Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Wieland Hoprich
aus Mannheim

November 1995

Inklusive Streuquerschnitte für geladene Hadronen mit hohem Transversalimpuls in Photon-Proton-Kollisionen bei HERA

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

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

Heidelberg, den 28. November 1995

Danksagung

Mein Dank gilt

Herrn Prof. Eisele für die für die Aufnahme in die HE-Gruppe und für sein großes Entgegenkommen zur rechten Zeit,

Herrn Dr. Martin Erdmann für eine Betreuung wie sie besser kaum sein kann,

allen Mitgliedern der HE-Gruppe am Physikalischen Institut Heidelberg für die angenehme Arbeitsatmosphäre,

Frau dipl. phys. Karen Johannsen für das Anfertigen der K^0-Bilder

Herrn dipl. phys. Lars Heilmann für die langjährige Begleitung durch alle Stufen der Ausbildung angefangen von der 7. Klasse bis zum Diplom.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die elementaren Wechselwirkungen in der Natur werden heutzutage im sogenannten Standardmodell zusammengefaßt. Es beinhaltet einerseits die Starke Wechselwirkung, andererseits die Elektroschwache Wechselwirkung, welche wiederum innerhalb des Weinberg-Salam Modells eine Vereinheitlichung der Elektromagnetischen- und der Schwachen Wechselwirkung darstellt.

Im Standardmodell erfolgen die oben genannten Wechselwirkungen beziehungsweise Kräfte durch den Austausch von virtuellen Feldquanten .

Die Starke Kraft erfolgt demnach zum Beispiel durch den Austausch von Gluonen zwischen einzelnen Quarks, indem sie an deren Farbladung koppeln. Die Schwache Kraft wiederum wird durch den Austausch von W- und Z-Bosonen übermittelt. Sie ist verantwortlich für den Beta-Zerfall in der Kernphysik und hat darüberhinaus als einzige der elementaren Wechselwirkungen die Eigenschaft der Paritätsverletzung was einer rechts/links-Asymmetrie entspricht.

Die Elektromagnetische Kraft schließlich wird durch den Austausch von Photonen übertragen. Diese Photonen und insbesondere deren hadronische Struktur näher zu untersuchen soll Gegenstand dieser Arbeit sein.

Die Quantenelektrodynamik QED beschreibt die Eigenschaften und Wechselwirkungen des Photons mit hoher Präzision. Im Rahmen dieser Theorie kann ein Photon in ein Elektron-Positron Paar

$$\gamma \rightleftharpoons e^+ \, e^-$$

fluktuieren. In gewissem Sinne ist dieses Leptonpaar Teil des Photons, welches also nicht mehr als punktförmig anzusehen ist, sondern eine Struktur besitzt.

Im Rahmen der Theorie der Starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik QCD, wäre es also naheliegend dem Photon analog zu seiner leptonischen Struktur auch eine hadronische Struktur zuzuschreiben, da es ebenfalls in Quark-Antiquark Paare fluktuiert. Hinweise für hadronische Strukturen im Photon ergaben sich erstmals, als die Wirkungsquerschnitte der Photon-Proton Streuung und der Meson-Proton Streuung miteinander verglichen wurden und sich herausstellte, daß diese bis auf Proportionalitätsfaktoren einander sehr ähnlich sind.

Eine quantitative Erklärung dafür liefert das Vektormesondominanzmodell VMD, welches von einer Fluktuation des Photons in ein Vektormeson ausgeht.

Ein hervorragendes Werkzeug, um bei hinreichend hohen Energien Streuungen von Photonen an Protonen zu untersuchen, bietet der HERA-Speicherring, bei dem Elektronen beziehungsweise seit 1994 Positronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. In vielen Fällen kann das zwischen Lepton und Proton ausgetauschte Photon als quasireel bezeichnet werden, nämlich wenn das Lepton unter kleinem Winkel gestreut wird.

In der hier vorliegenden Arbeit sollen nun die Wirkungsquerschnitte der inklusiven Produktion geladener Teilchen in hochenergetischen Photon-Proton-Streuungen untersucht und mit den Ergebnissen anderer Experimente beziehungsweise mit Vorhersagen der QCD verglichen werden.

Die theoretischen Grundlagen, die zu dieser Analyse erforderlich sind, werden in Kapitel 2 vorgestellt. In Kapitel 3 folgt ein Überblick über die experimentellen Rahmenbedingungen, die vor allem durch den HERA-Speicherring und den H1-Detektor vorgegeben werden. In den Kapiteln 4-7 erfolgt die Vorstellung der Analysearbeit. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 8 mit Ergebnissen anderer Analysen beziehungsweise Experimente verglichen. Im neunten und letzten Kapitel werden die Ergebnisse noch einmal zusammengefaßt und ein kurzer Ausblich gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel ist in zwei Teile gegliedert. Im ersten Teil werden die Grundlagen der Kinematik der untersuchten Reaktionen vorgestellt, bevor im zweiten Teil auf die eigentlichentheoretischen Grundlagen von Photoproduktionsereignissen eingegangen wird.

2.1 Kinematik

Eine Streuung als eine besondere Art von Wechselwirkungen wird, wie bereits in der Einleitung erwähnt, durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt (vgl. Abbildung 1). Für die

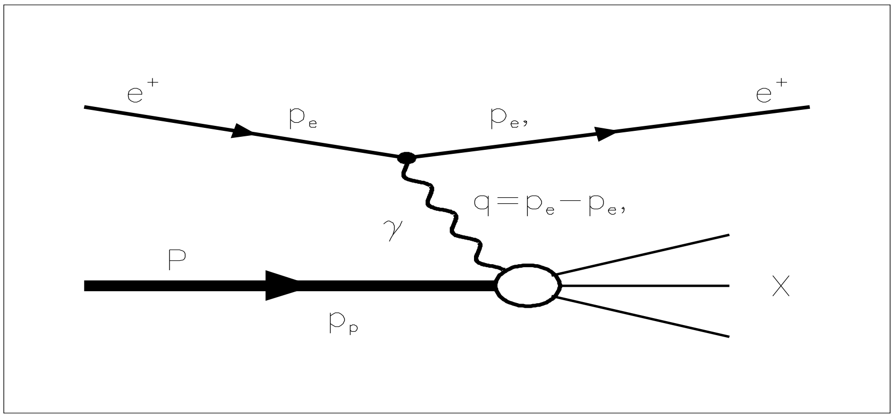


Abbildung 1: *Inelastische Positron-Proton Streueng.* X *steht für den nicht näher spezifizierten hadronischen Endzustand*

Streuung zwischen Positronen und Protonen kommen demnach Photonen als Eichbosonen der elektromagnetischen- und W^+, W^- und Z^0 als Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung in Frage. Die hier untersuchten Ereignisse werden aufgrund der zur Verfügung stehenden Energie und der hohen Masse von $W^\pm$ und Z^0 ($m_{W^\pm} = 81\ GeV, m_{Z^0} = 91\ GeV$) zum überwiegenden Teil durch den Beitrag von Photonen dominiert. Bei festem Schwerpunktsenergiequadrat

$$s = (p_e + p_p)^2 \approx 4\ E_e E_p \tag{1}$$

und vorgegebenen Elektronen- und Protonenviererimpulsen p_e und p_p ist die Kinematik einer Streuung durch das Viererimpulsübertragungsquadrat Q^2 und die skalierte Photonenenergie y vollständig festgelegt. Diese beiden Größen sind wie folgt definiert:

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_{e'})^2 \approx 4\ E_e\ E_{e'}\ \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \tag{2}$$

$$y = \frac{p_p\ q}{p_p\ p_e} \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \tag{3}$$

ϑ gibt den Streuwinkel des Positrons im Laborsystem an. Bei den jeweils angedeuteten Näherungen wurden die Massen von Elektron und Proton vernachlässigt.

Q^2 ist ein Maß für die Virtualität des ausgetauschten Photons. Wie man aus Gleichung (2) sofort sieht, geht Q^2 für kleine Streuwinkel ϑ gegen Null, was bedeutet, daß das Photon in diesen Fällen beinahe masselos, das heißt *quasireel* ist. Damit läßt sich der Ausdruck für den relativen Energieübertrag y wie folgt nähern:

$$y \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} = \frac{E_{e'} - E_e}{E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e} \tag{4}$$

Daraus ergibt sich für die Energie im Photon-Proton System :

$$\sqrt{s_{\gamma p}} = \sqrt{4\ y\ E_e E_p} \tag{5}$$

Somit wird der Viererimpulsübertrag Q^2 auf folgenden Bereich festgelegt:

$$Q^2_{min} = \frac{m_e y^2}{1-y} < Q^2 < Q^2_{max} = s_{ep} y \tag{6}$$

Bei HERA wird eine phänomänologische Klassifizierung von Elektron-Proton Streuereignissen gemacht . Wird bei großem Q^2, typischerweise $Q^2 > 2\,GeV^2$, das Elektron im Hauptdetektor nachgewiesen, spricht man von *DIS-Ereignissen* (deep-inelastic-scattering). Das Photon ist dabei als punktförmiges Teilchen anzusehen, das an den Konstituenten des Protons streut. Im Gegensatz zu dieser Klasse von Ereignissen, kann man das Photon für $Q^2 \approx 0$ nicht mehr als punktförmig ansehen. In diesem kinematischen Bereich spielt die Photonstruktur eine entscheidende Rolle. Man spricht von *Photoproduktionsereignissen.* Wird bei einer Elektron-Proton-Reaktion das Elektron im Elektronendetektor des Luminositätssystems nachgewiesen (vergleiche Kapitel 3.2.4), so wird dieses Ereignis als Photoproduktionsereignis klassifiziert. Dabei wird Q^2 begrenzt auf $Q^2 \lesssim 10^{-2} GeV^2$.

Im Folgenden wird genau diese Klasse von Ereignissen untersucht.

2.2 e^+p- und γp-Streuung

Was bei HERA direkt gemessen wird sind Positron-Proton-Streuprozesse. Ist man aber an Photon-Proton-Streuung interessiert, so muß man einen Zusammenhang zwischen diesen beiden Prozessen herstellen. Der beobachtete Streuquerschnitt kann nach [1] für $Q^2 << 1\ GeV^2$ geschrieben werden als:

$$\frac{d^2\sigma}{dy\ dQ^2} = f^T_{\gamma/e}\sigma^{\gamma p}_T(y,Q^2) + f^L_{\gamma/e}\sigma^{\gamma p}_L(y,Q^2) \tag{7}$$

mit

$$f^T_{\gamma/e} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{Q^2}\frac{1+(1-y)^2}{y} \tag{8}$$

$$f^L_{\gamma/e} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{1}{Q^2}(1-y) \tag{9}$$

Dabei sind $\sigma^{\gamma p}_T(y,Q^2)$ und $\sigma^{\gamma p}_L(y,Q^2)$ die γp-Streuquerschnitte für transversal beziehungsweise longitudinal polarisierte virtuelle Photonen und $f^T_{\gamma/e}$ beziehungsweise $f^L_{\gamma/e}$ die entsprechenden Flußfaktoren, die angeben, wieviele Photonen im Mittel von den Elektronen abgestrahlt werden. Im Grenzfall $Q^2 \to 0$ kann $\sigma^{\gamma p}_L(y,Q^2)$ vernachlässigt werden und man erhält die Weizsäcker-Williams-Näherung [2], wonach gilt:

$$\frac{d^2\sigma}{dy\ dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{Q^2}\frac{1+(1-y)^2}{y}\ \sigma^{\gamma p}_T(y,Q^2) \tag{10}$$

Der minimale Wert für Q^2 ergibt sich aus $Q^2 = m_e^2 y^2 E_e/E_{e'}$ und liegt typischerweise in einer Größenordnung von $10^{-8} GeV^2$.

2.3 Partonische Streuprozesse

Bis jetzt war nur allgemein von γp-Streuprozessen die Rede. Diese muß man jedoch differenziert betrachten, da verschiedene Subprozesse eine Rolle spielen.

Nach [3] kann man die Zustandsfunktion des Photons $|\gamma>$ als Superposition verschiedener Zustandsfunktionen schreiben:

$$|\gamma> = c_{bare}|\gamma_{bare}> + \sum_{V=\rho,\omega,\Phi,J/\Psi} c_V|V> + \sum_{q=u,d,s,c,b} c_q|q\bar{q}> + \sum_{l=e,\mu,\tau} c_l|l^+l^-> \tag{11}$$

Der erste Term entspricht dabei dem reinen Photonzustand, der zweite berücksichtigt das Vektormesondominanzmodell VDM, wonach das Photon in ein Vektormeson V fluktuiert und sich wie ein normales Hadron verhält. Zu beachten ist, daß das Photon und das Vektormeson in ihren Quantenzahlen übereinstimmen. Der dritte Beitrag in Gleichung (11) entspricht Oszillationen des Photons in einen $q\bar{q}$-Zustand. Dieser Beitrag heißt *anomal*. Der letzte Summand in Gleichung (11) entsprich der bereits in der Einleitung erwähnten Fluktuation in ein Leptonpaar, jedoch spielt dieser Beitrag im Weiteren keine Rolle mehr, da Leptonen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen und dieser Term somit um den Faktor α gegenüber den anderen unterdrückt ist.

Gemäß diesen möglichen Zuständen kann das Photon auf verschiedene Arten mit dem Proton wechselwirken. Bei hohen γp-Schwerpunktsenergien lassen sich harte Streuprozesse mit hohen Transversalenergien im Endzustand beobachten. Unter harten Prozessen versteht man solche mit direkter Parton-Parton-Wechselwirkung. Auf diese wird in Abschnitt 2.4 detaillierter eingegangen. Sie lassen sich im Rahmen der QCD störungstheoretisch behandeln. In den Abbildungen 2-4 sind diejenigen harten Prozesse dargestellt, die den ersten drei Termen in Gleichung 11 entsprechen.

Neben den harten Streuprozessen gibt es auch die sogenannten weichen Prozesse. Kennzeichnend für diese sind kleine Transversalenergien im hadronischen Endzustand. An dieser Stelle soll aber nicht näher darauf eingegangen werden.

2.4 Inklusive Einteilchenwirkungsquerschnitte für harte Streuprozesse

Wie bereits in Abschnitt 2.3 angesprochen, gibt es zwei distinkte Mechanismen, die zur inklusiven Photoproduktion von Hadronen bei hohen Transversalimpulsen beitragen. Das Photon kann entweder direkt mit den Partonen des Protons wechselwirken, oder aber über seinen Quark-Gluon-Inhalt. Im letzteren Fall sprich man vom *resolved* (aufgelösten) Photon. In beiden Fällen können Partonen mit hohen Transversalimpulsen p_T produziert werden und in einzelne Hadronen fragmentieren. Solche Prozesse lassen sich in führender und nächster Ordnung QCD-Störungstheorie berechnen (siehe [4]). Die angesprochenen Prozesse haben folgende Signatur:

$$\gamma(p_\gamma) + p(p_P) \longrightarrow h(p_h) + X \tag{12}$$

h sei dabei das interessierende Hadron, X der nicht weiter spezifizierte hadronische Rest, p_γ,p_P und p_h die Impulse des Photons, des Protons und des entstehenden Hadrons.

Der Wirkungsquerschnitt für inklusive Photoproduktion in führender Ordnung QCD wird dabei durch folgenden Ausdruck beschrieben, so man einen Prozess mit aufgelöstem Photon zugrunde legt:

$$E_h \, \frac{d^3\sigma^0}{d^3p_h} = \sum_{i,j,l} \int dx_\gamma dx_p \frac{dx_h}{x_h^2} \; F_i^\gamma(x_\gamma, M_\gamma^2) \; F_j^p(x_p, M_p^2) \; D_l^h(x_h, M_h^2) \; k_l^0 \; \frac{d^3\sigma_{k_i k_j \to k_l}}{d^3k_l} \tag{13}$$

Hierbei sind $k_i = x_\gamma p_\gamma$, $k_j = x_p p_p$ und $k_l = p_h/x_h$ die Partonimpulse. Die Indizes i, j, l laufen über alle Gluonen und Quarksorten. $F_i^\gamma(x_\gamma, M_\gamma^2)$ ist die Dichtefunktion des Partons i im Photon, $F_j^p(x_p, M_p^2)$ ist die Dichtefunktion des Partons j im Proton, $D_l^h(x_h, M_h^2)$ ist die Fragmentationsfunktion des Partons l im Hadron.$\sigma_{k_i k_j \to k_l}$ ist der Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses $i + j \longrightarrow l + X$. Gleichung 13 entspricht dem in Abbildung 4 dargestellten Prozess. Abbildung 5 illustriert den Integranden dieser Gleichung.

Die Wirkungsquerschnitte der harten Subprozesse $\sigma_{k_i k_j \to k_l}$ lassen im Rahmen der QCD vorhersagen. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Teilchen werden als zusätzliche Informationen die Dichtefunktionen F_i^γ,F_j^pund D_l^h benötigt. Diese werden Messungen entnommen. Die jeweils angegebenen Parameter M_γ, M_p und M_h sind Skalenvariablen. Zur Zeit stellen sie den größten Unsicherheitsfaktor in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Teilchen dar. Eine typische Wahl für die Werte dieser Variablen lautet: $M_\gamma = M_p = M_h = p_t$ mit p_t dem Hadronen-Transversalimpuls.

Für den Fall eines Streuprozesses mit einem direkten Photon wird in obiger Gleichung $F_i^\gamma(x_\gamma, M_\gamma^2)$ ersetzt werden durch $\delta(1 - x_\gamma)$. Diesem Fall würde Abbildung 2 entsprechen.

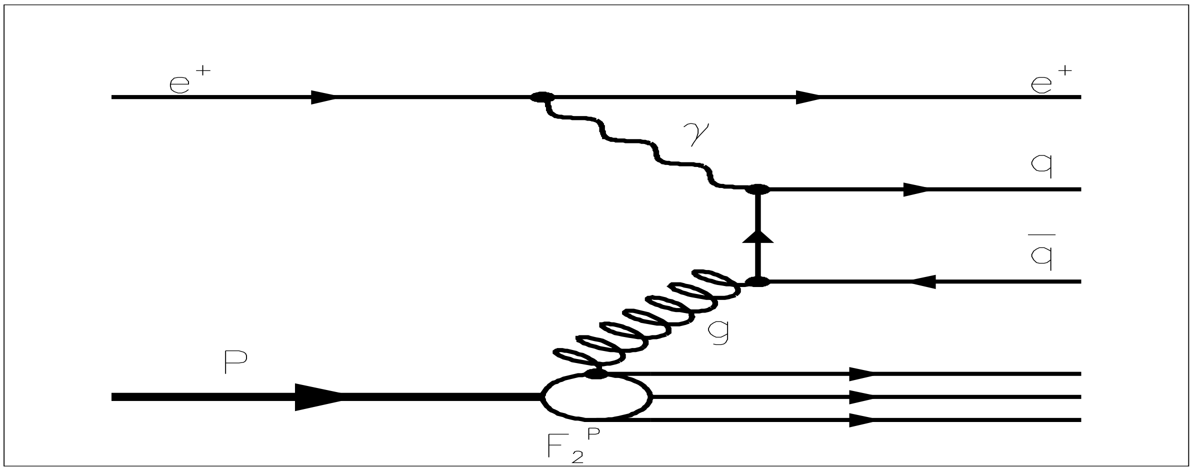


Abbildung 2: *Direkte Kopplung des Photons ans Proton*

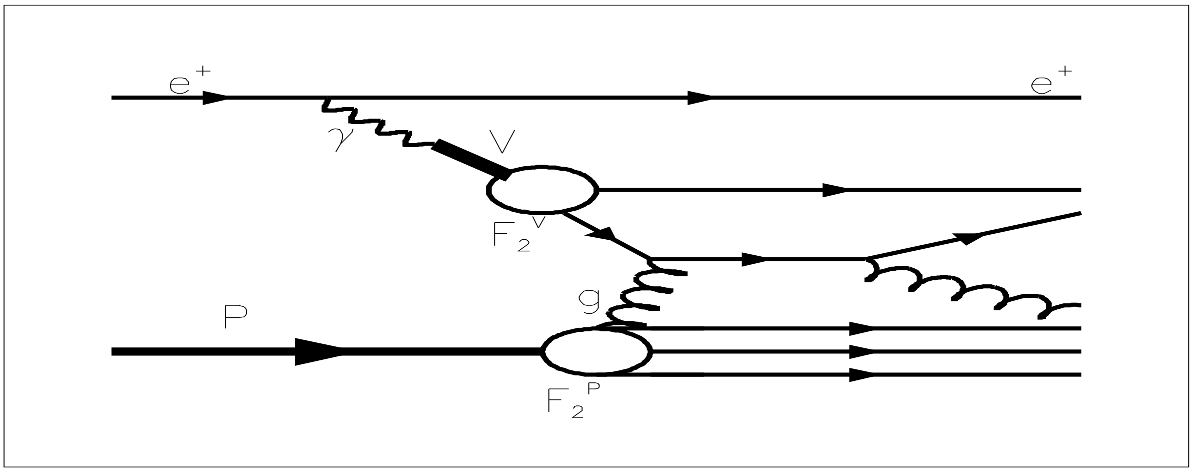


Abbildung 3: *Kopplung des Photons ans Proton durch Fluktuation in ein Vektor-Meson*

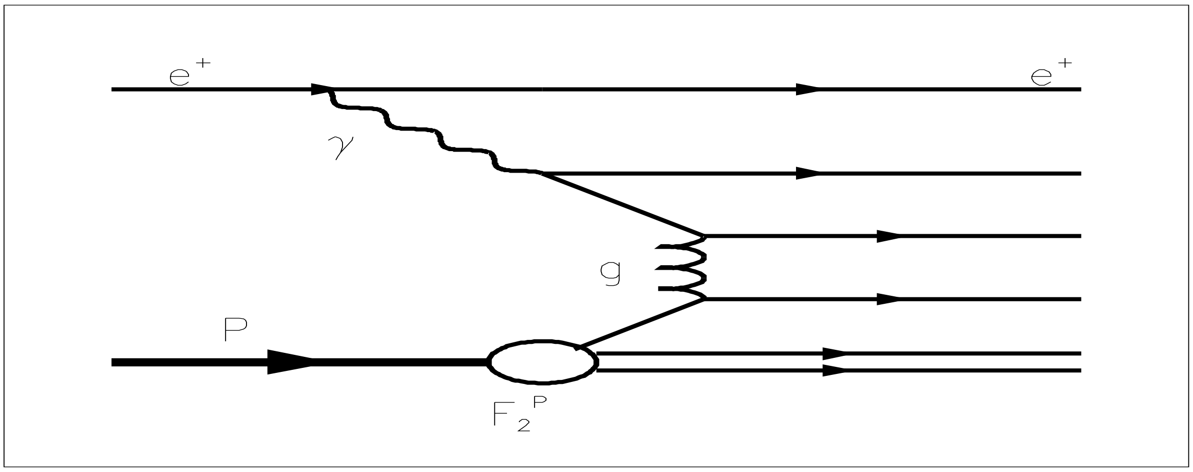


Abbildung 4: *Kopplung des Photons ans Proton durch Fluktuation in ein Quark-Antiquark-Paar*

Die inklusiven Wirkungsquerschnitte wurden bereits in nächster Ordnung berechnet und sind nachzulesen bei [4].

Sind p_x, p_y, p_z die Komponenten des Impulses p_h und sei die z-Richtung definiert als die Richtung des einlaufenden Protons, so läßt sich der invariante Wirkungsquerschnitt wie folgt in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T und der Pseudorapidität η unter Vernachlässigung von Masseneffekten darstellen:

$$E\,\frac{d^3\sigma}{dp_h^3} = \frac{1}{\pi}\frac{d^2\sigma}{d\eta\; d(p_T^2)} \tag{14}$$

mit $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ und $\eta = -ln\,tan\frac{\theta}{2}$, wobei $tan\,\theta = \frac{p_T}{p_z}$.
Diese Formel wird im Weiteren benutzt.

Der Monte-Carlo Generator PYTHIA 5.7 Unter Einbeziehung der vorgestellten Grundlagen ist es möglich Ereignisse in Form von Monte-Carlos zu simulieren. Der Kern eines Monte-Carlo-Generators ist die Berechnung der QCD-Übergangsmatrixelemente des harten Subprozesses. Zur Zeit berücksichtigen die zur Verfügung stehenden Generatoren jedoch harte Prozesse lediglich in führender Ordnung QCD. Die kinematische Verteilung der Partonen wird durch die Dichtefunktionen F_i^γ und F_j^p vorgegeben. In PYTHIA 5.7 ([5]) wird dabei beispielsweise jeweils die GRV-Parametrisierung (vergleiche [6] beziehungsweise [7]) der Photon- und Protonstrukturfunktion in führender Ordnung QCD verwendet.

Prozesse höherer Ordnung in Form von Partonabstrahlung im Anfangs- oder Endzustand werden jedoch berücksichtigt (Parton-Schauer), ebenso die Tatsache, daß alle Partonen fragmentieren. Für die Beschreibung der Fragmentation wird das LUND String-Konzept (JETSET [8]) verwendet.

Zusätzlich ist in PYTHIA 5.7 noch die Möglichkeit der Vielfachstreuung implementiert. Damit ist die Möglichkeit der Wechselwirkungen zwischen Partonen des Photonrestes und des Protonrestes in führender Ordnung QCD gemeint.

In dieser Analyse werden die gemessenen Verteilungen mit den Vorhersagen des Mont-Carlo Generators PYTHIA 5.7 verglichen. Dieser generiert Photon-Proton Streuungen, indem direkte Prozesse und Prozesse mit aufgelöstem Photon berücksichtigt werden. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s wird in erster Ordnung QCD unter Benutzung von $\Lambda_{QCD} = 200MeV$ für vier Flavours berechnet.

Für Prozesse mit kleinen Transversalimpulsen der Partonen aus dem harten Subprozess ist die verwenete QCD-Berechnung divergent. Aus diesem Grund muß ein Abschneideparameter eingeführt werden, der den Partontransversalimpuls auf $p_T > 1.2GeV$ festlegt, so die GRV-Parametrisierung der Photonstrukturfunktion verwendet wird. Wird hingegen die LAC1-Parametrisierung verwendet (vergleiche [26]), so wird der Partontransversalimpuls auf $p_T > 2GeV$ festlegt. Die Wahl dieser Abschneideparameter wird in [29] ausführlich diskutiert.

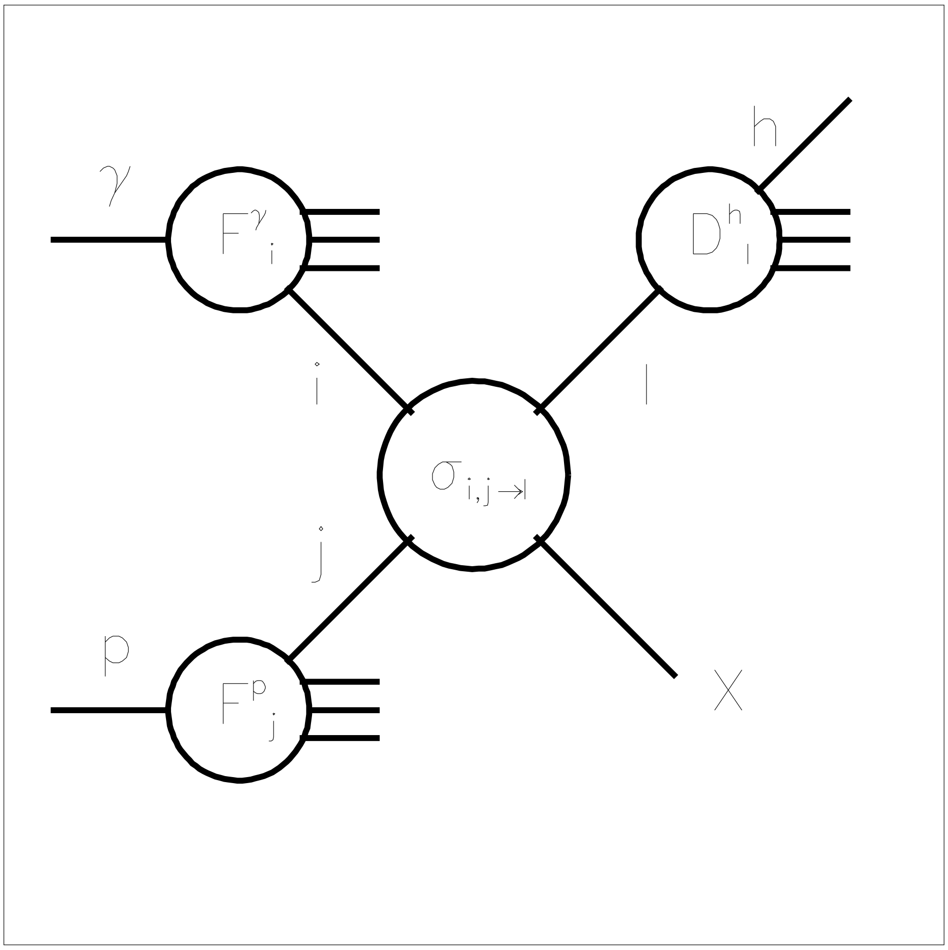


Abbildung 5: *Illustration des Integranden der den inklusiven Streuquerschnitt beschreibenden Gleichung 13.*

3 Experimentelle Rahmenbedingungen

Die experimentellen Rahmenbedingungen für diese Analyse werden durch den HERA-Speicherring und den H1-Detektor [9] vorgegeben. Beide werden hier kurz beschrieben, wobei der Schwerpunkt dieses Kapitels auf einer etwas ausführlicheren Erläuterung der für diese wichtigen Analyse wichtigen Komponenten des H1-Detektors liegen.

3.1 Der Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage, kurz HERA, am Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY ist das weltweit einzige Instrument, das es ermöglicht Elektronen beziehungsweise Positronen und Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu $300\,GeV$, kollidieren zu lassen. Eine Übersicht über die Anlage gibt Abbildung 6.

Die Positronen und Protonen laufen in zwei getrennten evakuierten Strahlröhren, welche sich wiederum in einer Tunnelanlage von $6,34\,km$ Umfang befinden. Es handelt sich dabei nicht um einen kontinuierlichen Teilchenstrom, sondern um umlaufende Teilchenpakete; sogenannte *bunches*.

HERA ist dafür ausgelegt mit jeweils 210 Positronen- beziehungsweise Protonenpaketen zu operieren, wobei die geplante Positronenergie $30\,GeV$ und die Protonenenergie $820\,GeV$ beträgt.

Die tatsächlichen Betriebsdaten für das Jahr 1994 weichen von den Planwerten etwas ab und zwar dahingehend, daß jeweils nur 153 Teilchenpakete gefüllt waren, die auch zur Kollision gebracht wurden. Daneben wurden 15 ungepaarte Positronen- und 17 ungepaarte Protonenpakete gefüllt. Diese dienen zu Studien von Untergrundreaktionen wie zum Beispiel Wechselwirkungen zwischen Strahlteilchen und Restgasatomen in der Strahlröhre.

Im Jahr 1994 betrug die Positronenergie $27,5\,GeV$ während die Protonenenergie den Planwert von $820\,GeV$ erreichte. Der mittlere Teilchenstrom betrug $41\,mA$ für Protonen und $17\,mA$

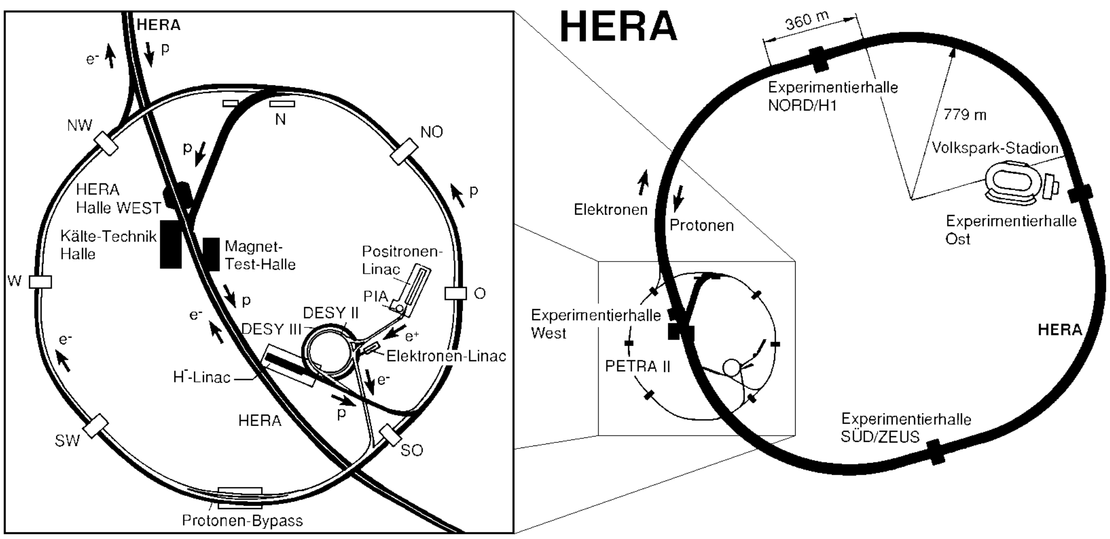


Abbildung 6: Ansicht des Speicherrings HERA und der Vorbeschleuniger

für Positronen.

Entsprechend einer Füllung mit 210 Paketen und einer Umlauffrequenz von $47kHz$ ergibt sich ein zeitlicher Abstand von etwa $96\,ns$ zwischen zwei Paket-Kollisionen. Die Anzahl der Reaktionen N läßt sich bei gegebenem Wirkungsquerschnitt σ wie folgt bestimmen:

$$N = \sigma \int \mathcal{L}\ \mathrm{dt} \tag{15}$$

$\mathcal{L}$ kennzeichnet dabei die Luminosität. Diese ist eine charakteristische Größe des Beschleunigers. Auf die Bestimmung der Luminosität wird in Abschnitt 3.2.4 eingegangen.

3.2 Der H1-Detektor

H1 und ZEUS [10]sind die beiden Großexperimente zur Elektron-Proton Streuung am HERA-Speicherring. Der H1-Detektor ist in der Experimentierhalle Nord untergebracht (siehe Abbildung 6), wo er eine der beiden Wechselwirkungszonen umgibt. Wie aus Abbildung 7 ersichtlich, besteht der H1-Detektor aus mehreren verschiedenen Detektorkomponenten. Auffällig ist die Asymmetrie in Strahlrichtung. Sie trägt der Tatsache Rechnung, daß die Reaktionsprodukte bevorzugt in Protonenflugrichtung emittiert werden, was durch die stark unterschiedliche Energie der Strahlteilchen bedingt ist.

Die Detektorkomponenten lassen sich grob in zwei Klassen unterteilen, nämlich Spurdetektoren, die zur genauen Vermessung von Spuren einzelner geladener Teilchen verwendet werden, und Kalorimeter, welche zur Energiemessung vorzugsweise ganzer Spurgruppen, sogenannter Jets, verwendet werden. Weiterhin sind noch zu erwähnen die Magnetfeldspule und das Luminositätssystem. Insgesamt besitzt der H1-Detektor etwa 270 000 elektronische Kanäle. In diesem Kapitel sollen die einzelnen Komponenten kurz erläutert werden. Eine detaillierte Beschreibung ist in [9] zu finden.

Da im Folgenden immer wieder darauf Bezug genommen wird, soll an dieser Stelle das H1-Koordinatensystem beschrieben werden. Es handelt sich um ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem dessen z-Richtung durch die Protonenflugrichtung definiert ist. Der Ursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt, der wiederum im Mittelpunkt der zentralen Spurkammern liegt (siehe Abbildung 8). Die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Speicherringes. Somit ist die y-Achse festgelegt. Für den Azimutwinkel φ bzw. den Polarwinkel ϑ gilt: $\tan\varphi = \frac{y}{x}$ und $\tan\vartheta = \frac{z}{\sqrt{x^2+y^2}}$

3.2.1 Kalorimeter

Das Kalorimetersystem besteht aus vier verschiedenen Kalorimetern, nähmlich dem Flüssigargon-Kalorimeter, dem Eisen-Kalorimeter, dem BEMC (Backward-ElektroMagnetic-Calorimeter) und dem PLUG-Kalorimeter.

Das Flüssigargon-Kalorimeter ist das eigentliche Herzstück. Es deckt den polaren Winkelbereich zwischen $\vartheta = 4^o$ und $\vartheta \simeq 153^o$ ab. Am nächsten zum Strahl befindet sich der elektromagnetische Teil des Kalorimeters. Er dient zur Energiemessung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen, wie zum Beispiel Photonen, Positronen und Elektronen. Als Absorbermaterial wird Blei eingesetzt, wobei die vollständige Bleidicke zwischen 20 und 30 Strahlungslängen variiert.

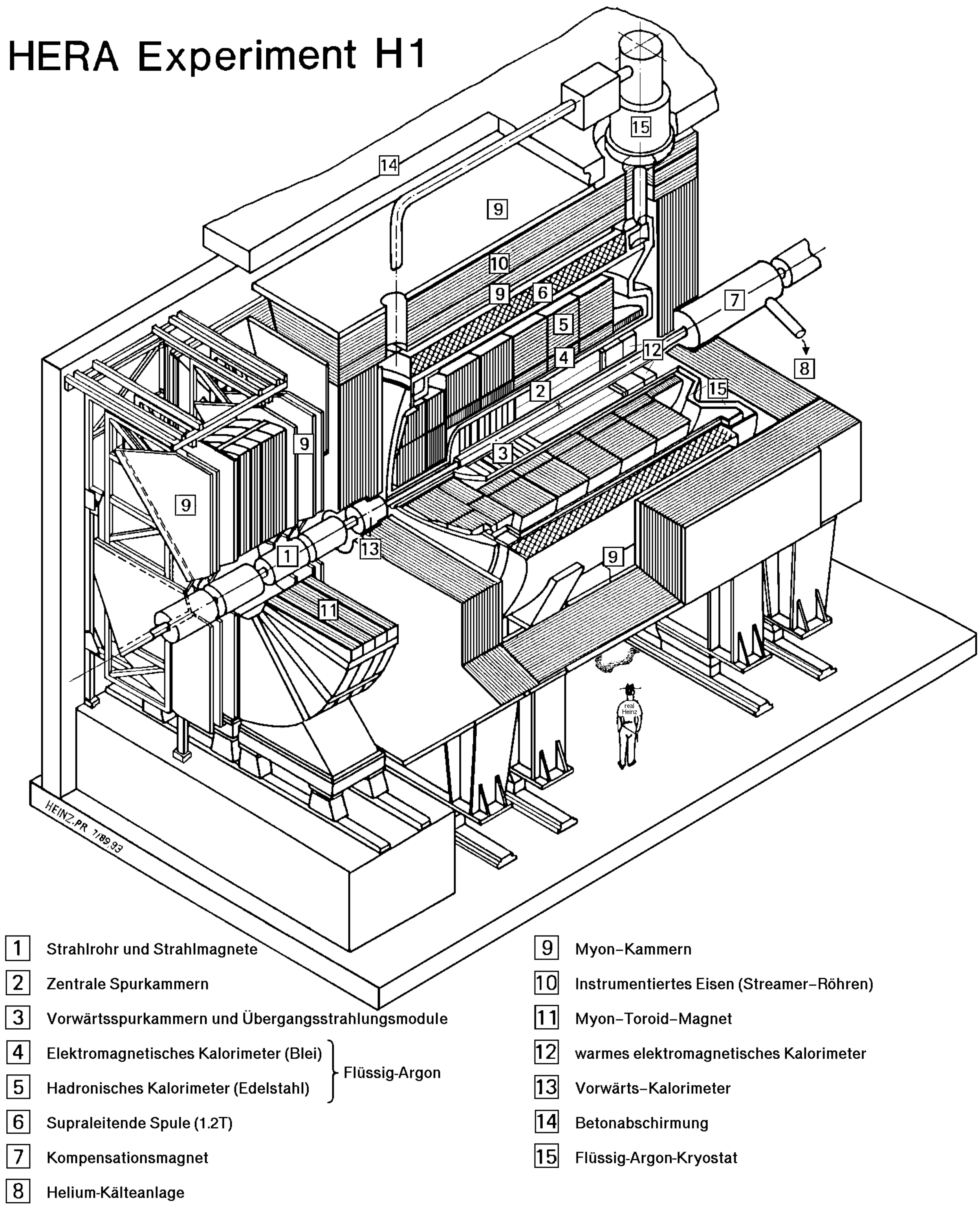


Abbildung 7: *Schematische Darstellung des H1-Detektors*

Als zu ionisierendes Material dient, wie es der Name dieses Kalorimeters schon sagt, flüssiges Argon. Die relative Energieauflösung σ_E/E beträgt $12\%/\sqrt{E}$, wobei E in GeV anzugeben ist.

Weiter aussen befindet sich der hadronische Teil des Kalorimeters, welcher zur Energiebestimmung von Hadronen herangezogen wird. Als Absorbermaterial wird hier Edelstahl verwendet und zwar in einer Dicke von $4-8,5$ Wechselwirkungslängen. Die relative Energieauflösung beträgt hier $50\%/\sqrt{E_h}$. E_h ist wiederum in GeV anzugeben.

Die Verwendung von flüssigem Argon als zu ionisierendes Material bedingt die Unterbringung des Kalorimeters in einem Kryostaten.

Am weitesten entfernt vom Strahl befindet sich das Eisenkalorimeter. Durch seine Ausstattung mit Streamer-Röhren ist es in der Lage Myonen zu erkennen beziehungsweise im Flüssigargon-Kalorimeter nicht nachgewiesene hadronische Energien zu detektieren.

Wie bereits eingangs erwähnt gehören zu dem kompletten Kalorimetersystem noch das sogenannte PLUG-Kalorimeter und das BEMC. Das PLUG-Kalorimeter deckt den extremen Vorwärtsbereich zwischen $\vartheta = 0.6^0$ und $\vartheta \simeq 4^0$ ab. Es ist ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter, mit welchem hadronische Schauer vermessen werden. Vervollständigt wurde das Kalorimetersystem bis zum Ende des Jahres 1994 noch durch das BEMC. Dieses ist ein elektromagnetisches Kalorimeter, ausgeführt in konventioneller Blei-Szintillator Sandwich-Bauweise mit einer Dicke von etwa 22,5 elektromagnetischen Strahlungslängen. Es ist von großer Bedeutung für die Elektronenmessung in tiefinelastischen Streuereignissen bei moderaten Viererimpulsüberträgen von $Q^2 < 100\,GeV^2$. Der Polarwinkelbereich zwischen $\vartheta = 151^0$ und $\vartheta = 177^0$ wird durch das BEMC abgedeckt.

Zur Vermessung hadronischer Energien ist das BEMC nicht geeignet, da seine Dicke lediglich etwa eine hadronische Absorptionslänge beträgt. Aus diesem Grund wurde es Anfang des Jahres 1995 ersetzt durch ein „Spaghetti“-Kalorimeter mit szintillierenden optischen Fasern (SPACAL). (siehe hierzu [11]).

3.2.2 Die Magnetspule

Im Inneren der Spurkammern wird ein hohes Magnetfeld benötigt, um Impulse in der $r\varphi$-Ebene messen zu können. Um dieses Magnetfed zu erzeugen wird eine supraleitende Spule mit einem Durchmesser von 6 m verwendet. Sie erzeugt ein im Bereich der Spurkammern nahezu homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlrichtung mit einer Größe von 1.16 Tesla. Die Spule und das gesamte Kalorimetersystem werden vom instrumentierten Eisenjoch umschlossen, welches einerseits zur Rückführung des Magnetfeldes dient, andererseits wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben als Kalorimeter.

3.2.3 Das Spurkammersystem

Die Spurkammern des H1-Detektors spielen für diese Analyse die entscheidende Rolle. Deshalb werden sie an dieser Stelle ausführlicher besprochen.

Das Spurkammersystem ist zylinderförmig um die Strahlachse aufgebaut. Es ist unterteilt in das vordere Spurkammersystem, das zentrale System und die hintere Kammer (siehe Abbildung 8).

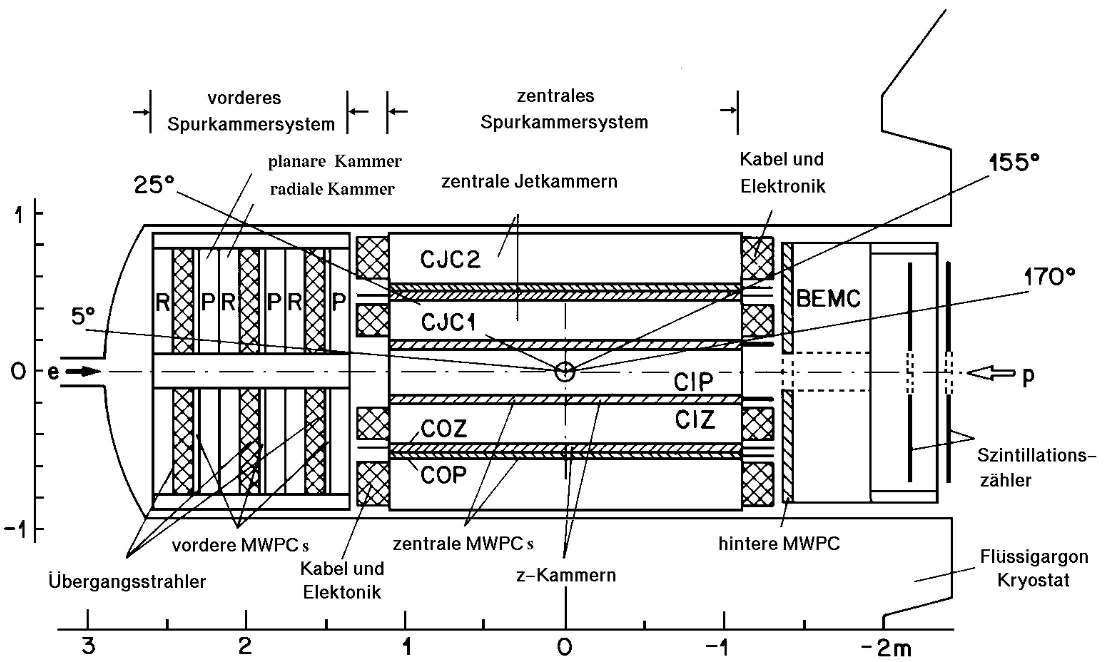


Abbildung 8: *Seitenansicht des Spurkammersystems*

Das vordere Spurkammersystem deckt den Polarwinkelbereich $5^o < \vartheta < 25^o$ ab. Es ist alternierend bestückt mit planaren und radialen Driftkammern und Vieldrahtproportionalkammern sowie Übergangsstrahlungsdetektoren.

Das System der zentralen Kammern besteht aus den inneren und äußeren z-Kammern (CIZ, COZ) sowie den Jetkammern CJC1 und CJC2. Diese Kammern dienen zur Spurrekonstruktion. Weiterhin gehören zum zentralen Spurkammersystem die inneren und äußeren Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP. Diese liefern schnelle Triggersignale, werden aber zur Spurrekonstruktion nicht eingesetzt. Aus diesem Grund soll auf diese Kammern auch nicht näher eingegangen werden. Eine detaillierte Beschreibung ist jedoch in [9] zu finden. Die genaue Anordnung der einzelnen Komponenten des zentralen Spursystems ist Abbildung 8 beziehungsweise Abbildung 9 zu entnehmen.

Funktionsprinzip von Driftkammern und Vieldrahtproportionalkammern Driftkammern ermöglichen die Orts- und somit Impulsmessung geladener Teilchen in Gegenwart eines Magnetfeldes. Dabei wird ausgenutzt, daß geladene Teilchen beim Durchgang durch Gase die Gasmoleküle ionisieren und dadurch selbst einen Energieverlust erleiden. Dieser Energieverlust pro zurückgelegter Wegstrecke wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel [12] beschrieben, wonach gilt:

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A}\frac{\rho}{\beta^2}(\ln(\frac{2m_e^2\beta^2\gamma^2}{I}) - \beta^2) \quad (16)$$

Hierbei ist N_A die Avogadrokonstante, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, Z und A die Kernladungs- beziehungsweise Massezahl des ionisierten Mediums, ρ dessen Dichte, z die Ladung des ionisierenden Teilchens, β dessen Geschwindigkeit, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ und

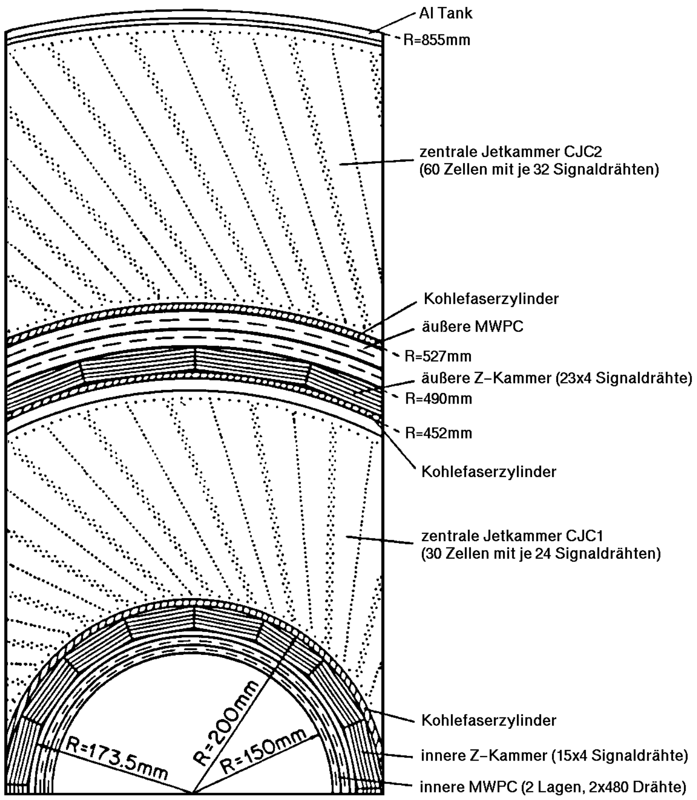


Abbildung 9: *Radialansicht des Spurkammersystems*

I das mittlere effektive Ionisationspotential.

Werden nun durch Ionisation freie Ladungsträger produziert und legt man ein externes elektrisches Feld an, so driften die Ladungsträger entlang der elektrischen Feldlinien. Durch Stöße mit Gasatomen stellt sich bald eine konstante Driftgeschwindigkeit v_D ein. Da Elektronen eine geringe Masse haben, besitzen sie eine hohe Beweglichkeit und können in unmittelbarer Nähe eines auf positiver Hochspannung liegenden Signaldrahtes zwischen den Stößen so stark beschleunigt werden, daß sie ihrerseits Gasatome ionisieren. Dies führt zu einer Ionisationslawine, die elektronisch registriert werden kann sobald sie den Signaldraht erreicht.

Typischerweise haben Signaldrähte einen Durchmesser von $20 - 30\mu m$, so daß selbst bei moderaten Hochspannungen in unmittelbarer Drahtnähe sehr hohe inhomogene elektrische Felder herrschen. Die Tatsache, daß die lawinenartige Verstärkung nur in unmittelbarer Drahtnähe erfolgt , führt dazu, daß die Verstärkung nahezu unabhängig vom Abstand des Ortes der Primärionisation ist, dafür aber näherungsweise proportional zur Anzahl der primären Ionisationen.

Dieses Prinzip findet Anwendung in Vieldrahtproportionalkammern (Multi Wire Proportional Chamber MWPC) und Driftkammern. In einer MWPC befinden sich mehrere Anoden- und Kathodendrähte, die je nach Anforderungen an die Kammer in bestimmter Weise zueinander angeordnet sind. Die typischen Ortsauflösungen solcher Kammern liegen in der Größenordnung der Drahtabstände. Bei einer Driftkammer erfolgt zusätzlich eine Driftzeitmessung, das heißt eine Messung der Zeit zwischen dem Zeitpunkt der Primärionisation und dem Zeitpunkt des Ankommens der Elektronenlawine am Zähldraht. Ist weiterhin die Driftgeschwindigkeit v_D bekannt, so läßt sich mit hoher Genauigkeit der Ort der Primärionisation bestimmen. v_D ist abhängig von der lokalen Stärke des elektrischen Feldes. Um also eine hohe Ortsauflösung zu erreichen, ist es notwendig das elektrische Feld durch entsprechende Feldformungsdrähte über größere Abstände konstant zu halten.

Wird zusätzlich ein Magnetfeld angelegt, so driften die Elektronen nicht mehr parallel zum elektrischen Feld, sondern erfahren durch die Lorentzkraft zusätzlich eine Ablenkung. Der Lorentzwinkel α_L ist definiert als der Winkel zwischen der Richtung des elektrischen Feldes und der Driftrichtung der Elektronen.

Aufbau der zentralen Jetkammer Die zentrale Jetkammer besteht aus den beiden Komponenten CJC1 und CJC2. Die innere Kammer CJC1 ist unterteilt in 30 φ-Sektoren mit je 32, die äußere Kammer CJC2 in 60 φ-Sektoren mit je 32 Signaldrähten. In beiden Kammern sind die Signaldrähte in z-Richtung gespannt. Wie in Abbildung 9 zu erkennen ist, sind die Sektoren um 30^o gegen die radiale Richtung geneigt. Ein Grund für diese Anordnung ist, daß dadurch der Lorentzwinkel α_L näherungsweise kompensiert wird, so daß die Drift der Ladungsträger senkrecht zu den Drahtebenen erfolgt. Durch die Zuordnung von Spursegmenten zu mehreren Sektoren ist eine Auflösung von Ambiguitäten möglich, da prinzipiell zwischen Spur und Spiegelspur nicht unterschieden werden kann. Allein durch die Driftzeitmessung wäre es nicht möglich zu bestimmen auf welcher Seite des Signaldrahtes die Spur verläuft.

Alle beschriebenen Vorkehrungen führen zu einer hohen Auflösung in der $r\varphi$-Ebene. Informationen über die z-Koordinate einer Teilchenspur wird dadurch gewonnen, daß jeder Signaldraht an beiden Enden ausgelesen wird. Durch Messung der an dem jeweiligen Drahtende ankommenden Ladung läßt sich über die Drahtdämpfung des Signals die z-Koordinate rekonstruieren. Da diese Methode nicht sehr genau ist, werden im Zentralbereich des Spurkammersystems noch die beiden z-Kammern CIZ und COZ eingesetzt. Tabelle 1 enthält ein Auflistung der wichtigsten Kenndaten des zentralen Spurkammersystems.

Diese sind sehr ähnlich aufgebaut und zwar handelt es sich bei beiden um Driftkammern deren Signaldrähte Sekanten von gedachten Kreisen mit Mittelpunkt in der nominellen Strahlposition beschreiben. Die einzelnen Signaldrähte der z-Kammern CIZ/COZ beschreiben dabei regelmäßige 16/24-eckige Polygonzüge. Von diesen Polygonzügen werden jeweils vier konzentrisch angeordnet. Insgesamt erhält man also ringartige Anordnungen. CIZ besteht aus 16 solcher parallel angeordneter Ringe, COZ aus deren 24. Durch diese Anordnung ergibt sich für CIZ eine Einzelspurauflösung von 260 μm aus der Driftzeitmessung, für COZ eine entsprechende Auflösung von 200 μm. Auch die Signaldrähte dieser Kammern werden an beiden Enden ausgelesen, so daß sich durch Ladungsteilung Information über den Azimutwinkel φ gewinnen läßt. Dieser kann auf etwa 7^o genau bestimmt werden.

Werden nun die Informationen von CJC1, CJC2, CIZ und COZ zusammengenommen, so ergibt sich eine hinreichend gute Spurauflösung für alle Richtungen.

Parameter	CJC1	CJC2	Einheit
Anzahl von Zellen	30	60	
Signaldrähte pro Zelle	24	32	
Gasvolumen	1,14	3,08	m^3
innerer Radius R_i	203	530	mm
äußerer Radius R_a	451	844	mm
maximale Driftstrecke bei R_i	22,9	28,5	mm
maximale Driftstrecke bei R_a	44,5	43,1	mm
Lorentzwinkel α_L	29,93	28,75	^{o}
aktive Länge	2200		mm
Zählgas $Ar/CO_2/CH_4$	89,5/9,5/1,0		%
Ortsauflösung $\sigma_{r\varphi}$	170		μm
Ortsauflösung σ_z	2,2		cm
dE/dx-Auflösung	10		%

Tabelle 1: *Technische Daten der CJC*

3.2.4 Das Luminositätssystem

Zur Luminositätsbestimmung wird die Bethe-Heitler-Bremstrahlungsreaktion $ep \to ep\gamma$ [13] herangezogen. Der Vorteil dieser Methode ist, daß der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion sehr groß ist und im Rahmen der Quantenelektrodynamik mit hoher Präzision berechnet werden kann. Man erhält im Grenzfall hochrelativistischer Teilchen und für den Fall kleiner Winkel folgendes Ergebnis für den Reaktionswirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{ep\to ep\gamma}}{dy} = \frac{4\alpha r_e^2}{y}\left[1+(1-y)^2-\frac{2}{3}(1-y)\right]\left[\ln\frac{s(1-y)}{M_p m_e y}-\frac{1}{2}\right] \tag{17}$$

mit α der Kopplungskonstanten der elektromagnetischen Wechselwirkung, M_p der Protonenmasse und m_e der Elektronenmasse.

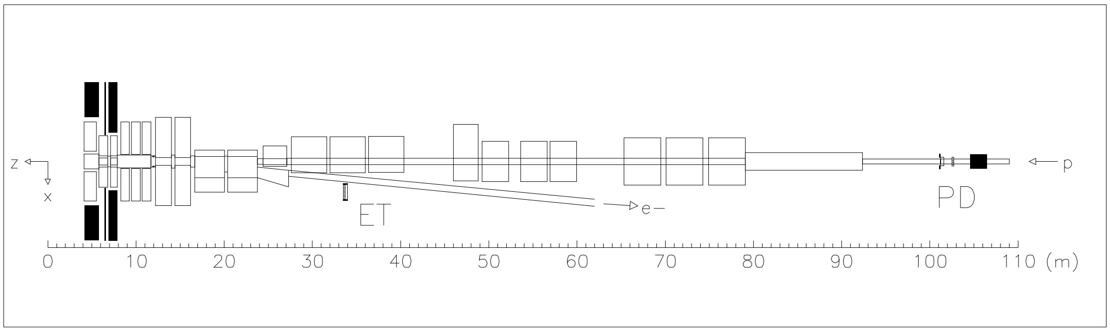


Abbildung 10: *H1-Luminositätssystem in einer Aufsicht*

Um die Reaktionsrate messen zu können, müssen Positron und Photon in Koinzidenz als Reaktionsprodukte identifiziert werden. Dementsprechend ist das H1-Luminositätssystem (siehe Abbildung 10) mit einem Photondetektor PD und einem Kleinwinkelelektrondetektor, dem e-Tagger ET bestückt. Bei beiden handelt es sich um totalabsorbierende Čerenkovkalorimeter mit hodoskopischer Struktur. Hergestellt sind sie aus kristallinem Material (KRS-15). Die relative Energieauflösung σ_E/E liegt bei jeweils $10\%/\sqrt{E}$ (E in GeV). Die Dicke beträgt etwa 21 elektromagnetischen Strahlungslängen. Der Elektrondetektor hat eine Stirnfläche von $154 \times 154\ mm^2$, die des Photondetektors beträgt $100 \times 100\ mm^2$. Der Photondetektor befindet sich bei $z = -102,9\ m$ in gerader Verlängerung zur Strahlachse. Er deckt den Polarwinkelbereich $0 < \vartheta < 0,45\ mrad$ ab.

Da die Positronen als Reaktionsprodukte der Reaktion $ep \rightarrow ep\gamma$ eine kleinere Energie besitzen als die Strahlpositronen, werden sie von den Strahlmagneten stärker abgelenkt. Aus diesem Grund ist der Elektrondetektor neben der Strahlröhre aufgebaut. Er befindet sich bei $z = -33,4m$ und deckt den Polarwinkelbereich $0 < \vartheta < 5mrad$ ab. Seine Energieakzeptanz ist limitiert auf den Bereich zwischen 7 GeV und 20 GeV.

Die Luminosität $\mathcal{L}$ ergibt sich nun aus folgendem Zusammenhang:

$$\mathcal{L} = \frac{\mathrm{R_{tot}} - (\mathrm{I_{tot}}/\mathrm{I_0})\mathrm{R_0}}{\sigma_{\mathrm{vis}}} \tag{18}$$

mit R_{tot} der gemessenen Rate von Bremsstrahlungsereignissen, R_0 der Rate in ungepaarten Positronpaketen (vergleiche Abschnitt 3.1), I_{tot} und I_0 den entsprechenden Strömen und σ_{vis} dem nachweisbaren Anteil des Bremsstrahlungswirkungsquerschnitts, wobei die Akzeptanz und Triggereffizienz des Systems berücksichtigt werden.

Neben der Hauptaufgabe, nämlich der Luminositätsmessung, dient das Luminositätssystem auch zur Selektion von Photoproduktionsereignissen mit $Q^2 < 0.01\ GeV^2$. Dazu ist es erforderlich, daß ein Positron im Elektrondetektor nachgewiesen wird und daß die Summe der Energien, die in Elektron- und Photondetektor registriert werden, kleiner ist als die Positronstrahlenergie. Elektron- und Photondetektor werden nicht in Antikoinzidenz betrieben, da bei Photoproduktionsereignissen auch reale Photonen entstehen können, die anschließend im Photondetektor landen.

Es sei noch angemerkt, daß aufgrund der limitierten Energieakzeptanz des Elektrondetektors die skalierte Energie quasirealer Photonen eingeschränkt ist auf den Bereich $0.2 < y < 0.8$.

3.2.5 Trigger

Die hohe Ereignisrate bei HERA und die Tatsache, daß der H1-Detektor über etwa 270 000 elektronische Kanäle verfügt, führen dazu, daß innerhalb kurzer Zeit eine schnelle und effektive Datenreduktion erfolgen muß. Dies bedeutet, daß eine Entscheidung darüber getroffen werden muß, ob ein Ereignis, das Signale im Detektor liefert, physikalisch interessant ist oder ob es verworfen werden kann. Da der dominante Anteil Untergrundreaktionen sind, gilt es diese unmittelbar zu erkennen und zu verwerfen. Zu diesem Zweck werden *Trigger* eingesetzt. Ein Trigger ist eine binäre Information, die auf „wahr“ gesetzt wird, wenn eine bestimmte Anforderung erfüllt wird. Beim H1-Experiment wird ein mehrstufiges Triggerkonzept angewendet, welches hier kurz beschrieben wird.

Registriert der Detektor ein Ereignis, so wird zunächst die volle Information, die von allen Subdetektoren geliefert wird auf eine elektronische Pipeline geschrieben. Hier können maximal 25 volle Ereignisse zwischengespeichert werden. Gleichzeitig liefen die Subdetektoren auch Triggersignale. Da es sich bei der Gesamtheit aller Trigger um ein vergleichsweise einfaches binäres

Muster handelt, kann es von einer zentralen Logikeinheit schnell ausgewertet werden. Setzt diese erste Entscheidungsstufe (L1) ein positives Signal, so wird die Pipeline gestoppt und ausgelesen. Die Rohdaten werden dann auf parallelen Rechnerfarmen teilweise rekonstruiert und anschließend weiteren Filteralgorithmen (L4) unterworfen. In Abbildung 11 ist ein Flußdiagramm der Steuersignale der H1-Trigger und des Datennahmesystems dargestellt.

Alle Ereignisse, die danach noch nicht verworfen wurden, werden abgespeichert und vollständig rekonstruiert (L5). Entsprechend ihrer jeweiligen Signatur, beispielsweise einem im Hauptdetektor nachgewiesenen Elektron, werden sie grob klassifiziert. Diese Ereignisklassifizierung bildet die Basis von detaillierten Analysen.

Es sei noch erwähnt, daß die Triggerstufen L2 und L3 zu einem späteren Zeitpunkt implementiert werden. Pläne sehen dafür den Einsatz neuronaler Netze (L2) und eines RISC-Prozessors (L3) vor.

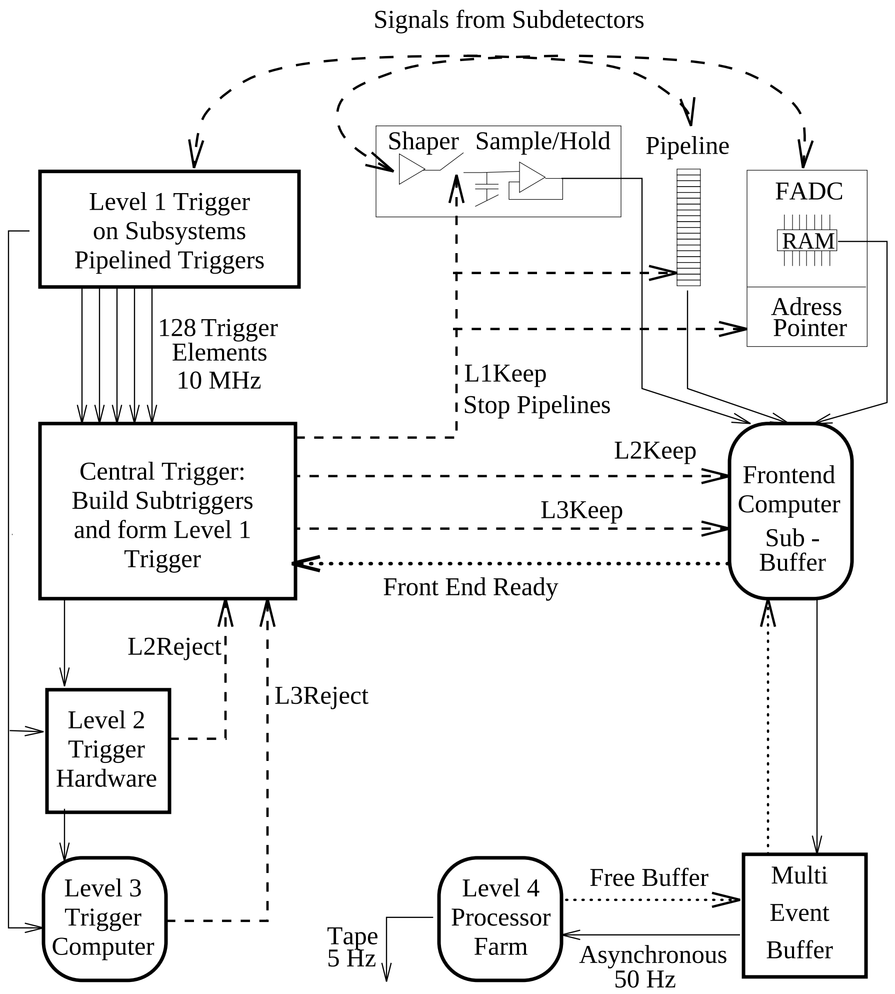


Abbildung 11: *Flußdiagramm der Steuersignale der H1-Trigger und des Datennahmesystems (aus [14])*

4 Selektionen

Um einen Datensatz zu erhalten, der zuverlässige Informationen beinhaltet, müssen verschiedene Selektionen durchgeführt werden. Diese Selektionen werden in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei wird unterschieden zwischen Ereignisselektionen und Spurselektionen.

4.1 Ereignisselektionen

Basisdatensatz Für diese Analyse werden H1-Daten aus dem Jahr 1994 verwendet und zwar aus den Runbereichen 87586-89912 und 90101-90419. In dem ausgenommenen Bereich wurde der HERA-Speicherring so betrieben, daß der nominelle Wechselwirkungspunkt um 62 cm verschoben war. Diese Daten sind jedoch für diese Analyse ungeeignet (siehe Kapitel 4.2).

Bei den ausgewählten Daten handelt es sich um solche, die aus Positron-Proton Kollisionen gewonnen wurden. Diese Tatsache wird deswegen an dieser Stelle nochmals ausdrücklich betont, da im Laufe des Jahres 1994 beim HERA-Speicherring von Elektron-Proton auf Positron-Proton Streuung umgestellt wurde.

Trigger Wie bereits in Kapitel 3.2.5 beschrieben, setzen einzelne Detektorkomponenten Triggersignale. Durch eine entsprechende Kombination solcher Trigger können verschiedene Ereignissignaturen klassifiziert werden. Für diese Analyse wird der Subtrigger $eTag * DCR\varphi\text{-}TNEG * t0$ verlangt.

Der Trigger $eTag$ wird gesetzt, wenn ein Positron im Elektrondetektor mit $E > 4GeV$ nachgewiesen wird. Dadurch werden bevorzugt Photoproduktionsereignisse ausgewählt.

Der $DCR\varphi\text{-}TNEG$-Trigger wird aus den Signalen der zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 abgeleitet und dann gesetzt, wenn eine Mindestzahl von Drahtsignalen in der r/φ-Projektion in eine vorgegebene Spurmaske paßt. Diese Spurmaske entspricht der Spur eines negativ geladenen Teilchens. Durch dieses Triggersignal wird sichergestellt, daß mindestens eine gut rekonstruierbare Spur in diesem Ereignis vorkommt.

Der $t0$-Trigger wird von den Kammern CIP und COP gesetzt und zwar wenn es Signale gibt, derart daß ein aus der Wechselwirkungsregion stammendes Teilchen dieses Signal hätte auslösen können. Dieses Triggersignal ordnet das Ereignis genau einem e^+p-Bunchcrossing zu.

Detektorstatus Für alle selektierten Ereignisse wird gefordert, daß der Detektor einwandfrei funktioniert. Dies bedeutet, daß an den für die Analyse wichtigen Detektorkomponenten, nämlich den zentralen Spurkammern, Hochspannung anliegen muß. Weiterhin muß das Auslesesystem einwandfrei funktionieren und es dürfen keinerlei Alarmsignale vorliegen. Der Status der einzelnen Detektorkomponenten wird während der Datennahme abgespeichert und kann für jedes einzelne Ereignis abgefragt werden.

Durch die bisher vorgestellten Selektionen werden Rahmenbedingungen, die durch das Experiment selbst vorgegeben werden selektiert. Die im Folgenden vorgestellten Selektionsschnitte schränken den physikalisch relevanten Bereich ein.

Skalierte Photonenergie y Durch die Beschränkung der Energieakzeptanz des Elektrondetektors ET auf den Bereich zwischen 7 GeV und 20 GeV (vergleiche Kapitel 3.2.4), was einer Einschränkung der skalierten Photonenergie y auf den Bereich $0.2 < y < 0.8$ entspricht, ist es notwendig die Variable y auf einen Bereich einzuschränken, in dem die anzubringenden Korrekturfaktoren klein sind. Abbildung 14 zeigt die gemittelte Akzeptanz des Elektrondetektors ε_{etag} als Funktion von y. In dieser Analyse werden nur Ereignisse in dem Intervall

$$0.3 \; < \; y \; < \; 0.7$$

analysiert. Desweiteren variiert die Energieakzeptanz mit der x-Koordinate des im Elektrondetektor auftreffenden Positrons x_{etag}. Abbildung 15 zeigt diese Abhängigkeit. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, für die gilt:

$$|x_{etag}| \; < \; 6.5\,cm$$

Die Energie- und Ortsabhängigkeit der Akzeptanz wurde von S. Levonian im Rahmen der Luminositätsmessung parametrisiert und als Routine QPETAC im Programmpaket H1PHAN [15] zur Verfügung gestellt.

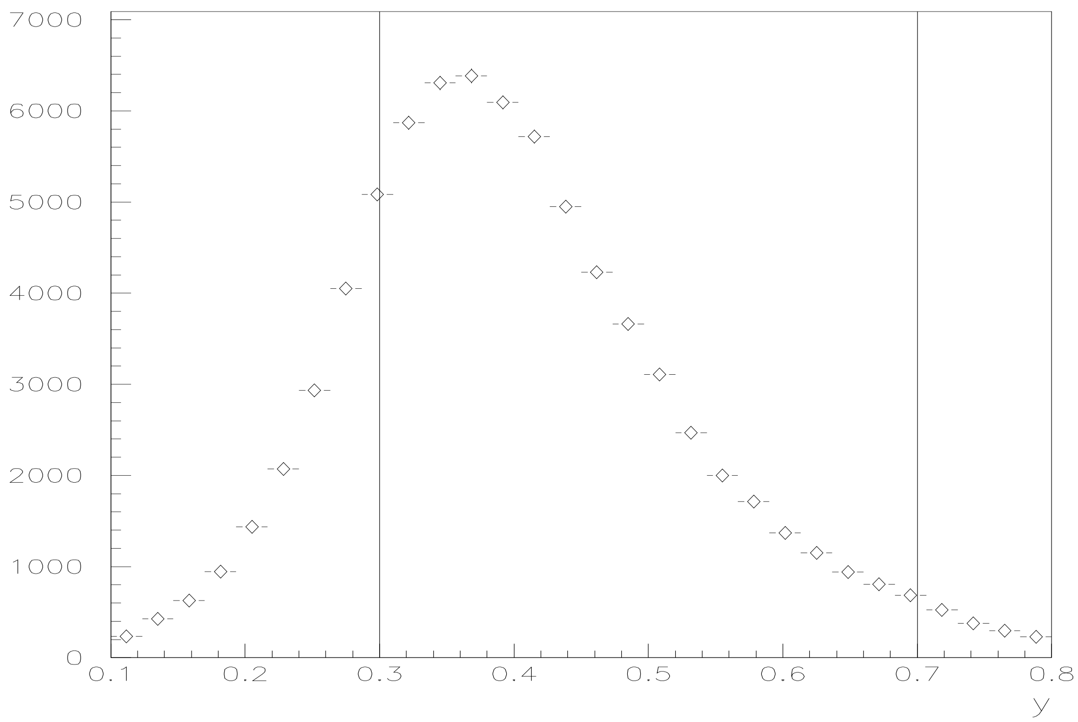


Abbildung 12: *Verteilung der skalierten Photonenergie y; Die senkrechten Linien deuten die Einschränkung auf den Bereich* $0.3 < y < 0.7$ *an.*

Im Photondetektor nachgewiesene Energie Ereignisse werden nur dann akzeptiert, wenn die im Photondetektor gemessene Energie E_{phot} unterhalb von $2\,GeV$ liegt. Eine Einschränkung

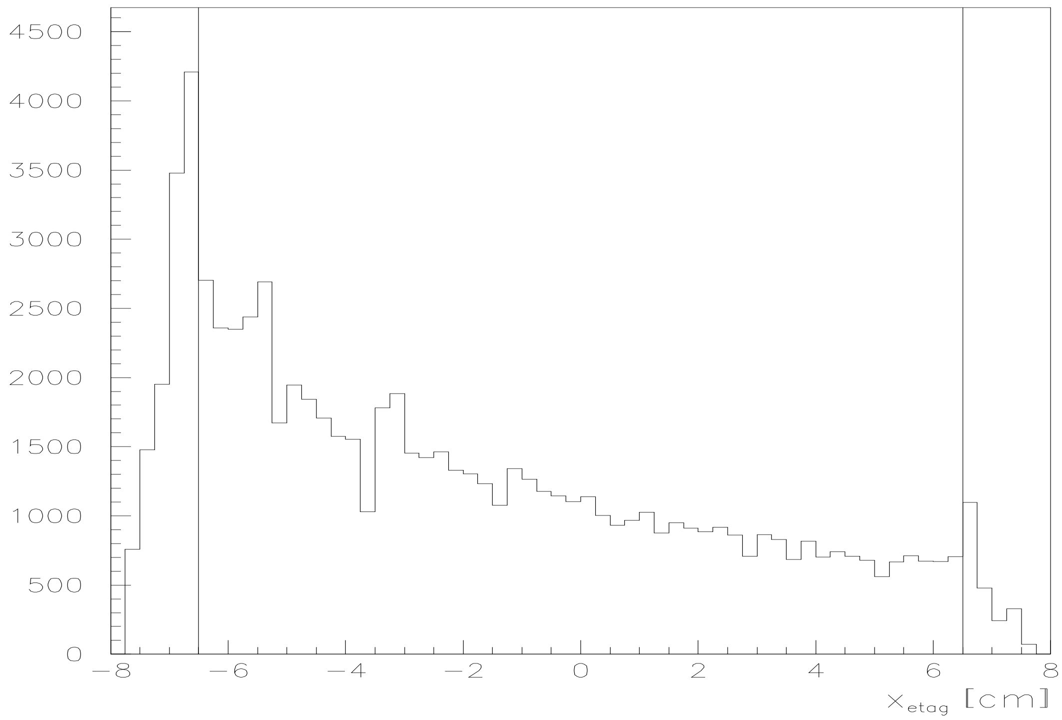


Abbildung 13: *Verteilung der x-Koordinate des Auftreffpunktes von Positronen im Elektrondetektor. Die senkrechten Linien deuten die Einschränkung auf den Bereich $|x_{etag}| < 6.5\,cm$ an.*

auf $E_{phot} = 0$ wäre nicht sinnvoll, da es im Photondetektor durchaus Rauschsignale geben kann, die in dieser Größenordnung liegen.

Ereignisvertex Eine Einschränkung der z-Koordinate des primären Vertexpunktes z_{vtx} ist aus mehreren Gründen sinnvoll. Zum einen wird dadurch die Rate der Strahl-Restgas Reaktionen reduziert, da die z_{vtx}-Verteilung dieser Reaktionen gleichmäßig in z ist, während die e^+p-Reaktionen um den nominellen Wechselwirkungspunkt mit einer mittleren Abweichung von $z = +4.3\,cm \pm 10.4\,cm$ verteilt sind. Abbildung 16 zeigt die entsprechende Verteilung. Ein anderer Grund, weswegen es sinnvoll ist den Bereich von z_{vtx} einzuschränken ist die Genauigkeit, mit der einzelne Spuren vermessen werden können. Auf diesen Punkt wird in Kapitel 4.2 näher eingegangen.

Ein Ereignis wird nur akzeptiert, wenn erfüllt ist:

$$-25\,cm \; < \; z_{vtx} \; < \; 35\,cm$$

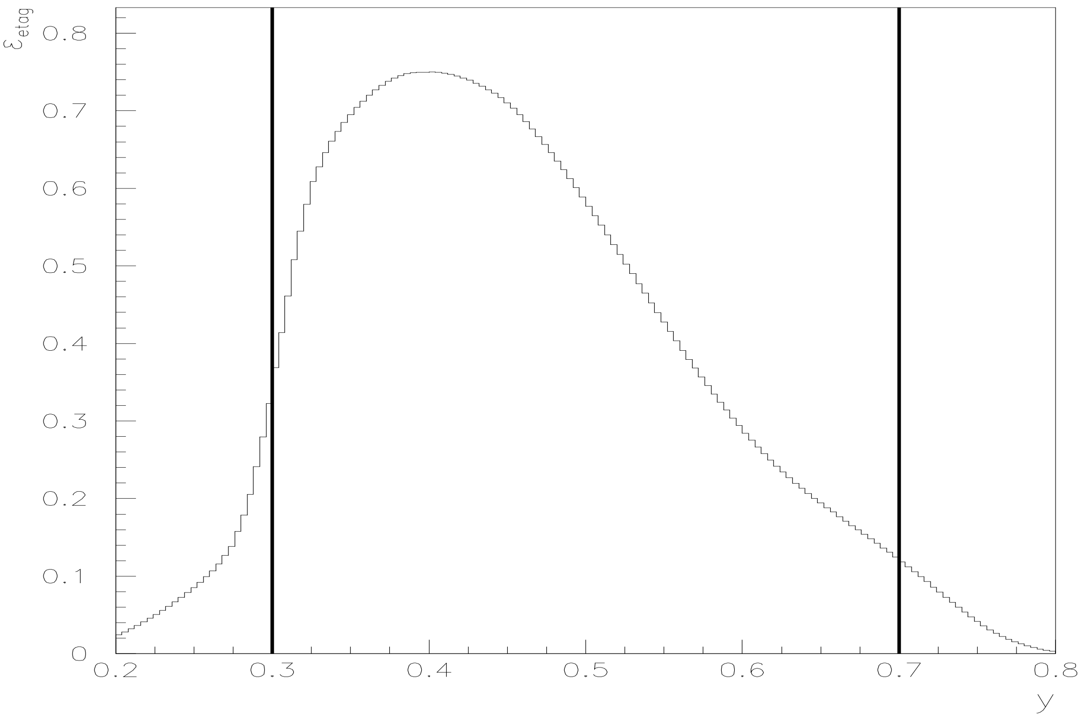


Abbildung 14: *Effizienz des Elektrondetektors ε_{etag} in Abhängigkeit von der skalierten Photonenergie y. Die senkrechten Linien deuten die Einschränkung auf den Bereich* $0.3 < y < 0.7$ *an*

4.2 Spurselektionen

Durch die hier vorgestellten Spurselektionen wird einerseits der kinematische Bereich, in dem diese Spuren liegen festgelegt, andererseits sind die Selektionen darauf ausgelegt Spuren auszuwählen, die sehr genau vermessen werden können, insbesondere soll eine genaue Messung des Transversalimpulses p_t ermöglicht werden. Letztendlich dienen diese Selektionen auch der Befreiung von Untergrund.

Vertexanpassung und Parametrisierung Bedingt durch die Konstruktion der zentralen Spurkammern können Spuren frühestens in einem radialen Abstand von $20\,cm$ von der Strahlposition durch die Kammer CJC1 gemessen werden (vergleiche Abbildung 9 und Tabelle 1). Der jeweilige Ereignisvertex muß also durch eine gleichzeitige Spuranpassung aller in einem Ereignis vorkommenden Spuren rekonstruiert werden. Dabei wird neben der Vertexrekonstruktion auch bestimmt, welche Spuren tatsächlich vom primären Vertex und welche aus einer sekundären Reaktion.

Für ein und dieselbe Spur werden vom Rekonstruktionsprogramm H1REC mehrere Parametrisierungen zur Verfügung gestellt. Diese unterscheiden sich danach, welche Detektorkomponenten des Spurkammersystems zur Rekonstruktion herangezogen wurden und ob die Ergebnisse

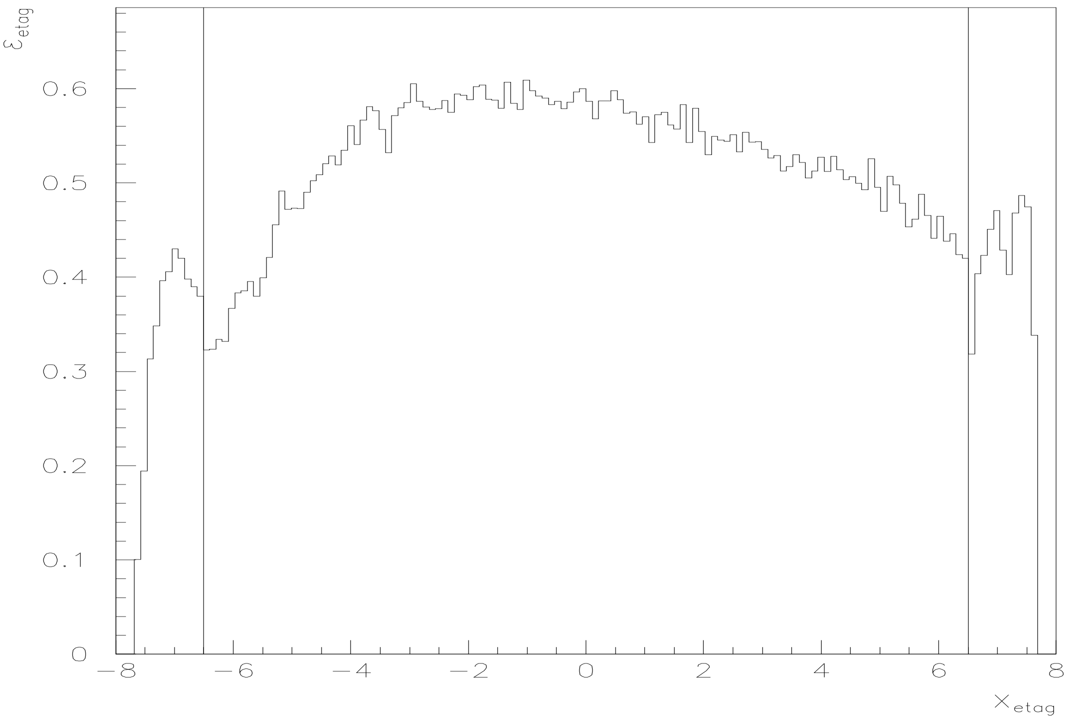


Abbildung 15: *Effizienz des Elektrondetektors ε_{etag} in Abhängigkeit von der x-Koordinate des auftreffenden Positrons. Die senkrechten Linien deuten die Einschränkung auf den Bereich $|x_{etag}| < 6.5\,cm$ an.*

der Vertexanpassung zur Spurrekonstruktion mit berücksichtigt wurden.

Für diese Analyse werden Spuren vom Primärvertex ausgehender geladener Teilchen verwendet, deren Parametrisierung alleine aus den zentralen Spurkammern CJC1, CJC2, CIZ und COZ gewonnen wurde. Es wird diejenige Parametrisierung verwendet, die das Ergebnis der Vertexanpassung mit berücksichtigt.

Transversalimpuls p_t In dieser Analyse sollen vor allem Reaktionen untersucht werden, in denen harte Prozesse, das heißt Parton-Parton Streuungen überwiegen. Da jedoch zur Zeit zuverlässige QCD-Vorhersagen für Reaktionen der Form $\gamma + p \rightarrow h + X$ nur für Hadronen h mit hohem Transversalimpuls im Endzustand gemacht werden können (vgl. [4]) und die Ergebnisse dieser Analyse mit diesen Vorhersagen verglichen werden sollen, werden nur Spuren geladener Teilchen analysiert, für die gilt:

$$p_t \;>\; 2\,GeV$$

Pseudorapidität η Um den Transversalimpuls einer Spur möglichst gut vermessen zu können ist es wichtig, daß das entsprechende Teilchen die zentralen Spurkammern in radialer Richtung voll durchquert. Dies ist abhängig von der z-Koordinate des primären Vertex z_{vtx} und vom Polarwinkel ϑ. Anstatt des Winkels ϑ kann auch die Pseudorapidität η angegeben werden. Es

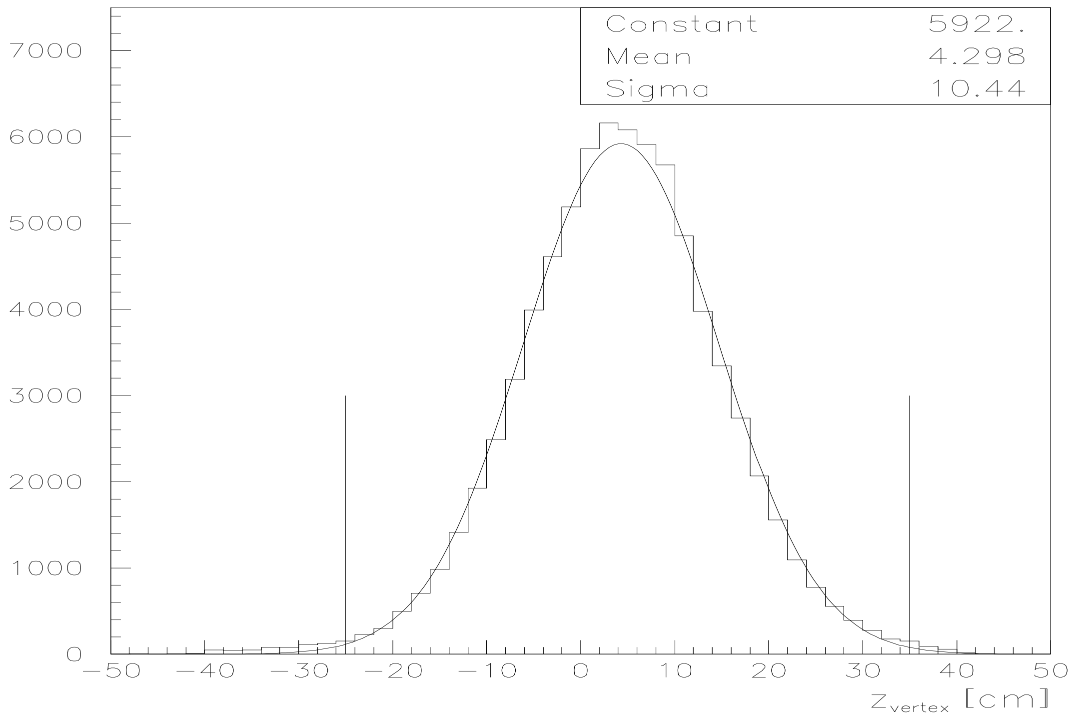


Abbildung 16: *Verteilung des Ereignisvertices z_{vtx} (Histogramm) mit angepaßter Gaussfunktion. Die senkrechten Linien deuten die Einschränkung auf den Bereich $-25cm < z_{vtx} < 35cm$ an.*

gilt:

$$\eta = \frac{1}{2}\left(\ln(p + p_z) - \ln(p - p_z)\right) = -\ln\tan\frac{\vartheta}{2} \tag{19}$$

Abbildung 17 zeigt den maximalen Wert von η, in Abhängigket von der Vertexposition z_{vtx}, den ein Teilchen haben darf, um die Stirnwand der zentralen Spurkammer gerade nicht zu durchstoßen. Aus Abbildung 17 wird ebenfalls deutlich, daß es im Sinne einer guten Spurauflösung unumgänglich ist die Vertexposition einzuschränken.

Abbildung 18 zeigt die Mittelwerte der Größe $\Delta p_t/p_t^2$ in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η. Dabei ist $\Delta p_t/p_t^2$ proportional zum Fehler des Krümmungsradius $\Delta\kappa$ einer Spur in der $r\varphi$-Ebene. Durch die senkrechten Linien in Abbildung 18 wird das für diese Analyse gewählte Intervall

$$-1 \ < \ \eta \ < \ +1$$

angedeutet. Dies entspricht einer Einschränkung des Polarwinkels ϑ auf den Bereich $40^o < \vartheta < 140^o$. Aus dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß durch diese Selektion der Fehler von p_t stark ein geschränkt wird.

Doppelspuren Durch Kalbrationsprobleme in der CJC [16] kam es vor, daß aus Drahtsignalen, die zu einer Spur gehörten zwei verschiedene Spuren rekonstruiert wurden. Dabei wurden die Drahtsignale nicht als zu einer einzelnen Spur gehörend erkannt, sondern jeweils teilweise

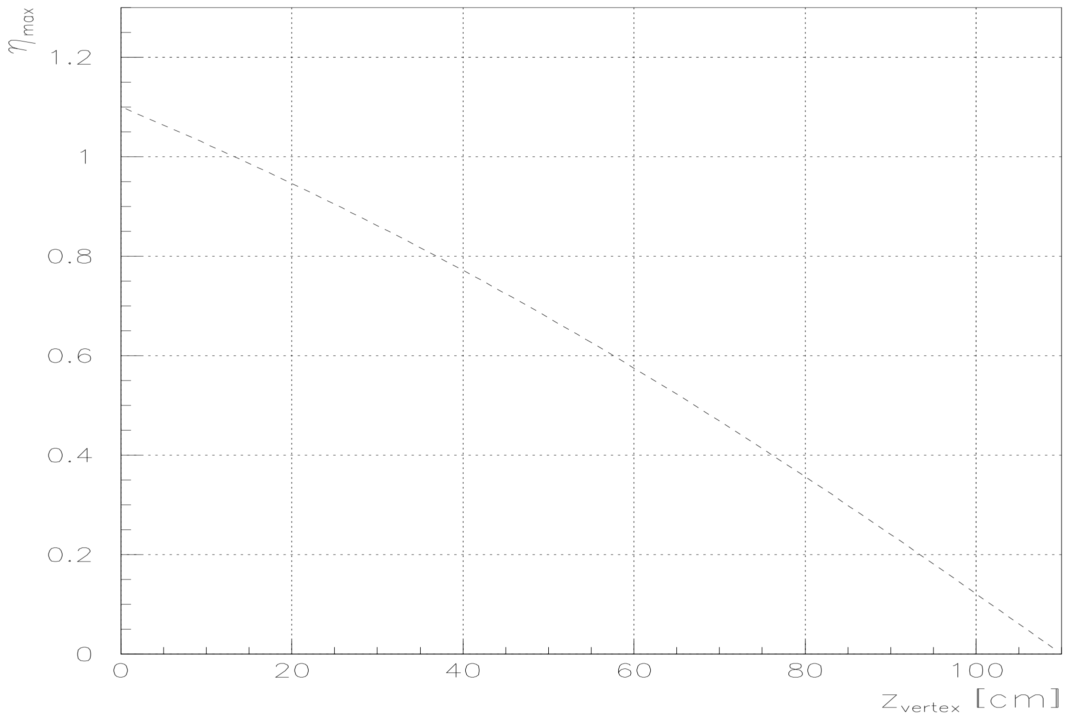


Abbildung 17: *Maximale Pseudorapidität η_{max} in Abhängigkeit von der z-Koordinate des Ereignisvertices z_{vtx}, die eine Spur haben darf, um die Stirnwand der CJC gerade nicht zu durchstoßen.*

den entsprechenden rekonstruierten Spuren zugeordnet. Um dieses Problem zu beheben werden drei der Parameter, die eine Spur beschreiben nämlich ϑ, φ und p_t für die Spuren eines Ereignisses paarweise miteinander verglichen. Stimmen zwei Spuren innerhalb der jeweiligen Fehler in obengenannten Parametern überein, so wird diejenige akzeptiert, deren radiale Spurlänge ΔR größer ist; die andere Spur wird verworfen. Die Abbildungen 19 und 20 zeigen das Ergebnis dieser Maßnahme. In Abbildung 19 ist die Korrelation des Polarwinkels ϑ zweier Spuren dargestellt für die gefordert wird, daß ihr Abstand im Azimuthwinkel φ $0.01 rad$ nicht übersteigen darf. Man erkennt, daß diese Spuren hochgradig korreliert sind. Abbildung 20 zeigt ebenfalls die Korrelation des Winkels ϑ unter der gleichen Forderung, allerdings nachdem die oben beschriebene Selektionsmaßnahme durchgeführt wurde. Der Erfolg dieser Maßnahme ist deutlich erkennbar, obwohl dieser Effekt dadurch noch nicht gänzlich beseitigt wird. Durch die im Folgenden beschriebenen Selektionen wird er jedoch so weit unterdrückt, daß er vernachlässigbar wird.

Radiale Spurlänge ΔR Im Sinne einer guten Messung des Transversalimpulses ist es wichtig, daß die entsprechenden Spuren hinreichend lang sind. Es wird gefordert:

$$\Delta R \; > \; 30\, cm \; ,$$

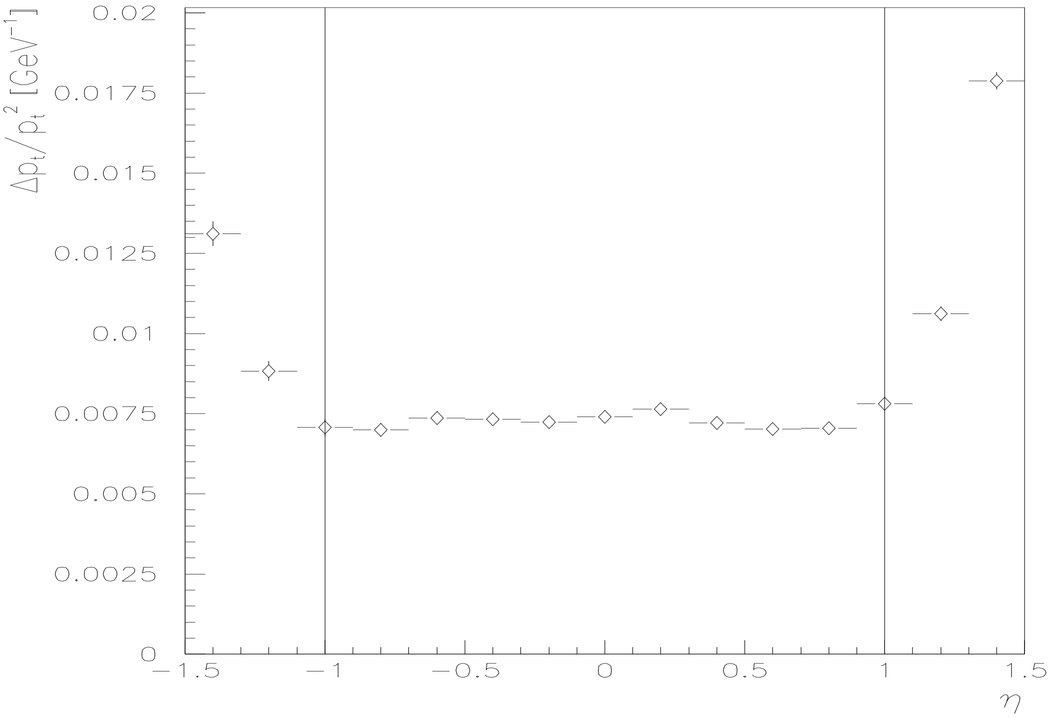


Abbildung 18: *$\Delta p_t/p_t^2$ in Abhängigkeit von η. $\Delta p_t/p_t^2$ ist proportional zum Fehler des Krümmungsradius $\Delta\kappa$ einer Spur.*

wobei ΔR nicht die eigentliche radiale Bahnlänge des Teilchens beschreibt, sondern den radialen Abstand des letzten gemessenen Punktes von der Strahlachse abzüglich dem entsprechenden Abstand des ersten gemessenen Punktes. Abbildung 21 zeigt die Verteilung von ΔR. Durch diesen Schnitt wird auch erreicht, daß der Untergrund reduziert wird. Solche Untergrundspuren können beispielsweise dadurch entstehen, daß vom Rekonstruktionsprogramm Spuren durch CJC-Rauschsignale gelegt werden. Solche Spuren sind typischerweise sehr kurz und werden durch die eben beschriebene Maßnahme eliminiert.

Abstand des Spurbeginns von der Strahlachse R_{start} Im Prinzip mit den gleichen Argumenten, wie sie für die Forderung nach einer minimalen Spurlänge vorgebracht wurden, wird auch die Forderung nach einem maximalen Abstand des Spurbeginns von der Strahlposition R_{start} begründet. Es wird gefordert:

$$R_{start} \; < \; 25\,cm$$

Die Abbildungen 22 und 23 zeigen die Verteilung dieser Größe beziehungsweise die Abhängigkeit von $\Delta p_t/p_t^2$ von R_{start}. Aus Abbildung 23 wird ersichtlich, daß der Schnitt $R_{start} < 25\,cm$ dafür sorgt, daß Spuren mit großen Fehlern im Krümmungsradius aus dem Datensatz entfernt werden.

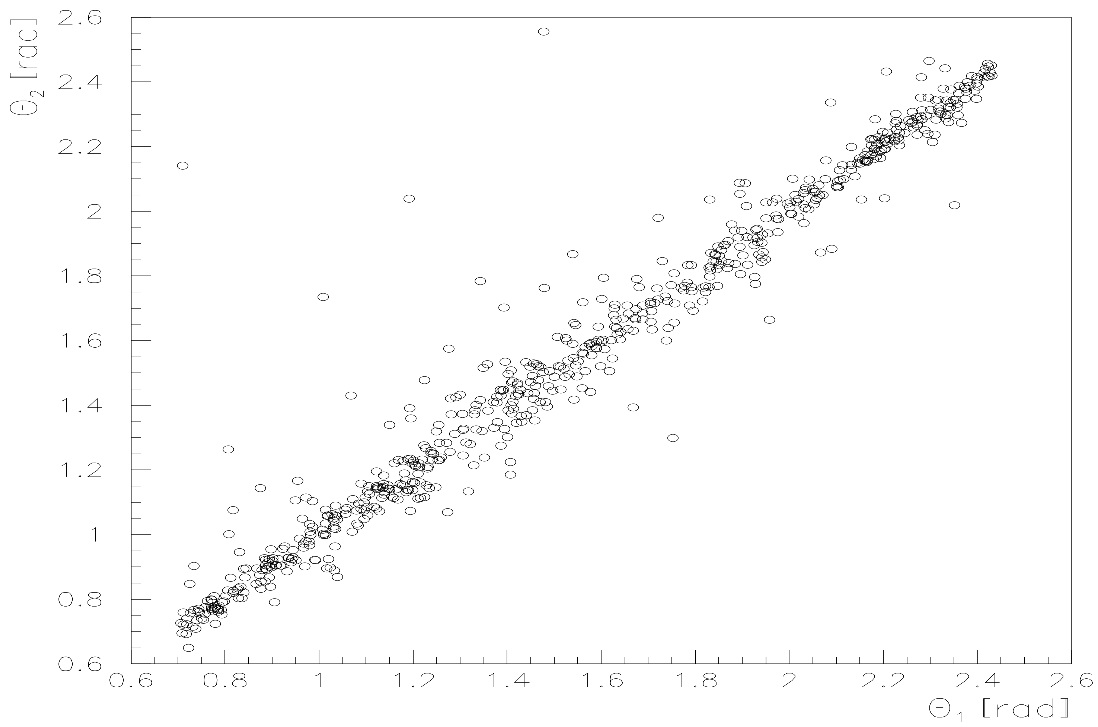


Abbildung 19: *Korrelation des Polarwinkes ϑ zweier Spuren, deren Abstand in φ 0.01rad nicht überschreiten darf.*

Azimuthwinkel φ Während der Datennahmeperiode 1994 war in der CJC1 eine Zelle defekt. Das führte dazu, daß in diesem Bereich eine verminderte Drahtsignaldichte vorlag. Abbildung 24 zeigt die mittlere Anzahl von Drahtsignalen pro Spur in Abhängigkeit vom Azimuthwinkel φ. Aufgrund der verminderten Signaldichte und der damit verbundenen schlechteren Spurauflösung wird der Bereich

$$2.2\,rad \;<\; \varphi \;<\; 2.8\,rad$$

ausgeschlossen.

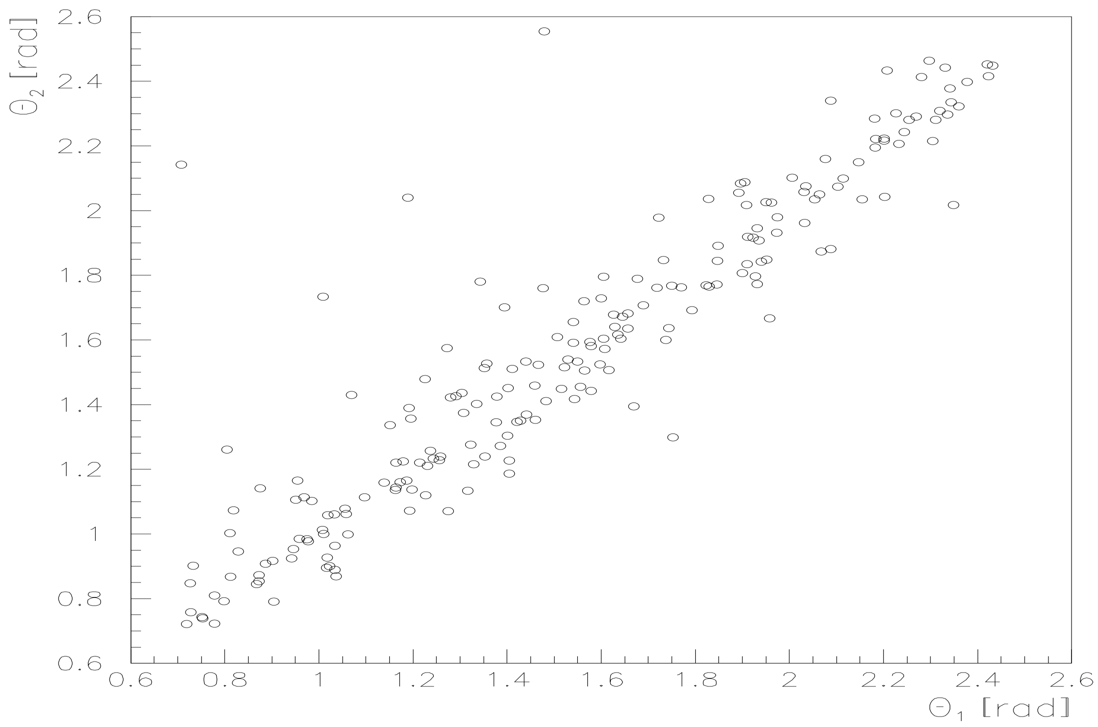


Abbildung 20: *Korrelation des Polarwinkes ϑ zweier Spuren, deren Abstand in φ 0.01rad nicht überschreiten darf, allerdings nachdem die im Text beschriebene Selektionsmaßnahme durchgeführt wurde.*

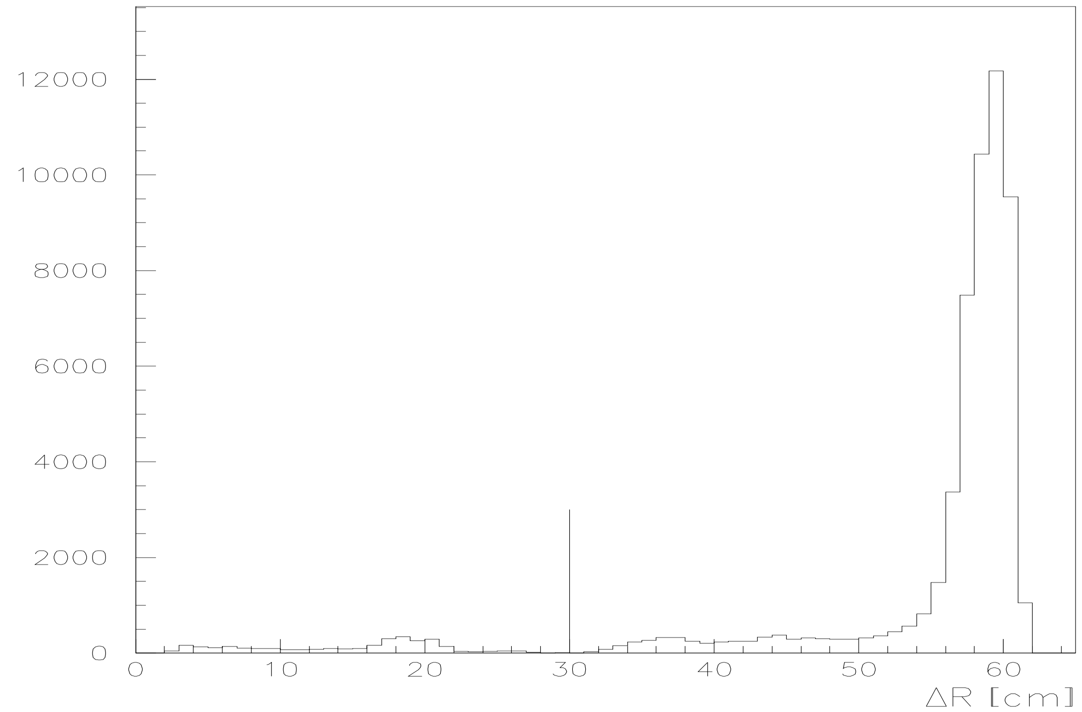


Abbildung 21: *Verteilung der Größe ΔR. Die senkrechte Linie deutet die Beschränkung auf $\Delta R > 30cm$ an.*

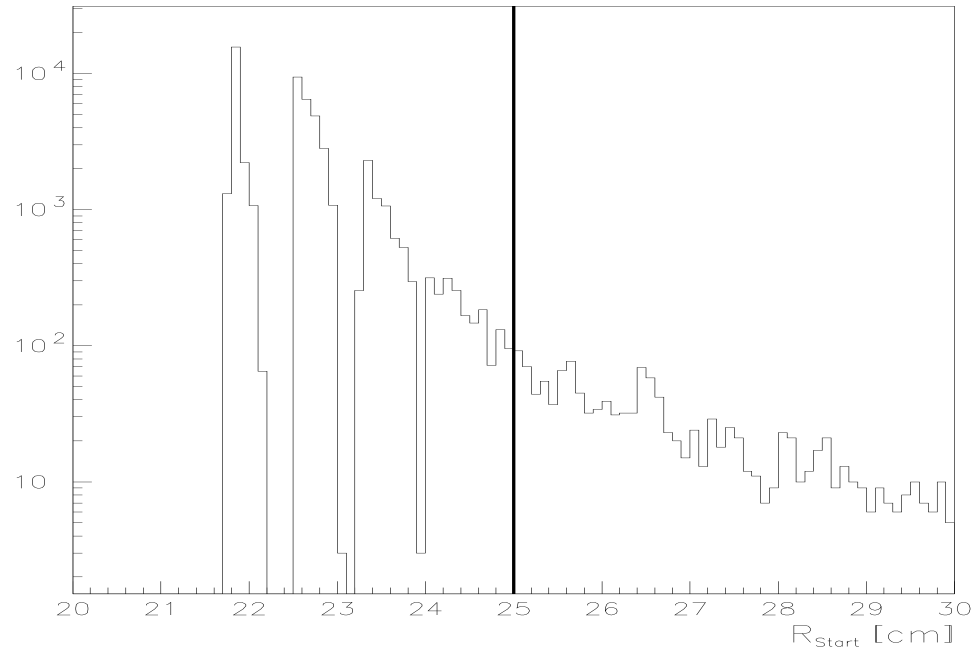


Abbildung 22: *Verteilung der Größe R_{start}. Die Lücken in der Verteilung entsprechen den Drahtabständen in der CJC1. Die senkrechte Linie deutet die Beschränkung auf $R_{start} < 25cm$ an.*

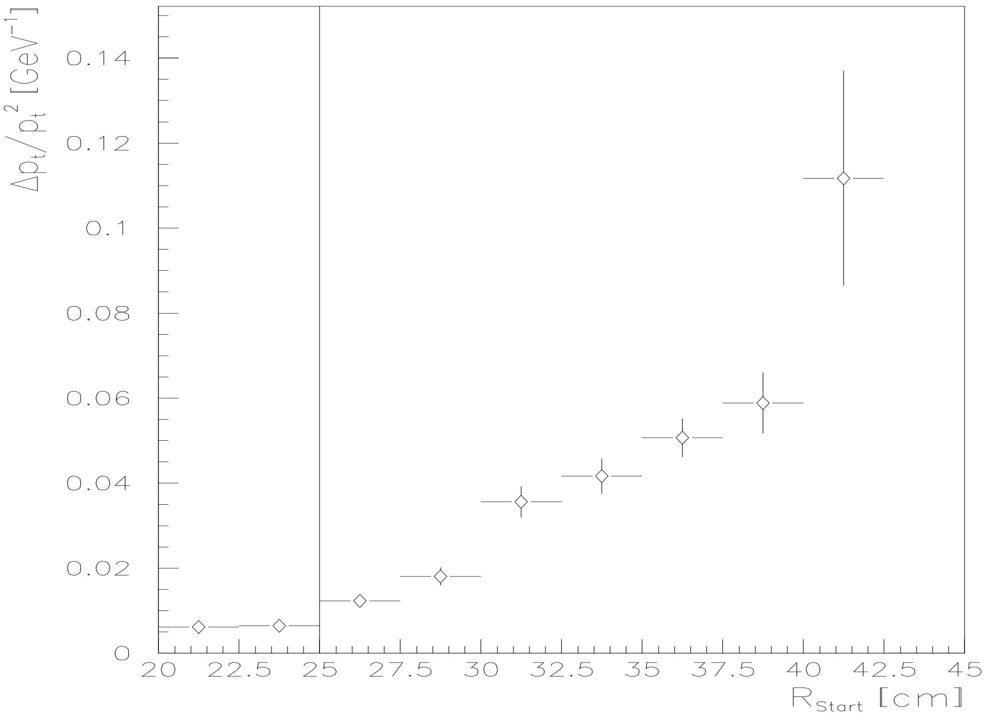


Abbildung 23: *Abhängigkeit von $\Delta p_t/p_t^2$ von R_{start}.*

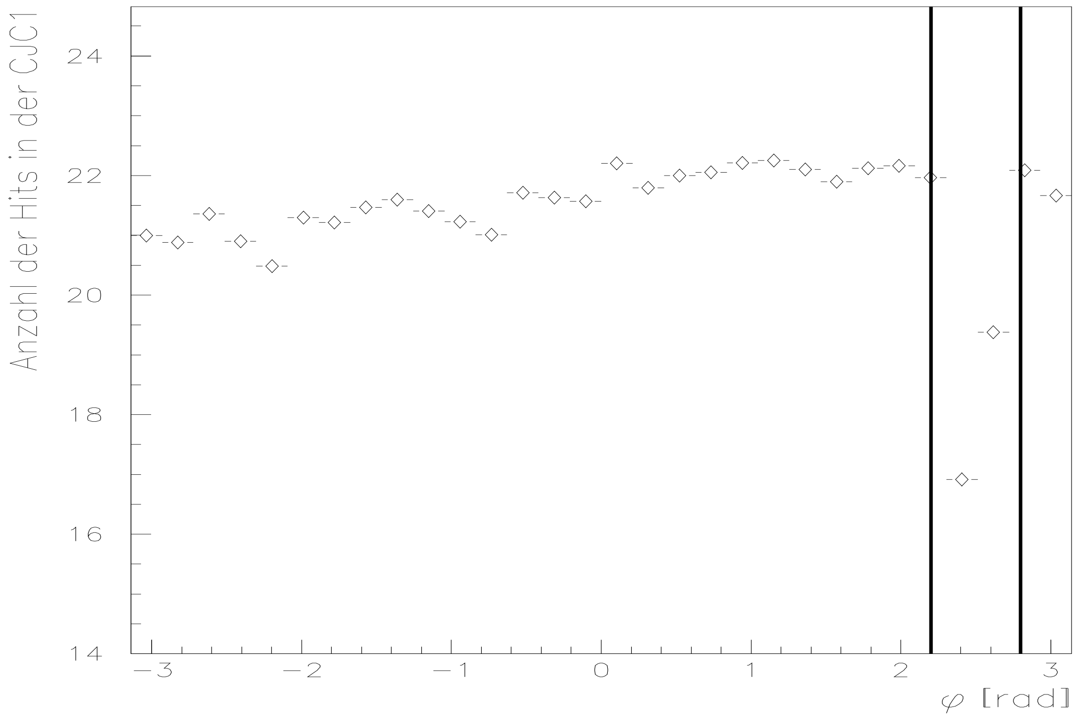


Abbildung 24: *Mittlere Anzahl von Drahtsignalen in der CJC1 in Abhängigkeit vom Azimuthwinkel φ. Deutlich ist zu erkennen der Bereich, in dem die defekte Zelle liegt. Dieser Bereich wird ausgeschlossen*

5 Monte-Carlo-Studien zur Bestimmung der Spurauflösung

Die Detektorakzeptanz und die Effizienz der Selektionen lassen sich nur mittels Monte-Carlo-Studien bestimmen. Dabei ist von entscheidender Bedeutung, daß simulierte und gemessene Ereignisse vergleichbar sind. In diesem Kapitel werden solche Vergleiche angestellt, wobei der Schwerpunkt auf dem Studium der Detektorantworten liegt und nicht auf dem Vergleich der im Bezug auf e^+p-Streuung relevanten Größen wie zum Beispiel Spektren des Transversalimpulses p_t. Vergleiche dieser Art werden in Kapitel 8 vorgenommen. Für die in diesem und in Kapitel 7. gemachten Monte-Carlo-Studien zur Detektorantwort werden simulierte Ereignisse benutzt, die vom Generator PHOJET ([30]) generiert wurden.

5.1 Detektorsimulation

Die Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen läßt sich grob in zwei Schritte unterteilen. Zunächst werden die in einem Ereignis entstehenden Teilchen und deren Viererimpulse generiert. Diese Aufgabe wird von den eigentlichen Monte-Carlo-Generatoren wie zum Beispiel PYTHIA 5.7 (vergleiche Kapitel 2.4) übernommen. Hier gehen die entscheidenden physikalischen Annahmen bezüglich der e^+p-Streuprozesse ein. Die auf diese Weise generierten Teilchen werden anschließend an das Programm H1SIM [17] übergeben. H1SIM basiert auf dem Simulationspaket GEANT [18], mit dem es möglich ist verschiedenartigste Detektorkomponenten zu simulieren. Dabei können unter anderem berücksichtigt werden:

- Eigenschaften verschiedener Teilchen wie zum Beispiel Masse, Ladung Lebensdauer, Zerfallskanäle etc.
- Wechselwirkungsprozesse dieser Teilchen mit Detektormaterial
- Materialeigenschaften des Detektors, wie zum Beispiel seine Wechselwirkungslängen
- externe elektrische und magnetische Felder
- Ionisationsprozesse und Drahtansprechwahrscheinlichkeiten bei Driftkammern

Es sei angemerkt, daß diese Liste erhebt keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit erhebt.

Mit den entsprechenden Vorgaben wird nun durch das Programm H1SIM des Antwortverhalten der Detektorkomponenten des H1-Detektors simuliert. Die so gewonnenen Daten werden in demselben Datenformat abgelegt wie experimentell gewonnene Daten. Dadurch können sie die gleiche Programmkette von Rekonstruktion, Selektion und Analyse durchlaufen.

5.2 Vergleiche verschiedener Verteilungen

5.2.1 Ereignisvertex z_{vtx}

Abbildung 25 zeigt, daß die Position des Ereignisvertices z_{vtx} im Monte-Carlo um $1.4cm$ gegenüber den Daten verschoben ist. Aus den Abbildungen 17 und 18 geht jedoch hervor, daß aufgrund dieser Verschiebung keine Diskrepanz in der Güte der Spurauflösung zwischen Daten und Monte-Carlo zu befürchten ist.

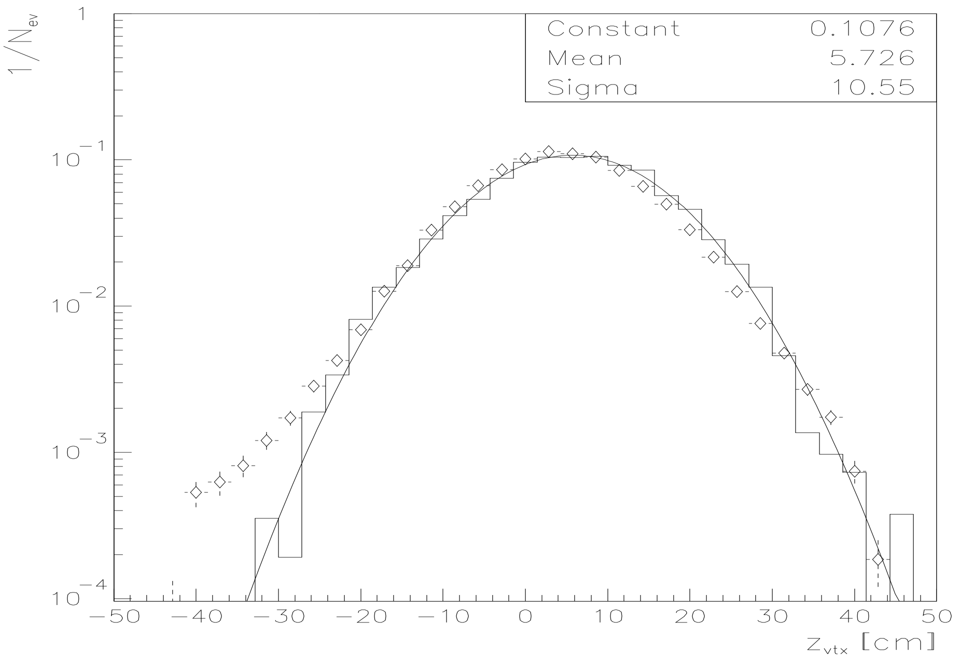


Abbildung 25: *Verteilung der z-Koordinate des Ereignisvertices von Meßergebnissen (◇) und simulierten Ereignissen (Histogramm). An die Verteilung der simulierten Ereignisse wird eine Gaußfunktion angepaßt.*

5.2.2 Ansprechverhalten der zentralen Driftkammern

CJC1 Entscheidend für eine gute Simulation des zentralen Spurkammersystems ist, daß die mittlere Anzahl von Drahtsignalen pro Spur gut simuliert wird.

Abbildung 26 zeigt diese Größe in Abhängigkeit vom Azimuthwinkel φ. Der ineffiziente Sektor im Bereich $2.2\,rad < \varphi < 2.8\,rad$ wird gut simuliert. Weiterhin zeigt sich, daß im Mittel pro Spur weniger Drahtsignale simuliert werden. Die Diskrepanz liegt in einer Größenordnung von 15%. Der Abstand des Spurbeginns von der Strahlachse R_{start} wird von der CJC1 gemessen. Abbildung 27) zeigt die entsprechenden Verteilungen dieser Größe für Meßdaten und simulierte Ereignisse. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

CJC2 Für die CJC2 stellt sich die Situation anders dar. Aus Abbildung 28 ist ersichtlich, daß es in dieser Kammer mehrere ineffiziente Sektoren gibt. Diese werden durch die Simulation nur unzureichend repräsentiert. Auch in Bereichen, in denen nicht von durch defekte Sektoren bedingten Ineffizienzen ausgegangen werden kann, werden im Mittel um etwa 15% zu viele Drahtsignale pro Spur simuliert. Diese Diskrepanz findet Eingang in die Verteilung der radialen Spurlänge ΔR (vergleiche Abbildung 29). Da der Endpunkt R_{end} der meisten Spuren von der CJC2 gemessen wird und die Ineffizienz dieser Kammer unzureichend simuliert wird, stimmen auch die Verteilungen von $\Delta R = R_{start} - R_{end}$ nur näherungsweise überein.

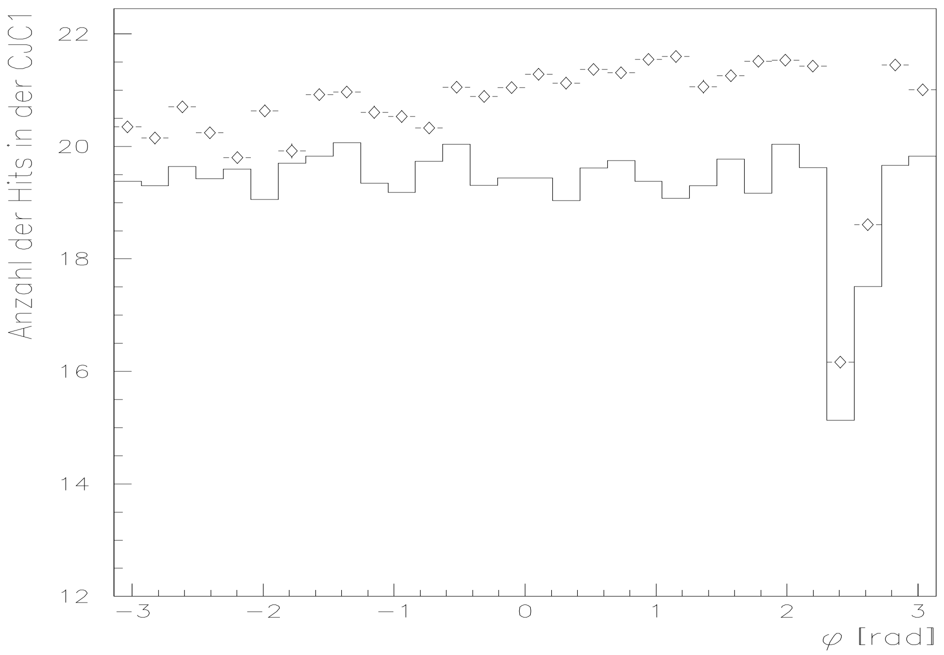


Abbildung 26: *Mittlere Anzahl von Hits in der CJC1 in Abhängigkeit von φ für Meßdaten ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm)*

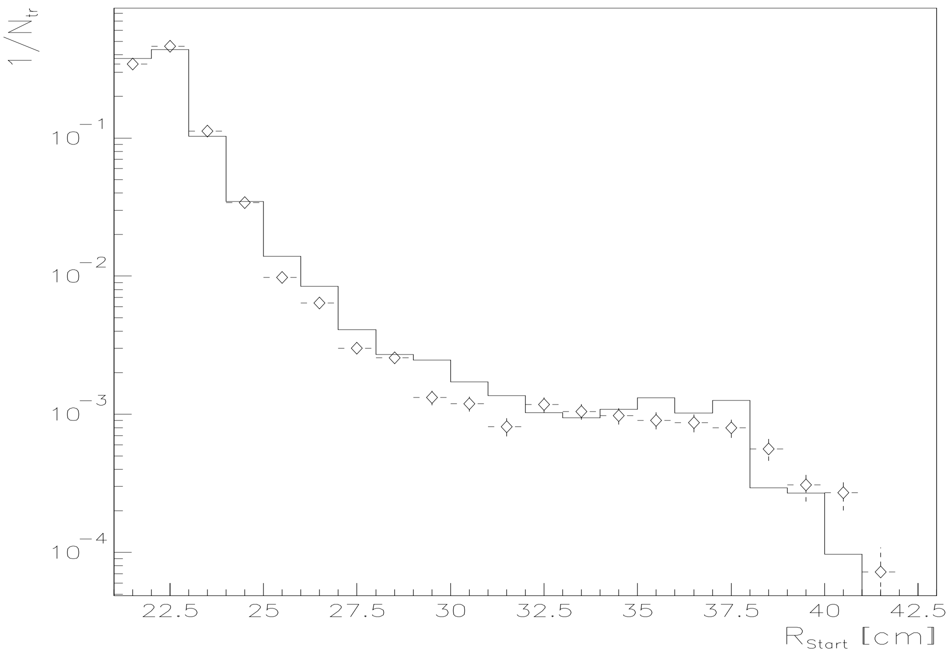


Abbildung 27: *Verteilung des Abstandes des Spurbeginns von der Strahlachse für Meßdaten ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm)*

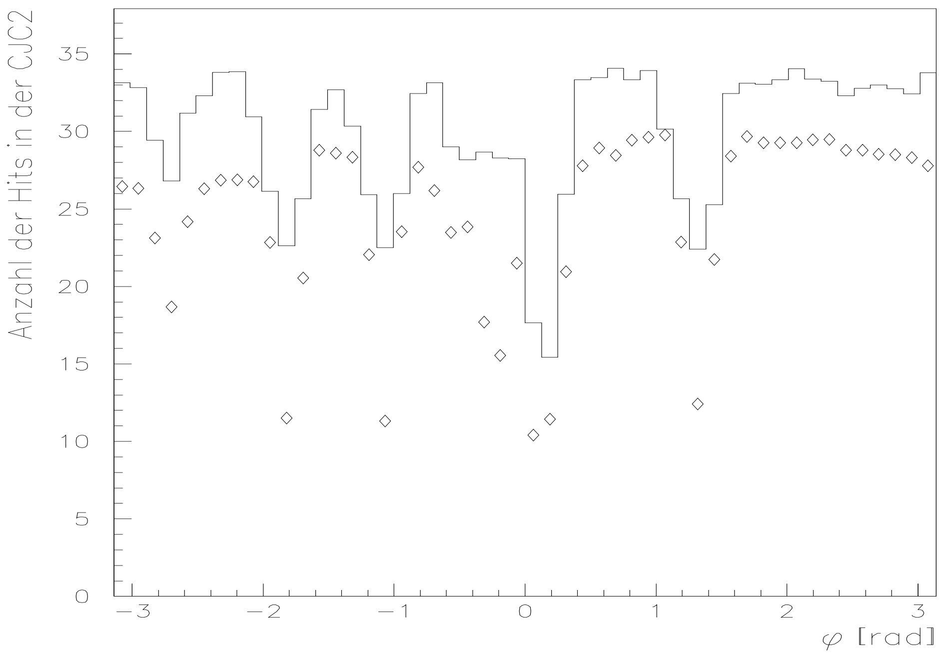


Abbildung 28: *Mittlere Anzahl von Hits in der CJC2 in Abhängigkeit von φ für Meßdaten ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm)*

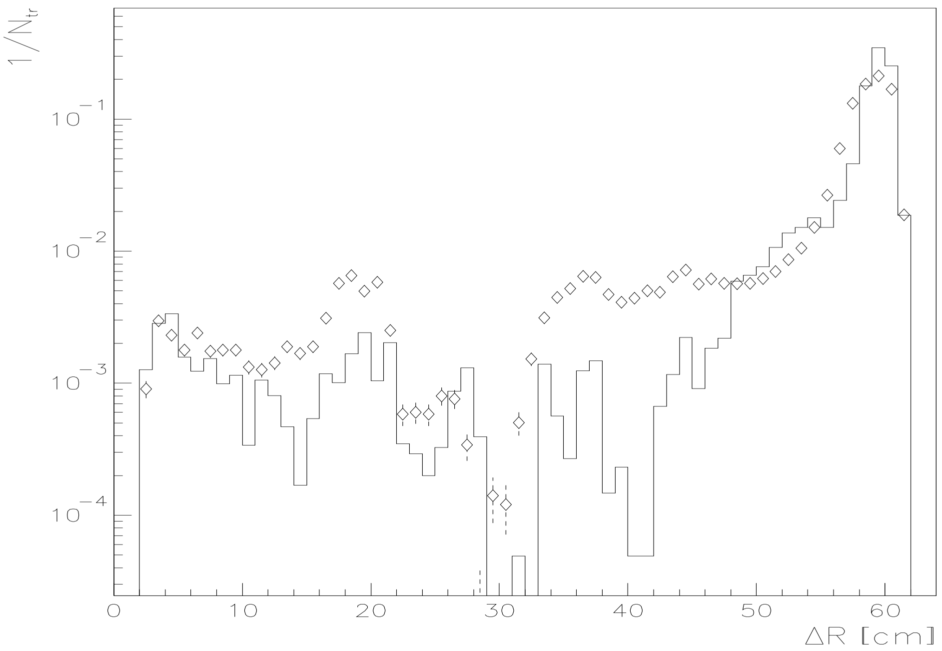


Abbildung 29: *Verteilung der radialen Spurlänge für Meßdaten ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm)*

5.2.3 Spurparameter

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, sollen hier nicht die im Bezug auf e^+p-Streuung physikalisch relevanten Spurparameter p_t, ϑ und φ verglichen werden, sondern die Genauigkeit mit der diese gemessen werden. Eine Gegenüberstellung der entsprechenden gemessenen und simulierten Spektren erfolgt in Kapitel 7. Mittels Monte-Carlo Studien ist es möglich einen direkten Vergleich zu ziehen zwischen den tatsächlich simulierten Werten für die Spurparameter und den entsprechenden Werten, die von der Rekonstruktion bestimmt werden. Rückschlüsse auf die Meßdaten ergeben sich schließlich, indem die im Rahmen der Spurrekonstruktion bestimmten Fehler für Daten und simulierte Ereignisse direkt miteinander verglichen werden.

Azimuthwinkel φ Abbildung 30 zeigt die Verteilung der aus der Spurrekonstruktion bestimmten Fehler $\Delta\varphi$ für Meßwerte und simulierte Ereignisse. Auffällig ist, daß das Spektrum der aus simulierten Ereignissen gewonnen Werte für $\Delta\varphi$ um etwa $10^{-4} rad$zu höheren Werten hin verschoben ist. Die Form der beiden Verteilungen stimmt jedoch recht gut überein.

Abbildung 31 gibt Auskunft über die Qualität des aus der Rekonstruktion simulierter Ereignisse bestimmten Fehlers. Gezeigt ist die Differenz zwischen simuliertem und rekonstruiertem Wert für φ dividiert durch den entsprechenden Wert $\Delta\varphi$. An diese Verteilung wird eine Gaußkurve angepaßt. Für einen gut repräsentierten Fehler $\Delta\varphi$ wird erwartet, daß Gaußkurve den Schwerpunkt bei $(\varphi^{sim} - \varphi^{rec})/\Delta\varphi = 0$ und die Standardabweichung $\sigma = 1$ hat. Bei der in Abbildung 31 angepaßten Funktion zeigt sich jedoch, daß $\sigma = 1.3$ beträgt. Dies bedeutet, daß der Fehler $\Delta\varphi$ als zu klein bestimmt wird und läßt den Schluß zu, daß $\Delta\varphi$ in experimentell bestimmten Daten ebenfalls zu klein ist, zumal in der Simulation von einem perfekt kalibrierten Detektor ausgegangen wird. Da die Fehler $\Delta\varphi$ in den Meßdaten und in simulierten Ereignissen lediglich in einer Größenordnung von $10^{-3} rad$ liegen, kann man von einer guten Messung des Azimuthwinkels ausgehen.

Polarwinkel ϑ Dieselben Vergleiche wie für den Winkel φ werden auch für den Polarwinkel ϑ gemacht. Abbildung 32 zeigt die Verteilung der aus der Spurrekonstruktion bestimmten Fehler des Polarwinkels ϑ. Es zeigen sich tendenziell größere Fehler in den Meßdaten.

In Abbildung 33 ist die Verteilung der Differenz zwischen simulierten und rekonstruierten Winkeln ϑ dividiert durch den entsprechenden Fehler $\Delta\vartheta$ mit angepaßter Gaußkurve dargestellt. Die Form der ermittelten Verteilung weicht signifikant von der Form der Gaußkurve ab. Weiterhin ist zu beachten, daß die Breite der Verteilung weitaus kleiner ist als 1. Daraus ist zu schließen, daß der Fehler $\Delta\vartheta$ als zu groß bestimmt wird. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Größe $\Delta\vartheta$ zwischen Meßdaten und simulierten Ereignissen läßt sich dieser Schluß auch auf die Meßdaten ausdehnen.

Transversalimpuls p_t Hier soll der Fehler der p_t-Messung untersucht werden. Da der Fehler des Transversalimpulses von p_t selbst abhängt wird die Größe $\Delta p_t/p_t^2$ analysiert. Sie ist proportional zum Fehler des inversen Krümmungsradius einer Spur $\Delta\kappa$, was aus folgender Überlegung

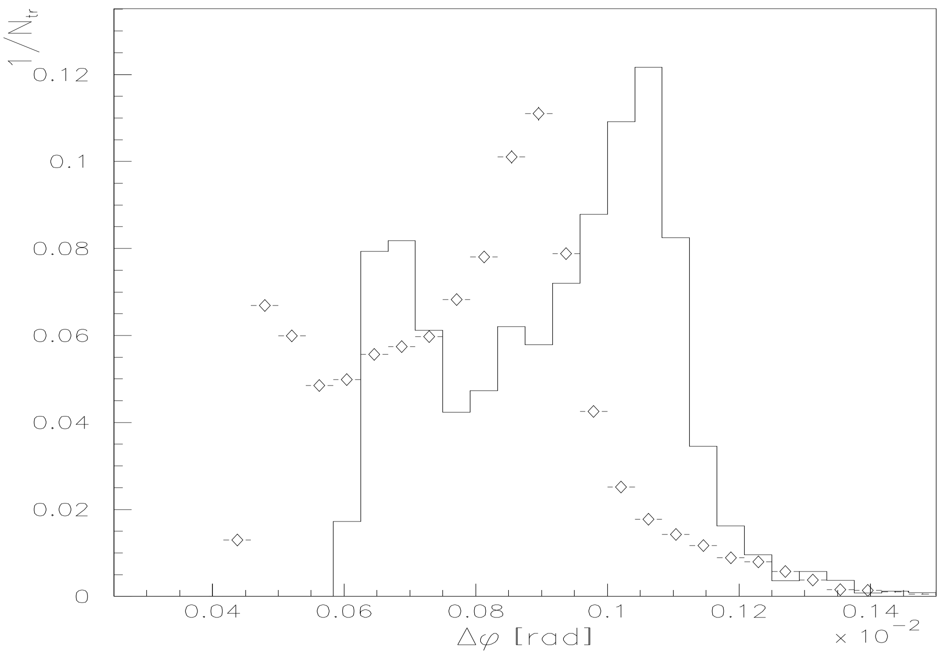


Abbildung 30: *Verteilung der aus der Rekonstruktion bestimmten Fehler $\Delta\varphi$ für Meßdaten ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm)*

hervorgeht:

$$\kappa = \frac{c}{p_t} \quad \Longrightarrow \quad \Delta\kappa = c \cdot \frac{\Delta p_t}{p_t^2} \tag{20}$$

c ist dabei eine Proportionalitätskonstante.

Abbildung 34 zeigt die Verteilungen der aus der Spurrekonstruktion bestimmten Größe $\Delta p_t/p_t^2$ für Meßergebnisse und simulierte Ereignisse. Es zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung dieser Größe obwohl auffällig ist, daß die Verteilung für experimentell bestimmte Daten systematisch um etwa $5 \cdot 10^{-4} GeV^{-1}$ zu kleineren Werten hin verschoben ist.

Abbildung 35 zeigt die Verteilung der Differenz zwischen simulierten und und rekonstruierten Transversalimpulsen p_t dividiert durch den entsprechenden Fehler Δp_t. Die angepaßte Gaußfunktion zeigt die Standardabweichung $\sigma = 1.4$. Daraus ist zu schließen, daß die Fehler der Transversalimpulsmessung Δp_t als zu klein bestimmt werden. Dieses Ergebnis ist ebenfalls auf die Meßdaten auszudehnen.

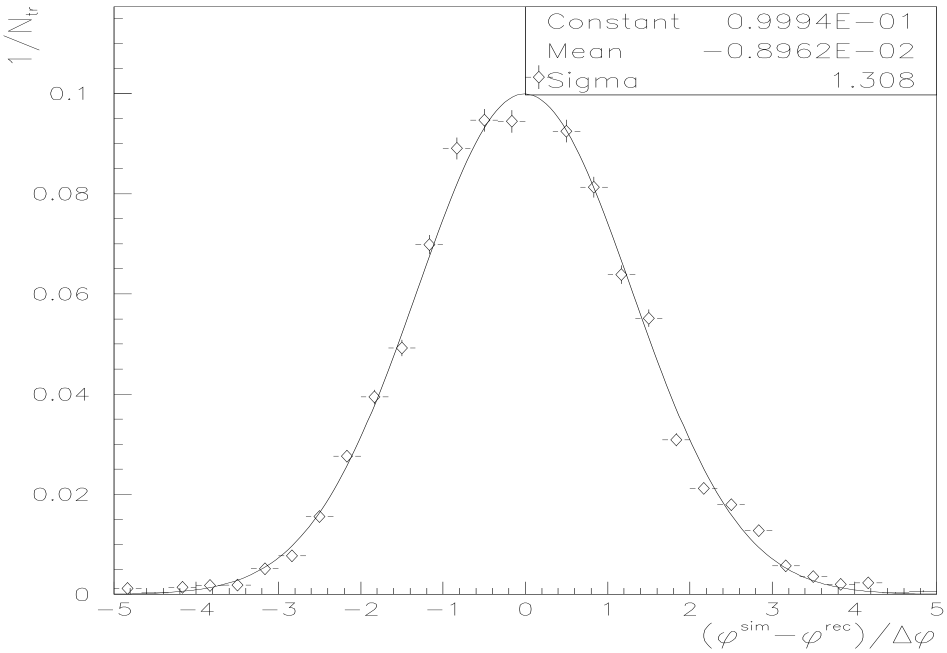


Abbildung 31: *Differenz zwischen simuliertem und rekonstruiertem Wert für φ dividiert durch den entsprechenden Wert $\Delta\varphi$ für simulierte Ereignisse ($\diamond$). An die Verteilung wird eine Gaußkurve angepaßt.*

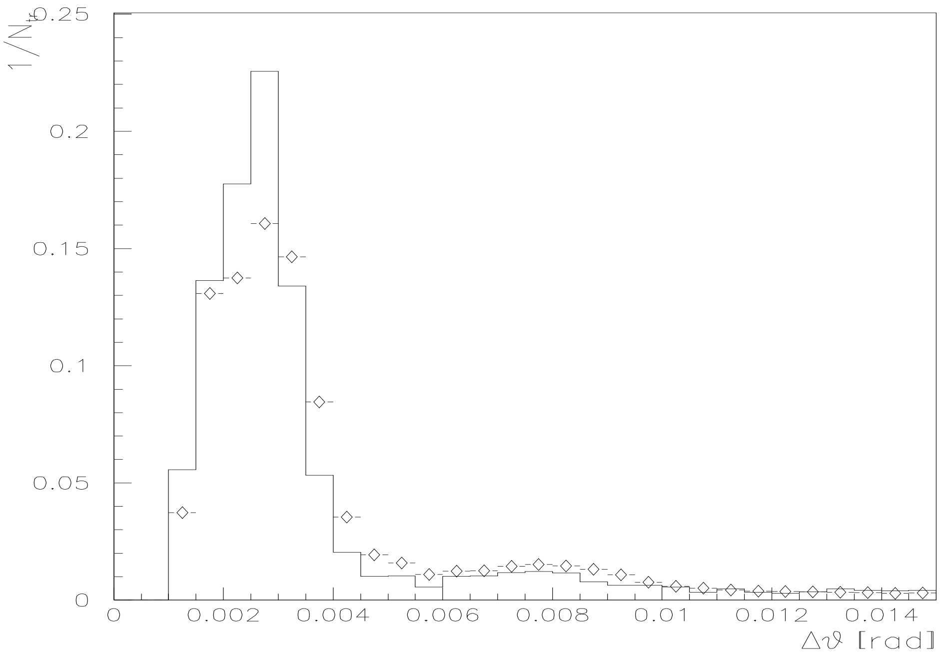


Abbildung 32: *Verteilung der aus der Rekonstruktion bestimmten Fehler $\Delta\vartheta$ für Meßdaten ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm)*

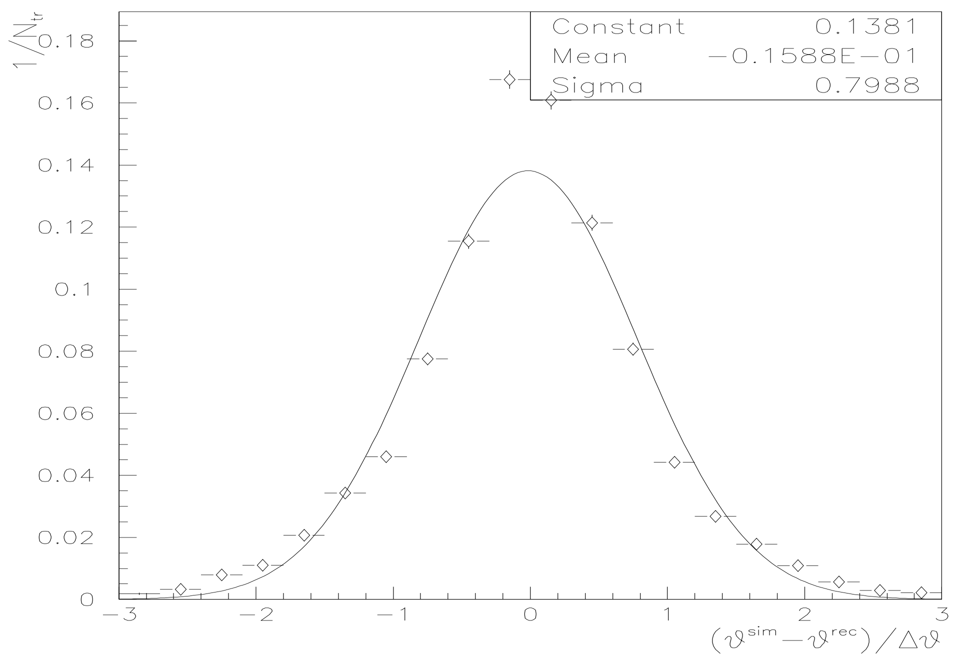


Abbildung 33: *Differenz zwischen simuliertem und rekonstruiertem Wert für ϑ dividiert durch den entsprechenden Wert $\Delta\vartheta$ für simulierte Ereignisse ($\diamond$). An die Verteilung wird eine Gaußkurve angepaßt.*

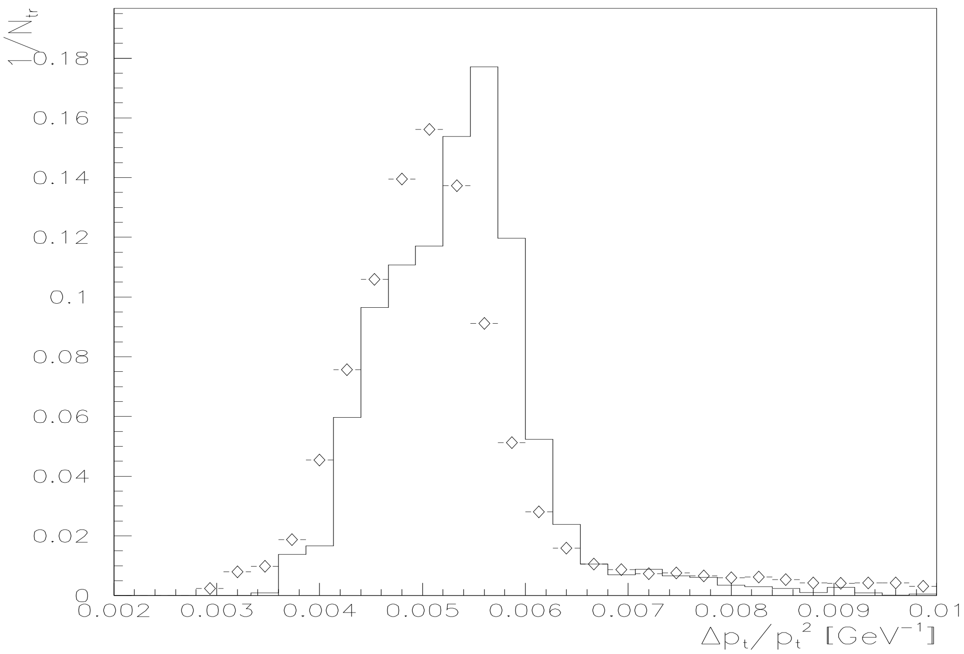


Abbildung 34: *Verteilung der aus der Rekonstruktion bestimmten Fehler Δp_t für Meßdaten ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm)*

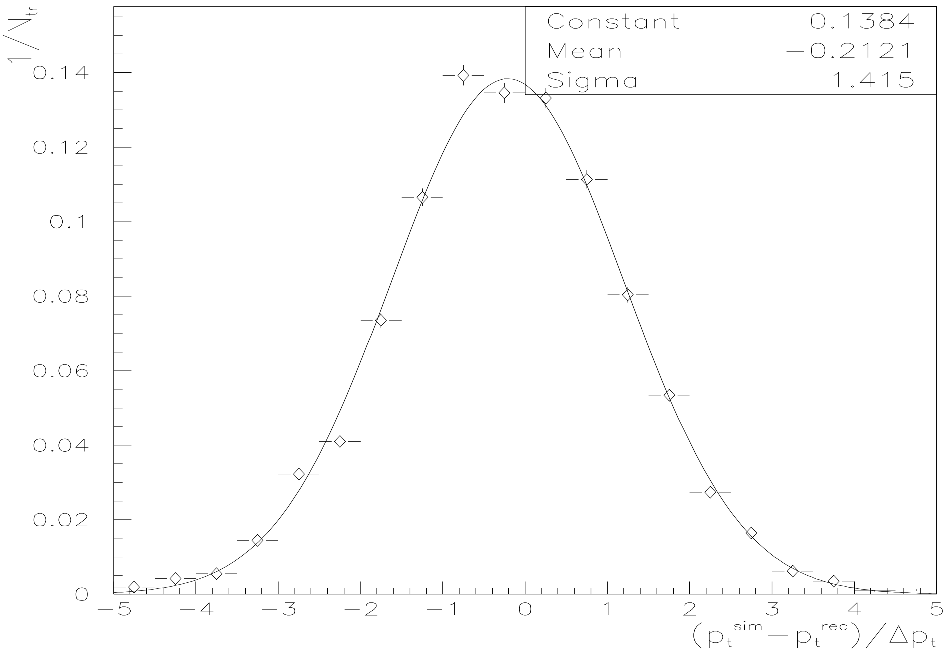


Abbildung 35: *Differenz zwischen simuliertem und rekonstruiertem Wert für p_t dividiert durch den entsprechenden Wert Δp_t für simulierte Ereignisse ($\diamond$). An die Verteilung wird eine Gaußkurve angepaßt.*

6 Überprüfung des selektierten Datensatzes

Durch die in Kapitel 4 vorgestellten Selektionen werden Fehlmessungen zwar zum größten Teil eliminiert, trotzdem ist es noch notwendig den verbleibenden Datensatz kritisch zu prüfen, insbesondere im Hinblick auf systematisch bedingte Meßfehler. Im Folgenden werden diese Überprüfungen vorgestellt.

6.1 Messung hoher Transversalimpulse

Besonderes Augenmerk muß der Überprüfung von Spuren mit sehr hohen Transversalimpulsen, das heißt Spuren mit $p_t > 8\,GeV$, gewidmet werden. Sollte es nämlich vorkommen, daß durch Fehler in der Spurrekonstruktion Spuren mit eigentlich weitaus geringeren Transversalimpulsen so rekonstruiert werden, daß sie in diesem Bereich zu liegen kommen, so würde das zu einer drastischen Verfälschung des zu bestimmenden Wirkungsquerschnittes führen, da naturgemäß in diesem Bereich des Spektrums nicht viele Spuren liegen. Zur Überprüfung des Bereiches $p_t > 8\,GeV$ dienen die beiden Untersuchungen, die im Folgenden vorgestellt werden.

Prinzipiell steht zu befürchten, daß insbesondere kurze Spuren falsch rekonstruiert werden, da der zu p_t proportionale Spurkrümmungsradius in der $r\varphi$-Projektion mit abnehmender Spurlänge immer ungenauer bestimmbar wird.

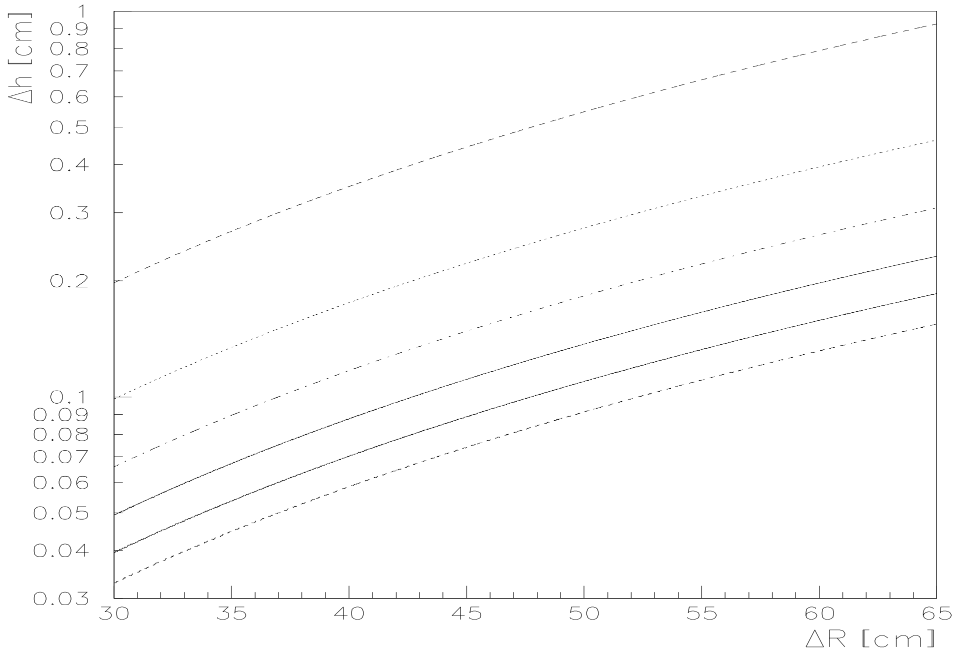


Abbildung 36: *Höhe des durch eine Spur beschriebenen Kreissegments in Abhängigkeit von dessen Sekantenlänge für verschiedene Transversalimpulse p_t. Die oberste Kurve entspricht $p_t = 2\,GeV$, jede darunterliegende einer Steigerung um $p_t = 2\,GeV$, die unterste Kurve entspricht $p_t = 12\,GeV$.*

In Abbildung 36 ist die Höhe Δh des durch eine Spur beschriebenen Kreissegments in Abhängigkeit von der Sekantenlänge ΔR für verschiedene Transversalimpulse p_t dargestellt. Diese Höhe beträgt beispielsweise für eine Spur mit $p_t = 12\,GeV$ und einer Sekantenlänge von $\Delta R = 30\,cm$ etwa $340\,\mu m$. Dies entspricht der doppelten Ortsauflösung der zentralen Spurkammern in der $r\varphi$-Ebene für ein einzelnes Drahtsignal (vergleiche Tabelle 1). Da aber eine Spur naturgemäß aus mehreren Drahtsignalen rekonstruiert wird, sollte selbst für die extreme Bedingung $\Delta R = 30\,cm$ und $p_t = 12\,GeV$ der Transversalimpuls dieser Spur noch zufriedenstellend gemessen werden.

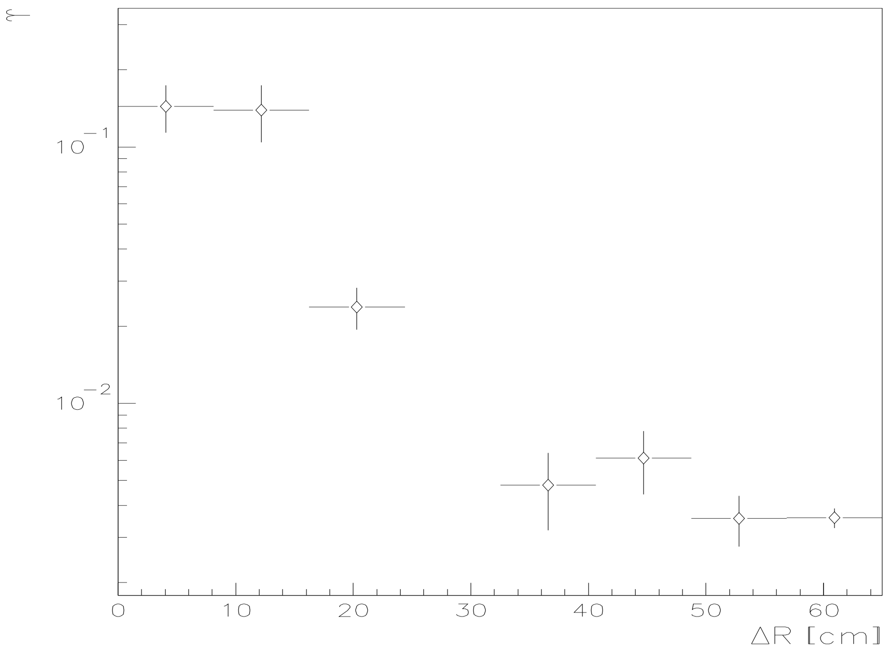


Abbildung 37: *Verhältnis zwischen Spuren mit $p_t > 8\,GeV$ und allen selektierten Spuren ($p_t > 2\,GeV$) in Abhängigkeit von der radialen Spurlänge ΔR.*

Zur diesbezüglichen Überprüfung des selektierten Datensatzes wird das Verhältnis zwischen Spuren mit $p_t > 8\,GeV$ und allen selektierten Spuren gebildet und gegen die radiale Spurlänge ΔR aufgetragen (vergleiche Abbildung 37). Aus dieser Abbildung ist zu erkennen, daß es im Bereich kurzer Spuren mit $\Delta R < 30\,cm$ zu einer deutlichen Anhäufung von Spuren mit $p_t > 8\,GeV$ kommt. Von auflösungsbedingten großen Ungenauigkeiten ist hier auszugehen. Im selektierten Bereich $\Delta R > 30\,cm$ sind solche Anhäufungen nicht feststellbar, was ein Indiz dafür ist, daß es sich dabei um gut vermessene Spuren handelt. Dies bedarf jedoch einer weiteren Überprüfung.

Eine andere Möglichkeit zur Prüfung, ob es sich bei Spuren, die mit hohem Transversalimpuls gemessen werden, auch tatsächlich um Teilchen mit hohen Transversalimpulsen handelt, ergibt sich, indem als Referenz das Flüssigargon-Kalorimeter hinzugezogen wird. Dazu werden die von der zentralen Spurkammer gemessenen Spuren in das Kalorimeter extrapoliert. Um die in das Kalorimeter verlängerte Flugbahn der Teilchen wird eine zylindrische Maske angelegt mit eben jener Flugbahn als Achse, wobei als Radius für den Zylinder 25 cm im elektromagnetischen und 35 cm im hadronischen Kalorimeter gewählt wird. Die Energiedeposition innerhalb jenes Zylinders im Kalorimeter wird, um mit dem Transversalimpuls vergleichbar zu sein, mit dem Sinus des Polarwinkels ϑ multipliziert. Im Folgenden wird die so bestimmte Größe als Transversalenergie E_t bezeichnet.

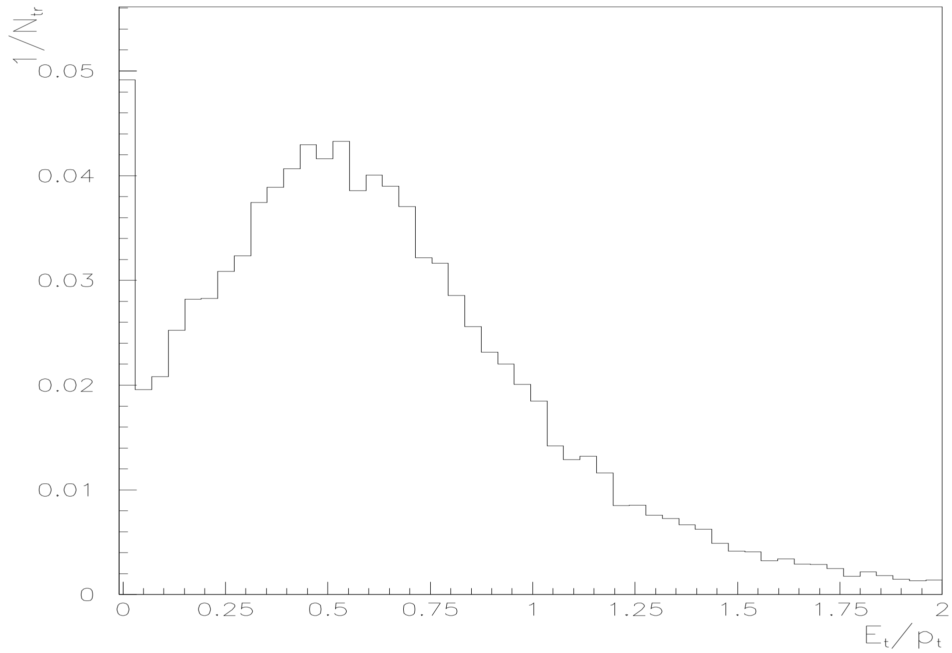


Abbildung 38: *Verteilung des Verhältnisses zwischen Transversalenergie E_t und Transversalimpuls p_t für alle selektierten Spuren.*

Die Transversalenergie E_t wird mit dem Tranversalimpuls p_t ins Verhältnis gesetzt. Abbildung 38 zeigt die Verteilung dieses Verhältnises. Die Breite dieser Verteilung ist durch das Auflösungsvermögen des Kalorimeters bedingt, welches durch die begrenzte Größe der zylindrischen Maske nochmals herabgesetzt wird. Außerdem ist zu bedenken, daß mehrere Teilchen innerhalb eines ausgewählten zylindrischen Kalorimeterbereichs Energie deponieren können, welche anschließend ausschließlich einem Teilchen zugeordnet wird. Die starke Anhäufung bei $E_t/p_t = 0$ zeigt, daß etwa 5% aller Spuren kein Kalorimetersignal liefern. Dabei handelt es sich entweder um falsch gemessene Spuren, was allerdings aufgrund der Forderung $\Delta R > 30cm$ sehr unwahrscheinlich erscheint, oder aber dieser Effekt ist auf das Ansprechverhalten des Kalorimeters zurückzuführen.

Abbildung 39 zeigt das ϑ-Spektrum der Spuren, bei denen keine Energiedepositipon im Kalorimeter nachweisbar ist. Vergleicht man diese Verteilung mit der in Abbildung 40 dargestellten rz-Projektion der Kalorimeterkomponenten, so stellt sich heraus, daß die Anhäufungen bei $\vartheta \simeq 50^o$ und bei $\vartheta \simeq 85^o$ mit Übergängen zwischen Einzelkomponenten des Flüssigargonkalorimeters korrespondieren. Die starke Anhäufung bei $\vartheta \simeq 135^o$ ist schließlich darauf

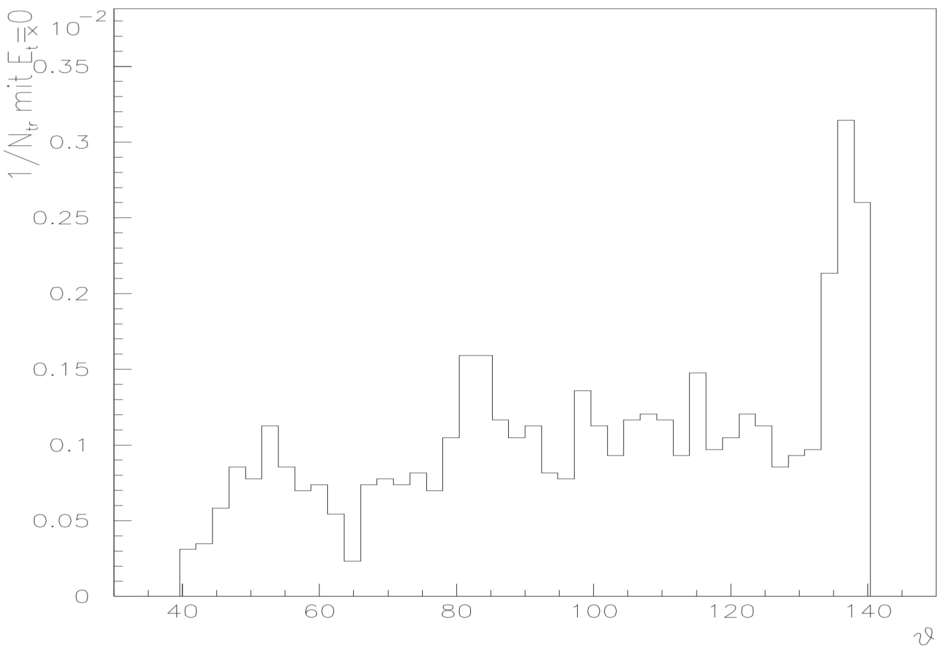


Abbildung 39: *Verteilung des Polarwinkels ϑ für Spuren, bei denen keine Energiedeposition im Kalorimeter nachweisbar ist.*

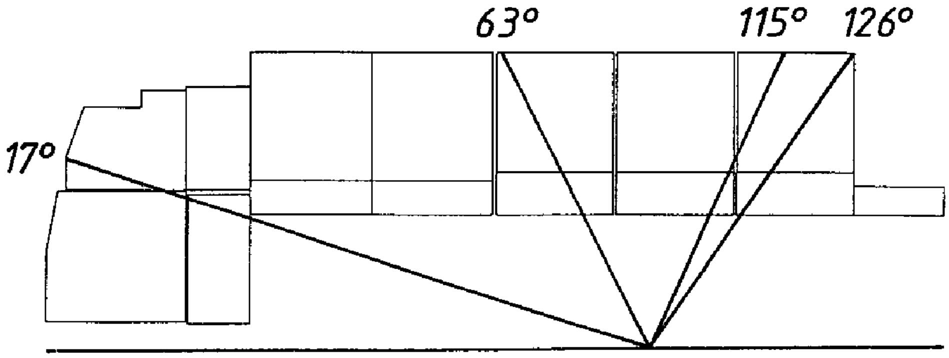


Abbildung 40: *Anordnung der Komponenten des Flüssigargonkalorimeters in der rz-Ebene.*

zurückzuführen, daß in diesem Bereich nur noch ein elektromagnetisches aber kein hadronisches Kalorimeter mehr installiert ist. Bei den restlichen Spuren, bei denen im Kalorimeter keine Energiedeposition nachweisbar ist, ist davon auszugehen, daß die entsprechenden Signale durch Maßnahmen zur Rauschunterdrückung weggefiltert wurden.

Das gleiche Verhältnis wird nun für Teilchen mit $p_t > 8\,GeV$ gebildet (siehe Abbildung 41). Es ist zu erkennen, daß für jede dieser Spuren eine Energiedeposition im Kalorimeter nachgewiesen wird, wobei das Verhältnis E_t/p_t im Vergleich zu dem in Abbildung 38 dargestellten im

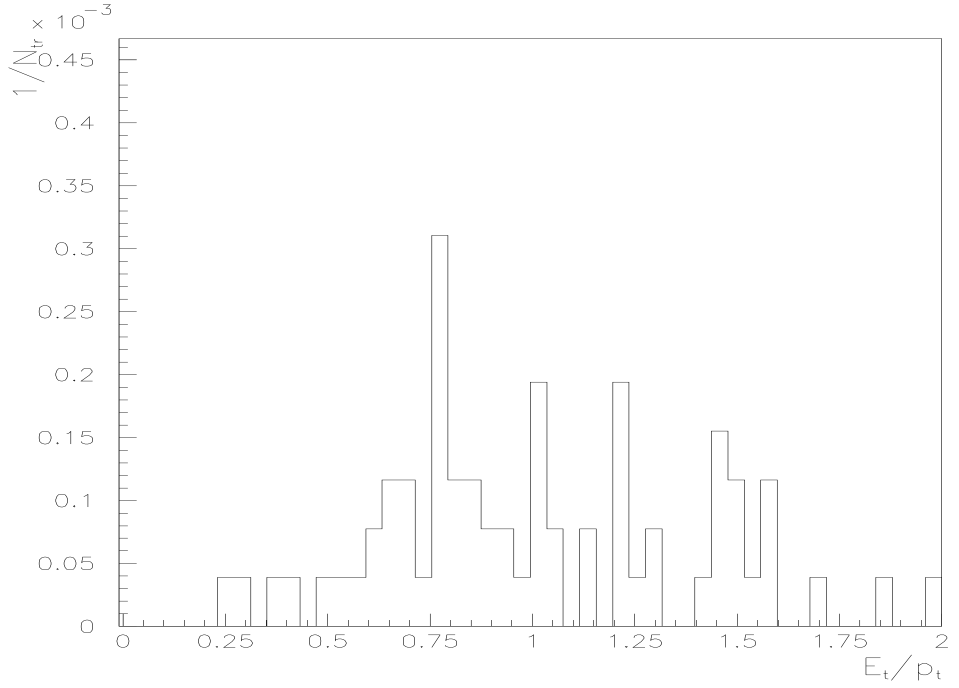


Abbildung 41: *Verteilung des Verhältnisses zwischen Transversalenergie E_t und Transversalimpuls p_t für Spuren mit $p_t > 8\,GeV$*

Mittel größer ist. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die relativen Verluste im Kalorimeter durch Maßnahmen zur Rauschunterdrückung zurückgehen. Für Spuren mit falsch gemessenen Transversalimpulsen würde man eine Anhäufung in dieser Verteilung bei kleinen Werten von E_t/p_t erwarten. Dies ist aber nicht der Fall.

Nimmt man dieses Ergebnis zusammen mit der Tatsache, daß es für Spuren mit $\Delta R > 30\,cm$ keine Anhäufung mit Spuren $p_t > 8\,GeV$ gibt, so ist davon auszugehen, daß der selektierte Datensatz keine Spuren enthält, die zwar mit hohem Transversalimpuls rekonstruiert werden, tatsächlich aber von Teilchen mit weitaus geringerem p_t verursacht wurden.

6.2 Ladungsabhängigkeit der Messung der Transversalimpulse

Bedingt durch die Tatsache, daß die einzelnen Sektoren der zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 um 30^o gegen die radiale Richtung geneigt sind (vergleiche Abbildung 9) und die Tatsache, daß es sich um zwei verschiedene Kammern handelt, ist es möglich, daß durch unzureichende Kalibration dieser Kammern die Transversalimpulse für positiv und negativ geladene Teilchen unterschiedlich gemessen werden. Im Folgenden wird gezeigt, daß sich diese Befürchtung für den selektierten Datensatz bestätigt.

Werden die Transversalimpulse für positiv beziehungsweise negativ geladene Teilchen systematisch unterschiedlich gemessen, so äußert sich dieses, bedingt durch die Steilheit des p_t-Spektrums in einem Übergewicht der Teilchen mit derjenigen Ladung, deren Transversalimpuls systematisch zu hoch gemessen wird, in begrenzten p_t-Intervallen. Abbildung 42 zeigt das

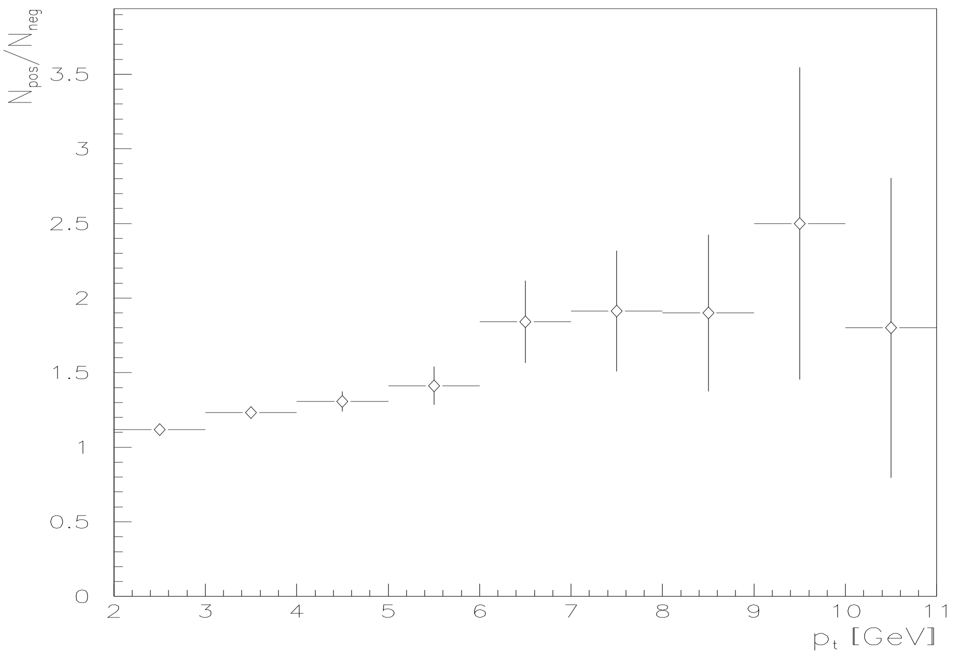


Abbildung 42: *Verhältnis positiver zu negativen Teilchen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls*

Verhältnis positiver zu negativen Teilchen innerhalb der jeweiligen p_t-Intervalle, kurz p_t-Bins. Deutlich ist das mit p_t ansteigende Übergewicht positiv geladener Teilchen zu erkennen. Dies ist ein deutliches Indiz dafür, daß der Transversalimpuls für positiv geladene Teilchen systematisch höher gemessen wird als für negative. Die Ursache für diesen Effekt liegt in falsch eingestellten Geometrie- oder Kalibrationsparametern der zentralen Spurkammern.

Es ist ausgeschlossen, daß es sich dabei um ein physikalisch bedingtes Übergewicht handelt, wie Abbildung 43 zeigt. Hier ist das Verhältnis der Transversalenergien E_t von positiven und negativen Teilchen in entsprechenden E_t-Bins dargestellt. Die Messung von E_t erfolgt dabei kalorimetrisch wie in Kapitel 6.1 erläutert und es sei angemerkt, daß das Kalorimeter nicht sensitiv auf die Ladung der gemessenen Teilchen ist. Die signifikante Überhöhung im Bereich $E_t < 2\,GeV$ ist bedingt durch die Selektion $p_t > 2\,GeV$. Damit ist selbstverständlich der gemessene Transversalimpuls gemeint. Dieser Schnitt ist aber gleichbedeutend mit einem asymmetrischen Schnitt auf den realen Transversalimpuls positiver und negativer Teilchen, so daß insgesamt mehr positive als negative Teilchen selektiert werden. Für höhere Transversalenergien E_t liegen die entsprechenden Transversalimpulse p_t weit oberhalb der Selektionsgrenze, so daß gleich viele positiv wie negativ geladene Teilchen mit gleichen realen Transversalimpulsen selektiert werden. Dies äußert sich in einem flachen Verlauf des Verhältnisses positiver zu negativen Teilchen für $E_t > 2\,GeV$.

Setzt man, jeweils nach Ladungen getrennt, die Transversalenergie mit dem Transversalimpuls ins Verhältnis und trägt dieses gegen die Transversalenergie E_t auf, so ergibt sich die in Abbildung 44 gezeigte Verteilung.

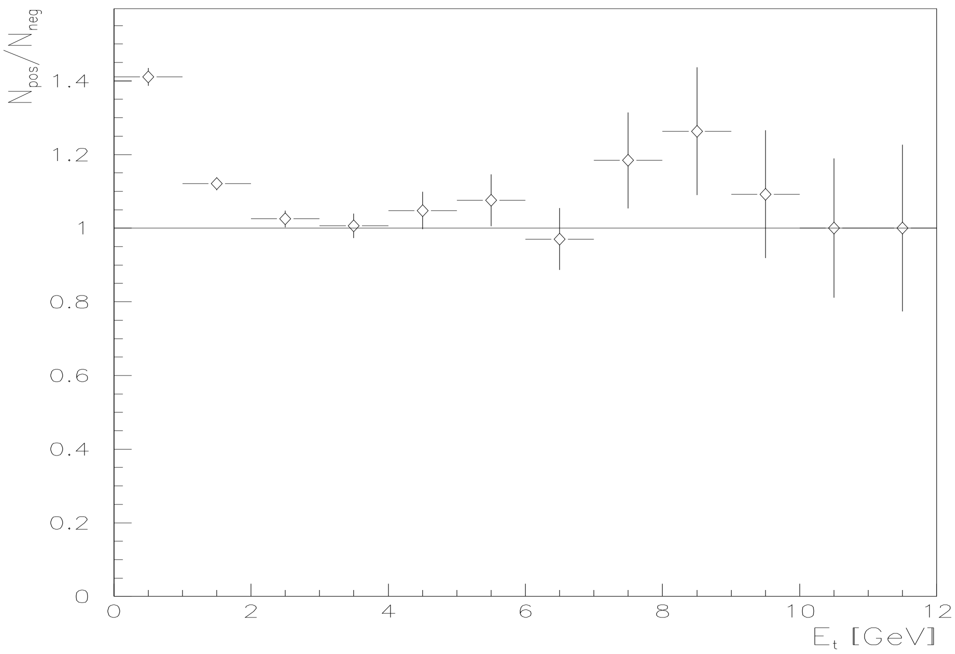


Abbildung 43: *Verhältnis positiver zu negativen Teilchen in Abhängigkeit von der Transversalenergie*

Die Tatsache, daß die Transversalimpulse in Abhängigkeit von der Ladung der Teilchen unterschiedlich gemessen werden, ist nicht beschränkt auf Teilchen, die vom Primärvertex stammen. Um dieses zu überprüfen wurde die Masse von K^0-Mesonen aus den Transversalimpulsen der Zerfallsprodukte berechnet. Abbildung 45 zeigt die berechnete K^0-Masse, wobei gefordert wurde, daß das in p_t führende Zerfallsprodukt positiv geladen sein muß und sein Transversalimpuls in den jeweils angegebenen Intervallen liegen muß. Deutlich ist zu erkennen, daß die errechnete Masse der K^0-Mesonen mit dem Transversalimpuls des entsprechenden Zerfallsproduktes skaliert. Liegt der Transversalimpuls der entsprechenden Teilchen im Bereich $0.1GeV < p_t < 1.0GeV$, so errechnet sich eine K^0-Masse von $(0.4979 \pm 0.0070)GeV/c^2$, für $1.0GeV < p_t < 2.0GeV$ ergibt sich eine K^0-Masse von $(0.5003 \pm 0.0079)GeV/c^2$ und für $2.0GeV < p_t < 3.0GeV$ eine Masse von $(0.5023 \pm 0.0089)GeV/c^2$. Diese Abhängigkeit ist signifikant.

Die Ursache für den Unterschied zwischen positiven und negativen Spuren liegt in falsche eingestellten Geometrie- oder Kalibrationsparametern der zentralen Spurkammern. Welche dieser Parameter jedoch dafür verantwortlich sind konnte bisher nicht ermittelt werden. Die Ungenauigkeit selbst ist nicht sehr groß. Nimmt man von eine Verdrehung der CJC1 gegen die CJC2 an, so läge der Winkel, um den diese Kammern verdreht wären in einer Größenordnung von $0.05°$. Da die analysierten Spuren aber einen sehr hohen Transversalimpuls haben und damit auch einen sehr großen Krümmungsradius besitzen, sind sie sehr sensitiv auf solche Effekte. Der Effekt wird bei der Streuquerschnittsbestimmung als systematischer Fehler behandelt.

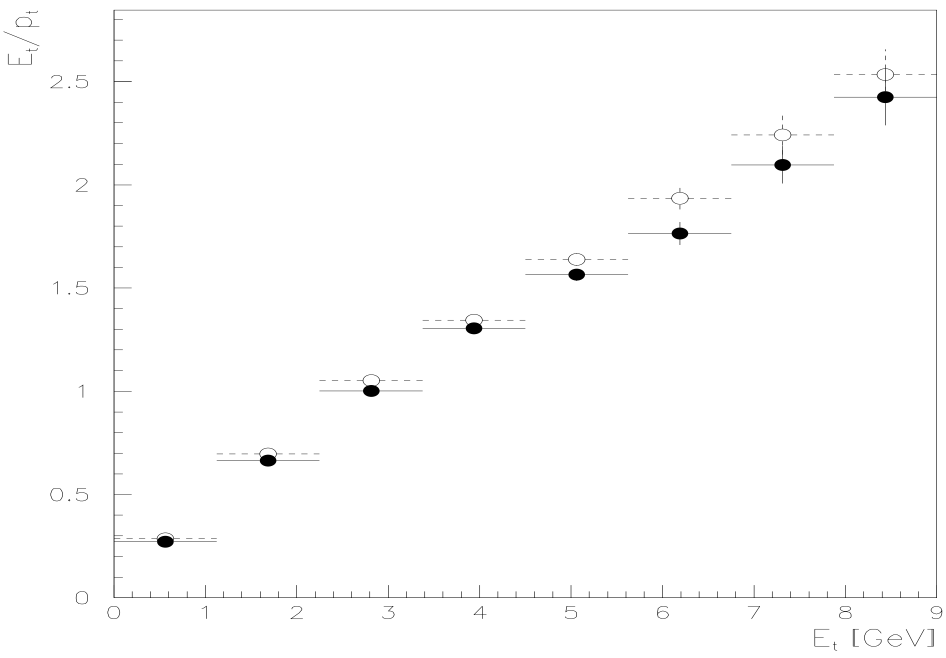


Abbildung 44: *Mittelwert der Verhältnisse von Transversalenergie E_t zu Transversalimpuls p_t in Abhängigkeit von E_t in entsprechenden E_t-Bins für positiv (•) und negativ (∘) geladene Teilchen.*

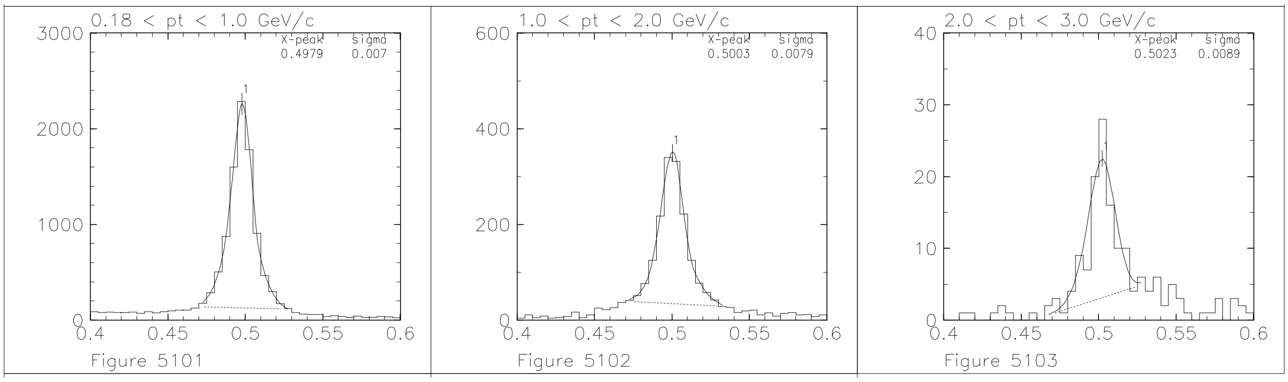


Abbildung 45: *Aus den Transversalimpulsen der Zerfallsprodukte berechnete Masse von K^0-Mesonen unter der Forderung, daß das in p_t führende Teilchen positiv geladen ist und sein Transversalimpuls in den entsprechenden Intervallen liegt (aus [19]).*

7 Bestimmung des e^+p Streuquerschnittes

In diesem Kapitel sollen die differentiellen inklusiven Einteilchenwirkungsquerschnitte in der Form $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\;\partial(p_t^2)}$ bestimmt werden. Um diese angeben zu können, muß folgender Ausdruck bestimmt werden:

$$\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\;\partial(p_t^2)} = \frac{1}{2p_t}\;\frac{1}{\Delta\eta}\frac{(N_{Signal} - N_{Untergrund})(p_t)}{\mathcal{L}\;\varepsilon_{sel}\;\varepsilon_{trigger}\;\varepsilon_{mig}} \tag{21}$$

Dabei bedeutet $\Delta\eta$ die Breite des Pseudorapiditätsintervalls, in dem die Spuren liegen, hier $\Delta\eta = 2$; $\mathcal{L}$ die Luminosität; ε_{sel} die Effizienz, mit der eine Spur selektiert wird; ε_{trig} die Effizienz des geforderten Triggers und ε_{mig} die Korrektur auf Migrationseffekte, die hier in Form einer Effizienz angegeben wird. Der Ausdruck $(N_{Signal} - N_{Untergrund})(p_t)$ steht für das Transversalimpulsspektrum der Spuren, die, nachdem die in Kapitel 4 vorgestellten Selektionen durchgeführt wurden, übrigbleiben.

Im Folgenden wird beschrieben, wie die eben genannten Größen bestimmt werden.

7.1 Selektionseffizienz

Die Selektionseffizienz ε_{sel} setzt sich zusammen aus der Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} und den Korrekturen auf durchgeführte Schnitte. Die Korrekturfaktoren werden zum einen Teil direkt aus den Meßdaten gewonnen, zum anderen Teil aus Monte-Carlo Studien.

7.1.1 Monte-Carlo Studien zur Bestimmung der Rekonstruktioneffizienz

Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz sind Monte-Carlo Studien unerläßlich, da es nur hier möglich ist zu überprüfen, ob eine Spur vom Rekonstruktionsprogramm erkannt wird, ob ihr Ursprung im Primärvertex rekonstruiert wird oder ob fälschlicherweise Spuren aus sekundären Wechselwirkungen, wie zum Beispiel Konversionselektronen, als primäre Spuren rekonstruiert werden.

Die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz wird anhand eines Datensatzes durchgeführt, der nur teilweise dem eigentlich zu analysierenden entspricht. Um nicht durch die Vorselektion des Datensatzes das Ergebnis zu verfälschen, werden Ereignisse untersucht, deren Merkmal eine hohe Energiedeposition im Kalorimeter ist. Spurkammerspezifische Merkmale spielen für diese Selektion kein Rolle.

Die Abbildungen 46 und 47 zeigen die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t beziehungsweise von der Pseudorapidität η. Dabei wird gefordert, daß das simulierte Teilchen rekonstruierbar ist, das heißt, daß es die zentrale Spurkammer erreichen muß. Es darf nicht bereits innerhalb des Strahlrohres zerfallen. Da innerhalb der angezeigten Fehler nicht von einer p_t-Abhängigkeit ausgegangen werden kann, wird die Rekonstruktionseffizienz p_t-unabhängig bestimmt mit

$$\varepsilon_{rec} \;=\; 99.2\% \;\pm\; 0.8\%$$

Prinzipiell ist es möglich die Effizienz von Selektionsschnitten ebenfalls aus Monte-Carlo Studien zu ermitteln. Notwendig dazu ist aber, daß die Größe auf die der Schnitt angewendet wird durch die simulierten Ereignisse gut repräsentiert wird. Dies ist für die Größe R_{start} der Fall

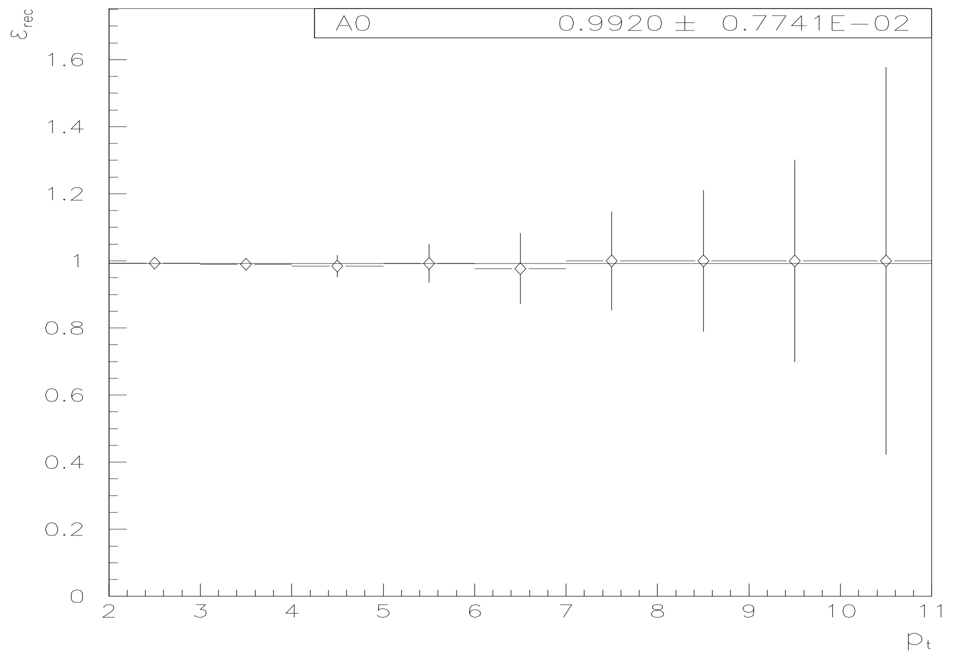


Abbildung 46: *Rekonstruktioneffizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls mit einer angepaßten konstanten Funktion*

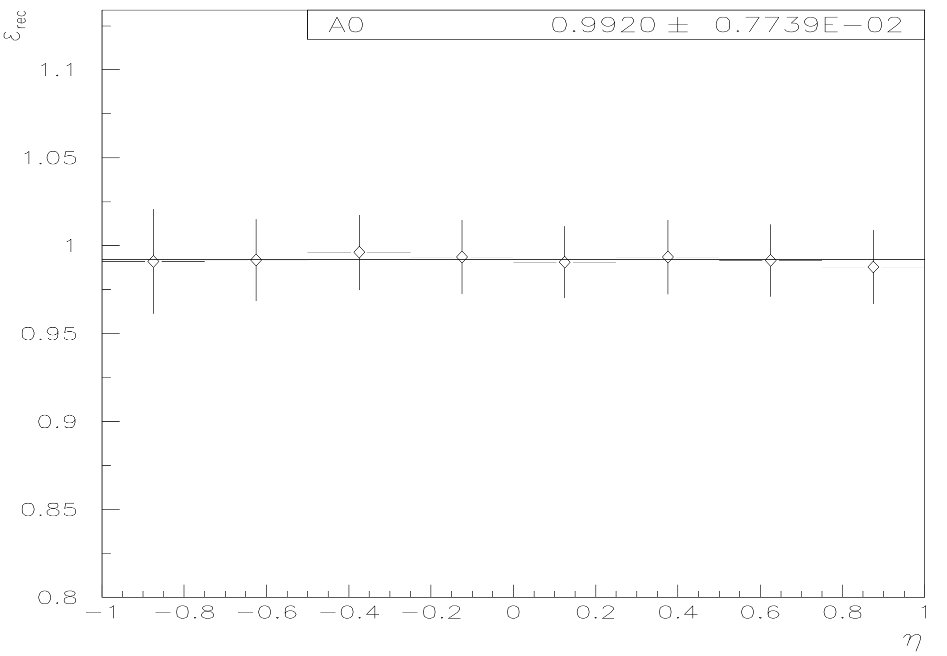


Abbildung 47: *Rekonstruktioneffizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität mit einer angepaßten konstanten Funktion*

(vergleiche Abbildung 27). Abbildung 48 zeigt die Rekonstruktionseffizienz unter der Bedingung $R_{start} < 25cm$. Auch hier wird eine von p_t unabhängige Rekonstruktionseffizienz zu

$$\varepsilon_{rec}^{R_{start}\ cut} = 95.9\% \ \pm \ 0.8\%$$

bestimmt. Im späteren Verlauf wird diese Effizienz als Korrekturfaktor in den zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt eingehen.

Abbildung 47 zeigt die entsprechende Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η. Es zeigt sich eine signifikante η-Abhängigkeit, die folgendermaßen zu erklären ist: Die Anzahl der Ionen, die ein durch ein Gasvolumen fliegendes geladenes Teilchen bildet sind proportional zur entsprechenden Flugstrecke. In der radialen Projektion der CJC ist demnach die Ionendichte minimal für ein Teilchen, welches senkrecht zur Strahlachse fliegt. Da die Drahtansprechwahrscheinlichkeit aber von der radialen Projektion der Ionendichte abhängt, ergibt sich eine verminderte Drahtansprechwahrscheinlichkeit für Teilchen mit $\eta = 0$, was sich wiederum in einer η-Abhängigkeit der Selektionsforderung $R_{start} < 25cm$ äußert.

Werden Akzeptanzeffekte der Kammer mitberücksichtigt, so ergibt sich wiederum eine andere Effizienz. Diese ist in Abbilung 50 als Funktion des Transversalimpulses dargestellt beziehungsweise in Abbildung 51 als Funktion der Pseudorapidität , wobei die Effizienz des Schnittes auf R_{start} hier jeweils mitenthalten ist. Bei der Bestimmung dieser Effizienz werden auch nicht-rekonstruierbare Teilchen zugelassen, das heißt solche, die bereits in der Strahlröhre zerfallen. Hier ist eine p_t-Abhängigkeit zu beobachten, was damit zu begründen ist, daß bei zunehmenden Transversalimpulsen verstärkt kurzlebige, strangehaltige Baryonen produziert werden. Dieser Effekt, der in der Größenordnung von 4% liegt, ist jedoch abhängig von dem benutzten Monte-Carlo Generator, weswegen die hier bestimmte Effizienz $\varepsilon_{accept}(p_t)$ nicht weiter benutzt wird.

7.1.2 Vergleiche der Rekonstruktionseffizienz von Meßdaten und simulierten Ereignissen

Um Vergleiche der Rekonstruktionseffizienz zwischen Meßdaten und simulierten Ereignissen machen zu können, wurde jeweils ein repräsentativer Satz von 300 gemessenen und 300 simulierten Ereignissen begutachtet. Ein typisches Ereignis ist in Abbildung 52 dargestellt. Auch diese Ereignisse wurden nach der in Kapitel 7.1 beschriebenen Methode selektiert.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen war, daß alle Spuren mit $p_t > 2GeV$ und $|\eta| < 1$ vom Rekonstruktionsprogramm gefunden wurden, was bedeutet, daß jeder Gruppe von Drahtsignalen, die von einer entsprechenden Spur hätten ausgelöst werden können auch tatsächlich ein Spursegment zugeordnet wird. Auffällig war lediglich, daß für einige dieser Spursegmente die Vertexanpassung nicht durchgeführt wurde, obwohl für diese Spuren nach Betrachtung und persönlicher Einschätzung eine Vertexanpassung möglich wäre. Die Raten betrugen für jeweils 300 begutachtete Ereignisse:
- gemessene Ereignisse: 74 Spuren mit $p_t > 2GeV$ und $|\eta| < 1$, davon 9 ohne Vertexanpassung
- simulierte Ereignisse: 42 Spuren mit $p_t > 2GeV$ und $|\eta| < 1$, davon 7 ohne Vertexanpassung

Aus den simulierten Ereignissen wurde jedoch ermittelt, daß es sich bei 6 dieser dieser 7 Spuren

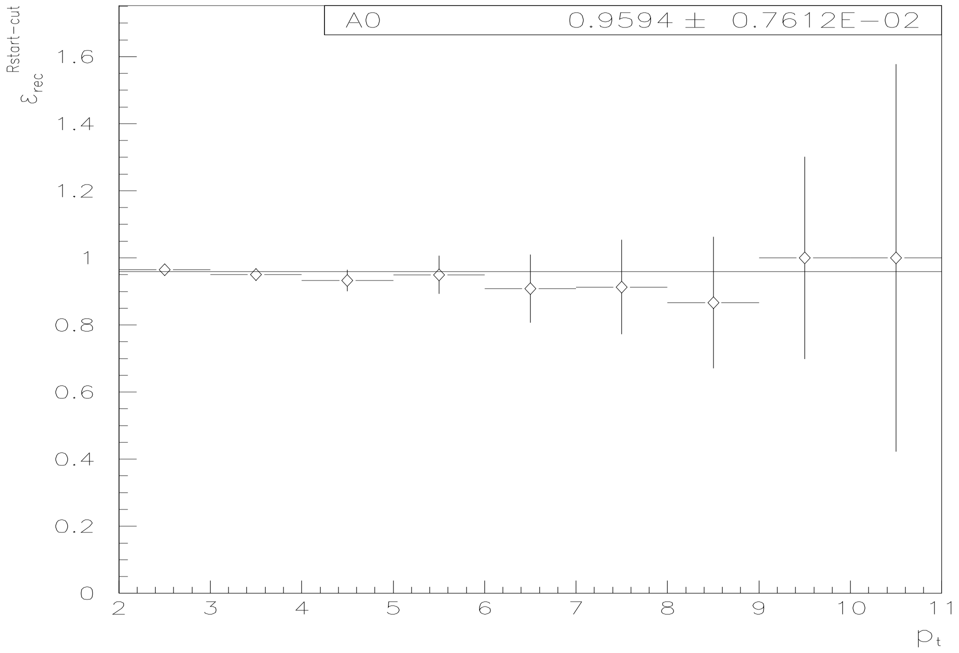


Abbildung 48: *Rekonstruktioneffizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls unter der Forderung $R_{start} < 25cm$. An die Verteilung wird eine konstante Funktion angepaßt*

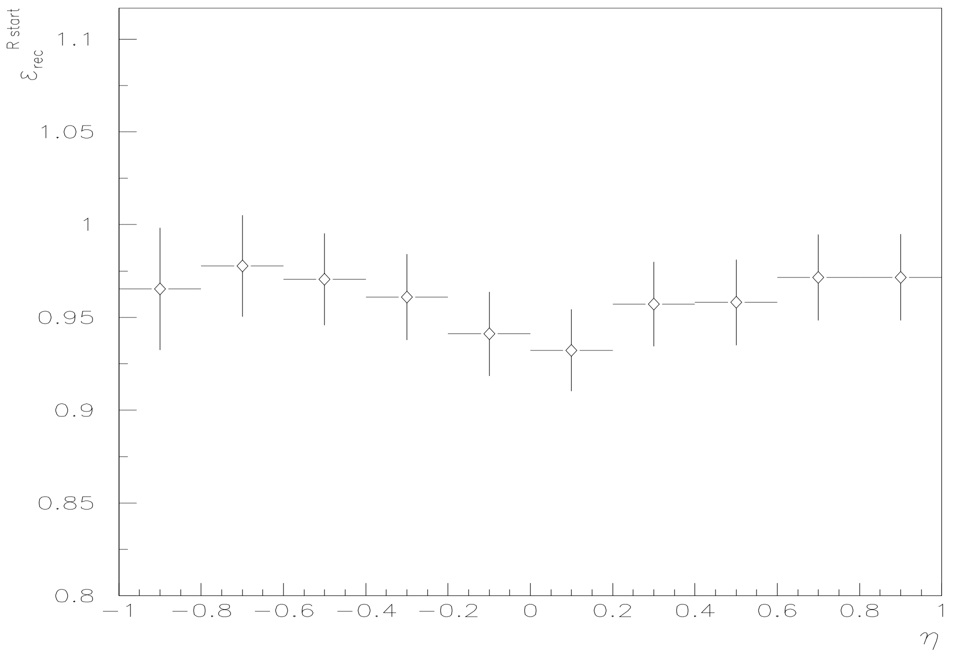


Abbildung 49: *Rekonstruktioneffizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η unter der Forderung $R_{start} < 25cm$.*

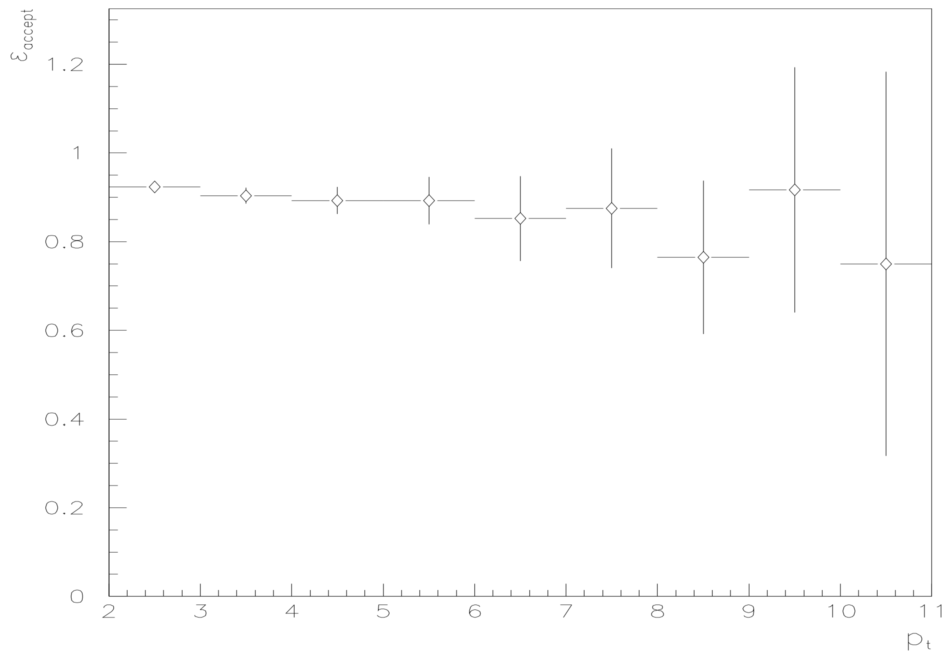


Abbildung 50: *Rekonstruktioneffizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls unter der Forderung $R_{start} < 25cm$. Bei der Bestimmung dieser Effizienz werden auch generierte Teilchen zugelassen, die die zentrale Spurkammer nicht erreichen.*

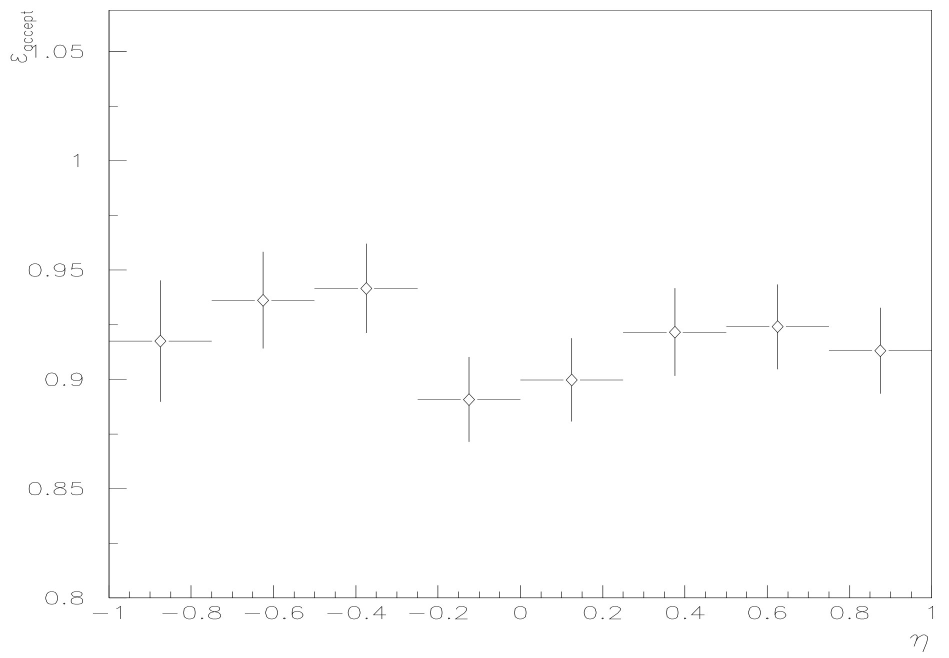


Abbildung 51: *Rekonstruktioneffizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität unter der Forderung $R_{start} < 25cm$. Bei der Bestimmung dieser Effizienz werden auch generierte Teilchen zugelassen, die die zentrale Spurkammer nicht erreichen.*

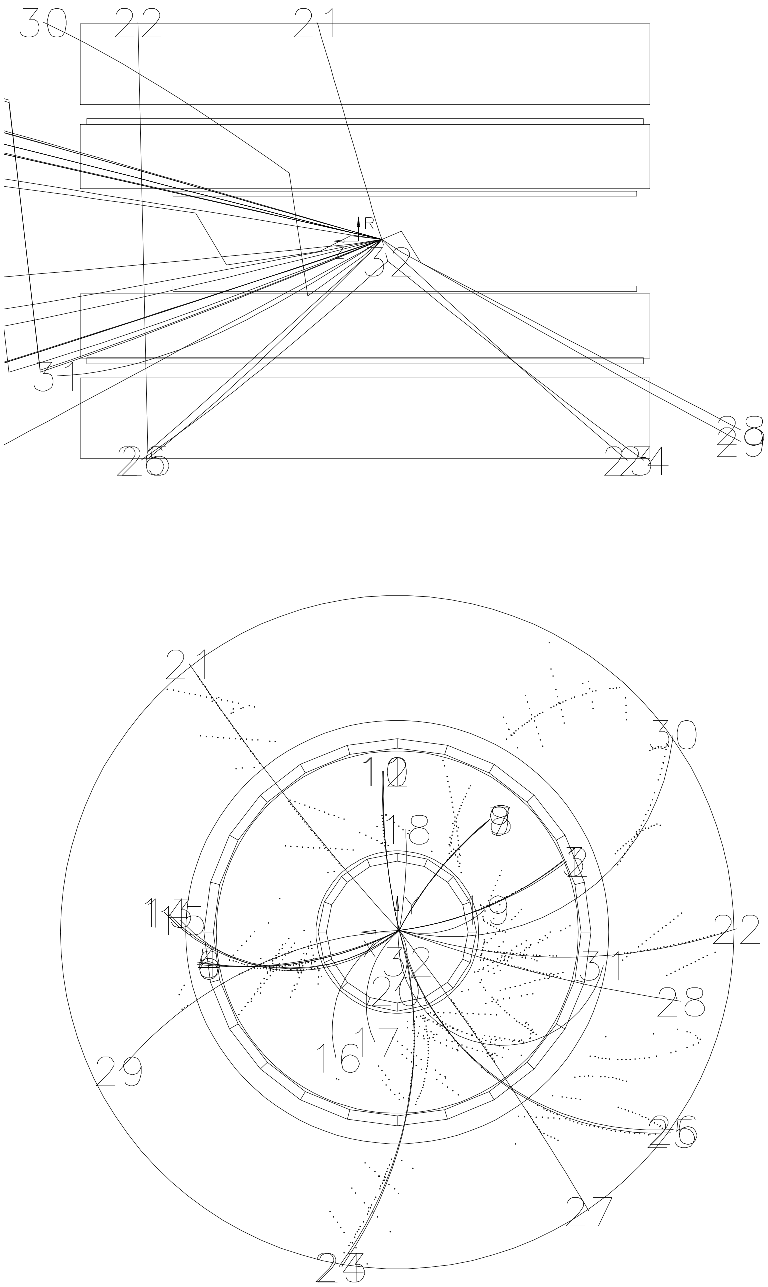


Abbildung 52: *Ansicht eines Photoproduktionsereignis in der rz-Ebene (oben) und in der $r\varphi$-Ebene (unten). Spur Nr.21 liegt in dem selektierten kinematischen Bereich. Dabei handelt es sich um ein negativ geladenes Teilchen dessen Transversalimpuls zu $p_t = 2.01 GeV$ bestimmt wurde.*

ohne Vertexanpassung um sekundäre Spuren handelte und um eine am Detektormaterial um einen kleinen Winkel gestreute primäre Spur. Demzufolge wurde bei allen Spuren zu recht keine Anpassung an den Primärvertex durchgeführt.

Da sich aus diesen Untersuchungen keine signifikanten Unterschiede zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen feststellen lassen, wird die in Kapitel 7.1.1 bestimmte Rekonstruktionseffizienz auch auf die Meßdaten ausgeweitet.

7.1.3 Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf die radiale Spurlänge

Da die Größe ΔR in gemessenen und simulierten Ereignissen Ereignissen nicht gut übereinstimmt (vergleiche Abbildung 29), muß die Effizienz des Schnitts auf diese Größe gemeinsam aus gemessenen und simulierten Daten bestimmt werden.

Aus Studien simulierter Ereignisse wird bestimmt, daß durch den Schnitt $\Delta R > 30cm$ 192 von 10107 Spuren verworfen werden. Dies entspricht einer Rate von 1.9%. Bei 4.7% der verworfenen Spuren (9 von 192) handelt es sich um sekundäre Spuren, bei denen zu Unrecht eine Anpassung an den Primärvertex durchgeführt wird.

Bei den Meßdaten werden durch den Schnitt $\Delta R > 30cm$ 803 von 26653 Spuren verworfen. Dies entspricht einer Rate von 3.0%. Dehnt man nun das aus Monte-Carlo Studien gewonnene Ergebnis, daß 95.3% aller durch den Schnitt auf die radiale Spurlänge verworfenen Spuren eigentlich gut Spuren sind, auf die Meßdaten aus, so ergibt sich folgende Effizienz für diesen Schnitt:

$$\varepsilon_{\Delta R-cut} = 1 - 0.030 * 0.953 = 97.1\%$$

Der Fehler für diese Effizienz ergibt sich rein aus der Statistik zu:

$$\Delta\varepsilon_{\Delta R-cut} = 1.0\%$$

7.1.4 Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf den Azimuthwinkel

Für Photoproduktionsereignisse wird eine isotrope Verteilung der Reaktionsprodukte bezüglich des Azimuthwinkels φ erwartet, da bei diesen Streuprozessen eine Zylindersymmetrie zugrunde gelegt wird. Abbildung 53 zeigt die Verteilung des Winkels φ für simulierte und gemessene Ereignisse. Wie erwartet zeigen sich keine φ-Abhängigkeiten. Aus diesem Grund kann die Effizienz des Schnittes auf den Azimuthwinkel, wo der Bereich $2.2\,rad < \varphi < 2.8\,rad$ ausgenommen wurde, aus einfachen geometrischen Überlegungen abgeleitet werden. Es gilt:

$$\varepsilon_{\varphi-cut} = \frac{2\pi - 0.6}{2\pi} = 90.45\%$$

Es wäre noch zu beachten, daß die Spurrekonstruktionseffizienz in dem ausgeschlossenen Bereich nicht abnimmt (vergleiche Abbildung 53). Es ist nur zu erwarten, daß hier die Spuren ungenauer vermessen werden.

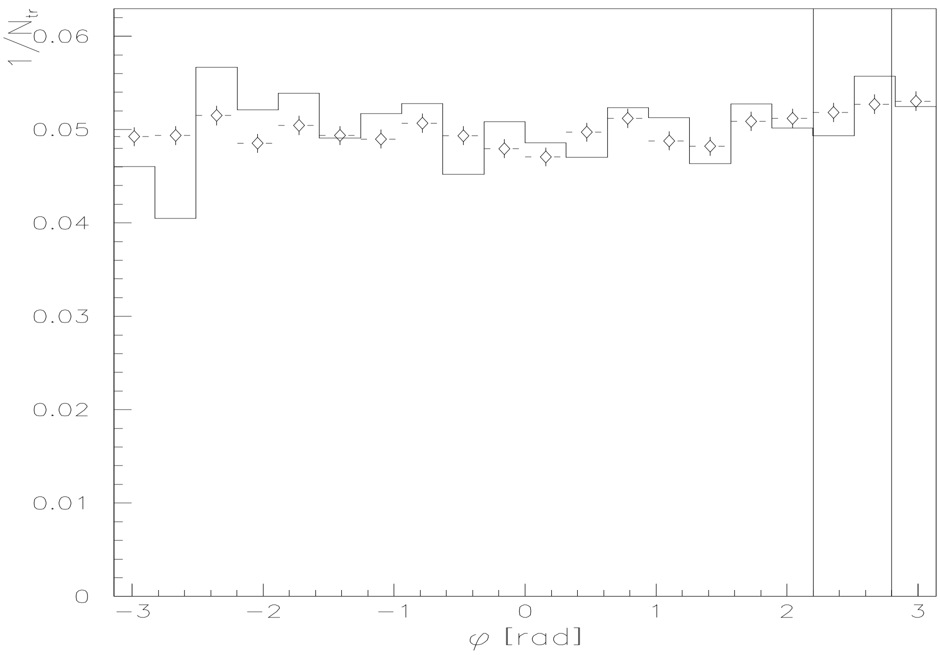


Abbildung 53: *Verteilung des Azimuthwinkels φ für gemessene ($\diamond$) und simulierte Ereignisse (Histogramm). Die senkrechten Linien deuten den ausgeschlossenen Bereich an.*

7.1.5 Bestimmung der Selektionseffizienz

Die Selektionseffizienz ε_{sel} ergibt sich als Produkt der in den vorangegangenen Kapiteln besprochenen einzelnen Effizienzen zu:

$$\varepsilon_{sel} \;=\; \varepsilon_{rec} \;\times\; \varepsilon_{\Delta R-cut} \;\times\; \varepsilon_{\varphi-cut} \;=\; 84.2\% \pm 1.3\%$$

Mit dieser Effizienz ist der zu bestimmende Wirkungsquerschnitt zu korrigieren.

7.2 Triggereffizienz

In Kapitel 3.2.5 wurde das mehrstufige Triggerkonzept beschrieben, welches beim H1-Experiment Anwendung findet. Bei jeder Triggerstufe kann es Verluste physikalisch relevanter Ereignisse geben und somit Effizienzen unterhalb von 100%. Im Folgenden werden nun diese Effizienzen bestimmt.

7.2.1 Effizienz des $DCR\varphi$-Triggers

Für die analysierten Ereignisse wird gefordert, daß der L1-Trigger $DCR\varphi$ gesetzt ist (vergleiche Kapitel 4.1). Die Effizienz dieses Triggers wird gemessen, indem die relative Rate bestimmt wird mit der obengenannter Trigger relativ zum ToF-Trigger (Time of Flight Trigger) gesetzt wird.

Der ToF-Trigger wird aus Signalen der beiden Szintillationszähler bei $z \approx -2m$ abgeleitet (vergleiche Abbildung 8). Die Effizienz dieses Triggers beträgt 100%, so daß es sinnvoll ist

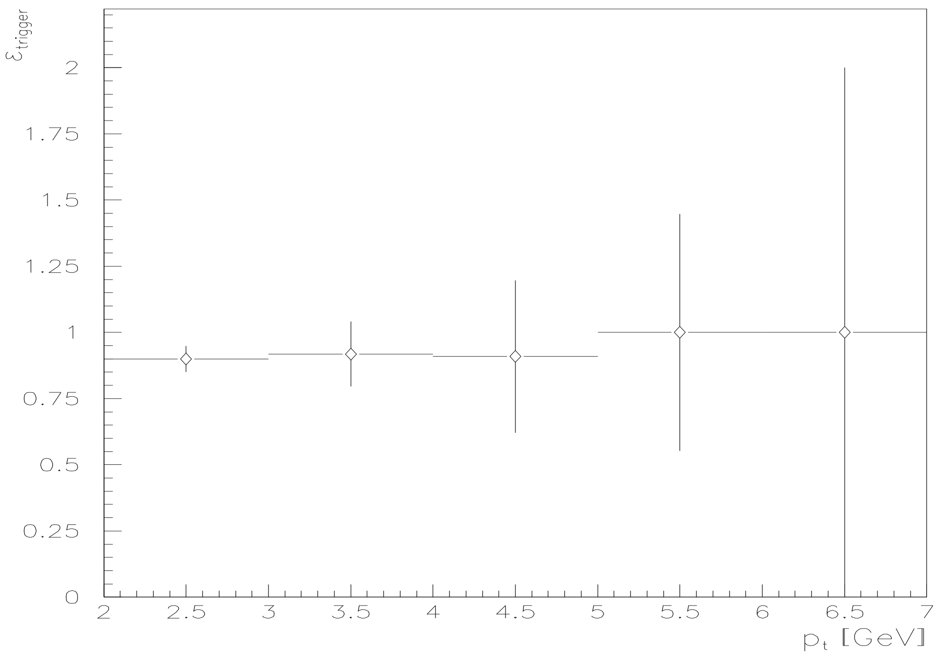


Abbildung 54: *Effizienz des DCRφ Triggers in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t.*

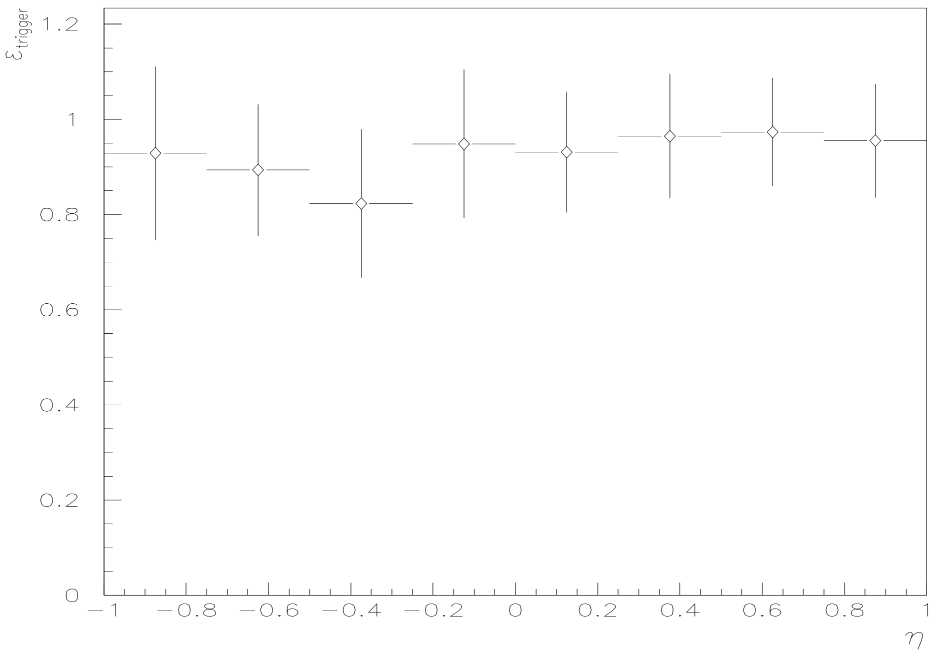


Abbildung 55: *Effizienz des DCRφ Triggers in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η.*

relativ dazu die Effizienz des $DC - r\varphi$-Triggers zu bestimmen. Die Abbildungen 54 und 55 zeigen die Effizienz des $DCR\varphi$-Triggers $\varepsilon_{DCR\varphi}$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t der Spuren beziehungsweise in Abhängigkeit von deren Pseudorapidität η. Es lassen sich keine p_t- bzw. η-Abhängigkeit erkennen. Es ergibt sich:

$$\varepsilon_{trigger} \;=\; 91.9\% \pm 6.3\%$$

7.2.2 Effizienz des $eTag$-Triggers

Die Effizienz dieses Triggers wurde bereits in Kapitel 4.1 vorgestellt. An dieser Stelle wird sie lediglich der Vollständigkeit halber erwähnt. Der Kehrwert der in Abbildung 14 in Abhängigkeit von der skalierten Photonenergie dargestellten Effizienz ε_{etag} wird ereignisweise als Gewicht angebracht.

7.2.3 Effizienz des L4-Triggers

Während der Datennahme wird jedes einhundertste Ereignis, welches von der Triggerstufe L4 verworfen wird (vergleiche Kapitel 3.2.5), zufällig ausgewählt, gesondert abgespeichert und voll rekonstruiert. Dadurch wird eine Effizienzbestimmung dieses Triggers ermöglicht.

Es wurden 6 Ereignisse mit insgesamt 6 Spuren gefunden, die vom L4-Trigger verworfen wurden, die aber alle in dieser Analyse geforderten Selektionskriterien erfüllen. Da diese mit dem Gewichtsfaktor 100 zu versehen sind, ergibt das hochgerechnet einen Verlust von 600 Spuren. Bei einer Gesamtheit von 25850 selektierten Spuren entspricht dieses einer Verlustrate von $2.3\% \pm 0.1\%$. Aufgrund der geringen Anzahl von 6 Spuren ist es nicht möglich eine p_t- beziehungsweise η-Abhängigkeit dieser Ineffizienz anzugeben. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, daß diese Spuren zu Recht aufgrund eines Kriteriums ausgesondert werden, welches in den Selektionen nicht überprüft wird. Aus diesen Gründen wird die entprechende Korrektur bei dem zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt nicht angebracht.

7.2.4 Effizienz des L5-Triggers

Wie bereits in Kapitel 3.2.5 beschrieben, dient die fünfte Triggerstufe zur groben Klassifikation von Ereignissen. Die L5-Klassifikationsmerkmale für den analysierten Datensatz sind: ein im Elektrontagger nachgewiesenes Positron und pro Ereignis mindestens eine Spur mit einem Transversalimpuls von $p_t \geq 2\,GeV$. Die p_t-Messung bei der Klassifikation erfolgt anhand von Spursegmenten, das heißt daß für die p_t-Berechnung das Ergebnis der Vertexanpassung nicht berücksichtigt wird. Bei den analysierten Spuren jedoch wird das Ergebnis der Vertexanpassung berücksichtigt. Bedingt durch diese Tatsache kommt es im Bereich $p_t \sim 2\,GeV$ zu Ineffizienzen (vergleiche Abbildung 56). Diese p_t-abhängige Effizienz muß bei der Bestimmung des Streuquerschnittes binweise berücksichtigt werden. Aus Gründen der besseren Übersicht ist die Effizienz dieses Triggers nur bis $p_t = 3GeV$ dargestellt. Für höhere Transversalimpulse ist $\varepsilon^{L5}_{trigger} \equiv 1$

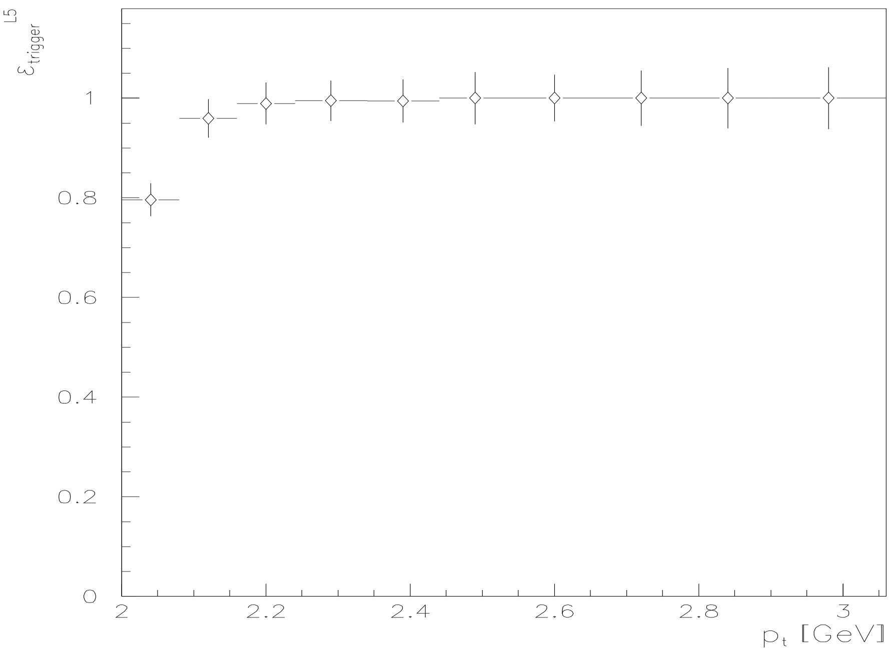


Abbildung 56: *Effizienz des L5-Triggers in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Spuren*

7.3 Bestimmung der Luminosität

Die Prozesse und die Detektorkomponenten, die zur Luminositätsbestimmung verwundet werden, wurden bereits in Kapitel 3.2.4 beschrieben. Ein größeres Problem bei der Bestimmung der Luminosität sind parasitäre Protonpakete. Diese tragen zur gemessenen Luminosität bei aber kaum zur Ereignisrate. Eine ausführliche Abhandlung zu diesem Thema ist in [20] zu finden.

Bei der Berechnung der Luminosität wird die Routine ZCLUMI (Autor S. Levonian, Stand:7.April 1995) aus dem Programmpaket H1UTIL verwendet. Dabei wird die Luminosität in Abhängigkeit von dem angewandten Schnitt auf die Vertexposition $-25cm < z_{vtx} < 35cm$ berechnet. Durch die Berücksichtigung dieses Schnittes werden Luminositätsfehlmessungen durch parasitäre Satellitenpakete reduziert. Ein weiterer Vorteil dieser Vorgehensweise liegt darin, daß die Effizienz des Schnittes auf die Vertexposition im Rahmen der Luminositätsberechnung implizit berücksichtigt wird.

Für die analysierten Daten ergibt sich:

$$\mathcal{L} \;=\; 1333\, nb^{-1}$$

Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt 5% (vgl.[20]).

7.4 Bestimmung der Binbreiten und Migrationsstudie

Mit größer werdenden Transversalimpulsen p_t nimmt die relative Impulsauflösung der zentralen Spurkammer ab. Da das p_t-Spektrum jedoch steil abfällt besteht die Gefahr, daß dieses durch die Ungenauigkeit der Impulsauflösung systematisch zu höheren Werten verschoben wird. Dieser Effekt wird Migration genannt. Damit er nicht zu stark zum tragen kommt, müssen die p_t-Intervalle, oder kurz Binbreiten, hinreichend groß gewählt werden. Eine Abschätzung, wie stark sich wahrer und gemessener Transversalimpuls p_t unterscheiden, bietet der aus der Spurrekonstruktion bestimmte Fehler Δp_t. In Kapitel 5.2.3 wurde jedoch gezeigt, daß dieser Fehler für simulierte Ereignisse etwa um den Faktor 1.4 zu klein bestimmt wird (siehe Abbildung 35). Dieses Ergebnis wird auf die Meßdaten ausgeweitet, so daß davon auszugehen ist, daß der absolute Meßfehler $1.4 * \Delta p_t$ beträgt.

Bei der Bestimmung der Binbreiten wird nun gefordert, daß der absolute Meßfehler $1.4 * \Delta p_t$ kleiner ist als die halbe Breite des entsprechenden Bins. In Abbildung 57 ist der Mittelwert des Meßfehlers $1.4 * \Delta p_t$ in Abhängigkeit von p_t dargestellt. Die ebenfalls eingezeichnete treppenartige Funktion verdeutlicht die konkrete Wahl der Binbreiten. Sie ist wie folgt zu verstehen: Für Bereiche innerhalb derer kein Sprung erfolgt werden Bins der Breite gewählt, die dem doppelten Funktionswert innerhalb dieses Bereiches entsprechen.

Anhand der gewählten Binbreiten wird nun der Migrationseffekt untersucht. Wiederum dienen dazu Monte-Carlo Studien. Abbildung 58 zeigt das Verhältnis rekonstruierter zu simulierten Spuren innerhalb der jeweiligen p_t-Intervalle. Da keine p_t-Abhängigkeit dieser Verhältnisse feststellbar ist, wird an die Verteilung eine konstante Funktion angepaßt, die der durch Migration bedingten Korrekturfunktion entspricht. Ihre Größe beträgt:

$$\varepsilon_{mig} \;=\; 103.8\% \;\pm\; 1.3\%$$

7.5 Berechnung des Streuquerschnittes

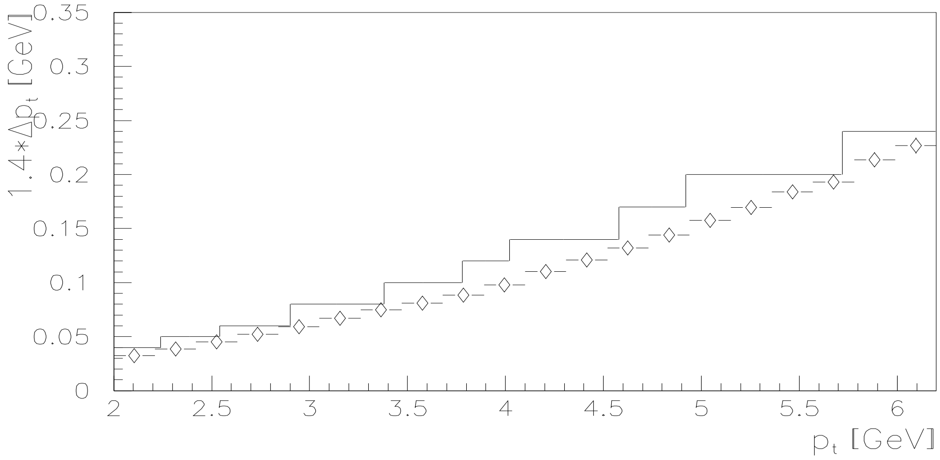
Mit den Ergebnissen, die in den vorangegangenen Teilen dieses Kapitels vorgestellt wurden, ist es nun möglich die differentiellen Streuquerschnitte $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\;\partial(p_t^2)}$ und $\frac{\partial\sigma}{\partial\eta}$ zu bestimmen.

Der in Kapitel 6.2 vorgestellte systematische Fehler bezüglich der ladungsabhängigen Messung der Transversalimpulse wird wie folgt berücksichtigt: Da es nicht mit letzter Sicherheit möglich ist zu entscheiden, ob die Spuren positiv oder negativ geladener Teilchen richtig gemessen werden, oder ob die Spuren beider Ladungen systematisch falsch gemessen werden, wird für beide Ladungen separat der Ausdruck $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\;\partial(p_t^2)}$ beziehungsweise $\frac{\partial\sigma}{\partial\eta}$ bestimmt. Anschließend wird daraus das arithmetische Mittel gebildet. Würde man spurweise das Mittel bilden, so hätten die positiv geladenen Teilchen ein p_t-abhängiges Übergewicht gegenüber negativ geladenen. Dieser systematische Fehler wird folgendermaßen berücksichtigt: Zusätzlich zu den statistischen Fehlern und den aus verschiedenen Effizienzen (Spurselektion, Triggereffizienz etc.) bestimmten systematischen Fehlern, wird binweise die Differenz zwischen dem oben besprochenen Mittelwert und dem ausschließlich aus einer der beiden Ladungen bestimmten Ausdruck $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\;\partial(p_t^2)}$ beziehungsweise $\frac{\partial\sigma}{\partial\eta}$ als weiter systematischer Fehler angenommen.

Die so bestimmt Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildung 59 und 60 sowie den Tabellen 2 und 3 dargestellt. In Abbildung 61 ist zusätzlich dargestellt, wie sich der Streuquerschnitt nur für positiv geladene beziehungsweise nur für negativ geladene Teilchen ergeben würde.

$p_t[GeV]$	$\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\partial(p_t^2)}[\frac{nb}{GeV^2}]$	$\sigma_{stat}[\frac{nb}{GeV^2}]$	$\sigma_{syst}[\frac{nb}{GeV^2}]$	$\sigma_{+/-}[\frac{nb}{GeV^2}]$
2.00-2.08	9.80	0.08	0.71	0.53
2.08-2.16	7.89	0.06	0.48	0.30
2.16-2.24	6.27	0.05	0.47	0.36
2.24-2.34	4.99	0.05	0.32	0.21
2.34-2.44	4.02	0.04	0.39	0.33
2.44-2.54	3.21	0.03	0.22	0.16
2.54-2.66	2.69	0.03	0.26	0.22
2.66-2.78	1.83	0.02	0.14	0.11
2.78-2.90	1.49	0.02	0.13	0.12
2.90-3.06	1.08	0.02	0.10	0.09
3.06-3.22	0.854	0.016	0.071	0.058
3.22-3.38	0.621	0.013	0.064	0.057
3.38-3.58	0.430	0.011	0.054	0.049
3.58-3.78	0.311	0.009	0.054	0.051
3.78-4.02	0.226	0.007	0.024	0.022
4.02-4.30	0.153	0.006	0.014	0.013
4.30-4.58	0.097	0.005	0.015	0.014
4.58-4.92	0.0660	0.0036	0.0081	0.0074
4.92-5.32	0.0441	0.0028	0.0078	0.0075
5.32-5.72	0.0286	0.0022	0.0051	0.0050
5.72-6.20	0.0149	0.0015	0.0046	0.0045
6.20-6.90	0.0096	0.0011	0.0036	0.0036
6.90-7.80	0.0048	0.0007	0.0018	0.0018
7.80-8.80	0.0029	0.0006	0.0008	0.0008
8.80-10.0	0.00080	0.00028	0.00035	0.00035
10.0-12.0	0.00037	0.00018	0.00021	0.00021

Tabelle 2: *e^+p-Wirkungsquerschnitt für geladene Teilchen vom Primärvertex gemittelt über $|\eta| < 1$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} GeV^2 < Q^2 < 10^{-2} GeV^2$ und $0.3 < y < 0.7$. Eine globale Unsicherheit von 5% durch die Luminositätsmessung ist in der Angabe der Fehler nicht enthalten. Der Fehler $\sigma_{+/-}$ ist der systematische Fehler, der aufgrund der Mittelwertsbildung des Streuquerschnittes für positiv und negativ geladene Teilchen zusätzlich angenommen wird. Er ist in dem Fehler σ_{syst} bereits enthalten.*



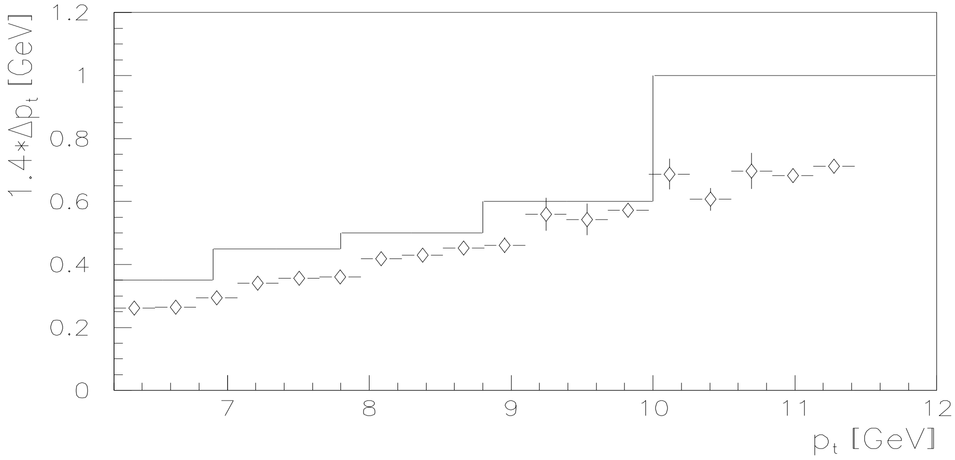


Abbildung 57: *Mittelwert des absoluten Meßfehlers* $1.4 * \Delta p_t$ *in Abhängigkeit vom Transversalimpuls* p_t. *Die Erläuterung der ebenfalls eingezeichneten Funktion erfolgt im Text.*

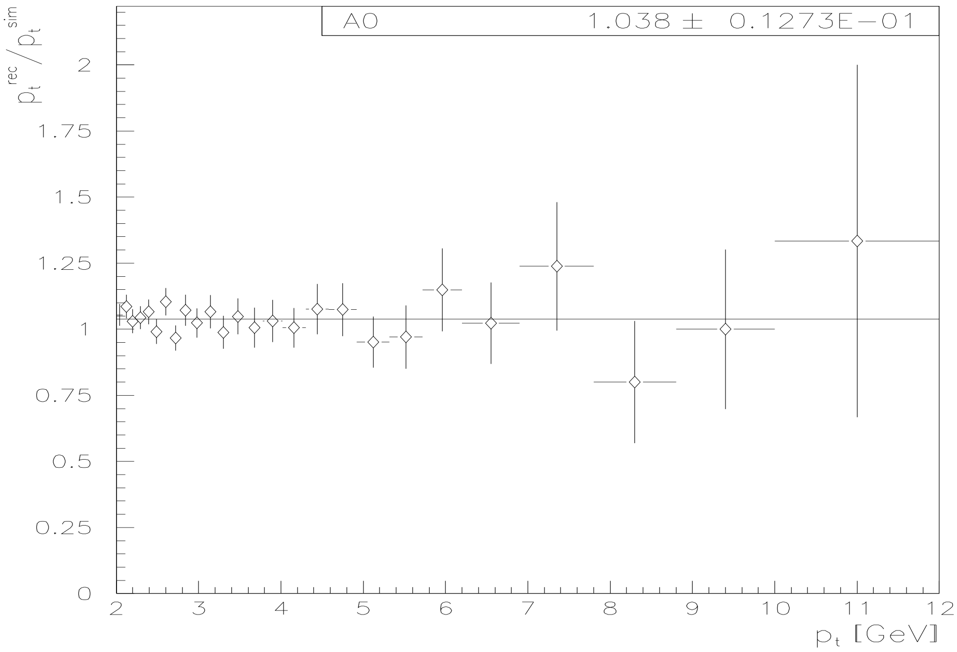


Abbildung 58: *Migration in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t mit angepaßter konstanten Funktion.*

η	$\frac{\partial\sigma}{\partial\eta}[nb]$	$\sigma_{stat}[nb]$	$\sigma_{syst}[nb]$	$\sigma_{+/-}[nb]$
-1.00--0.75	19.9	0.6	1.7	1.4
-0.75--0.50	21.4	0.6	2.3	2.0
-0.50--0.25	21.6	0.6	2.6	2.4
-0.25-0.00	21.9	0.6	2.2	1.9
0.00-0.25	22.6	0.6	2.2	1.9
0.25-0.50	23.3	0.6	1.7	1.3
0.50-0.75	25.0	0.6	1.9	1.6
0.75-1.00	24.2	0.6	1.5	0.9

Tabelle 3: *e^+p-Wirkungsquerschnitt für geladene Teilchen vom Primärvertex integriert über $2GeV < p_t < 12GeV$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8}GeV^2 < Q^2 < 10^{-2}GeV^2$ und $0.3 < y < 0.7$. Eine globale Unsicherheit von 5% durch die Luminositätsmessung ist in der Angabe der Fehler nicht enthalten. Der Fehler $\sigma_{+/-}$ ist der systematische Fehler, der aufgrund der Mittelwertsbildung des Streuquerschnittes für positiv und negativ geladene Teilchen zusätzlich angenommen wird. Er ist in dem Fehler σ_{syst} bereits enthalten.*

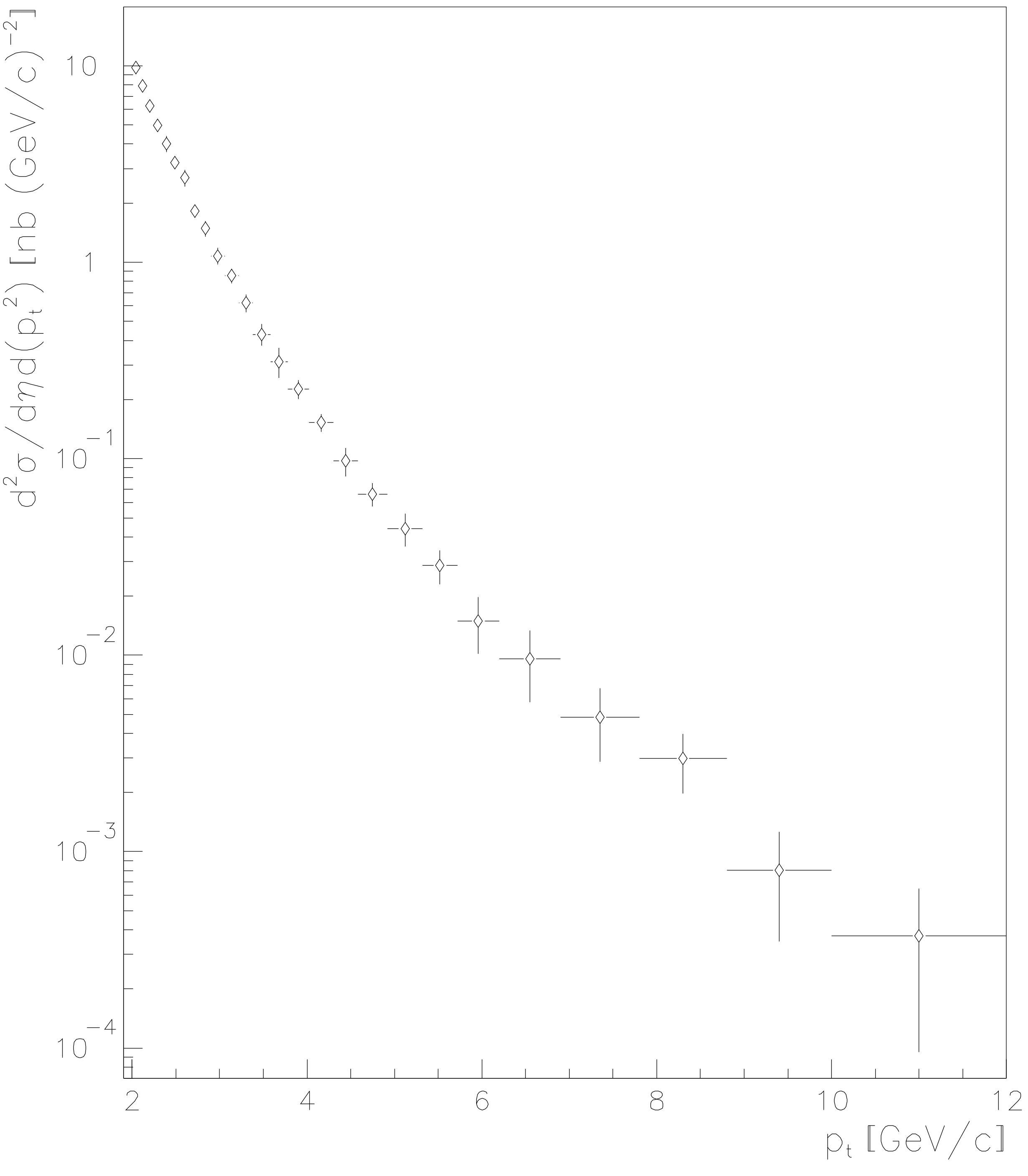


Abbildung 59: *e^+p-Wirkungsquerschnitt für geladene Teilchen vom Primärvertex gemittelt über $|\eta| < 1$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} GeV^2 < Q^2 < 10^{-2} GeV^2$ und $0.3 < y < 0.7$ bei einer Schwerpunktsenergie von $200 GeV$. Eine globale Unsicherheit von 5% durch die Luminositätsmessung ist hier nicht angezeigt.*

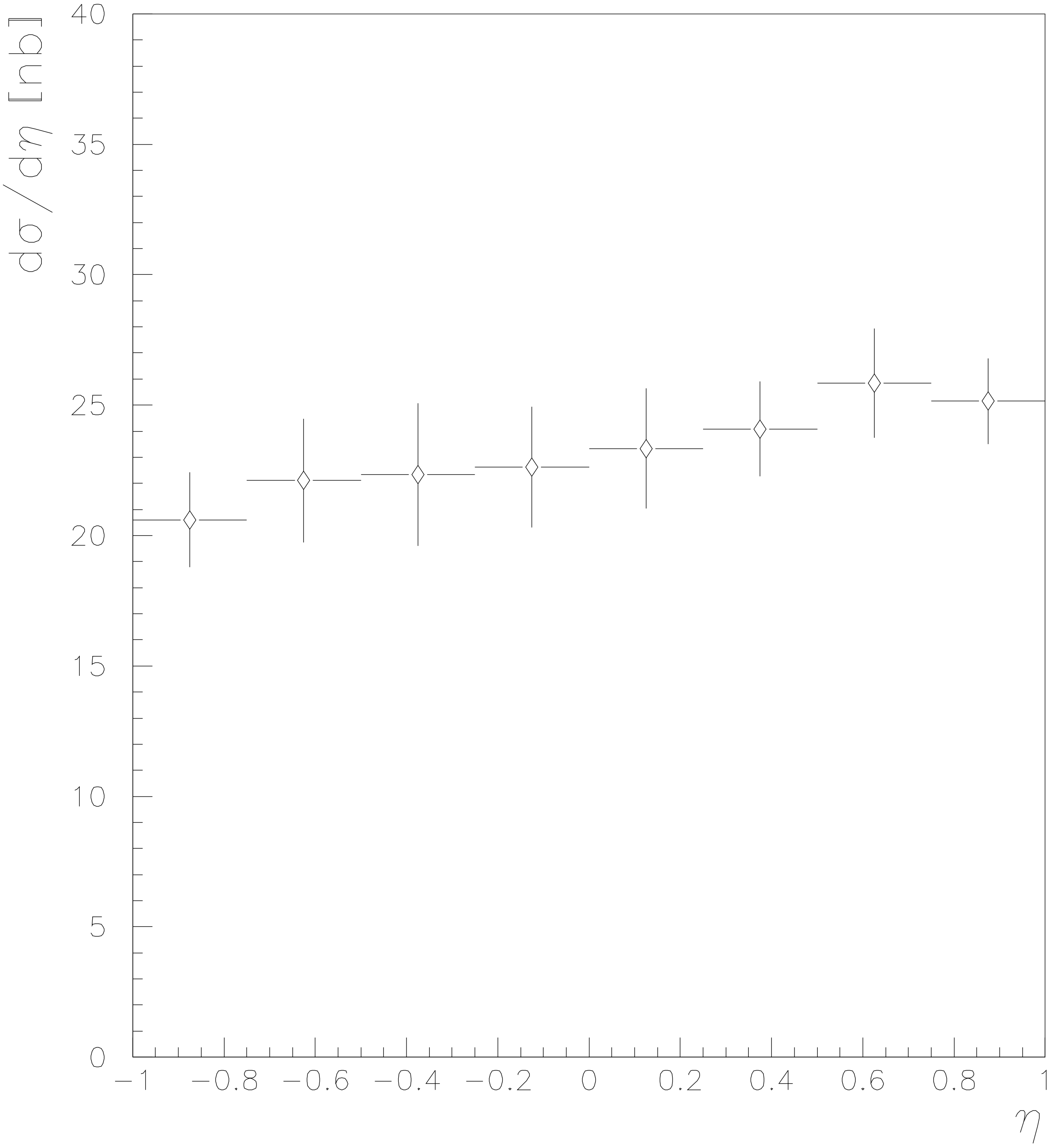


Abbildung 60: *e^+p-Wirkungsquerschnitt für geladene Teilchen vom Primärvertex integriert über $2GeV < p_t < 12GeV$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} GeV^2 < Q^2 < 10^{-2} GeV^2$ und $0.3 < y < 0.7$ bei einer Schwerpunktsenergie von $200GeV$. Eine globale Unsicherheit von 5% durch die Luminositätsmessung ist hier nicht angezeigt.*

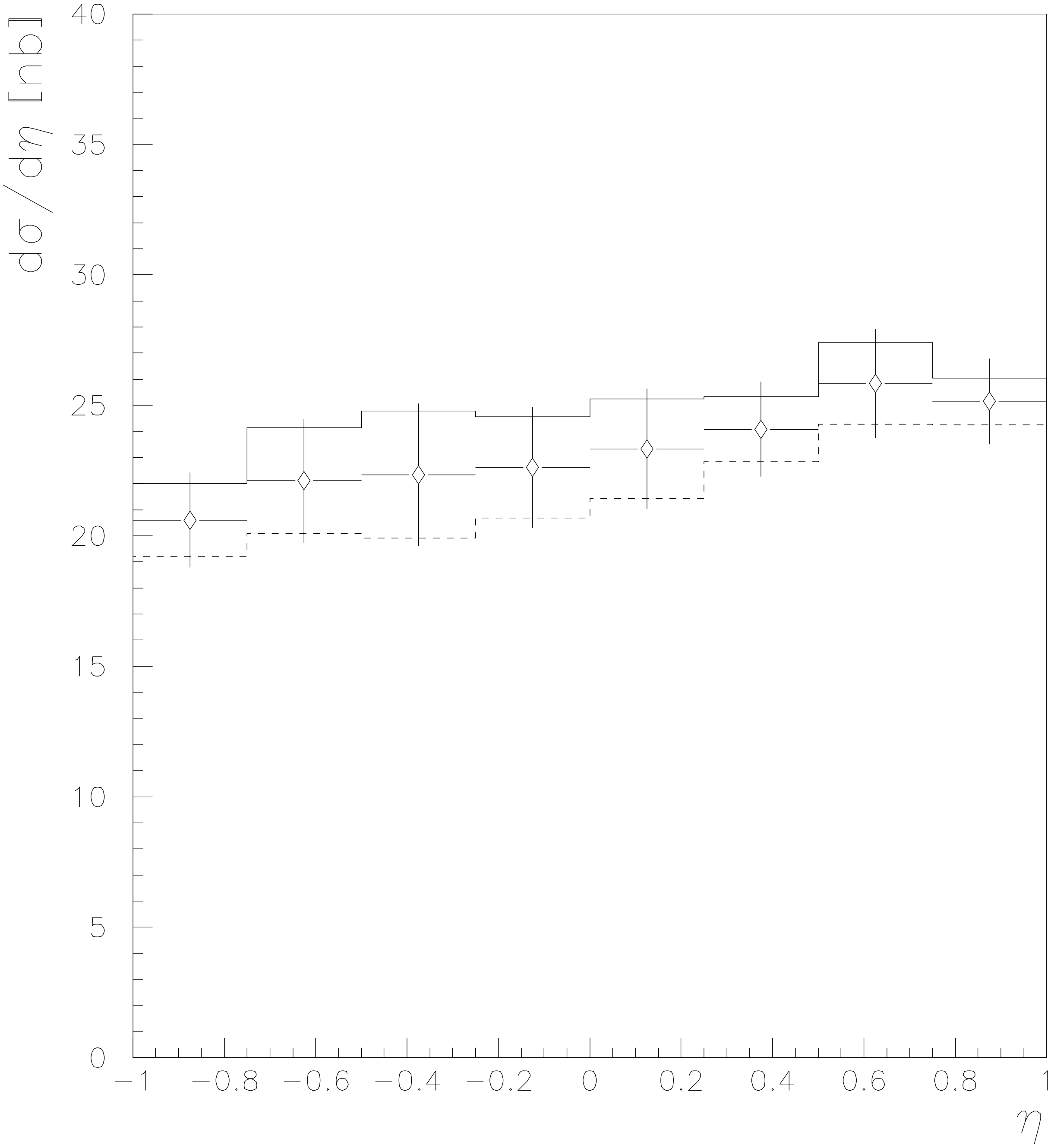


Abbildung 61: *e^+p-Wirkungsquerschnitt für geladene Teilchen vom Primärvertex integriert über $2GeV < p_t < 12GeV$ für Ereignisse mit $3 \cdot 10^{-8} GeV^2 < Q^2 < 10^{-2} GeV^2$ und $0.3 < y < 0.7$ bei einer Schwerpunktsenergie von $200GeV$. Zusätzlich eingezeichnet ist der Streuquerschnitt, wie er sich nur für positiv geladene Teilchen (durchgezogene Linie) beziehungsweise nur für negativ geladene Teilchen (gestrichelte Linie) ergeben würde.*

8 Diskussion und Vergleich der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die erhaltenen Ergebnisse mit den Ergebnissen anderer Messungen verglichen und die Resultate dieser Gegenüberstellungen werden diskutiert.

8.1 Vergleich mit anderen ep-Messungen

8.1.1 Anpassung eines Potenzgesetzes

An den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\ \partial(p_t^2)}$ kann ein Potenzgesetz der Form

$$A \cdot (1 + \frac{p_t}{p_{t0}})^{-n}$$

angepaßt werden. Die Parameter A, p_{t0} und n werden aus der Anpassung an die Meßdaten bestimmt. Es zeigt sich, daß Wirkungsquerschnitte, wie sie in ähnlichen Messungen bestimmt wurden, durch diese empirische Formel gut beschrieben werden (vergleiche [21], [24] und [25]).

Abbildung 62 zeigt den Wirkungsquerschnitt mit der entsprechenden Anpassung. Die Werte, die sich dabei für die drei Parameter ergeben sind in Tabelle 4 aufgeführt. Versucht man alle

Parameter	Wert	Fehler
A	$46.7 \cdot 10^4\ \frac{nb}{GeV^2}$	$2.5 \cdot 10^4\ \frac{nb}{GeV^2}$
n	6.90	0.02
p_{t0}	$0.54\ GeV$	fest vorgegeben

Tabelle 4: *Ergebnis der Anpassung eines Potenzgesetzes der Form $A \cdot (1 + \frac{p_t}{p_{t0}})^{-n}$ an den gemessenen Streuquerschnitt.*

drei Parameter gleichzeitig anzupassen, so ist die entsprechende Fehlermatrix nur mit großer Ungenauigkeit bestimmbar. Aus diesem Grund wird der Parameter p_{t0} fest vorgegeben. Die Wahl fiel auf $p_{t0} = 0.54 GeV$, zum einen, da sich dieser Wert, wenn auch mit großem Fehler, ergab, als versucht wurde eine gleichzeitige Spuranpassung aller drei Parameter durchzuführen, und zum anderen um mit der noch vorzustellenden Vergleichsmessung der ZEUS-Kollaboration in der Wahl dieses Parameters konform zu sein (vergleiche Kapitel 8.1.3 und [21]).

In [21], wo ein ähnliches Verhalten beobachtet wird, wird dieses durch die Beiträge der harten Streuprozesse, das heißt durch die Parton-Parton-Wechselwirkungen interpretiert.

8.1.2 Vergleich mit H1-Messungen aus dem Jahr 1992

Die Abbildung 63 zeigt den Vergleich des in dieser gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes mit einer äquivalenten H1-Messung, der jedoch Meßdaten aus dem Jahr 1992 zugrunde liegen (vgl. [22]). Abbildung 63 zeigt, daß die beiden Messungen im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmen. In der vorliegenden Arbeit konnte der Meßbereich jedoch aufgrund höherer Statistik bis zu $p_t = 12 GeV$ ausgedehnt werden im Gegensatz zu $p_t = 8GeV$ für die früher gemessenen Daten. Der Grund dafür ist, daß der älteren Messung eine Luminosität von $\mathcal{L} = 17.2 nb^{-1} \pm 7\%$ zugrunde liegt, während sie für die vorliegende Analyse $\mathcal{L} = 1333 nb^{-1} \pm 5\%$ beträgt (siehe Kapitel 7.3).

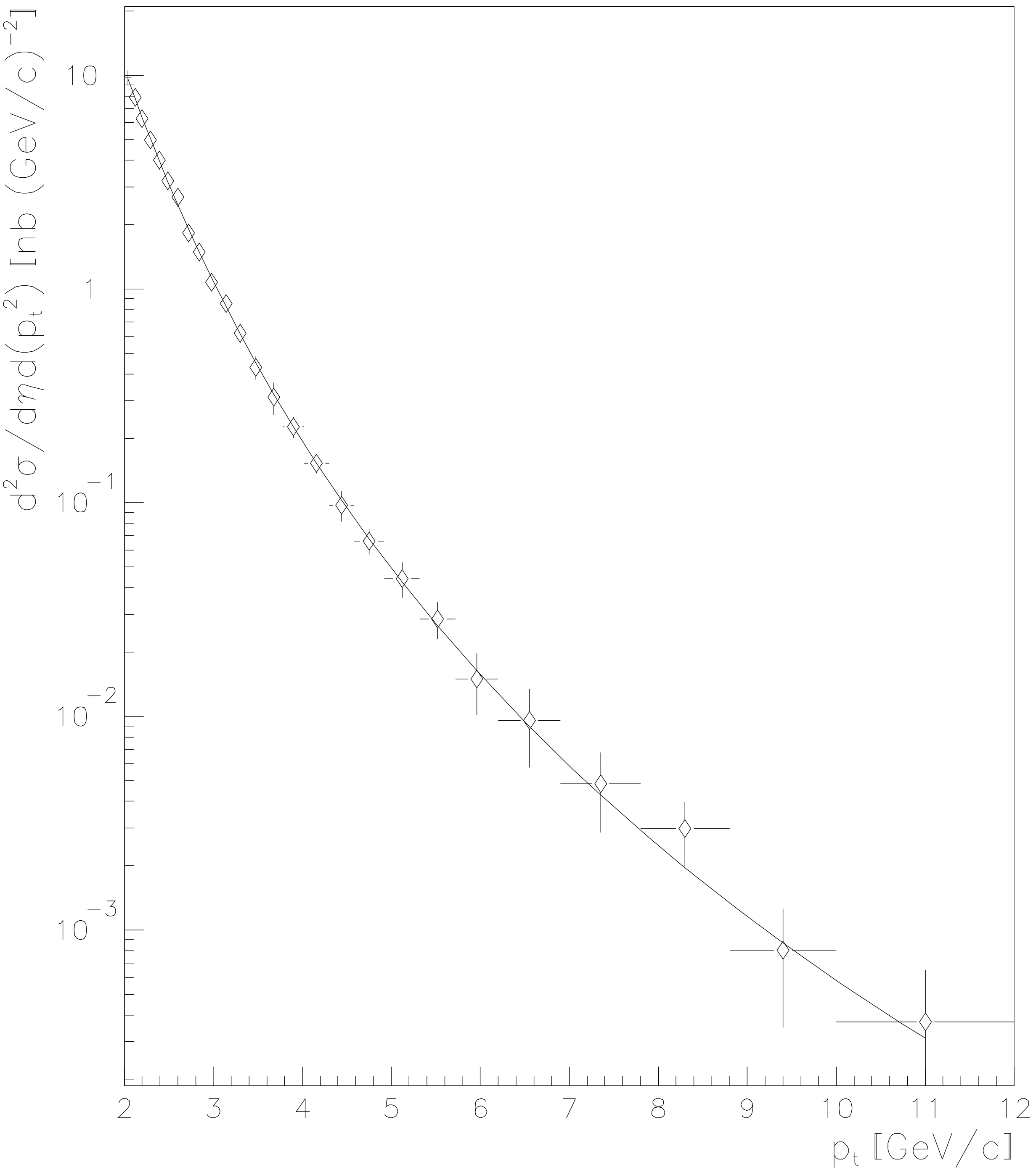


Abbildung 62: *Differentieller Wirkungsquerschnitt mit angepaßtem Potenzgesetz der Form* $A \cdot (1 + \frac{p_t}{p_{t0}})^{-n}$. *Die Parameter der Anpassung sind Tabelle 4 zu entnehmen.*

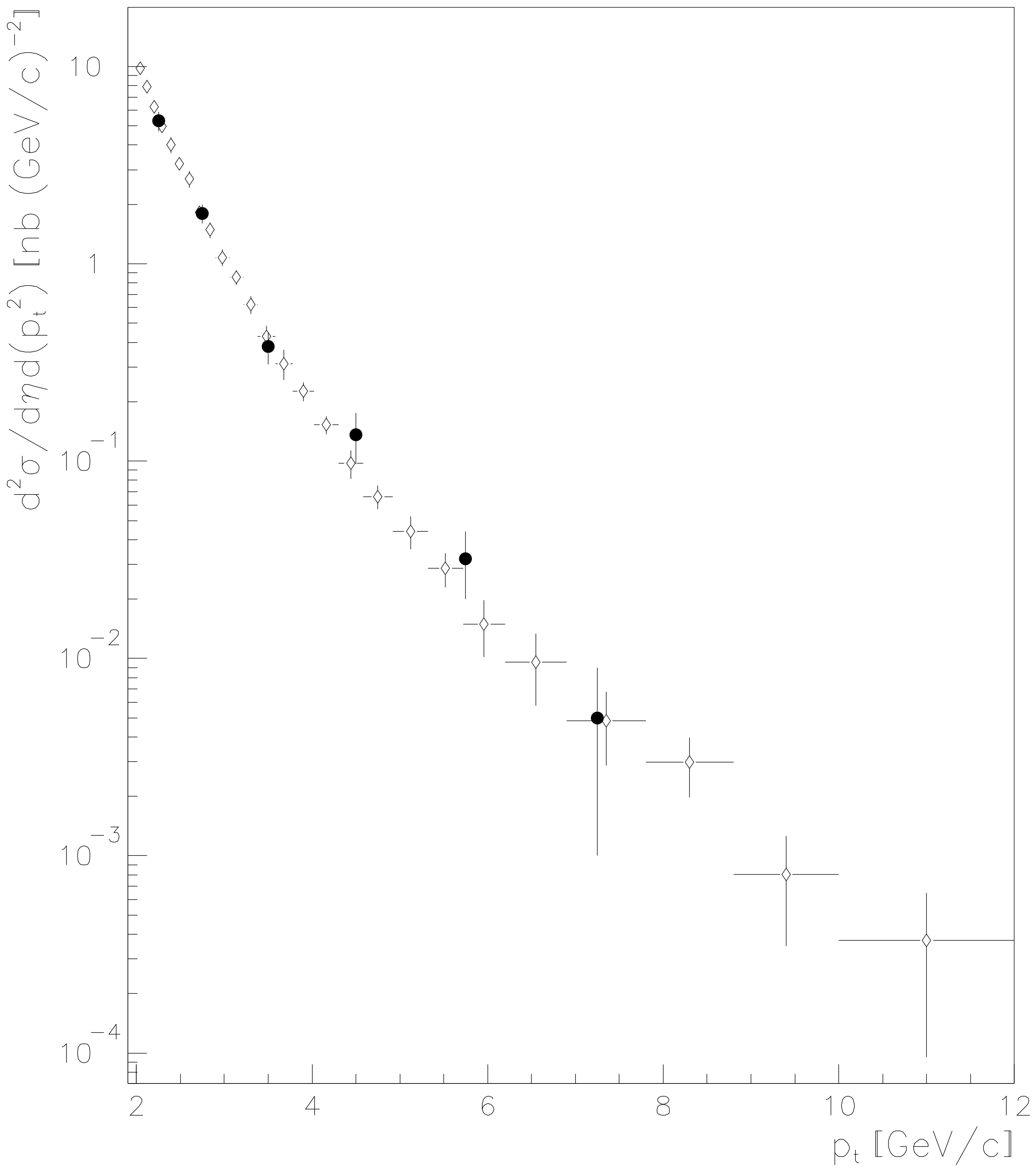


Abbildung 63: *Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t gemittelt über $|\eta| < 1$ für die vorliegende Analyse ($\diamond$) und und eine äquivalente H1-Messung aus dem Jahr 1992 ($\bullet$) (vgl. [22])*

8.1.3 Vergleich mit ZEUS-Messungen aus dem Jahr 1993

In Abbildung 64 ist die Gegenüberstellung des hier bestimmten Wirkungsquerschnittes $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\ \partial(p_t^2)}$ und des entsprechenden Wirkungsquerschnittes, wie er mit Hilfe des ZEUS-Detektors ([10]) im Jahre 1993 gemessen wurde, dargestellt (vgl. [21]). Diese Messung wurde durchgeführt bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} = 180GeV$ und es wurde über den Pseudorapiditätsbereich $-1.2 < \eta < 1.4$ gemittelt.

Aus Abbildung 64 ist zu entnehmen, daß der von der ZEUS-Kollaboration bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitt einen etwas steileren Verlauf besitzt. Dies ist auf die geringere Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} = 180GeV$ gegenüber $\sqrt{s_{\gamma p}} = 200GeV$ für den hier analysierten Datensatz und den dadurch kleineren zur Verfügung stehenden Phasenraum zurückzuführen.

8.2 Vegleich mit Messungen der $WA69$-Kollaboration

Im Gegensatz zu den in dieser Analyse durchgefürten Messungen wurde diese Messung (siehe [23]) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}_{\gamma p} = 18GeV$ durchgeführt. In Abbildung 65 ist der Vergleich des p_t-Spektrums jener Messung in einer willkürlichen Normierung mit dem in dieser Analyse bestimmten Spektrum gezeigt. Es zeigt sich ein deutlich steilerer Abfall jenes Spektrums, was darauf zurückzuführen ist, daß durch die weitaus geringere Schwerpunktsenergie das zur Verfügung stehende Phasenraumvolumen entsprechend kleiner ist. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch, wenn die aus Proton-Antiproton-Kollisionen bestimmten Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Schwerpunktsenergien miteinander verglichen werden.

8.2.1 Vergleich mit $p\overline{p}$-Reaktionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien

In Abbildung 66 ist der hier gemessene Wirkungsquerschnitt $\frac{\partial^2\sigma}{\partial\eta\ \partial(p_t^2)}$ adäquaten Wirkungsquerschnitten, wie sie aus Proton-Antiproton-Reaktionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmt wurden, gegenübergestellt. Dabei handelt es sich um eine Messung der CDF-Kollaboration bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1800\,GeV$ (vgl. [24]) und um drei Messungen der UA1-Kollaboration bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ von $200\,GeV$, $500\,GeV$ und $900\,GeV$ (vgl. [25]). Angezeigt sind die Anpassungen an die Daten mit dem Potenzgesetz der Form $A\cdot(1+\frac{p_t}{p_t0})^{-n}$. Der besseren Übersicht halber werden die $p\overline{p}$-Wirkungsquerschnitte jeweils mit dem Faktor 10^{-4} skaliert.

Der Vergleich zeigt, daß die Form des γp-Spektrums flacher beziehungsweise härter ist als die der $p\overline{p}$-Spektren. Für dieses Verhalten sind mehrere Gründe denkbar. Zum einen messen beide $p\overline{p}$-Experimente in einem symmetrischen Bereich um $\eta_{lab} = \eta_{cm} = 0$ ($|\eta| < 2.5$ für UA1 und $|\eta| < 1$ für CDF), während die hier analysierten Daten über den Bereich $|\eta| < 1$ im Laborsystem gemittelt werden, was einem Bereich von $-3 < \eta < -1$ im Schwerpunktssystem entspricht.

Die zweite Erklärung für die erwartet unterschiedliche Form der Spektren liefert das Vektor-Meson-Dominanzmodell (siehe Kapitel 2.3). Danach kann die γp-Streuung durch die Streuung eines Vektormesons an einem Proton angenähert werden. Das Spektrum von Vp-Streuung muß härter sein als das von $p\overline{p}$-Streuungen bei vergleichbarer Schwerpunktsenergie, da die Verteilung der Partonimpulse der Quarks in den Mesonen im Mittel härter ist als in Baryonen.

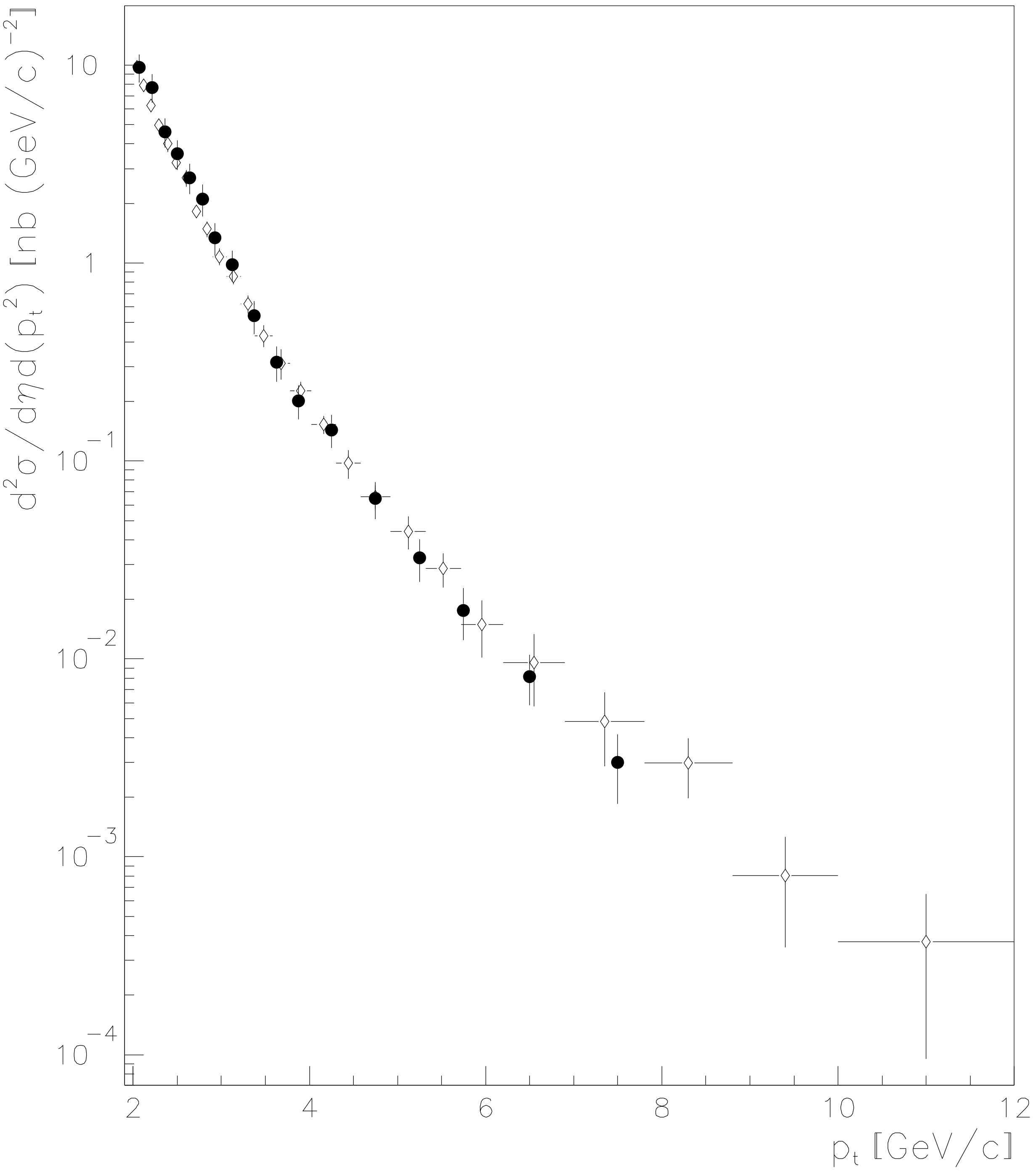


Abbildung 64: *Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t gemittelt über $|\eta| < 1$ für die vorliegende Analyse bei $\sqrt{s_{\gamma p}} = 200GeV$ ($\diamond$) und Ergebnisse der ZEUS-Kollaboration ($\bullet$) gemittelt über $-1.2 < \eta < 1.4$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} = 180GeV$ (aus [21]).*

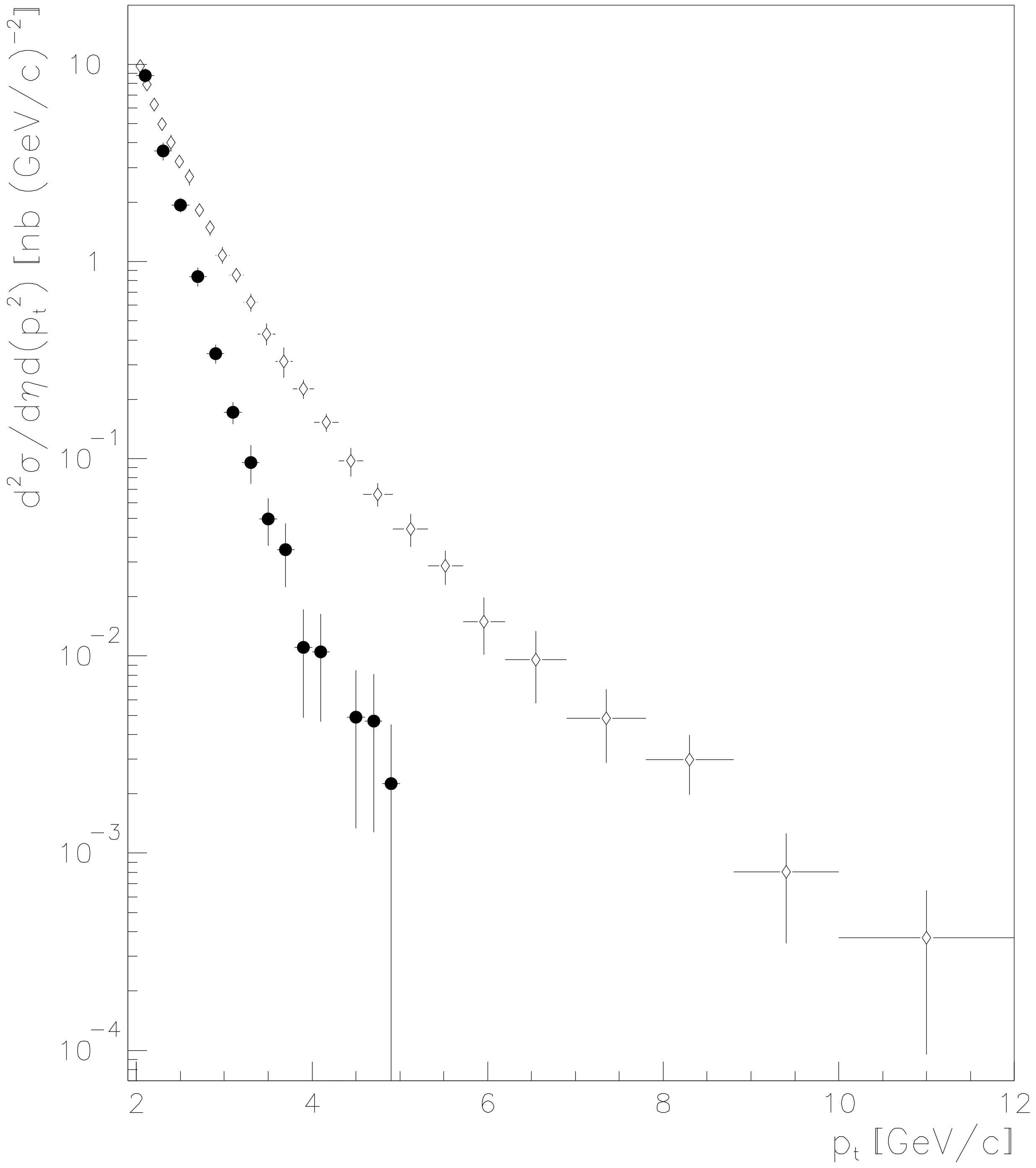


Abbildung 65: *Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t gemittelt über $|\eta| < 1$ für die vorliegende Analyse bei $\sqrt{s_{\gamma p}} = 200 GeV$ ($\diamond$) und Ergebnisse der WA69-Kollaboration ($\bullet$) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}_{\gamma p} = 18 GeV$ in einer willkürlichen Normierung (vgl. [23]).*

Eine weitere Erklärung für die Diskrepanz der Form der Spektren liefert das Bild, wonach das Photon in einen ungebundenen Quark-Antiquark-Zustand oszilliert (anomaler Beitrag) beziehungsweise das Photon in einem direkten Prozess mit dem Proton wechselwirkt (vergleiche Kapitel 2.3). Beide Beiträge werden im Bereich hoher Transversalimpulse dominant und führen zu einer Anhebung des Spektrums in diesem Bereich.

Obwohl man zur Beschreibung der γp-Spektren die anomalen Prozesse hinzuziehen muß (vergleiche Kapitel 8.3.1), kann diese Notwendigkeit aus dem Vergleich mit den Messungen aus Proton-Antiproton-Kollisionen nicht abgeleitet werden. Ein Vergleich zwischen Photon-Proton-Streuung und Meson-Proton-Streuung wäre hier aus den bereits angeführten Gründen aufschlußreicher, jedoch existieren keine Messungen zur Meson-Proton-Streuung bei Schwerpunktsenergien in der Größeordnung von $\sqrt{s} = 200GeV$.

8.3 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

8.3.1 Vergleich mit QCD Monte-Carlo-Vorhersagen

Die gemessenen Daten werden mit den Vorhersagen des Monte-Carlo-Generators PYTHIA 5.7 verglichen. Dies entspricht einem Vergleich mit Rechnungen in führender Ordnung QCD, wobei Korrekturen höherer Ordnung durch Parton-Schauer und multiple Parton-Wechselwirkungen berücksichtigt werden. Eine ausführliche Beschreibung des PYTHIA-Generators wurde bereits in Kapitel 2.4 gegeben.

Den generierten Ereignissen liegt eine Luminosität von $\mathcal{L} = 1500nb^{-1}$ zugrunde, was derjenigen der Meßdaten vergleichbar ist.

Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte werden in den Abbildung 67-73 verglichen, wobei unter anderem die Ergebnisse der Vorhersagen verschiedener Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion untereinander und mit den Meßdaten verglichen werden. Allen simulierten Ereignissen liegt unabhängig von der Wahl der Photonstrukturfunktion die GRV-Parametrisierung der Protonstrukturfunktion (vgl. [7]) zugrunde.

In Abbildung 67 wird der gemessenene Streuquerschnitt in Abhängigkeit von p_t der Vorhersage des PYTHIA-Generators gegenübergestellt. Hier wurde die GRV-Parametrisierung der Photonstrukturfunktion verwendet.

Das Verhältnis zwischen gemessenem und vorhergesagtem Streuquerschnitt ist in Abbildung 68 dargestellt. Daraus ist zu erkennen, daß es im Bereich $2GeV < p_t < 2.5GeV$ einen signifikanten Unterschied zwischen gemessenem und vorhergesagtem Streuquerschnitt gibt und zwar wird in diesem Bereich ein größerer Streuquerschnitt vorhergesagt als er tatsächlich gemessen wird. Für $p_t > 2.5GeV$ stimmen Meßergebnisse und Vorhersage im Rahmen der Fehler der Messung und der statistischen Fehler der Vorhersage überein, wobei feststellbar ist, daß für $p_t > 6.5GeV$ der gemessene Wirkungsquerschnitt tendenziell etwas höher liegt als der vorhergesagte.

In Abbildung 67 sind ebenfalls die Beiträge der einzelnen Subprozesse zum gesamten vorhergesagten Streuquerschnitt aufgeführt. Es ist zu erkennen, daß das Gewicht der direkten Prozesse mit steigendem p_t zunimmt. Im Bereich von $p_t \approx 11GeV$ tragen direkte Prozesse und Prozesse mit aufgelöstem Photon etwa zu gleichen Teilen zum gesamten Streuquerschnitt bei. Es ist zu erkennen, daß der Anteil von Prozessen mit Gluonstreuung an dem Gesamtbeitrag der

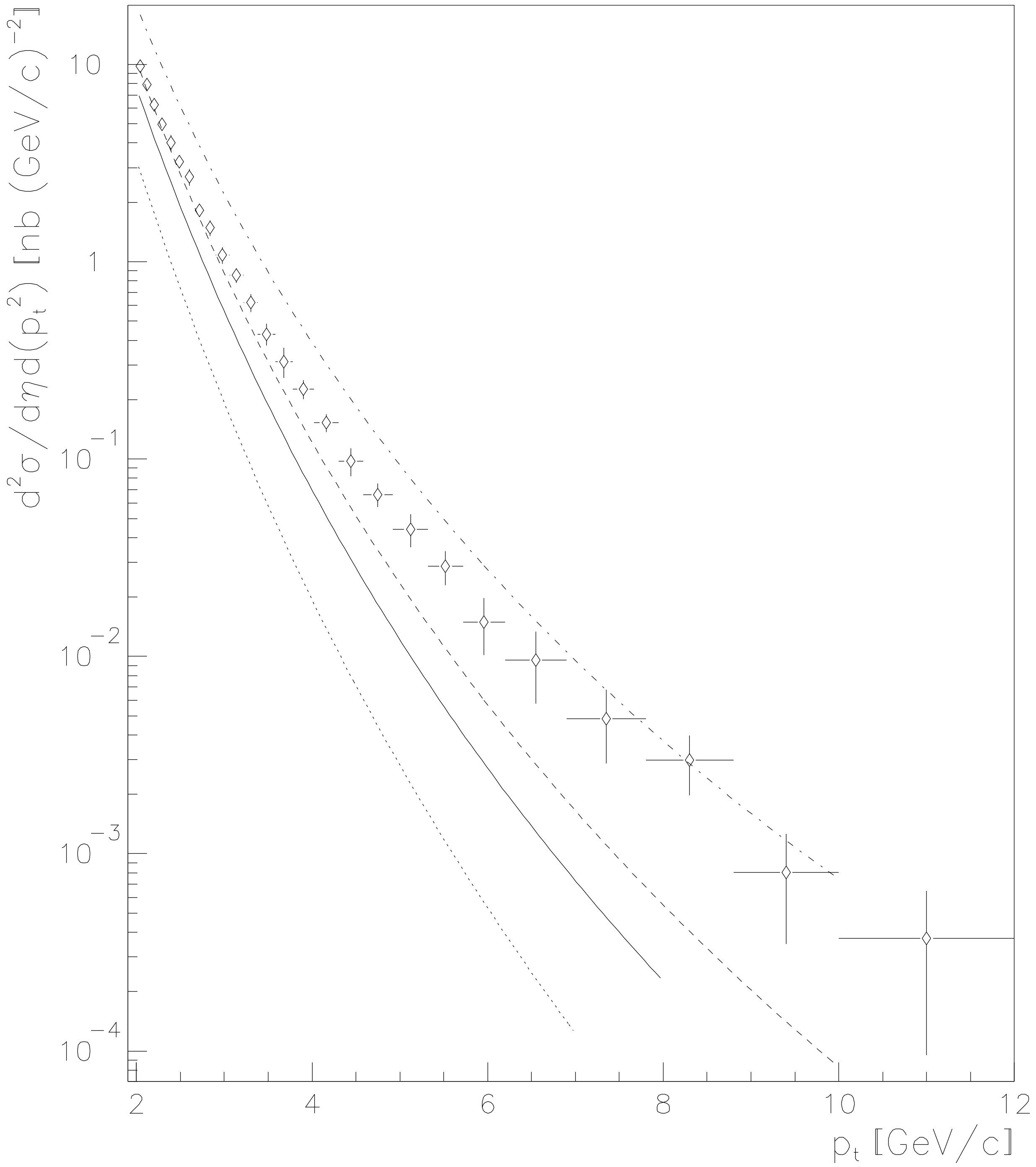


Abbildung 66: *Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t bei $\sqrt{s_{\gamma p}} = 200 GeV$ und Ergebnisse aus Experimenten zur Proton-Antiproton-Streuung. CDF-Messung (gepunktet/gestrichelte Linie) bei $\sqrt{s} = 1800 GeV$ (siehe [24]), UA1-Messung bei (gestrichelte Linie) $\sqrt{s} = 900 GeV$,bei (durchgezogene Linie) $\sqrt{s} = 500 GeV$ und bei (gepunktete Linie) $\sqrt{s} = 200 GeV$ (siehe [25])*

Prozesse mit aufgelöstem Photon In Abhängigkeit von p_t abnimmt. Der Grund dafür ist, daß der Gluonanteil vornehmlich bei kleinen x_γ liegt, das heißt , daß das wechselwirkende Parton des Photons einen kleinen Bruchteil des Gesamtimpulses des Photons trägt.

Die η-Verteilung ist sensitiv auf die x-Abhängigkeit der Partondichtefunktion. Hier kann man Werte von $\eta < 0$ korrelieren mit großen Werten von x_γ, da in solchen Prozessen das beteiligte Parton und somit die daraus resultierenden Hadronen bevorzugt in Photonrichtung abgestrahlt werden. Durch ein analoge Überlegung können Werte von $\eta > 0$ mit kleinen x_γ korreliert werden. Zusammenfassend läst sich also sagen, daß das η-Spektrum des bestimmten Streuquerschnittes sensitiv ist auf die x-Abhängigkeit der Photonstrukturfunktion.

In den Abbildungen 69-72 wird das η-Spektrum des gemessenen Streuquerschnittes mit den Vorhersagen von PYTHIA verglichen, wobei für die Abbildungen 69-71 die GRV-Parametrisierung der Photonstrukturfunktion verwendet wurde und für Abbildung 72 die entsprechende LAC1-Parametrisierung (vgl. [26]).

Zunächst ist festzustellen, daß das η-Spektrum des gemessenen Streuquerschnittes nicht gut beschrieben wird, unabhängig davon welche Parametrisierung der Photonstrukturfunktion verwendet wird. Vergleicht man zunächst die Abbildungen 69-71, so ist hier deutlich die bereits besprochene Tendenz zu beobachten, daß mit zunehmenden Transversalimpulsen der Gluonbeitrag an Prozessen mit aufgelöstem Photon abnimmt. Ebenso ist hier zu erkennen, daß durch die GRV-Parametrisierung der Photonstrukturfunktion eine zu große Partondichte bei großen x_γ und eine zu kleine Partondichte bei kleinen x_γ angenommen wird. Im Vergleich dazu wird durch die LAC1-Parametrisierung eine zu hohe Partondichte bei kleinen x_γ angenommen (siehe Abbildung 72), während diese für große x_γ mit den Meßergebnissen nahezu übereinstimmt.

Die Ergebnisse dieser Gegenüberstellungen stehen im Einklang mit den in [28] veröffentlichten Ergebnissen.

Als Schlußfolgerung dieser Vergleiche bleibt festzuhalten, daß das gemessene η-Spektrum durch keine der verwendeten Parametrisierungen richtig beschrieben wird, allerdings wurde auch gezeigt, daß innerhalb der Grenzen, die diese beiden abstecken, eine Parametrisierung in führender Ordnung QCD konstruiert werden könnte , die die Meßergebnisse beschreiben würde.

In Abbildung 73 ist dargestellt, wie sich der Beitrag durch Prozesse mit aufgelöstem Photon verändert, wenn anstatt der GRV-Strukturfunktion eine Strukturfunktion verwendet wird, die dem Vektormesondominanz-Modell entspricht. Dabei wird für die Strukturfunktion des Photons diejenige von π-Mesonen eingesetzt und das Ergebnis auf den gemessenen Streuquerschnitt bei $p_t = 2GeV$ normiert. In dieser Abbildung lediglich der Beitrag der Prozesse mit aufgelöstem Photon gezeigt ohne Berücksichtigung der direkten Prozesse. Zum Vergleich ist nochmals der Beitrag der Prozesse mit aufgelöstem Photon und der komplette Streuprozess in der GRV-Parametrisierung dargestellt.

Deutlich ist zu erkennen, daß es nicht möglich wäre mit diesem Ansatz die p_t-Abhängigkeit des gemessenen Streuquerschnittes zu beschreiben da das vorhergesagte Spektrum deutlich steiler abfallen würde. Auch dieses ist ein Hinweis auf die anomalen Kopplungen des Photons.

8.3.2 Vergleiche mit Rechnungen in nächster Ordnung QCD

In Abbildung 74 wird der gemessene Wirkungsquerschnitt einem berechneten gegenübergestellt,der die führende Ordnung und nächste Ordnung QCD berücksichtigt. Das Ergebnis dieser Berechnung wurde [4] entnommen. Für die Rechnung wurde wie in der Analyse über den Bereich $0.3 < \eta < 0.7$ und $|\eta| < 1$ gemittelt. Das angezeigte Fehlerband wurde dieser Berechnung angepaßt, indem der relative Fehler einer ähnlichen Berechnung der selben Autoren (vgl. [21]) auf die in [4] entnommene Berechnung übertragen wurde.

Für die Berechnung wird als Parametrisierung der Protonstrukturfunktion die $MRS\,DO'$-Parametrisierung (vgl. [27]) in nächstführender Ordnung verwendet. Als Parametrisierung der Photonstrukturfunktion wird die GRV-Parametrisierung (siehe [7]) ebenfalls in nächstführender Ordnung verwendet. Für die Fragmentationsfunktion wird eine Parametrisierung lediglich in führender Ordnung verwendet, da entsprechende Parametrisierungen in nächster Ordnung zur Zeit der Publikation von [4] noch nicht verfügbar waren. Die Berechnung hängt stark von den Partondichten im Proton und im Photon ab, was der Berechnung eine globale Unsicherheit von etwa 30% zugrundelegt.

Der Abbildung ist zu entnehmen, daß die Wirkungsquerschnitte innerhalb der Fehler der Messung und der Unsicherheiten in der Berechnung übereinstimmen. Es aber deutlich zu erkennen, daß durch die Berechnung ein tendenziell härterer Verlauf des p_t-Spektrums vorhergesagt wird. Eine mögliche Ursache dafür könnte die Wahl der Parametrisierung der Fragmentationsfunktion sein. Hier bleibt zu hoffen, daß Parametrisierungen in nächstführender Ordnung QCD eine etwas bessere Beschreibung geben.

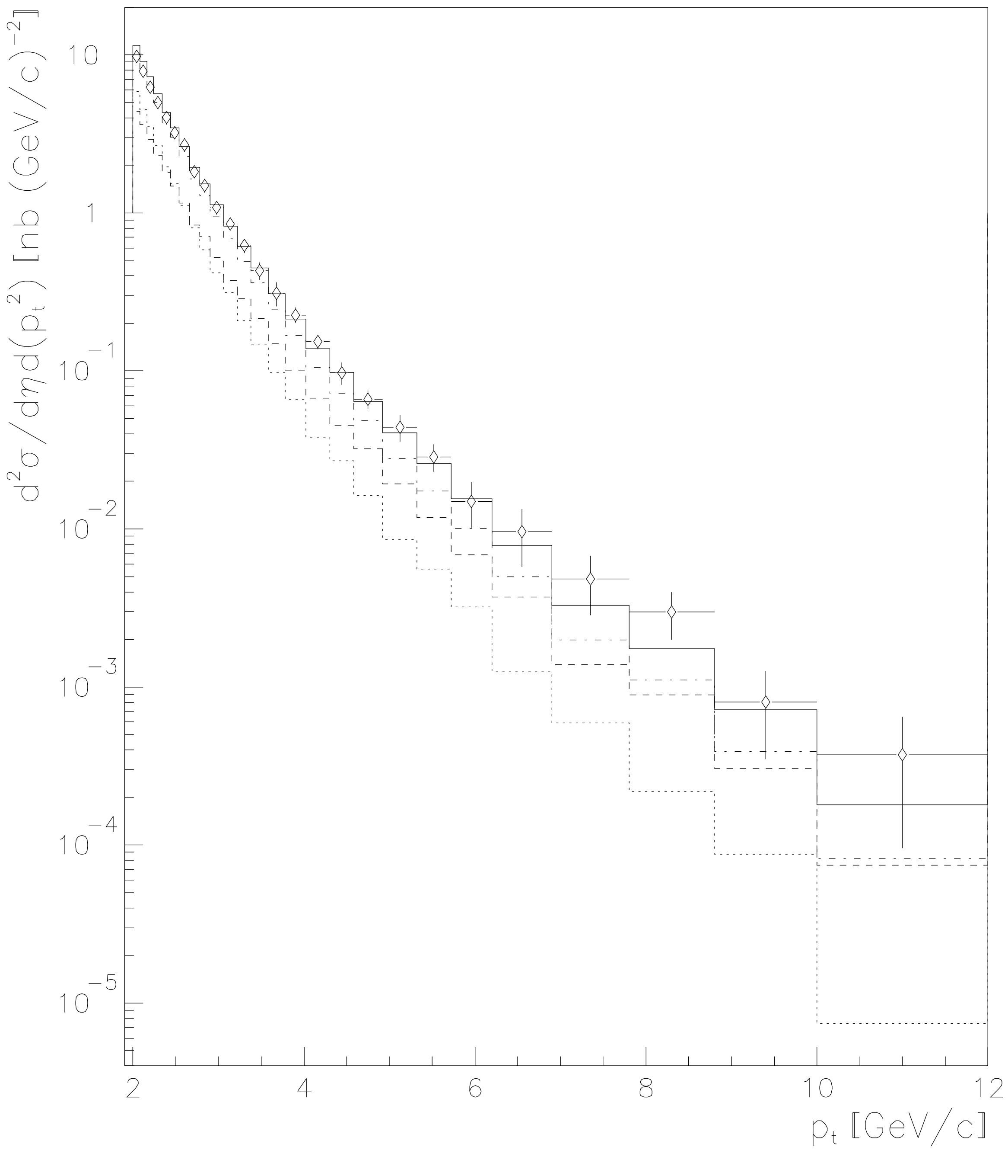


Abbildung 67: *Gemessener Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t ($\diamond$) und entsprechende Ergebnisse des PYTHIA-Generators (Histogramme) unter Verwendung der GRV-Parametrisierung für die Partondichten im Photon und im Proton. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der kompletten Simulation, die gestrichelte Linie bezeichnet den Beitrag von Quarks an Prozessen mit aufgelösten Photonen, die gepunktete Linie den entsprechenden Gluonanteil vom Photon und die gepunktet/gestrichelte Linie die Summe dieser beiden Anteile.*

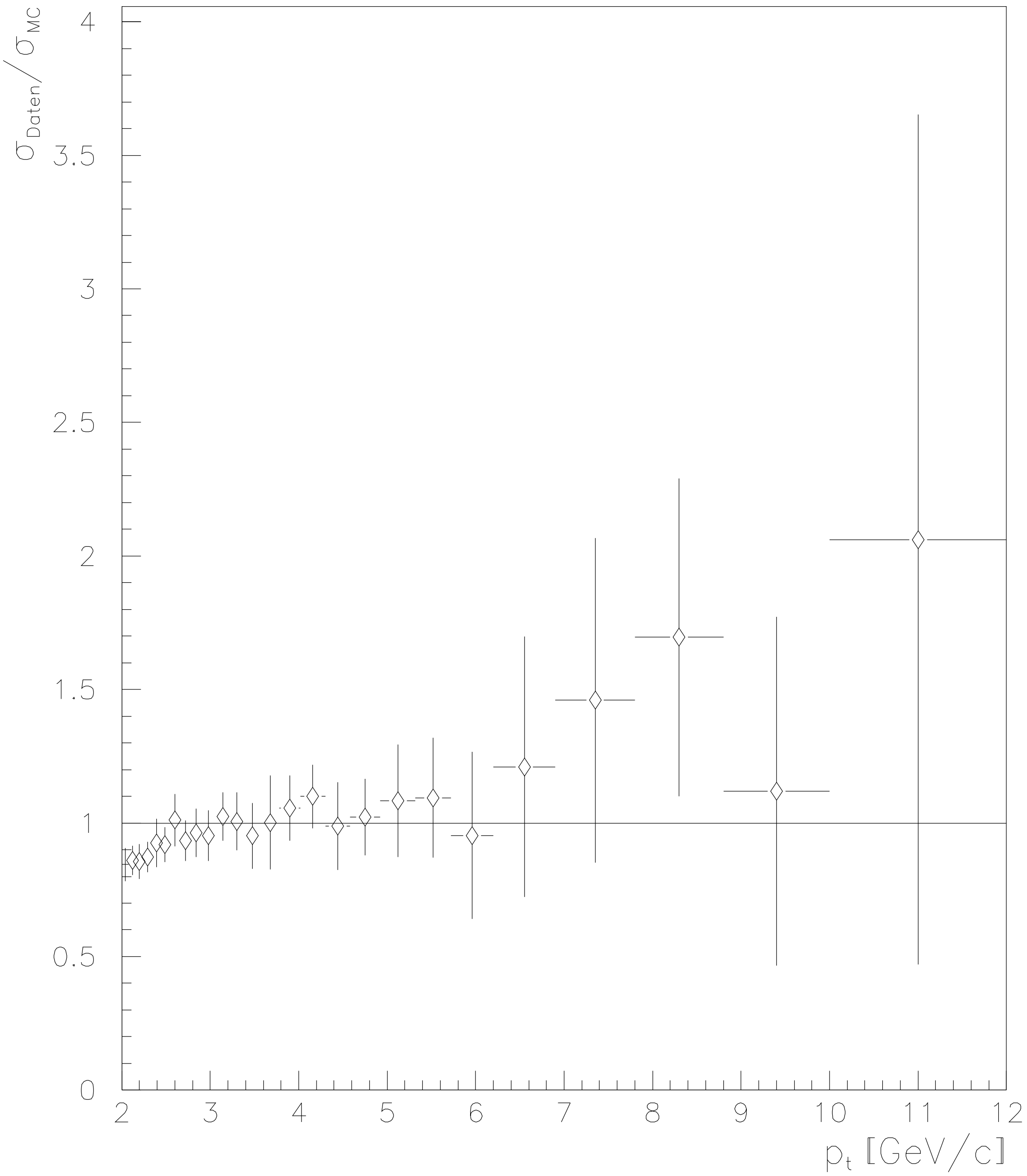


Abbildung 68: *Verhältnis des gemessenen Streuquerschnittes zu dem durch den PYTHIA-Generator vorhergesagten in Abhängigkeit von p_t.*

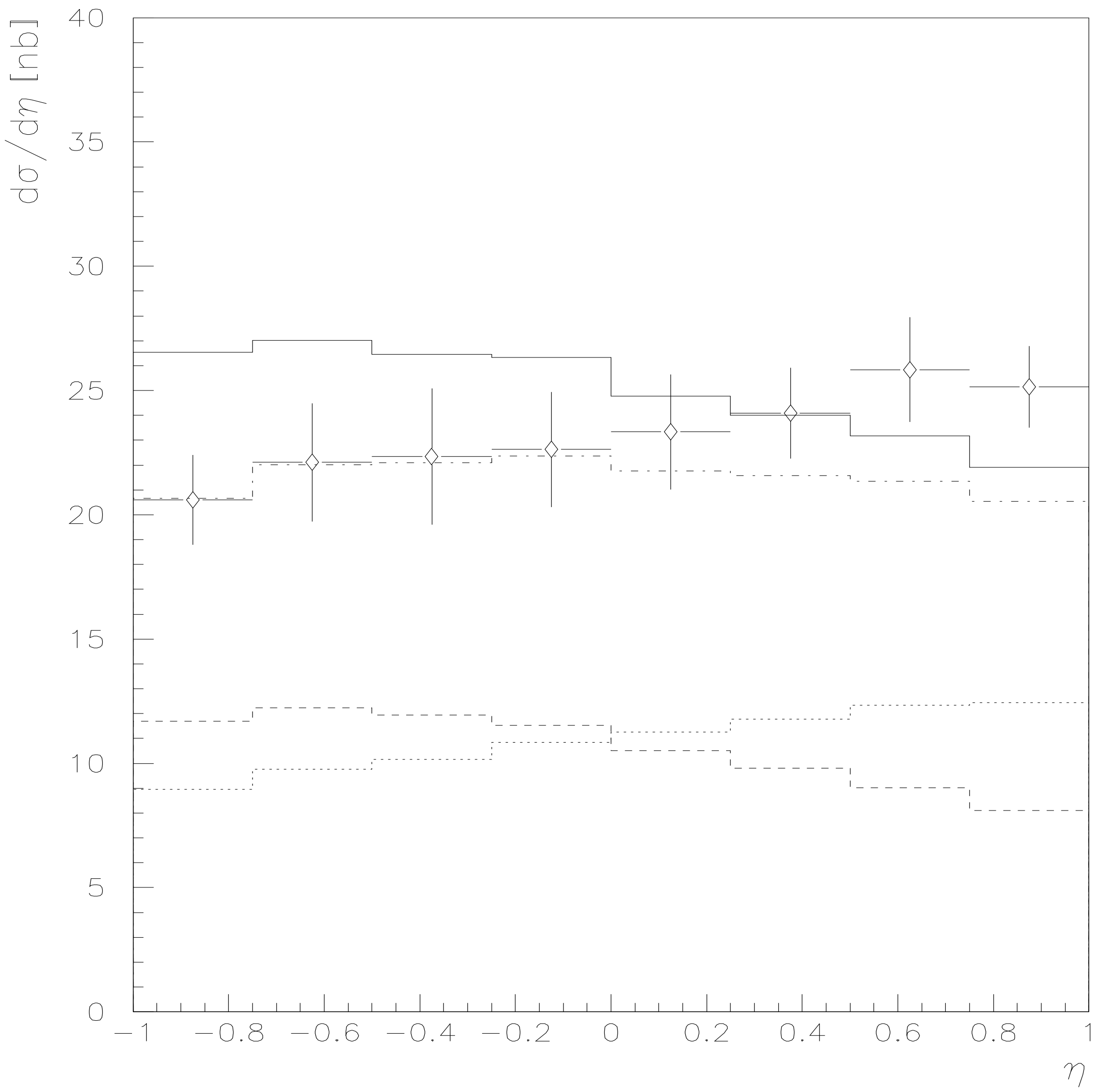


Abbildung 69: *Gemessener Einteilchen-Wirkungsquerschnitt (◇) als Funktion von η und entsprechende Ergebnisse des PYTHIA-Generators (Histogramme) unter Verwendung der GRV-Parametrisierung für die Partondichten im Photon und im Proton gemittelt über $2GeV < p_t < 12GeV$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der kompletten Simulation, die gestrichelte Linie bezeichnet den Beitrag von Quarks an Prozessen mit aufgelösten Photonen, die gepunktete Linie den entsprechenden Gluonanteil vom Photon und die gepunktet/gestrichelte Linie die Summe dieser beiden Anteile.*

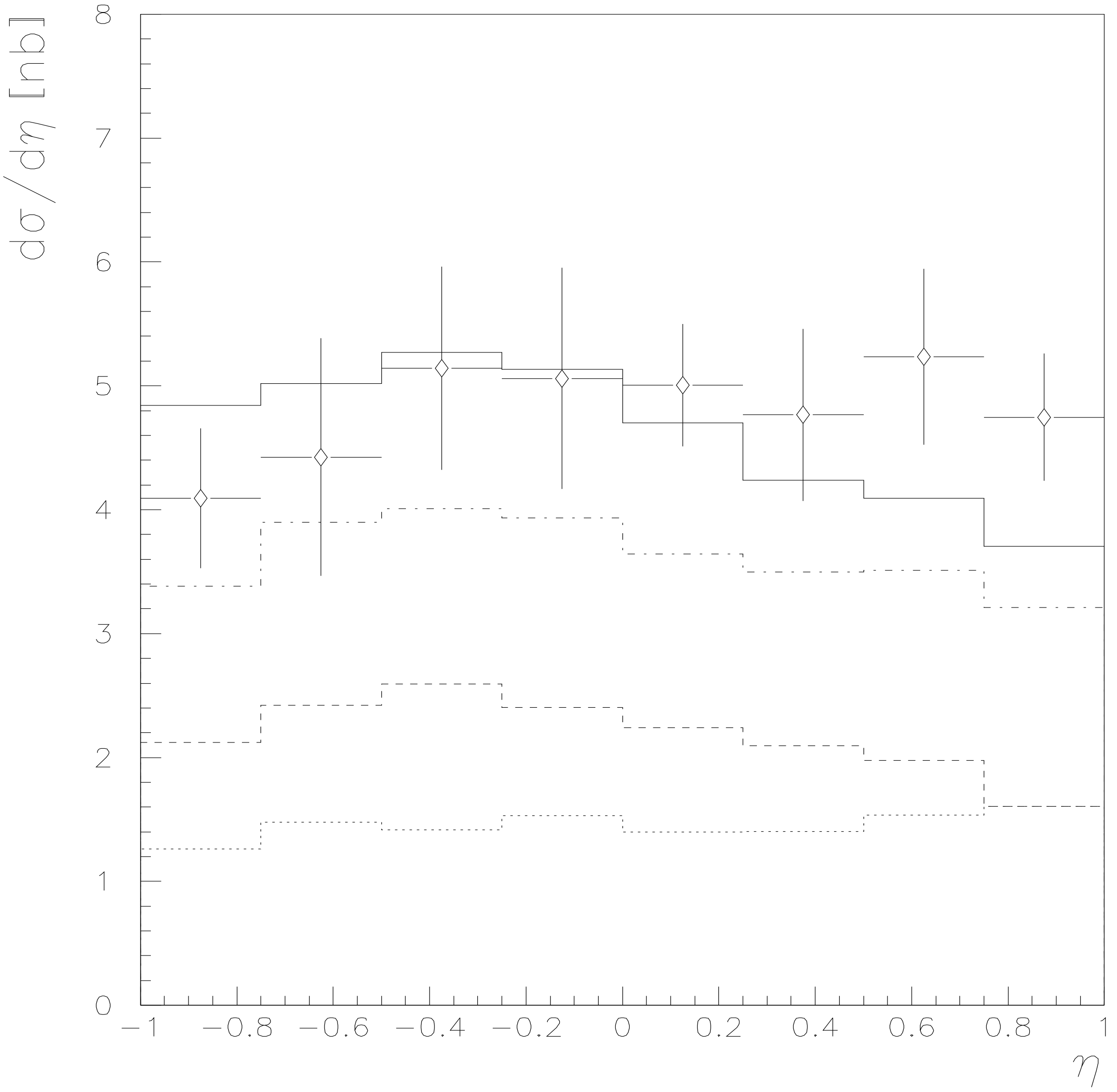


Abbildung 70: *Gemessener Einteilchen-Wirkungsquerschnitt ($\diamond$) als Funktion von η und entsprechende Ergebnisse des PYTHIA-Generators (Histogramme) unter Verwendung der GRV-Parametrisierung für die Partondichten im Photon und im Proton gemittelt über $3GeV < p_t < 12GeV$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der kompletten Simulation, die gestrichelte Linie bezeichnet den Beitrag von Quarks an Prozessen mit aufgelösten Photonen, die gepunktete Linie den entsprechenden Gluonanteil vom Photon und die gepunktet/gestrichelte Linie die Summe dieser beiden Anteile.*

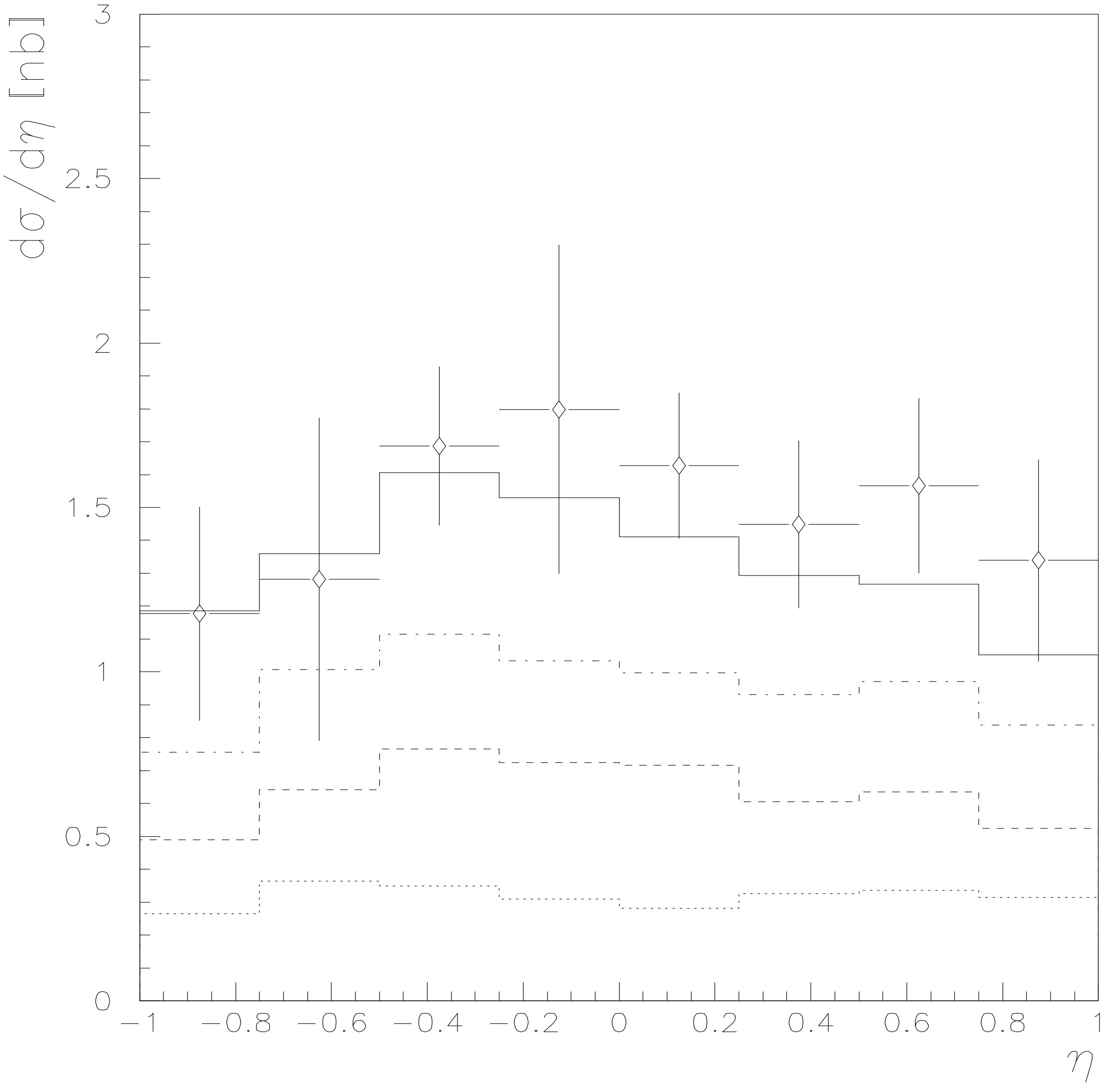


Abbildung 71: *Gemessener Einteilchen-Wirkungsquerschnitt (◇) als Funktion von η und entsprechende Ergebnisse des PYTHIA-Generators (Histogramme) unter Verwendung der GRV-Parametrisierung für die Partondichten im Photon und im Proton gemittelt über* $4GeV < p_t < 12GeV$. *Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der kompletten Simulation, die gestrichelte Linie bezeichnet den Beitrag von Quarks an Prozessen mit aufgelösten Photonen, die gepunktete Linie den entsprechenden Gluonanteil vom Photon und die gepunktet/gestrichelte Linie die Summe dieser beiden Anteile.*

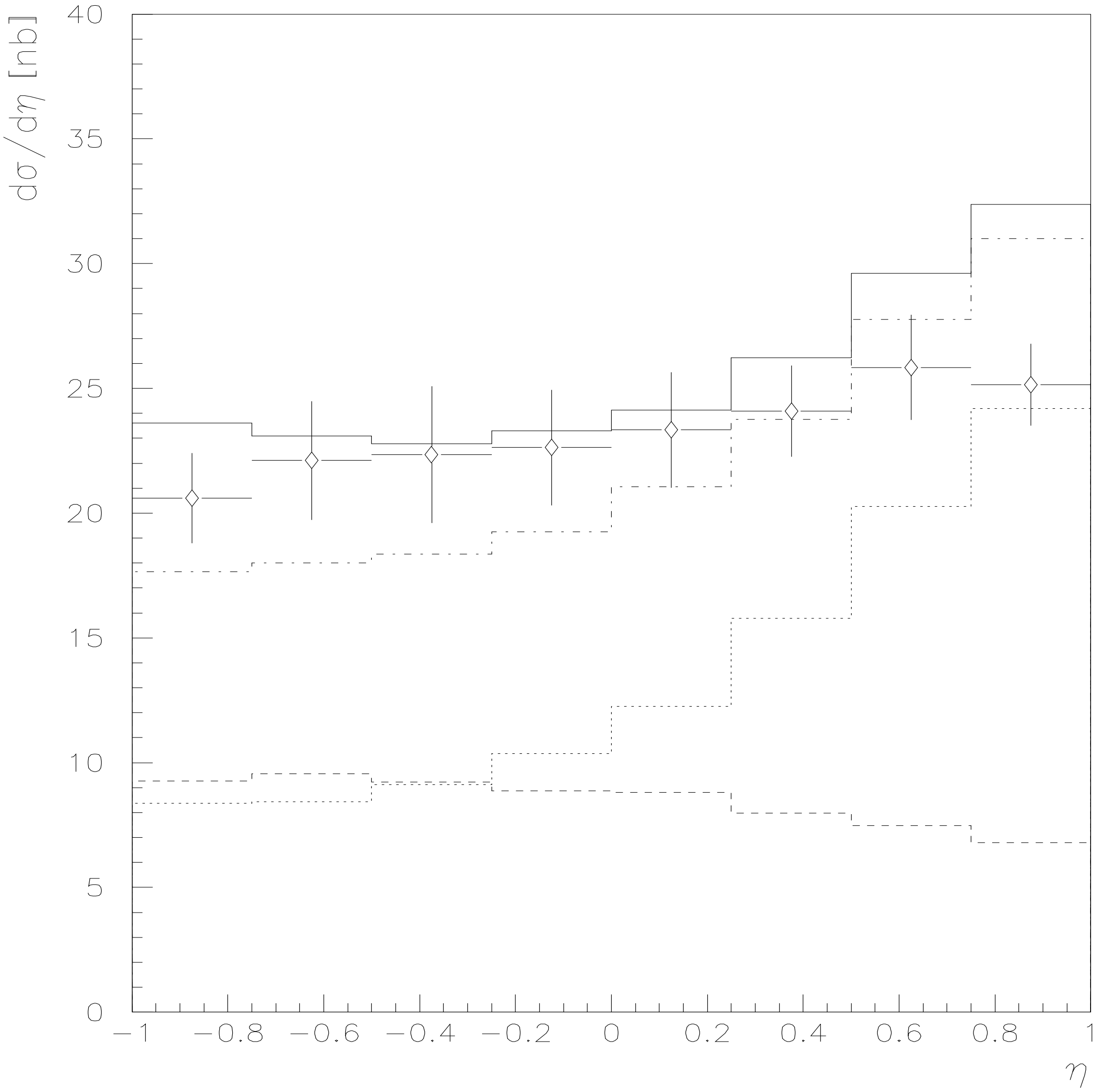


Abbildung 72: *Gemessener Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von η ($\diamond$) gemittelt über $2GeV < p_t < 12GeV$ und entsprechende Ergebnisse des PYTHIA-Generators (Histogramme), wobei hier die $LAC1$-Parametrisierung für die Photonstrukturfunktion und die GRV-Parametrisierung für die Protonstrukturfunktion verwendet wird. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der kompletten Simulation, die gestrichelte Linie bezeichnet den Quarkanteil von Prozessen mit aufgelösten Photonen, die gepunktete Linie den entsprechenden Gluonanteil und die gepunktet/gestrichelte Linie die Summe dieser beiden Anteile.*

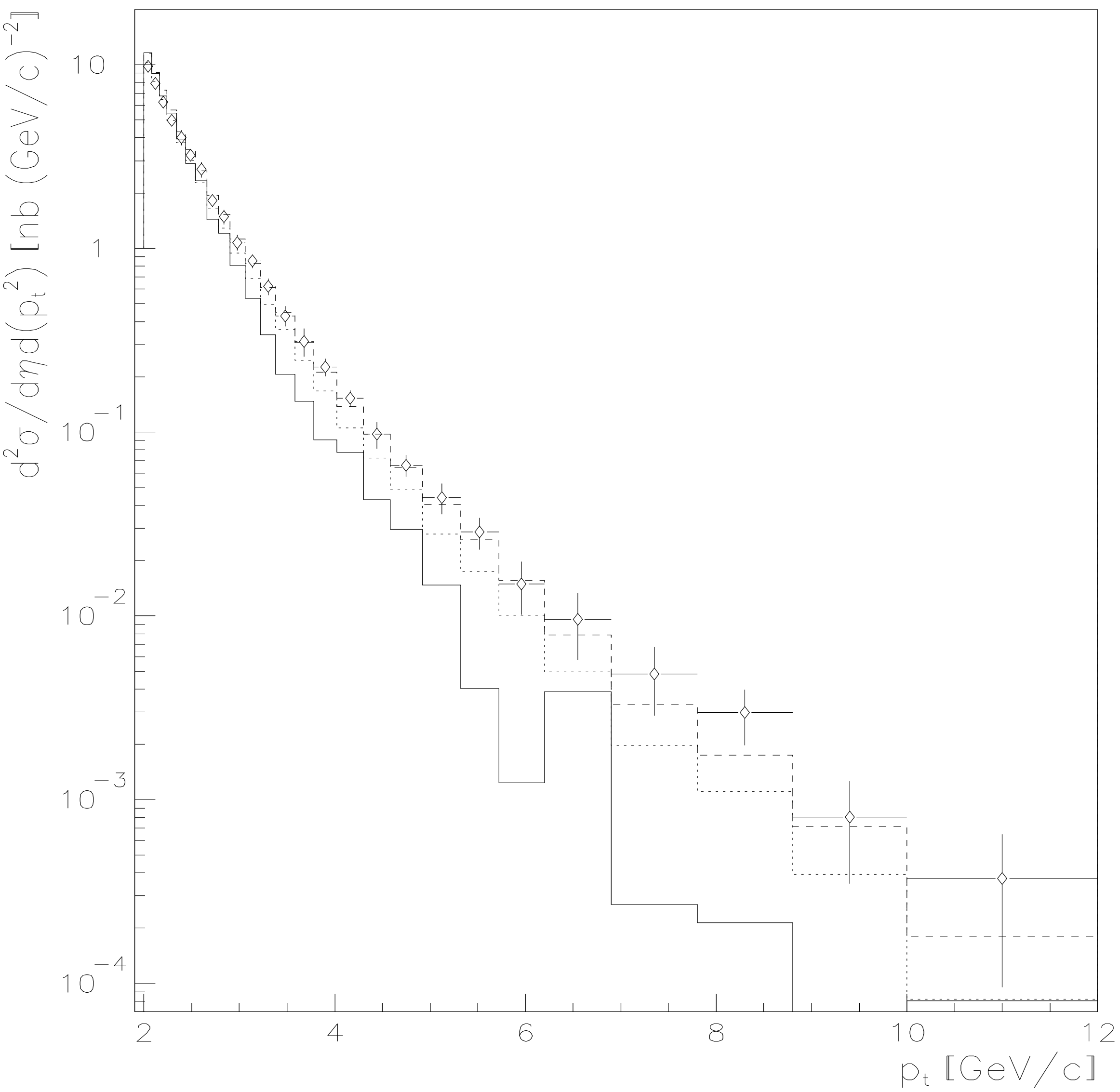


Abbildung 73: *Gemessener Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t ($\diamond$)und entsprechende Ergebnisse des PYTHIA-Generators (Histogramme). Die durchgezogene Linie stellt den reinen VMD-Ansatz für Subprozesse mit aufgelöstem Photon dar, der bei $p_t = 2GeV$ auf den gemessenen Streuquerschnitt auf den gemessenen Streuquerschnitt der Daten normiert wurde. Als Photonstrukturfunktion wird dabei diejenige von π-Mesonen verwendet und für die Protonstrukturfunktion wird die GRV-Parametrisierung verwendet. Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis der kompletten Simulation, das heißt, das der Beitrag der direkten Subprozesse mitberücksichtigt wird. Dabei wird die GRV-Parametrisierungen der Photon- und Protonstrukturfunktion verwendet. Die gepunktete Linie stellt den Beitrag von Subprozessen mit aufgelöstem Photon dar, wobei ebenfalls die eben genannten Parametrisierungen verwendet werden.*

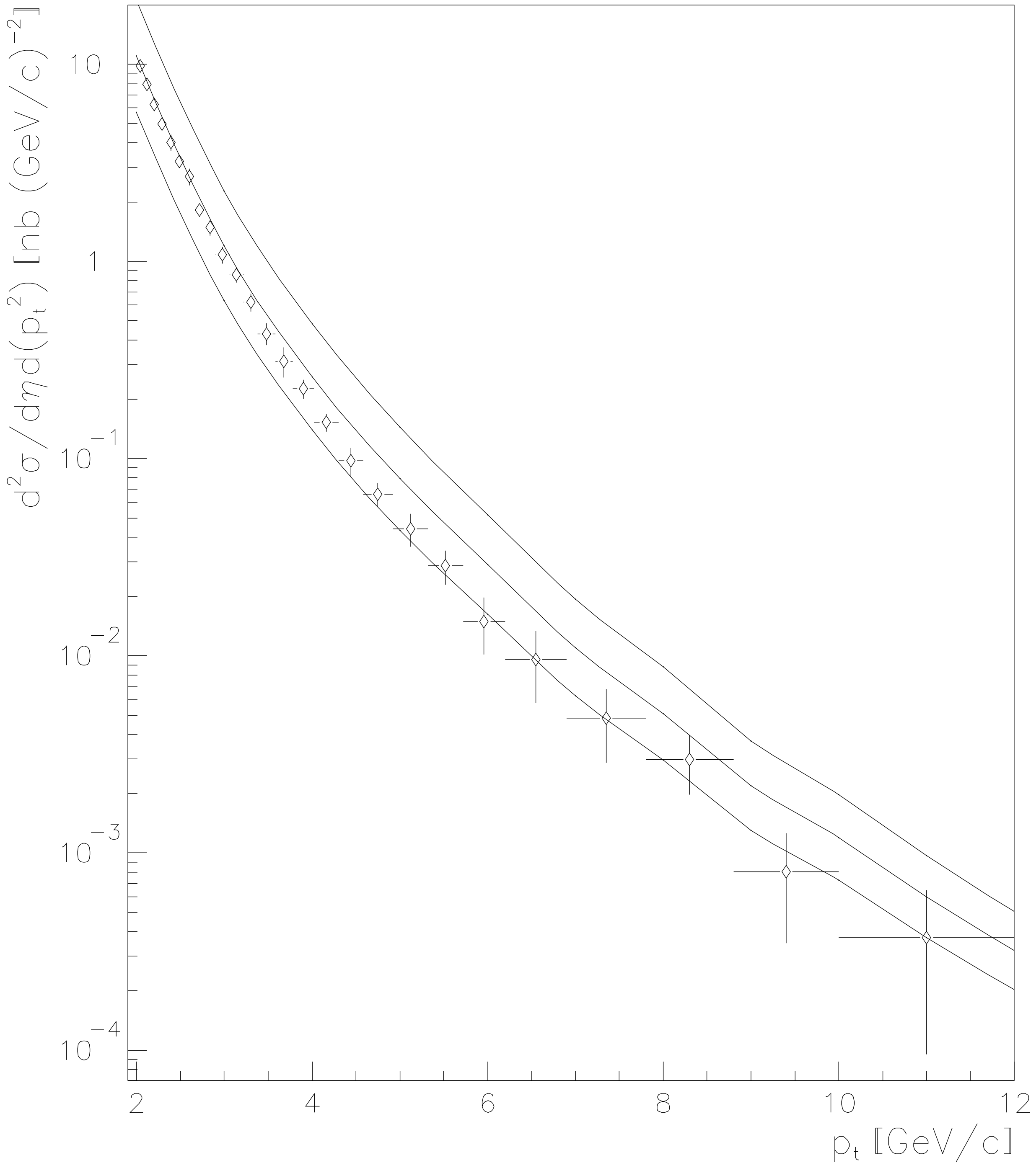


Abbildung 74: *Gemessener Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t ($\diamond$) und entsprechende Ergebnisse aus Berechnungen in nächster Ordnung QCD (siehe [4]).*

9 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Streuungen von quasireelen Photonen an Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}_{\gamma p} = 200GeV$ am HERA-Speicherring untersucht und zwar unter dem Aspekt der Produktion geladener Teilchen mit hohen Transversalimpulsen im Endzustand. Als minimaler Wert für den Transversalimpuls wurde $p_t = 2GeV$ gefordert. Aufgrund der hohen Statistik von 25850 analysierten Spuren konnte zum ersten Mal der Bereich von $p_t > 8GeV$ untersucht werden. Die p_t-Abhängigkeit des gemessenen Streuquerschnittes wurde bis zu $p_t = 12GeV$ analysiert. Dabei wurde über die skalierte Photonenergie im Bereich $0.3 < y < 0.7$ und den negativen quadratischen Impulsübertrag des Photons im Bereich $3 \cdot 10^{-8}GeV^2 < Q^2 < 0.01GeV^2$ gemittelt.

Die Messungen wurden mit dem zentralen Spurkammersystem des H1-Detektors durchgeführt. Es konnte festgestellt werden, daß in dem analysierten Bereich praktisch jede geladene Spur rekonstruiert wird. Im Rahmen der Untersuchungen zur Qualität der Spurrekonstruktion wurden systematische Unterschiede in der Rekonstruktion zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen festgestellt, deren Ursache vermutlich in kleinen Geometrie- und Kalibrationsfehlern der zentralen Spurkammern liegt. Diese quantitativ zu fassen war im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich. Die dadurch bedingten Unsicherheiten wurden bei den gemessenen Wirkunsquerschnitten in Form eines systematischen Fehlers berücksichtigt, zusätzlich zu den durch apparatives Auflösungsvermögen und statistische Schwankungen bedingten Fehlern. Dieser systematische Fehler ist dominant. Es sei angemerkt, daß es wünschenswert wäre mittels Nachkalibration und Reprozessieren des analysierten Datensatzes den systematischen Kalibrationsfehler zu beseitigen. Dadurch würde der Gesamtfehler drastisch reduziert.

Die Meßergebnisse wurden mit den Ergebnissen anderer Messungen und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Zunächst erfolgten Vergleiche mit äquivalenten Messungen aus Elektron-Proton-Kollisionen, wobei als Vergleichsmessungen eine H1-Messung aus Daten vom Jahr 1992 und eine ZEUS-Messung aus Daten vom Jahr 1993 herangezogen wurden. Im Rahmen der Fehler dieser Messungen wurde gezeigt, daß sie mit den in dieser Analyse erzielten Ergebnissen kompatibel sind.

Als weitere Vergleichsmessung zu Photon-Proton-Wechselwirkungen wurde eine Messung der $WA\,69$-Kollaboration bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}_{\gamma p} = 18GeV$ herangezogen. Hier wurden die Formen der p_t-Spektren verglichen. Die Spektren bei $\sqrt{s}_{\gamma p} = 200GeV$ zeigen einen wesentlich härteren, das heißt flacheren Verlauf als bei $\sqrt{s}_{\gamma p} = 18GeV$. Dieses wird auf die unterschiedlichen zur Verfügung stehenden Phasenraumvolumina zurückgeführt. Ähnliche Effekte wurden in Proton-Antiproton-Kollisionen beobachtet.

Der direkte Vergleich der in dieser Analyse gemessenen Streuquerschnitte mit den aus $p\overline{p}$ -Kollisionen bestimmten Streuquerschnitten zeigte, daß die hier gemessenen p_t-Spektren härter sind als die zum Vergleich herangezogenen Spektren bei $\sqrt{s}_{p\overline{p}} = 200GeV$. Dies gilt selbst für Messungen, die bei $\sqrt{s}_{p\overline{p}} = 1800GeV$ von der CDF-Kollaboration durchgeführt wurden.

Als nächstes wurden Vergleiche der erzielten Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen angestellt.

Die Berechnung der Streuquerschnitte in führender Ordnung QCD erfolgte im Rahmen der

Ereignissimulation mit dem PYTHIA-Generator. Es zeigte sich, daß das p_t-Spektrum des gemessenen Wirkungsquerschnittes bereits in führender Ordnung QCD unter Berücksichtigung von Partonschauern und multiplen Partonwechselwirkungen für $p_t > 3GeV$ gut beschrieben wird, so die GRV-Parametrisierung der Photon- beziehungsweise Protonstrukturfunktion zugrunde gelegt wird. Es konnte gezeigt werden, daß im Bereich hoher Transversalimpulse der Beitrag der direkten Komponente unbedingt erforderlich ist, um das gemessene p_t-Spektrum zu beschreiben. Ebenso konnte gezeigt werden, daß es eine Beschreibung der Photonstrukturfunktion durch die Strukturfunktion eines π-Mesons im untersuchten kinematischen Bereich zu falschen Vorhersagen führen würde.

Da das η-Spektrum wesentlich sensitiver auf die Wahl der Parametrisierung der Photonstrukturfunktion ist als das p_t-Spektrum, wurden anhand jenes Spektrums die die Vorhersagen unter Zugrundelegung der GRV- beziehungsweise der LAC1-Parametrisierung überprüft.

Hier zeigte sich keine gute Übereinstimmung der Rechnung mit den Daten. Durch die GRV-Parametrisierung der Photonstrukturfunktion wird eine zu hohe Partondichte bei hohen x_γ angenommen und eine zu geringe bei kleinen x_γ. Wird anstatt der GRV-Parametrisierung der Photonstrukturfunktion die LAC1-Parametrisierung verwendet, so zeigt sich, daß hier eine zu hohe Partondichte bei kleinen x_γ verwendet wird. Diese Ergebnisse befinden sich in Übereinstimmung mit den in [28] veröffentlichten Ergebnissen. Im Rahmen der durch diese Partondichtefunktionen abgesteckten Grenzen sollte es jedoch möglich sein eine Funktion zu finden, deren Zugrundelegung die Meßergebnisse beschreiben könnte.

Außerdem wurden die Meßergebnisse noch mit Berechnungen in nächstführender Ordnung QCD von [4] verglichen, wobei für die Proton- und Photonstrukturfunktion die $MRS\,D0'$- beziehungsweise die GRV-Parametrisierung verwendet wurden. Der Vergleich der Meßergebnisse mit diesen Berechnungen zeigte Übereinstimmung im Rahmen der Meßfehler und der der Berechnung zugrunde liegenden Unsicherheit. Es zeigte sich jedoch, daß das vorhergesagte p_t-Spektrum tendenziell härter ist als das gemessene. Dieses ist möglicherweise auf die verwendete Parametrisierung der Fragmentationsfunktion in lediglich führender Ordnung zurückzuführen. Fragmentationsfunktionen in nächsthöhrer Ordnung wurden von denselben Autoren inzwischen entwickelt.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Teilchenstreuquerschnitte können mit Hilfe der vollständigen Rechnungen in nächsthöherer Ordnung QCD für die Extraktion von Quark- und Gluon-Verteilungsfunktionen für das Photon verwendet werden.

Literatur

[1] P.J.Bussey, DESY 93-071, 1993

[2] C.F.Weizsäcker, Z.Phys. 88(1934) 612 E.J.Williams, Phys.Rev. 45(1934) 729

[3] G.Schuler, T.Sjöstrand, Nucl.Phys. C28:(1985) 451

[4] B.A.Kniehl, G.Kramer, DESY 94-009, 1994

[5] T.Sjöstrand, M.Bengtson, CERN-TH-6488(1992), Comput.Phys.Commun. 82(1994) 74

[6] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, Phys.Rev. D45(1992) 3986

[7] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, Phys.Rev. D46(1992) 1973

[8] T.Sjöstrand, M.Bengtson, Comput.Phys.Commun. 43(1987) 367

[9] H1 Collaboration,I.Abt et al., DESY 93-103(1993)

[10] ZEUS Collaboration, Status Report (1993)

[11] H1 Collaboration,I.Abt et al., PRC 93/02 (1993)

[12] H.Bethe, Ann.Phys. 5(1930) 325 F.Bloch, Z.Phys. 81(1932) 363

[13] H.Bethe, W.Heitler, Proc.Roy.Soc. A146(1934) 83

[14] J.Riedelberger, H1-01/95-419 (1995)

[15] H.Albrecht et al. H1PHAN-Manual, internal H1 manual (1992)

[16] C.Niebuhr, persönliche Mitteilung (1995)

[17] J.Meyer et al. Guide to Simulation program H1SIM, internal H1 manual

[18] GEANT Program Manual, CERN Program Library (1992)

[19] K.Johannsen, Dissertation in Vorbereitung, DESY Hamburg (1995)

[20] S.Levonian, A.Panitch, H1-09/95-454 (1995)

[21] ZEUS-Collaboration, DESY 95-050 (1995)

[22] H1-Collaboration, DESY 94-030 (1994)

[23] OMEGA Photon Collaboration, Z.Phys.C 43(1989) 63

[24] CDF-Collaboration,F.Abe et al., Phys.Rev.Lett. 61(1988) 1819

[25] UA1-Collaboration,C.Albajar et al., Nucl.Phys. B335(1990) 261

[26] H.Abramowicz, K.Charchula, A.Levy, Phys.Lett. B269(1991) 458

[27] A.D. Martin, W.J.Stirling, R.G. Roberts, Phys.Lett. B306(1993) 145; (E) B309(1993) 492

[28] H.Hufnagel, Dissertation (1994)

[29] H1 Collaboration,S.Aid et al.,DESY 95-219 (1995)

[30] R.Engel, Z.Phys.C 66(1995) 203