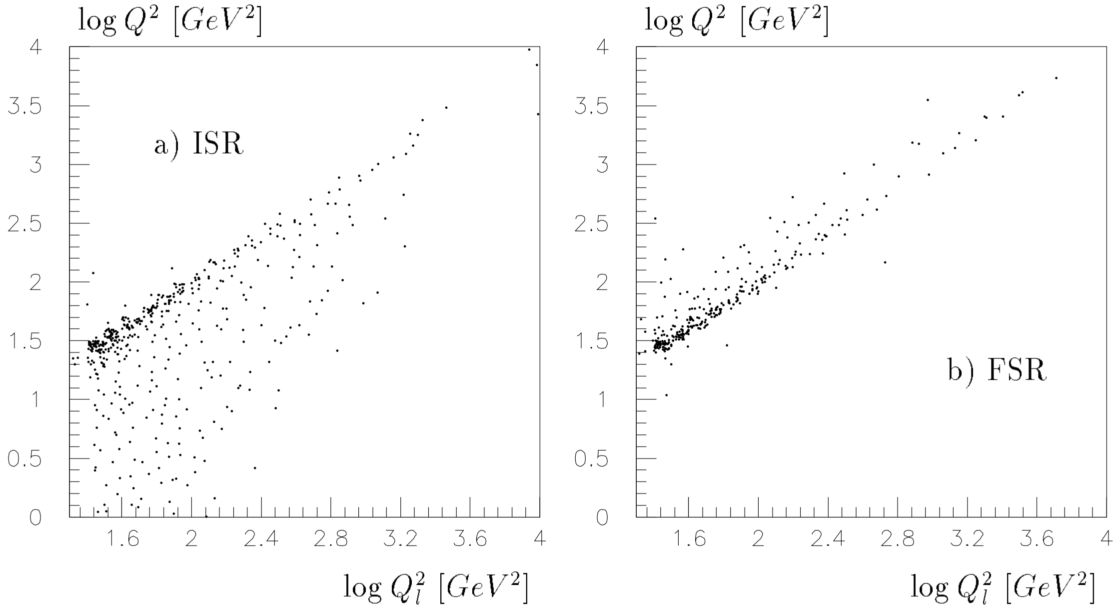


Abbildung 5.4: *Korrelation zwischen dem Impulsübertrag des Austauschbosons und dem leptonisch berechneten Impulsübertrag für a) Initial- und b) Final State Radiation.*

unterscheiden.

Bei NC Ereignissen mit einem minimalen Impulsübertrag von $Q_l^2 = 5\,GeV^2$ befindet sich das Elektron im Rückwärtskalorimeter oder im Flüssigargonkalorimeter. Das Elektron kann dann direkt nachgewiesen werden. Eine einfache Identifikationsmöglichkeit der Elektronen ist die Suche nach dem Teilchen, das von allen Teilchen den größten Transversalimpuls trägt. Dabei wird die Annahme gemacht, daß der Transversalimpuls vom Elektron meistens von vielen Teilchen der hadronischen Seite balanciert wird.

Findet man mit weiteren Forderungen (z.B. Mindestenergie, minimaler elektromagnetischer Energieanteil) keinen Elektronkandidaten, so kann der leptonische Endzustand aus einem Neutrino bestehen, und das Ereignis kann über Austausch eines $W^\pm$entstanden sein. Der direkte Nachweis des Elektrons ist aber bei hohen Werten von y und kleinen Impulsüberträgen unzuverlässig. Das Elektron hat dann eine kleine Energie und kann nicht sicher identifiziert werden. Ein weiteres Problem ist, daß in diesem kinematischen Bereich der Hadronschauer in Rückwärtsrichtung geht und CC und NC Ereignisse im Detektor sehr ähnlich aussehen.

Durch Nachweis eines Elektrons kann man zwar NC Ereignisse messen, andererseits lassen sich durch Nichtnachweis eines Elektrons keine CC Ereignisse mit hoher Effizienz selektieren. Man benötigt ein weiteres Kriterium zur CC Selektion.

Eine andere grundsätzliche Möglichkeit zur Unterscheidung bietet die Kinematik. Wenn man annimmt, daß in NC Ereignissen alle Teilchen des Endzustands, die transversalen Impuls tragen, nachgewiesen werden, so muß der Gesamttransversalimpuls balanciert sein. In CC Ereignissen wird das gestreute Neutrino nicht nachgewiesen, das in der Regel einen hohen Transversalimpuls besitzt. Das führt zu einem nicht ausgeglichenen Gesamttransversalimpuls, der eine einfache Identifikationsmöglichkeit bietet. Der fehlende Transversalimpuls wird mit p_t^{mis} bezeichnet:

$$p_t^{mis} = \sqrt{(\sum_{sichtb.Teilchen} p_{x_i})^2 + (\sum_{sichtb.Teilchen} p_{y_i})^2} \tag{5.3}$$

Die Summation erstreckt sich über alle sichtbare Teilchen eines Ereignisses.

Eine weitere unabhängige kinematische Rekonstruktionsmöglichkeit bietet die Größe Σ^{tot} (Differenz von Gesamtenergie und Gesamtlongitudinalimpuls im Detektor). Die Größe $\Sigma^{tot}/2E_e$ (siehe Kap. 3.2) ist eins, wenn alle Teilchen bis auf die, die in Protonstrahlrichtung gehen (und nicht beitragen), nachgewiesen werden. In CC Ereignissen wird diese Größe stark reduziert, da das Neutrino meistens in Rückwärts- oder Zentralrichtung mit sehr hohen Energien gestreut wird.

Wendet man dieses Verfahren an, so bilden radiative NC Ereignisse einen Untergrund. Harte Bremsstrahlungsphotonen, die in Elektronstrahlrichtung verschwinden, führen ebenso zu einer Verminderung von Σ^{tot}.

In dieser Arbeit wird eine Kombination von beiden kinematischen Identifikationsmethoden vorgeschlagen und im nächsten Kapitel genauer untersucht. Aus den beiden Meßgrößen p_t^{mis} und Σ^{mis} (Kap. 3.2) läßt sich ein fehlendes Teilchen berechnen, mit dem dann Energie- und Impulserhaltung erfüllt ist. Dieses lä3t sich in CC Ereignissen mit dem gestreuten Neutrino identifizieren. Das Teilchen hat folgenden 4–Vektor:

$$p^{mis\,\mu} = \begin{pmatrix} \frac{p_t^{mis\,2} + \Sigma^{mis\,2}}{2\,\Sigma^{mis}} \\ p_t^{mis}\,cos\,\phi \\ p_t^{mis}\,sin\,\phi \\ \frac{p_t^{mis\,2} - \Sigma^{mis\,2}}{2\,\Sigma^{mis}} \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

ϕ ist der Azimutalwinkel des fehlenden Teilchens. Die Herleitung dieser Komponenten ist im Anhang A.4 gegeben.

In den folgenden Abschnitten werden das leptonische und hadronische System untersucht und die Unterschiede zwischen neutralen und geladenen Strömen sowie zwischen *radiativen* und *nichtradiativen* Ereignissen herausgearbeitet.

5.3 Leptonischer Endzustand und Bremsstrahlungsphoton

Abb. 5.5 zeigt die Winkelverteilung des gestreuten Leptons a) für NC und b) für CC Ereignisse. Das Elektron wird vorzugsweise in große Polarwinkel gestreut. Der maximale Winkel wird durch den minimalen Impulsübertrag (etwa 179° bei 25 GeV^2) bestimmt. Die gestreuten Neutrinos zeigen eine sehr viel gleichmäßigere Winkelverteilung wegen des im Mittel höheren generierten Impulsübertrags. Auch hier wird der maximale Winkel durch den minimalen Impulsübertrag begrenzt.

Aufgrund des im Mittel höheren generierten Impulsübertrags der CC Ereignisse hat das gestreute Neutrino im Mittel sehr viel mehr Energie als das gestreute Elektron in NC Ereignissen. Das wirkt sich besonders auf den für die CC Selektion wichtigen Transversalimpuls aus. Abb. 5.6 zeigt den Transversalimpuls a) des Elektrons und b) des Neutrinos. Der Transversalimpuls des Neutrinos bestimmt den fehlenden Transversalimpuls in CC Ereignissen. Der Transversalimpuls des Elektrons in NC Ereignissen wird durch den Hadronschauer und eventuell durch ein Bremsstrahlungsphoton kompensiert.

5.3.1 Verteilungen des Bremsstrahlungsphotons

Abb. 5.7 a) und b) zeigen Winkelverteilungen des Bremsstrahlungsphotons für NC und CC Ereignisse. Für NC Ereignisse ist die Winkelverteilung nach ISR und FSR aufgeschlüsselt. Die Photonen werden vorzugsweise kollinear zum Elektron abgestrahlt. Bei CC Ereignissen wird auch ein großer Teil in Vorwärtsrichtung abgestrahlt (etwa 10 pb), der vom Beitrag der quarkonischen FSR kommt.

Die Energieverteilung der Bremsstrahlungsphotonen ist in Abb. 5.8 dargestellt und zeigt etwa ein $1/k$ Spektrum (konstante Verteilung von $\log E_\gamma$). Die hochenergetischen Photonen ($E_\gamma > 10\ GeV$) zeigen ein davon abweichendes Spektrum. Diese Photonen reduzieren in NC Ereignissen bei kollinearer ISR oder bei FSR in Elektronstrahlrichtung den Impulsübertrag des Austauschbosons so stark, daß der Impulsübertrag sehr klein und der Wirkungsquerschnitt entsprechend groß wird. Das schmale Maximum bei 26.7 GeV bei NC zeigt den Grenzfall der Compton–Streuung. Die hohen Photonenergien bei NC Ereignissen kommen aus dem Prozeß der Abstrahlung vom gestreuten Quark. Diese Photonen werden meistens in kleine Polarwinkel gestreut.

Um den nachweisbaren Winkelbereich und den Abstand zum Elektron zu berücksichtigen, ist in Abb. 5.9 der Winkel zwischen Photon und Strahlachse gegen den Winkel zwischen Photon und Elektron eingetragen. Die dargestellten Photonen haben eine Mindestenergie von 0.5 GeV. Photonen, die mehr als 6° von der Strahl-

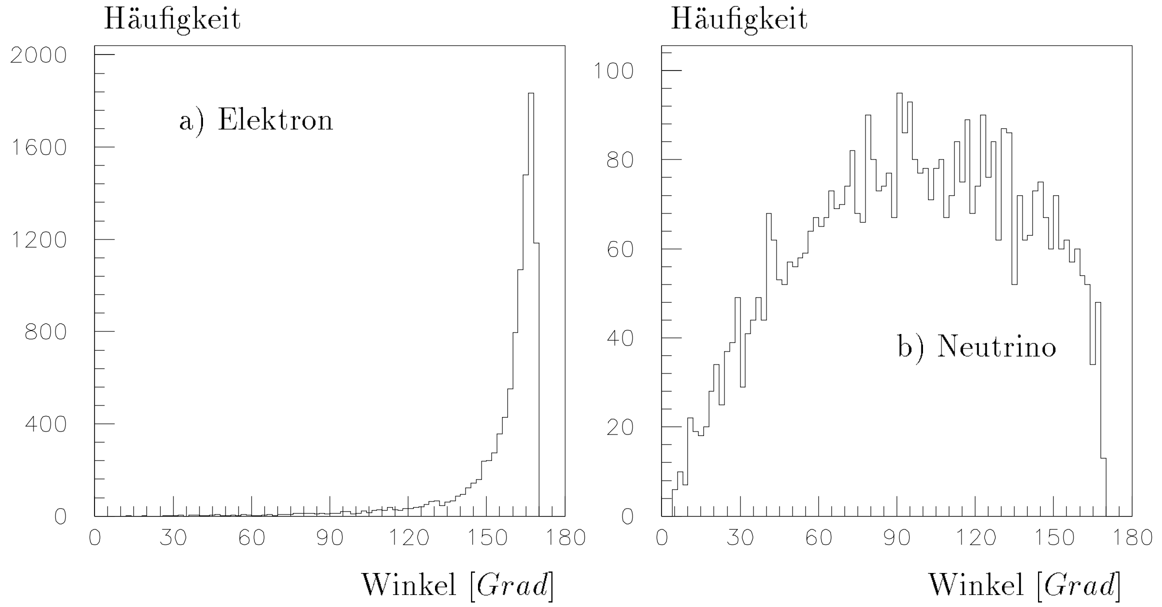


Abbildung 5.5: *Verteilung der Polarwinkel des generierten gestreuten Leptons: a) Elektron in NC und b) Neutrino in CC Ereignissen mit $Q_l^2 > 25$ GeV^2 .*

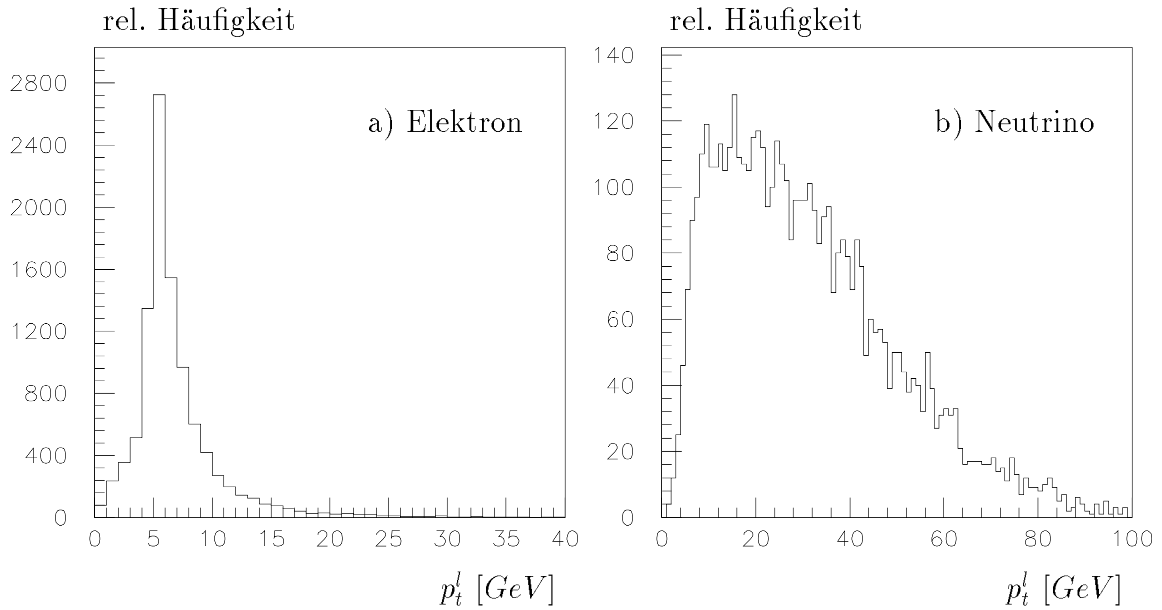


Abbildung 5.6: *Verteilung des Transversalimpulses vom generierten gestreuten Leptons: a) Elektron in NC und b) Neutrino in CC Ereignissen.*

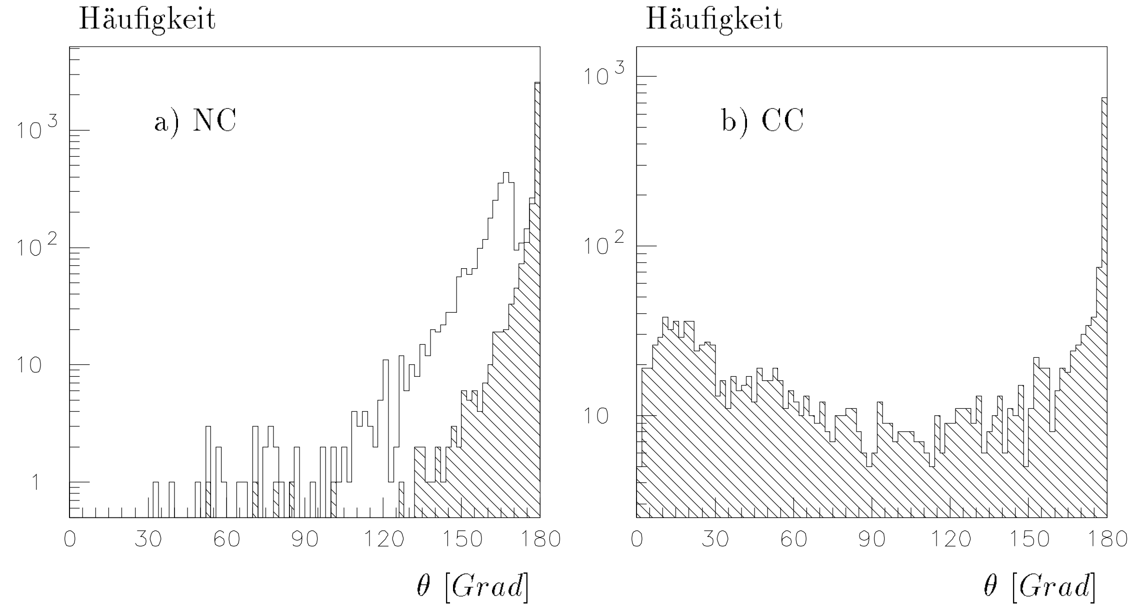


Abbildung 5.7: *Winkelverteilung der Bremsstrahlungsphotonen für a) NC und b) CC Ereignisse. Der Anteil von NC FSR ist nicht schraffiert.*

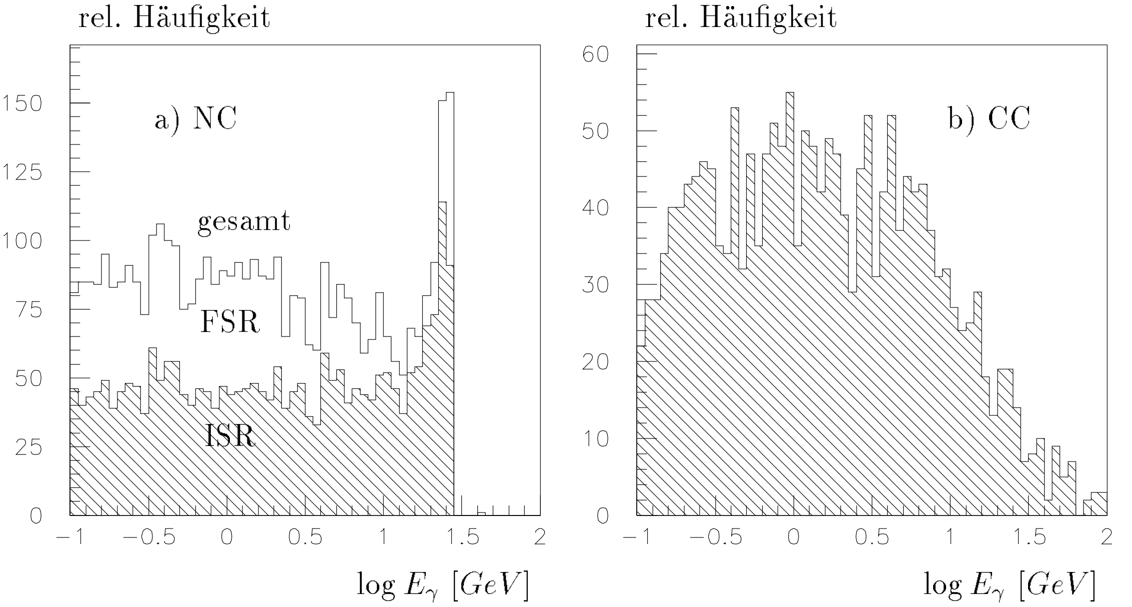


Abbildung 5.8: *Logarithmische Energieverteilung des Bremsstrahlungsphotons für a) NC und b) CC Ereignisse.*

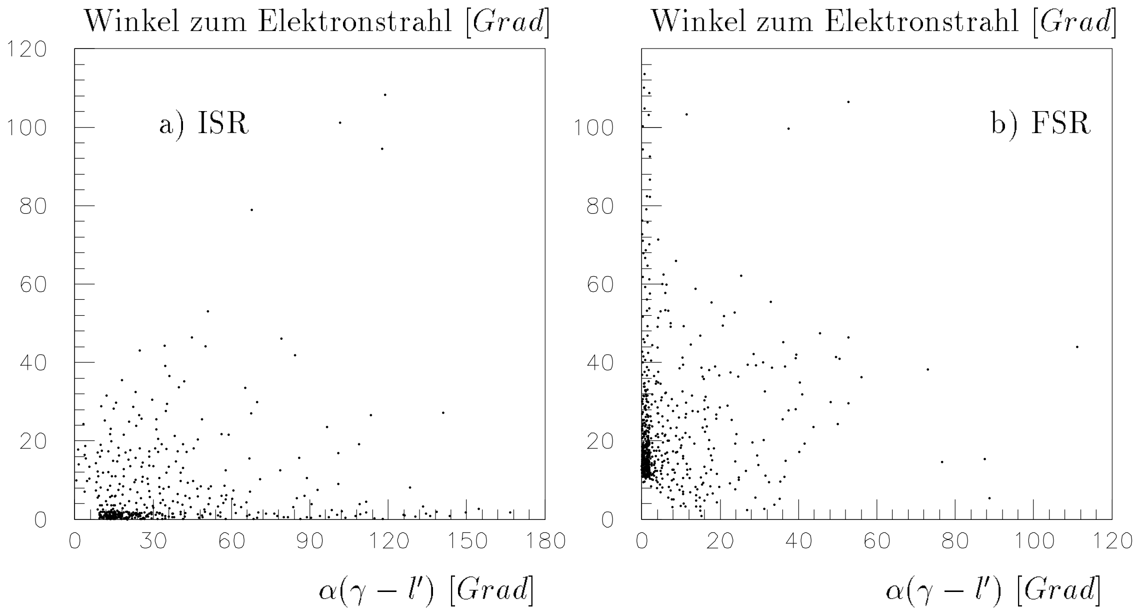


Abbildung 5.9: Korrelation zwischen Winkel zum Elektronstrahl und Winkel zum gestreuten Elektron für a) NC ISR und b) NC FSR Bremsstrahlungsphotonen.

achse und gleichzeitig mehr als etwa 10° vom Elektron [1] entfernt sind, können im Detektor gemessen werden. In nur 2.6 % aller Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\,GeV^2$ erfüllen Bremsstrahlungsphotonen diese Bedingungen.

5.3.2 Nachweis des Bremsstrahlungsphotons im Kalorimeter

Abb. 5.10 zeigt die Korrelation zwischen Energie und Pseudorapidität für a) Bremsstrahlungsphotonen und b) für Photonen vom Hadronsystem. Die Energie ist logarithmisch aufgetragen. Die Pseudorapidität, definiert durch $\eta = -\ln\tan\theta/2$, ist eine Darstellung der Polarwinkelverteilung, die den Winkelbereich am Strahlrohr vergrößert darstellt. Etwa die Hälfte der Teilchen im Hadronsystem sind ebenfalls Photonen, mit denen eine Verwechslung möglich ist. Die Abbildung zeigt, daß ein Überlapp im ganzen Detektor und bei allen Energien existiert. Außerdem ist der Anteil der direkt nachweisbaren Bremsstrahlungsphotonen gering. Man erkennt zwei

[1] Die Ortsauflösung des Flüssigargonkalorimeters richtet sich nach der Zellgröße im elektromagnetischen Kalorimeter (Vorwärts- oder Zentralbereich). Die Abstände der Zellen betragen in ϕ und in z-Richtung je nach Modul etwa 4–8 cm. Um benachbarte Cluster getrennt aufzulösen, benötigt man 2 Zellabstände. Das H1 Magnetfeld ist zu schwach, um das gestreute Elektron vom kollinearen neutralen Photon zu trennen. Die Granularität des Rückwärtskalorimeters ist noch gröber.

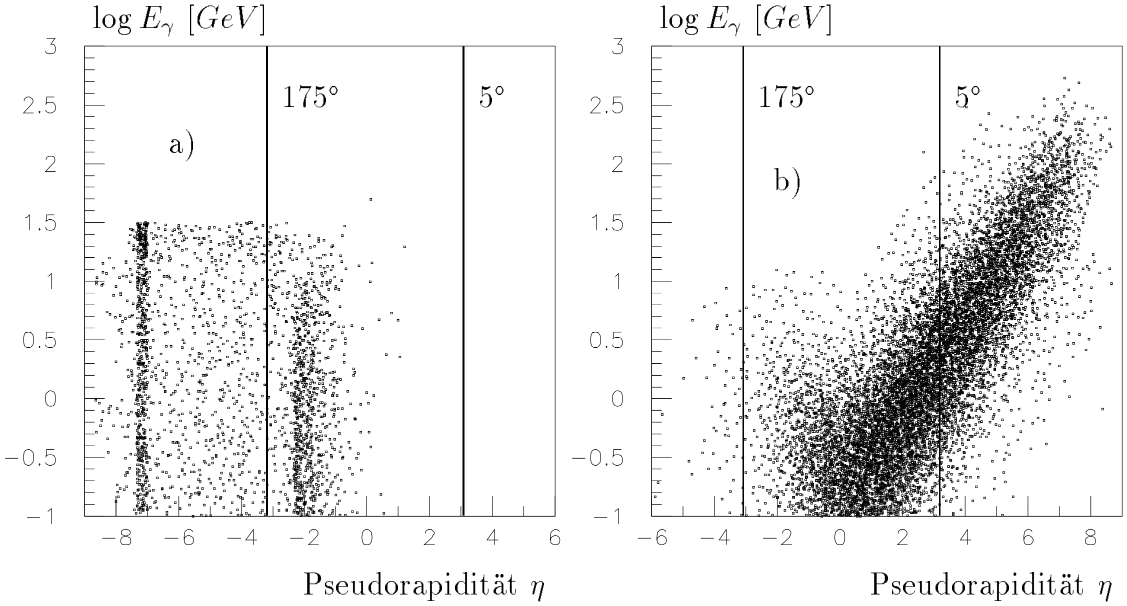


Abbildung 5.10: *Korrelation zwischen Energie und Pseudorapidität für a) Bremsstrahlungsphotonen und b) Photonen des Hadronschauers in NC Ereignissen.*

Häufungen in Abhängigkeit von der Pseudorapidität. Die in Elektronstrahlrichtung entsteht durch numerische Ungenauigkeiten. Die im Bereich des Kalorimeters durch leptonische FSR.

minimale Energie	Selektierte Teilchen in 10000 NC Ereignissen	Raumwinkelabstand		
		$\alpha_{min} > 23°$	$\alpha_{min} > 46°$	$\alpha_{min} > 69°$
$E > 0.5\,GeV$	N_γ=165	95 %	86 %	79 %
	N_{had} ≈180,000	≈300 %	≈50 %	7 %
$E > 5.0\,GeV$	N_γ=71	94 %	90 %	89 %
	N_{had} ≈86,000	7 %	1.4 %	1.4 %

Tabelle 5.2: *Identifikationswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlungsphotonen und Untergrund von Teilchen des Hadronsystems. α_{min} ist der Öffnungswinkel zum nächsten Teilchen mit Ausnahme des gestreuten Elektrons. Die Prozentangaben beziehen sich auf die Anzahl der nachweisbaren Bremsstrahlungsphotonen N_γ (10° vom gestreuten Elektron und 10° vom Strahlrohr entfernt). N_{had} gibt den Untergrund von neutralen Teilchen vom Hadronschauer an. NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$.*

Im folgenden werden nur Bremsstrahlungsphotonen berücksichtigt, die mehr als 10° vom Elektron und von der Strahlachse entfernt sind und eine Energie von mehr als 0.5 GeV haben.

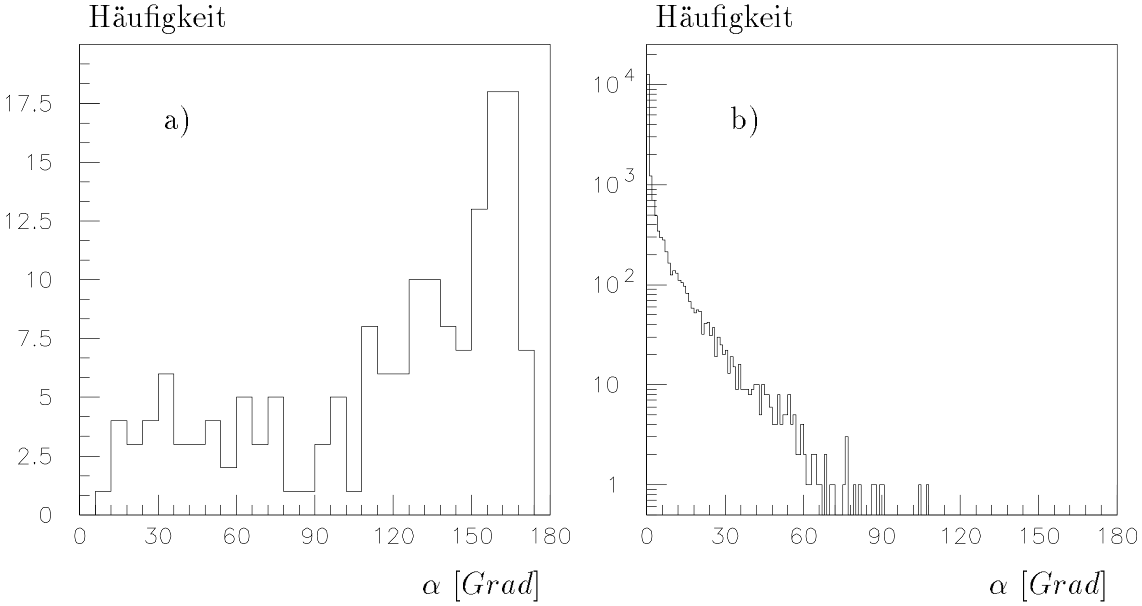


Abbildung 5.11: *Raumwinkel zum nächsten geladenen Teilchen des Hadronschauers in NC Ereignissen für a) Bremsstrahlungsphotonen (N_γ=165) und b) Teilchen des Hadronschauers (N_{Had}=17962).*

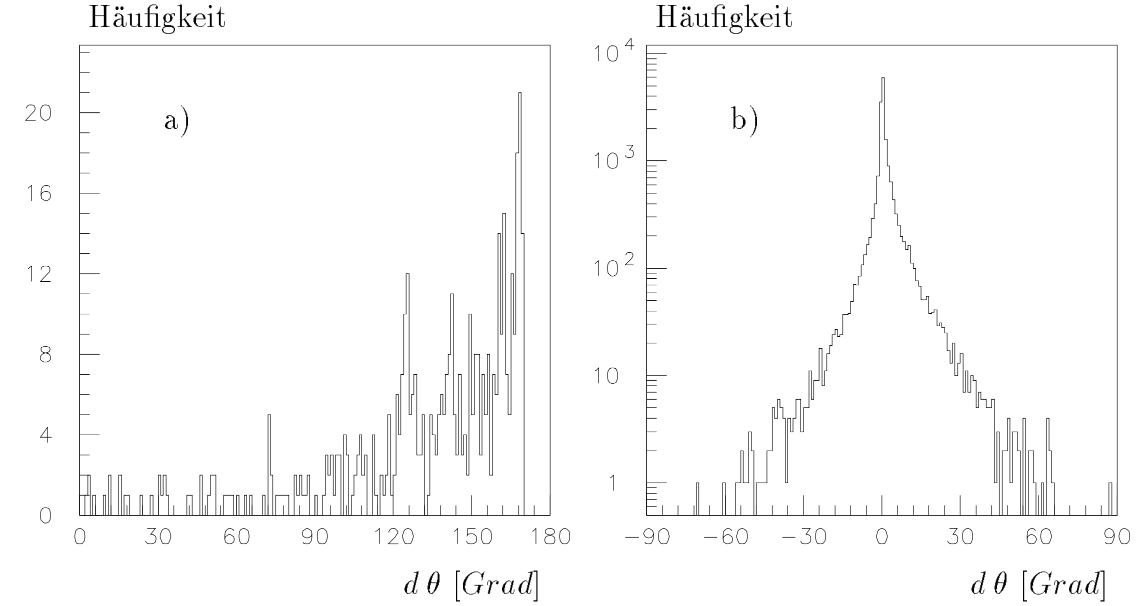


Abbildung 5.12: *Differenz der Polarwinkel in NC Ereignissen a) für Bremsstrahlungsphotonen zu jeweils jedem Teilchen des Hadronsystems (15 Bremsstrahlungsereignisse mit insgesamt N_{Had}=485) und b) für neutrale Teilchen des Hadronschauers zum nächsten Teilchen des Hadronschauers (N_{Had}=17962).*

Abb. 5.11 a) und b) zeigen für Bremsstrahlungsphotonen und für neutrale Teilchen des Hadronschauers den Raumwinkelabstand zum nächsten geladenen Teilchen des Hadronschauer. Teilchen des Hadronsystems haben in der Nähe meistens ein geladenes Teilchen (Jetstruktur), während Bremsstrahlungsphotonen meistens entfernt von geladenen Teilchen sind.

Abb. 5.12 zeigt a) die Polarwinkeldifferenz zwischen Bremsstrahlungsphotonen und jeweils jedem Teilchen des Hadronsystems und b) die Polarwinkeldifferenz von neutralen Schauerteilchen zum nächsten Schauerteilchen. Während für Bremsstrahlungsphotonen die Differenz meist groß und positiv ist, haben Schauerteilchen Differenzen nahe bei null.

Um ein Bremsstrahlungsphoton zu identifizieren kann man fordern, daß das am weitesten in Elektronstrahlrichtung gehende neutrale Teilchen eine minimale Polarwinkeldifferenz zum nächsten Teilchen (außer Elektron) oder einen minimalen Öffnungswinkel zum nächsten Teilchen besitzt. Die Identifikationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom minimalen Raumwinkelabstand zum nächsten Teilchen ist in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Sehr harte Bremsstrahlungsphotonen lassen sich auch in der Nähe vom Hadronsystem identifizieren.

5.4 Hadronischer Endzustand

In CC Ereignissen ist man auf die Rekonstruktion der Kinematik vom Hadronsystem angewiesen. In vielen NC Ereignissen kann man die Rekonstruktion mit Hilfe von Hadronen verbessern, da über das Hadronsystem die Kinematik auch bei kleinen Werten der Variablen y gut bestimmt werden kann, bei der die leptonische Rekonstruktion versagt (siehe Kap. 3.2).

In diesem Abschnitt werden nur globale Eigenschaften des Hadronsystems betrachtet, die für die Berechnung der kinematischen Variablen wichtig sind. Um ein Bremsstrahlungsphoton im Detektor in der Nähe des Hadronschauers zu finden, könnte eine genauere Betrachtung von Jetstrukturen von Vorteil sein. Das würde die Untersuchung von Jetalgorithmen und eine genaue Analyse des hadronischen Endzustands erfordern.

Abb. 5.13 zeigt generierte Multiplizitäten für NC und CC Ereignisse. Die Multiplizitäten sind für CC Ereignisse wegen der im Mittel höheren generierten hadronischen invarianten Masse W höher.

Der Energiefluß des Hadronsystems ist in Abhängigkeit des Polarwinkels in Abb. 5.14 für NC und CC Ereignisse dargestellt. Die Energieflüsse sind abhängig von der Behandlung der QCD Korrekturen und zeigen deutliche Unterschiede. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis von DJANGO 1.0 (Partonschauer) und die gepunktete Linie das Ergebnis von DJANGO 2.1 (CDM, siehe Kap. 4.1). Im nächsten Kapitel zeigt sich bei der Selektion von CC Ereignissen, daß beide Modelle zu

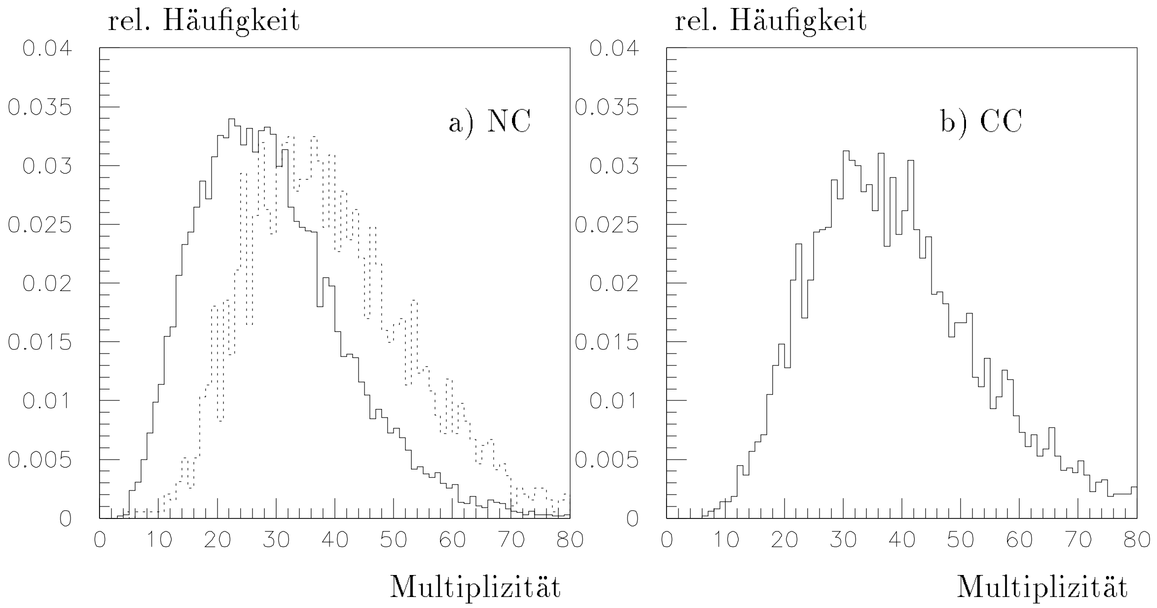


Abbildung 5.13: *Verteilung der Multiplizitäten in NC und CC Ereignissen. Abbildung a) zeigt die Verteilung für $Q_l^2 > 25$ GeV (durchgezogen) und für $Q_l^2 > 1000$ GeV (gepunktet).*

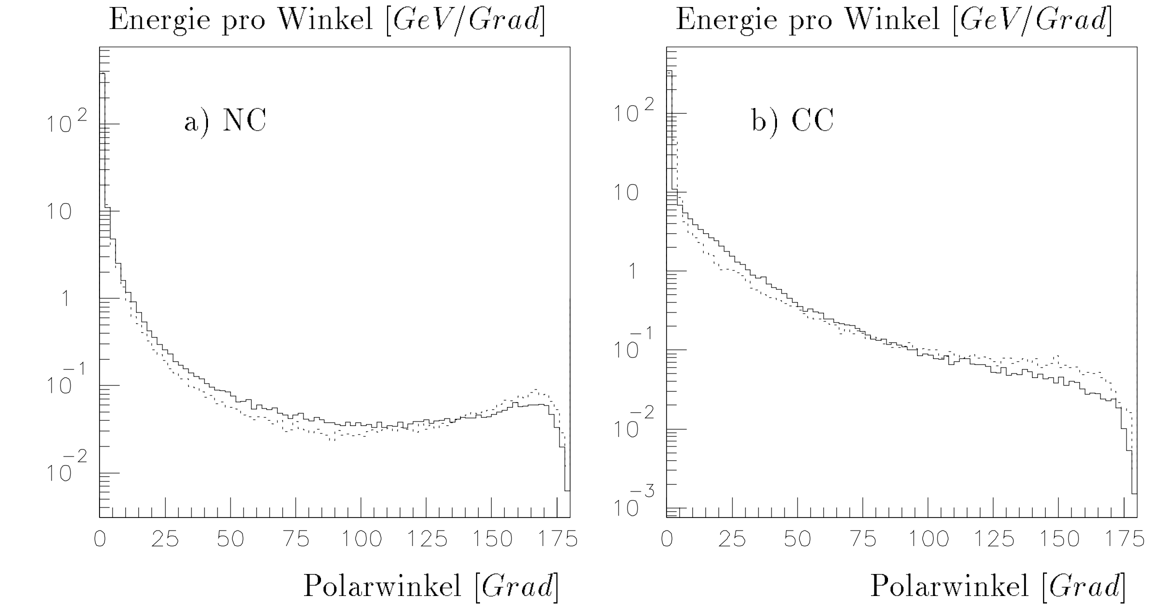


Abbildung 5.14: *Energiefluß pro Winkeleinheit der Teilchen vom Hadronschauer für a) NC und b) CC Ereignisse: durchgezogen DJANGO 1.0, gepunktet DJANGO 2.1*
.

unterschiedlichen Effizienzen bei Schnitten im Transversalimpuls führen.

Die Messung des Transversalimpulses ist ungenau (Abb. 5.15). In Protonstrahlrichtung können Teilchen mit bis zu 10 GeV Transversalimpuls (entspricht der Akzeptanz des Vorwärtskalorimeters mit 0.7°) ungesehen entweichen. Wieviel Transversalimpuls tatsächlich entweicht, hängt von den QCD Korrekturen und der Fragmentation ab, und ist nicht genau bekannt. Ein Schnitt bei 4° entspricht der Akzeptanz des Flüssigargonkalorimeters und bei 175° der des Rückwärtskalorimeters. Das führt im Mittel zu einer Verringerung des gemessenen Transversalimpulses.

Die Akzeptanz des Detektors hat auf die Variable y_h (Abb. 5.16) kaum einen Einfluß, weil Energieverluste des Hadronsystems in Protonstrahlrichung nur quadratisch mit dem Polarwinkel in die Größe y_h (JB–Methode) eingehen und Hadronen nur mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit in Elektronstrahlrichtung entweichen.

Für die Berechnung der kinematischen Variablen sind der Transversalimpuls und die Variable y_h relevant. Die Variable y_h ist gut geeignet, die Kinematik zu bestimmen, während mit dem Transversalimpuls des Hadronsystems erst bei hohen Werten $p_t^h > 10\,GeV$ die Kinematik gut bestimmt werden kann. Je höher die Multiplizitäten und die nachweisbare Energie im Detektor sind, das entspricht einer großen invarianten Masse W, desto genauer ist die Bestimmung der Kinematik über die JB–Methode.

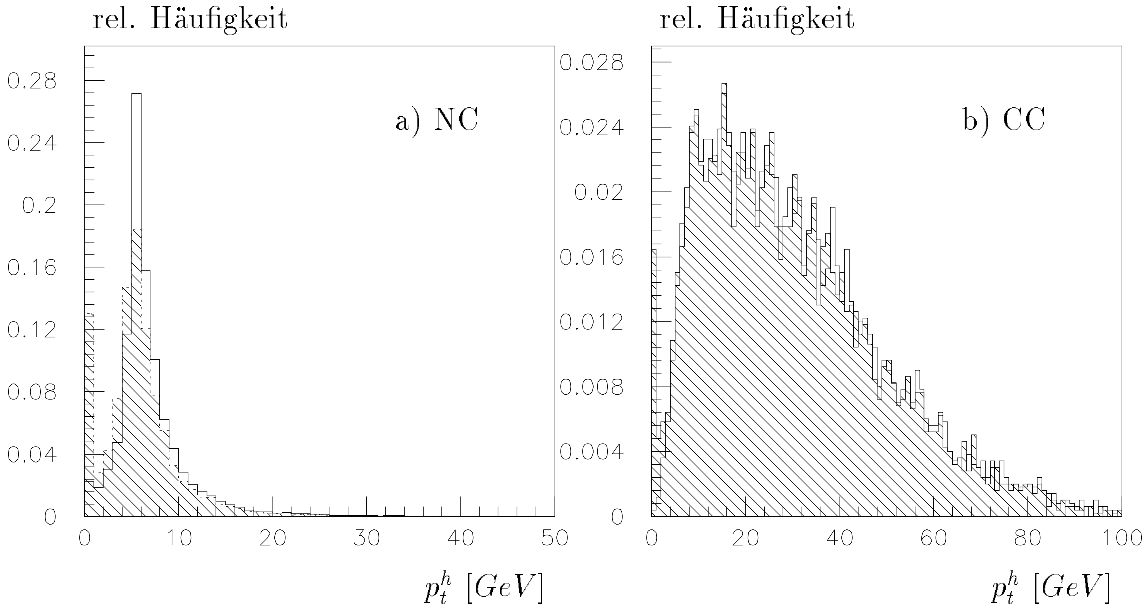


Abbildung 5.15: *Transversalimpuls des Hadronschauers gesamt und für den Schnitt in der Akzeptanz (schraffiert) bei* $4°$ *und* $175°$ *für a) NC und b) CC Ereignisse.*

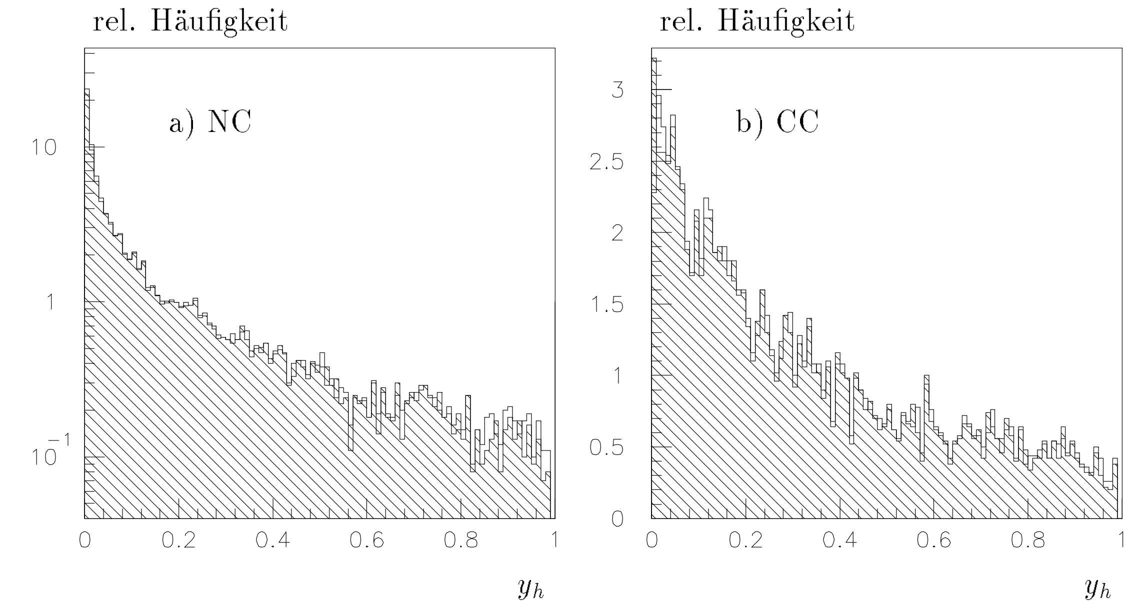


Abbildung 5.16: *Verteilung der Variablen* y *vom Hadronschauer gesamt und für den Schnitt in der Akzeptanz (schraffiert) bei* $4°$ *und* $175°$ *für a) NC und b) CC Ereignisse.*

Kapitel 6

Rekonstruktion radiativer NC und CC Ereignisse

In diesem Kapitel wird untersucht, inwieweit radiative Prozesse die Rekonstruktion der Kinematik bei NC und CC Ereignissen beeinflussen. Dabei muß zwischen Einfluß auf die Selektion und die Trennung von NC und CC Ereignissen und zwischen Effekten bei der Rekonstruktion eines einzelnen Ereignisses unterschieden werden.

In den folgenden Abschnitten werden auf Basis von simulierten (H1SIM) und rekonstruierten (H1REC) Monte–Carlo Daten (im Gegensatz zu Kap. 5, in dem die generierten 4–Vektoren untersucht wurden) die Auswirkungen von Photonabstrahlung auf die Messung von NC und CC Ereignissen und auf die Bestimmung der kinematischen Variablen aufgezeigt. Außerdem wird die kinematische Rekonstruktion eines Bremsstrahlungsphotons in Elektronstrahlrichtung und der direkte Nachweis eines radiativen Photons im Kalorimeter untersucht.

6.1 Unterscheidung von NC und CC Ereignissen

In diesem Abschnitt wird vorrausgesetzt, daß nur tiefinelastische Ereignisse gemessen worden sind, und daß Untergrundprozesse (z.B. kosmische Ereignisse, Photoproduktion [1] oder Protonstrahl–Gas–Wechselwirkung) vernachlässigt werden können.

Hauptkriterium zur Unterscheidung von NC und CC Ereignissen ist die Größe des fehlenden Transversalimpulses p_t^{mis} (Kap. 5.2), der durch das vektorielle Aufsummieren der Transversalimpulse aller sichtbaren Teilchen berechnet wird. Wie in Kap. 5.3 ausgeführt, besitzt in CC Ereignissen das Neutrino einen hohen Transversalimpuls, so daß mit der Bedingung $p_t^{mis} > p_t^{cut}$ CC Ereignisse selektiert werden können.

[1] Elektron-Protonstreuung bei sehr kleinen Impulsüberträgen. Das quasireelle Photon wird am Proton gestreut, während das Elektron im Strahlrohr verschwindet

Benutzt man dieses Kriterium, um CC Ereignisse zu identifizieren, so müssen drei Punkte beachtet werden, die für die Akzeptanz wichtig sind:

- Meßfehler in der Energiemessung oder in der Bestimmung des Polarwinkels der Teilchen führen zu einer falschen Messung der Transversalimpulse.
- Es ist nicht genau bekannt, wieviel Transversalimpuls vom hadronischen Endzustand in Protonstrahlrichtung entweicht (Kap. 5.4).
- Neutrinos aus semileptonischen Zerfällen können den meßbaren Transversalimpuls des Hadronsystems vermindern.

Die aufgezählten Effekte führen zu einer Verschmierung der Transversalkomponenten auch bei NC Ereignissen. Dadurch können NC Ereignisse, mit geringer Wahrscheinlichkeit die CC Selektionsbedingung erfüllen. Wegen des sehr viel höheren Wirkungsquerschnitts für NC Ereignisse kann dieser Untergrund beträchtlich sein. Bei Bremsstrahlungsereignissen müssen zusätzlich folgende Punkte beachtet werden:

- Das gemessene p_t^{mis} stimmt in Bremsstrahlungsereignissen nicht mit der Größe p_t^h überein, wenn das Photon in das Kalorimeter abgestrahlt wird. Bei Berechnung der kinematischen Variablen muß das Bremsstrahlungsphoton berücksichtigt werden (Kap. 3.2).
- Bremsstrahlungsphotonen, die unter großen Winkeln abgestrahlt werden, können den fehlenden Transversalimpuls vom Neutrino vermindern oder erhöhen. Das führt zu einer Änderung der Akzeptanz der *radiativen* CC Ereignisse.

Im folgenden wird der Parameter p_t^{mis} in Bezug auf die Unterscheidung von NC und CC Ereignissen untersucht. Dabei wird insbesondere der Einfluß der Bremsstrahlung beachtet.

Kriterium fehlender Transversalimpuls p_t^{mis}

Abb. 6.1 a) und b) zeigt für NC und CC Ereignisse den rekonstruierten fehlenden Transversalimpuls. Der Anteil der *radiativen* Prozesse ist schraffiert dargestellt.

In Tab 6.1 sind die Selektionswahrscheinlichkeiten für NC und CC Ereignisse jeweils für den *nichtradiativen* und *radiativen* Prozeß für Schnitte in p_t^{mis} aufgeführt. Die Akzeptanz für *nichtradiative* CC Ereignisse ist höher als für *radiative* CC Ereignisse.

In Tab 6.2 sind die Selektionswahrscheinlichkeiten und der Untergrund an NC Ereignissen für Schnitte in p_t^{mis} aufgeführt. Die Akzeptanz der rekonstruierten DJANGO 1.0 CC Ereignisse stimmt recht gut mit dem Ergebnis auf 4–Vektorebene (89.0 % und 55.9 % für *nichtradiativ* und *radiativ*, siehe Abb. 5.6 b) überein, während

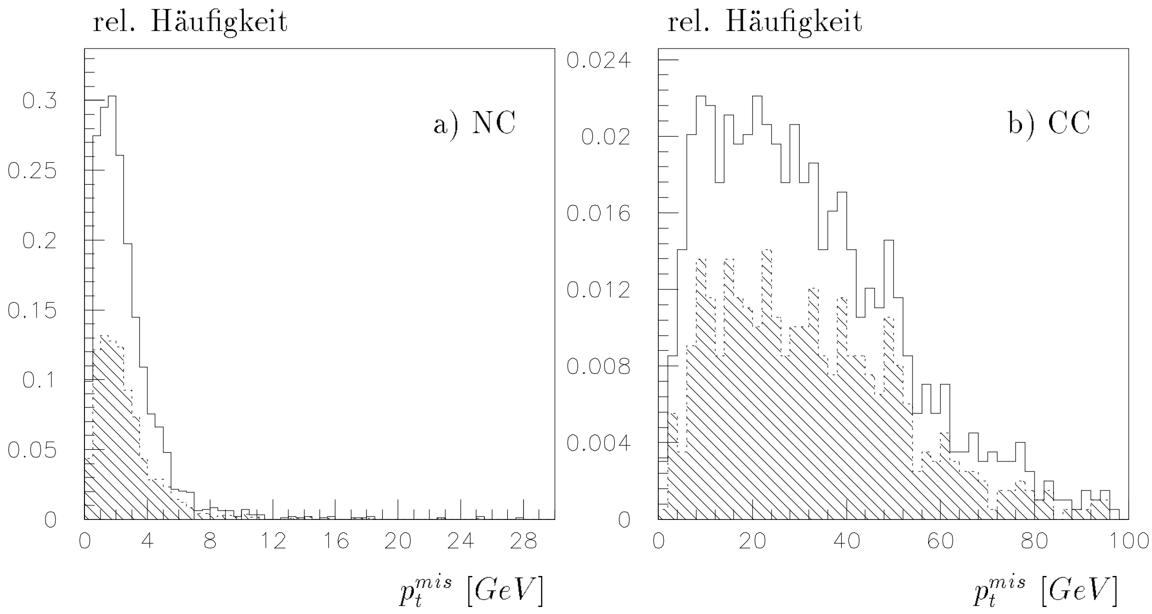


Abbildung 6.1: *Rekonstruierter fehlender Transversalimpuls* p_t^{mis} *für a) NC Ereignisse und b) CC Ereignisse. Die radiativen Anteile sind schraffiert dargestellt. Ereignisse mit* $Q_l^2 > 25\ GeV^2$.

Akzeptanz	DJANGO 1.0 NC in %		DJANGO 1.0 CC in %	
p_t^{cut}	*nichtrad.*	*radiativ*	*nichtrad.*	*radiativ*
10 GeV	1.5 ± 0.3	1.6 ± 0.5	88.7 ± 1.3	83.5 ± 1.8
25 GeV	0.1 ± 0.1	0.3 ± 0.2	58.3 ± 2.1	52.2 ± 2.4

Tabelle 6.1: *Akzeptanz des Schnitts* $p_t^{mis} > p_t^{cut}$ *für nichtradiative und radiative NC und CC Ereignisse. Die Prozentangaben beziehen sich auf den generierten Wirkungsquerschnitt für* $Q_l^2 > 25\ GeV^2$ *. Als Fehler ist der statistische Fehler angegeben.*

die Akzeptanz der rekonstruierten DJANGO 2.1 CC Ereignisse davon Abweichungen zeigt.

Wie stark tiefinelastische NC Ereignisse mit kleineren Impulsüberträgen ($Q_l^2 < 25\ GeV^2$) oder Photoproduktionsereignisse zum Untergrund beitragen, wurde nicht untersucht. Die Angabe des NC Untergrunds beruht auf einer Analyse mit geringer Statistik, zeigt aber zumindest, daß der NC Untergrund von mindestens gleicher Größenordnung ist und berücksichtigt werden muß.

Der Einfluß des Schnitts in p_t^{mis} wurde auch für die QCD Korrekturen nach dem Colour Dipole Model mit DJANGO 2.1 untersucht. Die unterschiedlichen Akzeptan-

Akzeptanz	DJANGO 1.0 CC		DJANGO 2.1 CC		DJANGO 1.0 NC
p_t^{cut}	$[Prozent]$	Wirkq. $[pb]$	$[Prozent]$	Wirkq. $[pb]$	Wirkq. $[pb]$
10 GeV	86.8 ± 0.8	55.3 ± 0.5	77.9 ± 1.9	49.6 ± 1.2	350 ± 65
25 GeV	56.7 ± 1.1	36.1 ± 0.7	45.0 ± 2.2	28.7 ± 1.4	35 ± 20

Tabelle 6.2: *CC Akzeptanz und NC Untergrund für den Schnitt $p_t^{mis} > p_t^{cut}$. Die Schnitte, auf generierte CC Ereignisse angewendet, ergeben eine Selektionseffizienz von 89.0 % und 55.9 % . Die Prozentangaben beziehen sich auf den generierten CC Wirkungsquerschnitt von 63.7 pb . Als Fehler ist der statistische Fehler angegeben. Tiefinelastische Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$.*

zen von DJANGO 1.0 und DJANGO 2.1 liegen an den verschiedenen Behandlungen der QCD Korrekturen. Beim Colour Dipole Model entweicht mehr transversale Energie in Strahlrichtung.

Der Vergleich von Tab 6.1 und Tab 6.2 zeigt, daß die Unterschiede in der Akzeptanz durch die unterschiedliche Behandlung der QCD Korrekturen größer sind als die Unterschiede durch die leptonischen Strahlungskorrekturen.

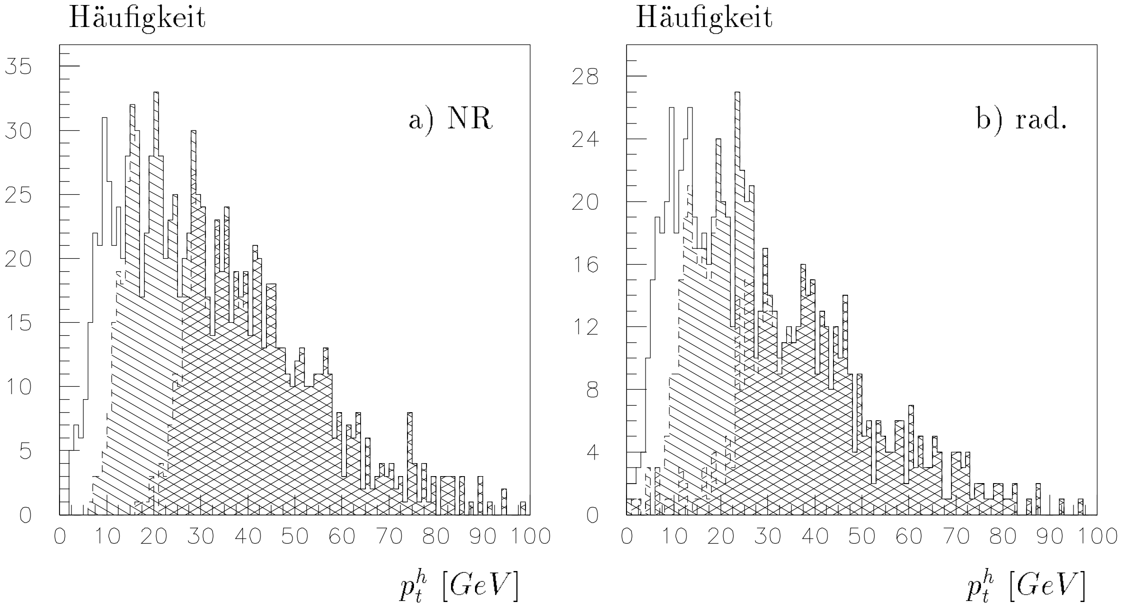


Abbildung 6.2: *Verteilung des generierten hadronischen Transversalimpulses in Abhängigkeit von p_t^{cut} bei rekonstruierten (H1REC) CC Monte–Carlo Daten. Die schraffierten Anteile zeigen die Verteilung mit $p_t^{mis} > 10$ und 25 GeV a) für den nichtradiativen, b) für den radiativen Prozeß*

Abb. 6.2 zeigt die Verteilung des generierten hadronischen Transversalimpulses für unterschiedliche Schnitte im fehlenden Transversalimpuls. Die Schnitte $p_t^{mis} > 10$ und 25 GeV wurden auf rekonstruierte CC Monte–Carlo Daten gemacht. Die selektierten Ereignisse sind schraffiert dargestellt (die totale Verteilung ist durchgezogen).

Abb. 6.2 a) zeigt den selektierten Anteil für den *nichtradiativen* Prozeß und zeigt die Verschmierung des Transversalimpulses durch Detektoreigenschaften. Durch Meßfehler stimmt der gemessene fehlende Transversalimpuls nicht mit dem generierten hadronischen Transversalimpuls überein.

Abb. 6.2 b) zeigt den gleichen Sachverhalt für den *radiativen* Prozeß und enthält somit den Einfluß des Bremsstrahlungsphotons. Dadurch stimmt im allgemeinen der fehlende Transversalimpuls nicht mehr mit dem Transversalimpuls vom hadronischen Transversalimpuls überein. Beim *radiativen* Prozeß werden Ereignisse mit p_t^h deutlich unterhalb der Schwelle selektiert, während andere Ereignisse mit p_t^h über der Schwelle nicht selektiert werden. (Der fehlende Transversalimpuls wird dann durch ein Bremsstrahlungsphoton im Kalorimeter verfälscht.)

Abb. 6.2 zeigt, daß man etwa 5 GeV oberhalb des Schnitts in p_t^{mis} CC Ereignisse mit 100 % Effizienz selektiert. Bremsstrahlung hat auf die Akzeptanz eines Schnitts in p_t^{mis} keinen wesentlichen Einfluß. Ein Problem bei der Selektion von CC Ereignissen ist der Untergrund durch NC Ereignisse. Eine Erhöhung von p_t^{cut} reduziert zwar den Untergrund, führt jedoch gleichzeitig zu einem Verlust an CC Ereignissen. Da der CC Wirkungsquerschnitt jedoch gering ist, wurden weitere Selektionskriterien untersucht.

Methode des fehlenden Teilchens

Bei der Methode der Rekonstruktion eines fehlenden Teilchens (Kap. 5.2) wird ein Teilchen aus den Größen p_t^{mis} und Σ^{mis} rekonstruiert, so daß mit diesem Teilchen der gesamte Transversalimpuls p_t verschwindet und die Differenz Σ von Gesamtenergie und Gesamtlongitudinalimpuls die zweifache Elektronenergie ergibt (Kap. 3.2). In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit man dieses fehlende Teilchen mit Neutrinos bei CC Ereignissen identifizieren kann, um es als Unterscheidungskriterium gegenüber NC Ereignissen zu verwenden.

In Abb. 6.3 ist das rekonstruierte fehlende Teilchen im Energie–Polarwinkel Diagramm a) für NC und b) für CC Ereignisse dargestellt. Energie E^{mis} und Polarwinkel θ^{mis} sind aus dem 4-Vektor des rekonstruierten Teilchens abgeleitet worden.

Gilt $\Sigma^{tot} < 2E_e$, so ist die Größe Σ^{mis} positiv und im Detektor wurde zu wenig Energie gemessen. Es "fehlt" ein Teilchen . Gilt $\Sigma^{tot} > 2E_e$, so ist die Größe Σ^{mis} negativ und im Detektor wurde zu viel Energie gemessen. Es gibt ein "überschüssiges" Teilchen. Ursachen für fehlende und überschüssige Energien sind meistens Verluste von Neutrinos und Fehler in der Energiemessung.

Berechnet man den Transversalimpuls vom fehlenden Teilchen, so ergeben sich im allgemeinen Lösungen für $E^{mis} > 0$ und $E^{mis} < 0$. Beide Linien konstanter

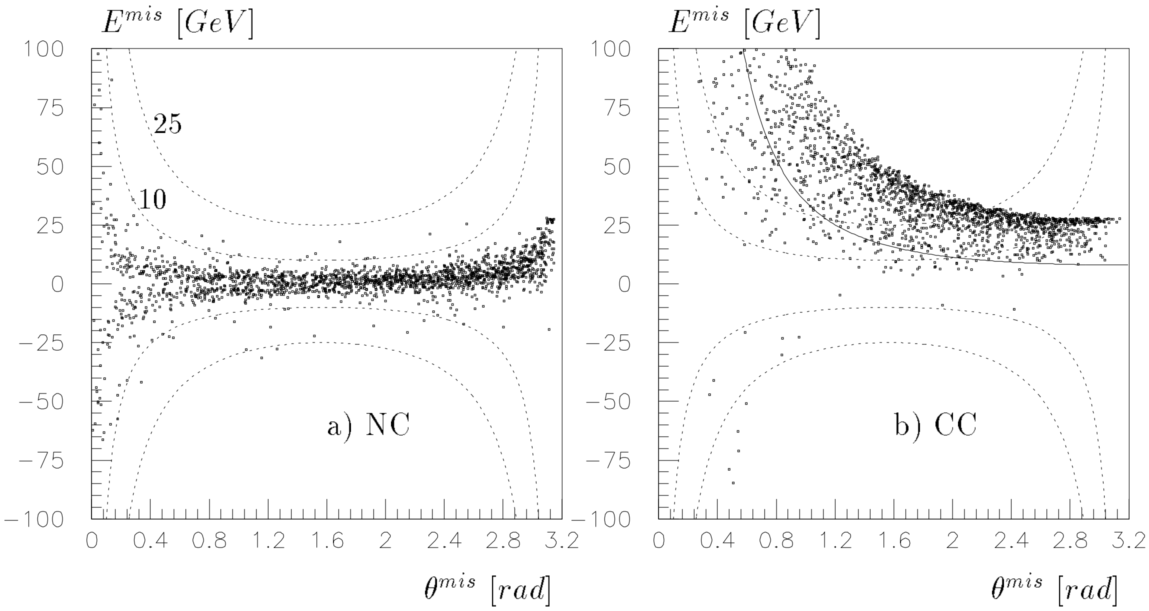


Abbildung 6.3: *Korrelation zwischen fehlender Energie und Polarwinkel eines fehlenden Teilchens für rekonstruierte a) NC und b) CC Ereignisse. Negative Energien bedeuten, daß zu viel Energie gemessen wurde. Die gepunkteten Kurven zeigen Linien konstanter fehlender Transversalimpulse $p_t^{mis} = 10$ und 25 GeV. Die durchgezogene Linie in b) zeigt die Werte $\Sigma^{mis}/(2E_e) = 0.3$. Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$.*

Transversalimpulse sind in Abb. 6.3 für $p_t^{mis} = 10$ und 25 GeV eingetragen.

Abbildung a) zeigt, daß der fehlende Transversalimpuls gut geeignet ist, den Untergrund an NC Ereignissen wegzuschneiden. Abbildung b) zeigt, daß CC Ereignisse meistens eine fehlende Energie von mindestens 10 GeV besitzen und sich, bis auf wenige Einträge im Rückwärtsbereich (großes θ^{mis}), gut von NC Ereignissen trennen lassen.

Betrachtet man NC Ereignisse mit $p_t^{mis} > 10\ GeV$, so zeigt sich, daß bei der Hälfte der Ereignisse zu viel Energie gemessen wird ($E^{mis} < 0$). Diese Ereignisse entfallen als CC Kandidaten, die eine positive fehlende Energie haben, wodurch der Untergrund verringert wird. NC Ereignisse mit $p_t^{mis} > 25\ GeV$ würden alle durch diese Überlegung als CC Kandidaten entfallen.

Eine Analyse der restlichen NC Ereignisse mit $p_t^{mis} > 10\ GeV$ und $E^{mis} > 0$ (potentielle CC Kandidaten) zeigt, daß in diesen Ereignissen das gestreute Elektron in das Backward Barrel Electromagnetic Modul (BBE) gehen. Das BBE ist das hinterste Modul des Flüssigargonkalorimeters und deckt den Winkelbereich zwischen Rückwärtskalorimeter und Flüssigargonkalorimeter ab. Vor diesem Modul befindet sich viel Material (im Mittel 3–4 Strahlungslängen). In der Rekonstruktion wird dieses durch Korrekturfaktoren korrigiert, kann aber zu erheblichen positiven oder negativen Abweichungen von tatsächlicher und rekonstruierter Energie führen. Zusätzlich geht bei diesen Ereignissen hadronischer Transversalimpuls in Protonstrahlrichtung verloren. Beide Effekte addieren sich, so daß bei einigen NC Ereignissen sehr hohe fehlende Transversalimpulse auftreten.

Kombiniertes Kriterium von p_t^{mis} und Σ^{mis}

In diesem Abschnitt wird ein Schnitt in p_t^{mis} und Σ^{mis} zur Unterscheidung von NC und CC Ereignissen untersucht. Die Korrelation von Energie und Winkel des fehlenden Teilchens in CC Ereignissen (Abb. 6.3 b) zeigt eine Begrenzung nach hohen Energien in E^{mis}. Die Kante zeigt Ereignisse mit $\Sigma^{mis} = 2E_e$ ($\Sigma^{tot} = 0$). Das entspricht dem Grenzfall $y_l = 0$. Die durchgezogene Linie in Abb. 6.3 b) zeigt den Wert $\Sigma^{mis}/(2E_e) = 0.3$.

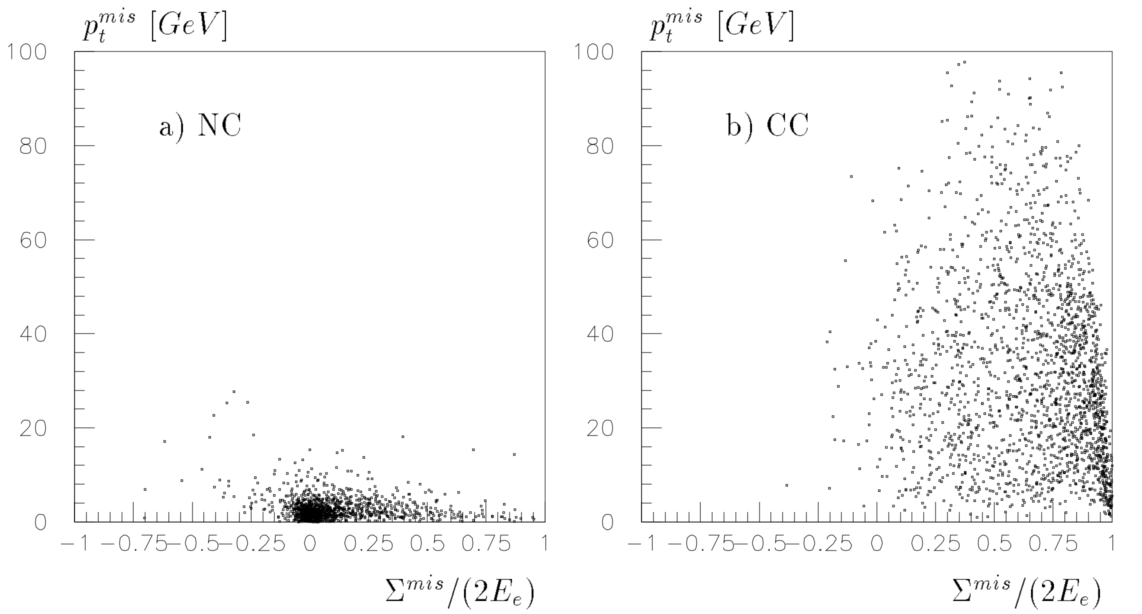


Abbildung 6.4: *Korrelation zwischen fehlendem Transversalimpuls und $\Sigma^{mis}/(2E_e)$ für rekonstruierte a) NC und b) CC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$.*

Abb. 6.4 zeigt rekonstruierte NC und CC Ereignisse. Aufgetragen ist der fehlende Transversalimpuls gegen $\Sigma^{mis}/(2E_e)$. In dieser Darstellung lassen sich beide Prozesse gut trennen. Große Werte von $\Sigma^{mis}/(2E_e)$ in NC Ereignissen entstehen durch Photonabstrahlung in Elektronstrahlrichtung. Diese Ereignisse haben aber einen sehr kleinen Transversalimpuls

Durch einen Schnitt $\Sigma^{mis}/(2E_e) > 0.3$ werden CC Ereignisse mit $y < 0.7$ ausgewählt. Selektiert man CC Ereignisse mit $\Sigma^{mis}/(2E_e) > 0.3$ und $p_t^{mis} > 7\ GeV$, so ergibt sich eine Akzeptanz für CC Ereignisse von (81.3 ± 0.9) % $\hat{=}$ $(51.8 \pm 0.6)\,pb$ und einen Untergrund an NC Ereignissen von $(70 \pm 28)\,pb$. Ein Vergleich mit Tab. 6.2 zeigt, daß die Kombination der Schnitte in p_t^{mis} und in Σ^{mis} das Verhältnis von CC Ereignissen zu Untergrund von NC Ereignissen bei einem niedrigen Schnitt in p_t^{mis} verbessert.

Durch eine Erhöhung der Schnitte oder durch eine geeignete Kombination der Schnitte läßt sich der Untergrund an NC Ereignissen weiter verrringern.

Will man NC und CC Ereignisse auch bei kleinen fehlenden Transversalimpulsen unterscheiden, so kann man den Untergrund an NC Ereignissen dadurch verringern, indem man einen Elektronkandidaten im BBE sucht, da diese Ereignisse wegen einer falschen Energierekonstruktion den Hauptuntergrund ausmachen. Der Untergrund an NC Ereignissen läßt sich dadurch um etwa 80 % verringern.

6.2 Kinematische Variablen und Bremsstrahlungsphotonen in Elektronstrahlrichtung

In diesem Abschnitt wird die Messung der kinematischen Variablen anhand von simulierten und rekonstruierten Daten (H1REC+H1SIM), die von DJANGO mit hohem Impulsübertrag erzeugt worden sind, untersucht. Im ersten Teil wird die Genauigkeit der Bestimmung der Variablen y untersucht. Im zweiten Teil wird mit der Methode des fehlenden Teilchens bei Photonabstrahlung in Elektronstrahlrichtung die Kinematik in NC Ereignissen rekonstruiert. Im dritten Teil wird bei CC Ereignissen der meßbare Einfluß von Bremsstrahlung auf die Bestimmung der kinematischen Variablen untersucht.

6.2.1 Genauigkeit der Messung von y

Abb. 6.5 zeigt die Meßgenauigkeit der Variablen y des Elektrons (nach Gl. 3.13) und des Hadronsystems (JB–Methode). Dazu wurde der berechnete Wert der Variable y nach der Rekonstruktion mit dem generierten Wert (DJANGO 1.0) korreliert. Es wurde nur der *nichtradiative* Prozeß betrachtet, um Meßfehler durch Detektoreigenschaften darzustellen. Vergleicht man beide Messungen, so ist bei Werten $y > 0.2$ die leptonische und bei $y < 0.2$ die hadronische Messung besser.

Abb. 6.6 vergleicht für NC Ereignisse mit Bremsstrahlung die leptonische und hadronische Variable y : a) für unverschmierte 4–Vektoren (DJANGO) und b) nach der Detektorsimulation und Rekonstruktion. Die Einträge mit $y_h \neq y_l$ zeigen in Abb. 6.6 a) Bremsstrahlungsereignisse. In Ereignissen mit einem sehr hohem leptonischen y_l und kleinem y_h werden harte Photonen meistens in Elektronstrahlrichtung abgestrahlt. Diese können mit Photoproduktionsereignissen verwechselt werden.

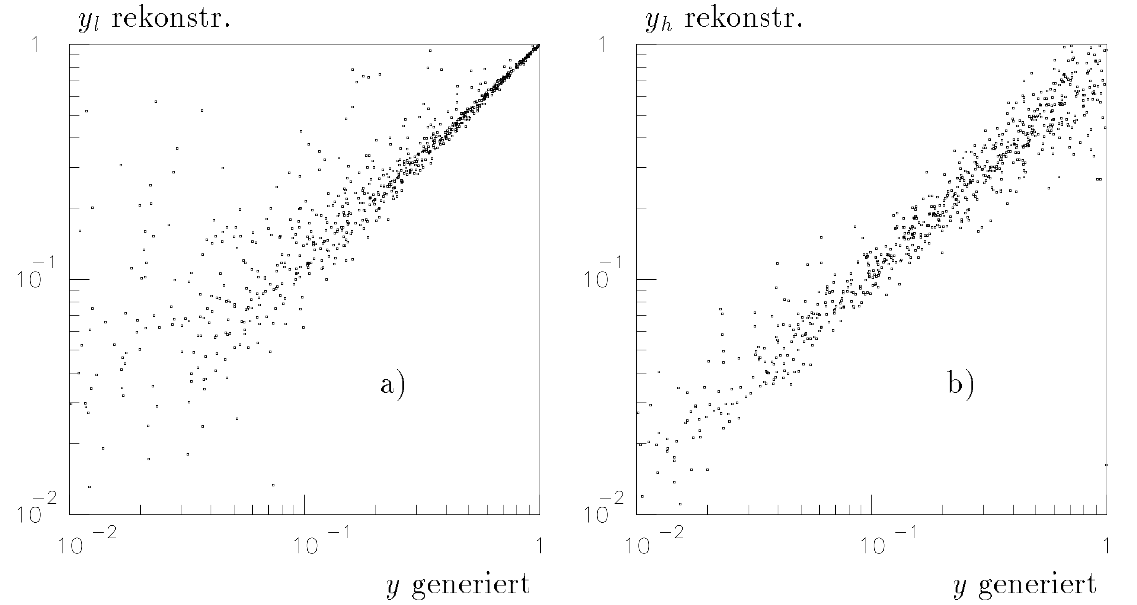


Abbildung 6.5: *Messung der Variable y für nichtradiative NC Ereignisse mit $Q_l^2 >$ 200 GeV^2 . a) zeigt die Messung über das gestreute Elektron, b) zeigt die Messung über das Hadronsystem.*

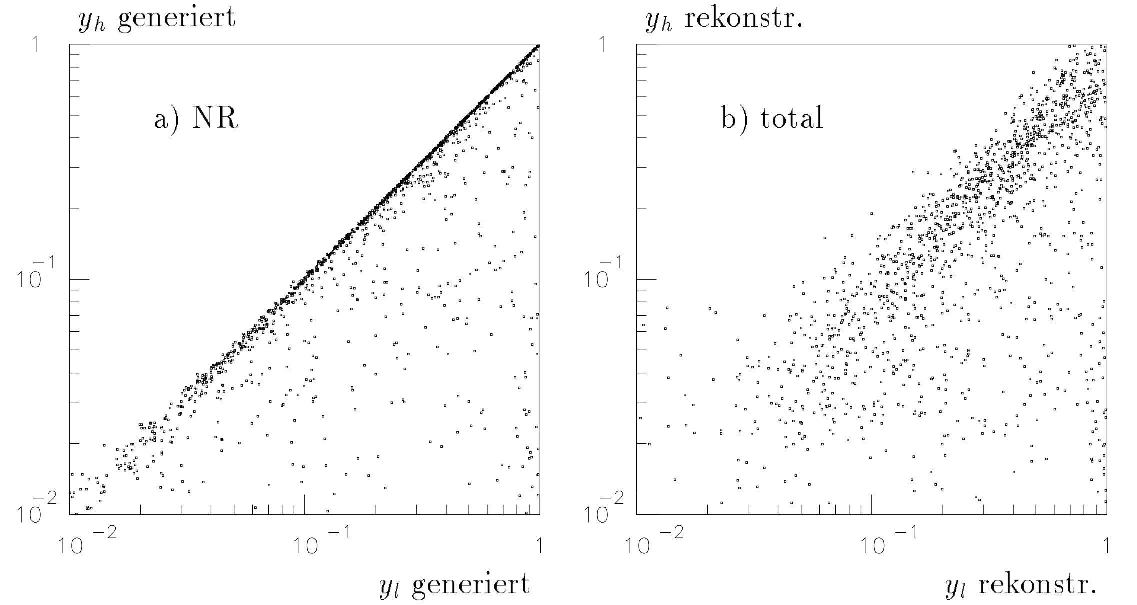


Abbildung 6.6: *Korrelation zwischen hadronischer und leptonischer Variable y für NC Ereignisse mit $Q_l^2 >$ 200 GeV^2 mit Bremsstrahlung: a) generiert (DJANGO) und b) gemessen nach Rekonstruktion (H1REC).*

Wie Abb. 6.6 b) zeigt, verbreitert sich im Vergleich zu a) das schmale Band der *nichtradiativen* Ereignisse so, daß Bremsstrahlungsereignisse, besonders bei sehr kleinen und sehr hohen Werten von y (siehe Abb. 6.5), nicht sicher gemessen werden können.

6.2.2 Kinematische Rekonstruktion von Bremsstrahlungsphotonen

In den meisten ISR Ereignissen wird das Bremsstrahlungsphoton in Elektronstrahlrichtung abgestrahlt und kann nicht gemessen werden (siehe Kap. 5.3). Im folgenden wird untersucht, inwieweit sich diese Ereignisse mit der Methode des fehlenden Teilchens nachweisen lassen, und sich der 4–Vektor des Austauschbosons berechnen läßt.

Dieses Verfahren ist nur für NC Ereignisse anwendbar, weil man im allgemeinen nur dann alle Teilchen (bis auf das Photon) sieht. In *radiativen* CC Ereignissen, bei denen das Photon kollinear abgestrahlt wird, hat man zwei nichtnachweisbare Teilchen. Die Anzahl der unbekannten Freiheitsgrade ist dann zu hoch, um ein Bremsstrahlungsphoton kinematisch rekonstruieren zu können.

Der Rückwärtsdetektor deckt den Winkelbereich bis etwa 175° ab. Photonen mit einem Winkel von mehr als 175° werden nicht gesehen. Ein geringer Anteil der Photonen (etwa 10–20 %) gehen in den Photondetektor des Luminositätssystems.

Der Untergrund von Photonen aus anderen Elektron–Proton–Wechselwirkungen (Compton–Streuung) im Photondetektor ist aber so hoch, daß eine eindeutige Identifizierung schwierig ist.

Prozeß	Gesamt-	Wirkungsquerschnitt für $\theta_\gamma > 175°$		
$Q_l^2 > 25\ GeV^2$	Wirkq.	$E_\gamma > 0.5\ GeV$	$E_\gamma > 2.0\ GeV$	$E_\gamma > 5.0\ GeV$
NC	38.2 nb	5.2 nb	3.1 nb	2.1 nb
CC	63.7 pb	6.7 pb	3.7 pb	1.7 pb

Tabelle 6.3: *Wirkungsquerschnitt für Photonen, die in Elektronstrahlrichtung entweichen mit $\theta_\gamma > 175°$. Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$.*

Der Wirkungsquerschnitt dafür, daß ein Photon in Elektronstrahlrichtung entweicht, ist in Tab. 6.3 dargestellt. In etwa 10 Prozent der betrachteten Ereignisse beträgt die Energie der Bremsstrahlungsphotonen mehr als 5 GeV. Bei der Abstrahlung eines 5 GeV Photons wird die Schwerpunktsenergie der 4–Fermionwechselwirkung um etwa 20 Prozent vermindert.

Falls ein Bremsstrahlungsphoton in Elektronstrahlrichtung abgestrahlt wird, vermindert sich die meßbare Größe Σ^{tot} (Kap. 3.2), die in *nichtradiativen* Ereignissen den Wert $2\,E_e$ haben sollte. Abb. 6.7 zeigt für NC Ereignisse das auf $2\,E_e$ normierte

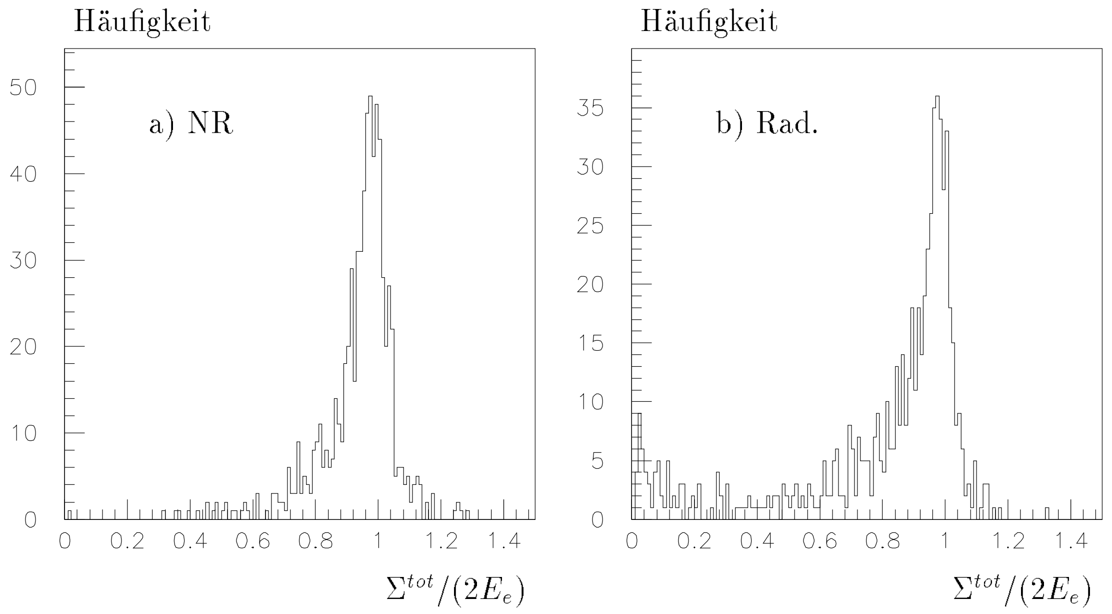


Abbildung 6.7: *Verteilung der normierten Variable Σ^{tot} für a) nichtradiative und b) radiative NC Ereignisse mit $Q_l^2 >\ 200\,GeV^2$.*

Σ^{tot} für den *nichtradiativen* und für den *radiativen* Prozeß. Beide Verteilungen zeigen ein scharfes Maximum bei eins, der Ausläufer zu niedrigen Werten ist aber für den *radiativen* Prozeß größer. Die Mittelwerte und die Standardabweichungen der Verteilungen betragen $0.935; 0.126$ und $0.803; 0.283$.

Durch Photonabstrahlung wird die Verteilung in b) verbreitert und zu kleinen Werten verschoben. Es bildet sich ein zweites Maximum bei kleinen Werten von Σ^{tot}. In diesen Ereignissen ist fast die ganze Elektronenergie auf das Photon übertragen worden. Bei kleinen Werten von Σ^{tot} ist im Experiment der Untergrund durch Photoproduktion groß. Eine Trennung in diesem Bereich ist nur bei sicherer Identifikation des gestreuten Elektrons möglich, da das Elektron bei Photoproduktion in Elektronstrahlrichtung entweicht.

Abb. 6.8 zeigt den Winkel eines rekonstruierten fehlenden Teilchens. Die durchgezogene Linie zeigt Ereignisse mit $E^{mis} > 0 GeV$ (das entspricht $\Sigma < 2E_e$), in denen im Detektor zu wenig Energie gemessen wird. Die Ereignisse mit $E^{mis} > 5 GeV$ sind schraffiert dargestellt.

Die Verteilungen für *nichtradiative* Ereignisse zeigen jeweils Maxima bei kleinen und bei hohen Polarwinkeln. Die Häufung bei kleinen Winkeln entsteht durch die Detektorauflösung, durch Energiefluktuationen vom Hadronsystems und durch Verluste von Neutrinos. Die Häufung bei hohen Polarwinkeln ensteht im Bereich von etwa 150°–170° durch die ungenaue hadronische Energiemessung des Rückwärtskalorimeters und durch Meßfehler in der Energie des gestreuten Elektrons (der maximale

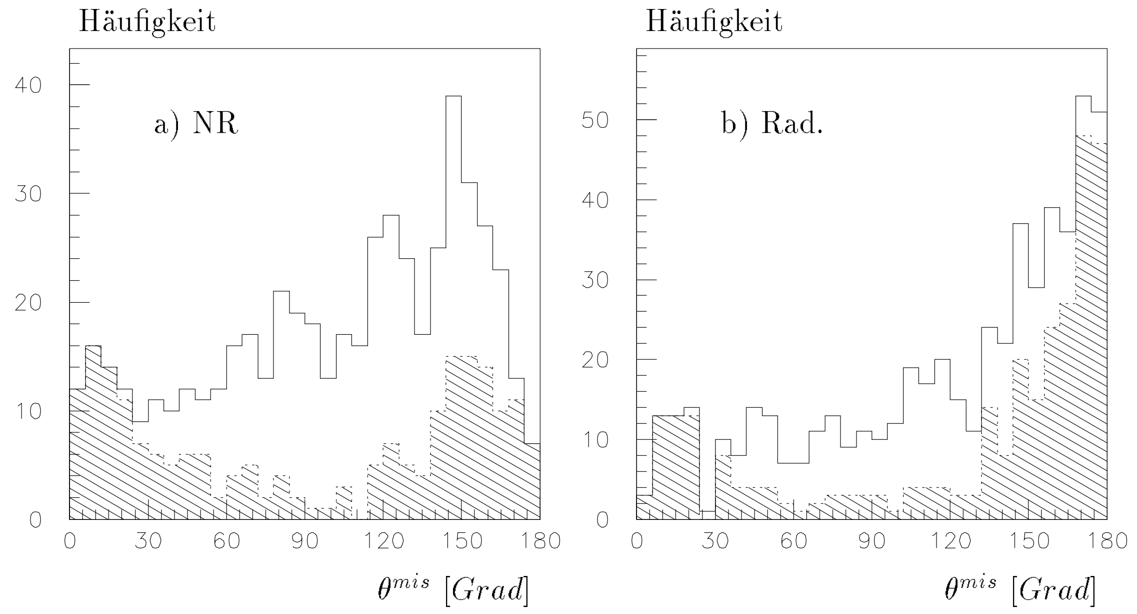


Abbildung 6.8: *Polarwinkelverteilung des fehlenden Teilchens für a) nichtradiative und b) radiative NC Ereignisse mit* $Q_l^2 > 200\ GeV^2$ *: Durchgezogene Linie für* $E^{mis} > 0\ GeV$*; schraffiert für* $E^{mis} > 5\ GeV$ *.*

Polarwinkel des Elektrons bei $Q_l^2 > 200\ GeV^2$ beträgt etwa 150°). Bei *radiativen* Ereignissen überlagert sich dieser Häufung ein Maximum von fehlenden Bremsstrahlungsphotonen in Elektronstrahlrichtung.

Im nächsten Schritt werden Bremsstrahlungsereignisse durch geeignete Schnitte in E^{mis} und θ^{mis} selektiert. Als Kriterium wird $E^{mis} > 2\ GeV$ und $\theta^{mis} > 166°$ gewählt. Abb. 6.9 a) zeigt für die so selektierten Ereignisse, die berechnete Energie E^{mis} des fehlenden Teilchens und die generierte Energie des Bremsstrahlungsphotons. E_γ(generiert) $\approx 0 GeV$ bedeutet, daß das Ereignis kein Bremsstrahlungsphoton oder nur ein weiches Bremsstrahlungsphoton enthält.

Man sieht, daß hochenergetische Bremsstrahlungsphotonen sehr gut mit dieser Methode rekonstruiert werden. Die Effizienz, Bremsstrahlungsphotonen nachzuweisen, hängt von der Energie der Photonen ab. Diese beträgt für Photonen mit mehr als 2, 5, 10 GeV etwa 60, 75, 90 %.

Abb. 6.9 a) zeigt, daß insgesamt etwa 30% *nichtradiative* Ereignisse ($E_\gamma \approx 0$) selektiert worden sind, bei denen die fehlende Energie meist weniger als 5–10 GeV beträgt. Die Rekonstruktionrate von Bremsstrahlungsphotonen bei Energien unter 5–10 GeV ist schlecht. Ursache sind Meßfehler in der Energie aller Teilchen. Abb. 6.1 a) und Abb. 6.7 zeigten bereits, daß sich die Energiesumme aller Teilchen im Mittel nur mit einen Fehler von etwa 3–6 GeV bestimmen läßt. Bremsstrahlungsphotonen mit vergleichbaren Energien können deswegen nicht kinematisch re-

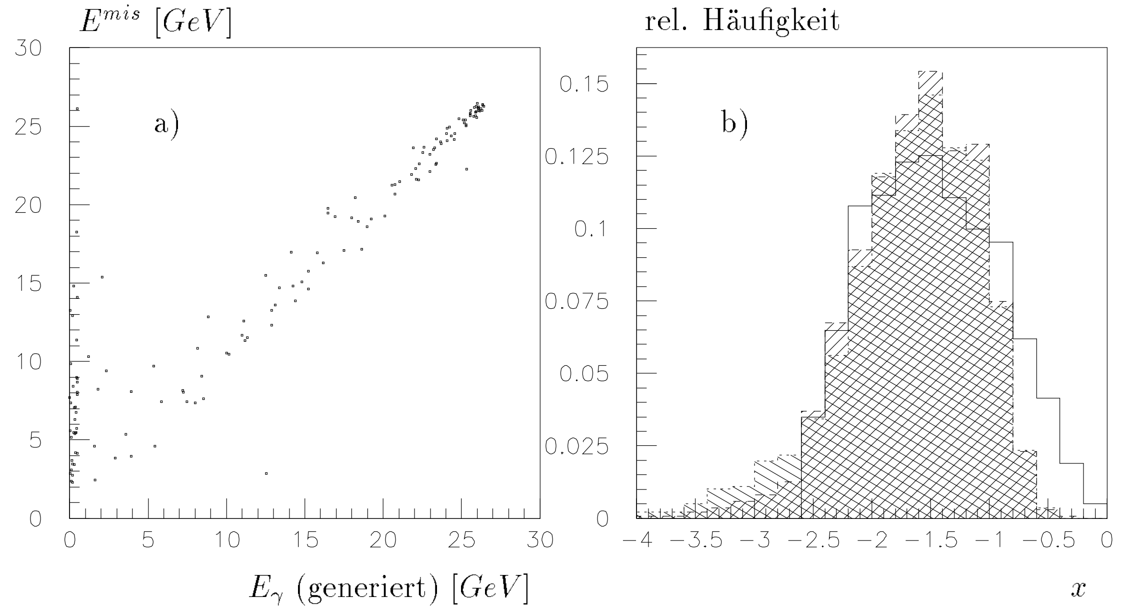


Abbildung 6.9: *a) Korrelation zwischen kinematisch rekonstruierter fehlender Energie und generierter Energie eines Bremsstrahlungsphotons. b) x Verteilung für NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 200\ GeV^2$: Durchgezogenene Linie generiert,* links *schraffiert über das Hadronsystem rekonstruiert,* rechts *schraffiert über das Hadronsystem mit Rekonstruktion eines fehlenden Bremsstrahlungsphotons rekonstruiert.*

konstruiert werden.

Eine Analyse der mit dieser Methode selektierten *nichtradiativen* Ereignisse zeigt, daß häufig das Elektron in das BBE (siehe vorherigen Abschnitt) gestreut wird, oder daß Teilchen vom Hadronschauer in das Rückwärtskalorimeter gehen.

Abb. 6.9 b) zeigt die generierte Verteilung der Variablen x (durchgezogen). Die über die JB–Methode berechnete Variable x ist *links* schraffiert eingezeichnet. Die *rechts* schraffierte Verteilung zeigt die Verteilung der Variablen x, wie sie sich bei kinematischer Rekonstruktion eines Bremsstrahlungsphotons mit den oben beschriebenen Schnitten nach Gl. 3.32 ergibt.

Unterhalb von $\log x = -2.6$ wurden keine Ereignisse generiert, jedoch rekonstruiert. Berechnet man die Variable x mit Hilfe der rekonstruierten Bremsstrahlungsphotonen in Elektronstrahlrichtung, so halbiert sich die falsch gemessene Verteilung bei kleinen Werten von x. Hohe Werte von x werden nicht richtig über das Hadronsystem gemessen.

6.2.3 Kinematik in radiativen CC Ereignissen

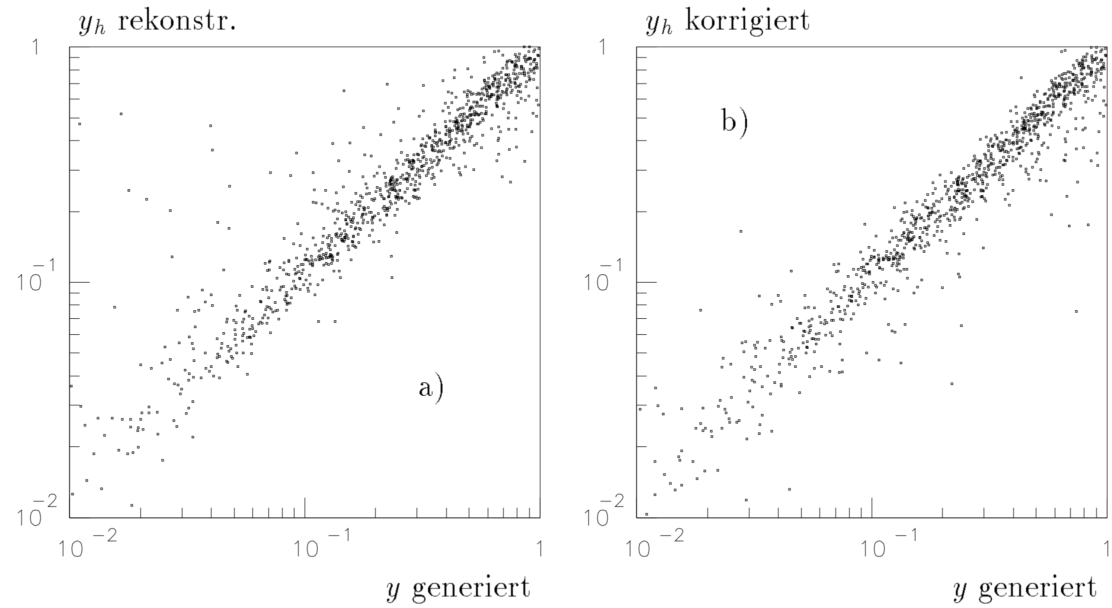


Abbildung 6.10: *Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem y für CC Ereignisse mit Bremsstrahlung. Rekonstruktion von y_h nach der JB–Methode mit a) Summation über alle sichtbaren Teilchen, b) Summation über alle sichtbaren Teilchen ohne Bremsstrahlungsphoton.*

Abb. 6.10 zeigt den Einfluß von Bremsstrahlung auf die Bestimmung der Variablen y bei CC Ereignissen. Der Anteil der in den Detektor gehenden Bremsstrahlungsphotonen ist hoch (Abb. 5.7 b). Die Abbildungen zeigen das gemessene y_h, das in a) aus allen sichtbaren Teilchen einschließlich Bremsstrahlungsphoton berechnet wurde, und das korrigierte y_h, das ohne Bremsstrahlungsphoton berechnet wurde.

Abb. 6.10 zeigt, daß durch Kenntnis des Bremsstrahlungsphotons die Variable y besser gemessen wird. Das ist nur bei Kenntnis des Bremsstrahlungsphotons möglich. Experimentell kann das Bremsstrahlungsphoton in etwa 2.0 % aller Ereignisse gemessen werden (siehe nächsten Abschnitt).

6.3 Identifikation von Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter

In diesem Abschnitt werden Selektionskriterien entwickelt und Algorithmen zum Finden von Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter aufgezeigt. Wie in Kap. 3.2 gezeigt, wird die Rekonstruktion der kinematischen Variablen in *radiativen* Prozessen bei Kenntnis des Bremsstrahlungsphotons verbessert. Außerdem läßt sich mit Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter direkt ein Prozeß höherer Ordnung messen.

Bremsstrahlungsphotonen sollten grundsätzlich im elektromagnetischen Kalorimeter den überwiegenden Teil ihrer Energie verlieren. Da Photonen elektrisch neutral sind, sollten sie außerdem im Spurendetektor keine Teilchenspuren erzeugen. Da aber Photonen häufig durch Konversion Elektronen und Positronen erzeugen, können Spuren in Photonrichtung rekonstruiert werden, die eine Verbindung zum Cluster haben ("geladene Cluster"). [Cour92] haben Photonen aus Compton–Streuung im Rückwärtskalorimeter untersucht und eine Wahrscheinlichkeit von 40 % dafür gemessen, daß Photonen in Rückwärtsrichtung vor der Rückwärtsproportionalkammer in geladene Teilchen konvertieren. Deswegen wird im weiteren nicht gefordert, daß Bremsstrahlungsphotonen "neutrale Cluster" (Teilchenschauer im Kalorimeter, die keine Verbindung zu einer Spur aufweisen) haben, da neben der Konversion auch falsche Spurverbindungen zur Verwerfung eines Bremsstrahlungsphotonkandidaten führen könnten.

Eine wichtige Eigenschaft von Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimer ist, daß sie isoliert vom Hadronsystem sind (Kap. 5.3). Durch Vielfachstreuung von Teilchen des Hadronsystems, durch Konversion und durch Sekundärzerfälle von hadronischen Teilchen können Cluster entstehen, die weit von der eigentlichen Jetrichtung (gemeinsame Richtung hadronischer Teilchen, die aus einem Parton hervorgegangen sind) entfernt sein können. Sucht man isolierte Cluster im Kalorimeter, um Bremsstrahlungsphotonen zu identifizieren, muß dieser Untergrund berücksichtigt werden.

Es wurden grundsätzlich nur "Cluster" mit einer Energie oberhalb von 0.3 GeV betrachtet, um Untergrund (z.B elektronisches Rauschen) weitesgehend als mögliche Quelle für Fehlidentifikationen auszuschließen. Dieser Schnitt hat sich als zweckmäßig ergeben; erhöht man ihn, verliert man Cluster und das Kriterium der Isolation wird "aufgeweicht". Erniedriegt man den Schnitt, erhält man durch Untergrund statistisch verteilte Cluster. Im weiteren wurde auch darauf verzichtet, für Photonkandidaten elektromagnetische Cluster zu fordern, da das keine nennenswerte Verbesserung des Verhältnisses von Bremsstrahlungsphotonen zu Untergrund vom Hadronsystem gibt. (Isolierte Teilchen vom Hadronsystem sind meistens Photonen.)

6.3.1 NC Ereignisse

Abb. 6.11 zeigt für a) Teilchen des Hadronsystems und b) Bremsstrahlungsphotonen den Winkelabstand zum nächsten Cluster. Das gestreute Elektron wurde künstlich aus dem Ereignis entfernt. Die meisten Bremsstrahlungsphotonen sind isoliert ($\alpha^{cl}_{min} \gtrsim 120°$), während nur sehr wenige benachbarte Cluster vom Hadronsystem mehr als 120° voneinander entfernt sind.

Der Öffnungswinkel in Abb. 6.11 wurde über die Richtungsvektoren der Cluster

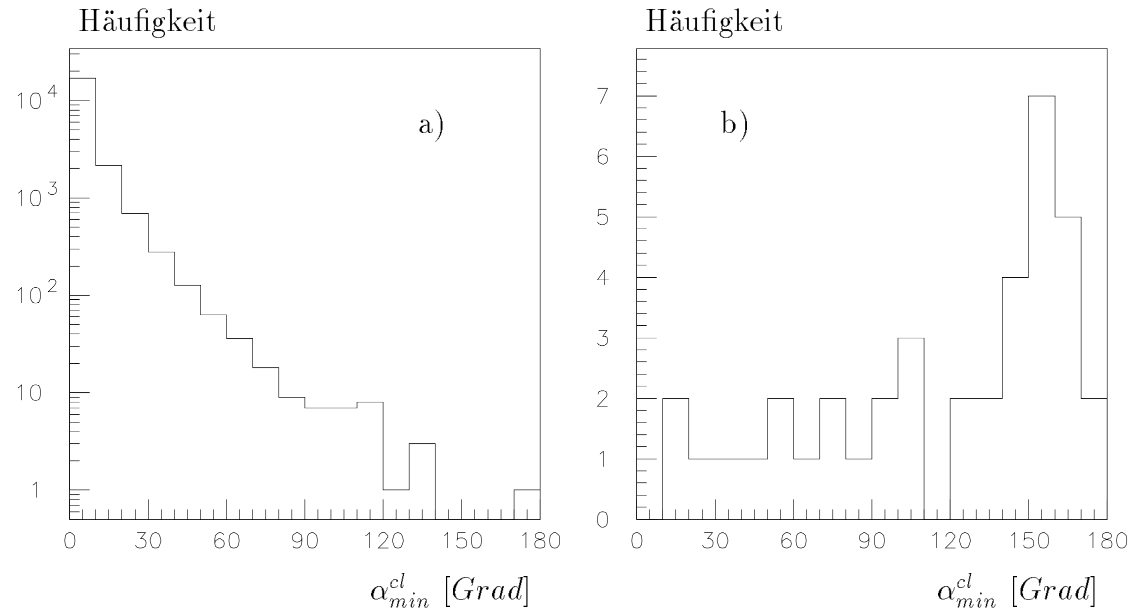


Abbildung 6.11: *Öffnungswinkel benachbarter Cluster: a) für Teilchen des Hadronschauers und b) für Bremsstrahlungsphotonen (N=38). 700 NC Ereignisse mit* $Q_l^2 > 200\ GeV^2$.

ausgehend vom rekonstruierten Wechselwirkungspunkt berechnet. Die Clusterposition von geladenen Teilchen stimmt somit wegen der Ablenkung im Magnetfeld nicht mit der Richtung am Wechselwirkungspunkt überein, die in Kap. 5 zur Untersuchung diente. Diese Schwierigkeit läßt sich umgehen, wenn man nur Differenzen von Polarwinkeln betrachtet.

Bei der Rekonstruktion (H1REC) von Teilchenschauern kann es vorkommen, daß ein Teilchen fälschlich als zwei eng benachbarte Cluster erkannt wird. Dadurch wird der Cluster–Cluster Abstand unbrauchbar. Diese Schwierigkeit tritt nicht auf, wenn man den Abstand zwischen Spuren und Cluster betrachtet.

Abb. 6.12 zeigt den Winkelabstand zur nächsten "guten" Spur [2] für a) Cluster des Hadronsystems und b) Cluster der Bremsstrahlungsphotonen. Der Winkelabstand wird zwischen dem Richtungsvektor des Clusters und der Spurrichtung am rekonstruierten Wechselwirkungspunkt berechnet. Die Elektronspur wurde nicht berücksichtigt.

Die minimalen Winkelabstände sind im Mittel größer als bei der Darstellung der Cluster–Cluster Abstände. Ursache ist die im Mittel kleinere Anzahl von guten Spu-

[2] Als gute Spur wurden in der Vorwärts- und Zentralen Spurkammer rekonstruierte Spuren bezeichnet, die mindestens 10 Hits haben und deren Punkt mit nächsten Abstand zur Strahlachse nicht mehr als 2 cm radial und 10 cm in z–Richtung zum rekonstruierten Wechselwirkungspunkt entfernt ist.

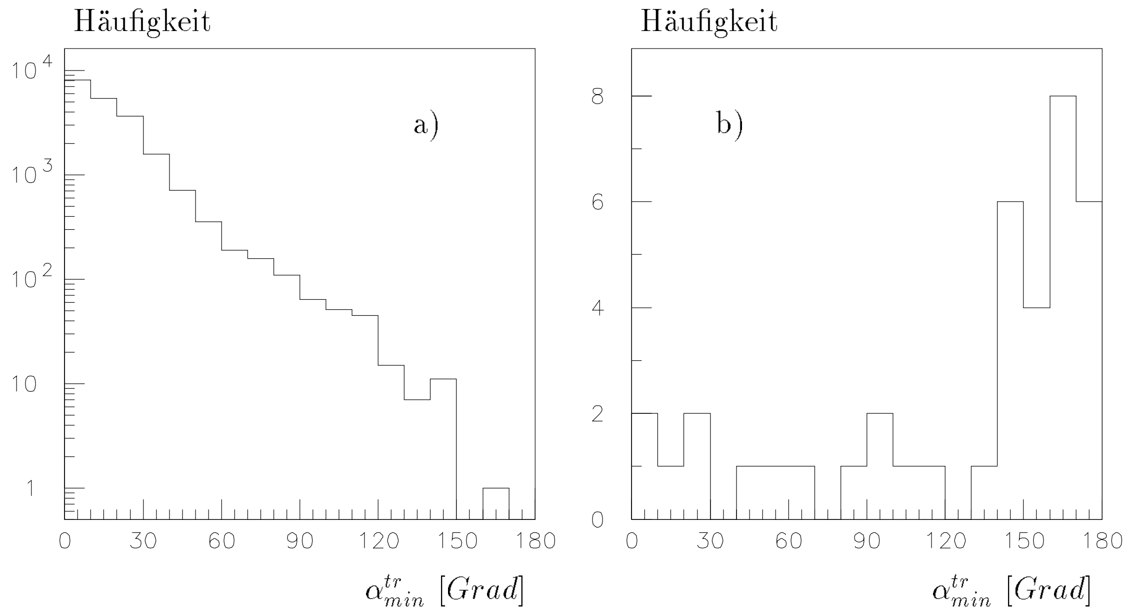


Abbildung 6.12: *Öffnungswinkel zwischen Cluster und nächster Spur: a) für Teilchen des Hadronschauers und b) für Bremsstrahlungsphotonen (N=38). 700 NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 200\ GeV^2$.*

ren. Dennoch läßt sich eine Trennung von Bremsstrahlungsphotonen und Teilchen des Hadronschauers bei etwa 150° ziehen. Bremsstrahlungsphotonen, die in ihrer Nähe eine gute Spur besitzen, haben meistens durch Konversion harte Elektronen erzeugt.

Abb. 6.13 zeigt die Polarwinkeldifferenz zum jeweils nächsten Cluster. Die Verteilungen sind für Cluster mit unterschiedlichen minimalen Energien (0.3, 1.0, 5.0 GeV) dargestellt. Die Bremsstrahlungsphotonen haben im Mittel sehr viel mehr Energie als die Hadroncluster. Durch höhere Schnitte in der Energie lassen sich Hadroncluster unterdrücken und kleinere Schnitte in der Polarwinkeldifferenz wählen. Somit lassen sich mit diesem Kriterium harte Bremsstrahlungsphotonen selektieren, die auch in das Flüssigargonkalorimeter gehen ($\theta_\gamma < 150°$).

Ein Algorithmus zum Finden von Bremsstrahlungsphotonen kann so aussehen:

- Das Cluster und die Spur vom identifizierten gestreuten Elektron wird künstlich entfernt.

- Man sucht zunächst von jedem Cluster das nächste Cluster oder die nächste gute Spur.

- Man berechnet den Raumwinkelabstand oder die Polarwinkeldifferenz (relativ unabhängig von Ablenkungen im Magnetfeld) zwischen Cluster–Cluster oder Cluster—Spur.

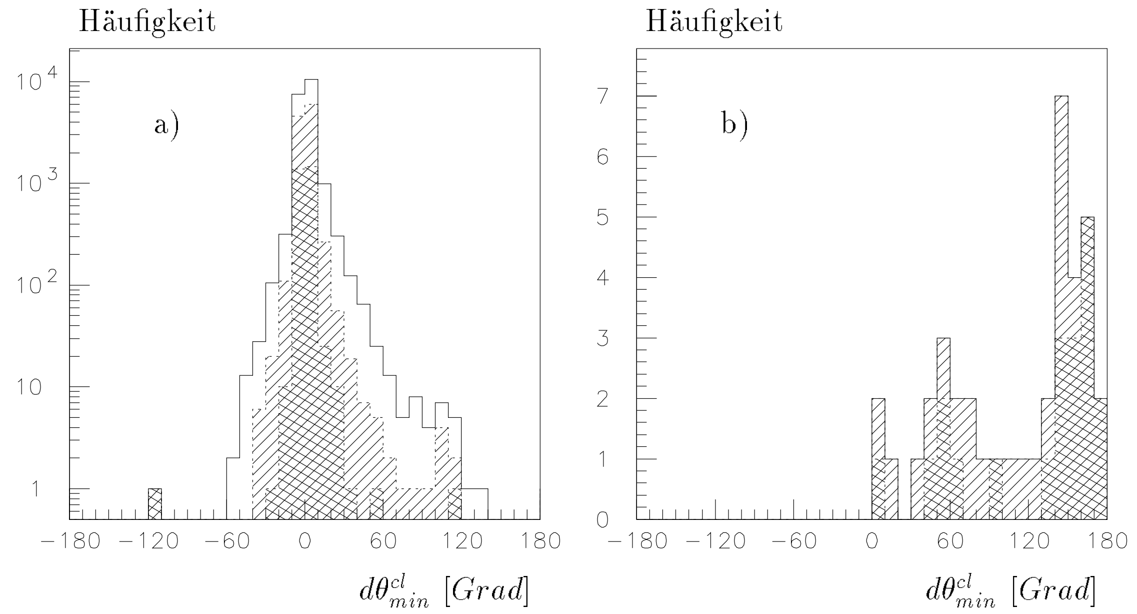


Abbildung 6.13: *Polarwinkeldifferenz zwischen benachbarten Cluster: a) für Teilchen des Hadronschauers und b) für Bremsstrahlungsphotonen (N=38). Durchgezogene Linie $E_{cl} > 0.3\,GeV$; einfach schraffiert $E_{cl} > 1.0\,GeV$; doppelt schraffiert $E_{cl} > 5.0\,GeV$. 700 NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 200\,GeV^2$.*

- In Abhängigkeit von der Energie selektiert man Cluster, die einen minimalen Winkelabstand überschreiten. (Zum Beispiel 120°, 90°, 40° für den Raumwinkelabstand bei 0.3, 1.0, 5.0 GeV Cluster).

- Zum Schluß wird das selektierte Cluster kontrolliert, ob es vom gestreuten Elektron ist, das vorher nicht richtig identifiziert worden ist. [3]

Mit einem solchen Algorithmus lassen sich von 700 rekonstruierten Monte–Carlo NC Ereignissen mit $Q_l^2 > 200\ GeV$ etwa 25 Bremsstrahlungsphotonen nachweisen. Der Untergrund an Hadronclustern beträgt 15 %. Die Identifikationrate in Abhängigkeit verschiedener Schnitte in Energie und Winkelabstand ist in Tab. 6.4 dargestellt.

6.3.2 CC Ereignisse

In CC Ereignissen ergibt sich ein ganz anderes Bild. In diesem Abschnitt werden leptonische ISR und quarkonische FSR gemeinsam untersucht. [4] In etwa 20 % aller

[3] Es kann vorkommen, daß man mit einem Elektronfindungsalgorithmus ein Bremsstrahlungsphoton und als Bremsstrahlungsphoton das gestreute Elektron nachweist.

[4] In NC Ereignissen ist der Effekt der quarkonischen Bremsstrahlung vernachlässigbar.

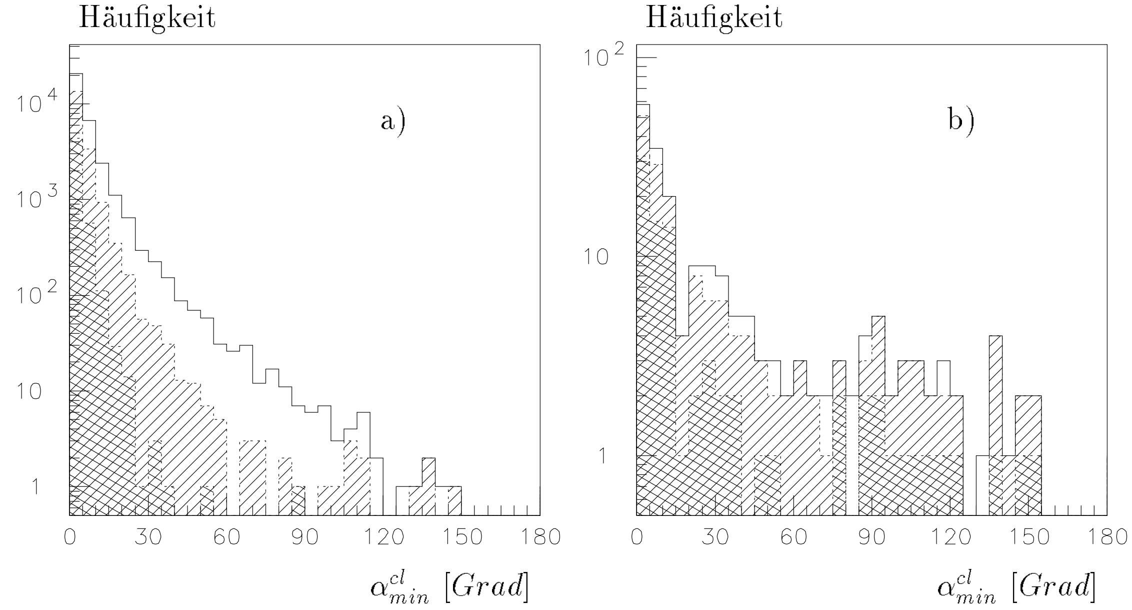


Abbildung 6.14: *Öffnungswinkel benachbarter Cluster: a) für Teilchen des Hadronschauers und b) für Bremsstrahlungsphotonen (N_γ=207): Durchgezogene Linie $E_{cl} > 0.3\,GeV$; einfach schraffiert $E_{cl} > 1.0\,GeV$; doppelt schraffiert $E_{cl} > 5.0\,GeV$. 1000 CC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\,GeV^2$.*

Ereignisse gehen Bremsstrahlungsphotonen nachweisbar in das Kalorimeter. Der größte Beitrag kommt von FSR des gestreuten Quarks. Die Photonen haben damit etwa die gleiche Richtung wie Photonen vom π^0 Zerfall, die aus der Fragmentation stammen.

Abb. 6.14 zeigt den Winkelabstand zum jeweils nächsten Cluster. Die Verteilungen sind für Cluster mit unterschiedlichen minimalen Energien (0.3, 1.0, 5.0 GeV) dargestellt.

Die Abbildung zeigt, daß sich nur energiereiche Bremsstrahlungsphotonen ($E_\gamma > 5\,GeV$) sicher von Teilchen des Hadronsystems trennen lassen. Mit einem Schnitt bei $60°$ lassen sich in etwa 1.5 % der CC Ereignisse Bremsstrahlungsphotonen mit einer Energie von mehr als 5 GeV nachweisen. Das entspricht einem Wirkungsquerschnitt von etwa $1\,pb$. Harte Photonen, die wegen der Nähe zu Teilchen des Hadronjets nicht nachgewiesen werden können, gehen meistens in Vorwärtsrichtung des Detektors.

Die Ergebnisse der Identifikation von Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter von rekonstruierten NC und CC Ereignissen sind in Tab. 6.4 zusammengefaßt. Die Überlappung von selektierten Bremsstrahlungsphotonen bei gleichzeitiger Anwendung verschiedener Schnitte ist groß und bringt keine wesentliche Erhöhung der gefundenen Bremsstrahlungsphotonen, sondern vermehrt den Untergrund an Clustern vom Hadronsystem. Die Untersuchung von Differenzen in der Pseudorapidität,

700 NC Ereignisse mit 38 (20) Photonen $E_\gamma > 0.5\,(5.0)\,GeV$					
Selektionskriterien		rad. Photon		"Hadron"	
Clusterenergie	Winkel	N$_\gamma$	Anteil [%]	N$_{Had}$	Anteil [%]
$E_\gamma > 0.5\,GeV$	$\alpha(Cl-Cl) > 126°$	21	3.0 ± 0.7	4	0.6 ± 0.3
	$\alpha(Cl-Cl) > 143°$	17	2.4 ± 0.6	5	0.7 ± 0.3
$E_\gamma > 5.0\,GeV$	$\alpha(Cl-Cl) > 34°$	19	2.7 ± 0.6	5	0.7 ± 0.3
	$\alpha(Cl-Cl) > 57°$	18	2.6 ± 0.6	2	0.3 ± 0.2
$E_\gamma > 0.5\,GeV$	$d\theta(Cl-Spur) > 126°$	25	3.6 ± 0.7	5	0.7 ± 0.3
	$d\theta(Cl-Spur) > 143°$	21	3.0 ± 0.7	1	0.1 ± 0.1
$E_\gamma > 5.0\,GeV$	$d\theta(Cl-Spur) > 34°$	17	2.4 ± 0.6	1	0.1 ± 0.1
	$d\theta(Cl-Spur) > 57°$	17	2.4 ± 0.6	1	0.1 ± 0.1

1000 CC Ereignisse mit 198 (88) Photonen $E_\gamma > 0.5\,(5.0)\,GeV$					
Selektionskriterien		rad. Photon		"Hadron"	
Clusterenergie	Winkel	N$_\gamma$	Anteil [%]	N$_{Had}$	Anteil [%]
$E_\gamma > 0.5\,GeV$	$\alpha(Cl-Cl) > 126°$	10	1.0 ± 0.3	4	0.4 ± 0.2
	$\alpha(Cl-Cl) > 143°$	4	0.4 ± 0.2	1	0.1 ± 0.1
$E_\gamma > 5.0\,GeV$	$\alpha(Cl-Cl) > 34°$	19	1.9 ± 0.4	3	0.3 ± 0.2
	$\alpha(Cl-Cl) > 57°$	15	1.5 ± 0.4	1	0.1 ± 0.1
$E_\gamma > 0.5\,GeV$	$d\theta(Cl-Spur) > 126°$	10	1.0 ± 0.3	5	0.5 ± 0.2
	$d\theta(Cl-Spur) > 143°$	4	0.4 ± 0.2	1	0.1 ± 0.1
$E_\gamma > 5.0\,GeV$	$d\theta(Cl-Spur) > 34°$	16	1.6 ± 0.4	4	0.4 ± 0.2
	$d\theta(Cl-Spur) > 57°$	13	1.3 ± 0.4	1	0.1 ± 0.1

Tabelle 6.4: *Identifikationsraten eines Bremsstrahlungsphotons im Kalorimeter auf Basis von rekonstruierten Monte–Carlo Daten für NC und CC Ereignisse. Die Prozentangaben beziehen sich auf jeweils alle Ereignisse (NC mit $Q_l^2 > 200\ GeV^2$ und CC mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$).*

anstelle der Winkeldifferenzen, bringt keine Verbesserung der Selektion von Bremsstrahlungsphotonen.

6.4 Genauigkeit der Bestimmung kinematischer Variablen

In diesem Abschnitt werden Abweichungen der kinematischen Variablen x und Q^2 von den nominellen Werten mit und ohne Bremsstrahlung betrachtet. Zur Untersuchung wurden tiefinelastische NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 200\ GeV^2$ verwendet. Die kinematischen Variablen wurden sowohl über das Hadronsystem (JB–Methode) als auch über das gestreute Elektron berechnet und mit dem Impulsübertrag des Austauschbosons und der Variable x, die in die Strukturfunktionen eingeht, verglichen.

Als "*Fehler*" wird im folgenden die Standardabweichung der Verteilung der Abweichungen (gemessener Wert − generierter Wert) bezeichnet. Dieser *Fehler* der kinematischen Variablen wurde einmal nur für *nichtradiative* Ereignisse und einmal für alle (*radiative* und *nichtradiative*) Ereignisse ohne Berücksichtigung der Bremsstrahlungsphotonen berechnet. Anschließend wurden die kinematischen Variablen bei Kenntnis der Bremsstrahlungsphotonen berechnet: Erstens wurde der *Fehler* bei direkter Identifikation eines Bremsstrahlungsphotons im Kalorimeter (siehe Algorithmus zum Finden eines Bremsstrahlungsphotons) und zweitens bei zusätzlicher indirekter kinematischer Rekonstruktion eines Bremsstrahlungsphotons in Elektronstrahlrichtung (siehe Methode des fehlenden Teilchens) berechnet. Das Ergebnis ist in Tab. 6.5 dargestellt.

Fehler kinematischer Variablen	nichtradiativ	nichtradiativ + radiativ		
	ohne Photon (apparativ)	Photon unbekannt	Photon direkt gemessen	Photon direkt + indirekt gemessen
$\sigma\ (\ Q^2(Ele)\ /\ Q^2\ )$	0.129	0.843	0.817	0.431
$\sigma\ (\ Q^2(Had)\ /\ Q^2\ )$	0.194	0.844	0.818	0.433
$\sigma\ (\ x(Ele)\ /\ x\ )$	0.563	0.572	0.592	0.559
$\sigma\ (\ x(Had)\ /\ x\ )$	0.540	0.563	0.570	0.544

Tabelle 6.5: *Fehler der leptonischen und hadronischen Messung der kinematischen Variablen x und Q^2 bei rekonstruierten NC Ereignissen mit $Q_l^2 > 200\ GeV$. "Direkte" Messung von Photonen bezeichnet die Messung von Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter. "Indirekte" Messung von Photonen bezeichnet die kinematische Rekonstruktion von Photonen in Elektronstrahlrichtung. Der globale statistische Fehler der angegebenen Werte beträgt 3 %.*

Der *Fehler* in *nichtradiativen* Ereignissen zeigt die apparative Meßungenauigkeit. Der *Fehler* aller Ereignisse enthält neben dem apparativen Fehler zusätzlich den Fehler durch Nichtbeachtung des Bremsstrahlungsphotons (siehe Kap. 3.2). Durch die direkte Identifikation von Bremsstrahlungsphotonen verbessert sich die Bestimmung der Variablen x nicht. Durch die Rekonstruktion von Bremsstrahlungsphotonen in Elektronstrahlrichtung läßt sich der *Fehler* in der Bestimmung der kinematischen Variablen verringern.

Kapitel 7

Analyse und Rekonstruktion von Daten

7.1 NC Ereignisse mit hohem Q^2

Im Jahr 1992 betrug die integrierte Luminosität bei H1 etwa 25 nb^{-1} und es wurde kein sicherer Kandidat für CC Ereignisse gefunden (etwa ein Kandidat wurde erwartet). Aus den im Herbst registrierten Ereignissen wurden durch Selektionskriterien 110 NC Ereignisse selektiert, die das gestreute Elektron im Flüssigargonkalorimeter haben ($\theta_{l'} \gtrsim 150°$, $Q_l^2 \gtrsim 100\ GeV^2$). Als Hauptkriterium wurden bei der Selektion elektromagnetische Cluster mit einer Mindestenergie von 5.0 GeV als Elektronkandidaten gefordert.

Diese 110 Ereignisse [Merz93] dienten als Grundlage für eine erste Untersuchung von Photonabstrahlung, deren Ergebnisse hier vorgestellt werden. Es wurden zwei Aspekte untersucht und mit Ergebnissen der Monte–Carlo–Simulation verglichen: Erstens die Korrektur der Kinematik bei Photonabstrahlung in Elektronstrahlrichtung und zweitens die Suche nach Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter (sowohl Rückwärtskalorimeter als auch Flüssigargonkalorimeter).

Die Daten wurden mit 1374 Monte–Carlo Ereignissen verglichen, die von DJANGO 1.0 mit einem minimalen Impulsübertrag von $Q_l^2 > 200\ GeV^2$ generiert, vollständig simuliert und rekonstruiert worden sind. Dabei wurde der komplette kinematische Bereich generiert. Der generierte Wirkungsquerschnitt beträgt $2.8\,nb$. Für die Meßperiode 1992 werden somit etwa 70 Ereignisse mit $Q_l^2 > 200\,GeV^2$ erwartet.

Um exakte Vergleichsbedingungen für quantitative Analysen zu schaffen, müßten die Monte–Carlo–Daten nach den Triggerbedingungen und Selektionskriterien selektiert werden. Außerdem müßte eine genaue Abschätzung der Untergrundereignisse in der Datenselektion erfolgen. Beides wird in dieser Arbeit nicht gemacht. Als Untergrund hat man Protonstrahl–Gas Ereignisse, Photoproduktion, kosmische Ereignisse (kosmische Myonen, die im Kalorimeter Energie deponieren) und Unter-

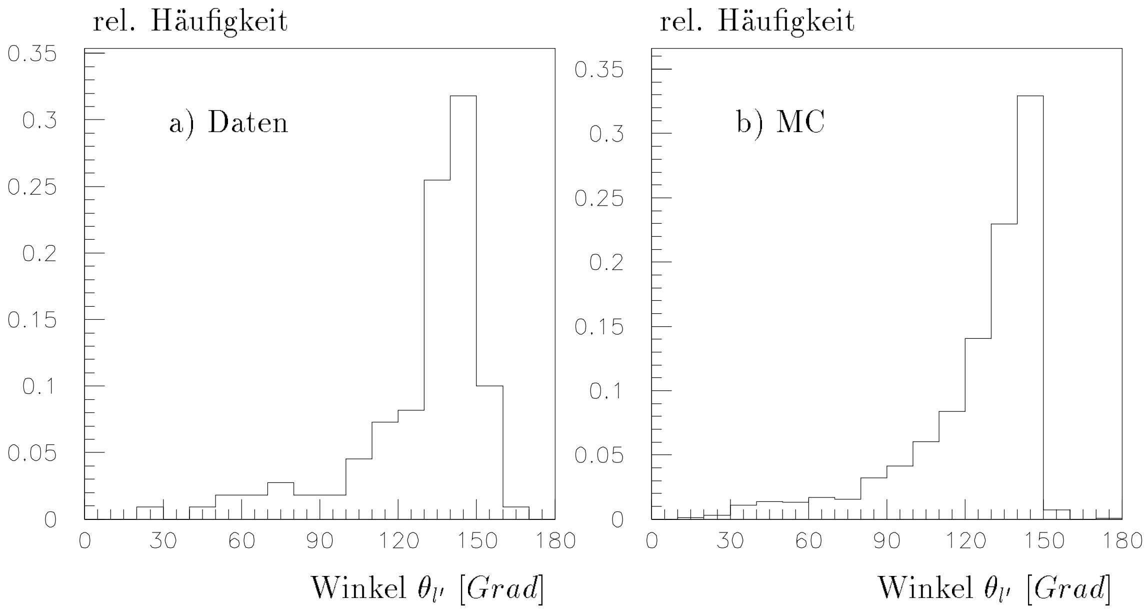


Abbildung 7.1: *Winkelverteilung des gestreuten Elektrons: a) zeigt das identifizierte Elektron der gemessenen Daten, b) zeigt den Elektronwinkel nach der Rekonstruktion von Monte–Carlo Ereignissen.*

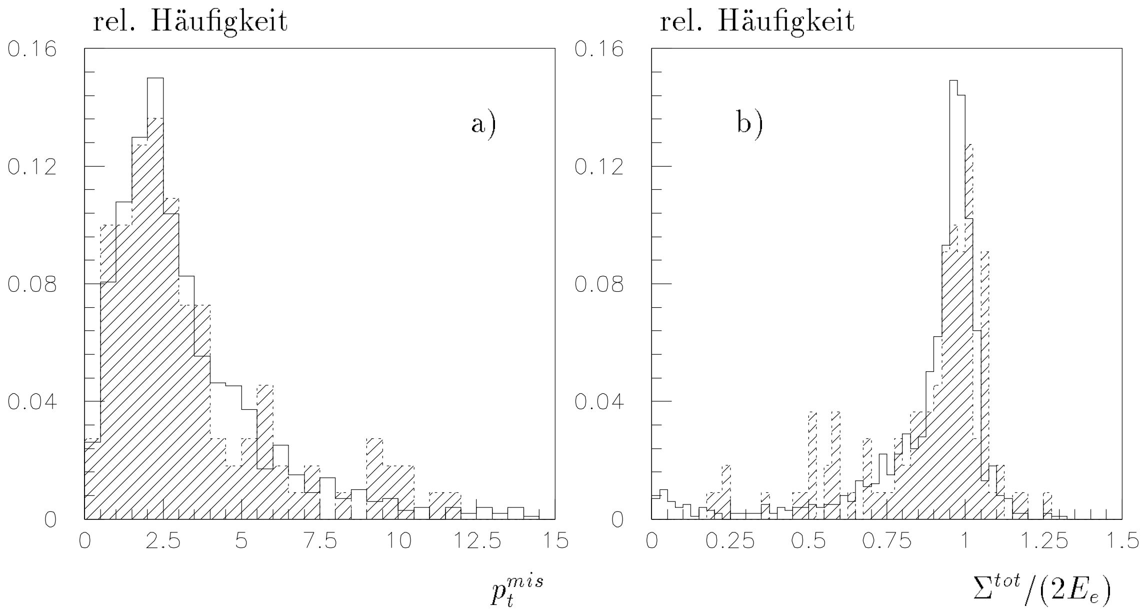


Abbildung 7.2: *a) Verteilung von p_t^{mis} der Daten (schraffiert) und Monte–Carlo (durchgezogen). b) Verteilung von $\Sigma^{tot}/(2E_e)$ der Daten (schraffiert) und Monte–Carlo (durchgezogen).*

grund durch elektronisches Rauschen im Kalorimeter. Untergrundprozesse können dazu führen, daß im Kalorimeter zu viel Energie rekonstruiert wird, und daß andere Prozesse registiert werden.

Abb. 7.1 zeigt die Winkelverteilung des gestreuten Elektrons a) für Daten und b) für Monte–Carlo Ereignisse. Das Elektron wurde in den Daten mit Hilfe eines Algorithmus zur Elektronfindung selektiert, während bei b) das Elektron bekannt ist. Die Abbildungen zeigen eine gute Übereinstimmung.

Der "Elektronfindungsalgorithmus" sucht dasjenige Cluster, welches den größten isolierten elektromagnetischen Transversalimpuls besitzt. Die Isolation ist nicht gegeben, wenn sich hadronische Energie in einem Öffnungswinkel von 40° um den Elektronkandidaten befindet. Dieser Algorithmus findet auch bei FSR Ereignissen, die zwei benachbarte elektromagnetische Cluster vom Elektron und Bremsstrahlungsphoton besitzen, das Elektron. Außerdem wird eine Verbindung vom Spurendetektor zum Kalorimeter verlangt, die einen maximalen Winkelabstand von 8.5° zwischen extrapolierter Spur und gemessener Clusterposition erlaubt.

Dieser "Algorithmus" wurde in der Monte-Carlo–Simulation für verschiedene kinematische Bereiche getestet (von $3\,GeV^2 < Q^2 < 100,000\ GeV^2$). Die Effizienz, das gestreute Elektron zu finden, beträgt mehr als 97% für den Bereich $0.001 < y < 0.99$. In den restlichen Fällen wurde meistens fälschlicherweise ein Teilchen des Hadronsystems gefunden. In den Daten dürften Fehlidentifikationen des Elektrons klein sein.

Abb. 7.2 zeigt die Verteilungen von p_t^{mis} und $\Sigma^{tot}/(2\,E_e)$ verglichen mit den Ergebnissen des Monte–Carlos. Die Übereinstimmung ist im Rahmen der statistischen Genauigkeit gut. Die Mittelwerte und die Standardabweichungen der Verteilungen sind:

p_t^{mis}	:	3.36 ; 2.61	(Daten)	3.23 ; 2.42	(Monte–Carlo)
Σ^{tot}	:	0.875 ; 0.214	(Daten)	0.876 ; 0.221	(Monte–Carlo)

Beide Größen werden im nächsten Abschnitt dazu verwendet, ein fehlendes Bremsstrahlungsphoton in Elektronstrahlrichtung, wie im letzten Kapitel beschrieben, zu rekonstruieren.

7.2 Kinematische Rekonstruktion von Bremsstrahlungsphotonen

Abb. 7.3 zeigt die Korrelation zwischen hadronisch gemessenem und leptonisch gemessenem Impulsübertrag vor und nach der Korrektur bei Rekonstruktion eines Bremsstrahlungsphotons. Das Verfahren ist in Kap. 6.2 beschrieben. Dabei wird

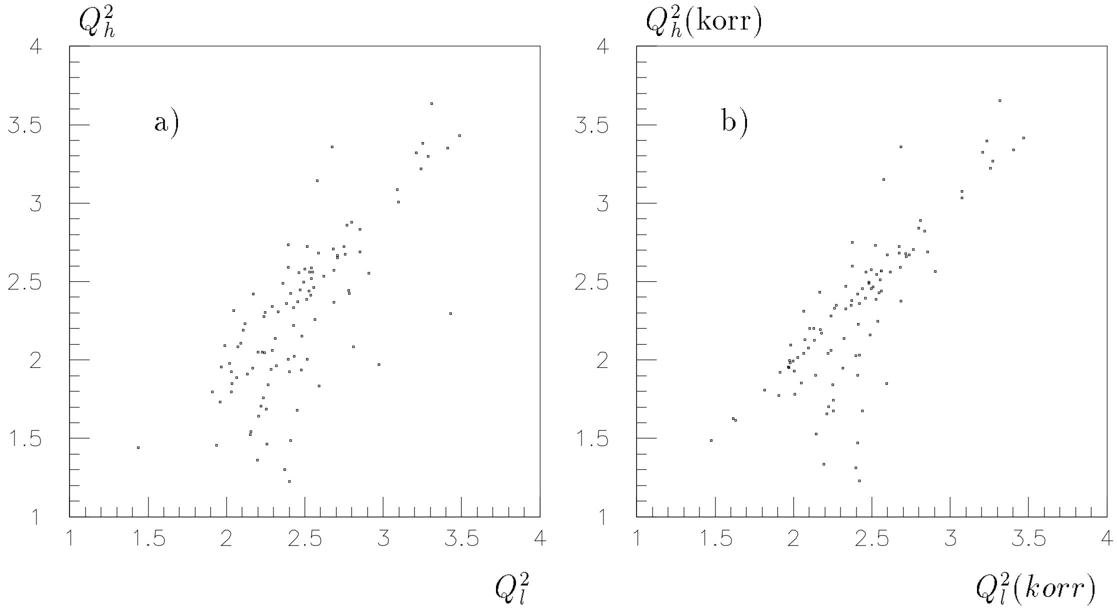


Abbildung 7.3: *Korrelation vom hadronisch gemessenen und leptonisch gemessenen Impulsübertrag: a) nach Elektronidentifikation und b) nach Elektronidentifikation und kinematischer Rekonstruktion eines Bremsstrahlungsphotons.*

über die Größen p_t^{mis} und Σ^{tot} ein fehlendes Bremsstrahlungsphoton in Elektronstrahlrichtung rekonstruiert. Der hadronisch gemessene korrigierte Impulsübertrag wird über Gl. 3.32 und der leptonisch gemessene korrigierte Impulsübertrag über Gl. 3.18 berechnet.

fehlende Energie E^{mis}	Rekonstruktionsrate	
	Daten (N=110) [%]	MC (N=1374) [%]
$E^{mis} > 2\ GeV$	16.4 ± 3.5	10.6 ± 0.8
$E^{mis} > 5\ GeV$	14.5 ± 3.4	9.5 ± 0.8
$E^{mis} > 10\ GeV$	11.8 ± 3.1	7.1 ± 0.7

Tabelle 7.1: *Rekonstruktionsraten eines fehlenden Teilchens mit* $\theta^{mis} > 166°$ *in Abhängigkeit von der fehlenden Energie für Daten und Monte–Carlo.*

Die Rekonstruktionsrate ist in Tabelle 7.1 in Abhängigkeit von der Energie des fehlenden Teilchens dargestellt. Dabei wurden fehlende Teilchen für Polarwinkel $\theta^{mis} > 166°$ rekonstruiert. Die erwarteten Rekonstruktionraten liegen etwa 50 % unter den gemessenen Raten. Die Abweichungen können auf die geringe Statistik zurückzuführen sein. Außerdem wurden systematische Effekte bei der Datenselektion und Untergrundereignisse (z.B. Photoproduktion) nicht berücksichtigt.

7.3 Identifikation von Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter

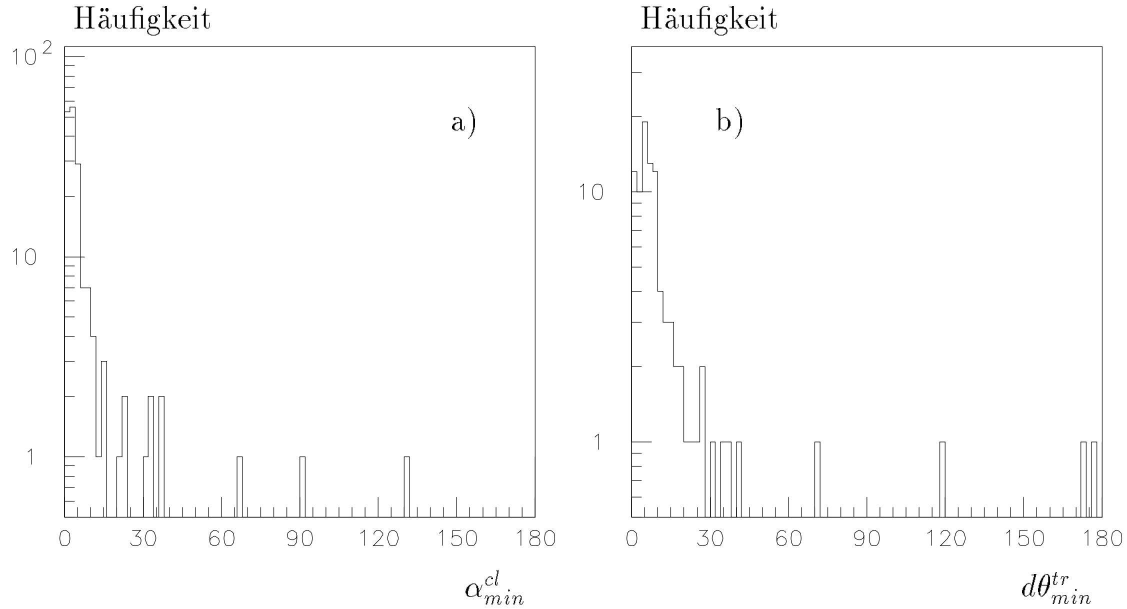


Abbildung 7.4: *a) Öffnungswinkel zwischen elektromagnetischem Cluster mit $E_{cl} > 5.0\,GeV$ und nächstem Cluster. b) Differenz des Polarwinkels vom elektromagnetischen Cluster mit $E_{cl} > 5.0\,GeV$ zur nächsten guten Spur. (110 Ereignisse mit hohem Impulsübertrag.)*

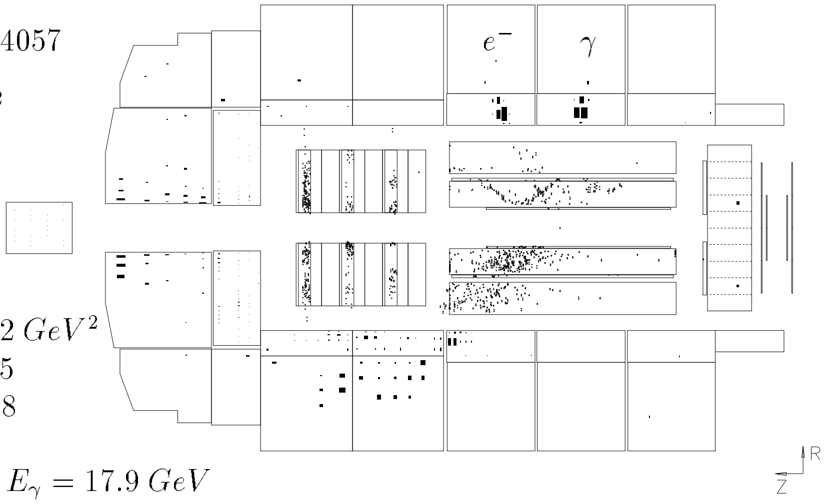
Der im Kap. 6.3 gezeigte Algorithmus, um Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter zu finden, wurde an den Daten getestet. Abb. 7.4 zeigt in a) den Öffnungswinkel benachbarter Cluster und in b) die Polarwinkeldifferenzen von Cluster zur nächsten Spur.

In Abbildung a) wurden fünf Cluster mit $\alpha^{cl}_{min} > 34°$ selektiert. Eine visuelle Kontrolle der Ereignisse zeigte vier Bremsstrahlungsphotonen im Rückwärtskalorimeter. Einmal wurde das gestreute Elektron selektiert, welches fälschlicherweise nicht durch den Elektronfindungsalgorithmus erkannt wurde. Vier Bremsstrahlungsphotonen in 110 Ereignissen ergibt eine Rate von (3.6 ± 1.8) %. Nach der Monte–Carlo–Simulation erwartet man (2.7 ± 0.6) % mit einem Untergrund von (0.7 ± 0.3) % durch Teilchen des Hadronsystems.

In Abbildung b) wurden vier Cluster mit $d\,\theta^{tr}_{min} > 57°$ selektiert. In zwei Fällen wurden Ereignisse selektiert, die auch durch die "α–Selektion" gefunden wurden. Eines der beiden neuen Ereignisse hat ein Bremsstrahlungsphoton im Rückwärtskalorimeter, während das andere ein Bremsstrahlungsphoton im Flüssigargonkalorimeter hat. Nach der Simulation erwartet man eine Rate von (2.6 ± 0.6) % mit

a) Run 33756 #24057

$Q_l^2 = 1793\ GeV^2$
$y_l = 0.741$
$x_l = 0.028$

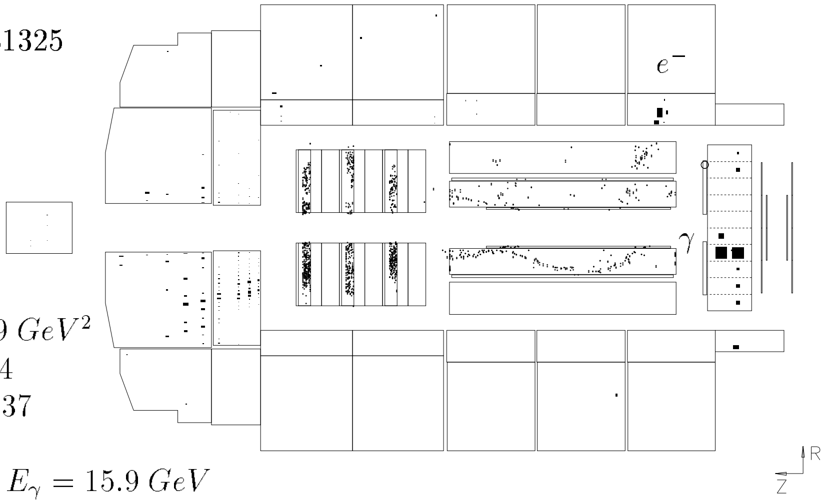


$Q_{l\gamma}^2(korr) = 2002\ GeV^2$
$y_{l\gamma}(korr) = 0.335$
$x_{l\gamma}(korr) = 0.068$

$E_{l'} = 23.7\ GeV,\ E_\gamma = 17.9\ GeV$

b) Run 34595 #31325

$Q_l^2 = 208\ GeV^2$
$y_l = 0.617$
$x_l = 0.0039$



$Q_{l\gamma}^2(korr) = 75.9\ GeV^2$
$y_{l\gamma}(korr) = 0.234$
$x_{l\gamma}(korr) = 0.0037$

$E_{l'} = 12.2\ GeV,\ E_\gamma = 15.9\ GeV$

Abbildung 7.5: *Gemessene radiative Ereignisse mit a) einem Bremsstrahlungsphoton im Flüssigargonkalorimeter und b) einem Bremsstrahlungsphoton im Rückwärtskalorimeter. Die kinematischen Variablen zeigen das Ergebnis bei Berechnung vom gestreuten Elektron und die Korrektur bei Berechnung vom Elektron und Bremsstrahlungsphoton.*

einem Untergrund von (0.7 ± 0.3) % durch Teilchen des Hadronsystems. Die beiden Ereignisse, die nur von der "$d\theta$–Selektion" gefunden wurden, sind in Abb. 7.5 dargestellt.

Abbildung a) zeigt vermutlich ein FSR Ereignis, in dem der Öffnungswinkel zwischen Elektron und Photon $68.4°$ beträgt. Es ist nicht auszuschließen, daß das neutrale elektromagnetische Cluster aus pionischen Photonen entstanden ist. Abbildung b) zeigt ein typisches ISR Ereignis. In beiden Ereignissen ergeben sich große Unterschiede zwischen den leptonisch berechneten und den korrigierten kinematischen Variablen. Während der Unterschied bei a) in der Bestimmung von x groß ist, ist der Unterschied bei b) in der Bestimmung vom Impulsübertrag groß.

In insgesamt sieben Ereignissen wurden Bremsstrahlungsphotonen [1] mit einer Energie über 5 GeV (bis 17.9 GeV) gefunden, was einer Rate von (6.4 ± 2.4) % entspricht. Nach der Simulation ist eine Rate von (2.9 ± 0.6) % dafür zu erwarten, daß überhaupt ein Bremsstrahlungsphoton mit einer Energie über 5 GeV in das Kalorimeter geht.

[1] Ein FSR Ereignis wurde nur visuell gefunden. Das Bremsstrahlungsphoton ist etwa $10°$ vom Elektron entfernt. Bremsstrahlungsphoton und Elektron wurden zusammen als ein Cluster rekonstruiert.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Reaktionen e p $\rightarrow$ e γ X , ν_e γ X bei hohen Impulsüberträgen und dabei insbesondere der Effekt von Bremsstrahlung untersucht.

Zunächst wurde die Kinematik in Bremsstrahlungsereignissen mit Abstrahlung von Photonen in Elektronstrahlrichtung (kollineare ISR) und in das Kalorimeter betrachtet und durch eine Parameterstudie ergänzt.

Anhand von simulierten Daten wurden die Eigenschaften von Bremsstrahlungsphotonen und Bremsstrahlungsereignissen aufgezeigt. Dem schloß sich eine Untersuchung des Einflusses von Bremsstrahlung auf die Selektion von NC und CC Ereignissen an. Kriterien zur Unterscheidung von NC und CC Ereignissen wurden diskutiert. Dabei wurde die Methode der Rekonstruktion eines fehlenden Teilchens entwickelt. Die Unterscheidung von NC und CC Ereignissen konnte dadurch verbessert werden.

Anschließend wurden zwei Methoden der Identifikation von Bremsstrahlungsphotonen aufgezeigt: die Rekonstruktion von Photonabstrahlung in Elektronstrahlrichtung mit der Methode des fehlenden Teilchens und die Erkennung von isolierten Bremsstrahlungsphotonen im Kalorimeter.

In 7 % aller NC Ereignisse mit $Q_l^2 > 200\ GeV^2$ ließen sich Bremsstrahlungsphotonen in Elektronstrahlrichtung indirekt über die Kinematik richtig rekonstruieren. In 3–4 % der NC Ereignisse und in 2.0 % der CC Ereignisse mit $Q_l^2 > 25\ GeV^2$ wurden Photonen direkt im Kalorimeter identifiziert. Bei NC Ereignissen ließen sich somit 40% aller Bremsstrahlungsphotonen mit mehr als 0.5 GeV und etwa 65% aller Bremsstrahlungsphotonen mit mehr als 5.0 GeV finden. Bei CC Ereignissen war das bei 20% aller Bremsstrahlungsphotonen mit mehr als 5.0 GeV möglich.

Eine erste Untersuchung von experimentellen Daten mit hohem Q^2 zeigte Übereinstimmung mit simulierten Daten. Bei den experimentellen Daten wurden mehr Photonen in Elektronstrahlrichtung als erwartet kinematisch rekonstruiert. Ebenso wurden im Kalorimeter mehr Photonen als erwartet nachgewiesen. Die statistischen Abweichungen betragen jeweils etwa 1.5 σ.

Anhang A

Kinematik

Die Definitionen der im Anhang verwendeten Variablen befinden sich im Abschnitt 3.2.

A.1 Skalenvariable x_l in radiativen Ereignissen

Herleitung der Gleichung 3.22:

Die Definition der leptonischen Skalenvariable x_l lautet:

$$x_l \;:=\; -\frac{q_l^2}{2\,p\cdot q_l} \tag{A.1}$$

$$=\; x\,\frac{l\cdot l'}{p_x\cdot l\;-\;p_x\cdot l'} \tag{A.2}$$

Für die zweite Gleichung wurde die Definition des leptonischen Impulsübertrags und die Definition der Skalenvariable x eingesetzt (Massen werden vernachlässigt). Betrachtet man die Lepton–Quark–Streuung mit Abstrahlung eines Photons, so gilt die Identität:

$$p_x \;=\; p'_x + l' + k - l \tag{A.3}$$

Ersetzt man in Gl. A.2 im ersten Produkt des Nenners p_x , so erhält man:

$$x_l \;=\; x\,\frac{l\cdot l'}{p'_x\cdot l\;+\;l\cdot l'\;+\;l\cdot k\;-\;p_x\cdot l'} \tag{A.4}$$

Löst man Gl. A.3 nach $p_x - l'$ auf und quadriert die Gleichung, so gilt:

$$-\,p_x\cdot l' \;=\; -p'_x\cdot l\;+\;k\cdot(p'_x - l) \tag{A.5}$$

Setzt man diese Beziehung in Gl. A.4 ein und formt diese um, so ergibt sich für das Verhältnis von x und leptonisch berechneten x_l:

$$\frac{x}{x_l} \;=\; 1\;+\;\frac{k\cdot p'_x}{l\cdot l'}\;\geq\;1 \tag{A.6}$$

Über das Elektron wird die Skalenvariable x systematisch zu klein berechnet.

A.2 4–Vektor des gestreuten Quarks

Herleitung der Gl. 3.35

Im naiven Partonmodell wird die Hadronwechselwirkung durch ein masseloses Parton beschrieben, das einen 4–Impulsanteil x vom Hadron besitzt. Der Protonrest hat dann den 4–Vektor $h' = (1-x)\,p$. Der Protonrest besitzt keinen Transversalimpuls. Unter der Annahme, daß alle 4–Vektoren des hadronischen Endzustands gegeben seien, bildet man die Größen:

$$\begin{aligned}
p_t^h &= \sqrt{\Big(\sum_{sichtb.Hadronen} p_{x\,i}\Big)^2 + \Big(\sum_{sichtb.Hadronen} p_{y\,i}\Big)^2} \\
\Sigma^h &= \sum_{sichtb.Hadronen} E_i - p_{z\,i}
\end{aligned}$$

Der Protonrest trägt zu diesen Größen nicht bei [1]. Deswegen gilt:

$$\begin{aligned}
p_t^h &\approx p_{t\,q'} \\
\Sigma^h &\approx E_{q'} - p_{z\,q'} \\
{\Sigma^h}^2 &\approx E_{q'}^2 - {p_{z\,q'}}^2 - 2\,p_{z\,q'}\,(E_{q'} - p_{z\,q'}) \\
&= {p_{t\,q'}}^2 - 2\,p_{z\,q'}\,\Sigma^h
\end{aligned}$$

Dabei wird das Quark als masselos angenommen. $E_{q'}$ und $\vec{p}_{q'}$ sind Energie und Impuls des gestreuten Quarks.

Durch einfache Umformung erhält man den Longitudinalimpuls und die Energie des gestreuten Quarks:

$$\begin{aligned}
p_{z\,q'} &= \frac{{p_t^h}^2 - {\Sigma^h}^2}{2\,\Sigma^h} \\
E_{q'} &= \frac{{p_t^h}^2 + {\Sigma^h}^2}{2\,\Sigma^h}
\end{aligned}$$

[1]Allerdings muß beachtet werden, daß der Protonrest zusammen mit dem gestreuten Quark fragmentiert. Da der Detektor die Protonstrahlrichtung nicht abdeckt, können Teilchen des hadronischen Systems mit Transversalimpuls entweichen. Das führt zu systematischen Fehlern in p_t^h und Σ^h.

A.3 Berechnung der kinematischen Variablen vom hadronischem Endzustand in radiativen Ereignissen

Herleitung der Gleichung 3.32:

Die 4–Vektoren des Anfangs- und Endzustands müssen übereinstimmen. Es gilt also (siehe Abb. 3.4):

$$l + p_x = l' + k + p'_x \tag{A.7}$$

Diese Gleichung wird nach bekannten Variablen und nach Variablen des Hadronsystems aufgelöst:

$$l + xp - p'_x = l' + k$$

Dabei wird die Annahme gemacht, daß das Parton masselos sei, oder als solches betrachtet werden kann. Quadrieren der Gleichung und Vernachlässigung der Massenterme ergibt:

$$2\,x\;l\cdot p \;-\; 2\,l\cdot p'_x \;-\; 2\,x\;p\cdot p'_x \;=\; {m_{l'\gamma}}^2$$

$m_{l'\gamma}$ ist die invariante Masse des gestreuten Lepton–Photonsystems. Auflösen nach $2\,x$ ergibt:

$$2\,x \;=\; \frac{2\,l\cdot p'_x \;+\; {m_{l'\gamma}}^2}{l\cdot p \;-\; p\cdot p'_x}$$

Multipliziert man beide Seiten mit lp und y, erhält man:

$$2\,xy\;l\cdot p \;=\; \frac{2y\,l\cdot p'_x \;+\; y{m_{l'\gamma}}^2}{1 \;-\; \frac{p\cdot p'_x}{l\cdot p}}$$

Die linke Seite ist das zweifache Quadrat des Impulsübertrags. Auf der rechten Seite kann der Ausdruck pp'_x unter Vernachlässigung der Hadronmasse durch pq ersetzt werden. Die linke Seite im Zähler läßt sich vereinfachen:

$$\begin{aligned}
2\,y\;l\cdot p'_x \;&=\; 2\,\frac{(p\cdot p'_x)(l\cdot p'_x)}{p\cdot l}\\
&=\; E_{q'}^2\,(1-\cos\theta_{q'})(1+\cos\theta_{q'})\\
&=\; {p_{t_q}}^2 \;=\; {p_t^h}^2
\end{aligned}$$

$E_{q'}$ und $\theta_{q'}$ sind die Energie und der Polarwinkel des gestreuten Quarks. Durch Einsetzen erhält man Gleichung 3.32:

$$Q^2 = \frac{{p_t^h}^2 \;+\; y\;m_{l'\gamma}^2}{1-y}$$

Herleitung der Gleichung 3.33:

Diese Gleichung wird auf die gleiche Weise hergeleitet wie die vorherige, nur daß die 4–Vektoren im Partonmodell (Gleichung A.7) nach dem Neutrino aufgelöst und die Gleichung anschließend quadriert wird. Das ergibt:

$$0 \;=\; 2\,x\,(l-k)\cdot p \;-\; 2\,(l-k)\cdot p'_x \;-\; 2\,x\,p\cdot p'_x \;-\; 2\,l\cdot k$$

Dabei wurden alle Massenterme vernachlässigt. Auflösen der Gleichung nach $2x$ ergibt:

$$2x \;=\; \frac{2\,(l-k)\cdot p'_x \;+\; 2\,l\cdot k}{(l-k)\cdot p \;-\; p\cdot p'_x}$$

Multipliziert man beide Seiten wieder mit lp und y, erhält man:

$$2\,xy\;l\cdot p \;=\; \frac{2y\,l\cdot p'_x \;+\; 2\,y\;k\cdot(l-p'_x)}{1 \;-\; \frac{p\cdot p'_x}{l\cdot p} \;-\; \frac{k\cdot p_x}{l\cdot p}}$$

Mit den schon oben beschriebenen Vereinfachungen ergibt sich Gleichung 3.33:

$$Q^2 = \frac{{p_t^h}^2 \;+\; 2\,y\;k\cdot(l-p'_x)}{1-y-y_\gamma}$$

Dabei wurde die Definition 3.34 verwendet um den Nenner zu vereinfachen. Dem Nenner entspricht $1-y_l$, was im geladenen Strom nicht direkt gemessen werden kann. Der Zähler enthält Korrekturen, in denen die invariante Masse von Bremsstrahlungsphoton und einlaufenden Elektron und die invariante Masse von Bremsstrahlungsphoton und gestreuten Quark eingehen.

A.4 Rekonstruktion eines fehlenden Teilchens

Mit Hilfe von kinematischen Betrachtungen läßt sich ein 4–Vektor eines fehlenden Teilchens bei Berücksichtigung von Energieverlusten in Protonstrahlrichtung rekonstruieren. Rekonstruiert man die Kinematik eines Ereignisses, so muß der 4–Vektor des Endzustands dem 4–Vektor des Anfangszustands entsprechen. Abweichungen deuten auf ein nicht nachweisbares Neutrino oder auf ein Teilchen hin, das durch eine Lücke im Detektor entwichen ist. Davon verliert man beim H1-Detektor eine Erhaltungsgröße, weil man den Energiefluß in Protonstrahlrichtung nicht kennt. Davon bleibt die Größe $E-p_z$ aber weitgehend unberührt, wenn man annimmt, daß in Protonstrahlrichtung nur Teilchen mit Longitudinalimpuls verschwinden, deren Masse vernachlässigt werden kann. Die übrigen Parameter, die man bestimmen kann, sind der Transversalimpuls und die Azimutalrichtung des Transversalimpulses.

Es seien die Größen p_t und Σ gegeben durch:

$$\begin{aligned} p_t &= \sqrt{(\sum_{sichtb.Teilchen} p_{x\,i})^2 + (\sum_{sichtb.Teilchen} p_{y\,i})^2} \\ \Sigma^{tot} &= \sum_{sichtb.Teilchen} E_i - p_{z\,i} \end{aligned}$$

Das fehlende Teilchen sei als masselos angenommen. Die Differenz von Energie und Longitudinalimpuls des Teilchens ist gegeben durch:

$$\Sigma^{mis} + \Sigma := E - p_z = 2E_e$$

Wie in Abschnitt A.1 bei der Bestimmung des gestreuten Quarks läßt sich die Energie und der Longitudinalimpuls des fehlenden Teilchens bestimmen:

$$\begin{aligned} \Sigma^{mis} &= 2E_e \; - \; \Sigma^{tot} \\ p_t^{mis} &= p_t \\ p_z{}^{mis} &= \frac{p_t^2 - (2E_e - \Sigma^{tot})^2}{4E_e - 2\,\Sigma^{tot}} \\ E^{mis} &= \frac{p_t{}^2 + (2E_e - \Sigma^{tot})^2}{4E_e - 2\,\Sigma^{tot}} \end{aligned} \tag{A.8}$$

Dieses Verfahren ist gut anwendbar bei großen fehlenden Transversalimpulsen und bei kleinen Differenzen von Gesamtenergie und Gesamtlongitudinalimpuls. Die Rekonstruktion eines fehlenden Teilchens ist nicht mehr möglich, falls:

$$\Sigma^{tot} \; > \; 2\,E_e$$

In diesem Fall hat man zu viel Energie (z.B. Untergrund) gemessen. Das fehlende Teilchen müßte negative Energie besitzen, um Energieerhaltung zu erfüllen. Setzt man in die Gleichungen $-\Sigma^{mis}$ statt Σ^{mis} ein, so erhält man denjenigen 4–Vektor, der beschreibt, wohin zu viel Energie geflossen ist.

Unsicherheiten bei der Berechnung eines fehlenden Teilchens treten durch Energiefluktationen im Rückwärtskalorimeter (Fehler in Σ^{tot}), durch Inhomogenitäten der Kalorimeter und durch den Targetjet (Fehler in p_t durch verschwindene Teilchen in Protonstrahlrichtung) auf.

Literaturverzeichnis

[Baur92] *U.Baur, J.A.M.Vermaseren, D.Zeppenfeld,* Electroweak vector boson production in high-energy e p collisions. FSU-HEP-911028, Oct 1991. Published in Nucl.Phys.B375: 3-44, 1992

[Bern91] *G.Bernardi, W.Hildesheim,* A Detailed simulation of F2 measurability at HERA. Proceedings, Physics at HERA, Vol.1: 79-100, Hamburg 1991

[Bert92] *U.Berthon, S.Levonian, Th.Naumann,* H1LOOK User's Guide. H1LOOK - General Purpose H1 Event Display, Version 1.05, DESY Juli 1992

[Blon79] *A.Blondel, F.Jacquet,* Proceedings of the study of an ep facility for Europe, Ed. U.Amaldi, DESY 79/48, p.391-394, 1979

[Blüm87] *J.Blümlein et al.,* Testing the electroweak standard model at HERA, Proceedings, HERA Workshop Vol.2: 687-711, Hamburg 1987

[Bris91] *V.Brisson et al.,* The Measurement of electroweak parameters at HERA, Proceedings, Physics at HERA, Vol.2: 947-972, Hamburg 1991

[Cour92] *A.Courau, S.Kermiche,* QED Compton events in H1: Luminosity measurement and BEMC calibration studies, H1 interner Bericht, H1-12/92-260, DESY 1992

[Cozz92] *G. Cozzika,* The H1 Detector, Contribution to third International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Corpus Christi, TX, 29 Sep - 2 Oct 1992. DAPNIA-SPP-92-29, Nov 1992.

[Felt87] *J.Feltesse,* Measurement of Inclusive Differential Cross Sections, Proceedings, HERA Workshop Vol.1: 33-57, Hamburg 1987

[Flei93] *M.Fleischer, E.Peppel,* Recalculation of global BEMC parameters, H1–BEMC Gruppe 35-93, DESY 1993

[Hoeg91] *K.C.Hoeger,* Measurement of x, y, Q**2 in neutral current events, Proceedings, Physics at HERA Vol.2: 43-55, Hamburg 1991

[Holl87] *W.Hollik,* Radiative Corrections in Deep Inelastic Scattering - Essentials for HERA Processes, Proceedings, HERA Workshop Vol.2: 579-604, Hamburg 1987

[Inge91] *G.Ingelman,* LEPTO version 6.1: The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton - nucleon scattering, Proceedings, Physics at HERA Vol.3: 1366-1394, Hamburg 1991

[Kwia90] *A.Kwiatkowski, H.Spiesberger, H.-J.Möhring,* Characteristics of Radiative Events in Deep Inelastic ep Scattering at HERA, Z.Phys.C50:165-178, 1991

[Kwia91] *A.Kwiatkowski, H.Spiesberger, H.-J.Möhring,* Heracles: an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes: version 4.1, Proceedings, Physics at HERA Vol.3: 1294-1310, Hamburg 1991

[Lani93] *P.Lanius, M.Kuhlen, J-P.Kubenka,* Eigenschaften des hadronischen Endzustandes in der tief-inelastischen ep-Streuung bei HERA, DPG Vortrag in Mainz, März 1993

[Lönn92] *L. Lönnblad,* Ariadne version 4, A Program for Simulation of QCD-Cascades Implementing the Colour Dipole Model, DESY Preprint 92-046

[Mart92] *A.D.Martin, R.G.Roberts, W.J.Stirling,* Durham Preprint, DTP/92-16, 1992

[Merz93] *Th. Merz,* Datensatz auf der DESY IBM mit selektierten NC Ereignissen mit hohem Q^2: F21MER.H1DST5.FALL1992.HIGHQ2.FINAL, DESY Januar 1993

[Meye91] *J.Meyer et al.,* H1 Documentation, Guide for H1 simulation program H1SIM, H1 Software Note 3, DESY Hamburg 1991

[Schu91a] *G.A.Schuler, H.Spiesberger,* Reconstruction of event kinematics for radiative events, Proceedings, Physics at HERA Vol.2: 870-875, Hamburg 1991

[Schu91b] *G.A.Schuler, H.Spiesberger,* DJANGO: The Interface for the event generators HERACLES and LEPTO, Proceedings, Physics at HERA Vol.3: 1419-1432, Hamburg 1991

[Sjos86] *T.Sjostrand, M.Bengtsson,* The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e+ e- Physics: JETSET Version 6.3: An Update. LU-TP-86-22, Oct 1986. Comput.Phys.Commun.43: 367, 1987

[Spie87] *H.Spiesberger,* Theoretical Discussion of Radiative Corretion Calculations, Proceedings of the HERA Workshop Vol.2: 605-643, Hamburg 1987

[Spie91] *H.Spiesberger et al.,* Radiative Corrections at HERA , Proceedings of the HERA Workshop Vol.2: 798-844, Hamburg 1991