Untersuchungen zur hadronischen Struktur quasireeller Photonen bei HERA

Diplomarbeit
vorgelegt von

Hartmut Rick

am Institut für Physik
der Universität Dortmund

März 1994

Zusammenfassung

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA ermöglicht die Untersuchung von Streureaktionen fast reeller Photonen an Protonen bis zu einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV. Die vorliegende Arbeit untersucht die innere Struktur des Photons mit Hilfe von 2-Jet-Ereignissen, bei denen beide Jets einen großen Transversalimpuls haben. Sie stützt sich auf Daten einer integrierten Luminosität von 320 nb^{-1}, die mit dem H1-Detektor im Jahre 1993 aufgezeichnet wurden. Durch die Analyse von Ereignissen ohne nachgewiesenes Elektron kann der gesamte bei HERA zugängliche Bereich von γp-Schwerpunktsenergien bis 300 GeV abgedeckt werden. Die Daten zeigen die Beiträge sowohl der punktförmigen, als auch der hadronisch aufgelösten Komponente des Photons. Es wird ein Wirkungsquerschnitt angegeben für 2-Jet-Ereignisse im Bereich großer x_γ, der von der punktförmigen Komponente mit elektromagnetischer Kopplung an Quarks dominiert wird.

Abstract

In this thesis, the properties of almost real photons are studied using photoproduction events with two high-p_T jets in the final state. The data considered were recorded by the H1 detector during the 1993 data taking period and correspond to an integrated luminosity of 320 nb^{-1}. The study includes both tagged and untagged events and thus covers the full range of γp center of mass energies up to 300 GeV which is accessible at HERA. Evidence is shown for both direct and resolved photon interactions and a cross section is given for 2-jet events in the high-x_γ region, which is expected to be dominated by the direct photon processes.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **3**

1 Physik-Prozesse bei HERA **5**
1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung 6
1.2 Photoproduktion 7
1.2.1 Harte Photoproduktion 8

2 Ereignissimulation **14**
2.1 Pythia 14
2.2 IJRAY 15

3 Rekonstruktion der Partonkinematik **16**
3.1 Berechnung der Energie des einlaufenden Photons 16
3.2 Jetalgorithmen 17
3.2.1 Cone-Algorithmen 17
3.2.2 Korrelation von Jet- und Partonvariablen 19
3.3 Berechnung von x_γ und x_p 20

4 Der H1-Detektor bei HERA **23**
4.1 HERA 23
4.2 Aufbau des H1-Detektors 24
4.3 Die Datennahmeperiode 1993 26
4.4 Datennahme 27
4.4.1 Trigger 27
4.4.2 Ereignis-Klassifikation 28
4.5 Detektorsimulation für Monte-Carlo-Ereignisse 29
4.6 Einfluß der Detektorauflösung auf die Rekonstruktion der Jet-Kinematik 31

5 Datenselektion **36**
5.1 Proton-Gas-Untergrund 37
5.1.1 Vertexrekonstruktion 37
5.1.2 Kinematik bei Proton-Gas-Ereignissen 39
5.1.3 Topologie von Proton-Gas-Ereignissen 40
5.2 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung 43
5.2.1 Neutrale Ströme 43
5.2.2 Geladene Ströme 46
5.3 Kosmische Myonen und Halomyonen 46
5.4 Zusammenfassung der Selektionskriterien 48

6 Untersuchungen zur Photonstruktur **49**
6.1 Die fehlende Rückwärts-Energie . . . 49
6.2 Das Vorwärtsenergiefluß-Problem . . . 55
6.3 Abschätzung der Triggereffizienz . . . 57
6.4 Nachweis der Beiträge von direktem und aufgelöstem Photon . . . 60
6.5 Berechnung eines 2-Jet-Wirkungsquerschnitts . . . 63
6.5.1 Systematische Unsicherheiten . . . 66
6.5.2 Angabe des ep-Wirkungsquerschnitts . . . 69
6.6 Berechnung des γp-Wirkungsquerschnitts . . . 70

7 Zusammenfassung und Ausblick **72**

Danksagung **76**

Einleitung

Mit dem Elektron-Proton-Beschleuniger HERA steht erstmals ein Instrument zur Verfügung, mit dem Streureaktionen fast reeller Photonen an Protonen bei Schwerpunktsenergien bis 300 GeV untersucht werden können. Bei diesen Photoproduktionsprozessen dient das elektromagnetische Feld der Strahlelektronen als Quelle für quasireelle Photonen hoher Energie. Die Maximalenergie der Photonen wird dabei durch die Strahlenergie der Elektronen vorgegeben, im Grenzfall steht so fast die volle Schwerpunktsenergie der Elektron-Proton-Kollision auch im Photon-Proton-System zur Verfügung. Damit sind erstmals auch in Photon-Proton-Kollisionen harte Streureaktionen mit der Ausbildung von Jets einer experimentellen Untersuchung zugänglich. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von solchen harten Photoproduktionsereignissen.

Bei HERA-Energien verhält sich das Photon überwiegend wie ein Hadron, und eines der Gebiete, auf denen Erfolge von den HERA-Experimenten H1 und ZEUS erwartet werden, ist die Bestimmung der hadronischen Strukturfunktion des Photons. In dieser Arbeit gilt das Hauptinteresse dagegen der punktförmigen Komponente des Photons, durch die es sich von echten Hadronen unterscheidet. Der Beitrag der punktförmigen Kopplung des Photons an Partonen im Proton beträgt nur wenige Prozent des gesamten Wirkungsquerschnitts für harte Photoproduktion. Dennoch kann dieser Beitrag anhand der im Jahre 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten zweifelsfrei nachgewiesen werden. In der vorliegenden Arbeit wird ein erster vorläufiger Wirkungsquerschnitt für Ereignisse in einem kinematischen Bereich angegeben, der vom Beitrag der punktförmigen Komponente des Photons dominiert wird. Die zur Verfügung stehenden Daten einer integrierten Luminosität von $320\,\mathrm{nb}^{-1}$ erlauben darüber hinaus bereits eine Aufteilung nach der Photonenergie, so daß die Messung eines differentiellen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitts sowie die Berechnung eines energieabhängigen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts möglich ist.

Eine Besonderheit der vorliegenden Analyse ist die Berücksichtigung von Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wurde. Dies vergrößert die zur Verfügung stehende Statistik der Daten und erweitert den zugänglichen Bereich von Photonenergien relativ zu einem Datensatz mit nachgewiesenem Elektron. Andererseits steht ohne den Elektronnachweis eine Meßgröße weniger zur Verfügung. Die Untersuchung der Möglichkeit zur Rekonstruktion der Partonkinematik ohne diese zusätzliche Information und der damit verbundenen Unsicherheiten ist daher ein wichtiger Aspekt der vorliegenden Arbeit. Ohne den Nachweis des gestreuten Elektrons gewinnt außerdem auch die Kontrolle der Untergrundereignisse und der Triggereffizienzen an Bedeutung.

Nach einer kurzen Einführung in die derzeitigen theoretischen Modellvorstellungen über die harte Photoproduktion in Kapitel 1 folgt in Kapitel 2 eine Beschreibung der Ereignissimulation mit dem Monte-Carlo-Generator Pythia. In Kapitel 3 geht es darum, aus dem Endzustand der Elektron-Proton-Streureaktion Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden elementaren Prozesse zu ziehen. Kapitel 4 gibt dann eine Beschreibung der wichtigsten Komponenten des H1-Detektors und des Datennahmeverfahrens, anschließend wird untersucht, wie sich die endliche Auflösung eines Detektors auf die Rekonstruktion kinematischer Variablen auswirkt. Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Auswahl von Kandidaten für harte Photoproduktionsereignisse aus den mit dem Detektor genommenen Daten. Entscheidend ist dabei vor allem die Abtrennung von Untergrundereignissen. In Kapitel 6 werden dann schließlich die Ergebnisse dargestellt, zusammen mit einer Abschätzung der systematischen Unsicherheiten. Höhepunkt der Analyse ist die Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts für Jetereignisse im Bereich großer x_γ.

Kapitel 1

Physik-Prozesse bei HERA

Die zugrundeliegende Versuchsanordnung bei den HERA-Experimenten H1 und ZEUS ist die Streuung von Elektronen an Protonen. Bei Strahlenergien von derzeit 820 GeV der Protonen und 26.7 GeV der Elektronen beträgt die Schwerpunktsenergie der Kollision $\sqrt{s} = 296\,\text{GeV}$.

Die Streureaktion eines Elektrons an einem Proton wird durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt, wie in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Bei diesen Austauschteilchen handelt es sich nach dem gegenwärtigen Verständnis um Photonen (γ) oder die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung (W^+,W^-,Z^0). Bei HERA-Energien ist dabei der Beitrag von Photonen um viele Größenordnungen höher als der der schwachen Bosonen. Auch schwache Wechselwirkungen wurden mit dem H1-Detektor bereits beobachtet [1], die Betrachtungen an dieser Stelle beschränken sich jedoch im weiteren auf Photonen als Austauschteilchen.

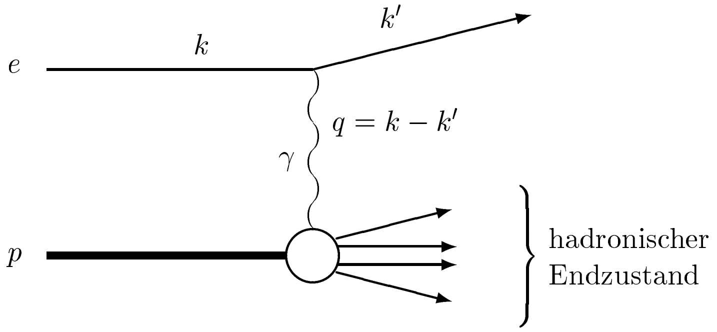


Abbildung 1.1: Elektron-Proton-Streuung, vermittelt durch den Austausch eines virtuellen Photons mit Viererimpuls q.

Die Kinematik des Streuprozesses wird durch drei unabhängige Variablen festgelegt. Eine mögliche Wahl ist die Kombination der Quadrate der Schwerpunktsenergie s und des Viererimpulsübertrages $Q^2 = -q^2$ mit dem relativen Energieübertrag $y = E_\gamma/E_e$, wobei E_γ und E_e die Energien des virtuellen Photons und des einlaufenden Elektrons sind. Das Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2 drückt dabei die Virtualität des Photons aus. Kinematisch möglich sind Werte zwischen

$$Q^2_{\text{min}} = \frac{m_e^2 y^2}{1-y} \tag{1.1}$$

und

$$Q^2_{\text{max}} = sy\,. \tag{1.2}$$

m_e bezeichnet dabei die Masse des Elektrons. Das Quadrat der ep-Schwerpunktsenergie beträgt derzeit $s = 87\,500\,\text{GeV}^2$.

Bei der Beschreibung dieses Q^2-Bereiches ist es bisher üblich, zwei Grenzfälle zu unterscheiden. Ereignisse mit großem Q^2 gelten als „tiefinelastische Streuung“, während der Bereich $Q^2 \approx 0$ als „Photoproduktion“ bezeichnet wird. Der kinematisch nicht mögliche Fall $Q^2 = 0$ würde dem Austausch eines reellen Photons entsprechen; das Photon kann aber auch bei kleinen Werten von Q^2 noch näherungsweise als reell betrachtet werden. Eine scharfe Grenze zwischen der Streuung quasireeller Photonen und der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung läßt sich nicht angeben. Die Zuordnung eines Ereignisses zu einem der beiden Bereiche erfolgt bei HERA zur Zeit nach experimentellen Gesichtspunkten. Ein Ereignis gilt als tiefinelastisch, wenn das gestreute Elektron im zentralen Detektor nachgewiesen wird, was in der Regel oberhalb von etwa $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ der Fall ist. Die verbleibenden Ereignisse werden dann der Photoproduktion zugeordnet. Eine weitere Unterteilung der Photoproduktionsereignisse wird durch die Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektrondetektors vorgegeben (s. Kapitel 4). Wird das gestreute Elektron dort nachgewiesen, dann ist bei dem entsprechenden Ereignis $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$.

1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Die Elektron-Proton-Streuung bei großen Impulsüberträgen läßt sich in störungstheoretischer QCD beschreiben. Der Prozeß niedrigster Ordnung ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Bei der Beschreibung dieser Prozesse wird das Photon als punktförmiges, elementares Teilchen betrachtet, das zur Untersuchung der Struktur des Protons dient. Im Quark-Parton-Modell wird die Reaktion als Streuung des Photons an einem Quark im Proton beschrieben. Es wird üblicherweise die Skalenvariable

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M_p E_\gamma} \tag{1.3}$$

verwendet, die in niedrigster Ordnung als Impulsanteil des getroffenen Quarks am Protonimpuls P interpretiert werden kann. M_p bezeichnet die Protonmasse, E_γ ist die Energie des virtuellen Photons.

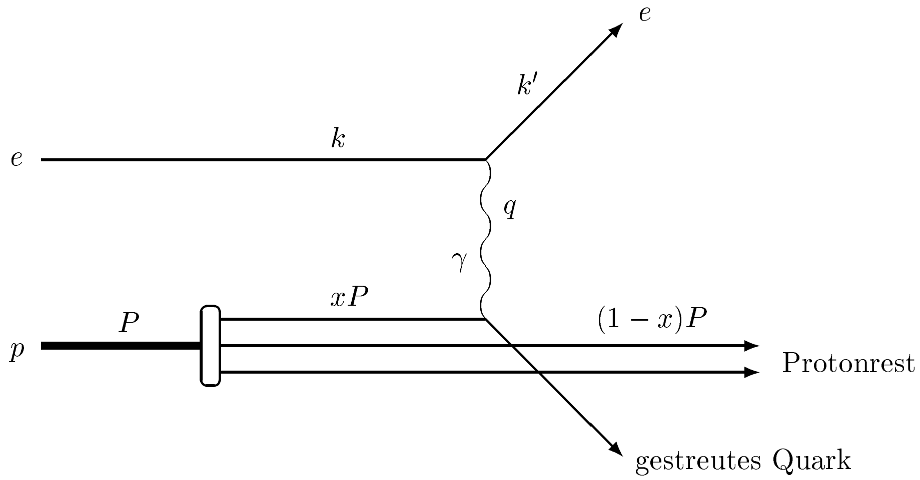


Abbildung 1.2: Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung läßt sich mit Hilfe der beiden Strukturfunktionen F_2 und F_L des Protons beschreiben:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dx\,dy} = \frac{2\pi\alpha^2 s}{Q^4}\left((1+(1-y)^2)F_2(x,Q^2) - y^2 F_L(x,Q^2)\right) , \tag{1.4}$$

mit

$$F_2(x,Q^2) = \sum_q e_q^2\, x q(x,Q^2) \tag{1.5}$$

und

$$F_L(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2)\,. \tag{1.6}$$

Im Quark-Parton-Modell verschwindet die longitudinale Strukturfunktion F_L, und die Partondichten $q(x)$ werden interpretiert als Wahrscheinlichkeit, ein Quark der Sorte q mit einem Anteil x des Protonimpulses anzutreffen. e_q bezeichnet die Ladung des Quarks in Einheiten der Protonladung.

Die Faktorisierung der x- und Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist bei der Entwicklung in höherer Ordnung allerdings nicht mehr exakt gültig. Dann ist F_L von 0 verschieden, und die Strukturfunktionen hängen sowohl von x, als auch von Q^2 ab. Die Q^2-Entwicklung der Partondichten wird von der Theorie durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen [2] vorgegeben, für die Form der x-Abhängigkeit der Strukturfunktionen gibt es dagegen keine Vorhersage. Ihre Bestimmung bleibt dem Experiment vorbehalten.

1.2 Photoproduktion

Bei kleinem Q^2 ist das ausgetauschte Photon fast reell, und die Wechselwirkung kann als Photon-Proton-Streuung verstanden werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für ep-Streuung bei kleinem Q^2 ergibt sich dann als Produkt des Wirkungsquerschnitts $\sigma^{\gamma p}$ für Photon-Proton-Streuung mit dem Photonenfluß f_γ des Elektrons. Im allgemeinen Fall muß auch der Fluß longitudinaler Photonen berücksichtigt werden. Bei Annahme von zwei verschiedenen Wirkungsquerschnitten $\sigma_T^{\gamma p}$ und $\sigma_L^{\gamma p}$ für transversal und longitudinal polarisierte Photonen gilt:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dy dQ^2} = f_\gamma^T \sigma_T^{\gamma p} + f_\gamma^L \sigma_L^{\gamma p} \tag{1.7}$$

Für den Fluß virtueller Photonen gilt dabei [3]

$$f_\gamma^T = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\sqrt{\frac{(q\cdot P)^2 + Q^2M_p^2}{(k\cdot P)^2 - m_e^2 M_p^2}}\,\frac{\left(2(1-y) + (y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2}\right)}{\left((y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2}\right)} \tag{1.8}$$

$$f_\gamma^L = \frac{\alpha}{\pi Q^2}\sqrt{\frac{(q\cdot P)^2 + Q^2M_p^2}{(k\cdot P)^2 - m_e^2 M_p^2}}\,\frac{(1-y)}{\left((y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2}\right)}\,, \tag{1.9}$$

wobei P,k und q die Vierervektoren von Proton, Elektron und Photon sind, E_e bezeichnet die Energie des einlaufenden Elektrons und m_e und m_p sind die Massen von Elektron und Proton. Im Grenzfall kleiner Q^2 und bei Vernachlässigung der Elektronmasse gilt die Näherung

$$f_\gamma^T = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{(1+(1-y)^2)}{yQ^2} \tag{1.10}$$

$$f_\gamma^L = \frac{\alpha}{\pi}\frac{(1-y)}{yQ^2} \tag{1.11}$$

Gleichung 1.10 ist die sogenannte Weizsäcker-Williams-Näherung. Der Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen verschwindet im Grenzfall $Q^2 \to 0$, so daß näherungsweise $\sigma^{\gamma p} = \sigma_T^{\gamma p}$ und

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dy dQ^2} = f_\gamma^T \sigma^{\gamma p} \tag{1.12}$$

eingesetzt werden kann. Damit besteht ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten für ep-Streuung bei kleinem Q^2 und γp-Streuung, und die Diskussion beschränkt sich im folgenden auf die Streureaktionen reeller Photonen an Protonen.

Bei bisherigen γp-Streuexperimenten wurden hochenergetische Photonen auf ruhende Nukleonen geschossen. Die höchsten dabei erreichten Kollisionsenergien im γp-Schwerpunktsystem liegen in der Größenordnung von 20 GeV. Bei HERA sind nun erstmals Schwerpunktsenergien in einem neuen kinematischen Bereich bis zu 300 GeV zugänglich. Damit ist insbesondere auch erstmals die Untersuchung von harten Streuereignissen möglich, die zur Ausbildung von Jets mit großen Transversalimpulsen im Endzustand führen. Mit dem Attribut „hart" werden Prozesse bezeichnet, die sich mit störungstheoretischen Methoden im Rahmen der QCD beschreiben lassen. Dies bedingt große Impulsüberträge im elementaren Streuprozeß.

Die harten Prozesse, die Gegenstand der vorliegenden Analyse sind, tragen jedoch auch bei HERA-Energien nur einen kleinen Anteil zum gesamten γp-Wirkungsquerschnitt bei. Der größte Anteil entfällt auf weiche inelastische und diffraktive Prozesse. Abbildung 1.3 versucht eine grobe Einteilung der Photoproduktionsprozesse.

Der größte Teil der Prozesse läßt sich im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells (VMD) beschreiben. Dieses Modell geht davon aus, daß sich das Photon in Reaktionen mit Hadronen wie ein Vektormeson verhält. Die Vektormesonen wie ρ, ω und Φ haben die gleichen Quantenzahlen wie das Photon, daher kann es kurzzeitig in ein Vektormeson fluktuieren. Eindrucksvoll verdeutlicht wird dies durch die Beobachtung der „elastischen" Streuung $\gamma p \to Vp$, wobei V für eines der Vektormesonen steht.

Die elastischen und diffraktiven Prozesse zeichnen sich dadurch aus, daß kein Austausch von Farbladungen zwischen den Reaktionspartnern stattfindet. Sie werden durch den Austausch eines Pomerons beschrieben, eines Teilchens, das die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Als einfach-diffraktiv werden die Prozesse $\gamma p \to VX$ und $\gamma p \to Xp$ bezeichnet, bei denen einer der Reaktionspartner angeregt wird und daher in ein Bündel von Hadronen dissoziiert. Der hadronische Rest wurde hier mit X bezeichnet. Schließlich sind auch doppelt-diffraktive Prozesse möglich, bei denen beide Reaktionspartner dissoziieren: $\gamma p \to X_1 X_2$.

Auch bei den nichtdiffraktiven Prozessen dominiert der Anteil der weichen Streuereignisse, die sich ebenfalls im Rahmen des VMD-Modells beschreiben lassen. Der Wirkungsquerschnitt der γp-Streuung ergibt sich im VMD-Modell aus den Wirkungsquerschnitten für Vektormeson-Proton-Streuung:

$$\sigma^{\gamma p}_{\mathrm{VMD}} = \sum_{V=\rho,\omega,\Phi,\ldots} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \sigma^{Vp} \tag{1.13}$$

Der Vorfaktor $\frac{4\pi\alpha}{f_V^2}$ steht dabei für die Kopplung des Photons an das Vektormeson V, und drückt die Wahrscheinlichkeit aus, ein Vektormeson der Sorte V im Photon zu finden.

1.2.1 Harte Photoproduktion

Bei den harten Photoproduktionsprozessen kommt es zu einer Streureaktion zwischen Partonen des Photons und des Protons. Analog zur Strukturfunktion des Protons wird nun auch dem Photon ein Satz von Partondichteverteilungen zugeordnet. Für die Strukturfunktion F_2^γ gilt in niedrigster Ordnung analog zu Gleichung 1.5

$$F_2^\gamma = \sum_q e_q^2 x_\gamma q(x_\gamma)\,. \tag{1.14}$$

Hier ist $q(x_\gamma)$ die Wahrscheinlichkeit, im Photon ein Quark der Sorte q mit einem Anteil x_γ am Gesamtimpuls des Photons anzutreffen.

Die bisher bekannten Daten über Partondichteverteilungen im Photon wurden durch die Beobachtung tiefinelastischer Elektron-Photon-Streuprozesse an Elektron-Positron-Speicherringen gewonnen. Der Prozeß ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Dabei emittiert eines der Strahlelektronen ein quasireelles Photon, das vom zweiten Elektron in Analogie zum Proton bei HERA tiefinelastisch gestreut wird. Diese Streureaktion wird wesentlich durch die Quarkverteilung im Photon F_2^γ bestimmt, der Beitrag der Gluonen beschränkt sich auf Korrekturen höherer Ordnung.

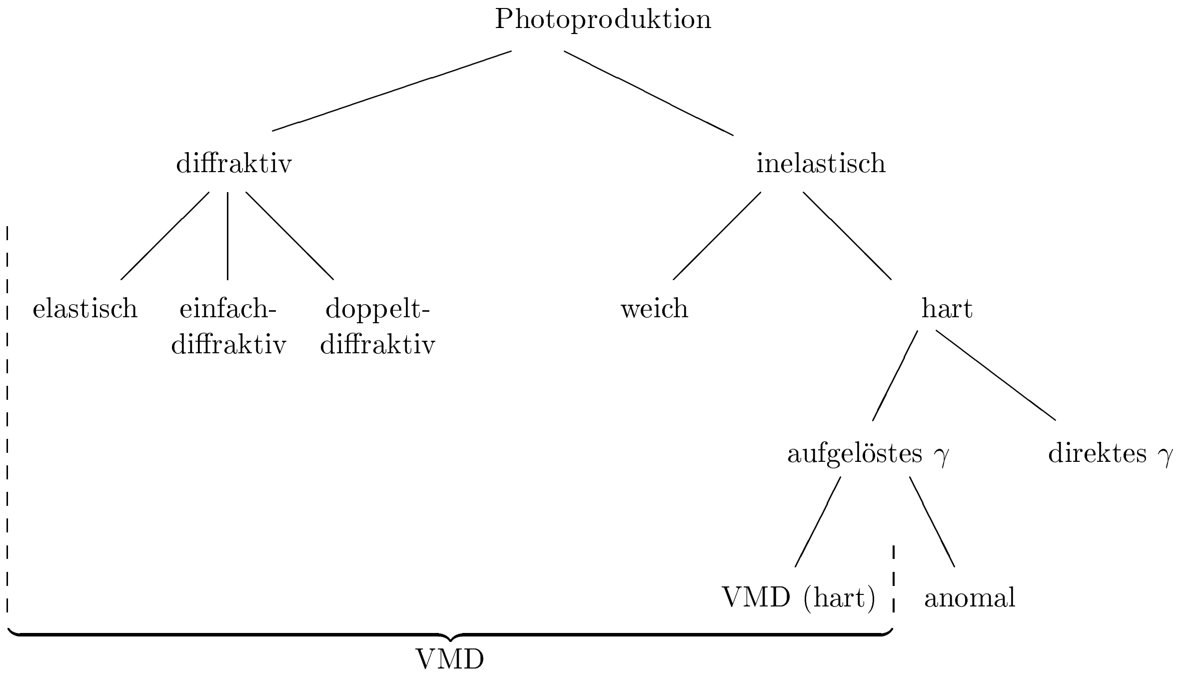


Abbildung 1.3: Gliederung der Photoproduktionsprozesse

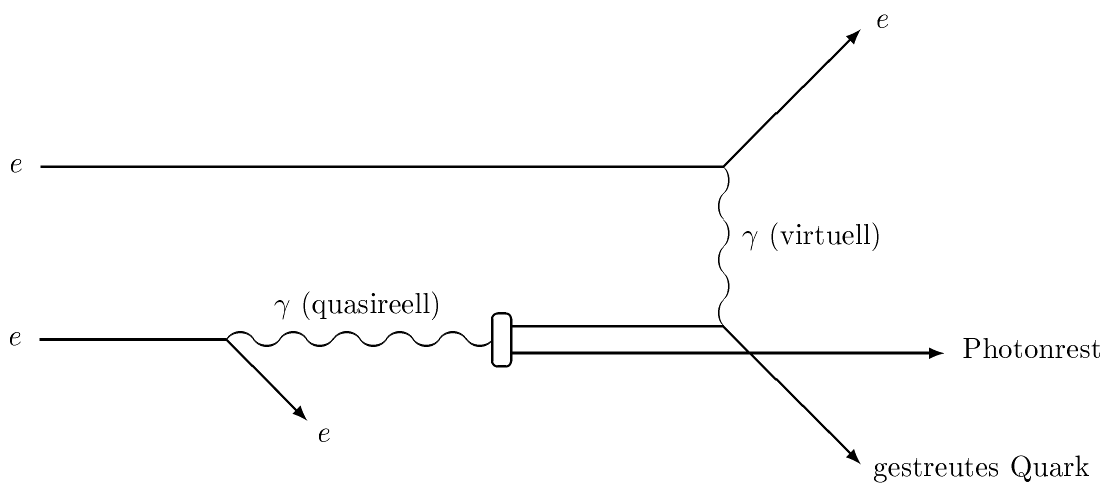


Abbildung 1.4: Tiefinelastische Elektron-Photon-Streuung am Elektron-Positron-Speicherring

Bei der Beschreibung der harten γp-Streuung sind dagegen bereits in niedrigster Ordnung auch die Beiträge der Gluonverteilung in Proton und Photon zu berücksichtigen. Der γp-Wirkungsquerschnitt für harte Streuung läßt sich mit Hilfe der Partondichten in Photon und Proton und des Wirkungsquerschnitts für den harten Subprozeß ausdrücken:

$$\frac{d^2\sigma^{\gamma p}}{dx_\gamma dx_p} = \sum_a \sum_b a^\gamma(x_\gamma) b^p(x_p) \sigma^{ab\to cd}\,. \tag{1.15}$$

Dabei sind a,b,c und d Quarks oder Gluonen und $a^\gamma(x_\gamma)$ ist die Wahrscheinlichkeit, ein Quark oder Gluon der Sorte a mit einem Impulsbruchteil x_γ im Photon zu treffen. $b^p(x_p)$ ist die entsprechende Partondichteverteilung im Proton. Die 8 möglichen Kombinationen von ein- und auslaufenden Partonen im harten Subprozeß sind in den Abbildungen 1.5 und 1.6 dargestellt.

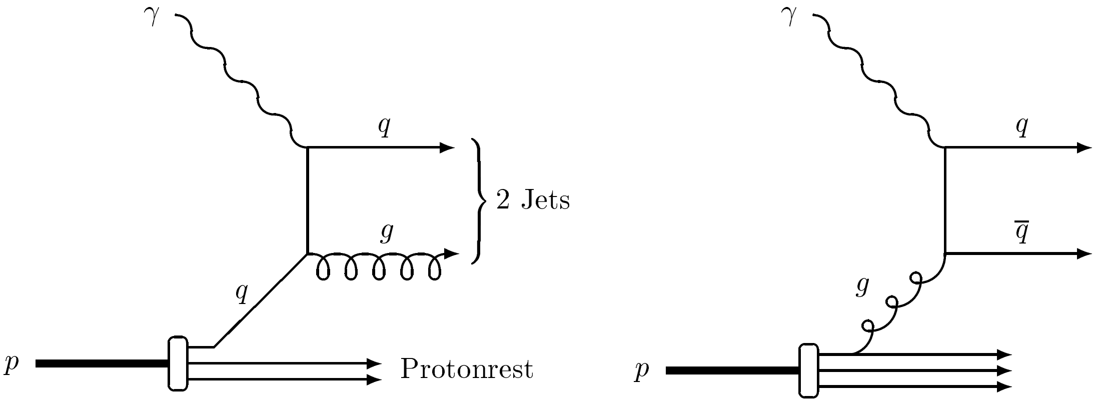


Abbildung 1.5: Prozesse niedrigster Ordnung des direkten Photons. Der linke Graph wird als QCD-Compton-Streuung bezeichnet, rechts ist der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion dargestellt. Bei beiden Prozessen entstehen zwei Partonen mit großem Transversalimpuls, die zur Bildung von Jets im hadronischen Endzustand führen können.

Die beiden Prozesse aus Abbildung 1.5, bei denen das Photon direkt elektromagnetisch an ein Quark koppelt, sind charakteristisch für das Photon und fehlen bei Streureaktionen von Vektormesonen. Diese Erscheinungsform des Photons wird als „direktes Photon“ (*direct photon*) bezeichnet, im Gegensatz dazu wird das Photon in den Prozessen von Abbildung 1.6, das über seinen hadronischen Partoninhalt stark wechselwirkt, als „aufgelöstes Photon“ (*resolved photon*) bezeichnet.

Das auffallendste und experimentell am leichtesten zugängliche Unterscheidungsmerkmal dieser beiden Erscheinungsformen des quasireellen Photons ist der hadronische Photonrest, der bei den aufgelösten, nicht aber bei den direkten Prozessen auftritt. Der Photonrest zeigt sich im allgemeinen durch einen zusätzlichen Energiefluß in der Bewegungsrichtung des Strahlelektrons, und er dient auch in dieser Analyse zum Nachweis der Beiträge beider Prozesse.

Der Beitrag der direkten Prozesse zum Wirkungsquerschnitt kann in Gleichung 1.15 berücksichtigt werden, indem für das Photon als sein eigenes Parton eine zusätzliche Partondichtefunktion von der Form $\gamma^\gamma(x_\gamma) = \delta(1 - x_\gamma)$ eingeführt wird. In der Summe in Gleichung 1.15 ist dann auch der Term für $a^\gamma = \gamma^\gamma$ mitzusummieren. Die direkten Prozesse können nicht im Rahmen des VMD-Modells durch Identifikation des Photons mit einem Vektormeson beschrieben werden.

Zusätzlich zeigt sich, daß auch der Anteil der aufgelösten Photonen nicht vollständig durch Vektormeson-Dominanz beschrieben werden kann. Die punktförmige Kopplung des Photons an Quarks trägt in Form des in Abbildung 1.7 gezeigten Prozesses auch zur aufgelösten Komponente des Photons bei. Das Photon kann außer der Fluktuation in Vektormesonen auch kurzzeitig in ein ungebundenes Quark-Antiquark-Paar übergehen. Dies führt zu einem zusätzlichen Quarkinhalt im Photon, der als „anomaler“ Anteil der hadronischen Photonstruktur bezeichnet wird. Die hadronische Struktur des Photons setzt sich damit aus zwei Beiträgen zusammen, einem typisch hadronischen Anteil, der der Struktur von Vektormesonen entspricht, und einem anomalen Anteil, der sich aus der punktförmigen Kopplung des Photons an Quarks ergibt:

$$a^{\gamma,\text{aufgelöst}}(x_\gamma, \mu^2) = a^{\gamma,\text{VMD}}(x_\gamma, \mu^2) + a^{\gamma,\text{anomal}}(x_\gamma, \mu^2)\,, \tag{1.16}$$

dabei steht $a^\gamma(x_\gamma, \mu^2)$ für die Dichteverteilungsfunktion eines Quarks oder Gluons im Photon. Für die Skala μ^2 sollte eine Größe eingesetzt werden, die typisch für den Prozeß ist, wie etwa das Quadrat des Impulsübertrages im harten Streuprozeß. Die Verwendung von Q^2 als Skala ist bei quasireellen Photonen mit $Q^2 \approx 0$ nicht mehr sinnvoll.

Die punktförmige Kopplung des Photons an Quarks ist berechenbar, im Rahmen des Quark-

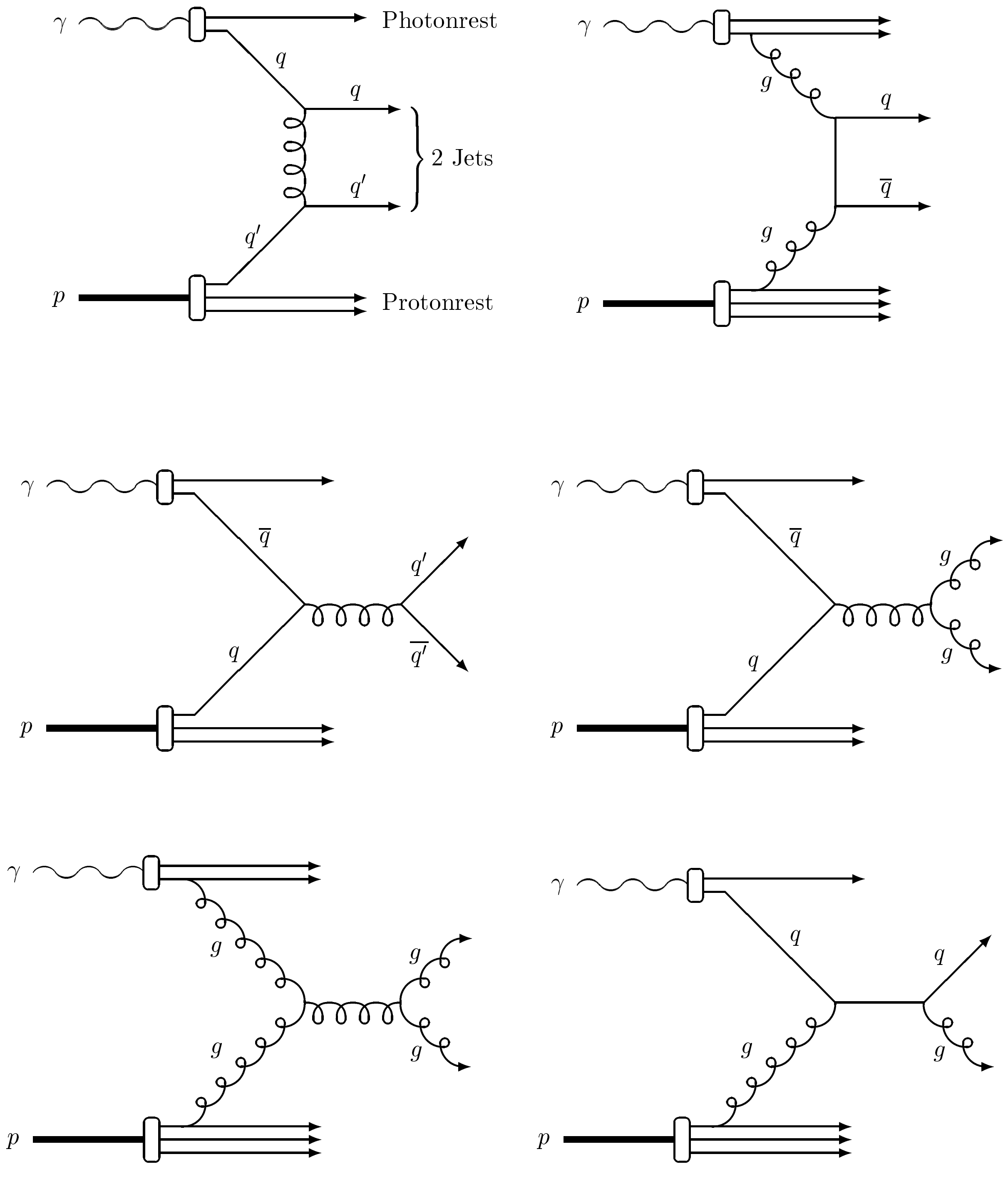


Abbildung 1.6: Prozesse des aufgelösten Photons in niedrigster Ordnung

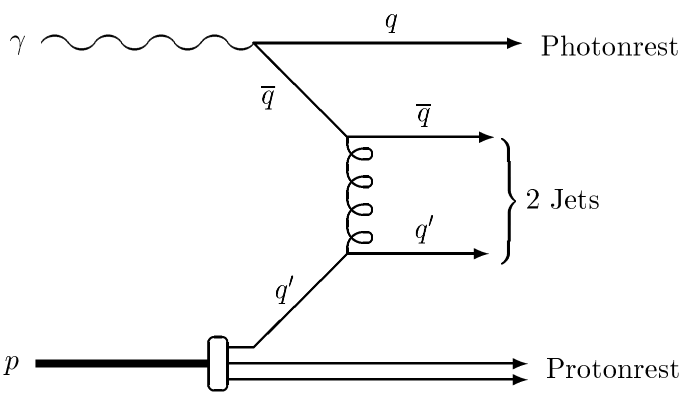


Abbildung 1.7: Beispiel für den anomalen Beitrag zum γp-Wirkungsquerschnitt.

Parton-Modells ergibt sich für den anomalen Anteil der Quarkdichten im Photon [4]:

$$q^{\gamma,\mathrm{anomal}}(x_\gamma,\mu^2) = 3\frac{\alpha e_q^2}{\pi}\left((x_\gamma^2+(1-x_\gamma)^2)\ln\frac{\mu^2(1-x_\gamma)}{x_\gamma m_q^2}+8x_\gamma(1-x_\gamma)-1\right) . \tag{1.17}$$

Dabei bezeichnen e_q und m_q Ladung und Masse des Quarks.

Für den typisch hadronischen Anteil der Photonstruktur werden nach der VMD-Beschreibung die Partondichten der Vektormesonen als

$$a^{\gamma,\mathrm{VMD}}(x_\gamma,\mu^2) = \sum_{V=\rho,\omega,\Phi,\ldots}\frac{4\pi\alpha}{f_V^2}a^V(x_\gamma,\mu^2) \tag{1.18}$$

übernommen, wobei f_V wie in Gleichung 1.13 für die Kopplung des Photons an das Vektormeson V steht.

Die hadronische Photonstruktur besteht damit aus zwei Anteilen, von denen sich einer vollständig berechnen läßt. Der anomale Anteil dominiert bei großem x_γ und großem μ^2, bei kleinem x_γ dominiert der typisch hadronische Anteil, der mit Vektormeson-Dominanz beschrieben wird. Bei der Berechnung der Strukturfunktion in höherer Ordnung führt diese Aufteilung allerdings zu Problemen, so daß die hadronische Photonstruktur dann nur noch als Ganzes betrachtet werden kann.

Der Wirkungsquerschnitt für harte Photoproduktion setzt sich aus den aufgelösten und direkten Anteilen zusammen:

$$\sigma^{\gamma p} = \sigma^{\gamma p,\mathrm{aufgelöst}} + \sigma^{\gamma p,\mathrm{direkt}} \tag{1.19}$$

Auch die Trennung zwischen diesen beiden Anteilen verschwindet jedoch bei der Betrachtung des Streuprozesses in höherer Ordnung. Zur Illustration kann Abbildung 1.8 dienen. Teil (a) der Abbildung zeigt ein Beispiel eines aufgelösten Prozesses, Teil (b) zeigt einen direkten Prozeß in höherer Ordnung. Die beiden dargestellten Graphen sind identisch, der Unterschied liegt lediglich in der Zuordnung der Partonen zum harten Streuprozeß. Beim Graphen des aufgelösten Prozesses wird eines der Quarks aus dem Photon als Photonrest betrachtet, während dieselbe Linie bei der Interpretation als direkter Prozeß eines der Quarks aus dem harten Subprozeß darstellt.

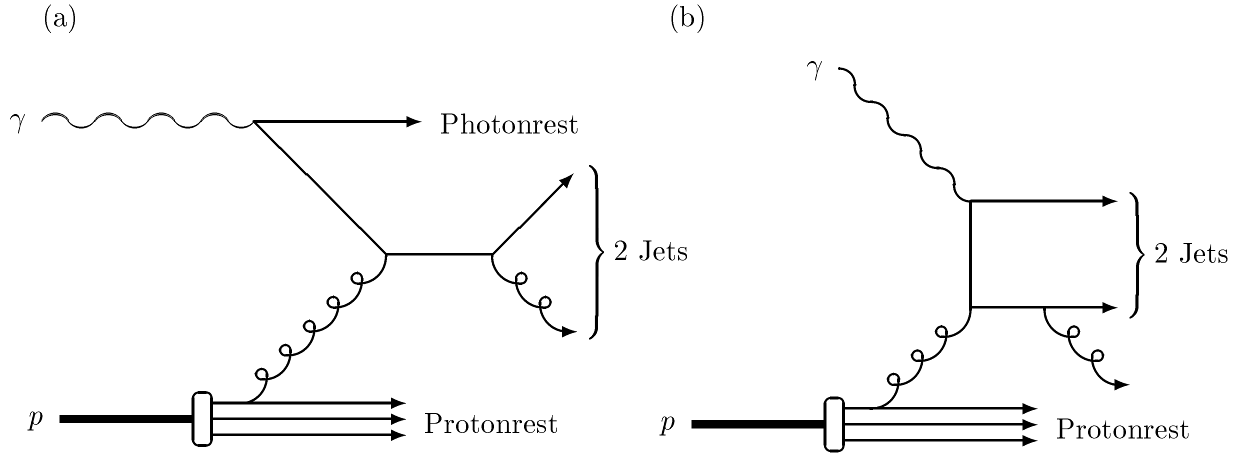


Abbildung 1.8: Bei Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung verschwimmt der Unterschied zwischen direkten und aufgelösten Photonen. Links ist ein Beispiel eines aufgelösten Prozesses dargestellt, rechts die Interpretation desselben Graphen als direkter Prozeß in höherer Ordnung.

Kapitel 2

Ereignissimulation

Die Überprüfung der theoretischen Modellvorstellungen, die im vorigen Kapitel beschrieben wurden, erfolgt im Experiment durch die Beobachtung des Endzustandes von Streureaktionen hochenergetischer Elementarteilchen. Der Zusammenhang zwischen den von der Theorie vorhergesagten fundamentalen Eigenschaften der Elementarteilchen und den tatsächlich im Detektor meßbaren Größen ist jedoch recht indirekt. Für einen sinnvollen Vergleich mit der Theorie wird eine Einschätzung darüber benötigt, wie sich theoretische Annahmen auf die im Detektor meßbaren Größen auswirken würden. Dieser Zusammenhang wird durch Monte-Carlo-Generatoren hergestellt. Sie dienen dazu, elementare Streureaktionen zu simulieren und ihren Endzustand in Form von stabilen Teilchen mit deren Impulsen vorherzusagen. Nach der Simulation der Detektorantwort entstehen daraus Ereignisse, die sich direkt mit den im Detektor beobachteten vergleichen lassen. Damit haben solche Ereignisgeneratoren auch eine wichtige Funktion bei der Korrektur für Effekte, die durch die endliche Auflösung und Akzeptanz des Detektors verursacht werden.

Einer der am meisten verwendeten Generatoren für die Simulation von harten Photoproduktionsereignissen ist das Programm Pythia [6], das in dieser Arbeit ausschließlich verwendet wird. Die folgende Beschreibung beschränkt sich daher auf dieses Programm.

2.1 Pythia

Der Generator Pythia war ursprünglich für die Simulation von Proton-Antiproton-Streuungen vorgesehen, inzwischen ist neben einer großen Zahl von weiteren Prozessen auch die Simulation von Photoproduktionsereignissen an Elektron-Proton-Beschleunigern möglich. Der Generator wird in Kombination mit dem Programmpaket Jetset [6] verwendet. Im weiteren wird zwischen beiden nicht unterschieden, der Name Pythia wird verkürzend für die Kombination beider Programme verwendet. Die Generierung von Photoproduktionsereignissen erfolgt bei Pythia in den folgenden Schritten:

- Simulation des harten Streuprozesses
- Ergänzung von Partonschauern
- Fragmentation der Partonen zu farbneutralen Hadronen
- Zerfall instabiler Teilchen

Der harte Streuprozeß

Der Wirkungsquerschnitt für harte Streuung ergibt sich in niedrigster Ordnung nach Gleichung 1.15 aus dem Wirkungsquerschnitt für den harten Streuprozeß zwischen zwei Partonen und den Partondichten in Proton und Photon. Es werden nur $2 \to 2-$Prozesse simuliert. Der Wirkungsquerschnitt für den harten Streuprozeß ergibt sich aus dem QCD-Matrixelement, und die Verteilung der Impulse der beiden einlaufenden Partonen ist durch die Strukturfunktionen von Photon und Proton vorgegeben. Für die vorliegende Analyse wurden die Parametrisierungen der Photon- und Protonstrukturfunktionen nach Glück, Reya und Vogt [8] verwendet. Die verwendete Skala ist das Quadrat des Transversalimpulses im harten Streuprozeß $\hat{p}_T^2$.

Die Beschreibung in störungstheoretischer QCD ist nur bei großen Impulsüberträgen im harten Streuprozeß möglich, für $\hat{p}_T \to 0$ divergiert der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung für masselose Partonen. In der Praxis muß daher ein Abschneideparameter $\hat{p}_{T,\text{cut}}$ eingeführt werden. Die am häufigsten verwendeten Werte für $\hat{p}_{T,\text{cut}}$ liegen im Bereich um $2 - 2.5\,\text{GeV}$.

Partonschauer

Prozesse höherer Ordnung werden bei Pythia näherungsweise in Form von Partonschauern berücksichtigt. Dabei werden von den am harten Streuprozeß beteiligten Partonen weitere Partonen abgestrahlt. Das betrifft sowohl die beiden einlaufenden, als auch die auslaufenden Partonen. Bei Pythia werden beide Fälle getrennt behandelt.

Fragmentation

Beim Prozeß der Fragmentation entstehen aus den Partonen aus dem harten Streuprozeß und dem Partonschauer farbneutrale Hadronen. Zur Simulation wird bei Pythia das String-Fragmentationsmodell verwendet. Dabei bilden sich zwischen den farbigen Partonen Strings mit einer konstanten Energiedichte von etwa 1 GeV/fm. Die Strings sind farbneutral und es befindet sich an jedem Ende ein Quark oder Antiquark. Gluonen werden als Knicke in den String eingefügt. Bewegen sich die Partonen auseinander, dann nimmt die im String gespeicherte Energie zu, und der String kann unter Bildung eines neuen Quark-Antiquark-Paares in zwei Teile auseinanderbrechen. Dieser Prozeß setzt sich fort, bis die kinematische Energie der Partonen aufgebraucht ist. Die verbleibenden String-Bruchstücke stellen dann farbneutrale Hadronen dar.

Stabile Teilchen

Als letzter Schritt der Ereignisgenerierung wird der Zerfall der bei der Fragmentation entstandenen instabilen Teilchen simuliert. Bei H1 ist es üblich, solche Teilchen als stabil zu betrachten, die vor ihrem Zerfall noch Detektorteile erreichen können. Das ist bei Teilchen mit Lebensdauern oberhalb von etwa 10^{-10} s der Fall. Dazu gehören außer Elektron, Photon, Proton und Neutron auch das geladene Pion, die Kaonen und die seltsamen Baryonen Λ, Σ^+, Σ^-, Ξ^0, Ξ^- und Ω^-, sowie das Myon.

2.2 IJRAY

Die Simulation von Photon-Proton-Streuereignissen ist bei Pythia bisher nur mit konstanten Strahlenergien möglich. In der Photoproduktion bei HERA wird das Photon als sekundäres Teilchen vom Strahlelektron abgestrahlt und hat daher eine variable Energie. Das Programm IJRAY [7] liefert die korrekte Energie- und Winkelverteilung der Photonen (Gleichung 1.8), ruft Pythia für die Generierung der Photon-Proton-Streuung auf und berechnet den Impuls des gestreuten Elektrons. Die Monte-Carlo-Simulation für die vorliegende Analyse wurde mit einer Kombination von Pythia und IJRAY durchgeführt.

Kapitel 3

Rekonstruktion der Partonkinematik

Bei der Untersuchung der hadronischen Struktur von Photonen oder Hadronen in Streuexperimenten ergibt sich ein grundsätzliches Problem aufgrund der Eigenschaften der starken Wechselwirkung. Die Quarks und Gluonen, deren Verteilung im Hadron oder im hadronischen Photon bestimmt werden soll, treten offenbar niemals als freie Teilchen auf. Als Endzustand der Streureaktion entsteht statt dessen eine große Zahl von Hadronen und deren Zerfallsprodukten.

Die Teilchen, die aufgrund ihrer langen Lebensdauer im Detektor beobachtet werden, sind hauptsächlich geladene Pionen und Kaonen, sowie Photonen, die aus dem Zerfall neutraler Pionen stammen. Bei typischen Ereignissen in dem hier betrachteten kinematischen Bereich liegt die Zahl dieser Teilchen in der Größenordnung von 50 bis 100. Es stellt sich daher die Aufgabe, aus der großen Zahl von Teilchen im Endzustand auf die Kinematik des ursprünglichen Streuprozesses zwischen Partonen zurückzuschließen. Dies ist vor allem dann möglich, wenn der ursprüngliche Streuprozeß Partonen mit großem Transversalimpuls erzeugt. Dann bilden sich im hadronischen Endzustand Bündel von Teilchen, sogenannte Jets, deren Gesamtimpuls mit dem Impuls der ursprünglichen Partonen korreliert ist.

Im folgenden soll näher auf das Verfahren zur Rekonstruktion der Parton-Kinematik aus dem Endzustand der Streureaktion eingegangen werden. Die Ausführungen in diesem Kapitel stützen sich dabei nur auf den vom Monte-Carlo-Generator PYTHIA vorhergesagten Endzustand auf Generatorebene. Hier und im folgenden bezieht sich das Wort „Generatorebene“ oder „Teilchenebene“ auf die stabilen Teilchen, die als Ergebnis der Streureaktion mit Partonschauer und Fragmentation entstehen, und es soll zur Unterscheidung von den auf „Detektorebene“ im Detektor gemessenen Größen verwendet werden. Die Einflüsse der Detektorauflösung werden dann in den folgenden Kapiteln behandelt.

3.1 Berechnung der Energie des einlaufenden Photons

Da das Photon für Photoproduktionsprozesse bei HERA als sekundäres Teilchen vom Strahlelektron abgestrahlt wird, ist seine Energie nicht durch die Strahlenergie des Beschleunigers festgelegt und muß statt dessen aus dem Endzustand der Streureaktion bestimmt werden.

Hier stehen prinzipiell zwei verschiedene Methoden zur Verfügung:

1) Berechnung aus der Energie des gestreuten Elektrons

Wenn die Energie des gestreuten Elektrons gemessen werden kann, dann läßt sich daraus leicht auf die Photonenergie schließen. Sie ergibt sich einfach als Differenz der Energien von einlaufendem und gestreutem Elektron:

$$E_\gamma = E_e - E_{e'} \tag{3.1}$$

2) Berechnung aus dem hadronischen Endzustand

Auch wenn das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wird, ist es im Prinzip möglich, die Energie des einlaufenden Photons anzugeben. Es muß dann allerdings davon ausgegangen werden, daß außer dem Elektron sämtliche Teilchen des Endzustandes nachgewiesen werden. Dann kann man die Photonenergie nach der Methode von Jacquet und Blondel [9] berechnen.

Bei dieser Methode wird die Summe $\frac{1}{2}\sum_i (E_i - p_{zi})$ betrachtet, summiert über alle Teilchen. Wegen der Energie- und Impulserhaltung ist diese Summe ebenfalls eine Erhaltungsgröße. Im H1-Koordinatensystem bewegt sich das einlaufende Proton in positive, das Elektron in negative z-Richtung. Bei Vernachlässigung der Massen reduziert sich diese Summe im Anfangszustand folglich auf die bekannte Energie des einlaufenden Elektrons. Diese könnte so aus dem Endzustand rekonstruiert werden. Die gleiche Überlegung ist auch für die Photon-Proton-Streuung gültig, wenn der Anfangstransversalimpuls des Photons vernachlässigt wird und nur der Endzustand dieser Streureaktion ohne das gestreute Elektron betrachtet wird. Die Energie des einlaufenden Photons ergibt sich demnach als

$$E_\gamma = \frac{1}{2}\sum_i (E_i - p_{zi}), \tag{3.2}$$

wobei über alle Teilchen des Endzustandes ohne das gestreute Elektron zu summieren ist.

3.2 Jetalgorithmen

Entstehen bei einem elementaren Streuprozeß Quarks oder Gluonen mit großem Transversalimpuls, so führen diese üblicherweise zur Bildung von Teilchenbündeln oder Jets, die im Detektor nachgewiesen werden können. Um diese Jets automatisch und eindeutig zu erkennen und ihnen eine Energie und eine Richtung zuzuordnen, werden Jetalgorithmen verwendet. Der Jetalgorithmus legt dabei die genaue Definition eines Jets fest, so daß Anzahl und Eigenschaften der gefundenen Jets in der Regel von der Wahl des Algorithmus abhängen. Es wurden unterschiedliche Typen von Jetalgorithmen für verschiedene Anwendungsgebiete entwickelt. Für diese Arbeit wird ausschließlich ein Algorithmus vom Cone-Typ verwendet, der im folgenden beschrieben wird.

3.2.1 Cone-Algorithmen

Bei den Jetalgorithmen vom Cone-Typ wird ein Jet durch einen Kegel mit vorgegebenem Öffnungswinkel begrenzt, innerhalb dessen der summierte Transversalimpuls aller Teilchen einen vorgegebenen Schwellenwert überschreitet. Ein solcher Algorithmus wurde am UA1-Experiment [10] entwickelt und wird seitdem vor allem bei Hadron-Hadron-Streuexperimenten verwendet. Im Jahre 1990 wurde auf einer Konferenz in Snowmass ein Standard für Jetdefinitionen festgelegt [11].

Jets entstehen in der Photoproduktion bei HERA ebenso wie in Hadron-Hadron-Experimenten aus einer harten Streuung von Konstituenten der Reaktionspartner. Diese tragen einen variablen Anteil des Impulses des Hadrons bzw. Photons, so daß das Schwerpunktsystem der harten Streuung nicht festliegt, sondern zunächst unbekannt ist. Zur Rekonstruktion muß im allgemeinen auf die Jets zurückgegriffen werden. Unter diesen Bedingungen ist es vorteilhaft, eine Jetdefinition zu verwenden, die möglichst invariant gegenüber Lorentz-Transformationen entlang der Strahlachse ist. Ein Satz von Variablen, der dafür geeignet ist, besteht aus transversaler Energie E_T, Azimutwinkel φ und Rapidität y der beobachteten Teilchen. Die Rapidität wird definiert als

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right). \tag{3.3}$$

Diese Größe erfährt bei einem Lorentz-Boost in z-Richtung lediglich eine konstante Verschiebung und ist daher als Variable dem Polarwinkel ϑ vorzuziehen. Zur korrekten Berechnung der Rapidität ist jedoch die Bestimmung der Massen aller Teilchen erforderlich. Dies wird in der Praxis dadurch vermieden, daß als Näherung die Pseudorapidität η eingesetzt wird:

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p+p_z}{p-p_z}\right) \tag{3.4}$$

Für masselose Teilchen sind beide Größen identisch, und die Differenz ist klein für kleine Massen und für kleine Rapiditäten. Die Pseudorapidität läßt sich in einfacher Weise als Funktion des Polarwinkels ϑ darstellen, es ist

$$\eta = -\ln\tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \tag{3.5}$$

und

$$\tanh\eta = \cos\vartheta. \tag{3.6}$$

Für den Algorithmus LUCELL, beschrieben in [6], wird zunächst der Raumwinkel in ein äquidistantes Gitter von Zellen in den Koordinaten η und φ aufgeteilt, bis zu einem maximalen Wert von η. Innerhalb jeder dieser Zellen wird nun die transversale Energie der beobachteten Teilchen summiert. Angefangen mit der Zelle, die die größte summierte transversale Energie enthält, werden nun alle Zellen oberhalb eines vorgegebenen Schwellenwertes als mögliche Initiatoren für einen Jet betrachtet. Es wird die transversale Energie innerhalb eines Kegels mit vorgegebenem Radius R in der (η,φ)-Ebene summiert, d.h. es wird über alle Zellen summiert, deren Abstand d zur Initiatorzelle bei (η_I,φ_I) berechnet als $d=\sqrt{(\eta-\eta_I)^2+(\varphi-\varphi_I)^2}$, kleiner als R ist. Liegt die summierte transversale Energie innerhalb eines solchen Kegels oberhalb des geforderten Mindestwertes, dann wird dieser Kegel als Jet akzeptiert, und alle Zellen innerhalb des Kegels werden für die Suche nach weiteren Jets aus der Betrachtung entfernt. Die Suche wird nun unter den noch verbleibenden Kandidaten für Initiatorzellen fortgesetzt. Die Anzahl der auf diese Weise gefundenen Jets ist nicht vorbestimmt, sie kann zwischen 0 und einer theoretischen Obergrenze liegen, die dadurch entsteht, daß nur endlich viele Kreise mit gegebenem Radius in den vorgegebenen endlichen Abschnitt der (η,φ)-Ebene passen.

Für die vorliegende Analyse wird dieser Algorithmus in leicht abgewandelter Form verwendet. Die verwendete Version wurde von J. Kurzhöfer [12] und A. Rostovtsev entwickelt und steht im H1-Analyse-Programmpaket H1PHAN als Funktion QJCONE zur Verfügung. Die Modifikation gegenüber dem LUCELL-Algorithmus besteht in der Reihenfolge, in der die Jets gebildet werden. Bei LUCELL wird die Reihenfolge durch die transversale Energie der Initiatorzelle bestimmt, während sie bei QJCONE durch die gesamte transversale Energie des Jets bestimmt wird, d.h. der Jet mit der größten transversalen Energie wird zuerst gebildet. Dadurch wird vermieden, daß Jets mit großer Energie aufgespalten werden, wenn bereits ein Teilausschnitt das Jetkriterium erfüllt.

Nach der Snowmass-Konvention [11] wird die jedem Jet zugeordnete Richtung in η und φ aus dem nach der transversalen Energie gewichteten Mittelwert über die Zellen innerhalb des Kegels berechnet. Die transversale Energie des Jets ergibt sich durch einfache Summierung über die Zellen im Kegel:

$$E_{\mathrm{T,Jet}} = \sum_{i\ \mathrm{mit}\ d_i<R} E_{\mathrm{T},i} \tag{3.7}$$

und

$$\eta_{\mathrm{Jet}} = \frac{1}{E_{\mathrm{T,Jet}}}\sum_{i\ \mathrm{mit}\ d_i<R} \eta_i\, E_{\mathrm{T},i}\,, \tag{3.8}$$

$$\varphi_{\mathrm{Jet}} = \frac{1}{E_{\mathrm{T,Jet}}}\sum_{i\ \mathrm{mit}\ d_i<R} \varphi_i\, E_{\mathrm{T},i}\,. \tag{3.9}$$

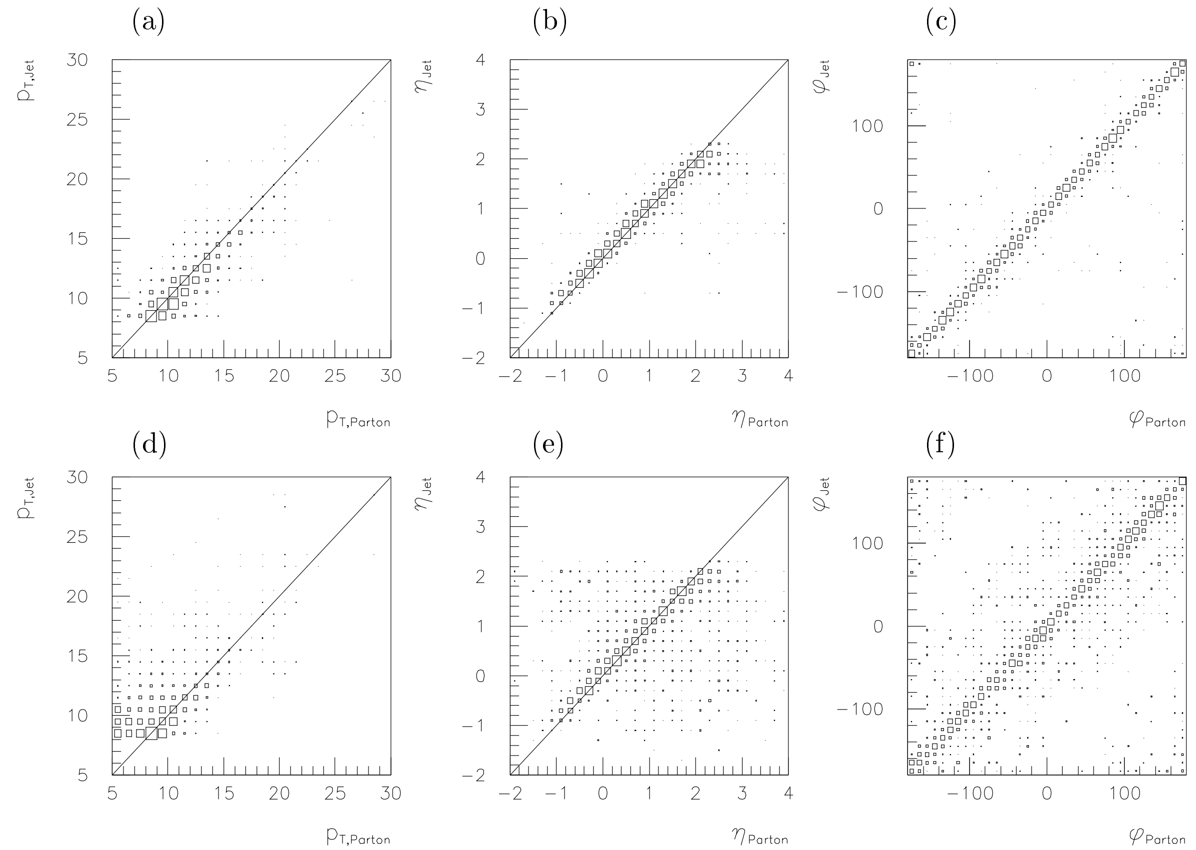


Abbildung 3.1: Korrelation von Parton- und Jetvariablen auf Generatorebene. Dargestellt ist oben (a,b und c) die Korrelation für das Parton mit dem größeren Transversalimpuls, darunter (d,e und f) die für das zweite Parton aus dem harten Streuprozeß.

Es wird ein Kegelradius von 0.7 Einheiten in der (η, φ)-Ebene für Jets aus Hadron-Hadron-Streureaktionen mit einer transversalen Energie oberhalb von 20 GeV empfohlen. In dieser Arbeit wird mit 8 GeV eine deutlich niedrigere Schwelle für die transversale Energie der Jets verwendet. Da typische Jets in diesem Energiebereich weniger eng kollimiert sind, wird im folgenden ein von der Snowmass-Konvention abweichender Radius von 1 in (η, φ) verwendet.

3.2.2 Korrelation von Jet- und Partonvariablen

Bei der Identifikation von Jets mit den hart gestreuten Partonen entsteht bereits ein unvermeidlicher Fehler durch die Einflüsse von Fragmentation und Partonschauer. Diese Effekte sind einer Messung im Experiment schwer zugänglich, da bislang keine freien Partonen beobachtet werden konnten. In diesem Bereich ist man daher auf theoretische Modelle angewiesen. Hier wird dafür der Generator PYTHIA verwendet. Die Abbildung 3.1 zeigt die Korrelation zwischen den charakteristischen Variablen der Jets und der zugrundeliegenden Partonen aus dem harten Streuprozeß für 2-Jet-Ereignisse mit Transversalimpulsen der Jets oberhalb von 8 GeV. Hierfür wurde der Algorithmus QJCONE auf Generatorebene im Pseudorapiditätsintervall $-3 < \eta < +3$ verwendet.

Bei der Darstellung einer solchen Jet-Parton-Korrelation für 2-Jet-Ereignisse ergibt sich das Problem der Zuordnung der Jets zu den Partonen. In diesem Fall wurden nur Ereignisse mit mindestens zwei Jets verwendet; bei mehr als zwei gefundenen Jets wurden nur die beiden mit dem größten Transversalimpuls betrachtet. Dann wurde dem Parton mit dem größeren Transversalimpuls der Jet zugeordnet, der ihm in der (η, φ)-Ebene am nächsten liegt. Der verbleibende Jet wurde dem zweiten Parton zugeordnet.

Es zeigt sich, daß die Rekonstruktion der Parton-Richtung (Abb. 3.1 b,c,e und f) in den meisten Fällen recht gut gelingt, während der Transversalimpuls (Abb. 3.1 a und d) etwas weniger gut rekonstruiert wird. Beim zweiten Jet zeigt sich auch in η ein Untergrund von Ereignissen, bei denen Jet und Parton nicht korreliert sind, was darauf schließen läßt, daß der Jet nicht vom hart gestreuten Parton stammt, sondern aus dem Partonschauer oder aus den fragmentierten Resten von Photon oder Proton.

3.3 Berechnung von x_γ und x_p

Zur Berechnung der fraktionellen Partonimpulse x_γ im Photon und x_p im Proton kann eine Betrachtung analog zur Berechnung der Photonenergie nach der Jacquet-Blondel-Methode durchgeführt werden. Hierzu soll vereinfachend angenommen werden, daß die am harten Streuprozeß beteiligten Partonen keinen Transversalimpuls im Anfangszustand und keine Masse besitzen. Ferner sollen Effekte höherer Ordnung vernachlässigt werden, so daß die Reaktion auf die Streuung zweier Partonen mit den Anfangsenergien $x_\gamma E_\gamma$ und $x_p E_p$ reduziert wird. Dann kann wieder die Erhaltung der Größe $E - p_z$ betrachtet werden, die sich darstellt in der Gleichung

$$2x_\gamma E_\gamma = \sum_{j=1,2} (E_j - p_{z,j}). \tag{3.10}$$

Die Summe auf der rechten Seite läuft dabei über die beiden Partonen nach dem harten Prozeß. In der Praxis müssen für deren Impulse allerdings die der rekonstruierten Jets eingesetzt werden. Die benötigte Photonenergie kann nach einer der beiden weiter oben eingeführten Formeln 3.1 oder 3.2 berechnet werden, so daß sich die folgenden zwei Möglichkeiten zur Berechnung von x_γ ergeben:

$$x_\gamma = \frac{\sum_{\mathrm{Jets}}(E_j - p_{z,j})}{(E_e - E_{e'})} \tag{3.11}$$

und

$$x_\gamma = \frac{\sum_{\mathrm{Jets}}(E_j - p_{z,j})}{\sum_{\mathrm{alleTeilchen}}(E_i - p_z, i)} \tag{3.12}$$

Die Summe im Nenner der zweiten Formel ist über alle Teilchen des Endzustandes der Photon-Proton-Streureaktion zu bilden, also ohne das gestreute Elektron. Die Vor- und Nachteile der beiden Formeln bei der Rekonstruktion von x_γ aus Detektordaten werden später im Abschnitt 4.6 dargestellt. Auf der Ebene der stabilen Teilchen des Ereignisgenerators ergeben beide Formeln das gleiche Resultat, da hier die Erhaltung von Energie und Impuls exakt eingehalten wird.

Bei Ereignissen mit direktem Photon kann das punktförmige Photon als sein eigenes Parton aufgefaßt werden, das den gesamten Impuls trägt. Für eine logische Erweiterung der Definition von x_γ auf direkte Prozesse liegt es daher nahe, diesen den Wert $x_\gamma = 1$ zuzuweisen. Dieser Wert ergibt sich idealerweise auch als Resultat der obigen Formeln, wenn der Endzustand der Streureaktion nur aus den beiden beobachteten Jets besteht, neben dem Proton-Rest, der einen vernachlässigbaren Beitrag liefert.

Der Impulsbruchteil x_p des Partons auf der Proton-Seite ergibt sich analog, wenn als Erhaltungsgröße $E + p_z$ verwendet wird:

$$x_p = \frac{1}{2E_p} \sum_{\mathrm{Jets}} (E_j + p_{z,j}) \tag{3.13}$$

Abbildung 3.2 (a) zeigt die Korrelation zwischen dem auf Generatorebene nach einer der Gleichungen 3.11 oder 3.12 rekonstruierten und dem wahren Wert für x_γ für den mit PYTHIA generierten Satz von Ereignissen mit aufgelöstem Photon, bei denen zwei Jets oberhalb der Schwelle von 8 GeV transversaler Energie gefunden wurden. Die Jets wurden wie bereits im vorigen Abschnitt vom Algorithmus QJCONE unter den stabilen Teilchen auf Generatorebene im Pseudorapiditätsintervall $-3 < \eta < +3$ gefunden. Abbildung 3.2 (d) zeigt die Verteilung des rekonstruierten Wertes für den entsprechenden Satz von Ereignissen mit direktem Photon. Die Korrelation von wahrem und rekonstruiertem x_p ist in Teil (g) derselben Abbildung dargestellt. Es zeigt sich, daß PYTHIA bereits auf dieser Ebene keine sehr gute Auflösung für die x_γ-Rekonstruktion vorhersagt. Es gibt insbesondere eine Reihe von Ereignissen mit aufgelöstem Photon, bei denen ein kleines x_γ unterhalb von 0.2 viel zu groß rekonstruiert wird. Dieser Effekt ist besonders störend im Hinblick auf eine mögliche Trennung von Ereignissen mit direktem und aufgelöstem Photon. Ursache dieses Problems ist eine Fehlzuordnung der Jets. Es wird in diesen Fällen offensichtlich ein Teil des Photon-Restes als Jet fehlinterpretiert, während eines der beiden Partonen aus dem harten Streuprozeß nicht gefunden wird, weil der zugehörige Jet einen kleineren Transversalimpuls hat, oder weil er bei einem sehr kleinen Winkel zur Protonrichtung liegt.

Das Vorliegen einer solchen Fehlinterpretation läßt sich im Experiment nicht im Einzelfall feststellen. Es ist aber möglich, eine Untermenge von Ereignissen auszuwählen, bei der die Wahrscheinlichkeit dafür kleiner ist. Wird ein Jet im Photon-Rest gefunden, so befindet er sich i.a. bei großem Polarwinkel bzw. kleiner Pseudorapidität. Der andere Jet liegt dann meistens in Vorwärtsrichtung, weil x_γ klein ist. Solche Ereignisse lassen sich daher unterdrücken, wenn verlangt wird, daß der Abstand zwischen den Pseudorapiditäten η_1 und η_2 der beiden Jets klein ist. In Abb. 3.2 (b), (e) und (h) wurde ein Schnitt bei $|\eta_1 - \eta_2| < 1.5$ angebracht, was die Rekonstruktion von x_γ verbessert. Zum Vergleich ist in den Teilabbildungen (c), (f) und (i) der Schnitt umgekehrt, d.h. hier sind nur Ereignisse mit $|\eta_1 - \eta_2| > 1.5$ dargestellt.

Diese Verbesserung der Rekonstruktionsgüte führt allerdings zu einem Verlust von etwa 30% der aufgelösten und 25% der direkten Ereignisse. In den Abbildungen 3.2 (e) und (f) zeigt sich, daß durch diesen Schnitt auch die Rekonstruktion von x_γ bei direkten Ereignissen leicht verbessert wird. Das gleiche gilt auch für die Rekonstruktion von x_p, was beim Vergleich der Teilabbildungen (h) und (i) deutlich wird.

Werden die gefundenen Jets mit den Partonen aus dem harten Streuprozeß identifiziert, dann ist die hier verwendete Größe $\eta_1 - \eta_2$ eine Funktion des Streuwinkels $\theta^\star$ im Schwerpunktsystem des harten Streuprozesses. Der Zusammenhang ist

$$\eta_1 - \eta_2 = -2 \ln \tan \frac{\theta^\star}{2} \,. \tag{3.14}$$

Der soeben eingeführte Schnitt wählt Ereignisse aus, bei denen die Partonen im Endzustand unter großem Winkel zur Strahlrichtung auftreten. Die Differenz $\eta_1 - \eta_2$ entspricht dabei etwa einem Streuwinkel von $\theta^\star \approx 50°$.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Rekonstruktion der Kinematik des harten Streuprozesses aus dem Endzustand der stabilen Teilchen nicht exakt möglich ist. Das bedeutet, daß selbst ein idealer Detektor, der den vollen Raumwinkel abdeckt und die Impulse sämtlicher Teilchen exakt mißt, die zugrundeliegende Kinematik im Rahmen des von PYTHIA verwendeten Modells nur näherungsweise bestimmen kann.

Im folgenden werden die zusätzlichen Effekte beschrieben, die beim Einsatz eines realen Detektors mit begrenzter Akzeptanz und Energieauflösung auftreten. Der zuletzt eingeführte Schnitt auf den Abstand der beiden Jets in der Pseudorapidität wird zur Verbesserung der x_γ-Rekonstruktion in dieser Analyse auch auf Detektorebene angewandt (s. Abschnitt 6.4). Die Begründung für diesen Schnitt beruht nur auf der Monte-Carlo-Simulation, und der Nutzen wird sich experimentell nicht nachweisen lassen, solange die Beobachtung von freien Partonen nicht möglich ist. Die Verwendung dieses physikalischen Modells rechtfertigt sich jedoch dadurch, daß

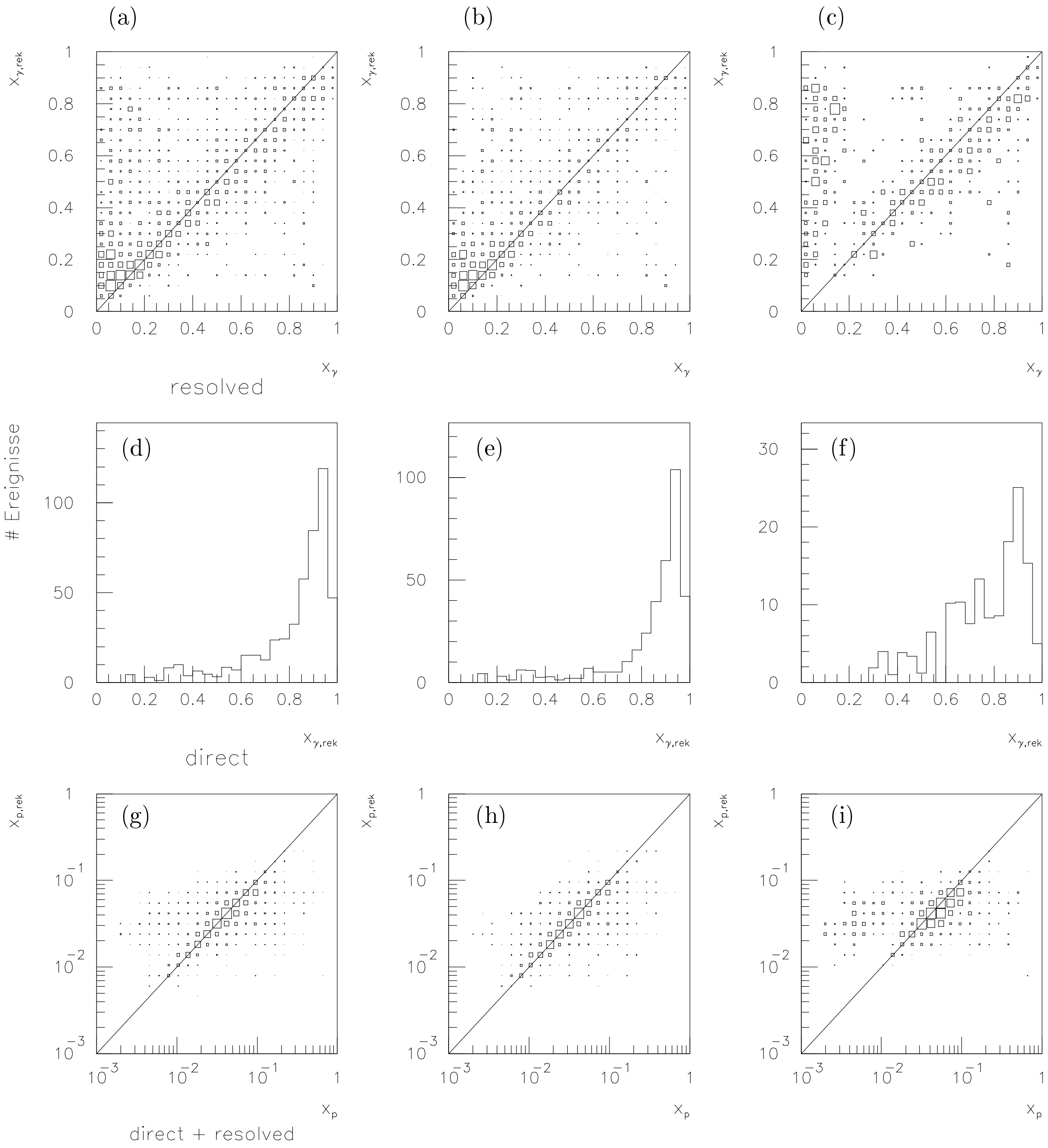


Abbildung 3.2: Rekonstruktion von x_γ auf Generatorebene für aufgelöste (a, b und c) und direkte (d, e und f) Photonen, sowie Rekonstruktion von x_p (g, h und i). $x_{\gamma,\mathrm{rek}}$ und $x_{p,\mathrm{rek}}$ sind die nach den in diesem Abschnitt eingeführten Formeln berechneten Werte, und x_γ und x_p sind die wahren Größen des Generators. Die Histogramme (a), (d) und (g) beruhen auf dem vollen Satz von 2-Jet-Ereignissen, (b), (e) und (h) enthalten nur Ereignisse, bei denen der Abstand zwischen den Pseudorapiditäten der Jets $|\eta_1 - \eta_2| < 1.5$ ist. (c), (f) und (i) zeigen die Ereignisse mit $|\eta_1 - \eta_2| > 1.5$.

eine Vielzahl von beobachtbaren Ergebnissen richtig vorhergesagt wird, was später in Kapitel 6 gezeigt wird.

Kapitel 4

Der H1-Detektor bei HERA

4.1 HERA

HERA ist der Name des weltweit ersten und bisher einzigen Elektron-Proton-Speicherringes. Der Speicherring befindet sich am Großforschungsinstitut DESY in einem unterirdischen Tunnel mit etwa 6.3 km Umfang. Die auf eine Energie von 820 GeV beschleunigten Protonen werden von 449 supraleitenden Dipolmagneten auf ihrer ringförmigen Bahn gehalten, auf der sie die Hamburger Stadtteile Bahrenfeld, Stellingen und Lurup unterqueren. Die Elektronen bewegen sich in entgegengesetzter Richtung im gleichen Tunnel, aber in einer eigenen Vakuumröhre mit einer Energie von derzeit 26.7 GeV.

Der Speicherring verfügt über vier Wechselwirkungszonen, an denen Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden können. Im Jahre 1993 waren zwei dieser Wechselwirkungszonen von den beiden großen Experimenten ZEUS und H1 belegt. Abbildung 4.1 zeigt einen Übersichtsplan des Beschleunigers.

Elektronen und Protonen laufen in bis zu 210 Teilchenpaketen (Bunchen), die im Abstand

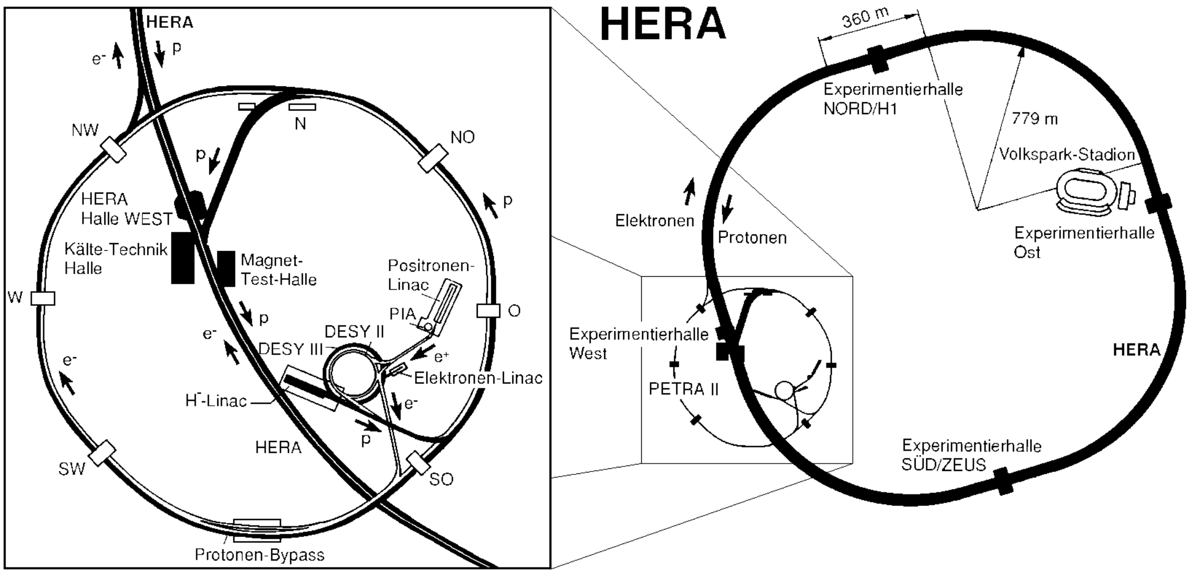


Abbildung 4.1: Übersichtsplan des Speicherrings HERA. Links ist das System der Vorbeschleuniger vergrößert dargestellt. Der größte der Vorbeschleuniger ist der ehemalige e^+-e^--Speicherring PETRA mit einem Umfang von 2.3 km.

von etwa 30 m aufeinanderfolgen. Alle 96 ns kommt es zu einer Begegnung eines Elektronbunches mit einem Protonbunch und damit zu einer möglichen Wechselwirkung. Die mittlere Zahl der Wechselwirkungen bei einer Bunchbegegnung liegt bei der Design-Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ in der Größenordnung von 10^{-3}.

4.2 Aufbau des H1-Detektors

Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors ist in [13] zu finden. An dieser Stelle werden nur kurz die Detektorkomponenten beschrieben, die für diese Arbeit von Bedeutung sind.

Abbildung 4.2 zeigt eine Übersichtszeichnung des Detektors. Aufgrund der stark unterschiedlichen Strahlenergien von Protonen und Elektronen bei HERA ist der Energiefluß der Reaktionsprodukte der Kollisionen asymmetrisch entlang der Strahlachse verteilt. Beim Entwurf des Detektors wurde daher in Protonrichtung eine aufwendigere Instrumentierung mit feinerer Granularität als in Elektronrichtung vorgesehen.

Das bei H1 allgemein verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 4.2 unten rechts angedeutet. Die x-Achse zeigt dabei horizontal senkrecht zur Vakuumröhre in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Ringes, die y-Achse zeigt senkrecht nach oben, und die z-Achse liegt parallel zum Strahlrohr. Dabei bewegen sich die Protonen in positive z-Richtung, die bei H1 häufig mit „Vorwärtsrichtung“ bezeichnet wird. Die Elektronen bewegen sich entsprechend „rückwärts“ in negative z-Richtung. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Wechselwirkungspunkt. Weitere Koordinaten, die in dieser Arbeit benutzt werden, sind der radiale Abstand vom Strahl $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, der Azimutwinkel φ mit $\tan\varphi = y/x$, der Polarwinkel ϑ mit $\cos\vartheta = z/\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ und die Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan(\vartheta/2)$.

Im zentralen Bereich um den Wechselwirkungspunkt (Vertex) befindet sich ein System von Spurenkammern, in Abbildung 4.2 mit $\boxed{2}$ markiert. Dieses besteht aus zwei großen Driftkammern, die in radialer Richtung die Bereiche $20\,\mathrm{cm} < r < 45\,\mathrm{cm}$ und $53\,\mathrm{cm} < r < 85\,\mathrm{cm}$ abdecken. Zwischen beiden Driftkammern und zwischen der inneren Kammer und dem Strahlrohr befinden sich zur genauen Vertex-Rekonstruktion noch je zwei Proportionalkammern, mit Signaldrähten in longitudinaler und azimutaler Richtung. Das zentrale Spurenkammernsystem deckt insgesamt etwa den Polarwinkelbereich $25° < \vartheta < 155°$ ab.

Im Vorwärtsbereich schließen sich die Vorwärtsspurenkammern $\boxed{3}$ an, die den Bereich $7° < \vartheta < 25°$ abdecken. Dabei handelt es sich um drei Module, die aus je drei Proportionalkammern und einem Volumen zur Erzeugung von Übergangsstrahlung bestehen. Die Proportionalkammern sind als Scheiben hintereinander in z-Richtung angeordnet mit wechselnder Abfolge von Signaldrähten in planarer, azimutaler und radialer Richtung.

Die Messung der Impulse geladener Teilchen im Spurenkammernsystem wird durch eine supraleitende Spule $\boxed{6}$ ermöglicht, die ein homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von etwa 1.2 T erzeugt.

Außen an die Spurenkammern schließt sich das Flüssigargonkalorimeter an. Der innere, elektromagnetische Teil $\boxed{4}$ enthält Bleiplatten als Absorber, im hadronischen Teil $\boxed{5}$ wurden Platten aus Edelstahl verwendet. Die Verwendung von flüssigem Argon als aktives Material bedingt die Anordnung des gesamten Kalorimeters innerhalb eines Kryostaten $\boxed{15}$. Die Größe der einzelnen Zellen des Kalorimeters variiert zwischen 10 und $100\,\mathrm{cm}^2$ im elektromagnetischen Teil und zwischen 50 und $2000\,\mathrm{cm}^2$ im hadronischen Teil. Die volle Tiefe des Kalorimeters entspricht 4 bis 6 hadronischen Wechselwirkungslängen, und die erreichte Energieauflösung liegt bei etwa $50\%/\sqrt{E}$ für Hadronen. Der elektromagnetische Teil hat eine Dicke von 20 bis 30 Strahlungslängen und eine Energieauflösung von etwa $10\%/\sqrt{E}$ für Elektronen. Für das Flüssigargonkalorimeter wird im folgenden gelegentlich die Abkürzung „LAr“ (**Li**quid **Ar**gon Calorimeter) verwendet werden. Das Kalorimeter deckt etwa einen Polarwinkelbereich von $5° < \vartheta < 150°$ ab. Eine ausführliche Beschreibung des Flüssigargonkalorimeters findet sich in [14].

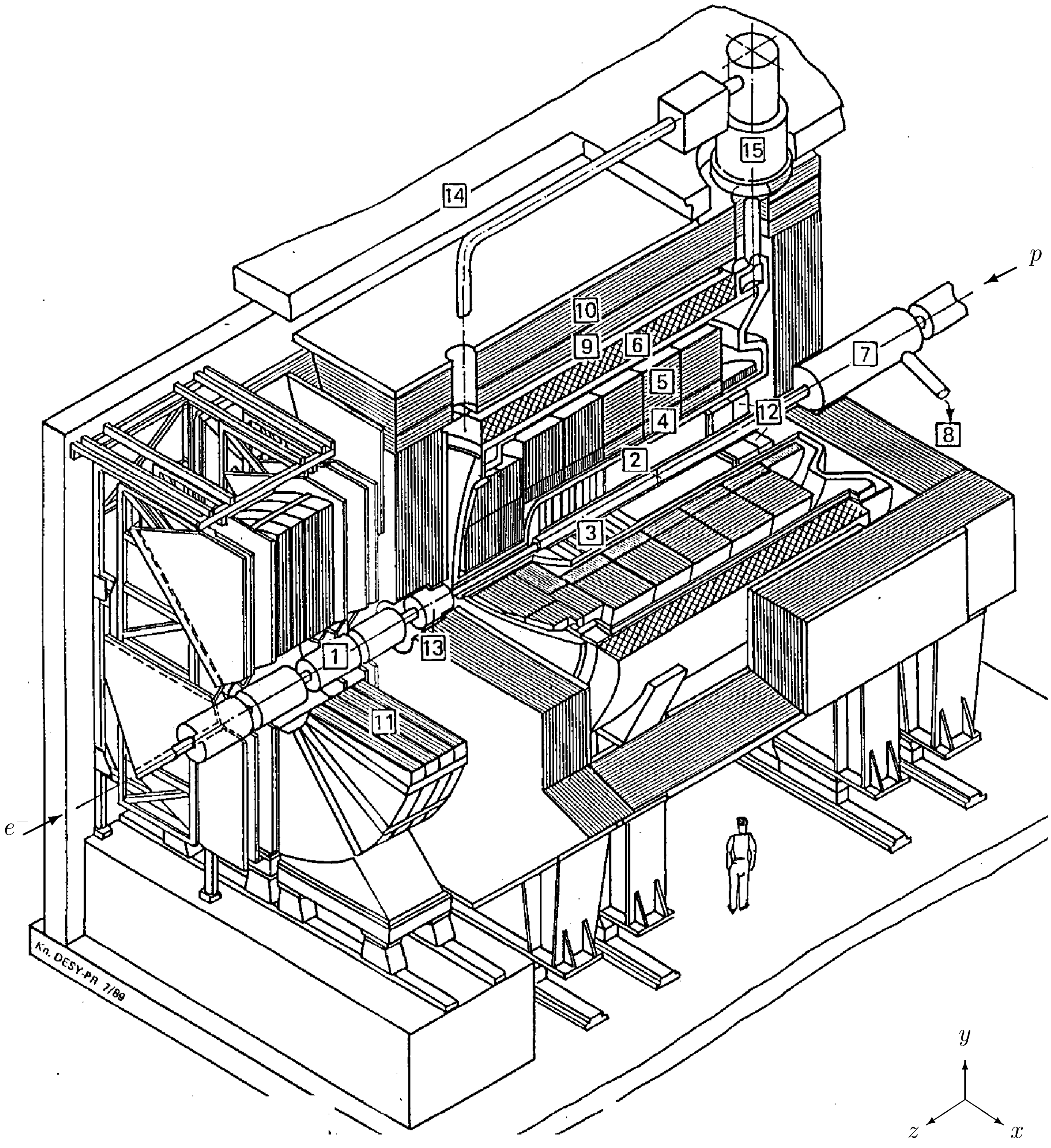


Abbildung 4.2: Übersichtsbild des H1-Detektors

1	Strahlrohr mit Strahlmagneten	9	Myonkammern
2	Zentrale Spurenkammern	10	Instrumentiertes Eisenjoch
3	Vorwärtsspurenkammern	11	Myon-Toroidmagnet
4	Elektromagnetisches Kalorimeter	12	Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter (BEMC)
5	Hadronisches Kalorimeter	13	Plug-Kalorimeter
6	Supraleitende Magnetspule	14	Betonabschirmung
7	Kompensationsmagnet	15	Flüssigargon-Kryostat
8	Helium-Kälteanlage		

Der rückwärtige Bereich bei $150^\circ < \vartheta < 175^\circ$ wird von dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter $\boxed{12}$ abgedeckt, das sich außerhalb des Flüssigargon-Kryostaten befindet. Für dieses Kalorimeter ist die Abkürzung BEMC (**B**ackward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter) üblich. Dabei handelt es sich um ein Blei-Szintillator-Kalorimeter, das aus 88 meist quadratischen Zellen mit einem Querschnitt von $16\times16\,\mathrm{cm}^2$ besteht. Die Dicke des BEMC entspricht etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge oder 22 elektromagnetischen Strahlungslängen.

Der gesamte bisher beschriebene Teil des H1-Detektors ist von einem Eisenjoch $\boxed{10}$ umgeben, das dazu dient, den Magnetfluß der Spule zurückzuführen. Dieses Eisenjoch ist zusätzlich mit Streamerröhren $\boxed{9}$ instrumentiert, die die Messung der Energie ermöglichen, die aus dem Hauptkalorimeter nach außen entweicht. Gleichzeitig dienen sie zum Nachweis von Myonen.

Die Signale des in Abbildung 4.2 noch eingezeichneten Vorwärtskalorimeters $\boxed{13}$ und des vorderen Myonspektrometers $\boxed{11}$ werden für diese Arbeit nicht betrachtet.

Ein wichtiger, in Abbildung 4.2 nicht dargestellter Teil des Detektors ist das Luminositätssystem. Die Luminositätsmessung beruht auf der Beobachtung der Bremsstrahlungsereignisse $e\,p \to e\,p\,\gamma$, die sich durch einen hohen und genau berechenbaren Wirkungsquerschnitt auszeichnen. Zur Beobachtung dieser Ereignisse dienen zwei kleine Kristallkalorimeter, die sich dicht am Strahlrohr in Richtung des auslaufenden Elektrons befinden. Der Kleinwinkel-Elektron-Detektor oder Elektron-Tagger befindet sich 33 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt und dient zum Nachweis von Elektronen, die um einem Winkel von weniger als 5 mrad abgelenkt werden. In einer Entfernung von 103 m vom Wechselwirkungspunkt, genau in Verlängerung der Elektronenstrahlrichtung, befindet sich der Photondetektor, der die erzeugten Bremsstrahlungsphotonen bis zu einem maximalen Winkel von 0.45 mrad zur Elektronrichtung nachweist. Der Elektron-Tagger spielt neben seiner Funktion für die Luminositätsmessung auch eine wichtige Rolle bei der Analyse von Photoproduktionsereignissen, da er den Nachweis des gestreuten Elektrons und seine Energiemessung für einen Teil der Ereignisse im Bereich $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ erlaubt. Der Akzeptanzbereich des Elektron-Taggers erstreckt sich auf gestreute Elektronen mit Energien etwa zwischen 7 und 20 GeV, entsprechend einem Energiebereich von $0.25 < y < 0.7$ für Photoproduktionsereignisse.

4.3 Die Datennahmeperiode 1993

Während der ersten Datennahmeperiode im Sommer des Jahres 1992 wurden mit dem H1-Detektor Daten einer integrierten Luminosität von etwa $1\,\mathrm{nb}^{-1}$ aufgezeichnet. Bereits auf der Grundlage dieser Daten waren erste Untersuchungen zur harten Photoproduktion [15] und zum totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt [16] möglich.

Im Herbst desselben Jahres konnte die zur Verfügung stehende Statistik dann auf etwa $25\,\mathrm{nb}^{-1}$ erhöht werden. Damals wurde HERA mit je 10 Elektron- und Protonbunchen betrieben, von denen 9 zur Kollision gebracht wurden. Je einer der Bunche auf beiden Seiten diente als sogenannter Pilotbunch zur Untergrundabschätzung. Dabei handelt es sich um einen Bunch ohne Kollisionspartner. Während dieser Bunch die Wechselwirkungszone passiert, kommt es nicht zu Elektron-Proton-Kollisionen; sämtliche Prozesse, die nicht durch die Kollision von Elektronen und Protonen verursacht werden, ereignen sich aber in gleichem Maße wie beim Durchtritt von kollidierenden Bunchen. Dies ermöglicht eine Abschätzung des Beitrags von Untergrundereignissen, die in erster Linie aus Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Restgas in der Vakuumröhre stammen.

Im Herbst 1992 betrug der gesamte Strom im Elektronen- und Protonenstrahl typischerweise je etwa 1 bis 2 mA. Dieser Strom wurde im Jahre 1993 auf bis zu 10-15 mA erhöht, gleichzeitig wurde die Zahl der kollidierenden Bunche auf 84 erhöht. Zusätzlich befanden sich noch 6 Proton- und 10 Elektron-Pilotbunche im Beschleuniger. Im Jahre 1993 betrug die größte erreichte Luminosität etwa $2\cdot10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

Mit dem H1-Detektor wurden 1993 Daten einer integrierten Luminosität von etwa $500\,\mathrm{nb}^{-1}$ aufgezeichnet. Während der Datennahme führte eine technische Panne zum Ausfall der supraleitenden Spule, so daß etwa $100\,\mathrm{nb}^{-1}$ ohne Magnetfeld aufgezeichnet wurden. Da gleichzeitig der für diese Arbeit wichtigste Trigger, der Flüssigargonkalorimetertrigger, in seiner Funktion beeinträchtigt war, werden die Daten ohne Magnetfeld für diese Analyse nicht verwendet. Die Analyse beschränkt sich auf eine integrierte Luminosität von $320\,\mathrm{nb}^{-1}$, die nach der Wiederherstellung des magnetischen Feldes bei weitgehend einheitlichen Triggerbedingungen aufgezeichnet wurde.

4.4 Datennahme

4.4.1 Trigger

In der endgültigen Ausbaustufe ist für den H1-Detektor ein vierstufiges Triggersystem vorgesehen, bis zum Jahr 1993 waren davon jedoch nur die Triggerstufen 1 und 4 implementiert. Die erste Stufe besteht aus einer Reihe verschiedener Triggerelemente, die jeweils auf dem Signal einer einzelnen Detektorkomponente beruhen. Darüberhinaus sind auf dieser Ebene auch einfache logische Verknüpfungen von zwei oder mehreren Triggerelementen zu sogenannten Subtriggern möglich. Außerdem ist es möglich, Triggerkombinationen mit hoher Rate zu untersetzen, so daß nur ein vorgegebener Bruchteil der akzeptierten Ereignisse tatsächlich getriggert wird. Die ebenfalls bereits installierte vierte Triggerstufe besteht aus einer Reihe von leistungsfähigen Prozessoren, die bereits eine weitgehende Rekonstruktion der Detektordaten in Echtzeit vornehmen, und so die Anwendung komplexer Kriterien zur Filterung der Ereignisse und Untergrundunterdrückung erlauben.

Die erste Triggerstufe muß im Takt mit der HERA-Bunchfrequenz Entscheidungen darüber treffen, ob ein Ereignis stattgefunden hat und akzeptiert wird; eine solche Entscheidung wird demnach einmal in 96 ns fällig. Da das Signal der meisten Detektorkomponenten erst mehrere Bunche später vorliegt, müssen die Informationen in einer Pipeline gespeichert und dann parallel verarbeitet werden. Die Entscheidung der ersten Triggerstufe liegt nach $2.4\,\mu$s vor, in dieser Zeit haben also bereits 24 weitere Bunchbegegnungen stattgefunden. Liegt die Entscheidung vor, daß ein Ereignis akzeptiert werden soll, dann wird die Pipeline angehalten, und die gespeicherten Informationen für den entsprechenden Bunch werden ausgelesen. Die Rate der von der ersten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse ist bisher durch die Aufnahmefähigkeit der vierten Stufe auf etwa 50 Hz begrenzt. In der endgültigen Ausbaustufe des Triggersystems ist eine Rate in der Größenordnung von 1 kHz vorgesehen, die durch die zweite Triggerstufe auf etwa 200 Hz und auf Stufe 3 dann bis auf 50 Hz reduziert werden soll. Auf der letzten Stufe wird die Rate auf etwa 5 Hz reduziert. Mit dieser Geschwindigkeit können die vollen Ereignisinformationen auf Magnetbänder geschrieben werden.

Die bisher nicht installierte Triggerstufe 2 soll innerhalb von $20\,\mu$s eine Entscheidung treffen. Ein vielversprechender Vorschlag zur Realisierung dieser Triggerstufe basiert auf dem Einsatz von künstlichen neuronalen Netzen (beschrieben z. B. in [17]). Die dritte Stufe besteht aus einem RISC-Prozessor, der seine Entscheidung innerhalb von einigen $100\,\mu$s treffen soll.

Nachfolgend wird kurz die Funktion derjenigen Elemente der ersten Triggerstufe beschrieben, die für diese Analyse von Bedeutung sind.

LAr-Trigger: Der Flüssigargonkalorimetertrigger wird durch eine Energiedeposition oberhalb eines Schwellenwertes im Flüssigargonkalorimeter ausgelöst. Das Kalorimeter wird in ein Raster von 23×32 Triggertürmen aufgeteilt, die etwa auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. Diejenigen Triggertürme, deren Energie oberhalb einer Schwelle liegt, werden dann, evtl. abhängig vom Polarwinkel ϑ gewichtet, zu einer Gesamtenergie summiert. Hier stehen mehrere Triggerelemente mit verschiedenen Schwellen und verschiedener Gewichtung zur Verfügung. Die Schwelle für die Energie eines einzelnen Triggerturmes wird durch das Niveau des elektronischen Rauschens festgelegt. Bei den Triggerelementen mit niedriger Schwelle wird die durch das Rauschen verursachte zufällige Triggerrate durch die Koinzidenz mit einer zusätzlichen Spurbedingung herabgesetzt.

Spur-t_0-Trigger: Der Spur-t_0-Trigger wird durch ein minimales Signal von einer der zentralen oder vorderen Spurenkammern ausgelöst. Er stellt die schwächste Spurbedingung dar und wird daher hauptsächlich in Koinzidenz mit anderen Triggerelementen verwendet. Mit t_0 wird der Zeitpunkt der möglichen Wechselwirkung bezeichnet, der beim Auslesen eines Ereignisses bekannt sein muß. Dieser Zeitpunkt kann z. B. durch das Spur-t_0-Signal vorgegeben werden.

Vorwärtsspurtrigger: Das Vorwärtsspursignal wird ausgelöst durch eine Koinzidenz eines Signals in der inneren zentralen Proportionalkammer und im Vorwärtsspurenkammernsystem. Damit sollen Spuren erkannt werden, die vom Wechselwirkungspunkt kommend in Vorwärtsrichtung verlaufen.

z-Vertex-Trigger: Der z-Vertex-Trigger basiert auf dem Signal der zentralen und der ersten vorderen Proportionalkammern. Mögliche Spuren werden aus der Kombination des Signals von 4 Proportionalkammern gebildet, und die aus jeder Spur berechnete z-Position des Vertex wird in ein Histogramm gefüllt. Zeigt sich im Histogramm eine signifikante Anhäufung von Spuren an einer Stelle, dann wird der Trigger ausgelöst. Es stehen zwei unterschiedliche Schwellen für die Signifikanz des Vertex zur Verfügung.

DC-r/φ-Trigger: Der Driftkammer-r/φ-Trigger beruht auf einer vereinfachten Rekonstruktion von Spuren in der zentralen Driftkammer. Es wird das Signal eines Teils der Drähte ausgewertet, und mögliche Spuren werden durch eine Mindestzahl von Signalen innerhalb einer Maske in der (r, φ)-Ebene identifiziert. Es stehen gleichzeitig mehrere Triggerelemente mit unterschiedlich starken Bedingungen für die Auslösung des Triggers zur Verfügung, dabei können Zahl, Impuls und Ladungsvorzeichen der Spuren vorgegeben werden. Eine genauere Beschreibung findet sich in [18].

Etag-Trigger: Der Etag-Trigger wird ausgelöst durch ein Signal im Kleinwinkel-Elektrondetektor. Da die Rate durch Elektron-Gas-Streuung dominiert wird, wird dieses Triggerelement in Koinzidenz mit einer minimalen Spurbedingung wie dem Spur-t_0 oder dem DC-r/φ-Trigger mit niedriger Schwelle eingesetzt.

4.4.2 Ereignis-Klassifikation

Die von der vierten Triggerstufe akzeptierten Daten werden auf Magnetbänder geschrieben, und die Weiterverarbeitung geschieht dann nicht mehr in Echtzeit. Die aufgezeichneten Ereignisse werden zunächst vollständig rekonstruiert, anschließend werden sie nach möglichen physikalischen Prozessen klassifiziert und auf den sogenannten POT-Bändern („**P**roduction **O**utput **T**ape“) archiviert. Nicht klassifizierte Ereignisse werden dabei nicht mehr aufgezeichnet. Eine Teilmenge der Ereignisse einiger der POT-Klassen wird durch noch strengere Kriterien ausgewählt und bildet dann als DST („**D**ata **S**ummary **T**ape“) die Grundlage für die meisten Physik-Analysen.

Da bei der Datenselektion in Kapitel 5 auf Informationen aus der Ereignisklassifikation zurückgegriffen wird, müssen hier drei der für die Daten des Jahres 1993 verwendeten DST-Klassen eingeführt werden.

High-E_T: Diese DST-Klasse bildet die Grundlage für diese Analyse, sie enthält Kandidaten für Jet-Ereignisse. Für die Klassifizierung als *High-E_T* wird von einem Ereignis eine summierte transversale Energie von mehr als 20 GeV im Polarwinkelbereich $10^\circ < \vartheta < 175^\circ$ verlangt. Zusätzliche Bedingung ist die Rekonstruktion mindestens einer „guten“ Spur, wobei sich eine „gute“ Spur durch eine Mindestzahl von Signalen der Drahtkammer sowie durch einen Mindestimpuls auszeichnet; außerdem wird verlangt, daß sie zum Wechselwirkungspunkt zeigt.

High-Q^2-DIS: Tiefinelastische Ereignisse mit großem Q^2 sind eine ernstzunehmende Untergrundquelle im Rahmen dieser Analyse. In diese Klasse werden Ereignisse mit einem Elektron-Kandidaten im Flüssigargonkalorimeter eingeordnet. Ein Elektronkandidat ist dabei eine lokale Energiedeposition im Kalorimeter mit einer Mindestenergie, zusätzlich werden Form und Ausdehnung des Schauers im Kalorimeter beurteilt.

Low-Q^2-DIS: Als Kandidaten für tiefinelastische Ereignisse mit kleinem Q^2 werden Ereignisse mit einer lokalen Energiedeposition im BEMC von mehr als 5 GeV klassifiziert. Wenn es sich hierbei um das gestreute Elektron handelt, dann liegt das Q^2 des Ereignisses aufgrund des durch die Akzeptanz des BEMC vorgegebenen Winkelbereichs unterhalb von etwa 100 GeV^2, dies wird hier als „kleines“ Q^2 bezeichnet, obwohl diese Größe für Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 \approx 0$ noch kleiner ist.

Die POT-Bänder der im Jahre 1993 mit dem H1-Detektor genommenen Daten umfassen ein Datenvolumen von etwa 450 GB. Die DST-Daten konnten für diese Datennahmeperiode noch in reduzierter Form auf Festplatten gespeichert werden, was einen schnellen Zugriff auf die Daten ermöglicht. Die auf Platten gespeicherten Daten umfassen etwa 80 GB bei einer mittleren Größe eines Ereignisses von etwa 30 kB.

4.5 Detektorsimulation für Monte-Carlo-Ereignisse

Zur vollen Simulation des H1-Detektors für Monte-Carlo-Ereignisse steht das Programm H1SIM zur Verfügung. Die Detektorsimulation beruht auf dem am CERN entwickelten Programmpaket GEANT [19], das eine detaillierte Simulation der Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen in Materie ermöglicht. Die volle Simulation der Schauerentwicklung im detailliert beschriebenen Detektor bedingt einen relativ großen Aufwand an Computerzeit. Um diesen Aufwand zu verringern, wurde das Modul H1FAST entwickelt, das auf der Annahme einer vereinfachten Detektorgeometrie und einer teilweise parametrisierten Schauerentwicklung beruht. Auch bei Einsatz dieser vereinfachten Simulation beträgt die benötigte Rechenzeit für ein typisches hartes Photoproduktionsereignis jedoch noch etwa 50 s[1].

Der von PYTHIA vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für harte Photoproduktion mit einem Impulsübertrag im harten Streuprozeß oberhalb von 2.5 GeV beträgt etwa 2 μb. Für den Vergleich mit den Daten einer integrierten Luminosität von 320 nb^{-1} wäre somit die Simulation von gut einer halben Million Ereignisse erforderlich, was eine Rechenzeit von etwa einem Jahr auf einem Prozessor der SGI-Challenge bedeutet. Eine solche Simulation verbietet sich von selbst; es muß daher nach Möglichkeiten gesucht werden, den Simulationsaufwand weiter zu reduzieren.

Für eine Analyse von Jet-Ereignissen mit großem Transversalimpuls liegt es nahe, den Abschneideparameter für den Impulsübertrag im harten Streuprozeß $\hat{p}_{\mathrm{T,cut}}$ zu erhöhen. Für $\hat{p}_{\mathrm{T,cut}} = 4$ GeV reduziert sich der Wirkungsquerschnitt auf etwa 300 nb. Nach der Simulation des Detektors und der Auswahl von Ereignissen mit 2 Jets mit einem Transversalimpuls von je mindestens 8 GeV tragen Ereignisse mit $\hat{p}_{\mathrm{T}} < 4$ GeV nur noch etwa 4% zum Datensatz bei. In Abbildung 4.3 (a) und (c) ist die $\hat{p}_{\mathrm{T}}$-Verteilung dargestellt für die generierten Ereignisse und für die Ereignisse mit zwei 8 GeV-Jets nach Detektorsimulation. Die Abschätzung des Verlustes

[1] Die angegebenen Rechenzeiten beziehen sich auf eine SGI-Challenge XL mit R4400-Prozessor bei einer Taktfrequenz von 150 MHz.

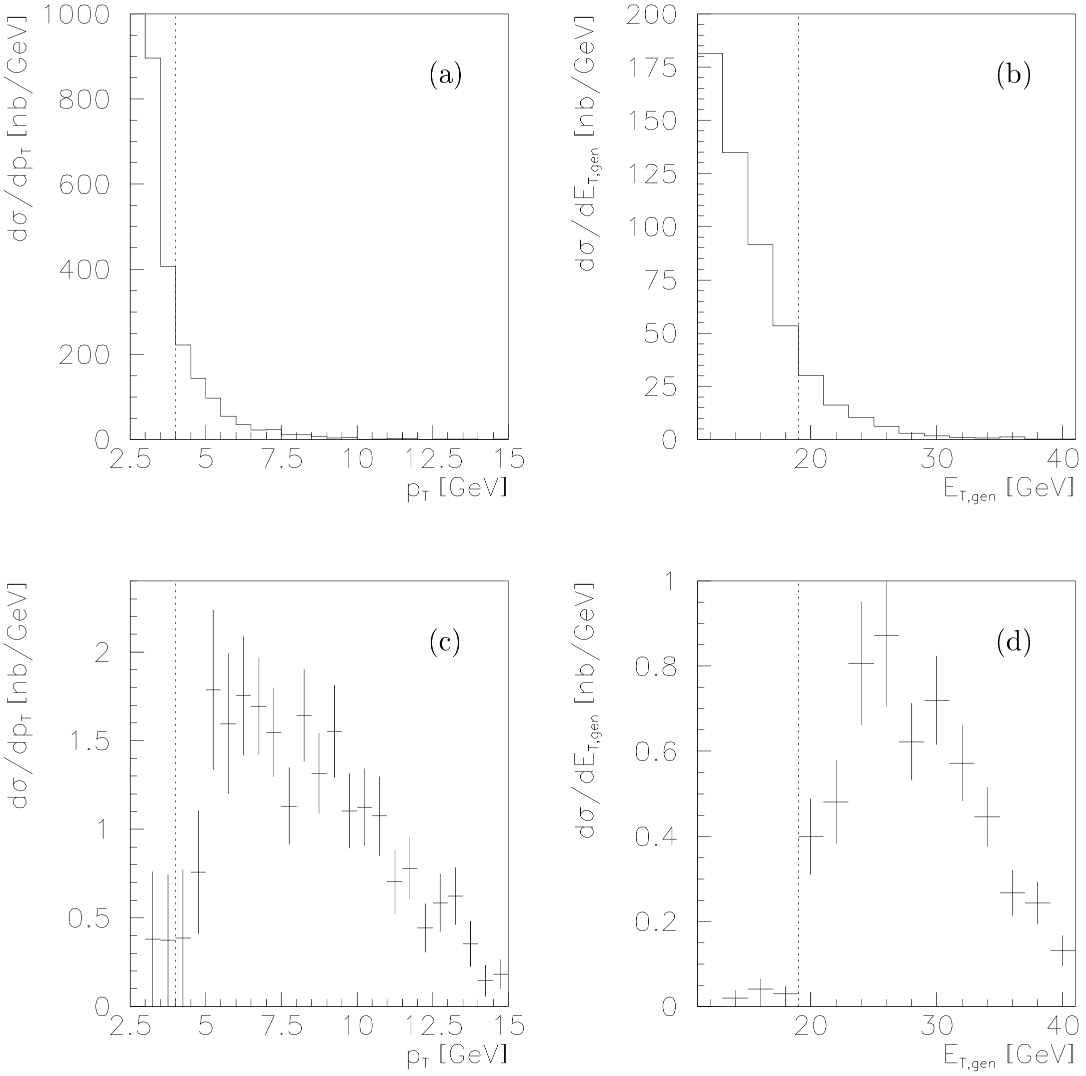


Abbildung 4.3: Transversalimpuls $\hat{p}_T$ im harten Streuprozeß für alle von PYTHIA generierten Ereignisse (a) und für die Ereignisse mit zwei 8 GeV-Jets nach Detektorsimulation (c). Rechts die Verteilung der summierten transversalen Energie der stabilen Teilchen für alle Ereignisse (b) und für akzeptierte 2-Jet-Ereignisse (d). Die gestrichelten Linien deuten die Schnitte an, die auf Generatorebene angewandt wurden, um den Simulationsaufwand zu reduzieren.

von etwa 4% der Ereignisse bei $\hat{p}_T < 4\,\mathrm{GeV}$ ist allerdings mit großem Fehler behaftet, da die in der Abbildung gezeigte Verteilung auf einer Simulation mit niedriger Statistik beruht.

Der erforderliche Simulationsaufwand kann durch eine zusätzliche Vorauswahl der Ereignisse auf Generatorebene noch weiter reduziert werden. Dazu ist es vorteilhaft, solche Größen zur Entscheidung heranzuziehen, die möglichst gut mit den nach der Simulation gemessenen Größen korreliert sind. Eine solche Größe ist z. B. die gesamte transversale Energie des Ereignisses im Bereich der Detektorakzeptanz. In Abbildung 4.3 (b) und (d) ist die transversale Energie aller stabilen Teilchen des Generators, summiert im Polarwinkelbereich $5° < \vartheta < 175°$, dargestellt für die generierten Ereignisse und für die 2-Jet-Ereignisse mit 8 GeV-Jets. In der Abbildung ist ein

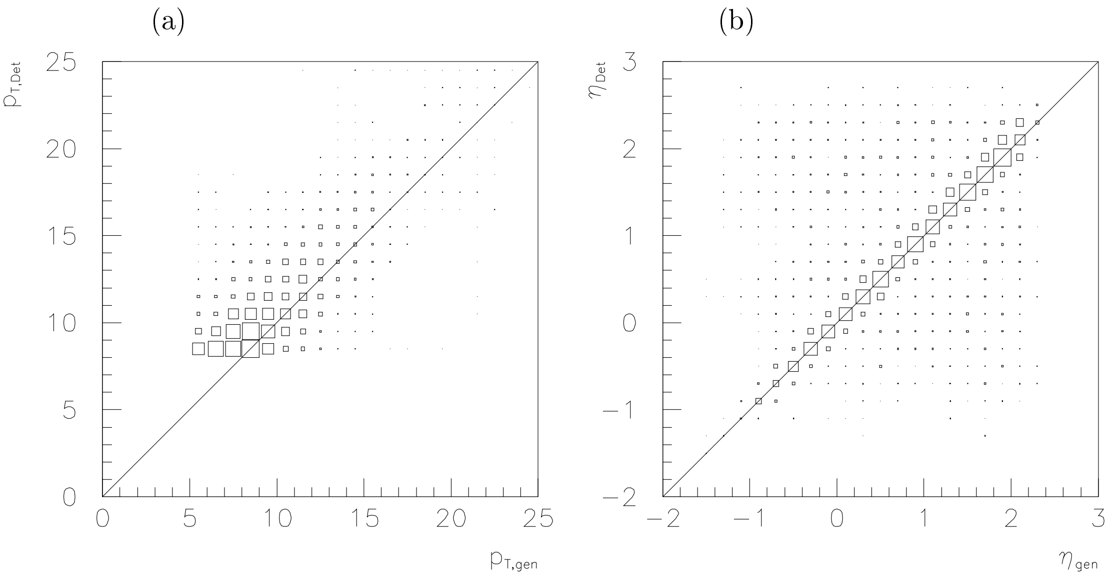


Abbildung 4.4: Einfluß der Detektorauflösung auf die Rekonstruktion von p_T und η der Jets. $p_{T,Det}$ und η_{Det} beziehen sich auf Jets aus Kalorimeterzellen, $p_{T,gen}$ und η_{gen} sind die Größen für Jets aus stabilen Teilchen auf Generatorebene.

Schnitt bei $E_{T,gen} > 19\,\mathrm{GeV}$ angedeutet, der den Simulationsaufwand deutlich reduziert. Dieser Schnitt führt zu einem Verlust von nur etwa 2% der nach Detektorsimulation ausgewählten 2-Jet-Ereignisse. Auch hier besteht jedoch noch eine gewisse Unsicherheit wegen der niedrigen Statistik des simulierten Monte-Carlo-Datensatzes.

Bei der Simulation des Satzes von Monte-Carlo-Ereignissen für die vorliegende Analyse wurden zusätzlich Ereignisse mit kleinem $\hat{p}_T$ um einen $\hat{p}_T$-abhängigen Gewichtsfaktor unterdrückt, da sie einen großen Beitrag zum Rechenaufwand liefern, aber wenig zum endgültig akzeptierten 2-Jet-Datensatz beitragen. Der gewählte Gewichtsfaktor ist

$$w(\hat{p}_T) = \begin{cases} 0 & \text{für} \quad \hat{p}_T < 4\,\mathrm{GeV} \\ 25\,e^{-\hat{p}_T/2.5\,\mathrm{GeV}} & \text{für} \quad 4\,\mathrm{GeV} \leq \hat{p}_T < 8\,\mathrm{GeV} \\ 1 & \text{für} \quad \hat{p}_T \geq 8\,\mathrm{GeV} \end{cases} \quad . \tag{4.1}$$

Dieser Gewichtsfaktor beträgt ungefähr 5 für Ereignisse bei $\hat{p}_T = 4\,\mathrm{GeV}$ und nimmt mit größerem $\hat{p}_T$ ab. Auf diese Weise konnte erreicht werden, daß die Summe der Gewichte im endgültigen Datensatz zu 63% von Ereignissen mit einem Gewicht von 1 gebildet wird, Ereignisse mit einem größeren Gewicht als 2 tragen nur 20% zur Gesamtsumme bei. Zusammen mit dem Schnitt auf $E_{T,gen} > 19\,\mathrm{GeV}$ konnte die Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse vor der Detektorsimulation auf etwa 15 000 reduziert werden. Der Datensatz entspricht dabei einer integrierten Luminosität von $300\,\mathrm{nb}^{-1}$, und die benötigte Rechenzeit betrug etwa 9 Tage auf einem Prozessor der SGI-Challenge.

4.6 Einfluß der Detektorauflösung auf die Rekonstruktion der Jet-Kinematik

Mit Hilfe des simulierten Satzes von Monte-Carlo-Ereignissen läßt sich nun abschätzen, welchen Einfluß die endliche Auflösung des Detektors auf die Messung von kinematischen Größen eines

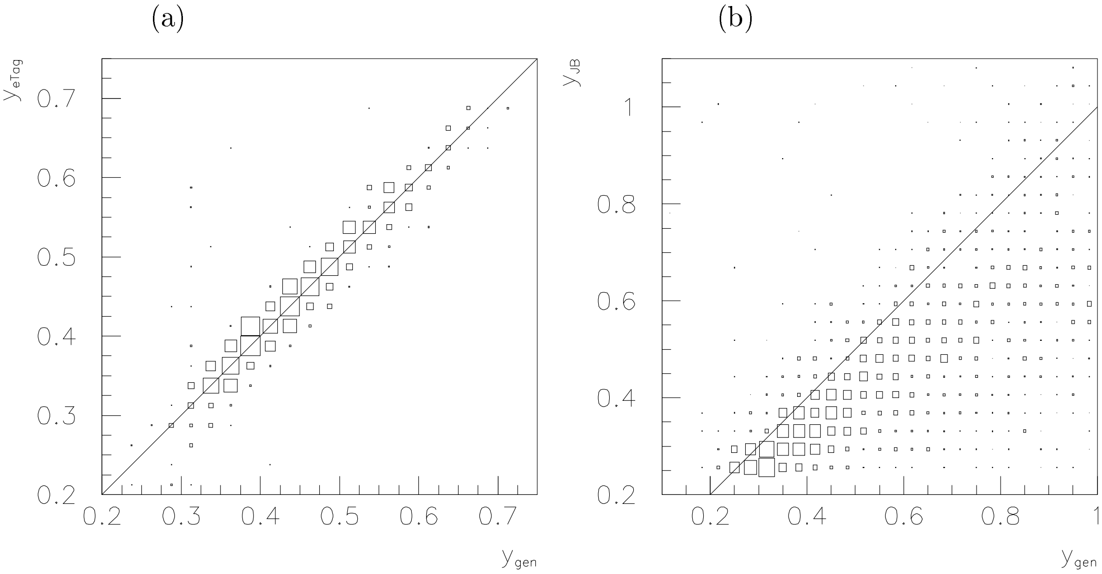


Abbildung 4.5: Rekonstruktion der Photonenergie im Detektor mit Hilfe des gestreuten Elektrons im Elektron-Tagger (a) und nach der Methode von Jacquet und Blondel aus der Energie im Kalorimeter (b). y_{gen} ist die wahre Photonenergie des Generators, bezogen auf die Energie des einlaufenden Elektrons.

Ereignisses hat. Dazu werden die Ereignisse vorausgewählt durch die Anwendung des Jetalgorithmus QJCONE, der bereits in Kapitel 3 verwendet wurde. Der Algorithmus läuft hier über die deponierte Energie in den Zellen des Flüssigargonkalorimeters und des BEMC, im vollen Akzeptanzbereich des Kalorimeters bei Pseudorapiditäten zwischen –3 und +3. Jets werden akzeptiert, wenn sie eine transversale Energie von mehr als 8 GeV in einem Kegel mit Radius 1 in der (η, φ)-Ebene enthalten, und es werden mindestens 2 Jets pro Ereignis verlangt.

Um den Effekt der Detektorauflösung nicht mit dem Einfluß von Partonschauer und Fragmentation zu vermischen, sollen hier die im Detektor beobachteten Jets mit den auf Generatorebene aus stabilen Teilchen gebildeten Jets verglichen werden. Auf diese Weise werden Abhängigkeiten vom verwendeten Monte-Carlo-Modell weitgehend ausgeschlossen, und der Vergleich beschränkt sich auf Größen, die mit einem idealen Detektor prinzipiell meßbar wären.

Abbildung 4.4 zeigt die Korrelation zwischen Generator- und Detektorebene für Transversalimpuls p_{T} und Pseudorapidität η der Jets. Auf Generatorebene sind dabei Jets mit mindestens 5 GeV Transversalimpuls akzeptiert. Es zeigt sich eine gute Korrelation in der Richtungsbestimmung der Jets (Abb. 4.4 (b)). Auch die Messung des Transversalimpulses der Jets ist möglich im Rahmen der hadronischen Energieauflösung des Kalorimeters (Abb. 4.4 (a)).

Für die Rekonstruktion der Photonenergie bei Photoproduktionsprozessen wurden bereits in Abschnitt 3.1 die beiden möglichen Methoden eingeführt. Die Energie des Photons wird hier und im folgenden meist in Einheiten der Energie des einlaufenden Elektrons als $y = E_\gamma/E_e$ angegeben. Auf Generatorebene stimmt y nach beiden Berechnungsmethoden exakt mit dem wahren y überein, auf Detektorebene muß zwischen beiden jedoch unterschieden werden.

Das gestreute Elektron wird bei einem Teil der Photoproduktionsereignisse im Kleinwinkel-Elektrondetektor beobachtet, der auch zur Luminositätsmessung verwendet wird. Bei diesen Ereignissen kann die Energie $E_{e'}$ des gestreuten Elektrons gemessen werden, und y kann dann

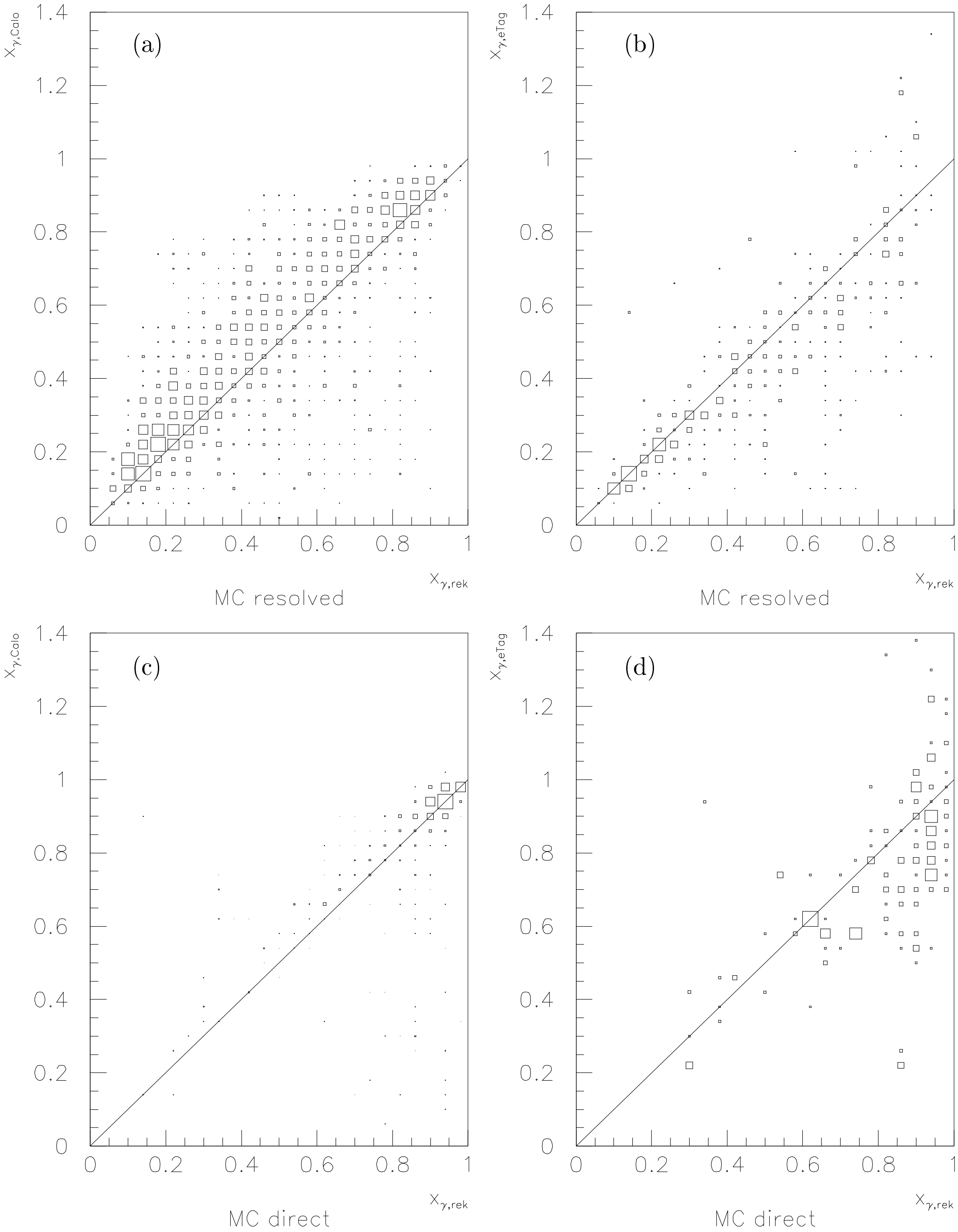


Abbildung 4.6: Einfluß der Detektorauflösung auf die Rekonstruktion von x_γ bei simulierten Monte-Carlo-Ereignissen mit aufgelöstem (a,b) und direktem Photon (c,d). Dargestellt ist die Korrelation zwischen dem nach Gleichung 4.6 auf Generatorebene rekonstruierten $x_\gamma^{\rm rek}$ und dem nach Detektorsimulation berechneten $x_\gamma^{\rm Calo}$ (a,c) bzw. $x_\gamma^{\rm eTag}$ (b,d). $x_\gamma^{\rm Calo}$ und $x_\gamma^{\rm eTag}$ sind nach den Gleichungen 4.5 und 4.4 berechnet.

als y_{eTag} daraus berechnet werden:

$$y_{\mathrm{eTag}} = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e}\,. \tag{4.2}$$

Die Zuverlässigkeit dieser Messung wird in Abbildung 4.5 (a) verdeutlicht, wo die Korrelation zwischen dem rekonstruierten y_{eTag} und dem wahren y des Generators gezeigt ist.

Für die alternative Methode, die von Jacquet und Blondel vorgeschlagen wurde, ist die Summierung aller kalorimetrischen Energie erforderlich. Da das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC nur eine Dicke hat, die einer hadronischen Wechselwirkungslänge entspricht, ist hier die gemessene Energie im Mittel zu klein. Die im BEMC deponierte Energie wird daher mit einem Gewichtsfaktor von 1.6 versehen. Dieser Faktor ist so gewählt, daß die gemessene Energie im Mittelwert mit der tatsächlichen Energie der Hadronen übereinstimmt. Nach der Jacquet-Blondel-Methode (vgl. Gleichung 3.2) wird y dann aus der Energie der Zellen des Flüssigargonkalorimeters und den mit dem Faktor 1.6 gewichteten BEMC-Energien berechnet als

$$y_{\mathrm{JB}} = \frac{1}{2E_e} \sum_{Kalorimeter} (E - p_z). \tag{4.3}$$

Abbildung 4.5 (b) zeigt die Korrelation zwischen dem rekonstruierten y_{JB} und dem wahren y. Im Vergleich zur ersten Methode ist die Rekonstruktion hier deutlich schlechter. Abweichungen vom wahren Wert für y werden verursacht durch Teilchen, die außerhalb der Akzeptanz des Kalorimeters liegen, sowie durch die endliche Auflösung bei der kalorimetrischen Energiemessung. Die Photonenergie wird effektiv aus einer nach dem Polarwinkel ϑ gewichteten Summe der Kalorimeterenergien bestimmt, es ist $E - p_z = E(1 - \cos\vartheta)$. Im Vorwärtsbereich des Detektors bei $\vartheta \approx 0$ deponierte Energie trägt nur unwesentlich zur Summe bei. Der Fehler, der durch Teilchen verursacht wird, die durch das vordere Strahlrohr entweichen, ist vernachlässigbar, obwohl dort meist ein großer Teil des energiereichen Protonrestes unbeobachtet bleibt. Anders verhält es sich jedoch mit Teilchen, die in Rückwärtsrichtung bei großem Polarwinkel auftreten. Sie tragen mit großem Gewicht zu der Summe bei und verursachen einen relativ großen Fehler, wenn sie in der Nähe von $\vartheta = 180°$ unbeobachtet durch das Strahlrohr entweichen. Auch Teilchen, deren Energie im BEMC gemessen wird, tragen viel zur Summe bei. Da es sich hierbei hauptsächlich um Hadronen handelt, deren Energiemessung im BEMC mit relativ großem Fehler behaftet ist, ergibt sich eine zusätzliche Verschmierung des gemessenen y_{JB}. Trotz dieser Nachteile wird die Jacquet-Blondel-Methode in dieser Arbeit mehrfach angewandt, da sie die einzige Möglichkeit zur y-Rekonstruktion für Ereignisse darstellt, bei denen das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wurde.

Mit diesen zwei Berechnungsmethoden für die Photonenergie ergeben sich auch zwei verschiedene Methoden zur Rekonstruktion von x_γ. Beiden gemeinsam ist die Summenbildung über $E - p_z$ aller Kalorimeterzellen innerhalb der beiden Jetkegel. Diese Summe wird dann durch die rekonstruierte Photonenergie dividiert. Die Elektron-Tagger-Methode ergibt dann entsprechend Gl. 3.11

$$x_\gamma^{\mathrm{eTag}} = \frac{1}{2E_e y_{\mathrm{eTag}}} \sum_{\mathrm{Jets}} (E - p_z) = \frac{1}{2(E_e - E_{e'})} \sum_{\mathrm{Jets}} (E - p_z)\,. \tag{4.4}$$

Bei Verwendung von y_{JB} ergibt sich

$$x_\gamma^{\mathrm{Calo}} = \frac{1}{2E_e y_{\mathrm{JB}}} \sum_{\mathrm{Jets}} (E - p_z) = \frac{\sum_{\mathrm{Jets}} (E - p_z)}{\sum_{\mathrm{Kalorimeter}} (E - p_z)}\,. \tag{4.5}$$

Einen Überblick über die mit beiden Methoden erreichbare Auflösung gibt die Abbildung 4.6. Hier ist das nach beiden Methoden berechnete x_γ dargestellt in Abhängigkeit von dem auf Generatorebene rekonstruierten Wert x_γ^{rek}. Dieser Wert ist wie schon in Kapitel 3 berechnet als

$$x_\gamma^{\mathrm{rek}} = \frac{1}{2E_e y} \sum_{\mathrm{Generator-Jets}} (E - p_z). \tag{4.6}$$

Als Generator-Jets sind dabei die Jets aus stabilen Teilchen auf Generatorebene bezeichnet, und für y ist der wahre Wert eingesetzt.

Im Vergleich der beiden Methoden fällt auf, daß x_γ^{Calo} im Bereich großer x_γ trotz der Unsicherheiten der y_{JB}-Messung die deutlich bessere Annäherung an den aus stabilen Teilchen bestimmten Idealwert darstellt. In diesem Bereich zeigt x_γ^{eTag} eine breite Streuung, was vor allem bei Ereignissen aus der Simulation von Prozessen mit direktem Photon in Abbildung 4.6 (d) deutlich wird. Dieser Effekt ist dadurch zu erklären, daß sich bei der Berechnung von x_γ^{Calo} Meßfehler teilweise aufheben. Im Grenzfall $x_\gamma^{\mathrm{Calo}} \to 1$ laufen beide Summen auf der rechten Seite von Gl. 4.5 über dieselben Kalorimeterzellen, so daß sich nicht nur die durch die Kalibration verursachte Unsicherheit aufhebt, sondern auch die Fluktuation der Energiemessung in den Zellen innerhalb der Jetkegel. Bei kleineren Werten von x_γ kommt dieser Effekt allerdings nicht mehr voll zur Wirkung, so daß am unteren Ende des dargestellten Bereiches die Elektron-Tagger-Methode in der Auflösung deutlich überlegen ist. In Abbildung 4.6 (a) zeigt sich für x_γ^{Calo} eine systematische Abweichung zu größeren Werten, die durch den Verlust von Teilchen im rückwärtigen Bereich des Detektors verursacht wird. Dieses Problem wird in Kapitel 6 anhand der im Detektor beobachteten Ereignisse genauer untersucht.

Kapitel 5

Datenselektion

Das Ziel der in diesem Kapitel dargestellten Selektion der Ereignisse ist ein möglichst reiner Satz von Streuereignissen quasireeller Photonen. Bisher wurden in dieser Arbeit nur Monte-Carlo-Ereignisse betrachtet, die frei von Untergrund sind. Bei der Untersuchung von Ereignissen, die in einem realen Detektor beobachtet werden, treten alle möglichen Prozesse gleichzeitig auf. Die harten Photoproduktionsereignisse müssen hier zunächst aus diesem Gemisch isoliert werden, bevor ein sinnvoller Vergleich mit Monte-Carlo-Ereignissen und damit die Überprüfung von theoretischen Vorhersagen möglich wird.

Für diese Analyse werden Ereignisse der in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen *High-E_T*-Klasse der DST verwendet, die für Ereignisse mit großer transversaler Energie vorgesehen ist. Bei der Klassifizierung wird bereits ein Teil der enthaltenen Untergrundereignisse entfernt. Die Klasse enthält in dem hier analysierten Teil der Daten des Jahres 1993 eine Zahl von 116 621 Ereignissen.

Eine Auswahl dieser Ereignisse steht als „WAMP"-Mini-DST zur Verfügung, bereitgestellt von W. Walkowiak, A. Brämer, M. Erdmann und P. Schleper (Universität Heidelberg). Diese Auswahl enthält in der *High-E_T*-Klasse 103 197 Ereignisse. Die Reduktion wurde erreicht, indem ein großer Teil der Untergrundereignisse entfernt wurde, die von kosmischer Strahlung, Rauschen im Kalorimeter und Halomyonen verursacht wurden.

Zur Auswahl der Kandidaten für 2-Jet-Ereignisse soll hier als erstes ein Jetalgorithmus angewandt werden, da das bereits die Zahl der Ereignisse deutlich reduziert und so die weitere Analyse erleichtert. Hier wird der in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Algorithmus QJCONE verwendet. Als Eingabe werden die Zellen des Flüssigargonkalorimeters und des BEMC verwendet. Als Jetradius wird wieder eine Einheit in der (η, φ)-Ebene verwendet, und die Jets werden im Bereich $-3 < \eta < +3$ gesucht. Es werden solche Ereignisse akzeptiert, bei denen mindestens zwei Jets mit einem Mindesttransversalimpuls von 8 GeV pro Jet gefunden werden.

Dies reduziert die Zahl der Ereignisse auf 18 068. Auch dieser Datensatz besteht jedoch noch zum größeren Teil aus Untergrundereignissen. Die wichtigsten Klassen von Untergrundereignissen sind

- Proton-Gas-Streuung
- Tiefinelastische Streuung
- Kosmische Myonen

Nachfolgend wird beschrieben, wie Ereignisse aus diesen Untergrundquellen unterdrückt werden können.

5.1 Proton-Gas-Untergrund

Die von der Rate her bedeutendste Untergrundreaktion ist die Streuung von Protonen an ruhenden Fremdatomen. Diese stammen in erster Linie aus dem Restgas in der Vakuumkammer, aber auch die Wände der Vakuumkammer und die umgebenden Strukturen der Beschleunigeranlage tragen dazu bei.

Zur Unterdrückung des Proton-Gas-Untergrundes bieten sich im wesentlichen drei Ansatzpunkte, auf die in den folgenden Abschnitten eingegangen wird:

- die räumliche Verteilung der Wechselwirkungspunkte,
- kinematische Kriterien und
- topologische Kriterien.

Der Grad der Verunreinigung eines Datensatzes mit Proton-Gas-Untergrund kann in einfacher Weise mit Hilfe der Pilot-Bunch-Ereignisse abgeschätzt werden. Während der Datennahme des Jahres 1993 befanden sich im Beschleuniger 90 Proton-Bunche, 6 davon waren Pilot-Bunche ohne zugehörige Elektron-Bunche und verursachten folglich ausschließlich Untergrundereignisse. Prinzipiell läßt sich damit stets durch statistische Subtraktion der Einfluß des Untergrundes korrigieren. Um die statistischen Fehler möglichst klein zu halten, ist es aber dennoch wünschenswert, den Anteil an Untergrund niedrig zu halten, möglichst auf einem vernachlässigbaren Niveau.

Der rohe 2-Jet-Datensatz enthält bisher noch 545 Pilotbunch-Ereignisse, woraus folgt, daß etwa 45% der Ereignisse nicht aus Elektron-Proton-Kollisionen stammen.

5.1.1 Vertexrekonstruktion

Die Lage des Wechselwirkungspunktes (Vertex) ist bei Elektron-Proton-Kollisionen durch die Lage und Abmessungen der Bunche (Teilchenpakete) im Beschleuniger bestimmt. Bei HERA sind die Elektron-Bunche mit einer typischen Länge von 1 cm sehr kurz, so daß die Länge der Wechselwirkungszone von den Proton-Bunchen bestimmt wird. Diese waren während der Datennahme im Jahr 1993 typischerweise etwa 40 cm lang. Das führt zu einer Wechselwirkungszone mit einer Länge von etwa 20 cm in longitudinaler Richtung. Die transversale Ausdehnung beider Strahlen liegt weit unterhalb von 1 mm.

Proton-Gas-Streureaktionen sind nicht auf diesen Bereich beschränkt, sondern finden über die gesamte Länge des Beschleunigers verteilt statt.

In der Rekonstruktion der Ereignisse im Detektor wird der Vertex mit Hilfe der Spuren in den zentralen und vorderen Spurenkammern ermittelt. Dadurch ergibt sich allein durch den Akzeptanzbereich der Spurenkammern auch bei Proton-Gas-Untergrund eine Häufung der Vertizes im zentralen Bereich um den Wechselwirkungspunkt. Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der Vertizes entlang der Strahlachse für den rohen Satz von 2-Jet-Ereignissen und für den aus Pilot-Bunch-Ereignissen abgeschätzten Proton-Gas-Untergrund. Abb. 5.1 (b) zeigt die Vertexverteilung für Elektron-Proton-Ereignisse, wie sie durch statistische Subtraktion des Untergrundes ermittelt wurde. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei $z_{\mathrm{vtx}} = -5\,\mathrm{cm}$, und außerhalb des Bereiches $-30\,\mathrm{cm} < z_{\mathrm{vtx}} < +20\,\mathrm{cm}$ liegen im wesentlichen nur noch Untergrundereignisse. Für diese Analyse wird die z-Koordinate des Vertex daher auf diesen Bereich eingeschränkt.

Für die Anwendung kinematischer Kriterien zur Unterdrückung des Untergrundes ist eine korrekte Rekonstruktion des Vertex wichtig. Es ist insbesondere wichtig, Ereignisse wie das in Abbildung 5.2 gezeigte zu entfernen, bei denen der Vertex falsch rekonstruiert wurde, oder bei denen ein zweiter Vertex existiert. Bei diesem Ereignis sind zahlreiche Spuren zu erkennen, deren Ausgangspunkt auf der rechten Seite noch außerhalb des Bereiches der zentralen Spurenkammer

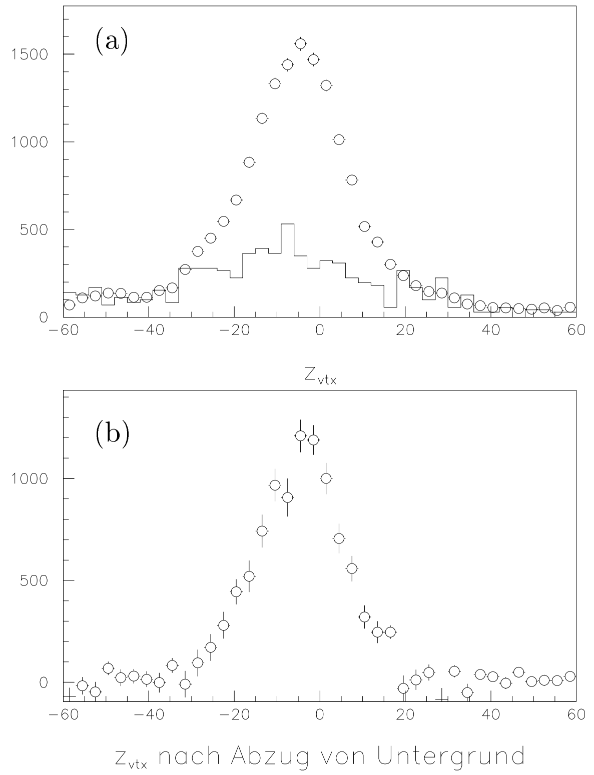


Abbildung 5.1: Verteilung des rekonstruierten z-Vertex für den rohen Satz von 18 068 2-Jet-Ereignissen. (a) zeigt die unkorrigierte Verteilung und den mit Hilfe der Pilot-Bunch-Ereignisse abgeschätzten Untergrundanteil (durchgezogenes Histogramm), (b) den nach statistischer Subtraktion des Untergrundes verbleibenden Anteil. Dargestellt ist jeweils die Anzahl der Ereignisse pro Bin.

liegt. Einige Spuren zeigen jedoch auch auf den Bereich der Wechselwirkungszone für Elektron-Proton-Kollisionen, so daß hier ein Vertex in diesem Bereich rekonstruiert wurde. Diese Spuren könnten z. B. durch Sekundärstreuungen im Bereich der Wechselwirkungszone verursacht worden sein.

Solche Fälle können durch Auswertung der Spurinformationen der zentralen Drahtkammer weitgehend entfernt werden. Dazu werden hier alle Spuren der zentralen Kammer betrachtet, deren Rekonstruktion auf dem Signal von mindestens 10 Drähten beruht. Für jede dieser Spuren wird durch Extrapolation der Punkt des kleinsten Abstandes zur Strahlachse (DCA, *Distance of Closest Approach*) ermittelt. Die z-Koordinate dieses Punktes gibt nun Auskunft darüber, ob eine Spur zum nominellen Vertex zeigt, oder von außerhalb stammt. Für die Entscheidung darüber, ob ein Ereignis verworfen werden soll, werden an dieser Stelle die zwei Zahlen N_0 und N_{50} definiert. N_{50} sei die Zahl der zentralen Spuren, deren Ursprung weiter als 50 cm hinter dem nominellen z-Vertex liegt, für die also $z_{\mathrm{DCA}} - z_{\mathrm{vtx}} < -50\,\mathrm{cm}$ ist. Entsprechend sei N_0 gegeben durch die Zahl der Spuren, die in den Bereich von $\pm 20\,\mathrm{cm}$ um den z-Vertex zeigen, so daß $|z_{\mathrm{DCA}} - z_{\mathrm{vtx}}| < 20\,\mathrm{cm}$. Für diese Analyse wird ein Ereignis verworfen, wenn $N_{50} > 6$ ist, oder wenn $N_{50} > 3$ und $N_{50} > N_0$ ist.

Die beiden neu eingeführten Schnitte sind nicht geeignet, den Untergrund vollständig zu

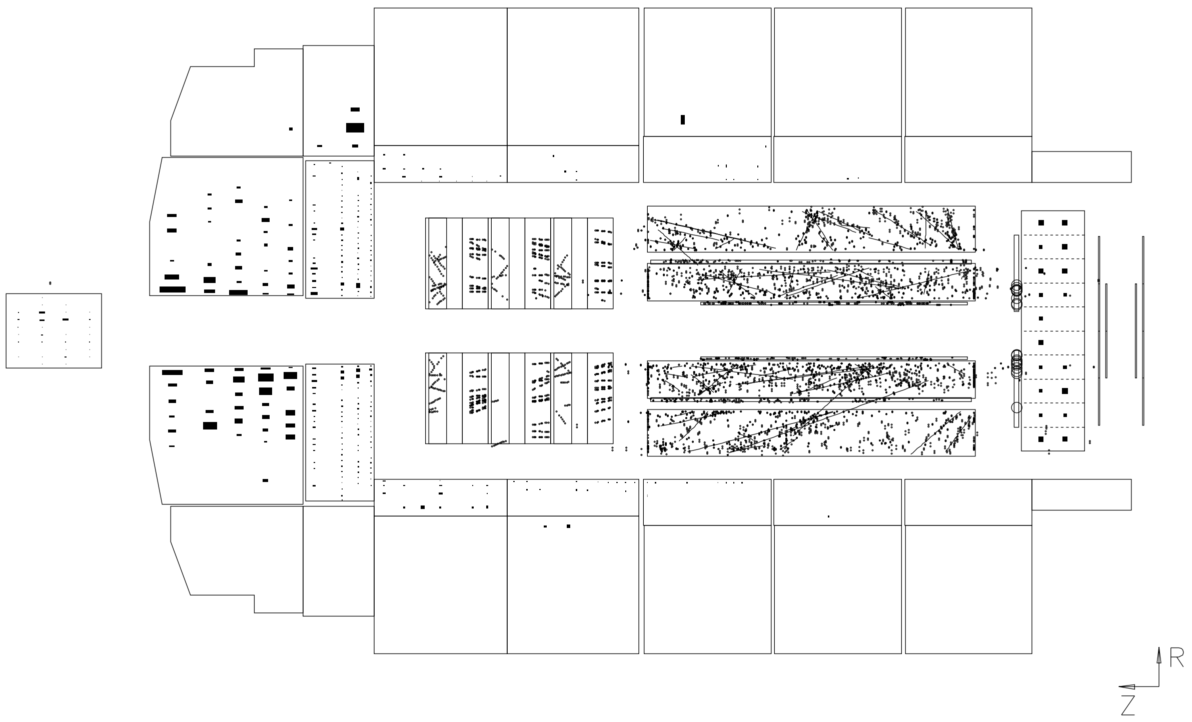


Abbildung 5.2: Untergrundereignis verursacht durch Proton-Gas-Streuung

entfernen, da natürlich auch im Bereich der Wechselwirkungszone Proton-Gas-Reaktionen stattfinden können. Es werden aber besonders solche Untergrundereignisse entfernt, die infolge einer falschen Vertexrekonstruktion nicht von den im folgenden beschriebenen kinematischen Kriterien erfaßt werden.

Nach diesen Schnitten verbleiben im 2-Jet-Datensatz 14373 Ereignisse, davon sind 327 Pilotbunch-Ereignisse. Der Datensatz besteht demnach noch etwa zu 34% aus Proton-Gas-Untergrund.

5.1.2 Kinematik bei Proton-Gas-Ereignissen

Ein prinzipieller Unterschied zwischen der Kinematik von Proton-Gas-Streureaktionen und Proton-Elektron-Kollisionen ist durch die unterschiedlichen Impulse im Anfangszustand und die sich dadurch ergebende unterschiedliche Schwerpunktsenergie beider Prozesse gegeben. Bei der Streuung zweier Teilchen mit den 4er-Impulsen p_1 und p_2 ergibt sich als (Quadrat der) Schwerpunktsenergie:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \,.$$

Im Spezialfall von Teilchen ohne Transversalimpuls im Anfangszustand gilt:

$$s = (E_1 + E_2)^2 - (p_{z,1} + p_{z,2})^2 = m_1^2 + m_2^2 - 2p_{z,1}p_{z,2} + 2\sqrt{(p_{z,1}^2 + m_1^2)(p_{z,2}^2 + m_2^2)} \,.$$

Bei Vernachlässigung der Massen m_1 und m_2 bleibt

$$\sqrt{s} = 2\sqrt{E_1 E_2} \,,$$

dies ergibt für Elektron-Proton-Kollisionen bei Strahlenergien von 26.7 bzw. 820 GeV eine Schwerpunktsenergie von 296 GeV. Bei γp -Prozessen geht davon allerdings nur der Bruchteil $y x_p x_\gamma$ in den harten Streuprozeß und steht damit für die Bildung von hadronischen Jets zur

Verfügung. Die untere Grenze wird hier durch die gestellten Anforderungen an die Jets bestimmt. Für die Ausbildung von 2 Jets mit je 8 GeV Transversalimpuls ist eine Schwerpunktsenergie von mindestens 16 GeV in der harten Streuung erforderlich.

Für die Kollision mit einem ruhenden Teilchen ($p_{z,2} = 0$) gilt

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_1 m_2}\,,$$

was eine Schwerpunktsenergie von 40 GeV für Proton-Gas-Streureaktionen und 7 GeV für Elektron-Gas-Streuung ergibt, wenn für die Masse des ruhenden Teilchens die eines Nukleons eingesetzt wird. An dieser Stelle zeigt sich, daß Elektron-Gas-Streuung als Untergrund hier keine Rolle spielt. Proton-Gas-Reaktionen sind in diesem Energiebereich allerdings nicht allein aufgrund ihrer Schwerpunktsenergie unterdrückt.

Eine Größe, die besser zur Unterscheidung geeignet ist, ist die rekonstruierte Photonenergie, berechnet nach der Methode von Jacquet-Blondel aus der deponierten Energie im Kalorimeter.

$$y_{\text{JB}} = \frac{1}{2E_e} \sum_k (E_k - p_{z,k})$$

Der Index $_k$ läuft über alle Zellen des Flüssigargonkalorimeters und des BEMC. Bei Photoproduktionsereignissen liegt y_{JB} zwischen 0 und 1, kann aber wegen der begrenzten Auflösung des Kalorimeters auch oberhalb von 1 liegen. Nach unten wird es durch die geforderten Jets begrenzt; für ein Ereignis mit zwei Jets mit einem Transversalimpuls von je 8 GeV, die beide bei $\eta < +3$ liegen, ist $y_{\text{JB}} > 0.015$. Bei Proton-Gas-Reaktionen wird y_{JB} nur durch die Masse des getroffenen Nukleons im Gasatom bestimmt und ist typischerweise klein. Abb. 5.3 (a) und (b) zeigt die Verteilung dieser Größe im rohen 2-Jet-Datensatz, aus dem die im vorigen Abschnitt behandelten Ereignisse mit falsch rekonstruiertem Vertex bereits entfernt sind. Dies ist wichtig, da der Vertex zur Berechnung von y_{JB} benötigt wird. Das Ereignis von Abb. 5.2 hat in Bezug auf den falschen Vertex z. B. einen Wert von $y_{\text{JB}} = 0.5$.

Die verbleibenden Untergrundereignisse konzentrieren sich bei kleinem y_{JB}. Ein Schnitt bei $y_{\text{JB}} > 0.3$ reduziert den Proton-Gas-Untergrund auf etwa 1.5%. Es verbleiben 6 Pilotbunch-Ereignisse in einem Satz von 6177 Ereignissen.

Außer y_{JB} gibt es noch weitere kinematische Variablen, die zur Abtrennung von Proton-Gas-Untergrundereignissen verwendet werden können. Bei Proton-Gas-Reaktionen befinden sich meistens beide gefundenen Jets im vorderen Teil des Detektors. Sie werden daher unterdrückt, wenn z. B. ein großer Öffnungswinkel α zwischen den Jets verlangt wird. Dies wird in Abb. 5.3 (c) und (d) deutlich. Ein Schnitt bei $\alpha > 60^\circ$ reduziert den Untergrundanteil auf 1.5% und die Gesamtzahl der Ereignisse auf 4953.

Alternativ kann auch auf die Winkel der einzelnen Jets geschnitten werden. Wird für mindestens einen der Jets eine Pseudorapidität $\eta < +0.8$ verlangt, dann verbleibt etwa 1.5% Untergrund in 4597 Ereignissen. Verlangt man schließlich $\eta < +1.5$ für beide Jets, dann enthalten die verbleibenden 2915 Ereignisse 1% Proton-Gas-Untergrund.

Für die Analyse im folgenden Kapitel wird nur der Schnitt auf $y_{\text{JB}} > 0.3$ angewendet. Die anderen eben erwähnten Schnitte sind in ihrer Wirkung ähnlich und entfernen im wesentlichen die gleichen Ereignisse. Ein Schnitt in y schränkt gleichzeitig die γp-Schwerpunktsenergie auf einen festen Bereich ein.

5.1.3 Topologie von Proton-Gas-Ereignissen

Alle denkbaren Schnitte gegen Proton-Gas-Untergrund bewirken gleichzeitig den Verlust eines beträchtlichen Anteils der „Physik"-Ereignisse aus Elektron-Proton-Kollisionen. Das in Abb. 5.4 abgebildete Ereignis ist eines von denen, die bei allen im vorigen Abschnitt vorgestellten kinematischen Schnitten verloren gehen. Es zeigt zwei schön ausgebildete Jets, die aber beide sehr

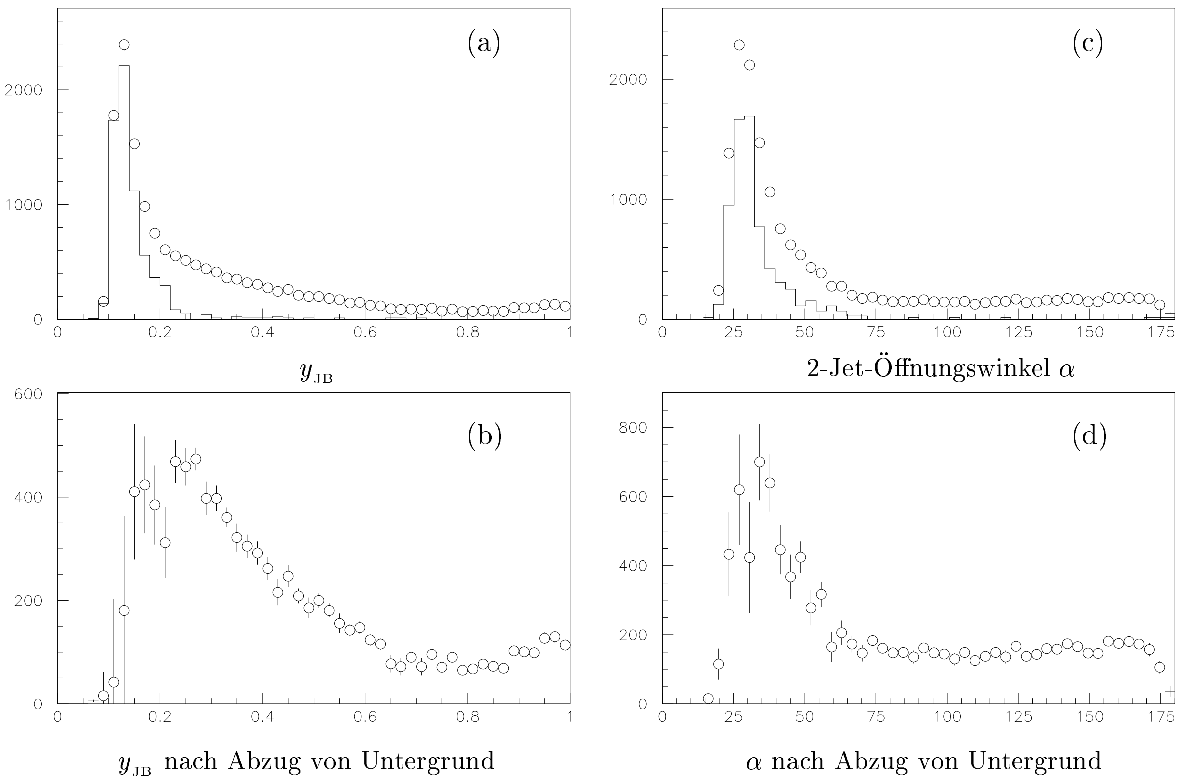


Abbildung 5.3: Verteilung der rekonstruierten relativen Photonenergie $y_{\rm JB}$ für 14 373 2-Jet-Ereignisse (a) mit Abschätzung des Untergrundes (durchgezogenes Histogramm), und (b) für Elektron-Proton-Kollisionen nach statistischer Subtraktion der Pilotbunch-Ereignisse. Rechts die Verteilung des Öffnungswinkels zwischen beiden Jets (c) vor und (d) nach Untergrundsubtraktion. Dargestellt sind in allen 4 Histogrammen Ereigniszahlen pro Bin.

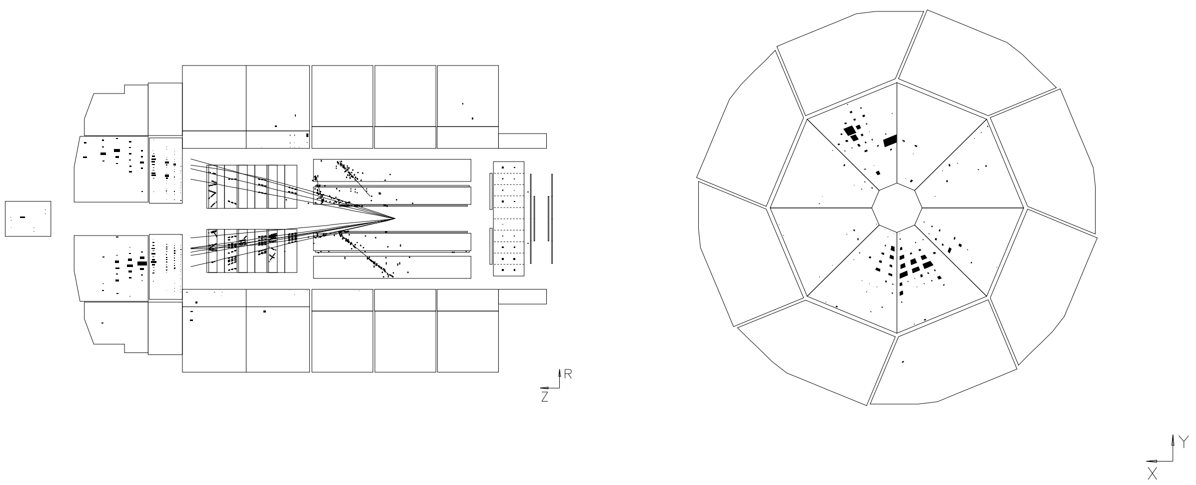


Abbildung 5.4: 2-Jet-Ereignis mit sehr kleinem $y_{\rm JB}$. Rechts ist nur der vordere Teil des Kalorimeters in radialer Ansicht dargestellt.

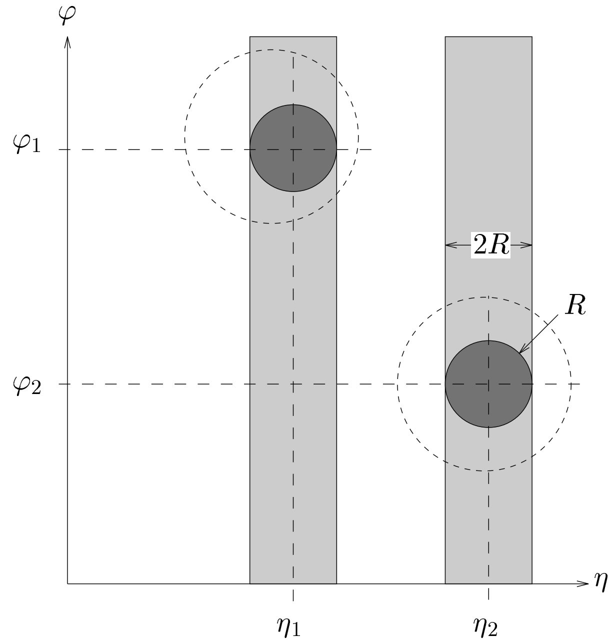


Abbildung 5.5: Definition der Azirkularität. Dargestellt ist die Lage von zwei Jetkegeln (gestrichelt) in der (η, φ)-Ebene. Für die Berechnung der Azirkularität wird die transversale Energie summiert über den inneren, dunkel dargestellten Teil der Jets ($E_{T,J}$) und über die beiden hellgrau gefärbten Streifen ($E_{T,\eta}$).

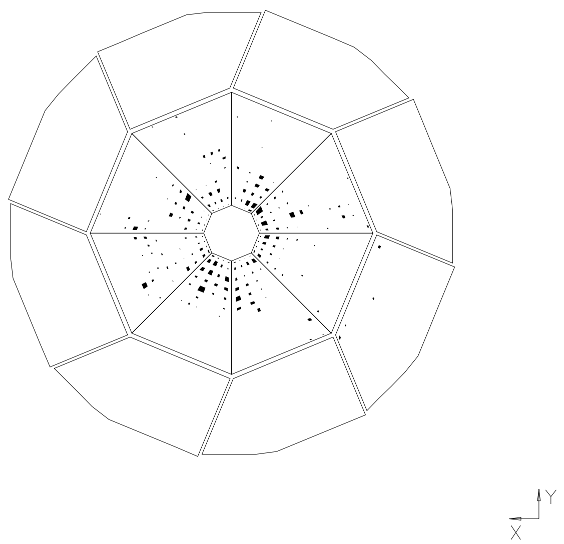


Abbildung 5.6: Energiedeposition im vorderen Kalorimeter bei einem typischen Proton-Gas-Untergrundereignis

weit vorne liegen. Der Öffnungswinkel zwischen den Jets beträgt etwa 25°, und es ist $y_{\mathrm{JB}} = 0.1$, was einer Photonenergie von 2.7 GeV entspricht. Bei Untergrundereignissen wird in der Regel im gleichen Bereich des Detektors Energie deponiert, die Ausbildung von kollimierten Jets ist aber sehr selten. Das macht es möglich, die Topologie der Ereignisse zur Abtrennung des Untergrundes zu nutzen. Als Unterscheidungsgröße eignet sich z.B. die im folgenden definierte *Azirkularität*.

Azirkularität

Der Vergleich der Energieverteilung im vorderen Teil des Kalorimeters beim Ereignis von Abbildung 5.4 mit einem typischen Untergrundereignis (Abb. 5.6) motiviert die Definition einer Größe, die „runde“ Ereignisse von solchen mit kollimierten Jets unterscheidet. Eine solche Größe soll hier unter dem Namen *Azirkularität* definiert werden. Diese Größe stellt im wesentlichen das Verhältnis der Energie im Kern der Jets zur Energie in einem Ring bei gleicher Pseudorapidität dar.

Dazu wird zunächst ein Radius R für den Kern eines Jets in der (η, φ)-Ebene gewählt, wie in Abbildung 5.5 schematisch dargestellt. Dann wird die Größe $E_{T,J}$ definiert als die transversale Energie, summiert über alle Kalorimeterzellen, deren Abstand in der (η, φ)-Ebene zu einer der beiden Jetachsen kleiner als R ist:

$$E_{T,J} = \sum_{\substack{k \text{ mit } \sqrt{(\eta_k-\eta_1)^2+(\varphi_k-\varphi_1)^2}<R \\ \text{oder } \sqrt{(\eta_k-\eta_2)^2+(\varphi_k-\varphi_2)^2}<R}} E_{T,k}\,.$$

In gleicher Weise wird $E_{T,\eta}$ definiert als die summierte transversale Energie innerhalb der beiden η-Streifen mit der Breite $2R$:

$$E_{T,\eta} = \sum_{\substack{k \text{ mit } |\eta_k - \eta_1| < R \\ \text{oder } |\eta_k - \eta_2| < R}} E_{T,k} \,.$$

Sollten die beiden η-Streifen sich überlappen, dann wird der Inhalt des Überlappungsbereichs nur einfach summiert. Mit diesen Hilfsgrößen kann nun die Azirkularität A für 2-Jet-Ereignisse definiert werden als

$$A = k \frac{E_{T,J}}{E_{T,\eta}} \,.$$

Dem Energieverhältnis wurde noch ein Korrekturfaktor k hinzugefügt, der für den Fall korrigieren soll, daß die η-Streifen der beiden Jets überlappen. In diesem Fall wird das unkorrigierte Verhältnis der beiden Energien einfach dadurch größer, daß die Jets einen größeren Teil der η-Streifen bedecken, selbst dann, wenn das ganze Kalorimeter homogen mit Energie gefüllt ist. Dies wird durch die folgende Wahl des Korrekturfaktors kompensiert:

$$k = \min\left(\frac{1}{4R}|\eta_1 - \eta_2| + \frac{1}{2}, 1\right) .$$

Bei dieser Definition gilt immer $0 < A < 1$ und es ist $A \approx R/4$ für Ereignisse, bei denen das Kalorimeter homogen mit Energie ausgeleuchtet ist. Bei reinen 2-Jet-Ereignissen liegt A zwischen 1/2 und 1, abhängig vom Abstand der Jetachsen in der Pseudorapidität.

Es zeigt sich, daß die Abtrennung von Proton-Gas-Ereignissen besser gelingt, wenn für R ein relativ kleiner Wert eingesetzt wird. Hier wird $R = 0.5$ verwendet, was dem halben Jetradius entspricht. Die Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der Azirkularität im 2-Jet-Datensatz für diese Wahl von R. Ein Schnitt bei $A > 0.35$ entfernt den Proton-Gas-Untergrund bis auf 4% und es verbleiben 5 547 Ereignisse aus dem Satz von 14 373, der sich nach den Schnitten auf die Vertexrekonstruktion (Abschnitt 5.1.1) ergibt.

Für die im folgenden Kapitel dargestellte Analyse wird auf einen Schnitt in der Azirkularität verzichtet, obwohl es dadurch möglich wäre, den Akzeptanzbereich zu kleineren Photon-Energien und damit niedrigeren γp-Schwerpunktsenergien auszudehnen. Der Grund für diesen Verzicht liegt in der schlechten Beschreibung des Energieflusses im vorderen Teil des Detektors durch die zu Verfügung stehende Monte-Carlo-Simulation. Dieses Problem wird im Abschnitt 6.2 genauer dargestellt.

5.2 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Die Beobachtung von Ereignissen aus der tiefinelastischen Streuung war eine der wesentlichen Motivationen für die Errichtung der Beschleunigeranlage HERA. Im Rahmen dieser Analyse stellen diese Ereignisse jedoch ebenfalls Untergrundreaktionen dar und sollten möglichst vollständig aus dem Datensatz entfernt werden.

Die tiefinelastischen Ereignisse können nach der Ladung des ausgetauschten Eichbosons aufgeteilt werden in neutrale und geladene Ströme. Die Ereignisse der neutralen Ströme werden durch Austausch eines virtuellen Photons vermittelt und besitzen im relevanten kinematischen Bereich wesentlich größere Wirkungsquerschnitte als die geladenen Ströme, die durch Austausch von geladenen W-Bosonen beschrieben werden.

5.2.1 Neutrale Ströme

Zu den Ereignissen der neutralen Ströme zählen im weiteren Sinne auch die Photoproduktionsereignisse. Die Abgrenzung zu den tiefinelastischen Streuereignissen erfolgt bei H1 willkürlich nach dem Winkel des gestreuten Elektrons. Wird das Elektron so stark abgelenkt, daß es im BEMC

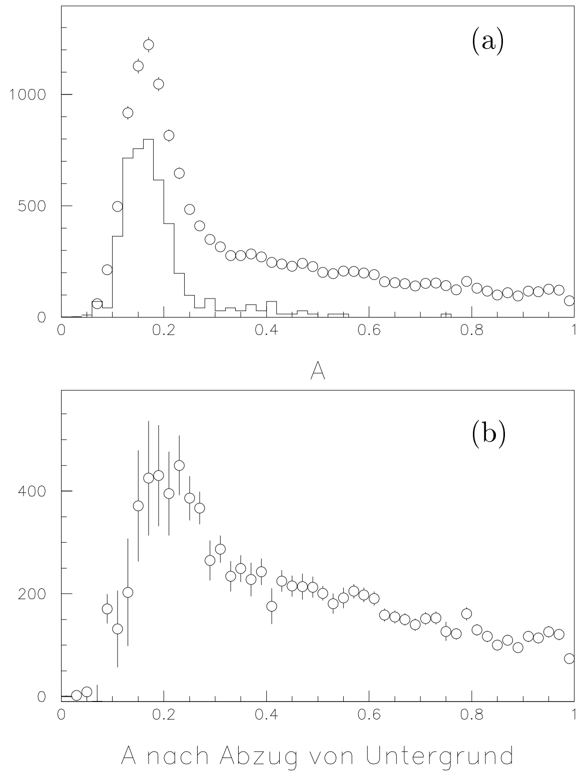


Abbildung 5.7: Verteilung der Azirkularität A für alle 2-Jet-Ereignisse (a) mit Abschätzung des Untergrundanteils aus Pilotbunch-Ereignissen (durchgezogenes Histogramm) und nach statistischer Subtraktion des Untergrundes (b), dargestellt in Ereigniszahlen pro Bin. Zur Berechnung von A wurde wurde ein Radius $R = 0.5$ für den Kern der Jets eingesetzt.

oder LAr-Kalorimeter erscheint, dann wird das Ereignis als tiefinelastische Streuung betrachtet; entweicht das Elektron unbeobachtet durch das hintere Strahlrohr, oder wird es im Elektrondetektor nachgewiesen, dann wird das Ereignis der Photoproduktion zugeordnet.

Das im zentralen Detektor beobachtete Elektron bietet das wichtigste Unterscheidungskriterium zur Abtrennung von Photoproduktionsereignissen, da es in den meisten Fällen gelingt, das Elektron eindeutig als solches zu identifizieren.

Aufgrund des Aufbaus des H1-Detektors ist es vorteilhaft, diese Ereignisse nochmals zu unterteilen in solche, bei denen das Elektron im BEMC nachgewiesen wird, und solche, bei denen das Elektron das Flüssigargonkalorimeter erreicht. An der Grenze zwischen beiden Bereichen liegt das Viererimpulsquadrat des ausgetauschten Photons in der Größenordnung von $Q^2 = 100\,\mathrm{GeV}^2$.

Elektronen im BEMC

Die Ereignisse mit „kleinem“ Q^2 mit einem Elektron im BEMC werden als Photoproduktionsereignisse mit aufgelöstem Photon fehlinterpretiert, wenn es nicht gelingt, sie aus dem Datensatz zu entfernen. Das Elektron hat in der Regel nicht genügend Transversalimpuls, um als Jet fehlinterpretiert zu werden, und wird daher dem Photonrest zugeordnet.

Die Ereignisse mit einer lokalen Energiedeposition von mehr als 5 GeV im BEMC werden in der H1-Ereignisklassifikation auf DST-Ebene in einer *Low-Q^2-DIS*-Klasse zusammengefaßt (s. Abschnitt 4.4.2), und die Suche nach Untergrund bei kleinem Q^2 wird hier auf diese Ereignisklasse beschränkt. Das BEMC bietet mit einer Granularität von 16 cm und einer Dicke von einer hadronischen Wechselwirkungslänge keine idealen Voraussetzungen, um Elektronen von Hadronen zu unterscheiden. Daher wird hier zur Unterscheidung nochmals auf die nach Jacquet-Blondel rekonstruierte Photonenergie $y_{\rm JB}$ zurückgegriffen. Wird das gestreute Elektron in der Summe $\sum(E - p_z)$ mitsummiert, dann wird $y_{\rm JB} \approx 1$. Die Abweichungen von 1 werden durch die Kalorimeterauflösung verursacht, sowie durch in Elektron-Richtung abgestrahlte Photonen, die durch das Strahlrohr entweichen. Da im Rahmen dieser Analyse zur Kompensation von Verlusten beim Nachweis von Hadronen alle BEMC-Energien um einen Faktor von 1.6 hochgewichtet werden, liegt der Wert von $y_{\rm JB}$ für Ereignisse mit einem Elektron im BEMC in der Regel oberhalb von 1.

Diese Ereignisse werden durch einen Schnitt bei $y_{\rm JB} < 0.7$ nahezu vollständig entfernt. Es treten jedoch gelegentlich Ereignisse auf, bei denen das Elektron die innersten BEMC-Zellen streift und dabei nur einen Teil seiner Energie deponiert. In diesen Fällen kann $y_{\rm JB}$ kleiner werden, so daß diese Ereignisse als Untergrund im Datensatz verbleiben. Dieser verbleibende Untergrund liegt in der Größenordnung von 1-2%, was durch Betrachten der Ereignisse abgeschätzt wurde. Sorgfältige Untersuchungen in diesem Bereich fehlen bisher noch. Auch eine Abschätzung des Untergrundes von Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron im BEMC eine Energie von weniger als 5 GeV deponiert, fehlt bisher. Für die vorliegende Analyse ist die genaue Abschätzung dieses Untergrundes jedoch nicht entscheidend, da sie sich auf den Bereich großer x_γ konzentriert, während für die Ereignisse mit fehlinterpretiertem Elektron im BEMC stets ein kleiner Wert für x_γ rekonstruiert wird. Typische Werte liegen im Bereich um $x_\gamma^{\rm Calo} = 0.2$.

Elektronen im LAr

Bei tiefinelastischen Ereignissen mit großem Q^2 wird das gestreute Elektron im Flüssigargonkalorimeter nachgewiesen. Der Transversalimpuls des Elektrons liegt dabei meist oberhalb von 8 GeV, so daß es als Jet fehlinterpretiert wird. Ereignisse mit einem Elektronkandidaten werden der *High-E_T*-Klasse der DST zugeordnet. Zu ihrer Unterdrückung bietet sich an, die Energieverteilung in der Nähe des Elektronkandidaten zu bewerten. Elektronen deponieren ihre Energie in der Regel in einem eng begrenzten Bereich im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters, während bei hadronischen Jets die deponierte Energie breiter verteilt ist und häufig zum Teil im hadronischen Kalorimeter liegt.

Bei Ereignissen, bei denen ein Elektronkandidat in Form einer lokalen Energiedeposition im Flüssigargonkalorimeter existiert, wird daher hier der elektromagnetische Anteil der Energie des Elektronkandidaten $E_e^{\rm em}$ mit der Gesamtenergie in einem Kegel vom Radius 0.8 in der (η, φ)-Ebene $E_{0.8}$ verglichen. Ein Ereignis wird dann verworfen, wenn die Bedingung

$$\frac{E_e^{\rm em}}{E_{0.8}} < 0.8$$

nicht erfüllt ist.

Dies ist ein recht einfaches Kriterium, und es versagt dann, wenn ein Elektron in eine φ-Spalte zwischen zwei Modulen des elektromagnetischen Kalorimeters trifft, so daß es einen größeren Anteil seiner Energie im hadronischen Teil des Kalorimeters deponiert. Daher mußten nach dem angewandten Schnitt noch 7 tiefinelastische Ereignisse mit einem Elektron im Flüssigargonkalorimeter beim Betrachten der Ereignisse im Event-Display manuell entfernt werden.

Zum Problem des Untergrundes aus tiefinelastischen Streuungen sind noch weitergehende Untersuchungen angebracht. Bisher fehlt insbesondere eine zuverlässige Abschätzung des verbleibenden Untergrundes. Eine Kontrolle könnte hier z. B. durch den Vergleich mit Monte-

Carlo-Simulationen tiefinelastischer Ereignisse vorgenommen werden, dies ist bisher aber nicht geschehen.

5.2.2 Geladene Ströme

Auch tiefinelastische Streuereignisse, bei denen ein geladenes W-Boson ausgetauscht wurde, sind bereits im H1-Detektor nachgewiesen worden. Bei diesen Ereignissen entsteht statt des auslaufenden Elektrons ein Neutrino, das nicht direkt im Detektor beobachtet werden kann. Der Nachweis ist nur indirekt durch die Messung des fehlenden Transversalimpulses möglich. Eine erste Messung des Wirkungsquerschnitts für diese Ereignisse wurde von der H1-Kollaboration bereits durchgeführt [1]. Die Messung beruht auf einem Satz von 14 Ereignissen, bei denen ein fehlender Transversalimpuls von mehr als 25 GeV beobachtet wird, was einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 625\,\mathrm{GeV}^2$ entspricht. Die Extrapolation nach $Q^2 = 0$ läßt weitere Ereignisse vermuten, deren Zahl in der Größenordnung von 5-10 liegt. Dies stellt für die vorliegende Analyse kein größeres Problem dar.

Von den 14 Ereignissen mit großem Q^2 genügen nur 2 der hier verwendeten Definition eines 2-Jet-Ereignisses, und diese können einfach durch einen Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls bei 20 GeV entfernt werden. Unter der Annahme, daß der Anteil der 2-Jet-Ereignisse mit kleinerem Q^2 nicht stark zunimmt, liegt der verbleibende Untergrund in der Größenordnung von einem Ereignis.

5.3 Kosmische Myonen und Halomyonen

Die meisten der durch kosmische Strahlung erzeugten Untergrundereignisse bestehen nur aus einer einzigen Spur, die quer durch den gesamten Detektor verläuft. Diese Ereignisse werden bereits bei der Ereignisklassifikation erkannt und verworfen. Die dann noch verbleibenden Ereignisse sind häufig von dem in Abbildung 5.8 gezeigten Typ, bei dem durch Streuung im Detektor zusätzliche Spuren entstehen, was die automatische Erkennung erschwert. Noch schwieriger wird es, wenn kosmische Myonen in Koinzidenz mit einem weiteren Ereignis, wie z. B. Proton-Gas-Untergrund auftreten.

Ansatzpunkte zur Erkennung von kosmischen Höhenstrahlungsereignissen bietet z.B. die Analyse der Spuren, die am Vertex seitlich vorbeiführen. Auch die Auswertung der Zeitinformationen aus den äußeren Myonkammern kann als Unterscheidungsmerkmal genutzt werden.

Obwohl die automatische Erkennung in voller Allgemeinheit einiger Entwicklungsarbeit bedarf, ist die Identifikation von kosmischen Myonen im Gegensatz zu Proton-Gas-Ereignissen zweifelsfrei anhand einer grafischen Darstellung des Ereignisses wie in Abb. 5.8 möglich. Aufgrund dieser Tatsache wird hier davon ausgegangen, daß diese Art von Untergrundereignissen aus dem endgültigen Datensatz vollständig entfernt ist, da alle Ereignisse im H1-Event-Display betrachtet wurden. Dabei wurden 8 kosmische Höhenstrahlungsereignisse entfernt.

Daneben wurden auch noch 2 Ereignisse mit Halomyonen entfernt. Halomyonen entstehen durch Wechselwirkung der Strahlprotonen mit Gas- oder Maschinenatomen. Wegen ihres niedrigen Energieverlustes beim Durchtritt durch Materie begleiten sie den Protonenstrahl über große Entfernungen. Das typische Bild im Detektor besteht aus Spuren, die parallel zum Protonenstrahl durch die gesamte Länge des Detektors verlaufen. Verläuft eine solche Spur längs durch das Kalorimeter, dann kann eine große deponierte Energie vorgetäuscht werden.

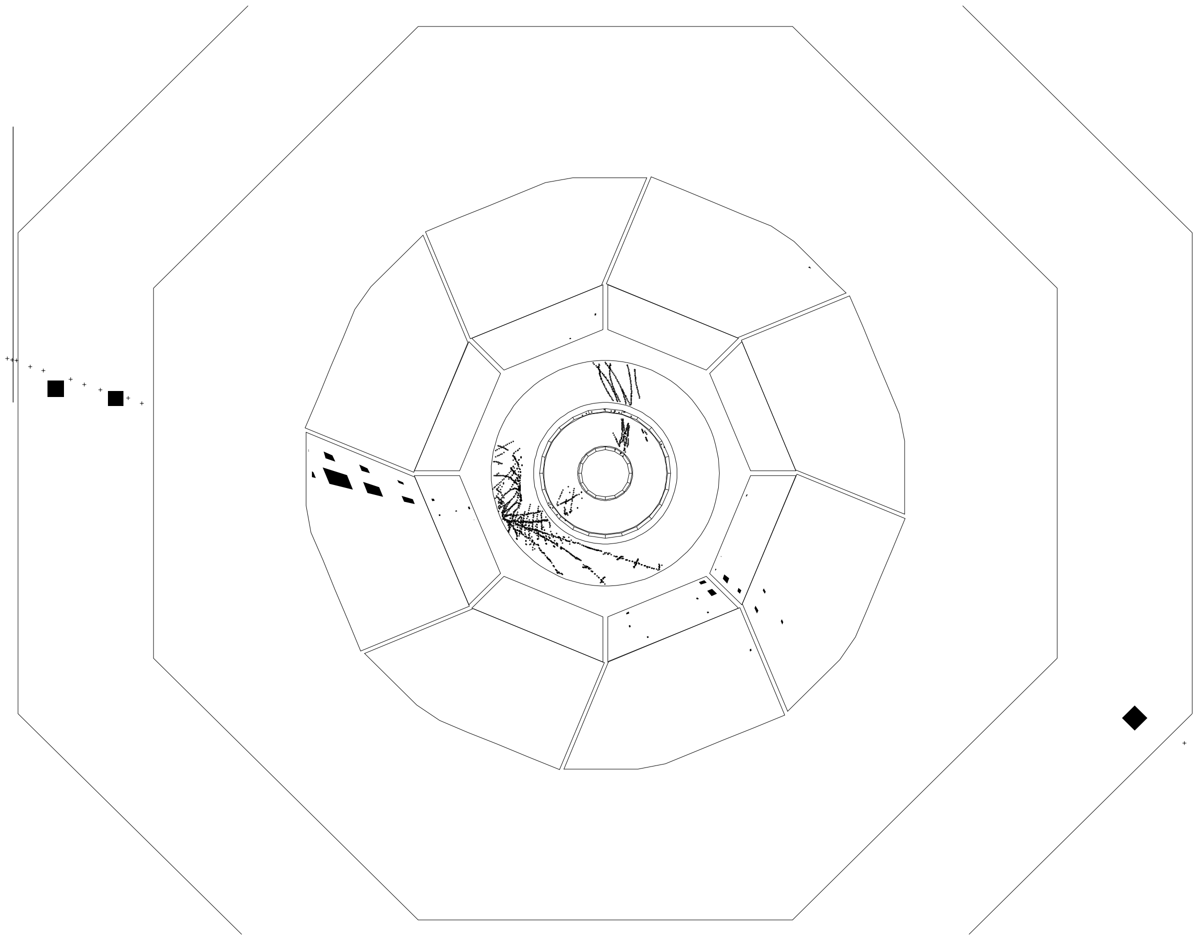


Abbildung 5.8: Untergrundereignis verursacht durch kosmische Höhenstrahlung, im Schnitt senkrecht zur Strahlachse. Links und rechts außen ist eine Energiedeposition im instrumentierten Eisen zu erkennen.

Schnitt	Begründung	Ereigniszahl
DST-*High*-E_T-Klasse	Ereignisse mit großem E_T	116 621
WAMP-Mini-DST		103 197
mindestens 2 Jets, $E_T > 8\,\mathrm{GeV}$	Kandidaten für 2-Jet-Ereignisse	18 068
$N_{50} < 4 \vee (N_{50} < 7 \wedge N_{50} < N_0)$	Proton-Gas-Untergrund	17 282
$\lvert z_{vtx} + 5\,\mathrm{cm}\rvert < 25\,\mathrm{cm}$		14 373
$y_{\mathrm{JB}} > 0.3$		6 177
$y_{\mathrm{JB}} < 0.7$ für DST-*Low*-Q^2	tiefinelastische Ereignisse mit kleinem Q^2	4 979
$E_e^{\mathrm{em}}/E_{0.8} < 0.8$ für DST-*High*-Q^2	Ereignisse mit großem Q^2	4 429
$p_T^{\mathrm{miss}} < 20\,\mathrm{GeV}$	geladene Ströme	4 426
Betrachten und Verlesen der Ereignisse		4 392
$x_\gamma^{\mathrm{Calo}} > 0.5$		1 405

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der angewandten Schnitte zur Untergrundunterdrückung

5.4 Zusammenfassung der Selektionskriterien

Neben den beschriebenen Schnitten zur Untergrundunterdrückung wurde der Datensatz teilweise im Event-Display betrachtet. Insbesondere die in den Abschnitten 6.4 und 6.5 verwendete Untermenge des Datensatzes wurde vollständig kontrolliert. Dabei wurden noch einige Ereignisse als Untergrund erkannt und entfernt, die hauptsächlich von kosmischer Strahlung und tiefinelastischer Streuung stammen. Gelegentlich werden auch zufällige Koinzidenzen von mehr als einem unabhängigen Ereignis beobachtet, wie z. B. die Überlagerung einer Proton-Gas-Wechselwirkung mit einem kosmischen Höhenstrahlungsereignis.

Tabelle 5.1 faßt die bei der Selektion angewandten Schnitte und die resultierenden Ereigniszahlen zusammen. Es bleibt ein Satz von 4 392 Ereignissen, der im folgenden als Grundlage für die Analyse verwendet wird und als weitgehend untergrundfrei betrachtet wird.

Kapitel 6

Untersuchungen zur Photonstruktur

6.1 Die fehlende Rückwärts-Energie

Das wichtigste Kriterium zur Unterscheidung der Beiträge von aufgelöstem und direktem Photon zum harten Streuquerschnitt besteht in der Beobachtung des hadronischen Photonrestes. Falls ein solcher existiert, wird er vorwiegend in Rückwärtsrichtung, der Richtung des gestreuten Elektrons, erwartet. Für eine Untersuchung zur Photonstruktur ist daher ein gutes Verständnis des rückwärtigen Energieflusses erforderlich. Dies gilt in besonderem Maße dann, wenn, wie in der vorliegenden Analyse, auch Ereignisse ohne nachgewiesenes Elektron betrachtet werden. Wichtig ist insbesondere auch die Kontrolle desjenigen Teiles des Rückwärtsenergieflusses, der unbeobachtet im rückwärtigen Strahlrohr entweicht. Sollte z. B. entgegen der Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation der hadronische Photonrest häufig eng kollimiert im Strahlrohr verschwinden, dann würde dies als ein großer Beitrag der direkten Prozesse fehlinterpretiert werden. Dabei wäre es durchaus denkbar, daß der beobachtete Teil des Energieflusses von der Monte-Carlo-Simulation direkter Prozesse gut beschrieben würde.

Eine Kontrollmöglichkeit besteht für die Untermenge von Ereignissen, bei denen die Energie des gestreuten Elektrons gemessen wurde. Bei diesen Ereignissen stehen beide im Abschnitt 4.6

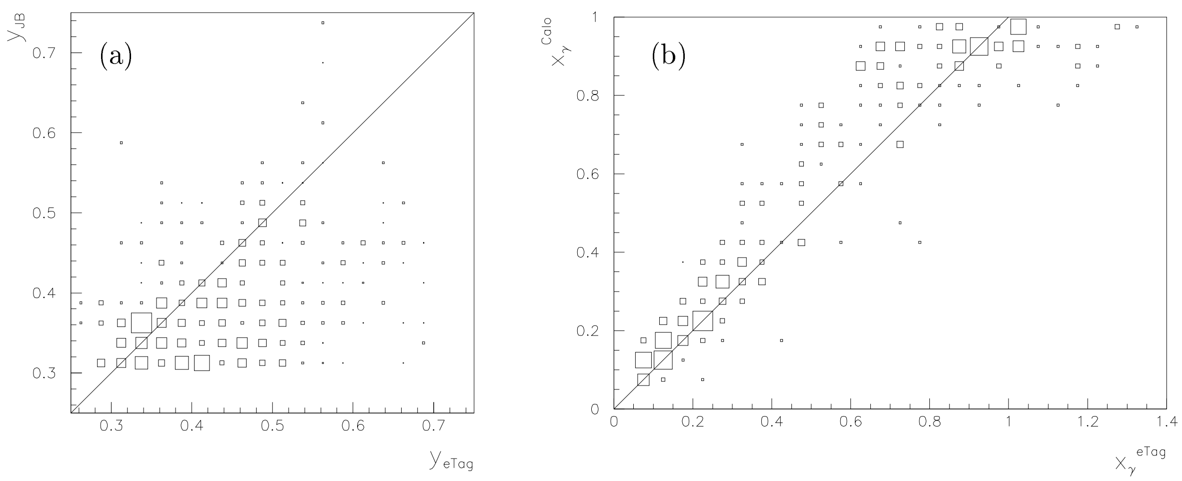


Abbildung 6.1: Vergleich der beiden Methoden zur Rekonstruktion von y und x_γ im 2-Jet-Datensatz. y_{JB} und x_γ^{Calo} sind nur aus Energien des Kalorimeters im zentralen Detektor berechnet, für die Berechnung von y_{eTag} und x_γ^{eTag} ist die Energie des gestreuten Elektrons im Elektron-Detektor verwendet worden.

beschriebenen Methoden zur Berechnung der Photonenergie und zur Rekonstruktion von x_γ zur Verfügung. In Abbildung 6.1 (a) sind die nach den Gleichungen 4.2 und 4.3 berechneten Photonenergien $y_{\rm eTag}$ und $y_{\rm JB}$ miteinander verglichen, Abb. 6.1 (b) zeigt den Vergleich von $x_\gamma^{\rm eTag}$ und $x_\gamma^{\rm Calo}$, rekonstruiert nach Gl. 4.4 und 4.5. Wie von der Monte-Carlo-Simulation vorhergesagt (Abb. 4.5 und 4.6) ist die Korrelation der beiden Rekonstruktionsergebnisse bei x_γ besser als bei y. In Abb. 6.1 (b) zeigt sich, daß $x_\gamma^{\rm Calo}$ im Mittel systematisch größer ist als $x_\gamma^{\rm eTag}$. Die naheliegendste Erklärung für diese Beobachtung ist ein Beitrag von nicht nachgewiesenen Teilchen, die durch das rückwärtige Strahlrohr entweichen. Für die korrekte Berechnung von x_γ müßte die Formel 4.5 auf Seite 34 durch einen zusätzlichen Term im Nenner ergänzt werden zu

$$x_\gamma^{\rm korr} = \frac{\sum_{\rm Jets}(E-p_z)}{\sum_{\rm Kalorimeter}(E-p_z) + \sum_{\rm unbeobachtet}(E-p_z)}. \tag{6.1}$$

Der unbeobachtete Teil der Rückwärtsenergie kann im Prinzip aus der Differenz von $y_{\rm eTag}$ und $y_{\rm JB}$ bestimmt werden, es gilt

$$y_{\rm eTag} - y_{\rm JB} \approx \frac{1}{2E_e} \sum_{\rm unbeobachtet} (E-p_z). \tag{6.2}$$

Die Energieauflösung des Kalorimeters reicht nicht aus, um diese unbeobachtete Energie für ein einzelnes Ereignis mit hinreichender Genauigkeit zu messen, die Gleichheit sollte aber immerhin für die Mittelwerte gelten:

$$< y_{\rm eTag} - y_{\rm JB} > = \frac{1}{2E_e} < \sum_{\rm unbeobachtet} (E-p_z) > . \tag{6.3}$$

Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Gleichung ist die richtige Kalibration von Flüssigargonkalorimeter und BEMC und dem Kleinwinkel-Elektrondetektor relativ zueinander.

Die Differenz $y_{\rm eTag} - y_{\rm JB}$ als Maß für die unbeobachtete Rückwärtsenergie ist in Abbildung 6.2 in Abhängigkeit von $y_{\rm JB}$ und $y_{\rm eTag}$ dargestellt. Abbildung 6.3 zeigt die Abhängigkeit derselben Größe von $x_\gamma^{\rm Calo}$ und $x_\gamma^{\rm eTag}$. Dargestellt ist jeweils die Verteilung für Daten und Monte-Carlo-Simulation sowie der Mittelwert im Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo.

Die starke Abhängigkeit dieser Differenz von $y_{\rm eTag}$ und $y_{\rm JB}$ ist eine Folge der schlechten Korrelation zwischen beiden Größen. Dieser Sachverhalt wird jedoch von der Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben, sowohl im Mittelwert (Abb. 6.2 (e),(f)), als auch in der Streuung (Abb. 6.2 (a)-(d)).

Abbildung 6.3 zeigt, daß die unbeobachtete Rückwärtsenergie im Mittelwert zu großem rekonstruiertem x_γ hin abnimmt. Dieses Verhalten entspricht der Erwartung, da die Teilchen, die in Rückwärtsrichtung durch das Strahlrohr entweichen, aus dem hadronischen Photonrest stammen sollten. Dieser sollte bei Ereignissen mit kleinem x_γ einen großen Beitrag liefern. Wichtig ist hier vor allem die Feststellung, daß auch bei großem $x_\gamma^{\rm Calo}$ im Mittel weniger Energie unbeobachtet bleibt (Abb. 6.3 (e)). Dies zeigt, daß bei den Ereignissen, für die ein großer Wert von $x_\gamma^{\rm Calo}$ rekonstruiert wird, dieser nicht in erster Linie dadurch zustandekommt, daß der Photonrest unbeobachtet entweicht. Wäre letzteres der Fall, dann würde sich dies in der Darstellung von Abbildung 6.3 (e) durch eine Zunahme der fehlenden Energie bei großem $x_\gamma^{\rm Calo}$ zeigen. Zusätzlich zeigt Abbildung 6.3 (e) eine gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Simulation mit den Daten. Dies bedeutet, daß auch die Migration der Ereignisse von kleinem x_γ zu großem rekonstruiertem $x_\gamma^{\rm Calo}$ von der Simulation im richtigen Maße beschrieben wird. Abbildung 6.3 (a)-(d) zeigt, daß dies nicht nur für den Mittelwert zutrifft, sondern auch für die Streuung der Einzelmessungen.

Ungeachtet der guten Beschreibung der Daten durch die Simulation bleibt jedoch die Tatsache bestehen, daß $y_{\rm JB}$ systematisch zu klein, und $x_\gamma^{\rm Calo}$ systematisch zu groß rekonstruiert wird. Hier stellt sich die Frage, ob eine Korrektur für den unbeobachteten Teil des rückwärtigen

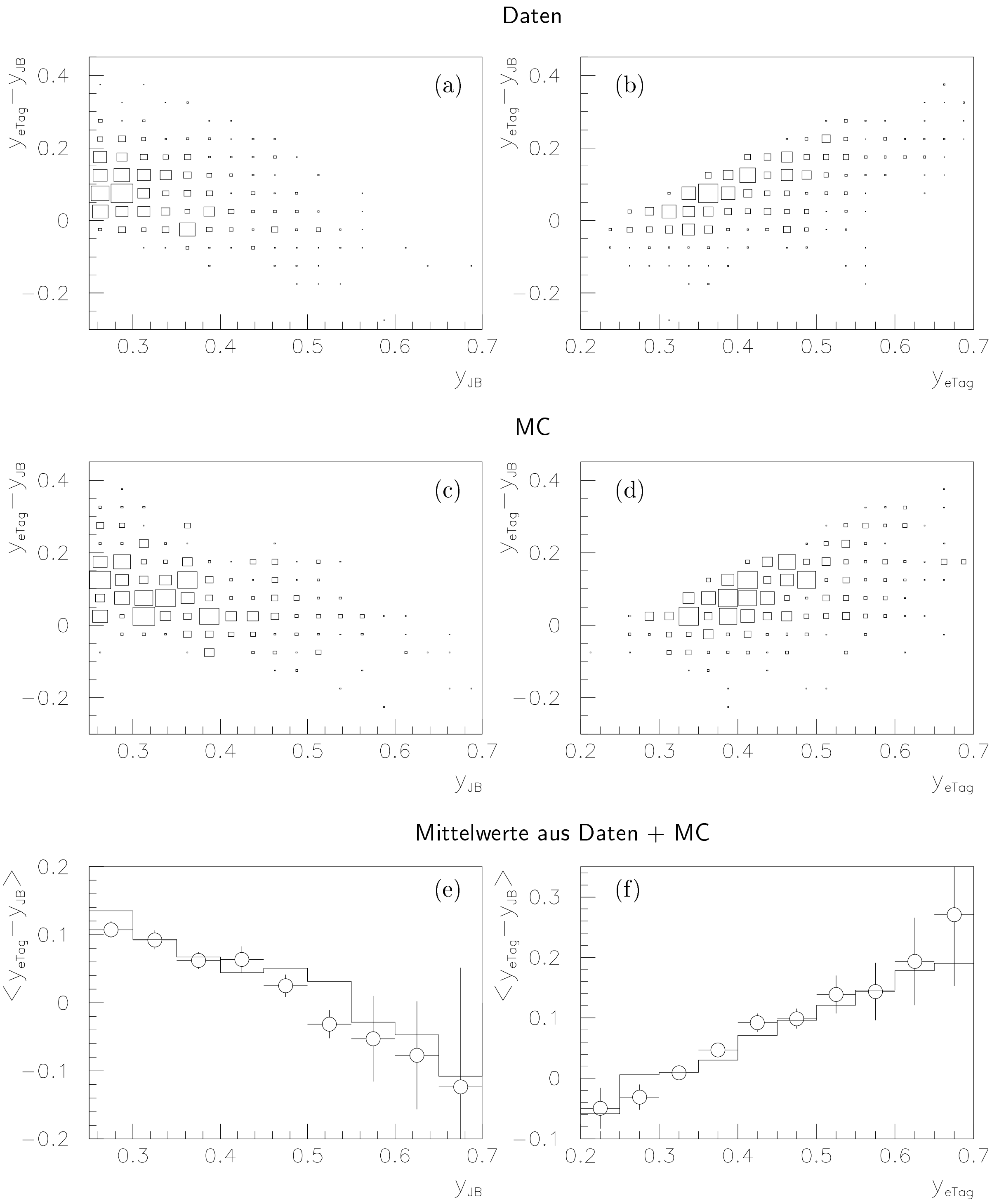


Abbildung 6.2: Die unsichtbare Energie in Rückwärtsrichtung, ausgedrückt durch die Differenz von y_{eTag} und y_{JB} und ihre Abhängigkeit von y_{JB} (a,c,e) und y_{eTag} (b,d,f). Die Teile (a) und (b) zeigen Daten, (c) und (d) sind die entsprechenden Verteilungen in der MC-Simulation. Die Mittelwerte sind in Teil (e) und (f) dargestellt für Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und MC (durchgezogenes Histogramm).

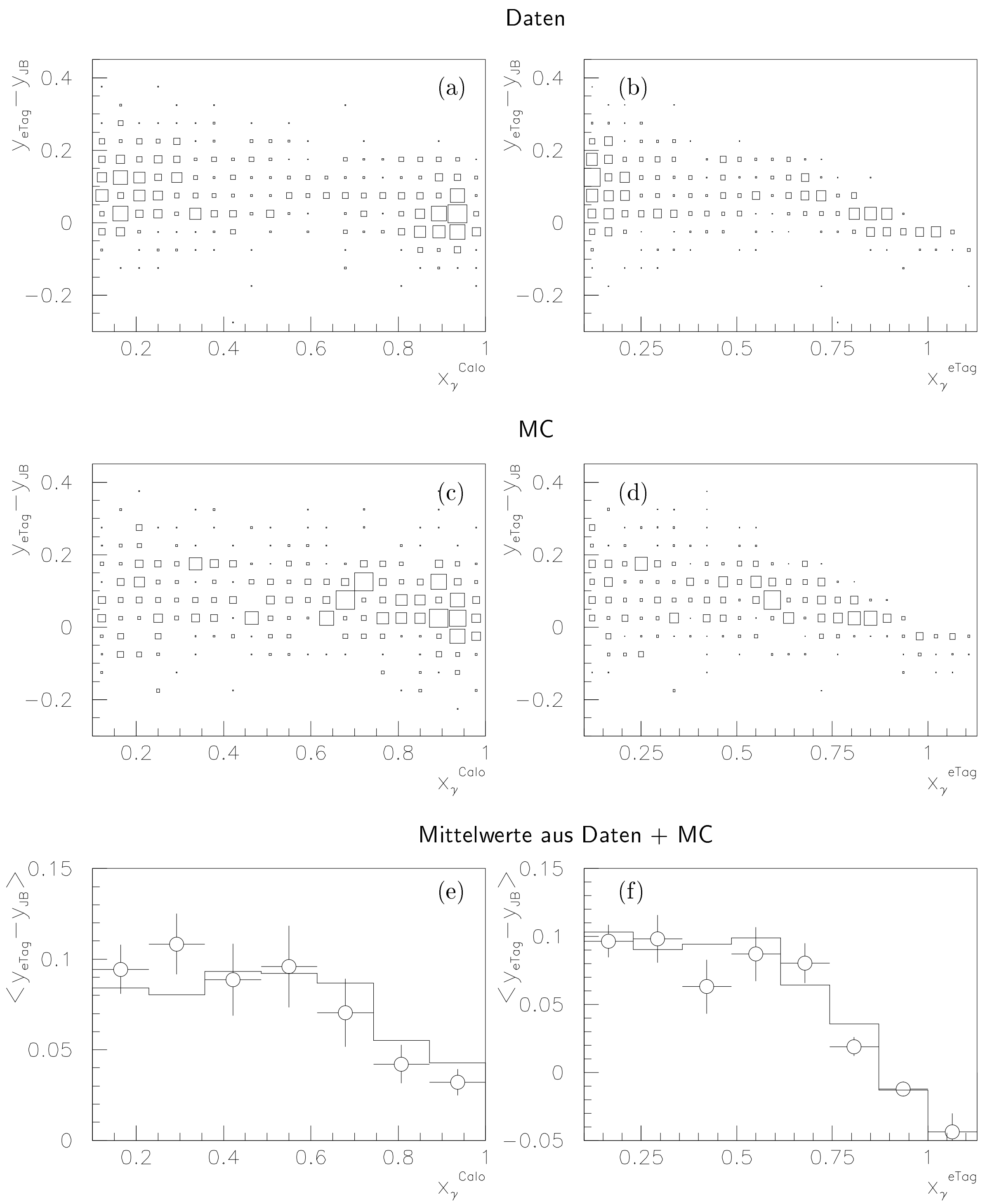


Abbildung 6.3: Die fehlende Rückwärtsenergie in Abhängigkeit von $x_\gamma^{\rm Calo}$ (a,c,e) und $x_\gamma^{\rm eTag}$ (b,d,f). Die Teile (a) und (b) zeigen Daten, (c) und (d) sind die entsprechenden Verteilungen in der MC-Simulation. Die Mittelwerte sind in Teil (e) und (f) dargestellt für Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und MC (durchgezogenes Histogramm).

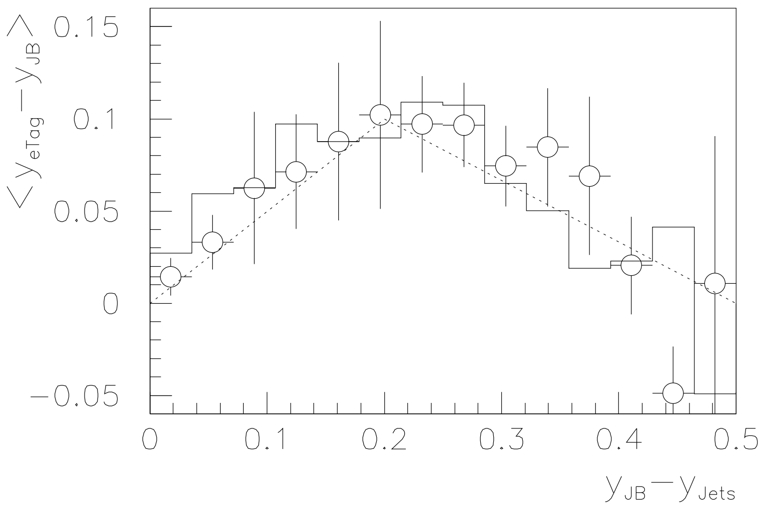


Abbildung 6.4: Mittlere fehlende Rückwärtsenergie, dargestellt in Abhängigkeit von der Energie des Photonrestes. Die Energie des Photonrestes wurde abgeschätzt als $y_{\mathrm{JB}} - y_{Jets} = (1/2E_e)\sum_{\mathrm{Rest}}(E - p_z)$ aus allen Zellenergien außerhalb der Jets. Dargestellt sind die Datenwerte als Kreise mit Fehlerbalken, die Monte-Carlo-Simulation als durchgezogenes Histogramm. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf wieder, der für die beschriebene Korrektur angenommen wurde.

Energieflusses möglich ist, mit der sich eine mittlere Übereinstimmung zwischen dem rekonstruierten Wert und dem Idealwert erreichen läßt. Als Idealwert soll hier das Ergebnis bezeichnet werden, das sich bei vollständigem und exaktem Nachweis aller stabilen Teilchen ergäbe. Abbildung 6.3 (e) legt die Vermutung nahe, daß der unbeobachtete Teil der Energie mit dem beobachtbaren Anteil korreliert ist. In der Regel wird bei Ereignissen, bei denen ein Teil des Photonrestes im Strahlrohr verschwindet, auch ein Teil nachgewiesen. Dies verdeutlicht Abbildung 6.4, die den Zusammenhang zwischen der mittleren fehlenden Rückwärtsenergie und dem nachgewiesenen Anteil der Energie des Photonrestes zeigt. Als Photonrest wird dabei sämtliche Energie außerhalb der Jets betrachtet, das rekonstruierte y_{JB} wird in zwei Beiträge aufgeteilt:

$$y_{\mathrm{JB}} = y_{\mathrm{Jets}} + y_{\mathrm{Rest}} = \sum_{\mathrm{Jets}}(E - p_z) + \sum_{\mathrm{Rest}}(E - p_z). \tag{6.4}$$

Zur Korrektur soll ein weiterer Term für die unbeobachtete Energie addiert werden:

$$y_{\mathrm{korr}} = y_{\mathrm{JB}} + y_{\mathrm{unbeobachtet}}\,. \tag{6.5}$$

Eine Abschätzung für den unbeobachteten Beitrag liefert Abbildung 6.4. Als Annäherung wird an dieser Stelle der folgende, abschnittweise lineare Verlauf angenommen, der in der Abbildung als gestrichelte Linie angedeutet ist:

$$y_{\mathrm{unbeobachtet}} = \begin{cases} \frac{1}{2} y_{\mathrm{Rest}} & \text{wenn} \quad y_{\mathrm{Rest}} < 0.2 \\ \\ \frac{1}{6} - \frac{1}{3} y_{\mathrm{Rest}} & \text{wenn} \quad y_{\mathrm{Rest}} > 0.2 \end{cases} . \tag{6.6}$$

Der Erfolg dieser Korrektur wird in Abbildung 6.5 anhand der Monte-Carlo-Simulation verdeutlicht. Aus dem korrigierten Wert für y ergibt sich dann entsprechend für das korrigierte x_γ:

$$x_\gamma^{\mathrm{korr}} = \frac{y_{\mathrm{Jets}}}{y_{\mathrm{korr}}} = \frac{y_{\mathrm{Jets}}}{y_{\mathrm{JB}} + y_{\mathrm{unbeobachtet}}} \tag{6.7}$$

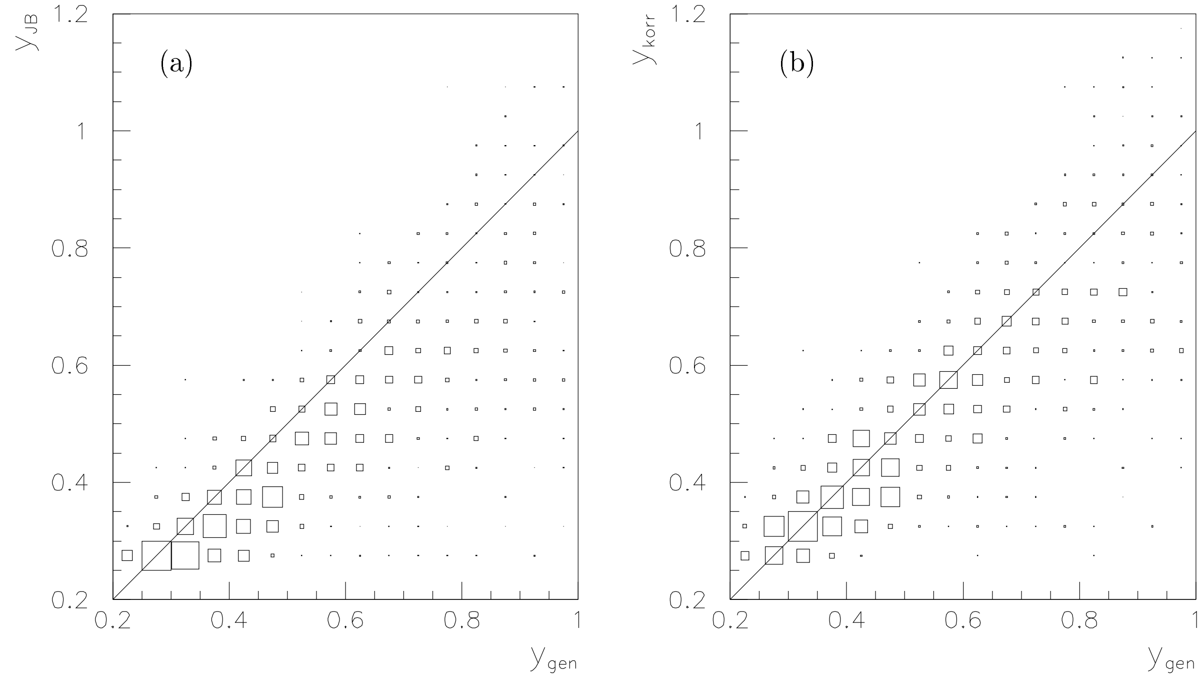


Abbildung 6.5: Verbesserung der y-Rekonstruktion durch die Korrektur für unbeobachtete Rückwärtsenergie in der MC-Simulation. Dargestellt ist das im Detektor nach Jacquet-Blondel rekonstruierte y (a) ohne und (b) mit Korrektur. Beide Werte sind verglichen mit dem wahren Wert y_{gen}. Es sind nur Ereignisse mit $x_\gamma^{\text{Calo}} > 0.5$ dargestellt.

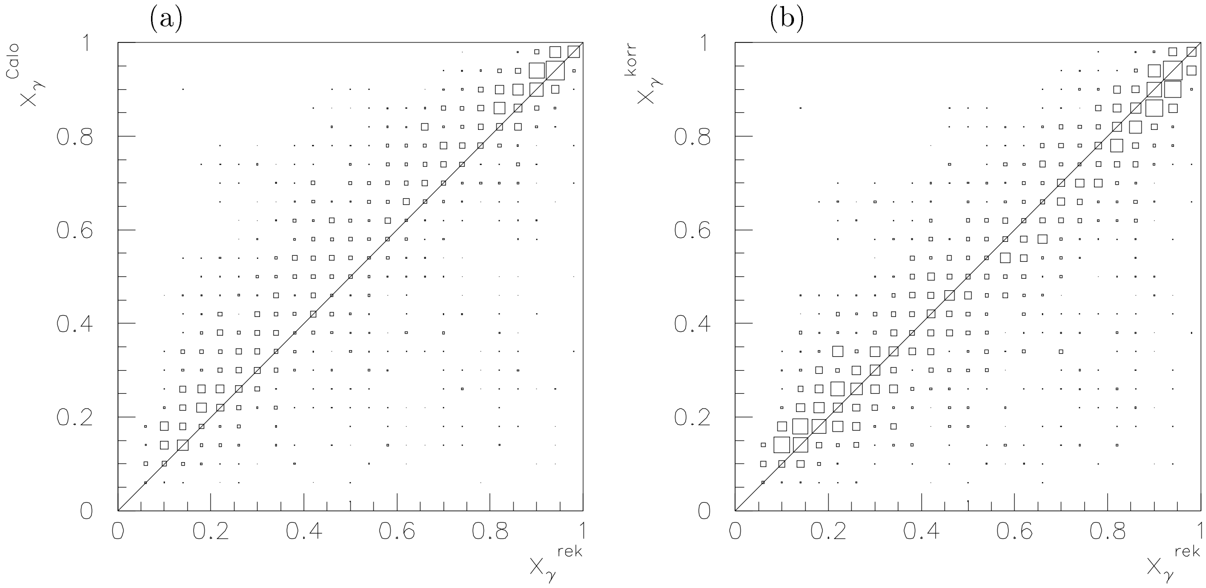


Abbildung 6.6: Vergleich des rekonstruierten x_γ zwischen Generator- und Detektorebene in der Monte-Carlo-Simulation. x_γ^{rek} ist auf Generatorebene aus stabilen Teilchen rekonstruiert (Gl. 3.12), x_γ^{Calo} ist nach Gl. 4.5 aus Kalorimeterenergien bestimmt. Teil (a) entspricht der Darstellung von Abb. 4.6 (a) und (c), in Teil (b) wurde der nach Gl. 6.7 korrigierte Wert x_γ^{korr} eingesetzt.

Abbildung 6.6 zeigt das rekonstruierte x_γ in der Simulation im Vergleich zwischen Generator- und Detektorebene vor und nach dieser Korrekturmaßnahme. Durch die Korrektur läßt sich eine bessere Übereinstimmung im Mittelwert erreichen, eine effektive Verbesserung der Auflösung ergibt sich dagegen nicht. Im Bereich großer x_γ, dem im Rahmen dieser Arbeit das Hauptinteresse gilt, besteht bei dieser speziellen Wahl der Korrektur eine eindeutige und umkehrbare Zuordnung zwischen korrigiertem und unkorrigiertem Wert. In diesem Bereich kommt der erste der beiden Korrekturterme aus Gleichung 6.6 zur Anwendung, der eine effektive Aufwertung der Energie außerhalb der Jets um einen Faktor 1.5 bewirkt. Wird $y_{\text{unbeobachtet}} = \frac{1}{2} y_{\text{Rest}}$ angenommen, dann gilt exakt $x_\gamma^{\text{korr}} = 2(3/x_\gamma^{\text{Calo}} - 1)^{-1}$. Es ergibt sich also keine Verbesserung, aber auch keine Verschlechterung der Trennschärfe. Dies gilt nicht für kleine x_γ unterhalb von etwa $x_\gamma \approx 0.5$, auf die detaillierte Untersuchung dieses Bereichs wird hier aber verzichtet. Der Grund für diese Einschränkung wird im folgenden Abschnitt erläutert.

6.2 Das Vorwärtsenergiefluß-Problem

Beim Vergleich des Energieflusses im vorderen Teil des Detektors zwischen Daten und der verwendeten Monte-Carlo-Simulation zeigt sich ein Problem, das in Abbildung 6.7 verdeutlicht wird. Die transversale Energie außerhalb der Jets in einem festen Pseudorapiditätsbereich im vorderen Teil des Detektors wurde hier definiert als

$$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{V}} = k \sum_{\substack{i \text{ für } +1<\eta_i<+2.5 \\ \text{außerhalb der Jets}}} E_{\mathrm{T}i} \; , \tag{6.8}$$

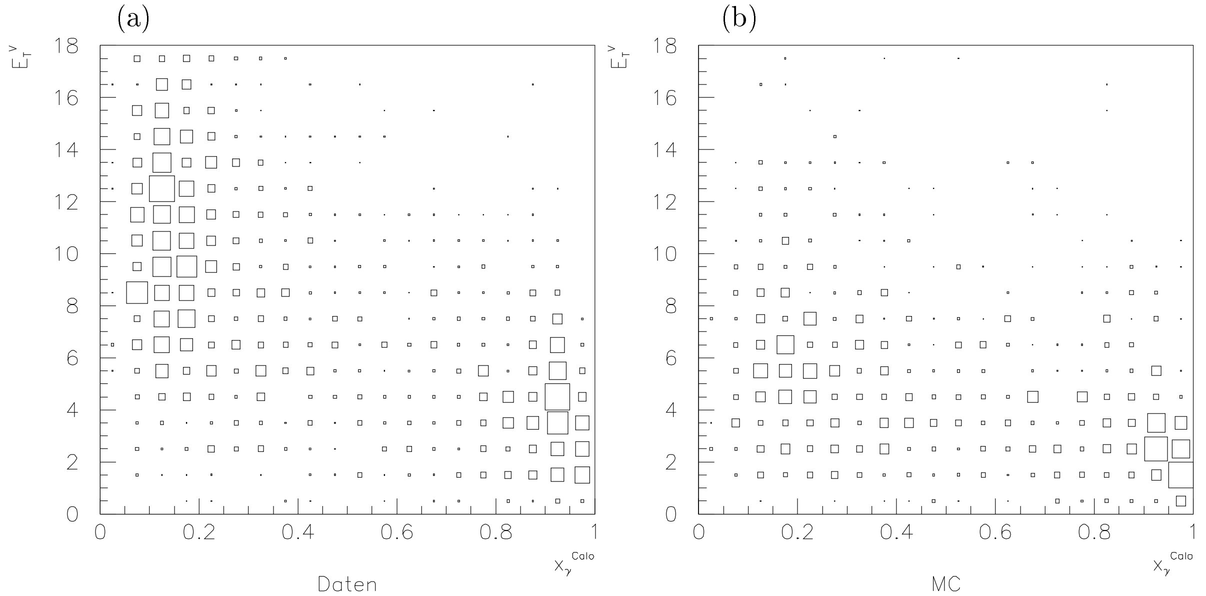
wobei der Index i über die Zellen des Flüssigargonkalorimeters läuft. Der zusätzlich eingefügte Korrekturfaktor k soll von 1 verschieden sein, wenn sich die Kegel eines oder beider Jets mit dem betrachteten Pseudorapiditätsbereich überlappen, da dann der Inhalt der Jetkegel mit einem Radius von 1 in der (η, φ)-Ebene nicht mitsummiert wird. Bezeichnet $A(+1, +2.5)$ die Fläche, die der betrachtete Abschnitt in der (η, φ)-Ebene einnimmt, und $A_{\text{Jets}}(+1, +2.5)$ den Teil dieser Fläche, der von den Jetkegeln bedeckt wird, dann wird der Korrekturfaktor k als

$$k = \left(1 - \frac{A_{\text{Jets}}(+1, +2.5)}{A(+1, +2.5)}\right)^{-1}$$

gewählt. Damit wird dafür korrigiert, daß bei Anwesenheit von einem oder beiden Jets im betrachteten Bereich über eine kleinere Fläche summiert wird. Ein konstanter, homogener Energiefluß, der nicht mit den Jets korreliert ist, führt so zu einem konstanten Wert für $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{V}}$.

Abbildung 6.7 zeigt die Korrelation von $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{V}}$ mit x_γ^{Calo} für Daten und Monte-Carlo-Simulation. Es ist eine deutliche Abweichung bei kleinem x_γ^{Calo} festzustellen. Abbildung 6.7 (c) zeigt den mittleren Wert von $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{V}}$ in Abhängigkeit von x_γ^{Calo}. Im Bereich unterhalb von $x_\gamma^{\text{Calo}} \approx 0.5$ wird die Abweichung der Simulation von den Daten sehr deutlich.

Für diesen Vergleich wurde, wie auch sonst in diesem Kapitel, die Parametrisierung der Photonstrukturfunktion nach Glück, Reya und Vogt (GRV) [8] in niedrigster Ordnung für die Simulation der Ereignisse mit hadronisch aufgelöstem Photon verwendet. Obwohl die Wahl der Strukturfunktion auf die Verteilung der Ereignisse in x_γ^{Calo} einen großen Einfluß hat, zeigt es sich, daß die Beschreibung des Vorwärtsenergieflusses außerhalb der Jets auch bei Verwendung anderer Photonstrukturfunktionen nicht gelingt. Erste Erfolge wurden dagegen mit der Verwendung eines Modells erzielt, das die gleichzeitige Streuung mehrerer Partonen in Photon und Proton vorsieht. So ergibt sich zusätzlich zur harten Streuung eine zusätzliche Wechselwirkung zwischen den Resten von Photon und Proton, was zu einem zusätzlichen Energiefluß führt, der sich hauptsächlich im vorderen Teil des Detektors bemerkbar macht. Eine Analyse mit dem Schwerpunkt im Bereich kleiner x_γ unter Berücksichtigung des Vorwärtsenergieflußproblems



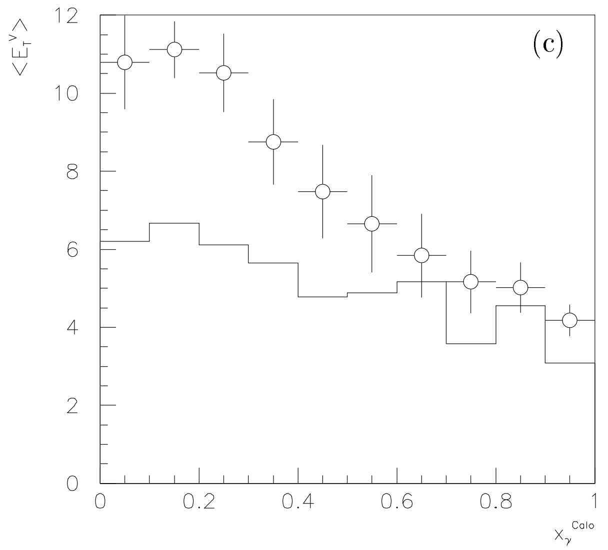


Abbildung 6.7: Transversale Energie im Vorwärtsbereich in Abhängigkeit von x_γ^{Calo} in Daten (a) und MC (b). E_T^V ist die transversale Energie summiert im Pseudorapiditätsbereich $+1 < \eta < +2.5$ außerhalb der Jets. Sofern sich dieser Bereich mit einem oder beiden der Jetkegel überschneidet, ist der Inhalt der Jetkegel nicht mitsummiert, statt dessen wird eine homogene Fortsetzung des Energieflusses innerhalb der Jets angenommen. Teil (c) zeigt die Mittelwerte im Vergleich zwischen Daten (Kreise mit Fehlerbalken) und MC (durchgezogenes Histogramm).

wird vorbereitet [20]. An dieser Stelle soll dieses Problem nicht weiter untersucht werden, statt dessen beschränkt sich die Analyse im folgenden auf den Bereich von $x_\gamma^{\mathrm{Calo}} > 0.5$, in dem die Beschreibung der Daten durch die Simulation besser ist.

Die verbleibende Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation, die sich in Abbildung 6.7 auch im Bereich oberhalb von $x_\gamma^{\mathrm{Calo}} > 0.5$ andeutet, wird hier vernachlässigt. Abbildung 6.7 deutet für die Daten in diesem Bereich einen mittleren Überschuß in der transversalen Energie bei $1 < \eta < 2.5$ in der Größenordnung von 1 GeV gegenüber der Simulation an. Ein Jet mit einem Radius von 1 in diesem Bereich würde ein Drittel der betrachteten Fläche in der (η, φ)-Ebene bedecken, so daß die rekonstruierte Jet-Energie infolge des zusätzlichen Energieflusses um etwa 0.3 GeV höher ausfällt. Diese grobe Abschätzung gilt unter der Annahme, daß es sich bei dem hier beobachteten Phänomen um einen zusätzlichen homogenen Energiefluß handelt, der nicht an die Jets gebunden ist und der in der Monte-Carlo-Simulation fehlt.

6.3 Abschätzung der Triggereffizienz

Die vorliegende Analyse erstreckt sich auch auf Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wurde. Das ermöglicht die Untersuchung eines größeren kinematischen Bereiches, und die zur Verfügung stehende Statistik der Daten kann gegenüber einem Satz von Ereignissen mit nachgewiesenem Elektron vergrößert werden. Die Analyse von Ereignissen ohne Elektronnachweis bedingt jedoch nicht nur den Verzicht auf die Energiemessung des Elektrons, sondern es entfällt gleichzeitig die Möglichkeit, das Elektronsignal zum Triggern zu verwenden. Diese Analyse stützt sich daher im wesentlichen auf den LAr-Trigger (s. Abschnitt 4.4.1), dessen Effizienz für die betrachteten Ereignisse hier untersucht werden soll.

Der verwendete Kalorimetertrigger, der hier verkürzt mit „LAr-Trigger“ bezeichnet wird, besteht aus insgesamt sechs Subtriggern. Zwei dieser Subtrigger basieren auf dem Flüssigargonkalorimetertrigger mit niedriger Schwelle, zur Senkung der zufälligen, durch Rauschen verursachten Triggerrate wird die Koinzidenz mit einem Signal des DC-r/φ-Triggers einer niedrigen Schwelle verlangt. Die anderen vier Subtrigger verwenden eine etwas höhere Schwelle des Kalorimetertriggers und verlangen nur die Koinzidenz mit dem Spur-t_0-Trigger, der schwächsten Spurbedingung. Von den 1 405 2-Jet-Ereignissen mit $x_\gamma^{\mathrm{Calo}} > 0.5$, die insgesamt selektiert wurden (s. Abschnitt 5.4), wurden 790 von einem der beiden Subtrigger mit niedriger Schwelle getriggert, von den vier Subtriggern mit höherer Schwelle wurden 655 Ereignisse getriggert. Von allen sechs Subtriggern zusammen wurden 982 Ereignisse getriggert.

Eine Möglichkeit zur Abschätzung der Effizienz des LAr-Triggers ist der Vergleich mit anderen, möglichst unabhängigen Triggern. Als Vergleichstrigger bieten sich zwei Triggerkombinationen an, die hier kurz als Etag- und DC-r/φ-Trigger bezeichnet werden. „Etag-Trigger“ bezeichnet dabei die Kombination von zwei Subtriggern, die beide eine Koinzidenz von einem Signal im Elektron-Tagger und einer Spur in der zentralen Spurkammer verlangen. Einer dieser Subtrigger verlangt als Spurbedingung nur ein Spur-t_0, dieser mußte aber wegen der hohen Triggerrate untersetzt werden, so daß er nur während einer effektiven integrierten Luminosität von $135\,\mathrm{nb}^{-1}$ aktiv war. Der andere Etag-Trigger verlangt die Koinzidenz mit einem Signal des DC-r/φ-Triggers auf der niedrigsten Schwelle und konnte ohne Untersetzung betrieben werden. Beide Subtrigger triggerten zusammen 350 Ereignisse.

Der hier mit „DC-r/φ-Trigger“ bezeichnete Trigger verlangt außer drei Bedingungen des DC-r/φ-Triggers auch die Koinzidenz mit einem Signal des Vorwärtsspurtriggers und des z-Vertex-Triggers. Dieser Trigger war effektiv für eine integrierte Luminosität von $216\,\mathrm{nb}^{-1}$ aktiv und triggerte 522 Ereignisse.

Abbildung 6.8 zeigt die sich aus dem Vergleich mit diesen beiden Triggern ergebende Effizienz des LAr-Triggers. Die dargestellte Effizienz wurde berechnet aus dem Anteil der vom Vergleichstrigger getriggerten Ereignisse, der gleichzeitig auch vom LAr-Trigger getriggert wurde. Zwei der Größen, von denen die Effizienz des LAr-Triggers besonders deutlich abhängt, sind der Transversalimpuls $p_{\mathrm{T},1}$ des Jets mit dem größeren Transversalimpuls und die als y_{JB} rekonstruierte Photonenergie. Zusätzlich ist in Abbildung 6.8 auch die Abhängigkeit der Effizienz von x_γ^{Calo} dargestellt, der Größe, der in dieser Arbeit besonderes Interesse gilt.

Die Aufstellung in Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die Zahlen der insgesamt von den einzelnen Triggern getriggerten Ereignisse, und die daraus bestimmte globale Effizienz des Flüssigargonkalorimetertriggers im Bereich $x_\gamma^{\mathrm{Calo}} > 0.5$.
In der Tabelle sind nur statistische Fehler angegeben. Darüberhinaus muß darauf hingewiesen werden, daß eine solche globale Effizienzabschätzung mit relativ großen systematischen Unsicherheiten verbunden ist. Dies zeigt sich schon in der signifikanten Differenz der beiden mit Hilfe von verschiedenen Vergleichstriggern bestimmten Effizienzen. Die prinzipielle Forderung nach Unabhängigkeit der verglichenen Trigger ist nicht vollständig erfüllt.

Alle hier betrachteten Trigger verlangen als gemeinsame Bedingung ein Signal des Spur-t_0-Triggers oder des DC-r/φ-Triggers auf niedriger Schwelle. Eine Ineffizienz dieser Triggerelemente

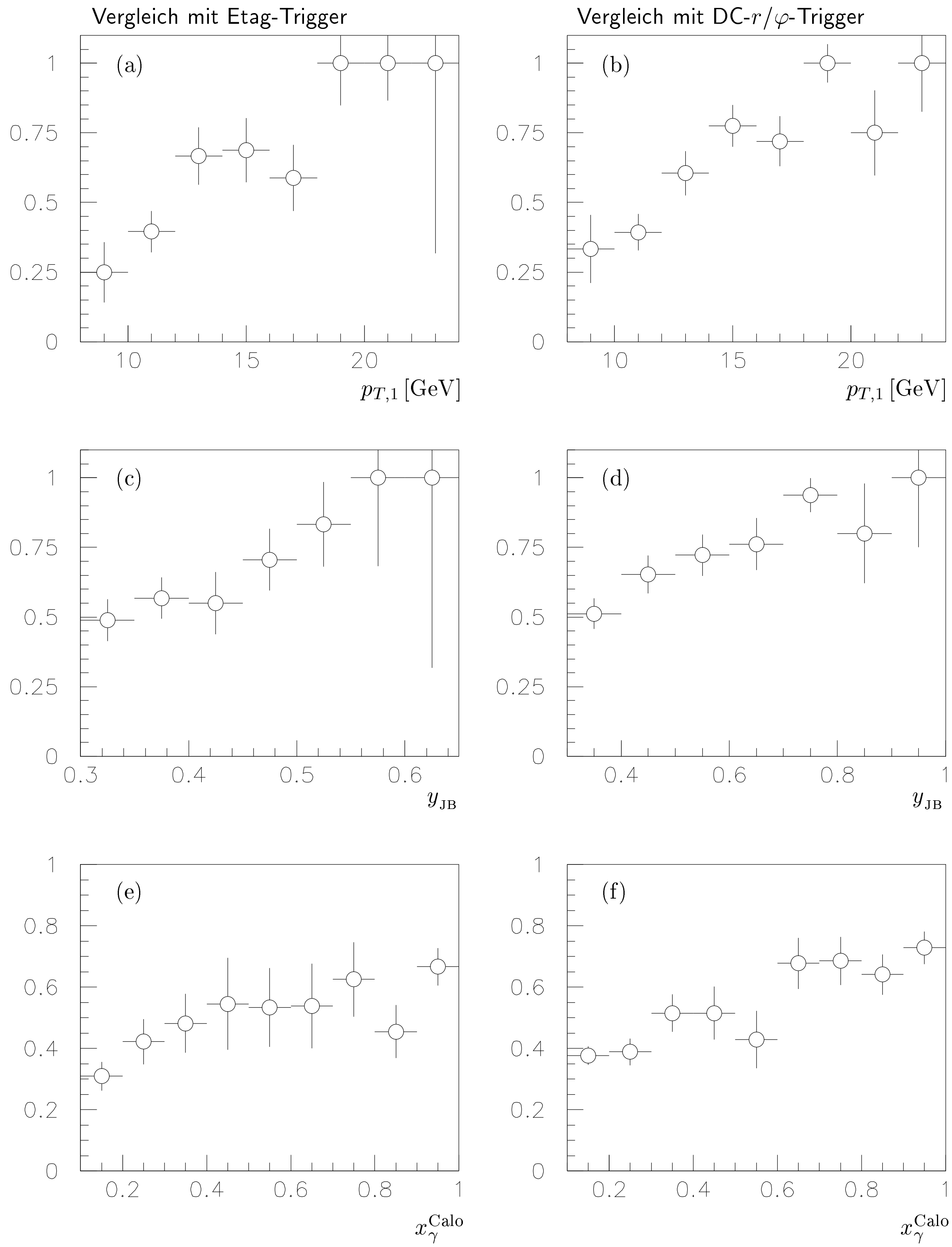


Abbildung 6.8: Effizienz der Flüssigargon-Trigger, bestimmt aus dem Vergleich mit zwei unabhängigen Triggern. Die verwendeten Vergleichstrigger sind die Etag-Trigger (a,c,e) und der DC-r/φ-Trigger (b,d,f). Dargestellt ist die Triggereffizienz in Abhängigkeit vom größeren Transversalimpuls der Jets $p_{T,1}$ (a,b), von y_{JB} (c,d) und von x_γ^{Calo} (e,f).

alle Trigger	1 405
LAr	982
Etag	350
Etag *und* LAr	190
LAr-Effizienz aus Vergleich mit Etag	$(54 \pm 3)\%$
DC-r/φ	522
DC-r/φ *und* LAr	331
LAr-Effizienz aus Vergleich mit DC-r/φ	$(63 \pm 2)\%$
Mittelwert der Effizienzen	$(59 \pm 2)\%$
korrigierte Ereigniszahl	$1\,660 \pm 60$
globale Effizienz für alle Trigger	$(85 \pm 3)\%$

Tabelle 6.1: Zahl der getriggerten Ereignisse für verschiedene Triggerkombinationen und die daraus bestimmte Triggereffizienz für den LAr-Trigger und für die Kombination aller verfügbaren Trigger. Die Zahlen beziehen sich auf Ereignisse mit $x_\gamma^{\rm Calo} > 0.5$.

bleibt bei diesem Vergleich demnach unberücksichtigt. Die Simulation dieser Triggerelemente für Monte-Carlo-Ereignisse ergibt eine Effizienz für 100% für den Spur-t_0-Trigger und etwa 98% für das DC-r/φ-Triggerelement mit der niedrigsten Schwelle. An dieser Stelle werden gemeinsame Ineffizienzen der verglichenen Trigger daher vernachlässigt.

Der zum Vergleich herangezogene DC-r/φ-Trigger triggert mit hoher Effizienz vor allem Ereignisse mit großen Spurmultiplizitäten, während die Effizienz des LAr-Triggers stark vom Transversalimpuls der Jets abhängt (s. Abb. 6.8 a,b). Prinzipiell ist eine Zunahme der Zahl der Spuren mit größerem Transversalimpuls der Jets zu erwarten, so daß der Vergleich der beiden Trigger eine zu hohe Effizienz liefert.

Der Etag-Trigger kann in einem großen Bereich als unabhängiger Vergleichstrigger gelten, da sein Signal kaum von Eigenschaften des Ereignisses im zentralen Detektor abhängt. Die verlangte schwache Spurbedingung ist, wie bereits erwähnt, für die betrachteten Ereignisse fast immer erfüllt. Eine Einschränkung ergibt sich jedoch auch hier, denn der Akzeptanzbereich des Elektron-Taggers beschränkt sich im wesentlichen auf Ereignisse mit kleinen Photonenergien. Nur etwa 10% der vom Etag-Trigger getriggerten Ereignisse haben $y_{\rm JB} > 0.5$, während 40% aller Ereignisse im Datensatz oberhalb dieser Grenze liegen. Da die Effizienz des Flüssigargonkalorimetertriggers, wie in Abbildung 6.8 (c) und (d) gezeigt, mit großem $y_{\rm JB}$ zunimmt, ist zu erwarten, daß der Vergleich mit dem Etag-Trigger eine zu niedrige globale Effizienz ergibt. Bei Vernachlässigung der gemeinsamen Ineffizienzen beider Trigger kann der so bestimmte Wert als untere Grenze für die Effizienz betrachtet werden.

Aufgrund dieser Überlegungen ist die in der Tabelle vorgenommene Mittelwertbildung der beiden Effizienzen berechtigt, auch wenn die Werte nicht völlig unabhängig sind. 119 Ereignisse wurden von beiden Vergleichstriggern getriggert. Als realistische Fehlerabschätzung kann allerdings nicht der in der Tabelle angegebene statistische Fehler allein dienen, sondern es sollte auch die relativ große Differenz zwischen beiden Werten sowie eine mögliche gemeinsame Ineffizienz berücksichtigt werden. Wird für letztere eine Unsicherheit von 5% angenommen, so kann für die globale Effizienz des Flüssigargonkalorimetertriggers ein Wert von $(59 \pm 8)\%$ angegeben werden. Dieser Wert gilt für den Satz von Ereignissen mit $x_\gamma^{\rm Calo} > 0.5$, wegen der starken Abhängigkeit der Effizienz von kinematischen Größen muß jedoch die Effizienz für die Berechnung eines differentiellen Wirkungsquerschnitts im folgenden für den jeweils betrachteten Teil des Datensatzes neu bestimmt werden.

Die Kenntnis der LAr-Triggereffizienz erlaubt nun auch eine Abschätzung der globalen Triggereffizienz für die Vereinigung aller während der Datennahmeperiode aktiven Trigger. Die für die LAr-Triggereffizienz korrigierte Zahl der Ereignisse beträgt $1\,660 \pm 230$. Nachdem 1 405 Ereignisse tatsächlich aufgezeichnet wurden, ergibt sich für alle Trigger eine kombinierte Effizienz von $(85 \pm 10)\%$. Bei der Darstellung inklusiver Verteilungen können sich als Folge von Triggerineffizienzen systematische Verschiebungen ergeben. Dies wirkt sich um so stärker aus, je niedriger die Effizienz insgesamt ist. Daher werden für alle im folgenden dargestellten Verteilungen sämtliche zur Verfügung stehenden Trigger verwendet. Die kombinierte Effizienz dieser gemischten Trigger beträgt etwa 85%. Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten bleibt aber eine Abschätzung der jeweiligen Triggereffizienz unumgänglich.

6.4 Nachweis der Beiträge von direktem und aufgelöstem Photon

In Abschnitt 6.2 wurde gezeigt, daß die zur Verfügung stehende Monte-Carlo-Simulation die Daten mit kleinem x_γ^{Calo} nicht beschreibt, hier wird deshalb nur der Bereich großer x_γ betrachtet. Zur Abtrennung wird ein Schnitt bei $x_\gamma^{\mathrm{korr}} > 0.4$ angebracht. x_γ^{korr} ist der nach Gl. 6.5 für die unbeobachtete Rückwärtsenergie korrigierte x_γ-Wert, dies entspricht etwa einem Schnitt im unkorrigierten Wert bei $x_\gamma^{\mathrm{Calo}} > 0.5$.

Beim Betrachten der Korrelation zwischen generiertem und auf Generatorebene rekonstruiertem x_γ-Wert wurde in Abschnitt 3.3 bereits ein Schnitt auf die Differenz der Pseudorapiditäten der Jets eingeführt, der diese Korrelation leicht verbessert. Im folgenden wird der entsprechende Schnitt auf die Pseudorapiditätsdifferenz der Jets bei $\Delta\eta_{\mathrm{Jets}} = |\eta_1 - \eta_2| < 1.5$ auch für die Daten angewandt. Neben einer möglichen leichten Verbesserung der x_γ-Rekonstruktion paßt dieser Schnitt auch die Kinematik der Ereignisse besser an die Akzeptanz des Detektors an. Unter den Nebenbedingungen $y > 0.3$ und $x_\gamma > 0.4$ werden Jets mit mindestens 8 GeV transversaler Energie auf den Bereich $-1.7 < \eta_{\mathrm{Jet}} < +3.5$ eingeschränkt. Ein Jet bei einer Pseudorapidität von $+3.5$ ist dabei nur möglich für Ereignisse mit $x_p = 1$. Die Größe $\Delta\eta_{\mathrm{Jets}}$ ist äquivalent zum Streuwinkel im Schwerpunktsystem der Jets und ist daher invariant gegenüber Lorentz-Transformationen in Richtung der Strahlachse.

Nach diesen beiden zusätzlichen Schnitten bleibt ein Satz von 854 Ereignissen, der im folgenden als Grundlage zur Abschätzung eines Wirkungsquerschnitts für Jet-Ereignisse bei großem x_γ dienen soll. Abbildung 6.9 zeigt einige inklusive Verteilungen im Vergleich dieser Ereignisse mit der Monte-Carlo-Simulation. In der Simulation wurden die GRV-Parametrisierungen in führender Ordnung für die Photon- und Protonstrukturfunktionen eingesetzt. Für die Daten wurde die Kombination aller verfügbaren Trigger verwendet, um die durch Triggerineffizienzen verursachten Verzerrungen möglichst klein zu halten. Bei der Beurteilung dieses Vergleiches ist zu beachten, daß der statistische Fehler der Simulation in der gleichen Größenordnung liegt wie derjenige der Daten, der in Form von Fehlerbalken eingezeichnet ist. In allen dargestellten Verteilungen kann eine befriedigende Beschreibung der Daten durch die Simulation festgestellt werden. Der simulierte Satz von Ereignissen besteht aus einer Mischung von Ereignissen mit direktem und aufgelöstem Photon im Verhältnis der vom Generator PYTHIA vorhergesagten Wirkungsquerschnitte.

Das gleiche Verhältnis von direkten und aufgelösten Photonen wurde auch für die Darstellung in Abbildung 6.10 eingesetzt. Diese Abbildung zeigt die Verteilung des rekonstruierten x_γ vor dem Schnitt bei $x_\gamma^{\mathrm{korr}} > 0.4$. In allen drei dargestellten Verteilungen zeigt sich eine Abweichung der Simulation von den Daten bei kleinem x_γ, dies steht in Zusammenhang mit dem in Abschnitt 6.2 dargestellten Problem. Bei großem x_γ ab etwa $x_\gamma > 0.4$ wird eine bessere Beschreibung der Daten erreicht. In allen drei Teilabbildungen zeigt sich, daß keine der beiden Komponenten von aufgelöstem und direktem Photon allein die Verteilung der Daten beschreiben kann. Es wird insbesondere auch deutlich, daß der Beitrag des direkten Photons zur Beschreibung der Daten benötigt wird. Bei der höheren Statistik der Ereignisse ohne Elektronnachweis in Abbildung 6.10 (c) zeigt sich jedoch auch, daß die Beschreibung der Daten im Bereich der

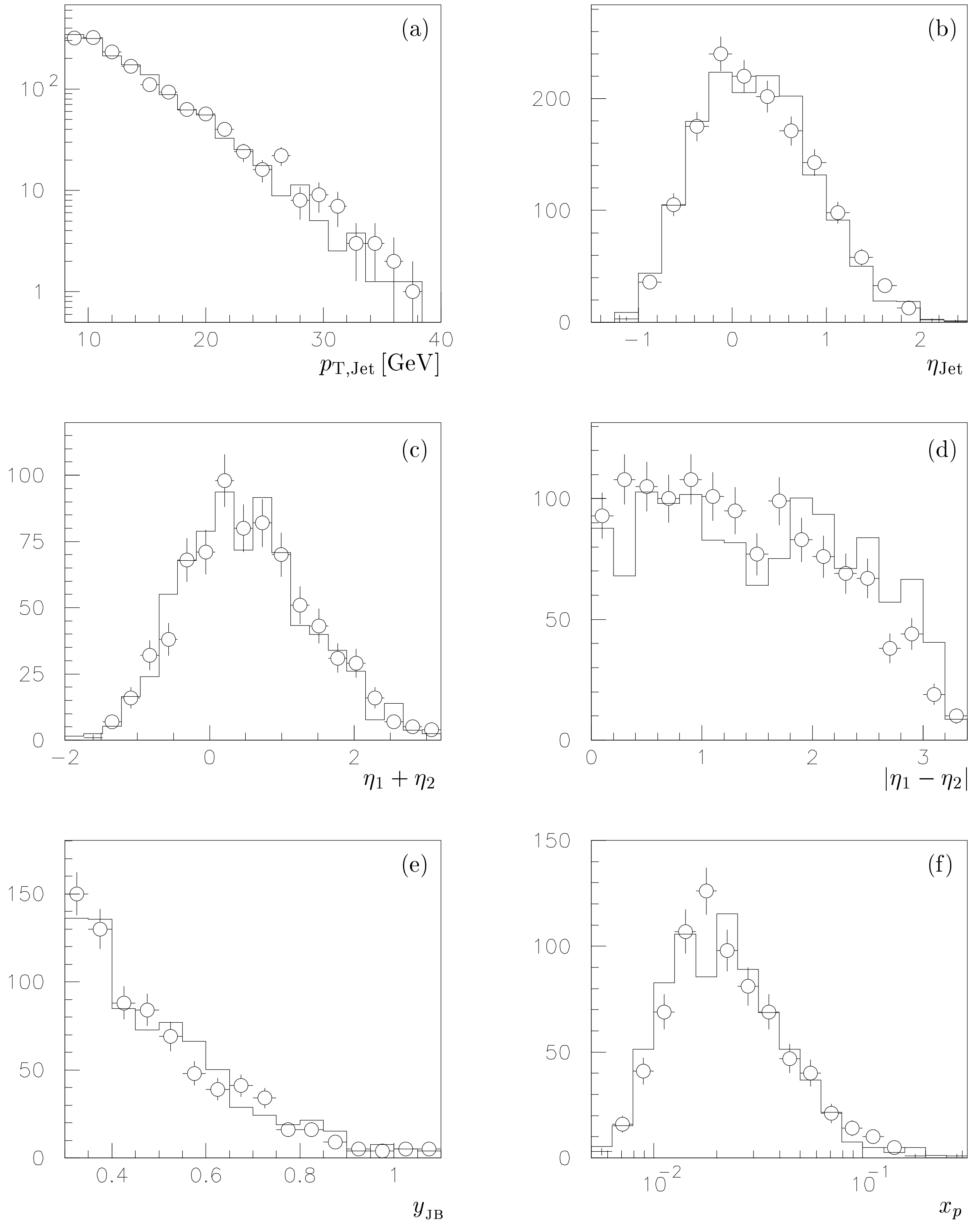


Abbildung 6.9: Einige Kontrollverteilungen im Vergleich zwischen Daten (Kreise mit Fehlerbalken) und Monte-Carlo-Simulation (durchgezogenes Histogramm). (a) und (b) zeigen die Verteilung von Transversalimpuls p_T und Pseudorapidität η der Jets, dargestellt als Zahl der Jets pro Bin. Die anderen Histogramme enthalten einen Eintrag pro Ereignis. Die gezeigten Größen sind Summe (c) und Differenz (d) der Pseudorapiditäten der Jets, die rekonstruierte, unkorrigierte relative Photonenergie y_{JB} (e) und der aus den Jets rekonstruierte Impulsbruchteil des gestreuten Partons im Proton x_p (f). In allen Verteilungen sind Daten und MC auf die gleiche Ereigniszahl normiert, und für die Daten sind alle verfügbaren Trigger verwendet. In Teil (d) ist der Schnitt auf $|\eta_1 - \eta_2| < 1.5$ noch nicht angebracht.

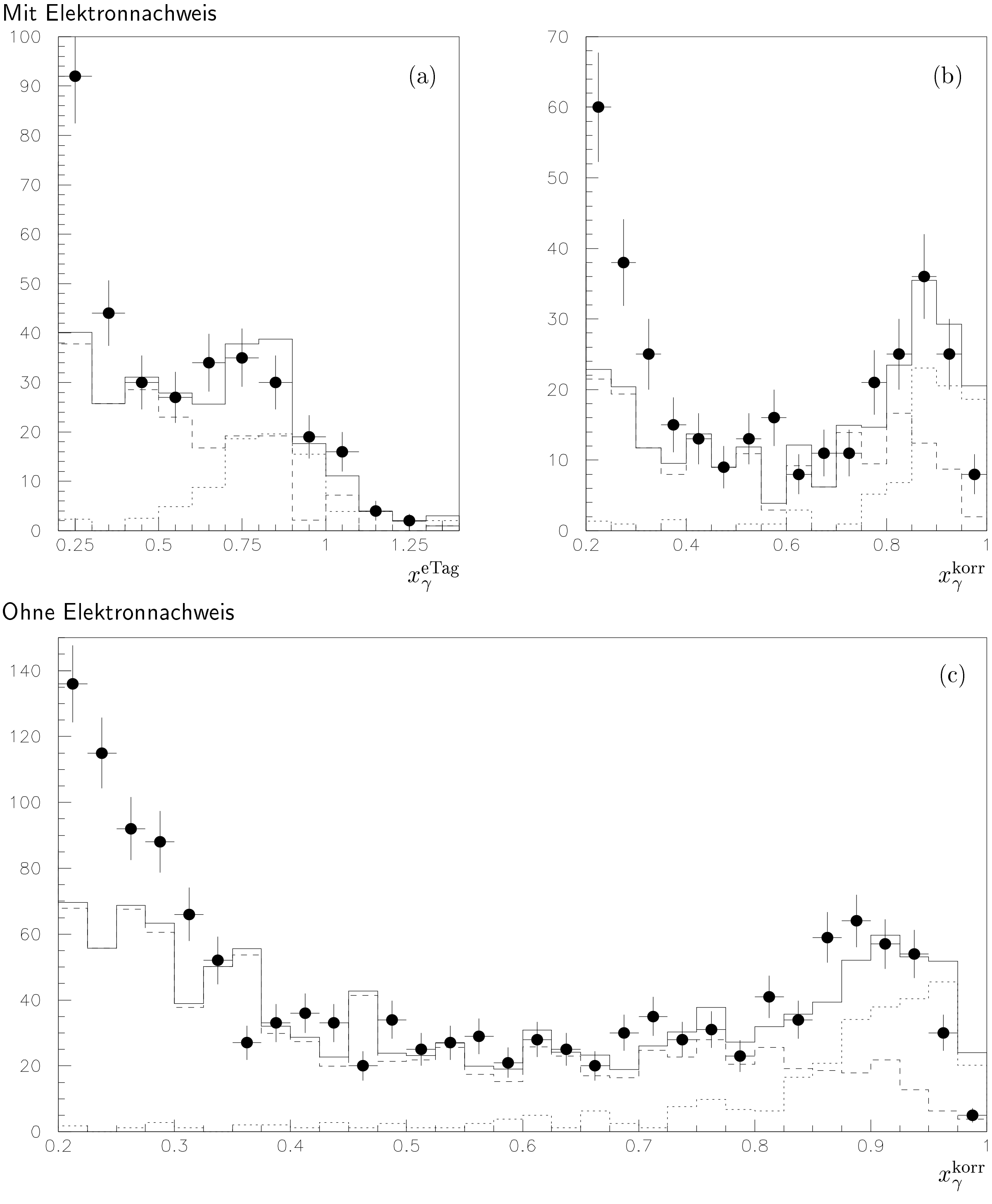


Abbildung 6.10: Das rekonstruierte x_γ im Vergleich zwischen Daten und MC. Die Zahl der Ereignisse pro Bin ist dargestellt als Punkt mit Fehlerbalken für die Daten, als durchgezogenes Histogramm für die Simulation mit GRV-Photon und -Protonstrukturfunktionen. Die gestrichelten und gepunkteten Histogramme geben den Anteil von aufgelöstem und direktem Photon in der MC-Simulation an. In Teil (a) ist x_γ unter Verwendung der Energie des gestreuten Elektrons berechnet, in Teil (b) ist die Photonenergie nach Jacquet-Blondel berechnet und nach Gl. 6.5 und 6.6 korrigiert, es sind aber nur Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron enthalten. Teil (c) zeigt das rekonstruierte und für die unbeobachtete Rückwärtsenergie korrigierte x_γ^{korr} für den vollen Datensatz einschließlich der Ereignisse ohne Elektronnachweis und mit allen verfügbaren Triggern. Daten und MC sind jeweils normiert auf gleiche Ereigniszahl im Bereich $x_\gamma^{\mathrm{korr}} > 0.4$. In allen drei Darstellungen ist ein Schnitt auf die Differenz zwischen den Pseudorapiditäten der Jets bei $|\eta_1 - \eta_2| < 1.5$ angewandt.

Ereignisse mit direktem Photon noch nicht perfekt ist. In der Darstellung ist die Verteilung der Simulation gegenüber den Daten offensichtlich um etwa eine Binbreite verschoben. Eine genaue Untersuchung dieses Effektes steht noch aus. In Abschnitt 6.2 zeigte sich, daß der Energiefluß außerhalb der Jets von der verwendeten Simulation nicht in allen Aspekten richtig beschrieben wird, dies stellt eine mögliche Ursache für die leichte Verschiebung zwischen Daten und Simulation dar.

6.5 Berechnung eines 2-Jet-Wirkungsquerschnitts

Die verwendete Monte-Carlo-Simulation beruht auf einem Modell niedrigster Ordnung, das in Kapitel 2 beschrieben wurde. Es wird ein harter Streuprozeß mit je zwei Partonen im Anfangs- und Endzustand modelliert, Effekte höherer Ordnung werden ansatzweise durch Partonschauer berücksichtigt. In diesem Modell ist eine eindeutige Unterscheidung zwischen Prozessen mit direktem und aufgelöstem Photon möglich. Bei der verwendeten Kombination des Generators Pythia mit dem Programm IJRAY müssen beide Prozesse separat generiert und im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gemischt werden. Damit ist jedes Ereignis eindeutig einem der beiden Prozesse zugeordnet, und es erscheint möglich, einen Wirkungsquerschnitt für beide Prozesse zu bestimmen, indem das Mischungsverhältnis von direktem und aufgelöstem Photon so angepaßt wird, daß die beste Beschreibung der Daten erreicht wird.

Bei Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung verschwindet allerdings die eindeutige Unterscheidung von direkten und aufgelösten Photonen, was durch Abbildung 1.8 auf Seite 13 verdeutlicht wurde. An dieser Stelle soll daher ein Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit mindestens 2 Jets im Bereich großer rekonstruierter x_γ bestimmt werden, ohne zu versuchen, einzelne Ereignisse einem der beiden Prozesse zuzuordnen und getrennte Wirkungsquerschnitte für die Prozesse anzugeben. Um prinzipiell den Vergleich mit anderen Messungen oder theoretischen Modellrechnungen zu ermöglichen, soll der Wirkungsquerschnitt für Detektoreffekte bis auf die Ebene der stabilen Teilchen korrigiert werden. Dabei soll der kinematische Bereich so eingeschränkt werden, daß er weitgehend innerhalb der Akzeptanz des Detektors liegt, so daß die Unsicherheiten infolge von Modellannahmen minimiert werden.

Im folgenden wird ein Wirkungsquerschnitt ermittelt für Photoproduktionsereignisse mit mindestens zwei Jets, bei denen der Abstand der Jets in der Pseudorapidität $|\eta_1 - \eta_2| < 1.5$ ist und bei denen

$$x_\gamma^{\text{rek}} = \frac{\sum_{\text{Teilchen im Jet}}(E - p_z)}{\sum_{\text{alle Teilchen}}} > 0.8$$

ist. Die Jets werden dabei definiert durch einen Kegel mit Radius 1 in der (η, φ)-Ebene, innerhalb dessen die summierte transversale Energie der stabilen Teilchen größer als 8 GeV ist. Bei mehr als zwei solchen Jets werden die beiden mit dem größten Transversalimpuls betrachtet. Das gestreute Elektron wird nicht berücksichtigt.

Die zur Verfügung stehende Statistik der aufgezeichneten Daten erlaubt zusätzlich eine Aufteilung nach der Photonenergie bzw. der γp-Schwerpunktsenergie. Der Wirkungsquerschnitt wird getrennt für die folgenden drei y-Bins berechnet:

$$0.3 < y_1 < 0.5 < y_2 < 0.7 < y_3 < 1\,. \tag{6.9}$$

Aus der Photonenergie ergibt sich die Schwerpunktsenergie im γp-System als

$$W_{\gamma p} = \sqrt{ys} \tag{6.10}$$

mit der ep-Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s} = 2\sqrt{26.7 \cdot 820}\,\text{GeV} = 296\,\text{GeV}\,. \tag{6.11}$$

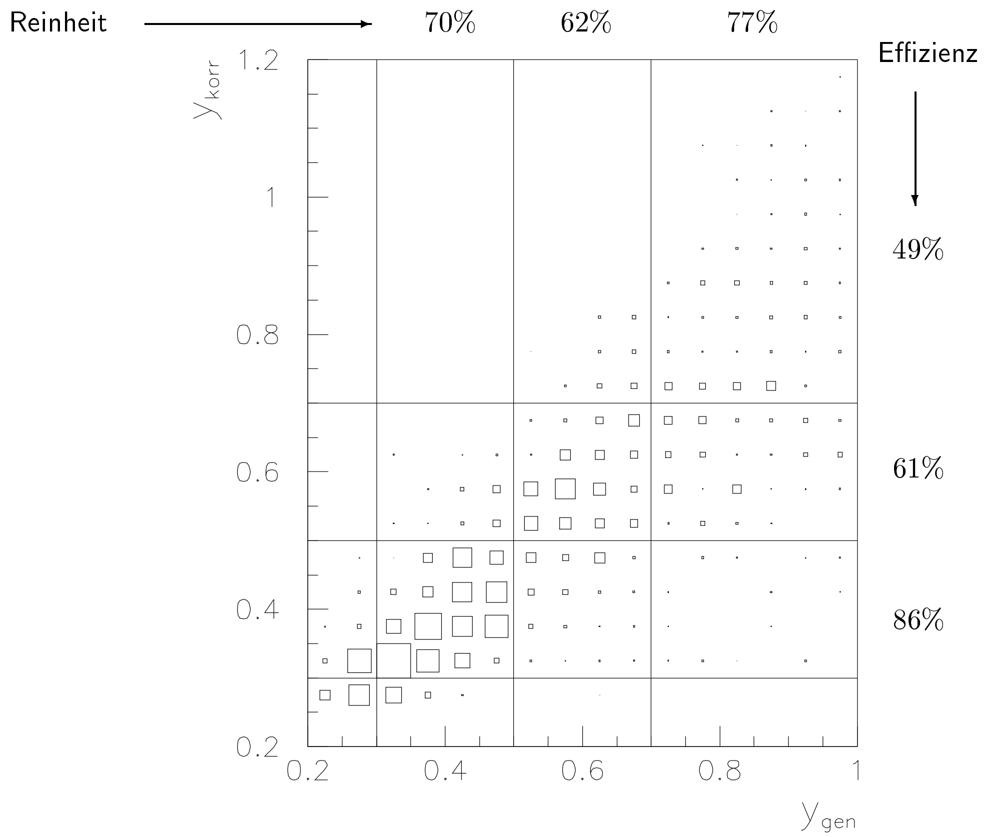


Abbildung 6.11: Überblick über die Migrationen, die sich durch den Fehler in der y-Bestimmung ergeben, in der MC-Simulation. Die Darstellung entspricht Abb. 6.5 (b), zusätzlich sind die Grenzen der verwendeten y-Bins eingezeichnet. Von den Ereignissen in einem Bin liegen jeweils 62-77% tatsächlich im entsprechenden y-Bereich.

Die verwendeten drei y-Bins entsprechen damit einer Aufteilung in die folgenden Bereiche der γp-Schwerpunktsenergie:

$$162\,\mathrm{GeV} < W^1_{\gamma p} < 209\,\mathrm{GeV} < W^2_{\gamma p} < 248\,\mathrm{GeV} < W^3_{\gamma p} < 296\,\mathrm{GeV} \qquad (6.12)$$

Eine Aufteilung in mehr als drei Bins scheint nicht sinnvoll wegen der relativ großen Streuung bei der Messung der Photonenergie nach der Jacquet-Blondel-Methode. Abbildung 6.11 gibt einen Überblick über die dadurch verursachten Migrationen zwischen den drei Bins. Für die Berechnung von y ist dabei die mittlere Korrektur für die unbeobachtete Rückwärtsenergie nach Gl. 6.5 angewandt. Als Reinheit der Ereignisse wird der Anteil der dem richtigen Bin zugeordneten Ereignisse innerhalb dieses Bins bezeichnet. Dieser Anteil liegt bei der verwendeten Bineinteilung zwischen 62 und 77%.

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts bei großem x_γ soll der Einfluß der Detektorauflösung mit Hilfe der Simulation korrigiert werden. Dazu werden die Beiträge von direktem und aufgelöstem Photon in der Simulation getrennt auf die Daten normiert, so daß eine möglichst gute Beschreibung der Daten erreicht wird. Die Normierung wird so vorgenommen, daß die Zahl der Ereignisse in den beiden Bereichen $0.4 < x_\gamma^{\mathrm{korr}} < 0.8$ und $x_\gamma^{\mathrm{korr}} > 0.8$ jeweils mit den Daten übereinstimmt. Die so bestimmte Mischung der beiden simulierten Prozesse wird dann zur Bestimmung der Akzeptanz im jeweiligen Bin verwendet. Die Akzeptanz ergibt sich dabei aus dem Vergleich der Ereigniszahlen der Monte-Carlo-Simulation innerhalb eines Bins vor und nach Detektorsimulation. Aus der akzeptanzkorrigierten Zahl der Ereignisse kann dann der Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

y_{korr}	$0.3 < y < 0.5$		$0.5 < y < 0.7$		$0.7 < y$		
x_γ^{korr}	< 0.8	> 0.8	< 0.8	> 0.8	< 0.8	> 0.8	
Gesamtereigniszahl	225±15	175±13	164±13	108±10	108±10	74± 9	
LAr-Trigger	124±11	118±11	107±10	88± 9	91±10	71± 8	
DC-r/φ-Trigger	95±10	51± 7	76± 9	28± 5	34± 6	22± 5	
DC-r/φ & LAr	54± 7	27± 5	45± 7	23± 5	27± 5	21± 5	
Etag-Trigger	89± 9	80± 9	20± 4	15± 4	0	1± 1	
Etag & LAr	45± 7	47± 7	11± 3	13± 4	0	1± 1	
LAr-Triggereffizienz	54± 4	56± 5	68± 6	84± 6	79± 7	95± 4	%
Gesamt-Triggereffizienz	98±11	83±11	89±13	103±13	94± 8	100±14	%
korrigierte Ereigniszahl	230±27	211±27	184±26	108±13	115±16	74±10	
Ereigniszahl in der							
Simulation direkt	19± 4	89± 9	15± 4	53± 7	21± 5	35± 6	
aufgelöst	144±15	76±12	150±16	29± 6	69± 9	12± 4	
Normierung direkt	1.15±0.49		1.47±0.38		1.72±0.49		
aufgelöst	1.44±0.28		1.08±0.23		1.15±0.37		
Ereigniszahl auf							
Generatorebene direkt	31± 6	149±12	14± 4	102±10	17± 4	122±11	
aufgelöst	268±19	104±13	204±16	55± 8	157±15	61± 9	
Daten, korrigiert auf							
Teilchenebene	421±49	322±39	241±30	208±29	211±31	279±46	
Wirkungsquerschnitt	1.32	1.01	0.75	0.65	0.66	0.87	nb
stat. Fehler	±0.15	±0.12	±0.09	±0.09	±0.10	±0.14	nb

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Ereigniszahlen in Daten und MC-Simulation in drei y- und zwei x_γ-Bins und der daraus berechneten Wirkungsquerschnitte. Die angegebenen Fehler sind nur die statistischen Fehler, die sich aus den angegeben Ereigniszahlen ergeben.

Dazu muß zunächst in jedem Bereich separat die Triggereffizienz abgeschätzt werden, was durch Vergleich mit unabhängigen Triggern wie in Abschnitt 6.3 erfolgt. In den beiden niedrigsten y-Bins bei $y < 0.7$ ist dabei der Vergleich mit den Etag- und DC-r/φ-Triggern möglich, während im höchsten Bin nur der DC-r/φ-Trigger zum Vergleich zur Verfügung steht. Tabelle 6.2 faßt die Zahlen der von den verschiedenen Triggern und Triggerkombinationen getriggerten Ereignisse zusammen und zeigt die daraus berechnete Triggereffizienz und die korrigierte Ereigniszahl für jedes der sechs (x_γ, y)-Bins. Zusätzlich sind die entsprechenden Zahlen von Ereignissen der Simulation getrennt nach direkten und aufgelösten Prozessen angegeben, sowie die Normierungsfaktoren, die benötigten werden, um die beobachteten Ereigniszahlen der Daten in beiden x_γ-Bins zu reproduzieren. Zur Korrektur für Detektoreffekte wird noch die Zahl der Ereignisse im jeweiligen Bin vor Detektorsimulation benötigt, die ebenfalls getrennt für direkte und aufgelöste Photonen aufgeführt ist. Schließlich ist die für Triggereffizienz und Detektorakzeptanz korrigierte Anzahl von Ereignissen und der entsprechende Wirkungsquerschnitt in jedem Bin angegeben. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich bei einer integrierten Luminosität von $320\,\mathrm{nb}^{-1}$.

Die in der Tabelle angegebenen Normierungsfaktoren für Prozesse mit direktem und aufgelöstem Photon in der Simulation sind für die Darstellung der x_γ^{korr}-Verteilung in drei y-Bins in Abbildung 6.12 eingesetzt. Abbildung 6.12 (d) zeigt die globale Verteilung für den gesamten Bereich von $y > 0.3$. Für den Gesamtbereich ergibt sich nach dem gleichen Verfahren ein Normierungsfaktor von 1.41 ± 0.32 für direkte und 1.24 ± 0.16 für aufgelöste Prozesse, der sich daraus ergebende Wirkungsquerschnitt beträgt (2.72 ± 0.20) nb für $0.4 < x_\gamma^{\mathrm{rek}} < 0.8$ und (2.49 ± 0.25) nb

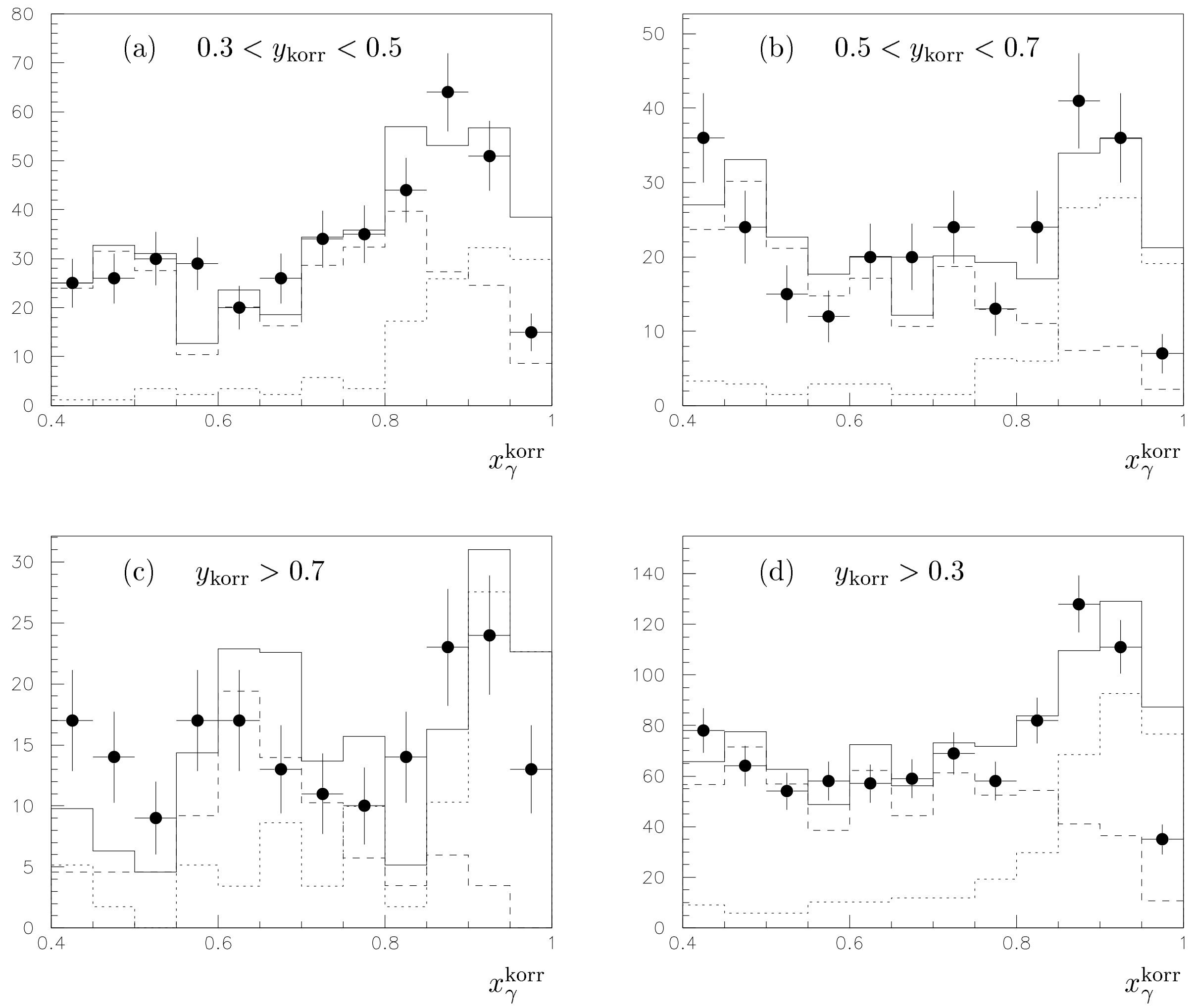


Abbildung 6.12: Verteilung des rekonstruierten und korrigierten x_γ^{korr} in 3 y-Bins (a)-(c) und für den gesamten y-Bereich (d). Die Punkte mit Fehlerbalken geben die Zahl der Ereignisse in den Daten an, das durchgezogene Histogramm ist die volle Monte-Carlo-Simulation, bei der die Beiträge von direktem und aufgelöstem Photon so normiert sind, daß die Gesamtzahl der Ereignisse bei $x_\gamma^{\text{korr}} < 0.8$ und bei $x_\gamma^{\text{korr}} > 0.8$ jeweils mit den für die Triggereffizienz korrigierten Daten übereinstimmt. Die Beiträge von aufgelöstem und direktem Photon sind als gestrichelte bzw. gepunktete Linie eingezeichnet. Für die Daten sind alle verfügbaren Trigger verwendet, die mittlere Effizienz liegt dadurch bei etwa 90%. Die Darstellung ist für diese Effizienz nicht korrigiert.

für $x_\gamma^{\text{rek}} > 0.8$. Die angegebenen Fehler sind hier wie auch in der Tabelle 6.2 nur die statistischen Fehler. Eine Abschätzung der systematischen Fehler folgt.

6.5.1 Systematische Unsicherheiten

Triggereffizienz

Die Unsicherheiten der Triggereffizienzbestimmung mit Hilfe von Vergleichstriggern wurden bereits in Abschnitt 6.3 diskutiert. Die bestimmte Effizienz variiert um bis zu 10% zwischen verschiedenen Vergleichstriggern. Zusätzlich muß eine mögliche gemeinsame Ineffizienz aller Trigger berücksichtigt werden, dafür wird hier ein weiterer Fehler in Höhe von 10% addiert. Zusätzliche

Ineffizienzen können auch von der vierten Triggerstufe verursacht werden, genauere Untersuchungen dazu fehlen aber bisher.

Ein besseres Verständnis der Triggereffizienzen könnte mit Hilfe einer vollständigen Simulation aller beteiligten Triggerelemente gewonnen werden. Beim gegenwärtigen Stand der Analyse erscheint für die Triggereffizienz die Annahme eines systematischen Fehlers in Höhe von 20% angemessen.

Kalorimeterenergieskala

Für die Energieskala des Flüssigargonkalorimeters und des BEMC kann gegenwärtig ein Fehler in Höhe von 5% angenommen werden. Da die Zahl der Ereignisse mit mindestens 2 Jets empfindlich von dem geforderten Mindesttransversalimpuls abhängt, wirkt sich diese relativ kleine Unsicherheit jedoch deutlich auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt aus. Der durch eine Änderung der Energieskala verursachte Fehler zeigt sich z.B. bei einer Erhöhung der Schwelle für den Transversalimpuls der Jets. Da der Flüssigargonkalorimetertrigger an der Schwelle des Jettransversalimpulses bei 8 GeV eine sehr niedrige Effizienz hat, wird zur Abschätzung besser ein anderer Trigger verwendet. Für die Etag-Trigger kann angenommen werden, daß sie weitgehend unabhängig vom Transversalimpuls der Jets triggern. Die Etag-Trigger triggerten 205 Ereignisse aus dem betrachteten Datensatz, 179 davon bleiben erhalten, wenn der Mindesttransversalimpuls der Jets von 8 GeV um 5% auf 8.4 GeV erhöht wird. Dies entspricht einem Verlust von 13%. Für die Unsicherheit in der Energieskala des Kalorimeters wird daher ein systematischer Fehler von 15% angenommen.

Detektorakzeptanz

Nach den angewandten Schnitten auf x_γ, y und auf Transversalimpuls und Abstand der Jets in der Pseudorapidität ist das Auftreten von Jets im Bereich $-1.7 < \eta_{\mathrm{Jet}} < +3.5$ möglich. Dies sind die kinematischen Grenzen, und der Beitrag von Ereignissen in der Nähe dieser Grenzen zum gesamten Wirkungsquerschnitt ist klein. Im Vorwärtsbereich können Jets bis zu einer Pseudorapidität von etwa $\eta_{\mathrm{Jet}} < 2.5$ mit guter Akzeptanz gemessen werden. In Abbildung 6.9 (b) auf Seite 61 wird deutlich, daß der Beitrag von Jets bei $\eta_{\mathrm{Jet}} > 2$ vernachlässigt werden kann, und dies ist auch gültig für die zur Korrektur verwendete Monte-Carlo-Simulation auf Generatorebene. Die kinematische Grenze bei $\eta_{\mathrm{Jet}} = 3.5$ kann erreicht werden für Ereignisse mit $x_p = 1$ und $y = 0.3$, die Jets müssen dann einen Transversalimpuls von je 40 GeV haben. Diese Ereignisse tragen nicht nennenswert zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei.

Im Rückwärtsbereich kann die kinematische Grenze bei $\eta_{\mathrm{Jet}} = -1.7$ von Ereignissen mit $y = 1$ und $x_\gamma = 1$ erreicht werden. Aufgrund der Selektion der Ereignisse fällt tatsächlich ein nennenswerter Anteil der Jets in den Bereich negativer Rapiditäten. Die akzeptierten Jets liegen im Bereich bis $\eta_{\mathrm{Jet}} > -1$ (s. Abb. 6.9 (b), S. 61). Für Ereignisse, bei denen ein Jet noch weiter in Rückwärtsrichtung auftritt, verschwindet die Akzeptanz aufgrund der Schnitte gegen Untergrund aus tiefinelastischer Streuung. Eine lokale Energiedeposition im BEMC wird als Kandidat für das gestreute Elektron betrachtet, und solche Ereignisse werden verworfen. Der Beitrag dieser Ereignisse zum Wirkungsquerschnitt ergibt sich deshalb nur aus der Monte-Carlo-Simulation, und kann nicht als Meßergebnis betrachtet werden. In der Simulation tragen diese Ereignisse im höchsten y-Bin bei $y > 0.7$ mit 35% zum Wirkungsquerschnitt bei. Bei $0.5 < y < 0.7$ sinkt der Beitrag auf 11%, für $y < 0.5$ ist er vernachlässigbar. An dieser Stelle soll vorläufig ein systematischer Fehler in gleicher Höhe angenommen werden. Eine Verbesserung der Akzeptanz im rückwärtigen Teil des Detektors könnte durch Einbeziehung der Signale des instrumentierten Eisens außerhalb des Rückwärtskalorimeters erreicht werden. Ein solches Signal könnte zur Identifikation von hadronischen Jets sowie zur Verbesserung der Energieauflösung genutzt werden.

Modellabhängigkeit und Photonstrukturfunktion

In Tabelle 6.2 fällt die relativ starke Variation der für die Monte-Carlo-Ereignisse benötigten Normierungsfaktoren zwischen den y-Bins auf. Da die sich aus der Simulation ergebende Akzeptanz für Ereignisse aus direkten und aufgelösten Prozessen ähnlich ist, ist das Endergebnis jedoch weitgehend unempfindlich gegenüber einem Fehler dieser Normierungsfaktoren. Dies kann überprüft werden, indem die Normierungsfaktoren willkürlich verändert werden. Wird der Normierungsfaktor für direkte Prozesse um einen Faktor 2 erhöht und gleichzeitig der für aufgelöste Prozesse um den gleichen Faktor vermindert, dann wirkt sich das insgesamt um einen Faktor 4 veränderte Mischungsverhältnis im Endergebnis nur als etwa 5%ige Zunahme des Wirkungsquerschnitts aus. Bei der entgegengesetzten Manipulation der Normierungsfaktoren ergibt sich entsprechend ein um 5% niedrigeres Endergebnis. Für diese Unsicherheit ist eine Berücksichtigung im systematischen Fehler in Höhe von 5% ausreichend.

Für die Simulation der Prozesse mit aufgelöstem Photon wurde die GRV-Parametrisierung der Photonstruktur verwendet. Der vom Modell vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für Prozesse mit aufgelöstem Photon hängt deutlich von der Strukturfunktion ab. Bei Verwendung der Parametrisierung LAC-3 steigt der Wirkungsquerschnitt im Bereich $0.4 < x_\gamma < 0.8$ etwa um einen Faktor 3 relativ zur GRV-Parametrisierung. Bei dem angewandten Verfahren zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ändert sich das Ergebnis für $x_\gamma^{\mathrm{rek}} > 0.8$ jedoch auch bei Verwendung der recht extremen LAC-3-Parametrisierung nur um etwa 5%. Die Abhängigkeit von der Annahme über die Photonstruktur wird als systematische Unsicherheit in dieser Höhe berücksichtigt.

Für die Abhängigkeit vom verwendeten Monte-Carlo-Generator und dem Fragmentationsmodell kann an dieser Stelle kein Fehler in begründeter Höhe angegeben werden. Ein Überblick über diese Unsicherheit könnte durch den Vergleich mit einem zweiten Generator und einem anderen Fragmentationsmodell gewonnen werden. Gegenwärtig stehen jedoch nur die von PYTHIA generierten Ereignisse mit voller Detektorsimulation zur Verfügung.

Untergrund

Der Beitrag von Untergrundereignissen aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen kann vernachlässigt werden. Nach den im Abschnitt 5.1.2 eingeführten Schnitten ergab sich ein Satz von 6177 Ereignissen, darunter 6 Proton-Pilotbunch-Ereignisse. Die letzteren liegen jedoch sämtlich bei $x_\gamma^{\mathrm{Calo}} < 0.5$, so daß ein Untergrundbeitrag aus Proton-Gas-Ereignissen von deutlich weniger als einem Prozent angenommen werden kann.

Eine vergleichbare Abschätzung fehlt jedoch für Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung, so daß hier eine gewisse Unsicherheit berücksichtigt werden muß. Diese betrifft hauptsächlich den Bereich bei $y > 0.7$. Hier wurden beim Betrachten im Event-Display noch 7 Ereignisse mit einem Elektron im Flüssigargonkalorimeter entfernt. Für eine konservative Abschätzung der Unsicherheit wird daher ein Fehler in gleicher Höhe für das höchste y-Bin angenommen. Bei insgesamt 74 Ereignissen in diesem Bin entspricht dies einem relativen Fehler von etwa 10%.

Strahlungskorrekturen

Bei 16 der 854 Ereignisse wurde eine Energiedeposition von mehr als 2 GeV im Photondetektor des Luminositätssystems beobachtet. In den Fällen, in denen diese durch ein vom einlaufenden Elektron abgestrahltes Photon verursacht wurde, war die effektive Schwerpunktsenergie im Elektron-Proton-System niedriger als angenommen. Bei diesen Ereignissen würde ein Fehler in der Rekonstruktion von y aus der Energie des gestreuten Elektrons entstehen. Da hier jedoch die Kinematik der Ereignisse ohne Verwendung der Energie des gestreuten Elektrons bestimmt wurde, wird der Einfluß von Strahlungskorrekturen an dieser Stelle vernachlässigt. Eine Untersuchung der Akzeptanz des Photondetektors für solche Ereignisse sowie der zu erwartenden

y-Bereich	$0.3-0.5$	$0.5-0.7$	$0.7-1$	$0.3-1$
Triggereffizienz	20%	20%	20%	20%
Energieskala des Kalorimeters	15%	15%	15%	15%
Untergrund aus tiefinelastischer Streuung			10%	5%
Korrektur der Detektorakzeptanz		10%	35%	15%
Abhängigkeit vom MC-Modell				
Mischungsverhältnis direkt/aufgelöst	5%	5%	5%	5%
Einfluß der Photonstrukturfunktion	5%	5%	5%	5%
Luminositätsmessung	5%	5%	5%	5%
gesamter systematischer Fehler	25%	30%	45%	30%

Tabelle 6.3: Übersicht über die systematischen Fehler der Wirkungsquerschnittsberechnung

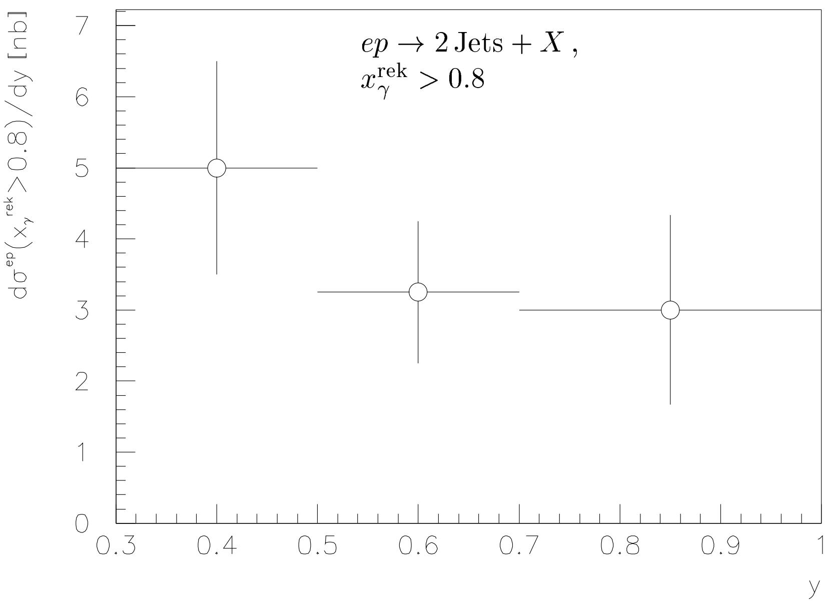


Abbildung 6.13: Der gemessene differentielle ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{ep}(x_\gamma^{\mathrm{rek}} > 0.8)/dy$.

Rate von zufälligen Koinzidenzen mit Bremsstrahlungsereignissen wurde für diese Analyse nicht durchgeführt, so daß hier keine quantitative Aussage über das Ausmaß dieser Strahlungskorrekturen möglich ist.

Luminositätsmessung

Der Fehler bei der Messung der Luminosität beträgt 5%. Dieser Fehler wirkt sich unverändert auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt aus.

6.5.2 Angabe des ep-Wirkungsquerschnitts

In Tabelle 6.3 sind die systematischen Unsicherheiten nach y-Bins getrennt zusammengefaßt. Bei Berücksichtigung der systematischen Fehler ergeben sich die in Abbildung 6.13 dargestellten ep-Wirkungsquerschnitte für 2-Jet-Ereignisse mit $x_\gamma^{\mathrm{rek}} > 0.8$.

Die Wirkungsquerschnitte gelten für die Streureaktion $ep \to 2\,\mathrm{Jets} + X$ in dem durch die folgenden Bedingungen eingeschränkten kinematischen Bereich:

- ep-Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 296\,\mathrm{GeV}$
- Energieübertrag auf das Photon $0.3 < y < 1$
- mindestens 2 Jets mit transversaler Energie $E_{\mathrm{T,Jet}} > 8\,\mathrm{GeV}$ in einem Kegel vom Radius $R = 1$ in der (η, φ)-Ebene; bei mehr als 2 Jets werden die beiden mit der größten transversalen Energie betrachtet.
- Abstand der Jets in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{\mathrm{Jets}} = |\eta_1 - \eta_2| < 1.5$
- Winkel des gestreuten Elektrons im Laborsystem $\vartheta_e > 175°$, entsprechend etwa $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$
- $x_\gamma^{\mathrm{rek}} = \sum_{\mathrm{Jets}}(E - p_z) / \sum_{\mathrm{Jets}+X}(E - p_z) > 0.8$ auf Teilchenebene

Für den gesamten betrachteten y-Bereich von $0.3 < y < 1$ beträgt der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^{ep}(x_\gamma^{\mathrm{rek}} > 0.8) = (2.5 \pm 0.2\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.8\,(\mathrm{syst.}))\,\mathrm{nb}.$$

Bei einer Interpretation im Rahmen des von der Monte-Carlo-Simulation verwendeten Modells niedrigster Ordnung wird dieser Wirkungsquerschnitt zu etwa 70% von Prozessen mit direktem Photon bestimmt. Etwa 15% der Ereignisse aus der Simulation von direkten Prozessen liegt außerhalb des erfaßten Bereiches bei $x_\gamma^{\mathrm{rek}} < 0.8$. Damit würde sich ein Wirkungsquerschnitt für direkte Prozesse von etwa 2 nb im betrachteten kinematischen Bereich ergeben. Die Angabe eines separaten Wirkungsquerschnitts für direkte Prozesse ist allerdings an eine spezielle Interpretation des gemessenen Wertes gebunden und ist nur gültig im Rahmen des verwendeten Modells niedrigster Ordnung.

Ein ähnlicher Wirkungsquerschnitt wurde bereits von der ZEUS-Kollaboration auf der Grundlage von Daten des Jahres 1992 mit einer integrierten Luminosität von $25\,\mathrm{nb}^{-1}$ gemessen [21]. Der angegebene Wert gilt für 2-Jet-Ereignisse mit Jettransversalimpulsen von mindestens 5 GeV und für Jets im Bereich $\eta < 1.6$ im Laborsystem. Für direkte Prozesse im y-Bereich $0.2 < y < 0.7$ wurde ein Wirkungsquerschnitt von $(9.4 \pm 2.7(\mathrm{stat.}) \pm 2.7(\mathrm{syst.}))\,\mathrm{nb}$ gemessen. Ein einfacher Vergleich mit dem hier ermittelten Wert ist wegen des unterschiedlichen kinematischen Bereichs nicht möglich. Das verwendete Monte-Carlo-Modell des Generators Pythia reproduziert jedoch bei fester Normierung beide Ergebnisse.

6.6 Berechnung des γp-Wirkungsquerschnitts

Der für drei y-Bereiche berechnete ep-Wirkungsquerschnitt kann in einen energieabhängigen γp-Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden, wenn der Fluß quasireeller Photonen bekannt ist, die den Elektronenstrahl begleiten. Der Fluß ist durch Gleichung 1.8 gegeben, beim gegenwärtigen Ausmaß der systematischen Unsicherheiten ist für die Berechnung aber auch die Weizsäcker-Williams-Näherung (Gl. 1.10) ausreichend. Danach gilt für die Zahl der Photonen mit einer Energie von yE_e und einer Virtualität Q^2, die ein Strahlelektron begleiten:

$$\frac{dn}{dy dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{yQ^2}\,. \tag{6.13}$$

Das minimale Q^2 ist dabei durch die Masse m_e des Elektrons bestimmt, es ist

$$Q^2_{\mathrm{min}} = \frac{m_e^2 y^2}{1-y}\,. \tag{6.14}$$

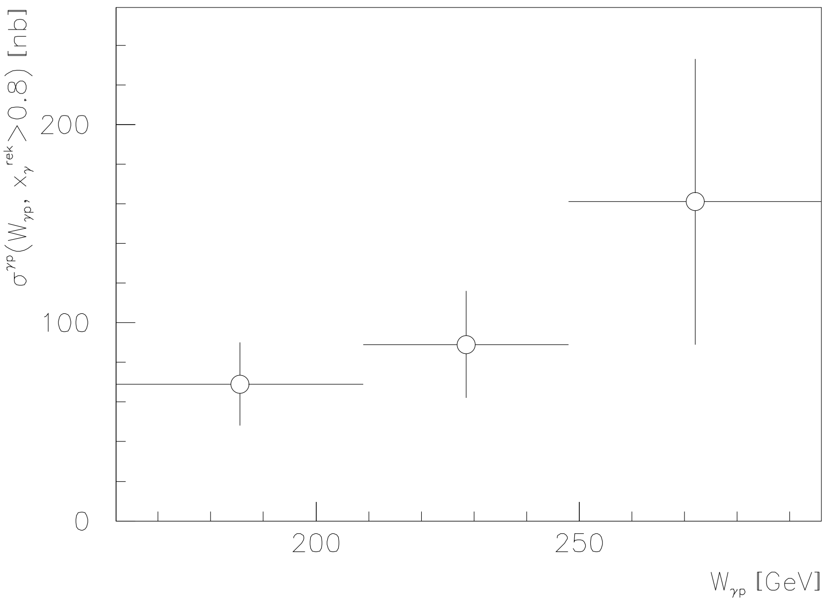


Abbildung 6.14: Darstellung des gemessenen Wirkungsquerschnitts als γp-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der γp-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$.

Der Photoproduktion werden bei dieser Analyse Ereignisse zugeordnet, bei denen das gestreute Elektron nicht das BEMC erreicht. Das ist der Fall für Polarwinkel oberhalb von etwa $\vartheta_{\min} = 175°$. Damit wird die obere Grenze für Q^2 festgelegt auf

$$Q^2_{\max} = 4E_e^2(1-y)\frac{1+\cos\vartheta_{\min}}{1-\cos\vartheta_{\min}}\,. \tag{6.15}$$

Nach Integration über diesen Q^2-Bereich ergibt sich für den Photonenfluß

$$\frac{dn}{dy} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\left(4E_e^2\frac{(1-y)^2}{m_e^2y^2}\frac{(1+\cos\vartheta_{\min})}{(1-\cos\vartheta_{\min})}\right)\,. \tag{6.16}$$

Die folgende Tabelle faßt die Flußfaktoren für die relevanten y-Abschnitte, die sich durch Integration dieses Ausdrucks ergeben, und die daraus berechneten γp-Wirkungsquerschnitte zusammen.

y-Bin		Photonfluß	ep-Wirkungsquerschnitt [nb]			γp-Wirkungsquerschnitt [nb]		
$y_{\min}$	$y_{\max}$	n	$\Delta\sigma^{ep}(y)$	stat.	syst. Fehler	$\sigma^{\gamma p}(y)$	stat.	syst. Fehler
0.3	0.5	0.0145	1.0	± 0.1	± 0.3	70	± 7	± 20
0.5	0.7	0.0073	0.65	± 0.1	± 0.2	90	± 9	± 20
0.7	1.0	0.0056	0.9	± 0.1	± 0.4	160	± 20	± 60

In Abbildung 6.14 ist der gemessene γp-Wirkungsquerschnitt grafisch dargestellt. Es deutet sich eine Zunahme des Wirkungsquerschnitts mit steigender γp-Schwerpunktsenergie an. Da der gemessene Wirkungsquerschnitt sich auf einen begrenzten kinematischen Bereich beschränkt, ist dieses Verhalten zu erwarten. Die Ausbildung von Jets mit großem Transversalimpuls wird durch eine höhere Schwerpunktsenergie begünstigt.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Für die vorliegende Analyse wurde ein Satz von harten Streuereignissen fast reeller Photonen an Protonen aus den Daten selektiert, die im Jahre 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Es wurde gezeigt, daß die Rekonstruktion der Kinematik des harten Streuprozesses aus dem hadronischen Endzustand ohne Nachweis des gestreuten Elektrons möglich ist. Der Energiefluß in Richtung des hadronischen Photonrestes wird von der Monte-Carlo-Simulation des Generators PYTHIA gut beschrieben, und eine mittlere Korrektur für den Teil des Energieflusses, der unbeobachtet durch das Strahlrohr entweicht, ist möglich.

Die erreichte Auflösung bei der x_γ-Rekonstruktion ist ausreichend, um die Beiträge der Prozesse mit direktem und aufgelöstem Photon nachzuweisen. Es wurde gezeigt, daß mit keinem der beiden Prozesse allein eine Beschreibung der Daten erreicht werden kann. Eine gute Beschreibung der Daten wird vom Generator PYTHIA erreicht mit einer Mischung von direkten und aufgelösten Photonen im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte, die bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Photonstruktur vorhergesagt werden.

Es ist möglich, einen Satz von 2-Jet-Ereignissen zu selektieren, der von direkten Prozessen dominiert wird. Für 357 Ereignisse wurde ein x_γ-Wert oberhalb von 0.8 rekonstruiert. Es wurde ein vorläufiger Wirkungsquerschnitt für 2-Jet-Ereignisse mit großem x_γ bei γp-Schwerpunktsenergien zwischen 160 GeV und 300 GeV bestimmt. Jets werden definiert durch eine transversale Energie von mindestens 8 GeV innerhalb eines Kegels mit einem Radius von einer Einheit in der (η, φ)-Ebene; bei mehr als 2 Jets werden diejenigen mit der größten transversalen Energie betrachtet. Der gemessene Wirkungsquerschnitt beschränkt sich auf Ereignisse mit einem Pseudorapiditätsabstand zwischen den Jets unterhalb von 1.5 Einheiten, entsprechend einem Winkel zwischen Jets und Strahlachse oberhalb von 50° im Schwerpunktsystem der Jets.

Der ep-Wirkungsquerschnitt im Bereich $0.3 < y < 1$ für Ereignisse, bei denen $x_\gamma^{\mathrm{rek}} = \sum_{\mathrm{Jets}}(E - p_z) / \sum_{\mathrm{alleTeilchen}}(E - p_z) > 0.8$ ist, beträgt $(2.5\ \pm 0.2(\mathrm{stat.})\ \pm 0.8(\mathrm{syst.}))$ nb.

Der entsprechende γp-Wirkungsquerschnitt steigt von $(70 \pm 7(\mathrm{stat.}) \pm 20(\mathrm{syst.}))$ nb bei einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 160$ GeV auf $(160 \pm 20(\mathrm{stat.}) \pm 70(\mathrm{syst.}))$ nb bei $W_{\gamma p} = 300$ GeV.

Beim gegenwärtigen Stand der Analyse wird der Fehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte von systematischen Unsicherheiten dominiert. Es erscheint jedoch realistisch, die systematischen Fehler durch genauere Untersuchungen deutlich gegenüber den oben angegeben Werten zu reduzieren. Wünschenswert wäre vor allem ein besseres Verständnis der Triggereffizienzen sowie eine Verbesserung der Akzeptanz für Jets im rückwärtigen Teil des Detektors. Eine entscheidende Verbesserung der Energieauflösung und eine bessere Trennung von Jets und Elektronen im Rückwärtsbereich ist nach der geplanten Erweiterung des H1-Detektors um ein hochauflösendes Spaghettikalorimeter [22] zu erwarten.

Für ein besseres Verständnis der Modellabhängigkeiten ist ein Vergleich mit einem zweiten Monte-Carlo-Generator angebracht. Das Problem des Energieflusses außerhalb der Jets im vorderen Teil des Detektors wurde in der vorliegenden Analyse ausgeklammert. Hier wird eine Monte-Carlo-Simulation benötigt, die diesen Aspekt der Daten besser als die zur Verfügung stehende beschreibt, um die Analyse auch auf den Bereich kleinerer x_γ ausdehnen zu können und Aussagen über die hadronische Strukturfunktion des aufgelösten Photons machen zu können.

Bei einem besseren Verständnis der systematischen Unsicherheiten erscheinen bereits mit der Statistik der im Jahre 1993 aufgezeichneten Daten weitergehende Untersuchungen möglich. Die Daten im untersuchten Bereich bei großen x_γ sind wegen des großen Beitrags von direkten Prozessen sensitiv auf die Verteilung der Gluonen im Proton. Mit 2-Jet-Ereignissen, bei denen beide Jets einen Mindesttransversalimpuls von 8 GeV haben, ist ein Bereich von Gluonimpulsen im Proton bis etwa $x_p > 5 \cdot 10^{-3}$ zugänglich.

Die Analyse von Ereignissen ohne nachgewiesenes Elektron kann darüber hinaus Aufschluß über den Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung geben. Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron decken einen Q^2-Bereich von etwa $10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ ab, durch den Vergleich von Ereignissen mit und ohne Elektronnachweis kann auf den Übergangsbereich zur tiefinelastischen Streuung bei $0.01\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ geschlossen werden. In der Simulation von IJRAY und PYTHIA liegen etwa 30% der Ereignisse in diesem oberen Q^2-Bereich, Untersuchungen dazu sollten also bereits mit den bisher genommenen Daten möglich sein.

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration, „First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA", DESY 94-012

[2] V. N. Gribov, V. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972), S. 78
G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977), S. 298

[3] I. Abt, J. R. Smith, „MC Upgrades to Study Untagged Events", H1-10/92-249
J. R. Smith, „An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations", H1-12/92-259
J. R. Smith, B. D. Burow, „Photon Fluxes with Particle Beam Mass Effects and Polarizations", H1-01/94-338

[4] M. Drees, R. M. Godbole, „Resolved Photon Processes", Univ. Bombay Preprint BU-TH-92/5

[5] G. A. Schuler, T. Sjöstrand, „Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction", Nucl. Phys. **B407** (1993), S. 539-605 und CERN-TH.6796/93

[6] T. Sjöstrand, „Pythia 5.6 and Jetset 7.3, Physics and Manual", CERN-TH. 6488/92
H.-U. Bengtsson, T. Sjöstrand, „The Lund Monte Carlo for Hadronic Processes: Pythia Version 4.8", Comp. Phys. Commun. **46** (1987), S. 43 und LU-TP-87-3

[7] I. Abt, „Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce *ep* events for H1", H1-05/93-290

[8] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, „Radiatively Generated Hadronic Photon Structure at Low Q^2", Phys. Lett. **B222** (1989), S. 149 und DO-TH-88/24
M. Glück, E. Reya, A. Vogt, „Parton structure of the photon beyond the leading order", Phys. Rev. **D45** (1992), S. 3986-3994 und DO-TH-91-26
A. Vogt, „The Partonic Structure of Hadrons and Photons", DO-TH 92/15, Dissertation, Universität Dortmund (1992)

[9] F. Jacquet, A. Blondel in „Detectors for Charged Current Events", Proceedings of the Study for an *ep* Facility for Europe, ed. U. Amaldi, Hamburg 1979, S. 393

[10] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. **123B** (1983) 115
und C. Albajar et al., Nucl. Phys. **B309** (1988), S. 405

[11] J. Huth et al., „Toward a Standardization of Jet Definitions", Proceedings of the 1990 DPF Summer Study on High Energy Physics, Snowmass, Colorado, ed. E. L. Berger (World Scientific, Singapur, 1992), S. 134, und FERMILAB-Conf-90/249-E

[12] J. Kurzhöfer, Dissertation, Universität Dortmund (1994), in Vorbereitung

[13] H1 Collaboration, „The H1 detector at HERA", DESY 93-103

[14] H1 Calorimeter Group, „The H1 liquid argon calorimeter system“, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993), S. 460-498

[15] H1 Collaboration, „Hard Scattering in γp Interactions“, Phys. Lett. **B297** (1992), S. 205-213 und DESY 92-142

[16] H1 Collaboration, „Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies“, Phys. Lett. **B299** (1993), S. 374-384 und DESY 92-160

[17] Th. Krämerkämper, „Simulation von künstlichen neuronalen Netzen für den Level-2-Trigger im H1-Experiment“, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[18] Th. Wolff et al., „A drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment“, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992), S. 537

[19] R. Brun et al., GEANT Program Manual, CERN program library (1992)

[20] H. Hufnagel, Dissertation, Universität Heidelberg (1994), in Vorbereitung

[21] ZEUS Collaboration, „Observation of Direct Processes in Photoproduction at HERA“, DESY 93-151

[22] H1 Collaboration, „Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector“, DESY, 8.3.93, PRC 93/02

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. H. Kolanoski für die höchst interessante Aufgabenstellung und die ausgezeichnete Betreuung. Bei physikalischen oder praktischen Problemen stand er stets zur Verfügung, selbst auch zu ungewöhnlicher Stunde oder unter Zeitdruck. In zahlreichen Diskussionen hat er mir fundamentale physikalische Zusammenhänge nähergebracht. Ihm und Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich außerdem für die guten Arbeitsbedingungen am Lehrstuhl EV des Instituts für Physik der Universität Dortmund.

Bei Herrn Dr. A. Walther bedanke ich mich für vielfache Hilfestellung und Anleitung in allen möglichen Bereichen, für logistische und moralische Unterstützung. Die gemeinsame Zeit im Container wird mir angenehm in Erinnerung bleiben.

Mein Dank gilt besonders Herrn Dr. M. Erdmann, der meine Arbeit im Rahmen der Photoproduktionsgruppe der H1-Kollaboration entscheidend vorangetrieben hat. Die Zusammenarbeit mit ihm hat mich immer von neuem motiviert und hat damit viel zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Den Herren M. Colombo und H. Hufnagel gilt mein Dank für hilfreiche Diskussionen zu Fragen der Photoproduktionsphysik und der computergestützten Datenanalyse bei H1. Auch den bisher nicht genannten Insassen des Dortmunder H1-Büros am DESY, Frau Dr. K. Borras und Herrn J. Kurzhöfer habe ich für ihre Hilfsbereitschaft sowie für unzählige gemeinsame Fahrten zum Botanischen Institut zu danken.

Darüber hinaus danke ich allen Mitgliedern der H1-Kollaboration für die Gelegenheit, an einem der größten Experimente der aktuellen Grundlagenforschung mitzuarbeiten.

Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben und mich in jeder denkbaren Weise unterstützt haben.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 054DO51P gefördert.