HD-IHEP 97-10

Exklusive Produktion der Mesonen η, η' und ω in Multi-Photon-Endzuständen bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Thomas Berndt ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. K. Meier

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden zwei Analysen zum Thema Photoproduktion bei HERA vorgestellt. Die erste Analyse befaßte sich mit der Suche nach zusätzlichen Beiträgen von Photon-Odderon-Fusion zur exklusiven Produktion der pseudoskalaren Mesonen η und η' zum Zwei-Photon-Prozeß $ep \rightarrow e\gamma_1 p\gamma_2 \rightarrow e\eta^{(\prime)}p$. Durch die formale Ähnlichkeit zwischen Odderon und Photon ($CP = --$) kann der $\gamma\mathbb{O}$-Prozeß zu dem gleichen Endzustand führen wie der $\gamma\gamma$-Prozeß. Der zur Untersuchung gewählte Zerfallskanal war: $\eta^{(\prime)} \rightarrow \gamma\gamma$. Es konnten obere Grenzen für die Wirkungsquerschnitte angegeben werden: $\sigma^{ep\rightarrow e\eta p} < 171$ pb und $\sigma^{ep\rightarrow e\eta' p} < 80$ pb.

Die zweite Analyse befaßte sich mit der Photoproduktion des ω-Mesons, die über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ nachgewiesen wurden. Die Messung wurde bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 200$ GeV durchgeführt. Für exklusive ω-Photoproduktion wurde $\sigma^{\gamma p\rightarrow\omega p} = 0.61$ μb gemessen. Vor dem Hintergrund der diffraktiven Natur des Prozesses wurde die Steigung des differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t| \propto \mathrm{e}^{-b|t|}$ gemessen: $b = 10.26$ GeV^{-2}. Für elastisch produzierte Mesonen wurde ein Wert $b_{el} = 11.19$ GeV^2 gefunden, der mit anderen Messungen verträglich ist. Über die Zerfallswinkelverteilung $\mathrm{d}N\ /\mathrm{d}\cos\vartheta^*$ konnte auf Grund der geringen Akzeptanz keine Aussage gemacht werden. Aus der Verteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^*$ konnte auf s-Kanal-Helizitätserhaltung geschlossen.

Abstract

This thesis presents two analyses within the framework of photoproduction at HERA. The first is the search for contributions of photon-odderon-fusion to the exclusive production of η- and η'-mesons which generally proceeds via the two-photon-process $ep \rightarrow e\gamma_1 p\gamma_2 \rightarrow e\eta^{(\prime)}p$. The formal similarity between photon and odderon ($CP = --$) allows the $\gamma\mathbb{O}$-process to produce the same final state as the $\gamma\gamma$-process. The decay channel chosen was: $\eta^{(\prime)} \rightarrow \gamma\gamma$. Upper limits on the cross sections are given: $\sigma^{ep\rightarrow e\eta p} < 171$ pb and $\sigma^{ep\rightarrow e\eta' p} < 80$ pb.

The second analysis is concerned with the photoproduction of ω-mesons detected via the decay mode $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. The measurement was carried out at $\langle W_{\gamma p}\rangle = 200$ GeV.

The production cross section was determined to be $\sigma^{\gamma p\rightarrow\omega p} = 0.61$ μb. According to the diffractive nature of the process the differential cross $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|$ is expeceted to follow an exponential behaviour $\propto e^{-b|t|}$. For b a value of 10.26 GeV^{-2} was obtained. For the elastic part of the distribution a value of $b_{el} = 11.19$ GeV^{-2} could be found.

Due to lack of the acceptance no statement about the decay angular distribution $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta^*$ could be made. From the distribution $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^*$ s channel helicity conservation could be confirmed.

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Thomas Berndt

aus Mannheim

1997

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Eine Frage, die die Menschen schon immer beschäftigte, war die Frage nach dem Aufbau der Welt. Demokrit war der erste, der vor mehr als 2000 Jahren ein atomistisches Weltbild formulierte. Doch erst im vorigen Jahrhundert konnte diese Idee von Dalton betätigt werden. Mayer und Mendelev konnten eine System der Elemente aufstellen und es schien, daß die mikroskopische Welt begriffen und berechenbar geworden sei. Doch durch die Versuche von Rutherford, Geiger und Marsen mußte die Theorie, daß die „Atome" die fundamentalen Bausteine der Materie seien, fallgelassen werden. Damit setzte eine Entwicklung ein, die die Materie auf immer kleinere Strukturen hin untersuchte und noch nicht abgeschlossen ist. Die Disziplin, die sich Heute mit der oben angesprochenen Frage beschäftigt ist nicht mehr die Philosophie, sondern die Hochenergiephysik. Diese gibt mit dem sogenannten Standardmodell nicht nur Antwort auf die Frage nach dem Aufbau der Welt, sondern auch auf die Frage, was die Welt zusammenhält.

Im Standardmodell gibt es je drei Familien Quarks und Leptonen, wovon jede Familie aus zwei Teilchen besteht. Aus den Teilchen der ersten Familie von Quarks und Leptonen ist die Materie der alltäglichen Welt aufgebaut. Warum es es noch zwei weitere Familien gibt, ist eine noch ungelöste Frage. Auf die Frage was die Welt zusammenhält, kann die Physik zwei Antworten geben: In der makroskopischen Welt ist es die Gravitation, die die Erde um Sonne kreisen läßt und den Menschen am Boden hält. In der mikroskopischen Welt sind drei Kräfte am Werk: die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. In der Sprache der Hochenergiephysik werden diese Kräfte durch Teilchen beschrieben, die zwischen wechselwirkenden Teilchen ausgetauscht werden. Das Teilchen, das die elektrmagnetische Kraft vermittelt ist das Photon. Die schwache Kraft wird von drei massiven Teilchen übertragen: dem Z-Boson und den zwei geladenen W-Bosonen. Die Austauschteilchen der starken Kraft sind acht Gluonen.

In dieser Arbeit wird die Wechselwirkung zwischen zwei dieser Austauschbosonen untersucht: dem Photon und den Gluonen. Im Rahmen des sogenannten Vektormeson-Dominanz-Modells wird dem Photon ein hadronischer — also stark wechselwirkender — Anteil zugewiesen. Dieser Anteil kann mit anderen Hadronen sowohl über die starke Wechselwirkung als auch elektromagnetisch in Wechselwirkung treten. Bei HERA werden Protonen und Positronen zur Kollision gebracht, dabei dienen die Positronen als Quelle für die Photonen. Die starke Wechselwirkung wird durch die Emission eines Pomerons oder Odderons vermittelt. Diese Teilchen sind phänomenologische Konzepte, die erst im Rahmen einer Beschreibung der Quanten-Chromo-Dynamik mit den Gluonen in Verbindung gebracht werden können. Im einfachsten Fall kann das Pomeron als ein System zweier Gluonen beschrieben werden und das Odderon als ein System dreier Gluonen. Das Proton kann als geladenes Teilchen auch Photonen emittieren, die mit einem Photon, das vom Positron emittiert wurde, wechselwirken kann. Da das Photon und das Odderon die gleichen Quantenzahlen C und P tragen ($C = P = -1$), können sie die gleichen Endzustände bilden. Ein Ziel dieser Arbeit ist die Stärke des Beitrags der Photon-Odderon-Wechselwirkung zum Zwei-Photon-Prozeß zu bestimmen. Dazu wird die angesprochene Eigenschaft, daß beide Prozesse zu dem gleichen Endzustand führen ausgenutzt. Das andere Thema der Arbeit ist eine Messung zur Wechselwirkung des Pomerons mit einem Vektormeson. Dieses Vektormeson entsteht aus einer Vakuumsfluktuation des vom Positron emittierten Photons.

Das zweite Kapitel befaßt sich mit den theoretischen Grundlagen. Neben einer Zusammenfassung der benötigen Konzepte, wird eine Rechnung für den Wirkungsquerschnitt des Zwei-Photon-Prozesses auf die Verhältnisse bei HERA angepaßt und Vorhersagen für die Produktion pseudoskalarer Mesonen in dem betrachteten kinematischen Bereich vorgestellt, der in der Analyse betrachtet wird. Das dritte Kapitel stellt den Beschleuniger HERA vor und gibt eine kurze Beschreibung des Detektors H1. In Kapitel Vier wird die Suche nach exklusiver Produktion der Mesonen η und η' vorgestellt. Daran schließt sich die Messung des Wirkungsquerschnitts zur exklusiven Photoproduktion von ω-Mesonen an.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Positron-Proton Streuung bei HERA

Bei HERA werden Positronen (vor 1994 waren es Elektronen) und Protonen mit Energien von $E_1 = 27.55$ GeV und $E_2 = 820$ GeV zur Kollision gebracht. Der einfachste Prozeß, der in der ep-Streuung vorkommt ist, der Austausch eines Photons. In Abbildung 2.1 links ist der Fall der elastischen Streuung gezeigt, rechts ist die Streuung inelastisch (dazu später mehr).

$$e + p \xrightarrow{\gamma^*} e + p \quad \text{bzw.} \quad e + p \xrightarrow{\gamma^*} e + X \tag{2.1}$$

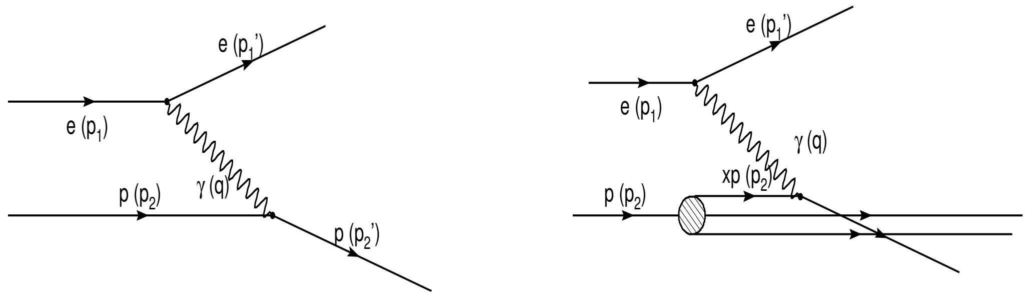


Abbildung 2.1: *Streuung von Positronen an Protonen bei HERA. Im linken Teil ist der elastische Prozeß gezeigt, bei dem das Photon an der ausgedehnten Ladungsverteilung des Protons streut, während im rechten der inelastische Prozeß gezeigt ist, bei dem das Photon an einem Quark des Protons streut.*

2.1.1 Die kinematischen Variablen

Die Vierer-Impulse des Positrons vor bzw. nach der Streuung seien p_1 und p_1', die des Protons p_2 und p_2'. Im H1-Koordinatensystem haben die Komponenten der Vierer-Impulse der Strahlteilchen vor der Streuung[1] die Werte (unter Vernachlässigung der Massen):

$$\begin{aligned} p_1 &= (27.55, 0, 0, -27.55)\,\text{GeV} \\ p_2 &= (820, 0, 0, 820)\,\text{GeV}. \end{aligned}$$

Das Koordinatensystem von H1 ist so festgelegt, daß die z-Achse entlang des Impulses des einlaufenden Protons zeigt. Die x-Achse zeigt per definitionem auf den Mittelpunkt des Speicherrings

[1] Das Einheitensystem ist so gewählt, daß $\hbar = c = 1$ gilt.

HERA. Als rechtshändiges, orthogonales Koordinatensystem zeigt die y-Richtung dann nach oben. Der Ursprung des Koordinatensystem ist der nominelle Wechselwirkungspunkt.

Zur Beschreibung der Prozesse werden bevorzugt Größen verwendet, die eine anschauliche physikalische Bedeutung haben und lorentzinvariant sind. Diese sind

das Quadrat des Vierer-Impulses des ausgetauschten Photons am Elektron-Vertex:

$$Q^2 = -q_1^2 = -(p_1 - p_1')^2. \tag{2.2}$$

Die Variable Q^2 heißt auch einfach (quadrierter) Impulsübertrag oder Virtualität des Photons, und gibt an, wie stark die Massenschalenbedingung für reelle Photonen $q^2 = m_\gamma^2 = 0$ verletzt ist.

Die Bjorken'sche Skalenvariable ist durch

$$x = \frac{Q^2}{2p_2q_1} \tag{2.3}$$

definiert und hat im naiven Parton-Modell die Bedeutung des longitudinalen Impulsbruchteils des gestreuten Quarks am gesamten Protonimpuls.

Die Inelastizität

$$y = \frac{p_2q_1}{p_2p_1} \tag{2.4}$$

ist im Ruhesystems des Protons der Energieübertrag vom Positron auf das Proton, wobei auf die Positron-Energie normiert wird.

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie ist

$$s = (p_1 + p_2)^2 \tag{2.5}$$

Die Variablen x, y, s und Q^2 sind nicht unabhängig, sondern stehen über

$$Q^2 = xys \tag{2.6}$$

miteinander in Beziehung. Die Abhängigkeiten anderer kinematischer Variablen wie Streuwinkel ϑ_1 oder Energie des auslaufenden Positrons lassen sich in der kinematischen Ebene graphisch darstellen (Abbildung 2.2). Diese Ebene wird von den Variablen x und Q^2 aufgespannt. In dieser Darstellung sind Linien konstanten y's durch steigende Geraden gegeben.

2.1.2 Kinematische Bereiche und Physikalische Prozesse bei HERA

Einen Überblick über die kinematischen Bereiche bei HERA zeigt Abbildung 2.3. Die Einteilung erfolgt nach dem Impulsübertrag und dem Transversalimpuls der Teilchen im Endzustand. Wenn der Transversalimpuls klein ist ($\lesssim 1$ GeV), spricht man von *weichen* Prozessen. Bei *harten* Prozessen ($\gtrsim 1$ GeV) kann störungstheoretisch gerechnet werden, falls der Transversalimpuls groß gegen die Skala der Quanten-Chromodynamik (QCD) ist: $p_\perp \gg \Lambda_{QCD}$. Bei Impulsüberträgen von $Q^2 \gtrsim 1$ GeV^2 spricht man von tief inelastischer Streuung (DIS, ***D**eep **I**nelastic **S**cattering*).

Neben den tief-inelastischen Ereignissen mit großen Impulsüberträgen gibt es noch Bereiche mit kleinen ($Q^2 \ll 1$ GeV^2) bis sehr kleinen ($Q^2 \to 0$ GeV^2) Impulsüberträgen. Dieser Bereich wird Photoproduktion genannt. Im Grenzfall $Q^2 \to 0$ GeV^2 spricht man von *quasi-reellen* Photonen, da bei ihnen die Massenschalenbedingung $Q^2 = 0$ GeV^2 nur leicht verletzt ist.

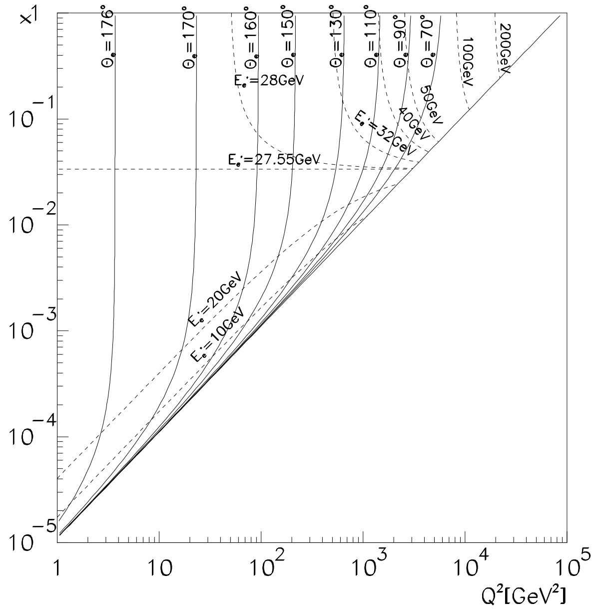


Abbildung 2.2: *In der Abbildung sind die Energien (gestrichelt) und Winkel (durchgezogen) des gestreuten Positrons in Abhängigkeit von Q^2 und x gezeigt.*

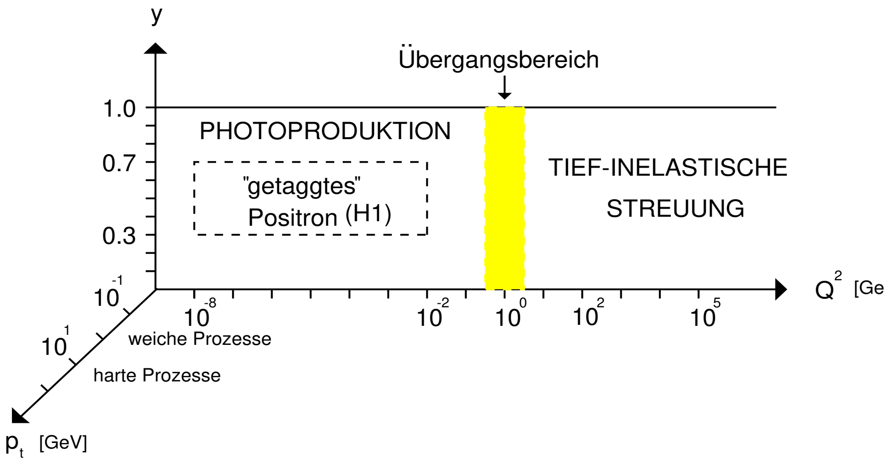


Abbildung 2.3: *Kinematische Unterteilung der ep-Streuung in Photoproduktion und tief-inelastische Streuung in der Variablen Q^2, sowie die Unterteilung in harte und weiche Prozesse in der Variablen $p_\perp$.*

Tief Inelastische Streuung

Man stellt sich das Proton als ein System geladener und ungeladener Konstituenten vor. Die geladenen Bausteine konnten mit *Quarks* identifiziert werden und die ungeladenen mit den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung — den *Gluonen*.

Mit Hilfe der Strukturfunktion $F_2(x) = x\sum_f e_f(q_f(x) + \bar{q}(x))$ wird der Aufbau des Protons beschrieben. Dabei bezeichnen $q_f(x)$ und $\bar{q}_f(x)$ die Quark- bzw. Antiquarkdichten (im Impulsraum) des Typs f (*flavor*) im Proton. Damit gibt $q(x)\mathrm{d}x$ die Anzahl der Quarks im Intervall $[x, x + \mathrm{d}x]$ an. e_f ist die elektrische Ladung eines Quarks vom Flavor f. Messungen der Strukturfunktion des Protons bei HERA sind unter anderem in [Ahm95a, Aid96, Der96a, Bru96] zu finden.

Bei hohen Impulsüberträgen wird es immer wahrscheinlicher, daß das vom Photon getroffene Quark so viel Impuls erhält, daß es nicht mehr im Proton gehalten wird. Da es aber wegen des Confinements nur farbneutrale freie Teilchen gibt, kann weder das herausgeschlagene Quark noch der Protonrest als solcher nachgewiesen werden. Es kommt zur Hadronisierung, bei der so lange aus dem Vakuum $q\bar{q}$ Paare erzeugt werden, bis es einen farbneutralen Zustand gibt und alle Teilchen auf der Massenschale sind.

$$e + p \xrightarrow{\gamma^*} e + X \qquad \text{mit } m_X \gg m_p \tag{2.7}$$

Wenn der Impulsübertrag groß genug wird ($Q^2 \gtrsim 1000$ GeV^2), so kommt zu dem reinen Photonaustausch noch der Beitrag der schwachen Wechselwirkung hinzu, denn ab Impulsüberträgen, die nicht mehr der Bedingung $\sqrt{Q^2}/M_{Z,W^\pm} \ll 1$ genügen[2], beginnt der Propagator der schwachen Wechselwirkung beizutragen.

Bei den neutralen schwachen Strömen (NC, *Neutral Current*) ist das Z-Boson das Austauschteilchen. In der schwachen Wechselwirkung gibt es neben dem neutralen Z die geladenen $W^\pm$-Bosonen. Werden diese ausgetauscht, dann spricht man von geladenen Strömen (CC, *Charged Current*). Bei diesen Prozessen geht das Positron über den schwachen Prozeß in ein Antineutrino über, welches nicht direkt nachgewiesen werden kann.

$$e^+ + p \xrightarrow{Z} e^+ + X \quad \text{bzw.} \quad e^+ + p \xrightarrow{W^+} \bar{\nu}_e + X \tag{2.8}$$

Photoproduktion

Bei Photoproduktionsereignissen geht es weniger um die Struktur des Protons, als viel mehr um die Struktur des Photons. Diese Ereignisklasse läßt sich entsprechend unterschiedlichen Prozessen in die folgenden drei Kategorien [Sch93] einteilen:

1. Direkte Ereignisse (Abbildung 2.4a), wo das Photon direkt mit einem der Partonen des Protons wechselwirkt. Die typische Struktur dieser Ereignisse sind zwei Jets mit hohen Transversalimpulsen und einem Protonrest. Dieser Prozeß kann wegen des großen Transversalimpulses mit Hilfe der Störungtheorie berechnet werden, da dieser als Skala für die QCD benutzt wird.

2. Ereignisse, die mit Hilfe des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM) beschrieben werden (Abbildung 2.4b). Das Photon fluktuiert in ein Vektormeson (hauptsächlich ρ^0), das mit dem Proton in Wechselwirkung tritt. Damit sind alle Ereignisklassen, die aus Hadron-Hadron Wechselwirkungen bekannt sind, auch möglich. Das VDM und Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte werden in Abschnitt 2.3 im Detail vorgestellt. Diese Ereignisklasse wird in den Kapiteln 4 und 5 untersucht.

3. Die letzte Klasse in diesem Schema sind die anomalen Ereignisse (Abbildung 2.4c). Hier fluktuiert ein Photon in ein $q\bar{q}$-Paar mit höherer Virtualität als die VDM-Ereignisse, und somit sind die Prozesse dieser Klasse störungstheoretisch berechenbar, wenn die Virtualität des Photons als Skala für die QCD herangezogen wird.

[2] dabei sind $M_Z, M_{W^\pm}$ sind die Massen der Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung

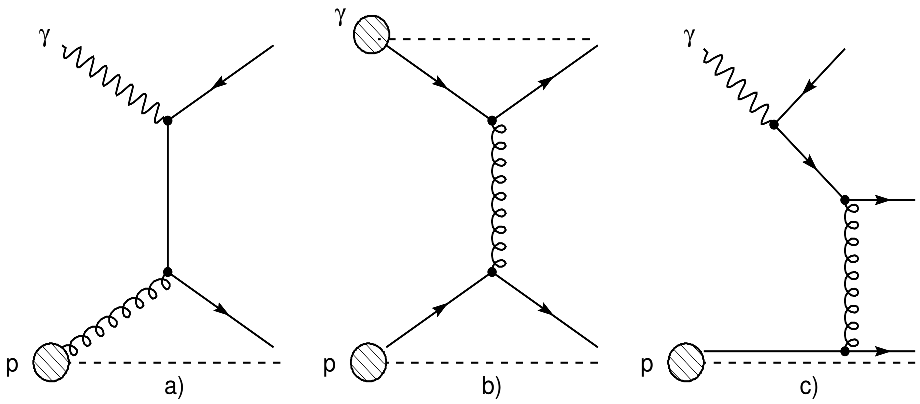


Abbildung 2.4: *Die verschiedenen Klassen der Photoproduktion: a) der direkte Prozeß, b) der eigentliche VDM Prozeß und c) der anomale Prozeß (Nach [Sch93]).*

Dementsprechend läßt sich der Photoproduktionswirkungsquerschnitt in die Anteile

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{dir}^{\gamma p} + \sigma_{VDM}^{\gamma p} + \sigma_{anom}^{\gamma p} \tag{2.9}$$

aufspalten.

Ein Diagramm, das einen elastischen Photoproduktionsprozeß bei HERA beschreibt, ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Dabei fluktuiert das Photon in ein virtuelles Vektormeson, das dann mit einem Pomeron wechselwirkt und dadurch reell wird. Zur Beschreibung dieses Prozesses wird die Regge-Theorie (Abschnitt 2.2.2) und das Vektormeson-Dominanz-Modell (Abschnitt 2.3) herangezogen.

2.2 Regge-Theorie und Diffraktive Streuung

2.2.1 Diffraktive Streuung

Diffraktive Streuung wird synonym zu „Streuung durch Pomeronaustausch“ verwendet. Der Ursprung des Begriffs Diffraktion in der Hochenergiephysik liegt an der großen Ähnlichkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|$ von Hadron-Hadron Kollisionen mit dem Intensitätsverlauf bei Beugung von Licht an einer Scheibe. In Abbildung 2.6 sind solche Wirkungsquerschnitte gezeigt. Man unterscheidet die folgenden diffraktiven Prozesse (Abbildung 2.7):

Elastische Prozesse, bei denen beide Streupartner intakt bleiben (Abbildung 2.7a))

$$A + B \to A + B,$$

einfach dissoziative Prozesse, bei denen eines der Teilchen aufbricht (Abbildung 2.7b)+c))

$$A + B \to A + X \quad \text{oder} \quad A + B \to X + B,$$

doppelt dissoziative Prozesse, bei denen beide Teilchen aufbrechen (Abbildung 2.7d))

$$A + B \to X_1 + X_2,$$

sowie nicht-diffraktive Prozesse (*minimum bias*-Ereignisse) (Abbildung 2.7e))

$$A + B \to X$$

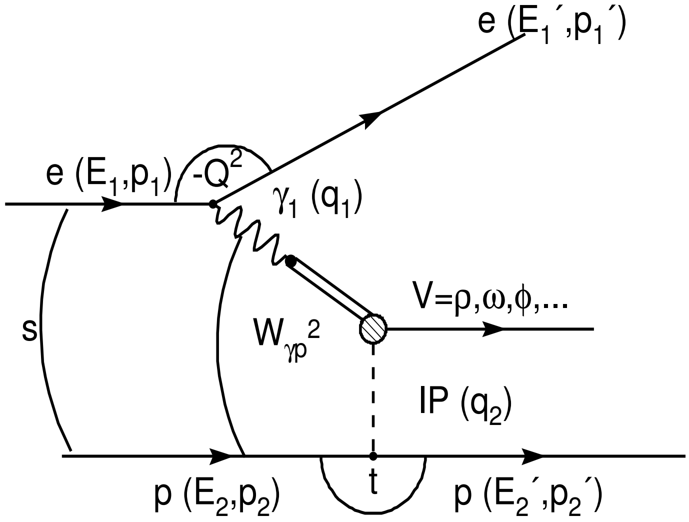


Abbildung 2.5: *Ein Photoproduktionsereignis bei HERA: Das Positron emittiert ein Photon, das in ein (virtuelles) Vektormeson V fluktuiert und mit einem Pomeron von Proton-Vertex wechselwirkt.*

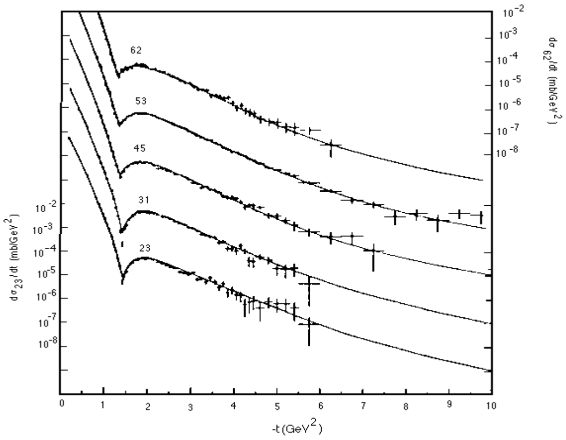


Abbildung 2.6: *Gezeigt ist der differentielle Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/d|t|$ *für pp-Streuung über einen großen Bereich in* $|t|$. *Bei* $|t| \approx 1.5\ GeV^2$ *sind Minima zu sehen. Der Verlauf der Verteilung zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Intensitätsverteilung bei der Beugung von Licht.*

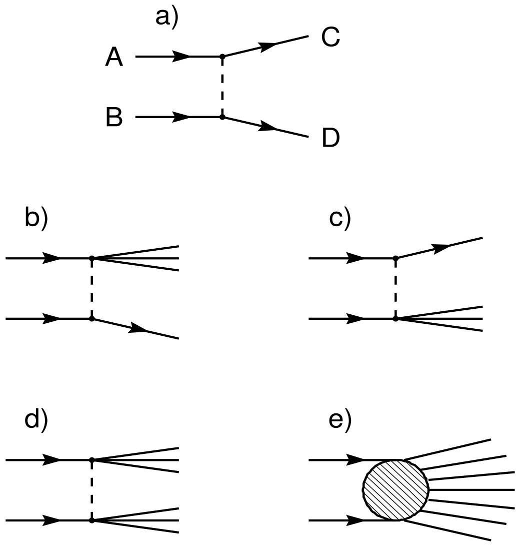


Abbildung 2.7: *Gezeigt ist die Einteilung der möglichen diffraktiven Prozesse in elastische a), einfach dissoziative b)+c), doppelt dissoziative d) und nicht-diffraktive e) Ereignisse.*

Topologisch lassen sich diffraktive Ereignisse von Ereignissen der (gewöhnlichen) tief-inelastischen Streuung dadurch unterscheiden, daß die Endzustände der diffraktiven Reaktion im Polarwinkelbereich — oder äquivalent dazu in der (Pseudo-)Rapidität[3] — deutlich getrennt sind. Man spricht von einer *Rapiditätslücke*. Diese Lücke tritt auf, weil im Gegensatz zu den Reaktionen, bei denen ein Quark aus dem Proton herausgeschlagen wird, sich kein Farbfeld zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest ausbildet, das zur Hadronisierung führt. Damit ist bei Prozessen der „gewöhnlichen" tief-inelastischen Streuung im gesamten longitudinalen Phasenraum Aktivität vorhanden.

2.2.2 Regge-Theorie

Die Regge-Theorie ist ein phänomenologischer Ansatz zur Beschreibung von Hadron-Hadron Wechselwirkungen [Col77] der Art $A + B \to C + D$. Sie ist eine Verallgemeinerung des von Yukawa vorgeschlagenen Ein-Pion-Austauschmodells.

Die Wechselwirkung wird allerdings nicht durch ein Teilchen alleine beschrieben, sondern vielmehr durch Austausch einer „Familie" von Teilchen, die sich auf einer sogenannten Regge-Trajektorie

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t \tag{2.10}$$

befinden. Alle Teilchen einer Trajektorie haben die gleichen Quantenzahlen B, S, I, G (Baryonen-Zahl, Strangeness, Isospin, G-Parität).

Hier ist t eine der lorentzinvarianten Mandelstamm-Variablen s, t, u. Im allgemeinen Zwei-Körper-Prozeß (vgl. Abbildung 2.7a) ist t durch $t = (p_A - p_C)^2 = (p_B - p_D)^2$ definiert, wobei A und B die Teilchen vor und C und D nach der Streuung sind.

Regge-Trajektorien ergeben sich, wenn der Spin eines Teilchens gegen seine quadrierte Masse aufgetragen wird. Für die bekannten Mesonen erhält man damit näherungsweise Geraden der Form (2.10). Diese Art der Darstellung nennt man Chew-Frautschi-Diagramm. In Abbildung 2.8 sind

[3]Der Zusammenhang zwischen Polarwinkel und Pseudorapidität ist durch $\eta = -\ln\tan\vartheta/2$ gegeben. Für $s \to \infty$ oder $m \to 0$ geht die Rapidität $y = 1/2\ln[(E - p_z)/(E + p_z)]$ in die Pseudorapidität über.

einige Mesonen verschiedener Familien und die dazugehörige Trajektorie gezeigt. Die Trajektorien der gezeigten Teilchenfamilien habe alle ähnliche Parameter α_0 und α', so daß in der Abbildung nur eine Gerade zu sehen ist. Ausgangspunkt der Regge-Theorie ist eine Partialwellenzerlegung der

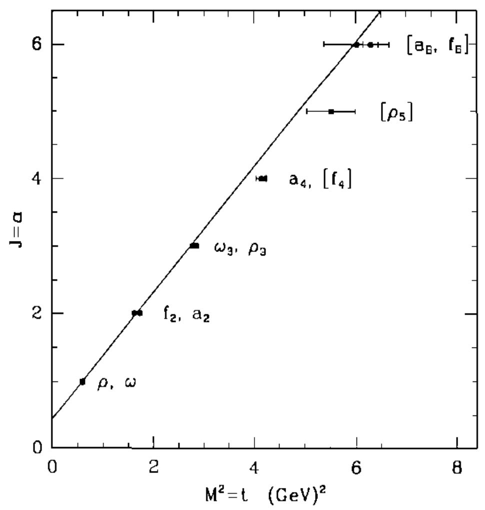


Abbildung 2.8: *In Chew-Frautschi-Diagramm werden die Spins der Teilchen verschiedener Familien gegen das Quadrat ihrer Masse aufgetragen. Man sieht, daß sich die Mesonen entlang einer Geraden anordnen. Diese Gerade wird Regge-Trajektorie genannt. (Aus [Don92])*

Streuamplitude $A(s,t)$ und die analytische Fortsetzung des Drehimpulses. Bei ganzzahligen (oder halbzahligen) Drehimpulsen, die physikalischen Teilchen entsprechen, findet man in der komplexen Drehimpulsebene Polstellen. Diese Polstellen heißen Regge-Pole und entsprechen gebundenen Zuständen oder Resonanzen. Sie werden mit Trajektorien der Form (2.10) beschrieben.

Für die Partialwellenamplituden A_ℓ, die in der Zerlegung

$$A(s,t) = \sum_{\ell=0}^{\infty}(2\ell+1)A_\ell P_\ell(\cos\vartheta), \tag{2.11}$$

auftreten, kann näherungsweise das Verhalten

$$A_\ell \approx \frac{\beta(t)}{\ell - \alpha(t)} \tag{2.12}$$

angenommen werden, wobei für $\alpha(t)$ eine Trajektorie $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$ verwendet wird. An der Stelle $\alpha(t) = \ell$ tritt eine Polstelle auf, deren Residuum $\beta(t)$ ist. Über das Residuum $\beta(t)$ macht die Regge-Theorie keinerlei Aussagen.

Für asymptotische Energien ($s \to \infty$) geht die Streuamplitude $A(s,t)$ in

$$A(s,t) \to \beta(t)\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} \tag{2.13}$$

über, wenn für die Legendre-Polynome in der Partialwellenzerlegung (2.11) die asymptotische Form $P_{\alpha(t)} \to \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\pi\alpha(t)}(s/s_0)^{\alpha(t)}$ eingesetzt wird und nur die führende Polstelle betrachtet wird. Das optische Theorem [Col77] liefert den Zusammenhang zwischen dem Imaginärteil der Streuamplitude und dem totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s}\mathrm{Im}\,(A(t=0)) \propto \beta(0)s^{\alpha(0)-1} \tag{2.14}$$

Müssen mehr als eine Polstelle bzw. Trajektorien $\alpha_R(t)$ berücksichtigt werden, so ist der Wirkungsquerschnitt durch die Summe der Beiträge gegeben:

$$\sigma_{tot} \propto \sum_R \beta_R(0) s^{\alpha_R(0)-1} \tag{2.15}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Vorwärtsstreuung ist durch

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{el}}{d|t|} = \frac{|A|^2}{16\pi s^2} \propto F(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \tag{2.16}$$

gegeben. Setzt man für $F(t)$ im Falle $|t| \ll s$ die Funktion $F(t) \sim \mathrm{e}^{b_0 t}$ an und für $\alpha(t)$ die Regge-Trajektorie $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$, dann erhält man für $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|$:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}|t|} &= N \exp\left([2\alpha_0 - 2 + 2\alpha' t \ln(s/s_0) + b_0 t]\right) \\ &= \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}|t|}\right|_{t=0} \cdot \mathrm{e}^{-b|t|} \end{aligned} \tag{2.17}$$

mit

$$b := b_0 + 2\alpha' \ln(s/s_0). \tag{2.18}$$

In Abbildung 2.9 [Don83] ist eine Messung von $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|$ gezeigt, die diese Vorhersage bestätigt. Gleichung (2.18) besagt, daß der Steigungsparameter b als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ lo-

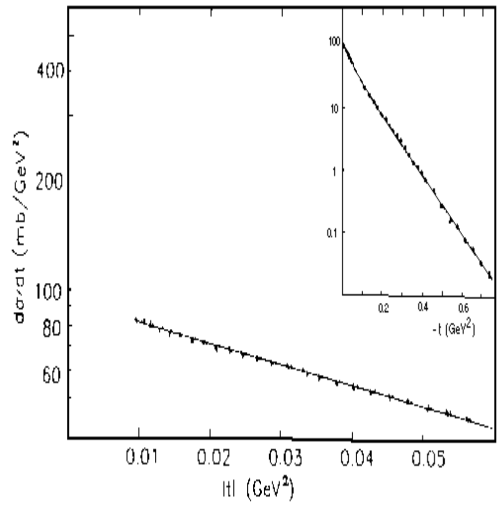


Abbildung 2.9: *In der Abbildung ist der differentielle Wirkungsquerschnitte* $d\sigma/d|t|$ *in pp-Streuung bei* $\sqrt{s} = 52.8$ *GeV (großes Bild) und bei* $\sqrt{s} = 550$ *GeV (kleines Bild) gezeigt. (Aus [Don83])*

garithmisch anwächst, wodurch der exponentielle Abfall von $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|$ mit größer werdender Schwerpunktsenergie verstärkt wird. Dies hat zur Folge, daß das Maximum des Wirkungsquerschnitts mit wachsender Schwerpunktsenergie kleiner wird. Dieses Verhalten wird Schrumpfen (*Shrinkage*) genannt.

2.2.3 Das Pomeron

In Abbildung 2.10 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für $pp(\bar{p}), \pi^{\pm}p, K^{\pm}p$ und γp in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ gezeigt. Bei kleinen Energien fällt der Wirkungsquerschnitt bzw.

ist in etwa konstant, steigt aber mit wachsenden Energien stark an. Dieser Anstieg mit wachsender Schwerpunktsenergie läßt sich mit den Trajektorien der bekannten Mesonen nicht erklären, da die bekannten Trajektorien Achsenabschnitte von $\alpha_0 < 1$ besitzen. Nach Gleichung (2.15) muß der Achsenabschnitt aber größer als Eins sein, um ein solches Ansteigen bewirken zu können. Mit der Postulierung der Pomeron-Trajektorie[4]:

$$\alpha_{I\!P} = 1 + \epsilon + \alpha'_{I\!P} \cdot t \tag{2.19}$$

konnte dieser Widerspruch (zumindest formal) ausgeräumt werden.

In einem von der QCD motivierten Bild [Nus75, Don89, Cud90] kann das Pomeron im einfachsten Fall als ein System von zwei Gluonen betrachtet werden (vgl. Abbildung 2.11), die dann an die Partonen des streuenden Teilchens koppeln. Dieses Bild wird auch von der additiven Quarkregel gestützt, welche besagt, daß die Stärke der Kopplung mit der Anzahl der Valenzquarks zunimmt.

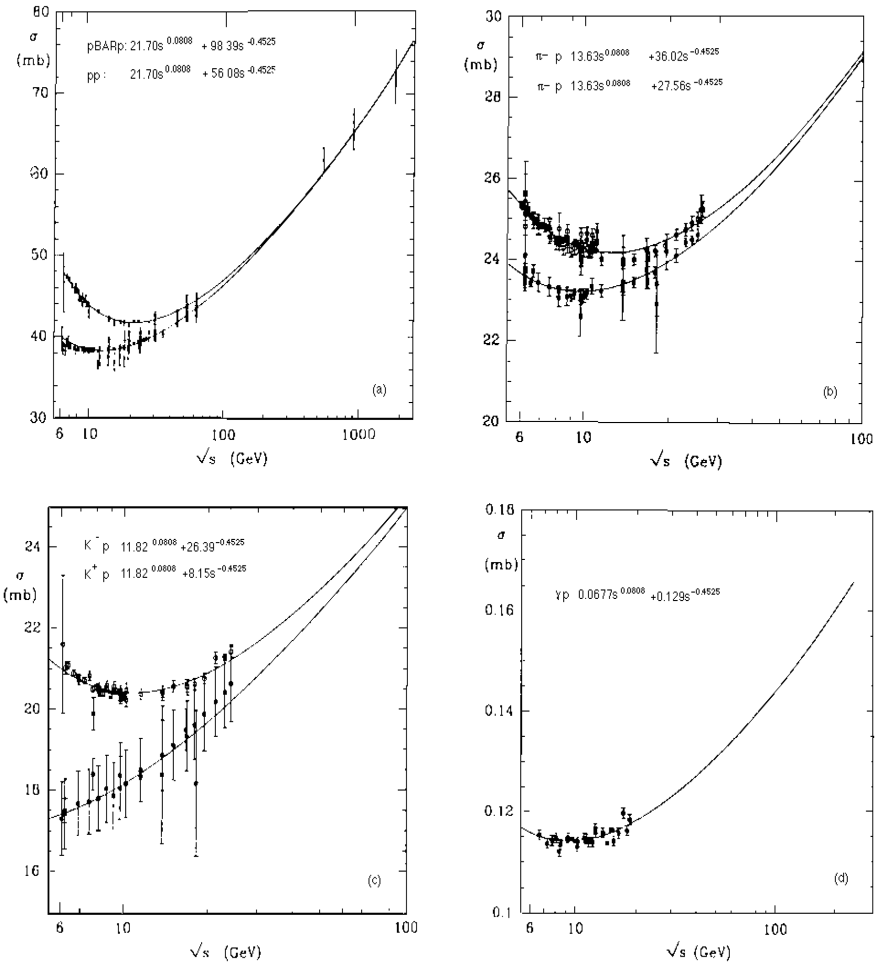


Abbildung 2.10: *Gezeigt sind die totalen Wirkungsquerschnitte für* $pp(\bar{p})$-, $p\pi$-, pK- *und* $p\gamma$-*Streuung in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. Eingezeichnet sind Anpassungen mit der Gleichung 2.20. (Aus [Don92])*

Dem Pomeron kann auch eine Struktur zugeordnet werden, denn durch die Beschreibung als gluonisches System ist es ein Objekt der QCD und enthält durch Vakuumfluktuationen ebenso wie das Proton *See-Quarks*. Messungen zur Struktur des Pomerons bei HERA sind u.a. in [Ahm95b] gemacht worden.

[4]benannt nach dem russischen Physiker Pomeranchuk

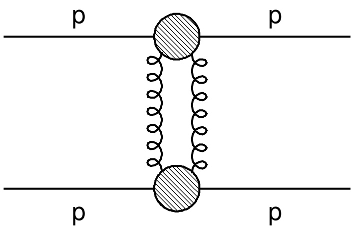


Abbildung 2.11: *Die Abbildung zeigt das Pomeron als Zwei-Gluon-System und deren Kopplung an zwei Hadronen.*

Donnachie und Landshoff [Don92] haben einen Wirkungsquerschnitt an die Daten von pp, $p\bar{p}$, πp, Kp und γp Streuungen mit der Annahme angepaßt, daß nur zwei Trajektorien zum totalen Wirkunsquerschnitt beitragen, d. h. die Summe in (2.15) erstreckt sich nur über zwei Terme:

$$\sigma_{tot}^{AB} = X^{AB} s^{\epsilon} + Y^{AB} s^{-\eta}, \tag{2.20}$$

wobei AB für Stoßpartner (pp,$p\bar{p}$,$\pi p,\dots$) steht. Der erste Summand in Gleichung 2.20 beschreibt den Pomeron-Austausch und der zweite den Reggeon-Austausch, wobei der Reggeon-Anteil als Funktion von s fällt, denn die höchstliegende Trajektorie (ρ^0) hat einen Achsenabschnitt von $\alpha_{0,\rho} = 0.55$. Der Pomeron-Anteil dagegen wächst (nach Konstruktion) als Funktion von s.

An Hand der pp und $p\bar{p}$ Daten wurden die Exponenten ϵ und η bestimmt und damit die prozeßabhängigen Koeffizienten X^{AB} und Y^{AB} ermittelt. Für die Exponenten erhält man die Werte:

$$\epsilon = 0.0808 \quad \text{und} \quad \eta = 0.4545 \tag{2.21}$$

Die Werte für X^{AB} und Y^{AB} sind in Abbildung 2.10 eingetragen. Im Gegensatz zu den Meson-Trajektorien mit Steigung von ~ 1 GeV^{-2} zeigt das Pomeron nur einen leichten Anstieg von

$$\alpha'_{I\!P} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2} \tag{2.22}$$

Für Photoproduktion (Abschnitt 2.1) sind Werte für $\sqrt{s} < 20$ GeV angepaßt worden, die mit von H1 [Ahm93] und ZEUS [Der92] bei größeren Energien gemachten Messungen konsistent sind

$$X^{\gamma p} = 0.0677 \quad ; \quad Y^{\gamma p} = 0.129. \tag{2.23}$$

2.2.4 Das Odderon

Das Odderon ist ebenso eine postulierte Regge-Trajektorie wie das Pomeron. Für den Achsenabschnitt erwartet man $\alpha_{O\!\!\!/} \approx 1$ und die Steigung $\alpha'_{O\!\!\!/}$ zwischen 0 und 1 GeV^{-2}. Im Gegensatz zum Pomeron hat das Odderon nicht die Quantenzahlen des Vakuums, sondern eine negative C-Parität, und ähnelt vielmehr einem ausgetauschten Photon. Der Name Odderon ist eine Abkürzung für ***Odd**-under-crossing-Pom**eron**.*

Spaltet man die Streuamplitude A in Beiträge gerader und ungerader C-Parität auf ($A = A_+ + A_-$), dann wird im asymptotischen Fall die gerade Streuamplitude A_+ durch das Pomeron dominiert. Ohne Odderon-Beiträge ist zu erwarten, daß sich die Wirkungsquerschnitte für pp- und $p\bar{p}$-Streuung als Funktion der Schwerpunktsenergie angleichen:

$$\sigma^{pp} - \sigma^{p\bar{p}} \xrightarrow{s\to\infty} 0 \tag{2.24}$$

In Abbildung 2.12 links sind gemessene Wirkungsquerschnitte für pp und $p\bar{p}$-Streuung als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ gezeigt. Im linken Teil der Abbildung sind die Daten des Parameter

$$\Delta\rho := \rho_{p\bar{p}} - \rho_{pp} = \frac{\mathrm{Re}A_+ - \mathrm{Re}A_-}{\mathrm{Im}A_+ - \mathrm{Im}A_-} - \frac{\mathrm{Re}A_+ + \mathrm{Re}A_-}{\mathrm{Im}A_+ + \mathrm{Im}A_-} \tag{2.25}$$

gezeigt. Wenn es einen Beitrag durch das Odderon gibt, dann bleibt diese Differenz auch für asymptotische Energien endlich. Die bisherigen Daten ergeben jedoch keine Evidenz dafür, daß die ungerade Streuamplitude durch eine Trajektorie mit $\alpha \geq 1$ nachweisbar beiträgt, bzw. für $s \to \infty$ dominiert.

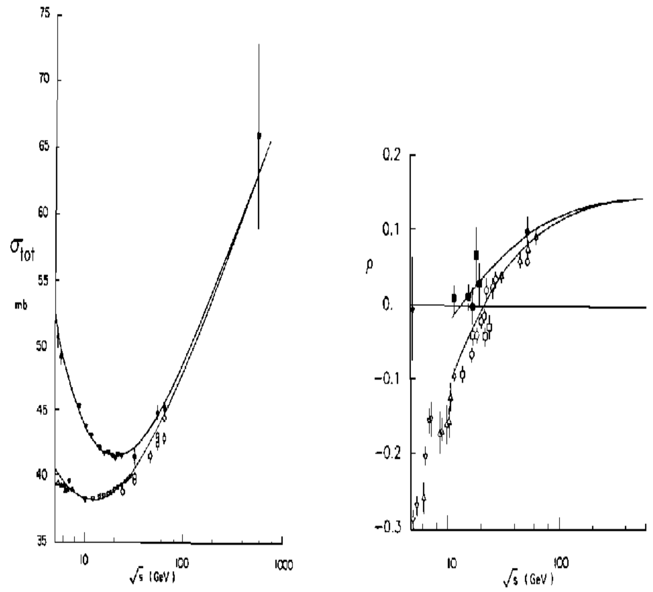


Abbildung 2.12: *Im linken Teil der Abbildung sind die Wirkungsquerschnitte für pp und $p\bar{p}$ Streuung gezeigt. Im rechten Bild ist der Verlauf der Größe ρ_{pp} bzw. $\rho_{p\bar{p}}$ mit $\sqrt{s}$ gezeigt. In beiden Bilder ist kein Odderon Beitrag zu sehen.*
Die offenen (gefüllten) Symbole beziehen sich auf elastische pp ($p\bar{p}$) Streuung. Die Linien sind die Ergebnisse des Modells. (aus [Don83])

Die einfachste Realisierung in einem partonischen Bild ist das Modell von Donnachie und Landshoff [Don91], in dem das Odderon analog zum Pomeron als System dreier Gluonen betrachtet wird. Dies entspricht dem in Abbildung 2.11 gezeigten Modell mit einem weiteren Gluon. In diesem Modell findet man, daß die Kopplung des Odderons an ein Nukleon schwächer ist als die des Pomerons.

Im Rahmen des Modells des stochastischen Vakuums [Dos92] kann gezeigt werden, daß die Stärke der Kopplung des Odderons an ein Nukleon stark von der inneren Struktur des Nukleons abhängt [Rue96]. Falls sich zwei der Valenzquarks zu einem Diquark mit nur kleiner Ausdehnung formieren, wird die Kopplung des Odderons stark unterdrückt. Insbesondere gäbe es keine Kopplung, falls das Diquark punktförmig wäre.

Photon-Odderon-Fusion bei HERA

Zwischen einem Photon und dem Odderon gibt es eine formale Ähnlichkeit. Beide Teilchen haben gleiche Ladungskonjugation C und Parität P: $C, P = -1, -1$.

Somit ist es möglich, daß das Odderon bei HERA zu einem Prozeß beitragen kann, der üblicherweise an e^+e^--Beschleunigern untersucht wird: der exklusiven Produktion von Mesonen mit J^{-+} in einer Photon-Photon-Kollision (Abschnitt 2.4 Abbildung 2.17). Der angesprochene Beitrag ist die Photon-Odderon-Fusion, dabei wird am Protonvertex statt eines Photons ein Odderon emittiert, das mit dem Photon vom Positronvertex in Wechselwirkung tritt und ein pseudoskalares Meson bildet [Sch91]. Aufgrund der Quantenzahlen (J^{-+}) des Endzustandes kann das Pomeron in diesem Kanal nicht beitragen.

In [Sch91] ist eine Rechnung für das η_c vorgestellt. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die η_c-Produktion durch Photon-Odderon-Fusion wird für das Odderon eine lineare Trajektorie mit Achsenabschnitt $\alpha_0 = 1$ und einer Steigung zwischen 0 und 1 angenommen. Der einzige freie Parameter in der Rechnung ist die Größe

$$c_0 = \pm \left(\frac{\beta_{\mathbb{O}}}{\beta_{\mathbb{P}}} \right)^2 \qquad ; \quad \beta_{\mathbb{P}} = 1.8 \text{ GeV}^{-1}. \tag{2.26}$$

Dies ist das Verhältnis der Kopplungskonstanten des Odderons bzw. des Pomerons an das Nukleon. Nimmt man Pomeron-Austausch als rein imaginär und Odderon-Austausch als rein reell an, dann hängt c_0 mit dem Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der pp bzw. $p\bar{p}$ Streuamplituden durch $c_0 = (\rho_{p\bar{p}} - \rho_{pp})/2$ zusammen. Aus Hadron Streuexperimenten kann für c_0 die Einschränkung

$$c_0 < 0.1$$

gemacht werden. Für die Kopplung des Odderons an das Proton wird die Beschreibung durch den isoskalaren Formfaktor F_p gewählt:

$$F_p = \frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t} \left(1 - \frac{t}{0.7 \text{ GeV}^2} \right)^{-2} \tag{2.27}$$

Für die $\gamma\mathbb{O}$-Kopplung an das Meson wird eine Kopplung angenommen, die analog zu der von zwei Photonen an ein π^0-Meson ist.

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt nach dem Impulsbetrag des Mesons $|\boldsymbol{p}_{\eta_c}|$, dem Impulsübertrag am Positron-Vertex Q^2 und dem Energieübertrag auf das Proton (im p-Ruhesystem) ν ist durch

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}|\boldsymbol{p}_{\eta_c}|\mathrm{d}\nu\mathrm{d}Q^2} \quad = \quad & \frac{\pi\alpha^4|\boldsymbol{p}_{\eta_c}|}{4s^2E_2'E_{\eta_c}Q^4} A T^2 F_p^2(t) \\ & \left\{ \left[\frac{1}{t} - \left(\frac{\beta_{\mathbb{P}}}{e} \right)^2 \frac{9}{2} c_0 (s_1\alpha_1)^{\alpha_{\mathbb{O}}(t)-1} \cos\left(\frac{\pi}{2}(\alpha_{\mathbb{O}}(t) - 1) \right) \right]^2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{\beta_{\mathbb{P}}}{e} \right)^4 \left(\frac{9}{2} \right)^2 c_0^2 (s_1\alpha_1)^{2\alpha_{\mathbb{O}}(t)-2} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}(\alpha_{\mathbb{O}}(t) - 1) \right) \right\} \end{aligned} \tag{2.28}$$

gegeben. Hierbei ist

$$s_1 = (p_{\eta_c} + p_2)^2$$

das Quadrat der Summe der Vierer-Impulse des erzeugten Mesons und des einlaufenden Protons. Die Größe A ist durch

$$A = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_1^\rho q_2^\sigma \xi_e^{\mu'\mu} \cdot \epsilon_{\mu'\nu'\rho'\sigma'} q_1^{\rho'} q_2^{\sigma'} \xi_p^{\nu'\nu}$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \xi_e^{\mu'\mu} \quad &= \quad \mathrm{Tr}[\gamma^{\mu'}(\not{p}_1' + m_e)\gamma^\mu(\not{p}_1 + m_e)] \\ \text{und} \quad \xi_p^{\nu'\nu} \quad &= \quad \mathrm{Tr}[\gamma^{\nu'}(\not{p}_2' + m_p)\gamma^\nu(\not{p}_2 + m_p)] \end{aligned}$$

definiert. T^2 ist das Quadrat der Übergangsamplitude der Kopplung der zwei Photonen an das Meson bzw. von Photon und Odderon.

Mit $\alpha'_{\mathbb{O}} = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$ erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von η_c-Mesonen Werte zwischen 1 pb und 10 pb, je nach Wahl des Parameters c_0. Für $c_0 = 0$ erhält man den reinen Zwei-Photon-Wirkungsquerschnitt. In Abbildung 2.13 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|\boldsymbol{p}|$ als Funktion des Mesonimpulses für verschiede Werte von c_0 aufgetragen. Das Vorzeichen von c_0 legt die Art der Interferenz zwischen dem $\gamma\gamma$- und $\gamma\mathbb{O}$-Prozeß fest: für $c_0 > 0$ ergibt sich konstruktive und im Fall $c_0 < 0$ destruktive Interferenz. Auf Grund dieser Interferenz ist es nicht möglich, durch eine Messung des Wirkungsquerschnitts den Parameters c_0 eindeutig zu bestimmen (vgl. Abbildung 2.13).

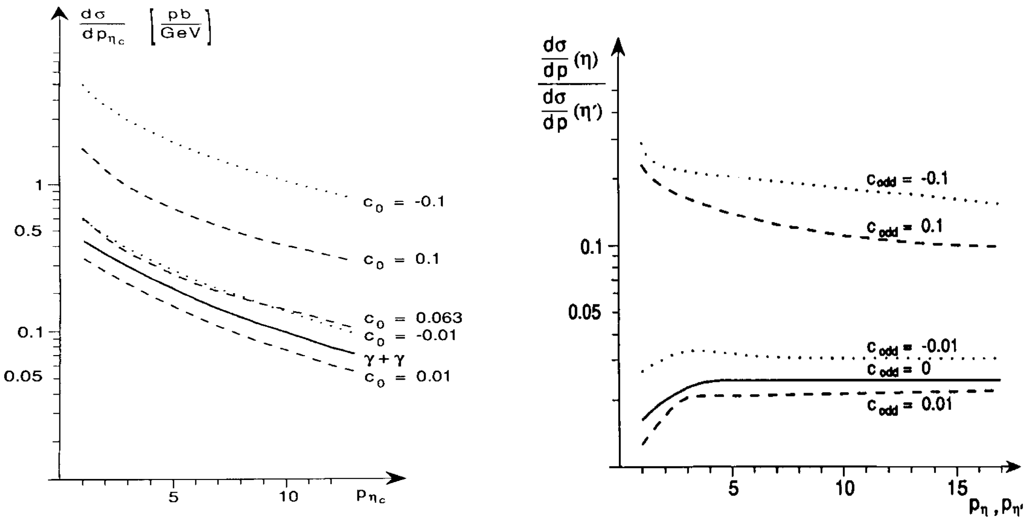


Abbildung 2.13: **Wirkungsquerschnitt für die exklusive Produktion von pseudoskalarer Mesonen:**

Im linken Teil ist $d\sigma/d|\boldsymbol{p}_{\eta_c}|$ *für verschiedene Werte des Parameters* c_0 *gezeigt. Für* $c_0 = 0$ *ergibt sich der reine Zwei-Photon-Prozeß. Zu sehen ist auch, daß allein die Messung des Wirkungsquerschnitts bei HERA den Wert* c_0 *nicht festlegen kann, denn z.B. die beiden Werte* $c_0 = -0.01$ *und* $c_0 = 0.063$ *sind experimentell nicht zu unterscheiden. Im rechten Teil ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für* η*- bzw.* η'*-Produktion zu sehen.*

Wegen des kleinen totalen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von η_c-Mesonen ist es angebracht, die Produktion von Mesonen mit größeren Wirkungsquerschnitten zu betrachten. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach Gleichung (2.28) kann analog auch für die Mesonen η und η' ausgeführt werden. Dies ist insofern problematisch, als bei ihr von großen Quarkmassen ausgegangen wird, eine Annahme, die weder für das η- noch für das η'-Meson erfüllt ist.

Man behilft sich mit der Tatsache, daß im Falle der beiden Mesonen η und η' der Wert des totalen Wirkungsquerschnitts nicht benötigt wird, um Aussagen über einen Beitrag des Odderons zu machen. Die Kopplung des Odderons an die beiden Mesonen ist unterschiedlich stark. Im folgenden wird skizziert, warum daß Odderon kaum zum η'-Wirkungsquerschnitt beitragen kann:
Die beobachteten Mesonen η und η' sind Linearkombinationen des Flavor-SU(3) Singulett-Zustands $|\eta_1\rangle$ und des Oktetts $|\eta_8\rangle$:

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &= \sin\vartheta|\eta_1\rangle + \cos\vartheta|\eta_8\rangle \\ |\eta'\rangle &= \cos\vartheta|\eta_1\rangle - \sin\vartheta|\eta_8\rangle. \end{aligned} \tag{2.29}$$

Der Mischungwinkel ist $\vartheta \approx 20°$. Damit ist das η-Meson hauptsächlich durch den Oktett-Zustand und das η'-Meson durch den Singulett-Zustand beschrieben.

Diese Tatsache läßt sich ausnutzen, wenn man annimmt, daß die Kopplung des Odderons proportional zum Produkt aus elektrischer Ladung und Baryonenzahl der beteiligten Quarks ist. Mit der Darstellung

$$\begin{aligned} |\eta_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle\right) \\ |\eta_8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle\right) \end{aligned}$$

des Singuletts bzw. Oktetts lassen sich die Kopplungen leicht abzählen:

$$\begin{aligned} \text{Kopplung } |\eta_1\rangle : \quad & \frac{2}{3} + \frac{-1}{3} + \frac{-1}{3} && = 0 \\ \text{Kopplung } |\eta_8\rangle : \quad & \frac{2}{3} + \frac{-1}{3} + (-2)\frac{-1}{3} && = 1. \end{aligned}$$

D.h. das Odderon koppelt nicht an das Singulett $|\eta_1\rangle$, somit ist die Kopplung an das η'-Meson gegenüber der Kopplung an das η-Meson unterdrückt.

Auch wenn die Werte für die totalen Wirkungsquerschnitte für das η- und η'-Meson nicht verläßlich sind, so sollten sich Unsicherheiten beim Betrachten des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte gegenseitig wegheben [Sch91]. In Abbildung 2.13 rechts ist das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|\boldsymbol{p}|$ der beiden Mesonen als Funktion des Meson-Impulses für verschiedene Werte des Parameters c_0 zu sehen. Die angegebenen Werte für das Verhältnis sind nicht korrekt; die gezeigte Abhängigkeit vom Impuls ist jedoch richtig [Tap96].

2.3 Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM)

2.3.1 Die hadronischen Eigenschaften des Photons

Neben dem einfachsten Graphen des Ein-Photon Austauschs (wie Abbildung 2.1) der ersten Ordnung QED gibt es die höheren Ordnungen, die unter anderem *Schleifen* (loops) enthalten. Abbildung 2.14 zeigt, wie ein virtuelles Photon in ein Fermion-Antifermion Paar aufspaltet, welches wieder zu einem Photon rekombiniert:

$$\gamma^* \to f\bar{f} \to \gamma^*$$

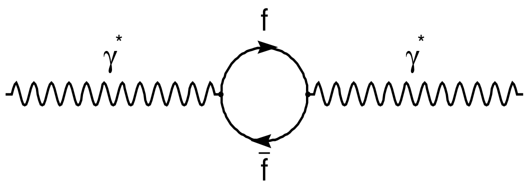


Abbildung 2.14: *Eine virtuelle Fermion–Antifermion Schleife, die aus einem virtuellen Photon ensteht und sich wieder zu einem Photon annihiliert.*

Das Fermion–Antifermion–Paar muß die gleichen Quantenzahlen tragen wie das Photon, aus dem es entstanden ist. Insbesondere muß

$$J^{PC} = 1^{--} \quad \text{und} \quad Q = B = S = 0 \tag{2.30}$$

gelten.

Als in den 60er Jahren die ersten Photon-Proton Streuversuche unternommen wurden, stellte man fest, daß Photon-Proton Wechselwirkungen große Ähnlichkeiten mit rein hadronischen Wechselwirkungen haben. Naheliegend war die Postulierung eines hadronischen Anteils $|h\rangle$ [Sch93, Bau78, Yen75] des Photons in Photon-Proton Wechselwirkungen:

$$|\gamma\rangle = \sqrt{Z_3}|\gamma_B\rangle + c\sqrt{\alpha}|h\rangle \qquad ; \quad Z_3 = 1 - c^2\alpha. \tag{2.31}$$

$|\gamma_B\rangle$ ist der rein elektromagnetische Anteil, der nicht stark wechselwirken kann. Der Faktor $\sqrt{Z_3}$ garantiert die richtige Normierung des physikalischen Zustands $|\gamma\rangle$.

Der einfachste Ansatz für den hadronischen Anteil mit $J^{PC} = 1^{--}$ ist die Annahme, daß der hadronische Anteil eine Überlagerung von Vektormesonen $|V\rangle$ ist (Abbildung 2.15):

$$c\sqrt{\alpha}|h\rangle = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}|V\rangle \tag{2.32}$$

Wenn das Photon in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert, das aber nicht zu einem Vektormeson

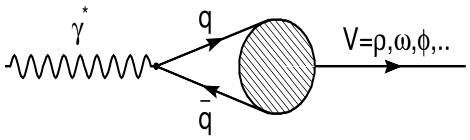


Abbildung 2.15: *Fluktuation eines virtuellen Photons in virtuelles Vektormeson V=$\rho,\omega,\phi,\ldots$.*

„kondensiert“, dann ist noch eine weitere Komponente zum hadronischen Teil des Photons zu addieren, der dies berücksichtigt.

$$c\sqrt{\alpha}|h\rangle = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}|V\rangle + \frac{e}{f_{q\bar{q}}}|q\bar{q}\rangle. \tag{2.33}$$

Dieser $|q\bar{q}\rangle$-Beitrag wurde (siehe Abbildung2.4c)) als der anomale Anteil des Photoproduktions-wirkungsquerschnitts bezeichnet.

Das Photon, das in Photon-Proton Wechselwirkung beobachtet wird, kann also in der Form

$$|\gamma\rangle = \sqrt{Z_3}|\gamma_B\rangle + \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}|V\rangle + \frac{e}{f_{q\bar{q}}}|q\bar{q}\rangle \tag{2.34}$$

geschrieben werden.

2.3.2 Der elastische VDM Wirkungsquerschnitt

Im Rahmen des VDM hängen die Vektormeson-Proton Wirkungsquerschnitte mit dem Photon-Proton Wirkungsquerschnitt über die Gleichung

$$\sigma^{\gamma p}_{VDM} = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{4\pi}{f_V^2}\frac{1}{16\pi}\sigma^{Vp}_{tot} \tag{2.35}$$

zusammen. Der Wirkungsquerschnitt σ^{Vp}_{tot} läßt sich mit Hilfe von Gleichung (2.20) bestimmen.

Mit Hilfe des optischen Theorems (2.14) und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt (2.16) läßt sich $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|(t=0)$ berechnen: Definiert man $\rho(s,t) := \mathrm{Re}(A(s,t))/\mathrm{Im}(A(s,t))$ als das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Streuamplitude und setzt es in Gleichung (2.16) ein, so erhält man:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}|t|} = \frac{1+\rho^2(s,t)}{16\pi s^2}\left(\mathrm{Im}(A(s,t))\right)^2 \tag{2.36}$$

An der Stelle $t = 0$ ausgewertet, kann das optische Theorem angewendet werden:

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma_{el}}{\mathrm{d}|t|}\right|_{t=0\,\mathrm{GeV}^2} = \frac{1+\rho^2(s,0)}{16\pi}\sigma^2_{tot}. \tag{2.37}$$

Den elastischen Wirkunsquerschnitt σ_{el} erhält man durch Integration von Gleichung (2.16) und der Annahme, daß der wesentliche Teil des Wirkungsquerschnitts bei kleinen $|t|$ liegt, das heißt, daß in Gleichung (2.16) $\mathrm{e}^{-b|t|} \to 1$ gesetzt wird. Damit und mit der Näherung, daß die Vorwärtsstreuamplitude $A(s,0)$ rein imaginär ist, also $\rho \approx 0$, ist der elastische Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma_{el} = \frac{1}{16\pi}\frac{\sigma_{tot}^2}{b} \tag{2.38}$$

gegeben.

Im Bild der Regge-Theorie (Abschnitt 2.2.2) und des Pomeron-Austauschs (2.2.3) hat die Steigung (*slope*) b die folgende Form:

$$b = b_0 + 2\alpha'_{I\!P}\ln(\alpha'_{I\!P}s), \tag{2.39}$$

wobei für den Skalenparameter s_0 in Gleichung (2.18) der Wert $1/\alpha'_{I\!P}$ angenommen wird.

Setzt man für σ_{tot} die Parametrisierung (2.20) und für die Steigung b die Gleichung (2.39) ein, so erhält man den elastischen Anteil des Photoproduktionswirkungsquerschnitts. Im Falle von Photoproduktion bei HERA ist für die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie der beteiligten Teilchen einzusetzen. Dies sind das einlaufende Proton und das emittierte Photon: $s \to W_{\gamma p}^2 = (q_1 + p_2)^2$. Damit ist der elastische VDM Wirkungsquerschnitt durch

$$\begin{aligned}\sigma_{el}^{\gamma p} &= \sum_{V=\rho,\omega,\phi}\frac{4\pi}{f_V^2}\frac{1}{16\pi}\frac{\left[\sigma_{tot}^{Vp}\right]^2}{b}\\ &= \sum_{V=\rho,\omega,\phi}\frac{4\pi}{f_V^2}\frac{1}{16\pi}\frac{\left[X^{Vp}W_{\gamma p}^{2\epsilon} + Y^{Vp}W_{\gamma p}^{-2\eta}\right]^2}{b_0 + 2\alpha'_{I\!P}\ln(\alpha'_{I\!P}W_{\gamma p}^2)}\end{aligned} \tag{2.40}$$

gegeben. Die Werte der Parameter sind in Tabelle 2.1 angegeben. Um den Wirkungsquerschnitt für

	ρ	ω	ϕ
$f_V^2/4\pi$	2.0	23.1	13.2
X^{Vp}	12.3	12.3	10.65
Y^{Vp}	36.79	36.79	21.72
b_0 [GeV^{-2}]	6.72		

Tabelle 2.1: *Die Parameter für den elastischen VDM-Wirkungsquerschnitt [Gro97].*

elastische Photoproduktion eines Vektormesons $\sigma_{el}^{\gamma p \to Vp}$ zu bestimmen, ist der entsprechende Term in der Summe auszurechnen. In Abbildung 2.16 sind Messungen von H1 (geschlossenen Quadrate) und ZEUS (gefüllte) des Photoproduktionswirkungsquerschnittes für Vektormesonen für verschiedene Photon-Proton-Schwerpunktsenergien gezeigt. An die Daten sind Anpassungen der Form $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W_{\gamma p} \propto W^{\epsilon}$ gemacht worden, d.h. die logarithmische Abhängigkeit und der Reggeon-Anteil sind vernachlässigt. Für die leichten Vektormesonen ist die Abhängigkeit durch einen Exponenten $\epsilon = 0.22$ beschrieben, welche etwas unter der Erwartung der Regge-Theorie von $\epsilon = 0.32$ liegt. Die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit für die Produktion von J/ψ-Mesonen ist deutlich steiler ($\epsilon = 0.8$) als für die leichten Mesonen (ρ^0, ω und φ). Der Grund hierfür ist die Beschreibung durch die QCD. Die große Masse der Charm-Quarks liefert eine Skala für eine pertubative Rechnung, die ein stärkeres Anwachsen des Wirkungsquerschnitts auf einen starken Anstieg der Gluondichten bei kleinen x (großen $W_{\gamma p}$) zurückführt.

In [Gro97] werden zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Vektormesonen ρ^0, ω und φ

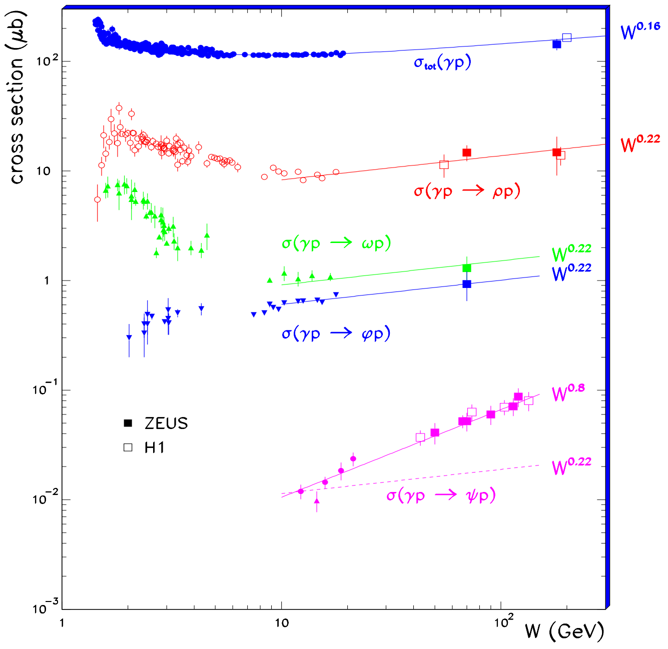


Abbildung 2.16: *In der Abbildung sind Messungen des Photoproduktionswirkungsquerschnitts über einen weiten Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie gezeigt.*

die Gleichungen

$$\sigma^{\gamma p\to\rho^0 p} = \frac{\left(5.07W_{\gamma p}^{0.1616} + 11.83W_{\gamma p}^{-0.905}\right)^2}{6+\ln W_{\gamma p}}, \tag{2.41}$$

$$\sigma^{\gamma p\to\omega p} = \frac{\left(1.768W_{\gamma p}^{0.1616} + 3.93W_{\gamma p}^{-0.905}\right)^2}{6+\ln W_{\gamma p}} \quad \text{und} \tag{2.42}$$

$$\sigma^{\gamma p\to\varphi p} = \frac{\left(1.42W_{\gamma p}^{0.1616} - 0.22W_{\gamma p}^{-0.905}\right)^2}{4.4+\ln W_{\gamma p}} \tag{2.43}$$

angegeben, wobei die Wirkungsquerschnitte in μb und $W_{\gamma p}$ in GeV angegeben wird. Diese Gleichungen erhält man, wenn die Zahlen der Tabelle 2.1 in Gleichung (2.40) eingesetzt werden. Um auf die angegebene Form zu kommen, wird für $\alpha'_{I\!P}$ explizit der Wert 0.25 GeV^{-2} angenommen. In Tabelle 2.2 sind die Wirkungsquerschnitte für eine Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 200$ GeV zusammengefaßt. Dabei stehen in der linken Spalte die Wirkungsquerschnitte der Gleichungen (2.41)–(2.43) und in der rechten Spalte die Wirkungsquerschnitte aus der Anpassung in Abbildung 2.16

2.3.3 Zusammenhang zwischen $\sigma^{ep\to eVp}$ und $\sigma^{\gamma p\to Vp}$

HERA ist ein Positron-Proton-Beschleuniger, bei Photoproduktionsereignissen wird jedoch die Wechselwirkung zwischen dem Proton und dem vom Positron emittierten Photon untersucht. In diesem Fall dient der Speicherring HERA als Quelle für Photon-Proton-Reaktionen. Der Zusammenhang zwischen dem beobachteten ep-Wirkungsquerschnitt und dem γp-Wirkungsquerschnitt wird durch

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{ep\to eVp}}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} = \Phi(y,Q^2)\sigma^{\gamma p\to Vp} \tag{2.44}$$

$\sigma(\gamma p \to Vp)$ [μb]		
	Gl. (2.41)–(2.43)	$\propto W_{\gamma p}^{0.22}$
ρ^0	12.82	18
ω	1.56	1.9
φ	1.15	1.3

Tabelle 2.2: *Der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion der Mesonen ρ^0,ω und φ bei $W_{\gamma p} = 200$ GeV.*

hergestellt [Gro97, Cri97], wobei der Fluß $\Phi(y, Q^2)$ durch die Weizsäcker-Williams-Approximation

$$\Phi(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y}\left(\frac{Q^2_{min}}{Q^2} - \frac{Q^2}{m_V^2}\right)\right]\left(1+\frac{Q^2}{m_V^2}\right)^{-2} \tag{2.45}$$

gegeben ist. Diese Gleichung beschreibt den effektiven Fluß virtueller Photonen, die von dem Positron emittiert werden. Eine detailierte Darstellung ist im Abschnitt 2.4 über Zwei-Photon-Physik gegeben.

2.3.4 Zerfallswinkelverteilungen

Anhand der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte eines Vektormesons läßt sich die Hypothese der s-Kanal Helizitätshaltung[5] (SCHC, ***s**-Channel **Helicity** **Conservation***) untersuchen. SCHC besagt, daß das Vektormeson die Polarisation und und somit auch die Helizität des Photons, aus dem es entstanden ist, übernimmt. D.h. im Falle von Photoproduktion erwartet man rein transversal polarisierte Vektormesonen. Mit wachsender Virtualität des Photons wird auch ein wachsender Anteil von longitudinal polarisierten Vektormesonen erwartet.

Zur Untersuchung der Zerfallswinkelverteilung wird im Ruhesystem des Vektormesons (VM-RS) ein Koordinatensystem mit den Basisvektoren [Sch73]

$$\hat{\boldsymbol{z}} = \frac{-\boldsymbol{p}_2'}{|\boldsymbol{p}_2'|} \quad ; \quad \hat{\boldsymbol{y}} = \frac{\boldsymbol{q}\times\boldsymbol{b}}{|\boldsymbol{q}\times\boldsymbol{b}|} \quad ; \quad \hat{\boldsymbol{x}} = \hat{\boldsymbol{y}}\times\hat{\boldsymbol{z}} \tag{2.46}$$

eingeführt. Dabei ist $\boldsymbol{p}_2'$ der (Dreier-)Impuls des auslaufenden Protons, $\boldsymbol{q}$ der Impuls des Photons, welches in das Vektormeson fluktuiert, und $\boldsymbol{b}$ ist die Achse, entlang der die Lorentz-Transformation vom Labor- ins VM-RS ausgeführt wird. Alle Vektoren sind im VM-RS zu nehmen. Die Winkel, die untersucht werden sollen, sind ϑ^* und φ^*, die Polar- und Azimutwinkel des Analysators $\hat{\boldsymbol{a}}$. Der Analysator hängt auf die folgende Weise mit dem Impuls des Vektormesons zusammen: Für den Zerfall des Mesons in zwei Teilchen wird der auf Eins normierte Impuls eines der Teilchens als Analysator verwendet: $\hat{\boldsymbol{a}} = \boldsymbol{p}_V/|\boldsymbol{p}_V|$. Beim Zerfall in drei Teilchen wird die Normale der Zerfallsebene des Vektormesons als Analysator genommen: $\hat{\boldsymbol{a}} = (\boldsymbol{p}_{V,i}\times\boldsymbol{p}_{V,j})/|\boldsymbol{p}_{V,i}\times\boldsymbol{p}_{V,j}|$, mit zwei beliebigen Impulsvektoren der Zerfallsprodukte.

Neben den Winkeln ϑ^*, φ^* hängen die Verteilungen noch von dem Winkel Φ^* ab. Dies ist der Winkel zwischen der Produktionsebene des Vektormesons und der Positron-Streuebene. Die Produktionsebene wird von den Impulsvektoren des Photon-Proton-Schwerpunktsystems und dem Impuls des Vektormesons aufgespannt. Die Positron-Streuebene ist durch die Impulse des einlaufenden und gestreuten Positrons definiert.

Das auslaufende Proton wird unter so kleinen Winkeln gestreut, daß es nicht im Zentraldetektor nachgewiesen wird. Somit kann der Winkel Φ^* nicht bestimmt werden, und es muß eine Mittelung ausgeführt werden.

Die Verteilungen für $\cos\vartheta^*$ und φ^* lassen sich durch Dichte-Matrixelemente $(r^{04})_{ij}$ unter Annahme quasi-reeller Photonen ($Q^2 \approx 0$) und Mitteln über Φ^* in der Form $W(\cos\vartheta^*, \varphi^*)$ schreiben. Um

[5]Die Helizität ist die auf Eins normierte Projektion des Spins auf den Impuls:$\lambda = \boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{p}/|\boldsymbol{s}|\cdot|\boldsymbol{p}|$.

Verteilungen für $\cos\vartheta^*$ bzw. φ^* zu erhalten, wird über φ^* bzw. $\cos\vartheta^*$ gemittelt, und man erhält die Gleichungen [Sch70, Sch73]

$$W(\cos\vartheta^*) = \frac{3}{4}\left[1 \mp (r^{04})_{00} \pm \left(3(r^{04})_{00} - 1\right)\cos^2\vartheta^*\right] \tag{2.47}$$

$$W(\varphi^*) = \frac{1}{2\pi}\left[1 \mp 2(r^{04})_{1-1}\cos 2\varphi^*\right]. \tag{2.48}$$

Das obere Vorzeichen steht für den Zerfall des Vektormesons in pseudoskalare Teilchen, während das untere für den Zerfall in ein pseudoskalares und ein vektorielles steht.

Im Falle von SCHC sollte das Matrixelement $(r^{04})_{1-1}$ verschwinden, und $(r^{04})_{00}$ hängt mit dem Verhältnis von longitudinalem zu transversalem γ^*p-Wirkungsquerschnitt zusammen:

$$R = \frac{\sigma_{\parallel}^{\gamma^*p}}{\sigma_{\perp}^{\gamma^*p}} = \frac{1}{\epsilon+\delta}\frac{(r^{04})_{00}}{1-(r^{04})_{00}}, \tag{2.49}$$

wobei die Größen ϵ und δ den Anteil von longitudinalem zu transversalem Photonfluß darstellt, und ϵ ist ein Massen-Korrekturfaktor. Bei der Photoproduktion kann davon ausgegangen werden, daß der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnitts klein ist, weswegen man für $(r^{04})_{00}$ einen Wert in der Nähe von Null erwartet.

2.4 Zwei–Photon Physik

In der Zwei-Photon-Physik geht es um die Wechselwirkung zweier Photonen $\gamma_1^{(*)}$ und $\gamma_2^{(*)}$, die einen Endzustand X bilden. Die Strahlen der geladenen Teilchen dienen als Quelle der Photonen, die virtuell ($q_i^2 < 0$) oder quasi-reell ($q_i^2 \approx 0$) sein können.

Der Prozeß

$$1 + 2 \to 1' + 2' + \underbrace{\gamma_1^{(*)} + \gamma_2^{(*)}}_{\to X} \tag{2.50}$$

ist in Abbildung 2.17 für den Fall der ep-Streuung gezeigt. Die Strahlteilchen haben vor der Streuung die Vierer-Impulse p_i ($i = 1, 2$) und nach der Streuung p_i'. Die Photonen, die emittiert werden, haben die Vierer-Impulse q_i, wobei das Photon mit $i = 1$ für dasjenige steht, das von Strahlteilchen 1 emittiert wird und entsprechend $i = 2$ für das von Teilchen 2.

Beispiele eines Endzustandes X sind die Produktion eines Leptonpaares

$$\gamma_1^{(*)} + \gamma_2^{(*)} \to \ell^+\ell^-$$

oder die Bildung eines Mesons R:

$$\gamma_1^{(*)} + \gamma_2^{(*)} \to R$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Myonpaaren bei HERA ist in [Due94] gemessen worden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den allgemeinen Prozeß (2.50) kann nach [Bud74] im Schwerpunktsystem der Strahlteilchen in der Form[6]

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\sigma = {} & \left(\frac{\alpha}{4\pi^2}\right)^2 \frac{1}{q_1^2 q_2^2}\sqrt{\frac{(q_1q_2)^2 - q_1^2q_2^2}{(p_1p_2)^2 - m_1^2m_2^2}} \\ & \left[4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} + 2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\tau_{TT}\cos 2\tilde{\varphi} + 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{ST}\right. \\ & \left. +\rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{SS} - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{TS}\cos\tilde{\varphi} + A\tau_{TT}^a + B\tau_{TS}^a\right] \frac{\mathrm{d}^3p_1'}{E_1'}\frac{\mathrm{d}^3p_2'}{E_2'} \end{aligned} \tag{2.51}$$

[6] Es wird die Nomenklatur $q^2 = q^\mu q_\mu < 0$ und $Q^2 = -q^2$ verwendet.

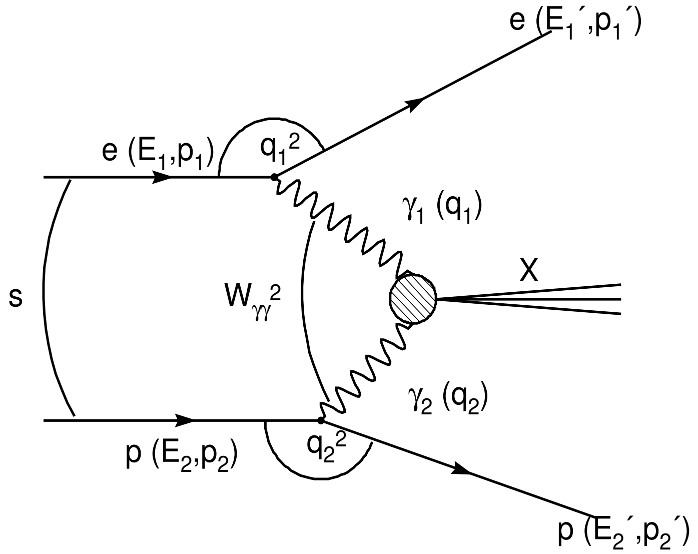


Abbildung 2.17: *Bei dem Zwei-Photon Prozeß emittieren beide Strahlteilchen ($e+p \to e+p+\gamma^*+\gamma^*$) je ein Photon, die miteinander wechselwirken, um den Endzustand X zu bilden ($\gamma^*+\gamma^* \to X$).*

angegeben werden. Dabei sind m_1 und m_2 die Massen der Strahlteilchen. Die Summanden in der eckigen Klammer sind das Produkt von Elementen der unnormierten Dichte-Matrizen ($\rho_i^{\lambda_1\lambda_2}$) der virtuellen Photonen und Faktoren (σ_{ab} und τ_{ab}), die die Bildung des Zustandes X mit Impuls p_X aus Photonen unterschiedlicher Polarisation beschreiben. Die möglichen Polarisationen der Photonen sind transversal (T) oder longitudinal (L). Entsprechend gilt für die Helizitäten der Photonen $\lambda_i \in \{+,-,0\}$. Der Winkel $\tilde{\varphi}$ ist der Winkel zwischen den beiden Streuebenen, im Schwerpunktsystem der beiden Photonen ($\gamma\gamma$-RS).

Die „Wirkungsquerschnitte“ σ_{ab} und τ_{ab} sind über das optische Theorem mit dem absorbierenden Teil der Zwei-Photon Vorwärts-Streuamplitude $W_{\mu'\nu'\mu\nu}$ verknüpft. Diese Streuamplitude muß in der Helizitätsbasis — dem Schwerpunktsystem der beiden Photonen — ausgewertet werden, um den Zusammenhang manifest darzustellen. In Anhang A sind die expliziten Ausdrücke der Dichte-Matrizen $\rho_i^{\lambda_1\lambda_2}$ sowie der Streuamplituden $W_{\mu'\nu'\mu\nu}$ zu finden.

Im Falle unpolarisierter Strahlen sind die beiden Koeffizienten A und B gleich Null. Und für die Produktion von pseudoskalaren Mesonen sind nur die σ_{TT} und τ_{TT} von Null verschieden.

Das Phasenraumelement $(\mathrm{d}^3p_1'/E_1')(\mathrm{d}^3p_2'/E_2')$ läßt sich in die Variablen q_i^2, z_i und φ umschreiben, wobei $\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2|$ der Winkel zwischen den Streuebenen der Strahlteilchen und z_i eine dimensionslose, lorentzinvariante Variable ist, die durch

$$z_i := \frac{(p_1+p_2)q_i}{(p_1+p_2)p_i} \tag{2.52}$$

definiert wird.[7]. Das Phasenraumelement ist dann:

$$\frac{\mathrm{d}^3p_1'}{E_1'}\,\frac{\mathrm{d}^3p_2'}{E_2'} = \frac{\pi}{2}\,\mathrm{d}q_1^2\,\mathrm{d}q_2^2\,\mathrm{d}z_1\,\mathrm{d}z_2\,\mathrm{d}\varphi, \tag{2.53}$$

[7]Im (e,p)–Schwerpunktsystem reduziert sich diese Variable auf $z_i = \omega_i/E_i$, wobei ω_i die Energie des Photons i ist und E_i ist die Energie des Positrons bzw. Protons in diesem System.

wobei eine Integration über einen der beiden Azimutwinkel schon ausgeführt ist. Weiterhin wurde ausgenutzt, daß bei hohen Energien $s \approx 4E_1E_2$ eine gute Näherung ist.

Faßt man diese Schritte zusammen, dann wird der differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\sigma &= \pi \left(\frac{\alpha}{4\pi^2}\right)^2 \frac{\sqrt{X}}{s q_1^2 q_2^2} \left[4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} + 2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\tau_{TT}\cos 2\tilde{\varphi}\right] \\ &\quad \times \mathrm{d}q_1^2\,\mathrm{d}q_2^2\,\mathrm{d}z_1\,\mathrm{d}z_2\,\mathrm{d}\varphi. \end{aligned} \tag{2.54}$$

Hier wurde noch der Møller Fluß-Faktor eingeführt, der durch

$$X := (q_1q_2)^2 - q_1^2q_2^2 = \frac{1}{4}\left[W_{\gamma\gamma}^4 - 2W_{\gamma\gamma}^2\left(q_1^2+q_2^2\right) + \left(q_1^2-q_2^2\right)^2\right] \tag{2.55}$$

definiert ist. Dabei ist $W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1+q_2)^2$ das Quadrat der invarianten Masse des Zwei-Photon-Systems. Für den (normalen) Fluß-Faktor wurde die Näherung $((p_1p_2)^2 - m_1^2m_2^2)^{1/2} \approx s/2$ gemacht.

2.4.1 Näherungen für den Wirkungsquerschnitt

Die Weizsäcker-Williams Näherung oder *Equivalent Photon Approximation* (EPA) kann angewendet werden, wenn die Photonen quasi-reell sind und wenn die Virtualität jedes einzelnen Photons klein gegen die invariante Masse $W_{\gamma\gamma}$ des von ihnen gebildeten Zustandes ist:

$$q_i^2 \approx 0 \quad ; \quad -q_i^2 \ll W_{\gamma\gamma}^2. \tag{2.56}$$

Damit können für σ_{TT} und τ_{TT} die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Mesonen mit $P, C = -1, +1$ die entsprechenden für reelle Photonen genommen werden:

$$\sigma_{TT} \approx \sigma_{\gamma\gamma} \quad ; \quad \tau_{TT} \approx \tau_{\gamma\gamma}. \tag{2.57}$$

Für quasi-reelle Photonen fällt der Winkel $\tilde{\varphi}$ in der Helizitätsbasis mit dem entsprechenden Winkel φ im Schwerpunktsystem der Strahlteilchen zusammen.

Für den Møller-Fluß-Faktor X ergibt sich nach Gleichung (2.55) im Grenzfall $q_i^2 \to 0$

$$X \approx \frac{1}{4}W_{\gamma\gamma}^4. \tag{2.58}$$

Als weitere Näherung können im Schwerpunktsystem der Strahlteilchen die Energien gleich gesetzt werden:

$$E_1 \approx E_2\ . \tag{2.59}$$

Für das Quadrat der invarianten Masse des Zwei-Photon-Systems $W_{\gamma\gamma}^2$ ergibt sich in der EPA:

$$\begin{aligned} W_{\gamma\gamma}^2 &= (q_1+q_2)^2 = q_1^2 + q_2^2 + 2(\omega_1\omega_2 - |\boldsymbol{q}_1||\boldsymbol{q}_2|\cos\vartheta_{\gamma\gamma}) \\ &= q_1^2 + q_2^2 + 2\omega_1\omega_2\left(1 + \left[\left(1-\frac{q_1^2}{\omega_1^2}\right)\left(1-\frac{q_2^2}{\omega_2^2}\right)\cos\vartheta_{\gamma\gamma}\right]^{1/2}\right) && (2.60) \\ &\xrightarrow{q_i^2\to 0} 4\omega_1\omega_2 = 4z_1E_1z_2E_2 = sz_1z_2, && (2.61) \end{aligned}$$

denn im Grenzfall $q_i^2 \to 0$ geht der Prozeß in den Bremsstrahlungsprozeß über, und in diesem Fall ist der Emissionswinkel der beiden Photonen je $0°$, und damit treffen sie unter einem Winkel von $\vartheta_{\gamma\gamma} = 180°$ aufeinander.

Wenn die Gleichheit zwischen den Winkeln $\tilde{\varphi}$ und φ gilt, kann die Winkelintegration in Gleichung (2.54) ausgeführt werden und liefert nur für den ersten Summanden ($\propto \sigma_{\gamma\gamma}$) einen Beitrag von 2π. Der zweite Summand trägt nicht bei, denn die Integration über $\cos 2\varphi$ ergibt Null. Für den differentiellen Wirkunsquerschnitt kann man dann

$$\mathrm{d}\sigma = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \frac{z_1z_2}{q_1^2q_2^2}\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{\gamma\gamma}\ \mathrm{d}q_1^2\mathrm{d}q_2^2\mathrm{d}z_1\mathrm{d}z_2 \tag{2.62}$$

angeben, wobei die invariante Masse des Photon-Photon-Systems $W^2_{\gamma\gamma}$ durch $z_1 z_2 s$ ersetzt wurde (Gleichung (2.61)), damit der Wirkungsquerschnitt nur noch von kinematischen Variablen abhängt.

Den totalen Wirkungsquerschnitt für einen Zwei-Photon-Prozeß im Rahmen der EPA erhält man durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts (2.62). Da die q^2-Integrationen voneinander unabhängig sind, faktorisieren sie, und der Wirkungsquerschnitt kann auf die Form

$$\begin{aligned}\sigma_{tot} &= \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \int\limits_{z_1}\int\limits_{z_2} \frac{z_1^2}{2}\int\limits_{q_1^2} \rho_1^{++}\frac{\mathrm{d}q_1^2}{q_1^2}\cdot\frac{z_2^2}{2}\int\limits_{q_2^2}\rho_2^{++}\frac{\mathrm{d}q_2^2}{q_2^2}\,\sigma_{\gamma\gamma}\,\frac{\mathrm{d}z_1}{z_1}\frac{\mathrm{d}z_2}{z_2} \\ &= \int\limits_{z_1}\int\limits_{z_2} N_1(z_1)N_2(z_2)\sigma_{\gamma\gamma}\frac{\mathrm{d}z_1}{z_1}\frac{\mathrm{d}z_2}{z_2}\end{aligned} \tag{2.63}$$

mit

$$N_i(z_i) := \frac{\alpha}{\pi}\frac{z_i^2}{2}\int\limits_{q_i^2}\rho_i^{++}\frac{\mathrm{d}q_i^2}{q_i^2} \tag{2.64}$$

gebracht werden. Die in Gleichung (2.64) definierten Faktoren $N_i(z_i)$ sind die *äquivalenten Photonspektren*. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird diese Gleichung numerisch integriert. Durch den Faktor $1/\mathrm{d}q^2$ wird der Integrand für $q^2 \to q_{max} \sim \mathcal{O}(10^{-10})$ sehr groß und die numerische Integration wird instabil. Um dies zu umgehen, wird die Substitution $\mathrm{d}q^2 \to \mathrm{d}\ln Q^2 = \mathrm{d}\ln(-q^2)$ ausgeführt.

Gleichung (A.20) in Anhang A ist der analytisch integrierte Ausdruck für (2.64) für den Fall von Elektronen/Positronen angegeben und Gleichung (A.21) ist eine Näherung des Integrals für Protonen, die für nicht zu große Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s} \lesssim 200$ GeV) eine sehr gute Übereinstimmung mit der numerischen Lösung zeigt.

2.4.2 Resonanzproduktion von J^{-+} Mesonen

Um den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Mesonen mit Parität $P = -1$ und Ladungskonjugation $C = +1$ zu berechnen, muß für den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ eine Form angegeben werden, so daß eine Integration ausgeführt werden kann. Im Allgemeinen nimmt man hierfür eine Breit-Wigner Funktion an:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 8\pi^2(2J+1)\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R}\left[\frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_{tot}m_R}{\left(W^2_{\gamma\gamma}-m_R^2\right)^2+\Gamma_{tot}^2 m_R^2}\right] \tag{2.65}$$

Für schmale Resonanzen, d. h. falls die Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ der Resonanz klein gegenüber der Masse ist ($\Gamma_{\gamma\gamma}/m_R \ll 1$, kann die Breit-Wigner-Funktion durch eine δ-Distribution angenähert werden. Über die Beziehung $W^2_{\gamma\gamma} = z_1 z_2 s$ läßt sich eines der Differentiale $\mathrm{d}z_i$ in ein Differential von $W^2_{\gamma\gamma}$ umschreiben, um die δ-Distribution einfach ausintegrieren zu können.

$$\frac{\mathrm{d}z_2}{z_2} = \frac{\mathrm{d}W^2_{\gamma\gamma}}{W^2_{\gamma\gamma}}. \tag{2.66}$$

Nach Ausführen dieser Integration wird der Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_{tot} = 8\pi^2(2J+1)\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R^3}\int\limits_z N_1(z)N_2\left(\frac{m_R^2}{sz}\right)\frac{\mathrm{d}z}{z}. \tag{2.67}$$

2.4.3 Berücksichtigung der q^2–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt für die Resonanzproduktion pseudoskalarer Mesonen ist proportional zur Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$. Bei virtuellen Photonen ist, im Unterschied zu reellen, die Zerfallsbreite nicht konstant, sondern hängt von der Virtualität des Photons ab. Diese Abhängigkeit läßt sich für die Mesonen π^0, η und η' durch einen ρ-Pol-Formfaktor parametrisieren :

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi}{4}\alpha^2 m^3 F^2(q_1^2, q_2^2) \tag{2.68}$$

mit

$$F(q_1^2, q_2^2) \propto \left(\frac{1}{1-q_1^2/m_\rho^2}\right)\left(\frac{1}{1-q_2^2/m_\rho^2}\right). \tag{2.69}$$

Die Experimente CELLO [Beh91], TPC/2γ [Aih90] und CLEO [Sav95] haben gezeigt, daß die Messungen mit der gewählten Annahme der q^2-Abhängigkeit verträglich sind. Die Wahl eines ρ-Pols wird durch das Vektormeson-Dominanz-Modell begründet (Abschnitt 2.3), wobei die einfachste Form betrachtet wird, in der das Photon allein in ein ρ^0-Meson fluktuiert.

Diese Modifikation wird durch eine Umdefinition der Photonspektren $N(z)$ (Gleichung (2.64)) berücksichtigt:

$$\tilde{N}_i(z_i) := \frac{\alpha}{\pi}\frac{z_i^2}{2}\int_{q_i^2} \frac{\rho_i^{++}}{(1-q_i^2/m_\rho^2)^2}\frac{\mathrm{d}q_i^2}{q_i^2} \tag{2.70}$$

Der Effekt des Formfaktors wird in Abbildung 2.18 gezeigt: Es werden die Dichte-Matrizen $\rho^{++}(z,Q^2)$ für verschiedene Werte von z als Funktion von $Q^2 = -q^2$ aufgetragen. Die durchgezogenen Linien enthalten den Formfaktor $1/(1-q^2/m_\rho^2)^2)$. Es ist deutlich die starke Unterdrückung ab $\ln(Q^2 = m_\rho^2)$ zu sehen.

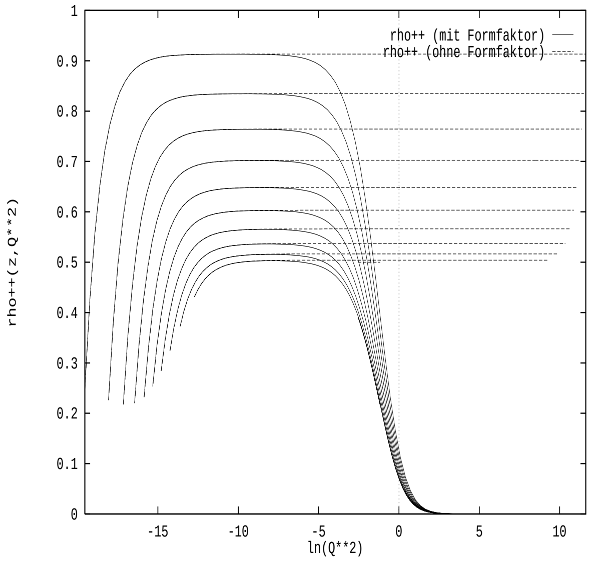


Abbildung 2.18: *In der Abbildung ist das Spin-Dichte-Matrix-Element $\rho^{++}(z,Q^2)$ (A.16) für Photonen, die am Positron-Vertex emittiert werden, gezeigt. Für verschiedene Werte von z zwischen Null und Eins, ist ρ^{++} unter Berücksichtigung des Formfaktors (durchgezogene Kurven) und ohne Formfaktor (gestrichelt) gezeigt.*

2.4.4 Resultate für e^+e^-- und ep-Streuung

Um die äquivalenten Spektren oder Wirkungsquerschnitte ausrechnen zu können, müssen die kinematischen Grenzen bekannt sein. Für jeden Vertex sind die Grenzen in der Virtualität und in z

durch

$$q_{i,max}^2 = -m_i^2 \frac{z_i^2}{1-z_i} \qquad q_{i,min}^2 = -s(1-z_i) \tag{2.71}$$

$$z_{i,min} = \frac{W_{\gamma\gamma}^2}{s} \qquad z_{i,max} = 1 - m_i/E_i \tag{2.72}$$

gegeben, wobei zu beachten ist, daß der Ausdruck für $z_{i,max}$ nur im Schwerpunktsystem der Strahlteilchen gilt und somit nicht lorentz-invariant ist. Durch die Näherungen, die in Abschnitt 2.4.1 gemacht wurden, wird der kinematische Bereich in den Virtualitäten zusätzlich eingeschränkt. In [Bud74] wird als Skala für die obere Grenze der Virtualität $-q_{i,min}^2 \sim m_\rho^2$ angegeben.

Wenn die beiden Photonen miteinander wechselwirken, dann können die Grenzen (2.71) und (2.72) nicht mehr unabhängig voneinander gelten: Bilden die beiden Photonen ein System der Masse $W_{\gamma\gamma}$, dann ist für beliebiges $z_i \in (z_{i,min}, z_{i,max})$ z_j durch die Beziehung (2.61) festgelegt:

$$z_j = \frac{W_{\gamma\gamma}^2}{s z_i}. \tag{2.73}$$

Damit ergeben sich die Grenzen für q_j^2 aus Gleichung (2.71) durch Einsetzen von (2.73).

Zu beachten ist, daß die Beziehung $W_{\gamma\gamma}^2 = s z_1 z_2$ nur für quasi-reelle Photonen gültig ist (Gleichung (2.61)).

Äquivalente Photon-Spektren für Elektronen und Protonen

In Abbildung 2.19 sind die Spektren $N(z)$ und $\tilde{N}(z)$ für Elektronen (links) und Protonen (rechts) gezeigt. Für z wurden die Grenzen (2.72) und für q^2 die Grenzen (2.71) eingesetzt. Neben den Spektren $N(z)$ bzw. $\tilde{N}(z)$ ist noch das Ergebnis einer analytischen Rechnung [Bud74] (Gleichung A.21) für das Proton zu sehen. Diese Kurve liegt für alle z signifikant über den beiden anderen Kurven, was darauf zurückzuführen ist, daß Terme im Integral vernachlässigt wurden, weil sie für die bis in den siebziger Jahren erreichbaren Schwerpunktsenergien als klein erachtet wurden. Setzt man beispielsweise für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 50$ GeV ein, so sind sie nicht mehr zu unterscheiden. Dieser Effekt zieht sich durch alle Berechnungen von Wirkungsquerschnitten durch.

Wie schon aus Abbildung 2.18 zu sehen war, bewirkt der Formfaktor in Gleichung (2.70) einen deutlichen Effekt. Wenn hingegen die maximale Virtualität auf $Q_{i,max}^2 = -q_{i,min} = 0.01$ GeV^2 eingeschränkt wird, verschwindet der Effekt wieder. In Abbildung 2.20 ist die relative Abweichung $(1 - \tilde{N}(z)/N(z))$ der Spektren zu sehen. Im linken Teil der Abbildung ist die Virtualität nur durch die kinematischen Grenzen (2.71) eingeschränkt, während im rechten Bild der quadrierte Impulsübertrag auf $-q_i^2 = Q_i^2 < 0.01$ GeV^2 eingeschränkt ist. Von einem Effekt um die 50 % reduziert sich die Abweichung auf einige Promille.

Totale Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \to e^+Re^-$ und $ep \to eRp$

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von π^0, η, η' und η_c-Mesonen wird Gleichung (2.67) numerisch integriert. In Tabelle 2.3 sind die Eigenschaften dieser Mesonen zusammengefaßt.

	π^0	η	η'	η_c
m_R [GeV]	0.135	0.548	0.958	2.98
Γ_{tot} [keV]	0.077	1.18	201.0	13.2
$\Gamma_{\gamma\gamma}$ [keV]	0.076	0.463	4.26	7.5

Tabelle 2.3: *Aufgeführt sind Eigenschaften der Mesonen π^0, η, η' und η_c: Masse, totale Breite und Breite für den Zerfall in zwei Photonen. (Aus [Bar96])*

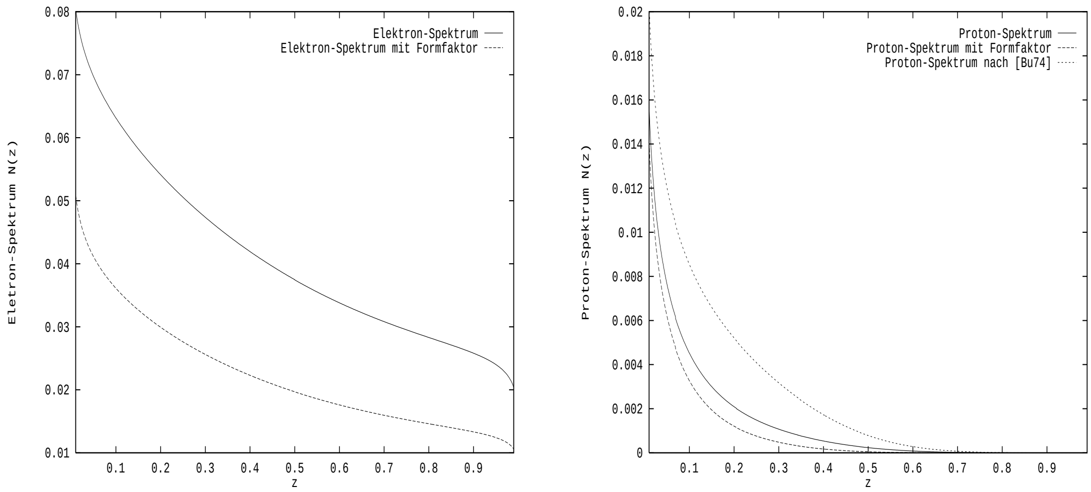


Abbildung 2.19: **Äquivalente Photon-Spektren für Elektronen und Protonen:**
Im linken Bild sind die äquivalenten Photon-Spektren für Elektronen gezeigt. Die durchgezogene Kurve ist das Spektrum (2.64) ohne Berücksichtigung des Formfaktors $N(z)$ *(2.69). Die gestrichelte Kurve ist das Ergebnis mit Formfaktor* ($\tilde{N}(z)$ *(2.70)). Im rechten Teil sind die Proton-Spektren zu sehen. Die durchgezogene Linie ist die Integration von Gleichung (A.18) und unter Berücksichtigung des Formfaktors erhält man die gestrichelte Linie. Die gepunktete Linie ist das Ergebnis von [Bud74]: Gleichung (A.21)*

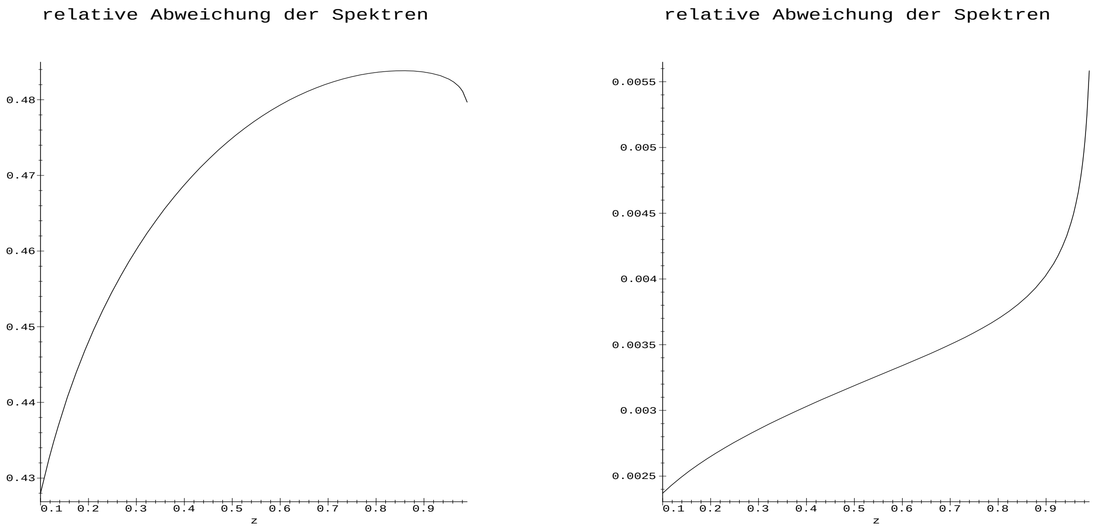


Abbildung 2.20: **Relative Abweichung der äquivalenten Photon-Spektren für die Emission am Positron:**
Im linken Teil der Abbildung ist die relative Abweichung der Spektren (2.64) und (2.70) ohne Einschränkung der Virtualität zu sehen. Der Effekt schwächt sich deutlich ab, wenn der Impulsübertrag nicht mehr den ganzen kinematischen Bereich abdecken kann, wie im rechten Teil der Abbildungen gezeigt, wo die Bedingung $Q^2 < 0.01$ *gestellt ist.*

Für die äquivalenten Photon-Spektren werden (i) analytische Ausdrücke verwendet [Bud74]: Gleichung (A.20) für Elektronen/Positronen und (A.21) für Protonen. (ii) Die Spektren ohne Formfaktoren (2.64) und (iii) mit Formfaktor (2.70) werden numerisch integriert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.4 aufgeführt.

Für die Schwerpunktsenergie s wurde der HERA Wert von $s = 90200.1\mathrm{GeV}^2$ eingesetzt. Die

σ_{tot} [pb]				
	$-q_i^2 < s(1-z_i)$		$-q_i^2 < m_\rho^2$	
R	$ee \to eRe$	$ep \to eRp$	$ee \to eRe$	$ep \to eRp$
Spektren $N(z)$ analytisch berechnet mit (A.20) bzw. (A.21)				
π^0	3142.30	1539.31	1469.18	932.86
η	2549.40	1089.56	1147.37	658.94
η'	4177.70	1662.70	1845.80	1004.36
η_c	218.02	71.51	92.04	43.30
Spektren $N(z)$ (2.64) numerisch berechnet				
π^0	3142.30	1419.39	1469.18	858.16
η	2549.40	978.50	1147.37	590.92
η'	4177.70	1470.45	1845.80	887.16
η_c	218.02	60.36	92.04	36.20
Spektren $\tilde{N}(z)$(2.70) numerisch berechnet				
π^0	1356.40	778.58	1331.02	780.34
η	1050.66	539.01	1033.93	532.47
η'	1682.75	803.22	1658.99	795.01
η_c	83.67	32.20	82.17	31.40

Tabelle 2.4: **Zwei-Photon Wirkungsquerschnitte in e^+e^-- und ep-Streuung:** *Aufgeführt sind die Wirkungsquerschnitte für Resonanzproduktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c. Im linken Teil der Tabelle sind die Wirkungsquerschnitte aufgeführt, die sich ergeben, wenn als Grenze für die Virtualitäten $Q^2 < s(1-z)$ verwendet wird. Im rechten Teil sind Wirkungsquerschnitte für $Q^2 < m_\rho^2$ gezeigt. Es werden verschiedene Ansätze zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte gegenübergestellt, indem (i) die analytischen Ausdrücke (A.20) bzw. (A.21) verwendet wurden, (ii) die Spektren $N(z)$ mit Gleichung (2.64) numerisch berechnet wurden, d.h. ohne Berücksichtigung der Formfaktoren. Und (iii) wurden die Effekte der endlichen Virtualität mit den Spektren $\tilde{N}(z)$ Gleichung (2.70) berücksichtigt.*

unterschiedlichen Werte für die Wirkungsquerschnitte haben ihre Ursache in den Methoden wie sie berechnet wurden:

- Die Wirkungsquerschnitte, die von $q_{i,min}^2 = -s(1-z_i)$ an integriert wurden, ohne die Formfaktoren zu berücksichtigen, unterscheiden sich um etwa das gleiche Verhältnis (~ 50 %) von denen mit Formfaktor wie die entsprechenden Spektren $N(z)$ bzw . $\tilde{N}(z)$ (Vgl. Abbildung 2.20). Die Spektren mit Formfaktor $\tilde{N}(z)$ liegen im Mittel etwa 50 % unter den Spektren $N(z)$. In Abbildung 2.18 ist der Grund dafür zu sehen: Ab $Q^2 \sim \mathcal{O}(m_\rho^2)$ wird der Integrand — also im wesentlichen die Spin-Dichte-Matrizen — durch den Formfaktor stark unterdrückt.
- Der Unterschied zwischen den Werten für $q_{i,min}^2 = -s(1-z_i)$ bzw. $q_{i,min} = -m_\rho^2$ bewegt sich in dem gleichen Bereich (~ 50 %). Dies läßt sich auch an Hand von Abbildung 2.18 veranschaulichen: Der Schnitt auf m_ρ^2 entspricht in dieser Abbildung ein Abschneiden an der Stelle $\ln(m_\rho^2) = -0.28$, so daß der Bereich, wo ρ_i^{++} stark zum Integral beitragen würde, abgeschnitten wird.
- Der Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten bei denen die Formfaktoren berücksichtigt werden, aber über verschiedene Q^2-Bereiche integriert wird, ist klein. Der Grund dafür ist der gleiche wie oben, wobei sich das Argument noch verstärkt, weil der Beitrag von ρ_i^{++} für $Q_i^2 \in (m_\rho^2, s(1-z_i))$ nur klein ist.

$\sigma_{tot}(ee \to eeR)$[pb]				
	π^0	η	η'	η_c
[Tap96]	3993.6	2840.6	4371.8	199.2
[Kil97]	3985.6	2615.1	3866.8	155.4
[Bud74]	4538.0	3300.9	5116.7	231.2
[Uit86]	5833.0	3551.7	5101.9	195.3

$\sigma_{tot}(ep \to epR)$[pb]				
[Tap96]	1528.7	992.2	1405.7	46.7
[Kil97]	1744.3	941.5	1255.6	38.9

Tabelle 2.5: **Zwei-Photon Wirkungsquerschnitte in e^+e^-- und ep-Streuung**
Zum Vergleich mit den Werten dieser Arbeit sind die Werte anderer Autoren angegeben

In Tabelle 2.5 sind zum Vergleich die Ergebnisse anderer Autoren angegeben [Tap96, Kil97, Bud74, Uit86]. Die zitierten Wirkungsquerschnitte liegen alle über den Werten dieser Arbeit. Dies liegt zum einen daran, daß die in dieser Arbeit verwendete Form der EPA eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts von unten gibt, zum anderen daran, daß die q^2-Abhängigkeit der Spektren nicht korrekt berücksichtigt wird, denn die Wirkungsquerschnitte, die ohne Berücksichtigung der Formfaktoren mit den Spektren $N_i(z_i)$ (Gl. (2.64)) berechnet wurden, zeigen eine bessere Übereinstimmung.

Der von [Tap96] angegebene Wirkungsquerschnitt wurde mit dem Monte Carlo Generator RESPRO [Bou95a] (vgl. Abschnitt 4.2) berechnet. Der Wert von [Kil97] ist mit dem Programmpaket CompHEP [Boo95] berechnet worden, während die Autoren [Bud74] und [Uit86] Gleichung (2.67) mit den Spektren (2.64) benutzen und die *Low*-Approximation anwenden. Bei der Low-Approximation wird das Integral über z näherungsweise durch die Gleichung

$$f(x) = (2 + x^2)^2 \ln(1/x) - (1 - x^2)(3 + x^2) \tag{2.74}$$

beschrieben. Ein weiter Unterschied zwischen den beiden Werten dieser Autoren sind unterschiedliche Näherungen der integrierten Spektren (2.64) bzw. (A.21).

Wirkungsquerschnitte für HERA-Kinematik

Der kinematische Bereich, der in der Analyse in Kapitel 4 untersucht wird, ist durch die beiden Variablen y und Q^2 charakterisiert. Die Werte sind aus technischen Gründen auf die Bereiche

$$y \in (0.3, 0.7) \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2 \tag{2.75}$$

eingeschränkt. Um einen Wirkungsquerschnitt für diesen Bereich angeben zu können, muß zwischen der Integrationsvariablen z_1 und y ein Zusammenhang hergestellt werden. Dieser läßt sich durch Vergleich von (2.52) mit (2.4) unter der Vernachlässigung der Positronmasse finden, und man erhält:

$$z_1 = y + \frac{p_1 q_1}{p_1 p_2}. \tag{2.76}$$

Für den Nenner p_1p_2 kann in guter Näherung $s/2$ gesetzt werden, denn $s = (p_1 + p_2)^2 \approx 2p_1p_2$. Für den Zähler gilt

$$\begin{aligned} p_1 q_1 &= p_1 p_1 - p_1 p_1' = m_1^2 - p_1 p_1' \\ &\qquad \text{mit} \quad q_1^2 = 2(m_1^2 + p_1 p_1') \;\Rightarrow p_1 p_1' = \frac{1}{2} q_1^2 - m_1^2 \\ &= -\frac{1}{2} Q^2 + 2m_1^2 \end{aligned}$$

$$z = y + \frac{Q^2}{s} - \frac{4m_1^2}{s} \approx y. \tag{2.77}$$

Im letzten Schritt wurde ausgenutzt, daß für $Q^2 < 0.01$ GeV^2 $Q^2/s \sim \mathcal{O}(10^{-7})$ und $m_1^2/s \sim \mathcal{O}(10^{-8})$ gilt. Die Wirkungsquerschnitte für e^+e^- und ep sind in Tabelle 2.6 zusammengefaßt. Die beobachteten Unterschiede, die beim Benutzen der beiden Spektren $N_i(z_i)$ bzw. $\tilde{N}_i(z_i)$ in Tabelle 2.4 auftraten, sind hier kaum noch zu beobachten, denn der Grund für die Unterschiede, die Dämpfung durch die Formfaktoren, verschwindet in diesem kinematischen Bereich. In Abbildung 2.20 reicht die Integration der Spektren bis $\ln(Q_i^2) = -4.6$, wo die Abweichungen noch nicht stark sind, so daß die im rechten Teil von Abbildung 2.20 zu sehenden Abweichungen daraus resultieren. In Tabelle 2.7 sind die Wirkungsquerschnitte für $y \in (0.2, 0.8)$ von [Tap96, Kil97] mit den Werten

$\sigma\left(\begin{smallmatrix} y_{el}\in(0.3,0.7) \\ Q^2<0.01\,\mathrm{GeV}^2 \end{smallmatrix}\right)$ [pb]		
R	$ee \to eRe$	$ep \to eRp$
(i)		
π^0	128.52	85.52
η	101.74	62.50
η'	164.81	97.50
η_c	8.38	4.43
(ii)		
π^0	128.52	79.43
η	101.74	57.03
η'	164.81	87.76
η_c	8.38	3.88
(iii)		
π^0	124.55	77.37
η	98.18	55.20
η'	158.69	84.64
η_c	8.03	3.70

Tabelle 2.6: **Zwei-Photon Wirkungsquerschnitte in e^+e^-- und ep-Streuung $y \in (0.3, 0.8), Q^2 < 0.01\,\mathbf{GeV}^2$:**

Aufgeführt sind die Wirkungsquerschnitte für Resonanzproduktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c. Es werden verschiedene Ansätze zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte gegenübergestellt, indem (i) die analytischen Ausdrücke (A.20) bzw. (A.21) verwendet wurden, (ii) wurden die Spektren $N_i(z_i)$ (Gleichung (2.64)) ohne Berücksichtigung der Formfaktoren) numerisch integriert . Und (iii) wurden die Effekte der endlichen Virtualität in den Spektren $\tilde{N}_i(z_i)$ mit Gleichung (2.70) berücksichtigt.

dieser Arbeit verglichen.

$\sigma\left(\substack{y_{el}\in(0.2,0.8)\\ Q^2<0.01\,\mathrm{GeV}^2}\right)$ [pb]		
R	$ee \to eRe$	$ep \to eRp$
(i)		
π^0	225.64	149.32
η	178.38	108.87
η'	288.77	168.89
η_c	14.66	7.66
(ii)		
π^0	255.64	138.70
η	178.39	99.20
η'	288.77	152.31
η_c	16.66	6.69
(iii)		
π^0	218.64	135.06
η	172.09	95.97
η'	277.98	146.80
η_c	14.04	6.37
[Tap96]		
π^0	185.30	127.20
η	289.90	185.50
η'	690.60	421.70
η_c	40.20	21.70
[Kil97]		
π^0	143.7	130.8
η	128.3	95.2
η'	216.3	145.2
η_c	12.5	6.3

Tabelle 2.7: Zwei-Photon Wirkungsquerschnitte in e^+e^-- und ep-Streuung $y \in (0.2, 0.8), Q^2 < 0.01\,\mathbf{GeV}^2$:

Aufgeführt sind die Wirkungsquerschnitte für Resonanzproduktion der Mesonen π^0, η, η' und η_c. Es werden verschiedene Ansätze zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte gegenübergestellt, indem (i) die analytischen Ausdrücke (A.20) bzw. (A.21) verwendet wurden, (ii) die Spektren mit Gleichung (2.64) numerisch berechnet wurden, d.h. ohne Berücksichtigung der Formfaktoren. Und (iii) wurden die Effekte der endlichen Virtualität mit (2.70) berücksichtigt.

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Elektronen-Protonen-Speicherring HERA

HERA ist ein Ringbeschleuniger (Abbildung 3.1), bei dem Elektronen[1] mit Energien von $E_1 = 27.6$ GeV und Protonen mit $E_2 = 820$ GeV frontal zur Kollision gebracht werden. Die dadurch zur Verfügung gestellte Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} = 300.6$ GeV.

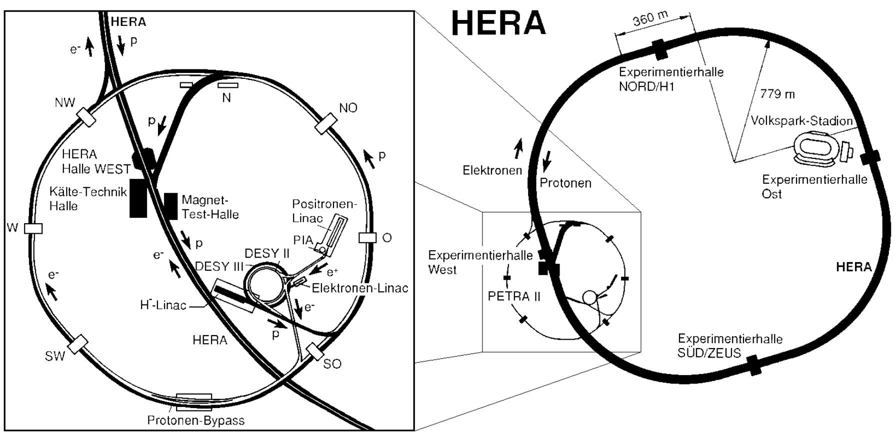


Abbildung 3.1: *Die Anlage HERA mit den Experimentierhallen und vergrößert dargestellt sind die Vorbeschleuniger für HERA.*

Die Strahlteilchen laufen in zwei getrennten Ringen mit einem Umfang von ca. 6.3 km. In den Röhren wird ein Hochvakuum erzeugt, um möglichst wenig Wechselwirkungen zwischen Gasatomen und den Strahlteilchen zu haben. Der Druck in den Strahlrohren beträgt etwa 10^{-9} hPa.

Um die Protonen und die Elektronen auf ihrer Bahn im Beschleunigerring zu halten, werden für Protonen supraleitende Magnete verwendet, während bei den Elektronen wegen ihrer viel geringeren Energie normal-leitende Magnete ausreichen.

Um die Teilchen auf ihre Endenergie zu beschleunigen, sind mehrere Vorbeschleuniger hintereinandergeschaltet, denn die Ablenkmagnete von HERA, die die Strahlteilchen auf ihrer Bahn halten, sind nicht dafür ausgelegt, Teilchen über einen solch großen Energiebereich abzulenken. Die Vorbeschleunigung läuft für Protonen und Elektronen getrennt ab: Zuerst werden die Protonen in den Beschleunigern LINAC III, DESY III und Petra II auf 40 GeV beschleunigt und in HERA

[1] Seit 1994 Positronen. Im weiteren wird das Wort Elektron für Elektronen und Positronen verwendet.

injiziert. Sind ausreichend Protonen im Speicherring, so werden sie auf ihre Endenergie von 820 GeV gebracht. Anschließend werden die Elektronen in den Vorbeschleunigern LINAC II, DESY II und Petra II auf eine Energie von 1 GeV beschleunigt und in den Ring von HERA eingebracht. Die Beschleunigung auf die endgültigen Energien erfolgt mit Hilfe von Hohlraumresonatoren, deren Hochfrequenz auf die Geschwindigkeit der Teilchen abgestimmt ist.

Aus technischen Gründen können nicht alle Protonen bzw. Elektronen auf einmal in den Speicherring eingefüllt werden, weswegen man sie gebündelt in Paketen (*Bunches*) von 10^{10}–10^{11} Teilchen injiziert. Im Jahr 1996 bestanden die beiden Strahlen aus je 175 Paketen. Zusätzlich werden noch sogenannte *Pilot-Bunches* eingefüllt, die keine Wechselwirkungs-Partner haben, um die Rate von Untergrundsereignissen wie Strahl-Gas-Wechselwirkung abschätzen zu können.

HERA hat vier Wechselwirkungszonen, von denen zwei von den großen Experimenten H1 in der Experimentierhalle Nord und ZEUS (Süd) belegt sind. In der Halle West läuft seit 1995 das Experiment HERMES, und in der Halle Ost läuft der Aufbau von HERA B, einem Experiment, das Messungen zur CP-Verletzung im System der B-Mesonen durchführen wird.

3.2 Der Detektor H1

Der Detektor H1 (Abbildung 3.2) ist in der Experimentierhalle Nord untergebracht. Er ist ein Universaldetektor, der fast den gesamten Raumwinkelbereich von 4π abdeckt. Eine komplette Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [Abt96]. Der Detektor ist bezüglich der Strahlachse symmetrisch, entlang der Strahlachse jedoch deutlich asymmetrisch. Dies liegt daran, daß die kollidierenden Teilchen so unterschiedliche Energien haben und der Schwerpunkt des Systems (e, p) sich daher mit einer Geschwindigkeit von $\beta = 0.93$ entlang der Proton-Flugrichtung bewegt. Damit ist die Symmetrie im Polarwinkel, die im Schwerpunktsystem herrscht, gebrochen.

Im Bereich des Detektors wird durch eine supraleitende Spule ein Magnetfeld von 1.15 T parallel zur z-Achse erzeugt. Damit werden geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen gezwungen, aus deren Radius sich ihr Impuls bestimmen läßt.

Die verschiedenen Komponenten des Detektors sind auf klare Identifizierung und Messung der gestreuten Elektronen sowie die Messung des hadronischen Endzustands hin ausgelegt. Die einzelnen Komponenten werden im folgenden näher beschrieben.

3.2.1 Die Spurkammern

Die Spurkammern dienen zum Nachweis und der Impulsmessung von geladenen Teilchen. Der Impuls wird aus der Krümmung der Spur des Teilchens im Magnetfeld bestimmt. Mit Hilfe der gefundenen Spuren wird der Wechselwirkungspunkt rekonstruiert. Aus der Messung des spezifischen Energieverlusts $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ läßt sich die Geschwindigkeit bestimmen, und zusammen mit der Impulsmessung lassen sich auch Teilchen identifizieren.

Wegen der sehr unterschiedlichen Strahlenergien werden sehr viel Teilchen in Vorwärtsrichtung unter kleinen Winkeln erzeugt. Dieser Tatsache wird durch eine entsprechende asymmetrische Anordnung der Spurkammern Rechnung getragen. In Abbildung 3.3 sind die Spurkammern von H1 gezeigt und in Tabelle 3.1 sind die Eigenschaften zusammengefaßt.

Der Zentralbereich wird von den folgenden Spurkammern (von innen nach außen gehend) abgedeckt:

- die innere Proportionalkammer CIP (*Central **I**nner **P**roportional Chamber*),
- die innere z-Kammer CIZ (***C**entral **I**nner **z**-Chamber*),
- die erste innere Jet-Kammer CJC1 (***C**entral **J**et **C**hamber **1***),
- die äußere z-Kammer COZ (***C**entral **O**uter **z**-Chamber*)
- die äußere Proportionalkammer COP (***C**entral **O**uter **P**roportional Chamber*)
- und abgeschlossen werden Spurkammern von der zweiten inneren Jet-Kammer CJC2 (***C**entral **J**et **C**hamber **2***).

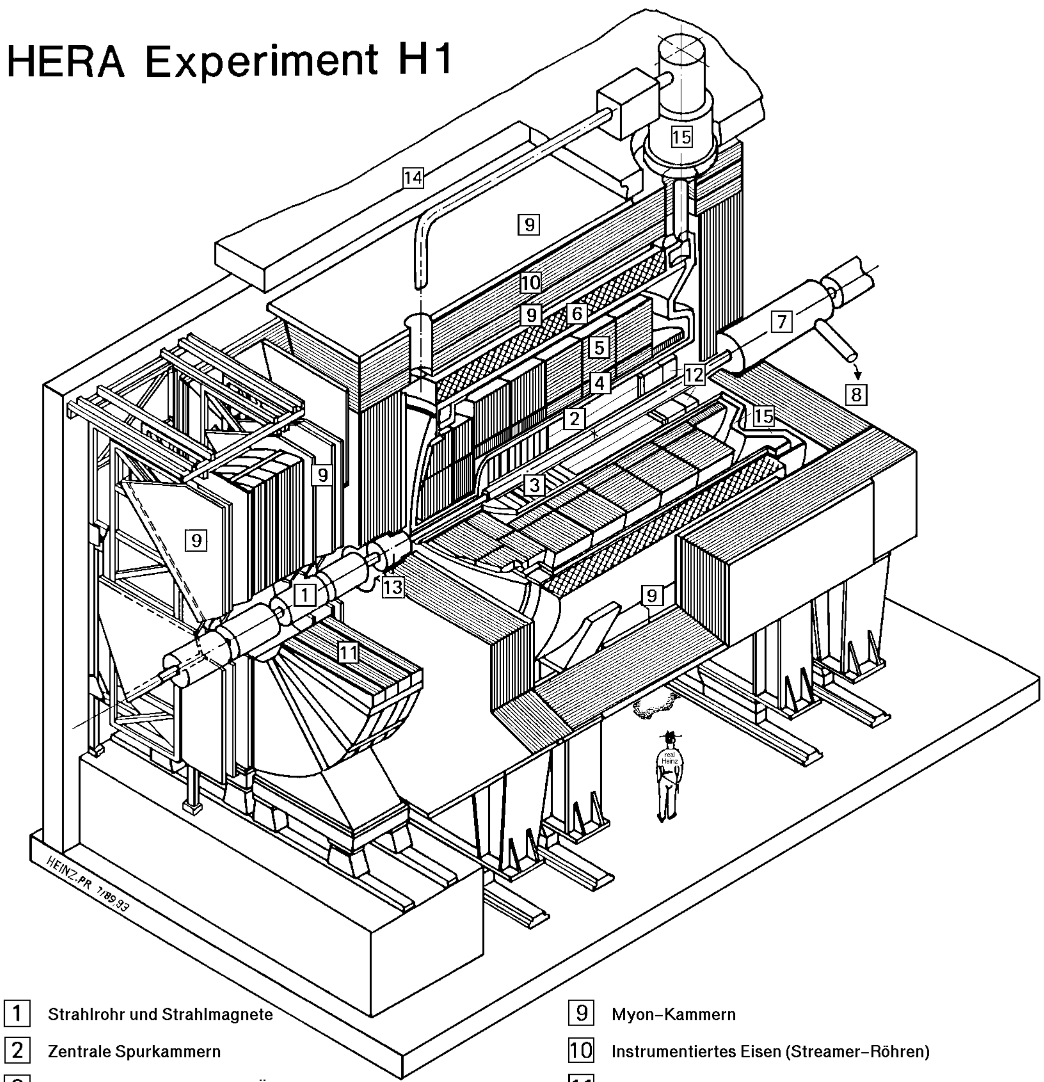


Abbildung 3.2: *Schematischer Aufbau des Detektors H1.*

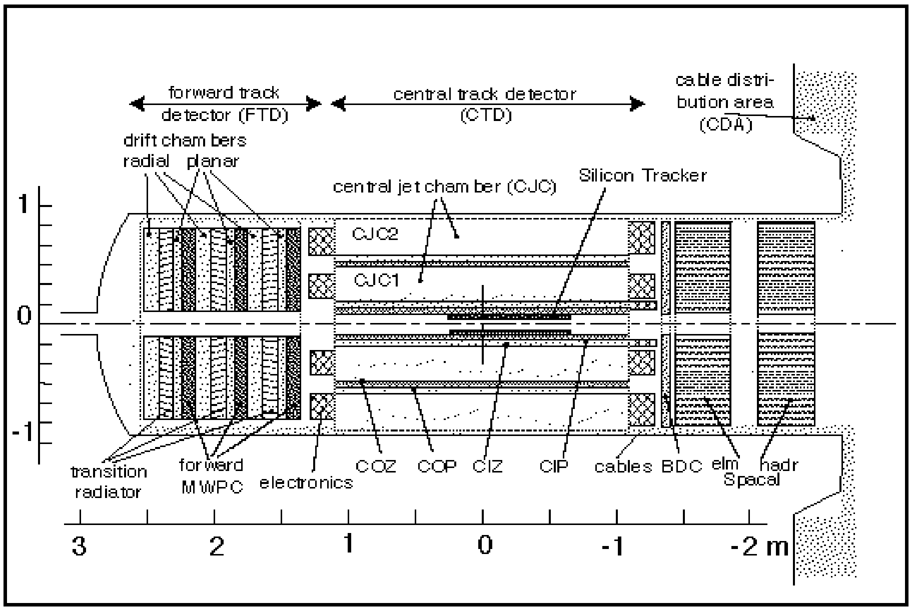


Abbildung 3.3: *Schematischer Aufbau der Spurkammern von H1.*

Die zentralen Proportionalkammern CIP und COP liefern schnelle Signale für die erste Stufe des H1-Triggers (Abschnitt 3.3). Die Jet-Kammern CJC1 und CJC2 sind Driftkammern; aus der von ihnen gelieferten Driftzeit lassen sich Information über die r, φ-Koordinaten erzielen. Aus der Ladungsteilung läßt sich auf die z-Koordinate schließen. Die beiden z-Kammern stellen zusätzliche Informationen zu Spuren zur Verfügung und ermöglichen eine Verbesserung der z-Koordinate.

Im Vorwärtsbereich befindet sich das Vorwärts-Spurkammer-System FTD (***F****orward* ***T****racking* ***D****etector*), das den Polarwinkelbereich von 5°– 25° abdeckt. Es besteht aus drei Supermodulen, die folgendermaßen aufgebaut sind: Zunächst kommt eine planare Driftkammer, gefolgt von einer Proportionalkammer MWPC (***M****ulti* ***W****ire* ***P****roportional* ***C****hamber*), abgeschlossen wird jedes Supermodul von einer radialen Driftkammer.

Die radialen Driftkammern bestehen aus Subkomponenten, bei denen die Drähte um 60° gegeneinander verdreht sind. Sie dienen zur Bestimmung der r, φ Koordinaten, während die planaren Kammern den Polarwinkel ϑ messen. Die Proportionalkammern liefern Signale für den Trigger von H1 (Abschnitt 3.3).

Der rückwärtige Bereich wird durch die Rückwärts-Spurkammer BDC (***B****ackward* ***D****rift* ***C****hamber*) abgedeckt, die in einen Polarwinkelbereich von 155.5° – 174.5° Spuren geladener Teilchen mißt.

Sie dient der Spurrekonstruktion und liefert Triggersignale. Weiterhin hilft sie die Auflösung von Elektron-Proton Ereignissen bei kleinen Bjorken-x und Q^2 zu verbessern.

Die Kammer ist aus acht Lagen aufgebaut, die gegeneinander verdreht sind, um eine gute azimutale Auflösung zu erreichen. Die BDC erlaubt die Messung des spezifischen Energieverlusts mit einer Genauigkeit von 30 %.

In den Jahren 1995 und 1996 wurden die beiden Silizium-Spurdetektoren CST (***C****entral* ***S****ilicon* ***T****racker*) und BST (***B****ackward* ***S****ilicon* ***T****racker*) eingebaut. 1996 befanden sie sich noch in der Testphase und wurden deswegen nicht zu Analysen verwendet.

Die CST dient zur genauen Bestimmung des Wechselwirkungspunktes — des Vertex —, sowie

	r [mm]	ϑ [°]	$\sigma_{r,\varphi}$ [mm]	σ_z [mm]
CIP	157–166	8–172	—	—
CIZ	174–200	16–169	28	0.26
CJC1	203–451	10–170	0.17	22
COZ	460–485	23–157	58	0.20
COP	501–514	25–155	—	—
CJC2	530–844	26–154	0.17	22
FTD (planar)	—	5–25	0.17	—
FTD (radial)	—	5–25	0.2	—
BDC	—	155–175	0.8	0.4

Tabelle 3.1: *Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der H1-Spurkammern: Für die zentralen Spurkammern wird der radiale Abstand r angegeben. Weiterhin sind die Meßbereiche in Polarwinkel ϑ, Sowie die Auflösungen in den Koordinaten (r, φ) und z gegeben.*

von Sekundärvertizes[2]. Die CST deckt den zentralen Bereich des Detektors auf einer Länge von 44.5 cm ab und hat eine aktive Länge von 35.8 cm um den nominellen Vertex, also den Ursprung des H1-Koordinatensystems, ab und überdeckt somit einen Polarwinkelbereich von 17°–163°. Die BST überdeckt den rückwärtigen Bereich von 172°—176°, um eine genaue Winkelmessung des gestreuten Elektrons unter großen Winkeln zu ermöglichen.

3.2.2 Die Kalorimeter

Mit den Kalorimetern von H1 werden die Energien und auch die Richtungen von geladenen sowie neutralen Teilchen gemessen. Trifft ein hochenergetisches elektromagnetisch- oder stark wechselwirktendes Teilchen auf Materie, so entsteht durch die Wechselwirkung eine Kaskade von Sekundärteilchen. Die Produktion von Sekundärteilchen verläuft so lange bis die Energie nicht mehr für die Erzeugung weiterer Schauerteilchen ausreicht. Die summierte Länge aller Teilchen eines Schauers ist proportional zu der Energie des einfallenden Teilchens. Die Eindringtiefe ist proportional zum Logarithmus der Energie.

Aufgrund der unterschiedlichen Schauer, die sich aus elektromagnetisch- und stark wechselwirkenden Teilchen entwickeln, werden Kalorimeter oft in zwei Komponenten unterteilt: in eine elektromagnetischen und eine hadronische. Die Schauer stark wechselwirkender Teilchen haben eine größere transversale und longitudinale Ausdehnung als elektromagnetische. Bei hadronischen Schauern laufen Kernreaktionen ab, bei denen ein Hadron auf ein Nukleon trifft, das Nukleon anregt oder aufbricht und dabei unter anderem Pionen erzeugt. Diese Pionen haben einen größeren Transversalimpuls als die Produkte elektromagnetischer Schauer. Elektromagnetische Schauer entstehen, wenn z. B. ein geladenes Teilchen in Materie gelangt und im (elektrischen) Feld eines Kerns abgebremst wird und dadurch Bremsstrahlung emittiert. Das dadurch entstandene Photon kann sich dann in ein Elektron-Positron Paar aufspalten, die dann selbst wieder Schauer ausbilden, so daß eine Kaskade entsteht. Dabei hat jede Generation weniger Energie als die vorige, bis keine Energie mehr zur Verfügung steht und der Schauer endet. Die wichtigsten Daten für die Kalorimeter von H1 sind in der Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) [And93] ist das größte Kaloriemeter von H1 und deckt den Vorwärst- und den zentralen Bereich um den Wechselwirkungspunkt ab. Das Kalorimeter besteht aus etwa 45000 Zellen und ist in eine elektromagnetische und in eine hadronische Sektion aufgeteilt. Es besteht aus acht sogenannten *Rädern* (wheels), wobei jedes Rad eine achtfache Segmentierung im Azimutwinkel besitzt. In longitudinaler Richtung gibt es für den

[2]Dies sind die Punkte, bei denen ein Teilchen noch innerhalb des Detektors zerfällt und die Zerfallsprodukte nachgewiesen werden.

	Polarwinkel ϑ [°]	Dicke [X_0]	Dicke [λ]	Energieauflösung σ_E/E
LAr (em)	4.0–153.0	20–30		$11\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$
LAr (had)	4.0–153.0		4.5 – 7	$50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Spacal (em)	152.0–177.5	28	1	$7.8\%/\sqrt{E} \oplus 0.3\%/E \oplus 0.8\%$
Spacal (had)	159.0–178.0	29	1	$(56.0 \pm 3.0)\%/E$
PLUG	0.7–3.3	45	4.25	$\approx 150\%/\sqrt{E}$
IRON	4.0–176.0		4.5	$100\%/\sqrt{E}$

Tabelle 3.2: *Zusammenfassung der wichtigsten Daten der H1-Kalorimeter: Angegeben sind die Überdeckung im Polarwinkel ϑ, die Dicke des elektromagnetischen Teils in Strahlungslängen X_0 sowie die Dicke des hadronischen Teils in hadronischen Wechselwirkungslängen λ, sowie die relative Energieauflösung σ_E/E.*

elektromagnetischen Teil eine drei- bis vierfache Segmentierung und im hadronischen eine vier- bis sechsfache.

Die Aufgabe des Kalorimeters ist die Messung von Energie und Richtung geladener sowie neutraler Teilchen und Jets.

Das aktive Material ist das flüssige Argon, das von einem Kryostaten auf $-182°$ C gehalten wird. Als Absorbermaterial für das Kalorimeter dienen im elektromagnetischen Teil Bleiplatten, während in der hadronischen Sektion Edelstahl verwendet wird. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht im Zentralbereich aus drei und im Vorwärtsbereich aus sieben Lagen, während das hadronische aus vier Lagen im Zentralbereich und sechs im Vorwärtsbereich aufgebaut ist.

Das PLUG-Kalorimeter [Hil95] Das PLUG wurde eingesetzt, um die Lücke zu schließen, die zwischen dem Strahlrohr und dem vorwärtigen LAr besteht. Seine Hauptaufgabe ist die Verluste im Transversalimpuls von Hadronen, die unter kleinen Winkel entstehen, so gering wie möglich zu halten.

Das absorbierende Material des Kalorimeters sind Kupferplatten, die Messung geschieht mit zwischen den Platten eingebrachten Siliziumdetektoren.

Das Zentrale Myonsystem umschließt den Detektor außerhalb der supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld von 1.2 T erzeugt.

Direkt außerhalb der Spule befinden sich die Myonboxen — drei Lagen Streamer-Rohrkammern — gefolgt von der ersten Platte des Eisenjochs. Zwischen den Platten des Jochs ist je eine Streamer-Rohrkammern eingebracht. Dieser Teil heißt auch instrumentiertes Eisen (IRON). Außerhalb der Eisen sind nochmals Myonboxen als Abschluß des Myonsystems montiert.

Myonen können ab einer Energie von etwa 1.5 GeV das zentrale Myonsystem erreichen und nachgewiesen werden.

3.2.3 Das rückwärtige Kalorimeter (Spacal)

Das Spacal [App96], [App95] (Abbildung 3.4) deckt den rückwärtigen Bereich des Detektors ab und wurde 1995 eingebaut, um das BEMC (***B**ackward **E**lectro-**M**agnetic **C**alorimeter*) zu ersetzen. Im Gegensatz zu seinem Vorgänger besteht das Spacal aus einem elektromagnetischen und einem hadronischem Teil. Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen und der hadronische aus 136.

Mit dem Spacal ist eine sehr genaue Messung des gestreuten Elektrons möglich. Wie Untersuchungen mit neutralen Pionen und η-Mesonen [Swa96] gezeigt haben, ist das Spacal auch sehr gut geeignet, Spektroskopie mit leichten Mesonen zu betreiben. Die Eigenschaften, die das Spacal zu einem vorzüglichen Werkzeug zur Spektroskopie machen, sind

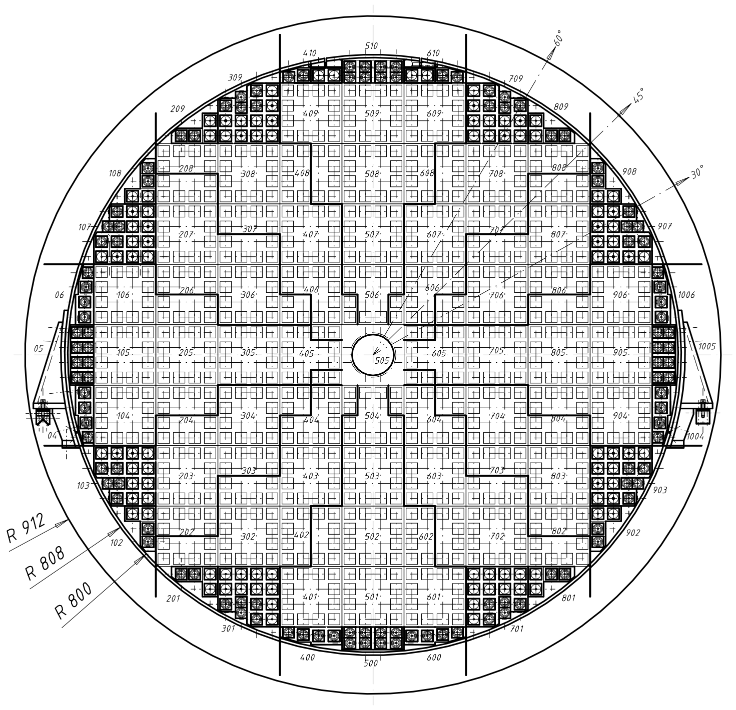


Abbildung 3.4: *Gezeigt ist eine r, φ- Ansicht des Spacals.*

- der sehr niedrige Rauschpegel von weniger als 15 MeV pro Zelle[3],
- eine größere geometrische Akzeptanz und
- eine Ortsauflösung im mm-Bereich.

Das Spacal wird auch als Trigger und zur Flugzeitmessung benutzt. Bei der Flugzeitmessung wird der Zeitpunkt des Eintreffens von Signalen mit der HERA Uhr verglichen, ob das Ereignis in einem 10 ns breiten Fenster um den nominellen Zeitpunkt eines Strahlkreuzens stattfand. Das Spacal wird als Triggerelement verwendet, um Ereignisse zu markieren, bei denen das Elektron in das Spacal gestreut wird.

In das Blei, das als Absorbermaterial dient, sind Kerben eingewalzt. In die Kerben sind szintillierenden Fasern eingelegt, die das aktive Material des Spacals sind. Diese Fasern werden gebündelt und Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultipliern) zugeführt. Durch die Benutzung von Photomultipliern zum Auslesen konnte das Spacal so rauscharm konstruiert werden. Der Aufbau von elektromagnetischer und hadronischer Sektion ist ähnlich, wobei das Verhältnis von Faser- zu Absorbermaterial in der elektromagnetischen Sektion größer ist als in der hadronischen. Weiterhin sind die Größen der Zellen in den beiden Sektionen unterschiedlich, denn auf Grund der größeren Ausdehnung hadronischer Schauer ist es möglich, im hadronischen Teil mit weniger (und somit größeren) Zellen auszukommen.

In [Mue97] wurden die Zellen des Spacals mittels Zellen aus Zerfällen des π^0-Mesons kalibriert und es wurde eine Funktion bestimmt, die Effekte des Materials, wo keine kalorimetrische Information zur Verfügung steht (totes Material), korrigiert. Diese Korrekturfunktion ist durch

$$\kappa(E) = \frac{1}{1 - 20611 \cdot \mathrm{e}^{-E/0.92843}} \tag{3.1}$$

gegeben, und die korrigierte Energie eines Schauers ist durch durch $E_{corr} = E\kappa(E)$ gegeben.

[3] Der Vorgänger des Spacals, das BEMC, hatte einen Rauschpegel von 400 MeV pro Kanal.

3.2.4 Detektoren im Vorwärtsbereich

Das Vorwärts-Myon-Spektrometer ergänzt das zentrale Myonsystem in dem Winkelbereich von 4° bis 17°. Myonen mit Impulsen von $|\boldsymbol{p}| > 5$ GeV/c können das Vorwärts-Myon-System passieren.

Es besteht aus einem Eisen-Toroidmagneten mit einer Feldstärke von 1.6 T und je drei Driftkammern vor und hinter dem Magneten.

Die Vorwärts-Szintillationszähler (Proton-Remnant-Tagger) befinden sich in Vorwärtsrichtung bei $z = 24$ m und soll die Teilchen, die bei der Fragmentation des Protonrests entstehen, nachweisen. Der Polarwinkelbereich, der abgedeckt wird, liegt zwischen 0.06° und 0.25°.

Der Proton-Remnant-Tagger besteht aus zwei Ebenen, die jeweils sieben Szintillationszähler enthalten.

Das Vorwärts-Proton-Spektrometer (FPS) steht in Vorwärtsrichtung außerhalb des Zentraldetektors und dient dem Nachweis geladener Protonfragmente, die unter einem zu kleinen Winkel ($\angle(p, X) \lesssim 3$ mrad) entstehen, als daß sie im Zentraldetektor nachgewiesen werden könnten. Das FPS besteht aus zwei „Roman Pots“, die in 80 bzw. 90 m Abstand vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt eingebaut sind.

Das Vorwärts-Neutron-Kalorimeter (FNC) ist im Abstand von etwa 100 m zum Zentraldetektor aufgebaut und dient zur Messung von Neutronen, die in der Reaktion $e+p \rightarrow e+n+X$ entstehen können. Die Winkel, unter denen die Neutronen produziert werden, sind kleiner als 1 mrad.

3.2.5 Das Luminositätssystem

Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist eine beschleunigerspezifische Größe, die den Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ eines bestimmten Prozesses und der Wechselwirkungsrate $\dot{N}$ herstellt:

$$\dot{N} = \mathcal{L}\sigma \tag{3.2}$$

Durch Messung der Rate eines Prozesses mit bekanntem Wirkungsquerschnitt läßt sich somit die Luminosität bestimmen. Bei HERA wird der Bremsstrahlungs- oder Bethe-Heitler Prozeß

$$e + p \rightarrow e + \gamma + p$$

verwendet, dessen Wirkungsquerschnitt sich mit sehr hoher Präzision berechnen läßt. Zur Messung der Luminosität werden im rückwärtigen Bereich bei $z = -33$ m ein Kleinwinkel-Elektron-Kalorimeter (Elektron-Tagger) und bei $z = -110$ m unter $\vartheta = \pi$ ein Photon-Detektor (Photon-Tagger) verwendet (Abbildung 3.5). Das Elektron verliert bei diesem Prozeß Energie und wird dadurch stärker von Magneten abgelenkt. Vor dem Elektron-Tagger ist ein Fenster in das Strahlrohr eingebracht, durch das die Elektron austreten können.

Durch koinzidente Messung von Elektronen und Photonen in diesen Detektoren wird die Rate R_{tot} gemessen. Für die Bestimmung der Luminosität muß aber die Rate aus Untergrundereignissen R_0 berücksichtigt werden. Diese Rate wird mit Hilfe der ungepaarten Elektron-Pakete bestimmt (electron-pilot-bunches). Die Luminosität wird mit der Formel

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}} \tag{3.3}$$

berechnet. I_{tot} und I_0 sind die elektrischen Ströme, die die Elektronen der regulären Pakete (I_{tot}) und der ungepaarten (I_0) darstellen. Die Größe σ_{vis} ist der Wirkungsquerschnitt für den Bethe-Heitler Prozeß unter Berücksichtigung von geometrischer Akzeptanz und Trigger-Effizienzen. Damit läßt sich die Luminosität mit einer relativen Genauigkeit von 2% bestimmen.

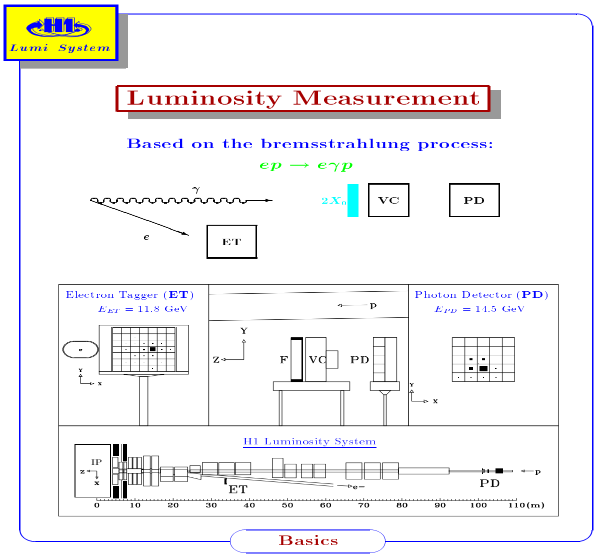


Abbildung 3.5: *Das Luminositätssystem von H1*

3.3 Das Triggersystem von H1 und die Datenrekonstruktion

Der Trigger ist ein System, das die physikalisch interessanten *ep*–Wechselwirkungen von den Untergrundereignissen trennt. Den Untergrund bilden z. B. Ereignisse, bei denen ein Proton mit einem Atom des Restgases kollidiert. Diese Wechselwirkungen haben bei HERA über den Ring verteilt eine Rate von mehr als 10000 Ereignissen pro Sekunde. Weitere Quellen für Untergrund sind Myonen: Zum einen die sogenannten Halo-Myonen, die aus dem Zerfall der Pionen stammen, die durch die Wechselwirkung von Protonen mit der Wand des Strahlrohrs entstehen und zum anderen Myonen aus der kosmischen Strahlung. Letztere haben im Zentralbereich des Detektors eine Rate von einigen Hundert Ereignissen pro Sekunde.

Die kurze Zeitspanne von nur 96 ns zwischen dem Kreuzen von Elektron- und Protonstrahl (*bunch-crossing*) sowie die HERA Luminosität von (Designwert) $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2} s^{-1} zusammen mit den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen, die bei HERA stattfinden können, ergeben sich Ereignisraten von 20–30 Hz für Photoproduktion mit einem Wirkungsquerschnitt von einigen μb bis wenige Ereignisse pro Woche für W-Austausch. Die Rate der Strahl-Restgas-Wechselwirkungen beträgt einige 10^4 Ereignissen pro Sekunde.

Diese alle aufzuzeichnen ist nicht möglich, da allein das komplette Auslesen des Detektors eine Zeitspanne von mehrere ms beansprucht.

Um aus dieser Menge von Ereignissen die gewünschten herauszufiltern, wurde bei H1 das Konzept eines mehrstufigen Triggers realisiert. Um die Totzeit — die Zeit, in der der Detektor keine Ereignisse registrieren kann — so kurz wie möglich zu halten, werden die Daten zunächst in Schieberegister (Pipelines) geschrieben, und die erste der fünf Triggerstufen läuft an.

Der Level1-Trigger (*L1*): In der ersten Stufe des Triggers werden etwa 200 einzelne Detektorkomponenten, die zu 128 Subtriggern zusammengefaßt werden, überprüft. Die Zeit, die dafür gebraucht wird, beträgt etwa 2.3 μs. Löst einer der Subtrigger aus, dann werden die Pipelines angehalten, der Detektor wird teilweise ausgelesen und parallel dazu läuft die zweite Triggerstufe an. Um Untergrund durch Strahl-Restgas-Wechselwirkungen auszuschließen, wird ein Zeitfenster benutzt, in dem ein Ereignis als tatsächliche *ep*-Wechselwirkung akzeptiert wird.

Damit *L1* totzeitfrei arbeiten kann, muß der Trigger mit einer Rate von 10.4 MHz arbeiten.

Der Level2-Trigger (*L2*): besteht aus dem sogenannten topologischen Trigger (*L2TT*) und dem neuronalen Netzwerk (*L2NN*). Im Gegensatz zur ersten Triggerstufe, die sich an den Detektorkomponenten orientiert, untersuchen diese beiden Trigger mit komplexeren Algorithmen unter Verknüpfung der Daten, die vom Level1-Trigger zur Verfügung gestellt werden, die Ereignisse auf ihre physikalische Relevanz. Nach etwa 20 μs hat *L2* seine Entscheidung gefunden und verwirft das Ereignis und der Detektor wird wieder für die Datennahme bereitgemacht. Ziel von *L2* ist eine Reduktion der Daten bzw. Untergrundereignissen, die einen *L1*-Trigger ausgelöst haben, um einen Faktor 5 – 20.

Der Level3 Trigger (*L3*) läuft parallel zu *L2* und basiert auf Mikroprozessoren. Die Zeit zum Fällen einer Entscheidung auf *L3* dauert etwa 800 μs. Dies ist die maximal anfallende Totzeit des Detektors, da für die folgenden Triggerstufen die Daten zwischengespeichert werden. *L3* befand sich im Jahr 1996 noch in der Testphase und wurde nicht als Trigger verwendet.

Der Level4 Trigger (*L4*): Die vierte Stufe besteht aus bis zu 35 parallelgeschalteten, asynchron arbeitenden Computern, die auf die gesamte Information des H1-Detektors zugreifen können. Die Aufgabe dieser *Level-4 Filter Farm* ist eine weitere Reduktion von Untergrundereignissen. Solange die Filter Farm korrekt arbeitet, ist *L4* natürlich „totzeitfrei“.

Neben dem eigentlichen *Triggering* dient *L4* noch zum Überwachen und Kalibrieren von Teilen des Detektors.

Der Level5 Trigger (*L5*) führt eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse durch und ordnet sie entsprechend ihrer physikalischen Natur (DIS, Photoproduktion, …) in verschiedene Klassen ein. Anschließend werden die Daten gespeichert.

3.3.1 Rekonstruktion

Für die Rekonstruktion eines Ereignisses werden die Informationen, die von den einzelnen Komponenten geliefert werden zusammengefaßt.

Die Spurkammern dienen zum Nachweis und zur Rekonstruktion der Flugbahn geladener Teilchen. Gibt es Treffer in den Kammern, die mit der Bahn eines geladenen Teilchens im Magnetfeld verträglich sind, so werden an die Trefferpunkte eine Anpassung vorgenommen, um eine rekonstruierte Spur zu erhalten. Diese Spur sollte auf die Stelle zeigen, an der das Teilchen entstanden ist. Wenn sich zwei oder mehr Spuren in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes schneiden, wird der Schnittpunkt als tatsächlicher Vertex angenommen.

Aus den Energiedepositionen in den Kalorimetern wird der Schauer eines Teilchens rekonstruiert, indem benachbarte Zellen, die Energie enthalten, zu sogenannten *Clustern* zusammengefaßt werden. Ein solcher Cluster sollte die Koordinaten und die Energie des Teilchens möglichst genau wiedergeben. Die x, y-Koordinaten werden durch Gewichtungsverfahren für die Zellenergien ermittelt. Aus der Tatsache, daß die Eindringtiefe eines Schaueres logarithmisch mit der Energie des Teilchens anwächst, läßt sich die z-Koordinate des Clusters bestimmen.

3.3.2 Daten-Verwaltung

Ein Ereignis, das voll rekonstruiert ist, hat im Mittel eine Größe von etwa 120 kByte und wird als POT (***P****hysics* ***O****utput* ***T****ape* oder ***P****hysics* ***O****n* ***T****ape*) auf Band gespeichert. Um schnellen Zugriff auf möglichst alle Daten auf Plattenlaufwerken zu ermöglichen, werden die Daten im DST-Format (***D****ata* ***S****ummary* ***T****ape*) auf Bändern komprimiert und die benötigten Information auf Platte kopiert.

Im Laufe einer Datennahmperiode werden einige TeraByte als POT gespeichert. Im DST-Format (***D****ata* ***S****ummary* ***T****ape*) hat ein Ereignis nur noch eine Größe von 6 kByte, und die Daten belegen noch einige hundert GByte.

Kapitel 4

Suche nach exklusiver Produktion von η und η' Mesonen in Zwei-Photon Kollisionen und Photon-Odderon-Fusion bei HERA

In dieser Analyse wird nach der exklusiven Produktion von η- und η'-Mesonen gesucht, die in Zwei-Photon-Prozessen (Abschnitt (2.4)) oder durch Photon-Odderon-Fusion (Abschnitt (2.2.4)) entstehen. Exklusive Produktion heißt, daß im betrachteten Ereignis nur ein Meson erzeugt wird und sonst keinerlei Aktivität vorhanden ist: $ep \rightarrow e\eta^{(\prime)}p$. Im folgenden wird „$\eta^{(\prime)}$“ verwendet, wenn Aussagen gemacht werden, die für beide Mesonen gleichermaßen gelten.

Im ersten Abschnitt wird die Analyse kurz motiviert. Der zweite Abschnitt behandelt den verwendete Monte Carlo-Generator und geht auf die Simulation des Detektors ein. Im dritten Abschnitt werden Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen diskutiert. Der folgende Abschnitt behandelt den Trigger, der zur Vorselektion bei der Datennahme verwendet wurde. Anschließend wird die Auswahl der Ereignisse für die Analyse diskutiert. Im sechsten Abschnitt wird dargelegt, wie mit Hilfe der Monte Carlo-Ereignisse die Akzeptanz der Selektion bestimmt wurde. Danach werden Ergebnisse dieser Analyse vorgestellt und diskutiert. Das Kapitel wird durch eine Zusammenfassung der Ergebnisse abgeschlossen.

Daran schließt sich ein Vergleich der Daten mit den vom Monte Carlo generierten Ereignissen an.

4.1 Motivation

Die Untersuchung der Produktion von $\eta^{(\prime)}$-Mesonen bei HERA erlaubt die Suche nach odderoninduzierten Prozessen und kann somit zu Aussagen führen, die an pp- oder $p\bar{p}$-Beschleunigern nicht möglich sind, weil dort ein anderer Zugang gewählt wird. Anhand der Modellvorhersagen für $\eta^{(\prime)}$-Produktion im Zwei-Photon-Prozeß läßt sich aus Abweichungen zu den Vorhersagen eine Aussage treffen, ob es Beiträge aus Photon-Odderon-Fusion gibt.

Wie in Abschnitt 2.2.4 erläutert wurde, ist die Suche nach η_c-Mesonen auf Grund des kleinen Wirkungsquerschnitts mit den Daten eines Jahres nicht möglich. Die integrierte Luminosität der analysierten Daten beträgt etwa 3 pb^{-1}. Aus diesem Grund wird versucht, aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für das η- und das η'-Meson eine Aussage über einen Beitrag des Odderons zum $\eta^{(\prime)}$-Wirkungsquerschnitt zu treffen.

Die Kinematik des Prozesses erzwingt Teilchenaktivität ausschließlich im Rückwärtsbereich des Detektors. Da die Spurkammern auf die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen im Zentralbereich des Detektors ausgelegt sind, können sie auf Grund ihrer geringen Effizienz nicht zur

Analyse verwendet werden, d. h. für die Analyse kommen nur Zerfallskanäle in neutrale Teilchen in Frage. Zur Analyse wurde der Kanal $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$ gewählt.

Es werden Daten aus dem Jahr 1996 entsprechend einer integrierten Luminosität von 3.4 pb^{-1} untersucht.

4.2 Monte Carlo-Simulation

Die Daten, die der Detektor liefert, geben nicht das vollständige Bild des stattgefundenen Ereignisses wieder, denn er deckt nicht den gesamten Raumwinkel ab, und durch seine endliche Auflösung sind die Energien und Impulse verschmiert. Ein weiterer Effekt, der zu Verlusten führt, ist die Tatsache, daß die Trigger, die Untergrundsereignisse herausfiltern sollen, nicht zu 100 % effizient sind, sondern daß sie auch gewünschte Ereignisse verwerfen.

Um aus dem unvollständigen Bild, das der Detektor liefert, auf das tatsächlich Ereignis rückschließen zu können, werden Monte Carlo-Simulationen ausgeführt. Zunächst werden mit einem Programm, das den physikalischen Prozeß beschreibt (Generator), Ereignisse erzeugt[1]. Als nächstes werden die bekannten Eigenschaften des Detektors simuliert und man erhält als Resultat die Ereignisse, wie sie vom Detektor registriert werden, wenn die Simulation ausreichend nahe das tatsächlichen Verhalten des Detektors beschreibt.

4.2.1 Der Generator RESPRO

Für diese Analyse wird der Generator RESPRO [Bou95a] verwendet. Das Programm wurde für Zwei-Photon-Resonanzproduktion an e^+e^--Beschleunigern geschrieben. Der Wirkungsquerschnitt der von RESPRO benutzt wird, ist:

$$\sigma(e^+e^- \to e^+Re^-) = 16\alpha^2 \left(\ln \frac{E}{m_e}\right)^2 f\left(\frac{m_R}{2E}\right) \frac{(2J+1)\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R^3}, \tag{4.1}$$

wobei m_R die Masse des produzierten Mesons ist, E die Strahlenergie und $f(m_R/2E)$ die Low-Funktion

$$f(x) = (2+x^2)^2 \ln(1/x) - (1-x^2)(3+x^2), \tag{4.2}$$

die sich als Näherung des Integrals über die beiden äquivalenten Photonspektren (Gleichung (2.67)) für Elektronen und Positronen ergibt.

Um das Programm auf die Verhältnisse bei HERA anzupassen, müssen die Teilchen des Anfangszustandes in das *ep*-Schwerpunktsystem transformiert werden, so daß $E_1 = E_2 = E$ gilt. In diesem Bezugssystem wird das Ereignis generiert, und der Zerfall wird im Ruhesystem des $\eta^{(\prime)}$-Mesons als isotrop angenommen. Die Zerfallsphotonen werden dann von diesem Bezugsystem zurück in das H1-Koordinatensystem transformiert. Daran anschließend werden die Detektor-Effekte simuliert, wie sie weiter unten beschrieben werden.

Es müssen die unterschiedlichen Massen der Strahlteilchen berücksichtigt werden. Dies geschieht durch die Ersetzung

$$\ln(E/m_e)^2 \mapsto \ln(E/m_e)\ln(E/m_p). \tag{4.3}$$

Zu berücksichtigen sind weiterhin Effekte der endlichen Ausdehnung der Protonen, die durch die Dipol-Formfaktoren

$$G_E(q^2) = G_M(q^2)/\mu_p = \frac{1}{\left(1 - \frac{q^2}{0.7\ \mathrm{GeV}^2}\right)^2} \tag{4.4}$$

[1] Dies wäre das Bild, das ein perfekter Detektor liefern würde.

beschrieben werden können, sowie die q^2-Abhängigkeit der Kopplung virtueller Photonen an das Meson. Diese Abhängigkeit wird durch den ρ-Pol-Formfaktor-Ansatz (Gleichung (2.69)) parametrisiert. Die kinematischen Grenzen für e^+e^--Streuung müssen an die Kinematik der ep-Streuung angepaßt werden.

Noch nicht implementiert wurden die Effekte der endlichen Protonausdehnung (Gleichung (4.4)), der jedoch für den betrachteten kinemtitschen Bereich $(-q^2 < 0.01)$ GeV^2 nicht stark beiträgt.

4.2.2 Detektorsimulation

Für diese Analyse wird keine vollständige Simulation des Detektors vorgenommen. Es wird vielmehr eine Simulation der beteiligten Komponenten durchgeführt. Diese geschieht auf einem Niveau, auf dem die bekannten Eigenschaften der Komponenten wie z. B. die Energieauflösung simuliert werden. Die in dieser Analyse gemachte *Toy*-Simulation beinhaltet die folgenden Effekte:

- Für die Ortsauflösung des Spacals in x und y wird eine Normalverteilung mit einer Breite von $\sigma_{xy} = 0.44\sqrt{E} + 0.1$ angenommen.
- Für die Energieauflösung des Spacals wird ein Wert von $\sigma_E/E = 0.075/\sqrt{E}$ verwendet.
- Die Energieauflösung des Elektron-Taggers wird mit den gleichen Parametern wie das Spacal simuliert.
- Die Unkenntnis des tatsächlichen Wechselwirkungspunktes wird dadurch simuliert, daß er gemäß der gemessenen Verteilung per Zufall festgelegt wird. An diesem Punkt wird das Ereignis generiert. Die Unkenntnis wird dann durch Rücksetzen der z-Koordinate auf 0 eingeführt. Aus Ereignissen mit rekonstruiertem Vertex wurde für die Breite der Verteilung der Wert $\sigma_{z,vtx} = 20$ cm bestimmt.

Die Effekte sind in Abbildung 4.1 zu sehen. In Teil a) der Abbildung sind die invarianten Massen von π^0-, η- und η'-Mesonen zu sehen, die aus den unverschmierten Vierer-Impulsen berechnet wurden. Da die natürliche Breite dieser Teilchen kleiner als die Bin-Breite des Histogramms ist, werden alle Massen in je ein einziges Bin rekonstruiert. In b) wird die Energieverschmierung simuliert und bewirkt eine deutliche Verbreiterung der Signale, die sich nicht wesentlich ändert, wenn die Ortsauflösung hinzugenommen wird, wie in Teil c) zu sehen ist. Wird weiterhin die Unkenntnis des tatsächlichen Wechselwirkungspunktes mitberücksichtigt, so verstärkt sich der Effekt.

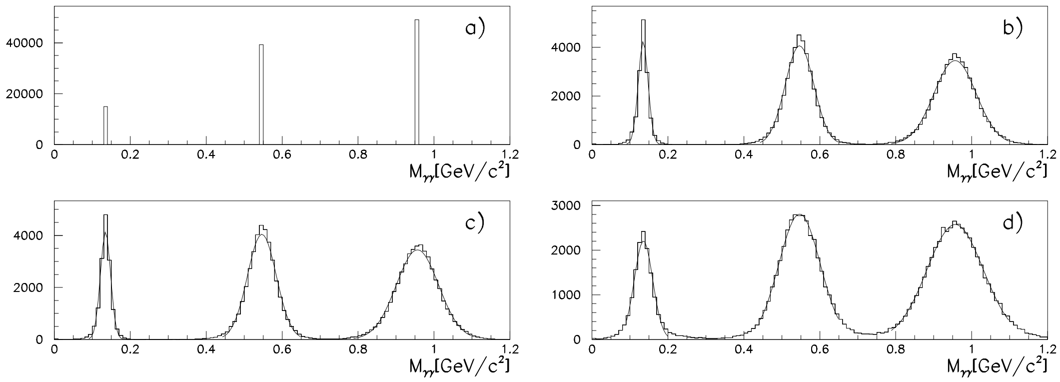


Abbildung 4.1: Effekte der simulierten Detektorauflösung auf die invariante Masse von Photonen:

In Teil a) der Abbildung sind die invarianten Massen der unverschmierten Photonen gezeigt. In b) wurde die Energieauflösung des Spacals berücksichtigt. Die Hinzunahme der Ortsauflösung ist in c) gezeigt. In d) wird der Effekt der Verschmierung des Wechselwirkungspunktes gezeigt (aus [Tap96]).

4.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

4.3.1 Rekonstruktion von y und Q^2 mit der Elektron-Methode

Die Variable y und der quadrierte Impulsübertrag am Positron-Vertex werden mit Hilfe der Elektron-Methode rekonstruiert [Ben91]. Hierbei werden nur der Winkel ϑ_1 des gestreuten Positrons und dessen Energie verwendet. Unter Vernachlässigung der Massen erhält man die folgenden Gleichungen zur Bestimmung der Variablen:

$$y_{el} = 1 - \frac{E_1'}{E_1} \sin^2 \vartheta_1/2 \tag{4.5}$$

$$Q^2_{el} = 4E_1 E_1' \cos^2 \vartheta_1/2 \tag{4.6}$$

Die Ablenkwinkel der Positronen, die nachgewiesen werden, sind so klein ($\mathcal{O}$(mrad)), daß für den Streuwinkel $\vartheta_1 = \pi$ gesetzt werden kann. Damit können für y_{el} und Q^2 näherungsweise die Ausdrücke

$$y_{el} = 1 - \frac{E_1'}{E_1} \tag{4.7}$$

$$Q^2_{el} = 0 \text{ GeV}^2 \tag{4.8}$$

verwendet werden.

4.3.2 Rekonstruktion von y nach der Methode von Jacquet-Blondel

Neben der Rekonstruktion von y mit der Elektron-Methode gibt es noch die Methode von Jacquet-Blondel [JB79], bei der allein der hadronische Endzustand zur Rekonstruktion verwendet wird:

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E_h - p_{h,z})}{2E_1}, \tag{4.9}$$

wobei die $\sum_h$ die Summe über alle Teilchen des Endzustandes bezeichnet. Im Falle des Zerfalls $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$ erstreckt sich die Summe nur über die zwei Zerfallsphotonen. Bei der Bestimmung von y nach der Methode von Jacquet-Blondel ergibt sich der Vorteil, daß die Unkenntnis des gestreuten Protons die Rekonstruktion nicht verschlechtert, denn bei elastischer Streuung und kleinen $|t|$ erfolgt die Streuung des Protons hauptsächlich in Vorwärtsrichtung. Und für Teilchen, die sich in Vorwärtsrichtung bewegen, gilt (unter Vernachlässigung der Masse):

$$(E - p_z) = 0$$

Damit wird die Güte der Rekonstruktion nicht eingeschränkt, wenn das auslaufende Proton nicht nachgewiesen wird. Bei Teilchen die in Rückwärtsrichtung entkommen, verschlechtert sich hingegen die Rekonstruktion, da hier gilt:

$$(E - p_z) = 2E.$$

4.3.3 Rekonstruktion der Masse des Zwei-Photon-Systems

Die Masse des Zwei-Photon-Systems wird aus dem Vierer-Impuls der Summe der beiden Photonen gebildet:

$$p_{\gamma\gamma} = p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2} \quad ; \quad m_{\gamma\gamma} = \sqrt{p^2_{\gamma\gamma}} = \sqrt{E^2_{\gamma\gamma} - \boldsymbol{p}^2_{\gamma\gamma}} \tag{4.10}$$

4.4 Der verwendete Trigger

Zur Vorauswahl der Ereignisse wurde der Subtrigger

$$S50 = \texttt{eTag}\&\&(\texttt{SPCLe\_IET} > 1 || \texttt{SPCLe\_IET\_Cen\_2}) \tag{4.11}$$

verwendet, der zur Selektion von *tagged* Photoproduktionsereignissen mit einem Photonkandidaten im Spacal konzipiert ist. Er verlangt, daß das Positron im Elektron-Tagger nachgewiesen wurde und daß im Spacal mindestens ein Cluster mit einer Energie von $E > 2$ GeV vorhanden war. Der Unterschied zu dem *m*inimum bias-Photoproduktions-Trigger $S83 =$`eTag && zVtx_sig_1 && DCRPh_Tc` ist, daß dieser ein Spursegment verlangt und keine Bedingung an Energiedeposition im Spacal stellt. Auf Grund des gewählten Zerfallskanals $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$ sind jedoch keine Spuren zu erwarten, und somit würde $S83$ die Ereignisse nicht triggern.

Der Elektron-Tagger (eTag33) verlangt eine Energie-Deposition von mindestens 6 GeV sowie, daß die Energie im Photon-Tagger kleiner als 2 GeV beträgt. Diese Bedingung dient zur Unterdrückung von Bethe-Heitler-Prozessen.

Der Spacal-Trigger IET [Bou95b] (***I**nclusive **E**lectron **T**rigger*) löst nur ein Signal aus, wenn Aktivität im nominellen Zeitfenster von H1, d. h. nur für die Zeitspanne, in der auch eine Wechselwirkung erwartet wird. Zum Fällen einer Entscheidung werden die Energien von 4×4 Zellen zu einem sogenannten *Trigger-Tower* aufsummiert. Es gibt drei Schwellen, die je ein Signal auslösen: (i) `IET>0` verlangt Energien von $E > 500$ MeV und soll *minimum-bias*-Ereignisse selektieren, (ii) `IET>1` fordert $E > 2$ GeV und soll Ereignisse bei kleinen Bjorken-x finden, und (iii) `IET>2` müssen Energien von $E > 6$ GeV gefunden worden sein. Diese Bedingung dient der Selektion von Positronen zur Kalibration mittels des kinematischen Peaks. Damit ein Schauer möglichst vollständig in einem Trigger-Tower enthalten ist, werden die Flächen um je 2 Zellen in x- und y-Richtung verschoben.

Die Bedingung `IET_Cen_2` dient zur Unterdrückung von „Hot-Spot"-Ereignissen, die im inneren Bereich des Spacals auftreten. Dies sind Ereignisse, die in einem bestimmten Bereich des Spacals eine extrem hohe Rate besitzen, die wahrscheinlich auf Problemen mit der Strahloptik der Positronen beruhen.

Der Trigger *L2NN* auf der zweite Trigger-Stufe stellt eine weitere Bedingung an den Subtrigger S50: Es wird ein weiter Abstandsschnitt für die Cluster gemacht. Die genaue Bedingung läßt sich nicht rekonstruieren, da diese Entscheidung in einem neuronalen Netzwerk gefällt wird. Auf dieser Stufe der Rekonstruktion gibt es noch keine Cluster-Schwerpunkte, denen Koordinaten zugewiesen werden können. In den untersuchten Daten war nur die Information der ersten Stufe des Triggers enthalten, so daß nicht überprüft werden konnte, ob die Ereignisse von der zweiten Triggerstufe verworfen wurden oder nicht.

4.5 Datenselektion

Der Prozeß, der untersucht werden soll, ist die exklusive Produktion von η und η'-Mesonen im Zerfallskanal $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$, wobei das gestreute Positron im Elektron-Tagger nachgewiesen wird. Durch den Nachweis des Positrons in diesem Kalorimeter wird die Kinematik des Prozesses stark eingeschränkt, denn der Akzeptanzbereich des Taggers liegt im Bereich $y \in (0.3, 0.7) \Leftrightarrow E_1' \in (8.3, 19.3)$ GeV. In Abbildung 4.2 [Swa96] ist eine Anpassung der Effizienz des Elektron-Taggers gezeigt.

Eine topologische Bedingung ist das Fehlen eines Vertex, denn die zwei Photonen aus dem Zerfall $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$ sollten keine Spuren hinterlassen, aus denen ein Vertex rekonstruiert werden konnte.

$$\boxed{\text{kein rekonstruierter Vertex}} \tag{4.12}$$

Diese Bedingung verwirft sehr viele Ereignisse, wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist:

Im linken Teil der Abbildung ist die Verteilung der Cluster-Zahl bei Ereignissen mit rekonstruiertem Vertex gezeigt, während im rechten Teil für die Ereignisse ein Vertex rekonstruiert wurde. Die beiden Verteilungen unterscheiden sich stark, sowohl was die Form anbelangt, als auch die Zahl der Ereignisse. Bei den Ereignissen ohne Vertex hat die Verteilung eine Spitze bei einem Cluster pro Ereignis. Die Verteilung der Vertex-Ereignisse hat ihr Maximum bei ca. fünf Clustern.

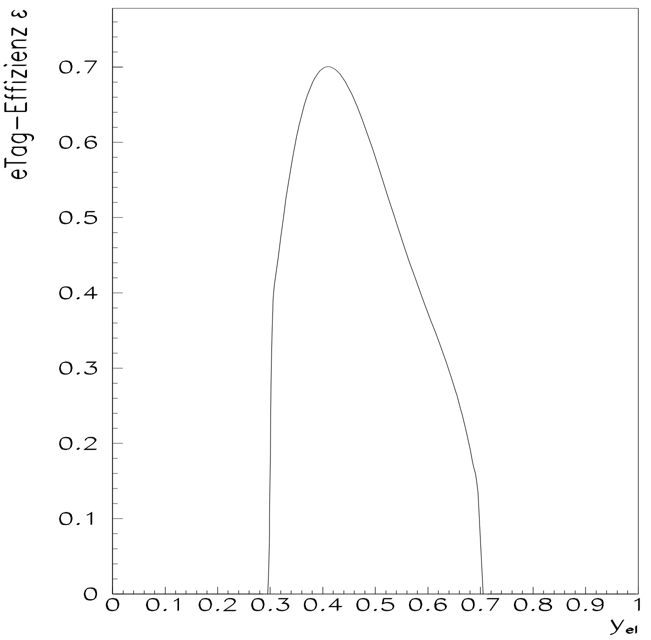


Abbildung 4.2: *Gezeigt ist die Effizienz des Elektron-Taggers als Funktion der Inelastizität y. Die Kurve ist eine Anpassung [Swa96], deren Gleichung durch (4.27) gegeben ist.*

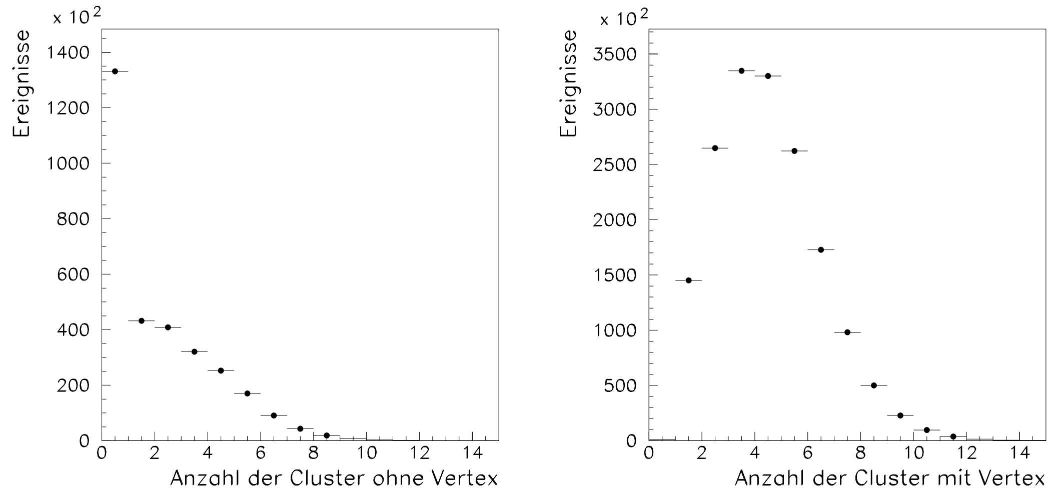


Abbildung 4.3: *Im linken Teil der Abbildung ist die Anzahl der im Spacal rekonstruierten Cluster von Ereignissen ohne rekonstruierten Vertex zu sehen. Rechts ist diese Verteilung für Ereignisse, bei denen ein Vertex rekonstruiert wurde gezeigt.*

Die kinematischen Bedingungen, die die Ereignisse erfüllen müssen, sind:

$$\boxed{y \in (0.3, 0.7)} \tag{4.13}$$

$$\boxed{Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2} \tag{4.14}$$

Diese Bedingungen ergeben sich aus dem Akzeptanzbereich des Elektron-Taggers.

Selektion der Photonen: Da der Zerfallskanal $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$ untersucht wird, werden genau zwei Photonen im Spacal gefordert. Zur Selektion von Photonkandidaten wird verlangt, daß deren radiale Cluster-Ausdehnung kleiner als 4 cm ist und daß das Verhältnis der Energie im hadronischen Teil zur elektromagnetischen Energie eines Clusters kleiner als 0.01 ist.

$$\boxed{E_{had}/E_{em} < 0.01} \tag{4.15}$$

$$\boxed{r_{cl} < 4 \text{ cm}} \tag{4.16}$$

Diese beiden Bedingungen können mit dem verwendeten Toy-Monte Carlo nicht simuliert werden. Weiterhin wird eine Mindestenergie der Photonkandidaten von

$$\boxed{E > 300 \text{ MeV}} \tag{4.17}$$

gefordert, weil in den Daten, die analysiert wurden, nur Ereignisse mit $E > 200$ MeV enthalten sind. Durch die Energiekorrektur [Mue97] (vgl. Abschnitt 3.2.3) werden die Energien nach oben korrigiert.

Die Anzahl der Photonkandidaten, die für die Analyse akzeptiert werden, ist auf

$$\boxed{N_\gamma = 2} \tag{4.18}$$

beschränkt.

Die geometrische Akzeptanz des Spacals: Dem Polarwinkelbereich des Spacals von $\vartheta \in (152°, 177.5°)$ entspricht ein Abstand vom Strahlrohr von $d \in (6.7, 81.8)$ cm. Damit ein Ereignis akzeptiert wird, müssen alle zwei Photonkandidaten in dem Bereich

$$\boxed{d_\gamma \in (8, 75) \text{ cm}} \tag{4.19}$$

liegen. Diese Bedingung garantiert, daß die gesamte Energie des Photons in den Zellen des Spacal deponiert wird.

Radiativer Untergrund durch Emission eines Photons vor oder nach der eigentlichen Wechselwirkung wird durch die Bedingung

$$\boxed{E_{\gamma\text{-Tag}} = 0 \text{ GeV}} \tag{4.20}$$

weitgehend verworfen.

Ein Schnitt auf den Abstand der Photon-Kandidaten zueinander wird gemacht, weil im Toy-Monte Carlo das Verschmelzen von Clustern nicht simuliert wird. Da aber der Cluster-Algorithmus Cluster nicht mehr trennen kann, wenn deren radiale Ausdehnung und deren Abstand von der gleichen Größenordnung sind, muß dieser Schnitt zumindest im Toy-Monte Carlo angebracht werden. Aus Konsistenzgründen ist er auch in der Analyse der Daten zu machen:

$$\boxed{d_{\gamma\gamma} > 9 \text{ cm}} \tag{4.21}$$

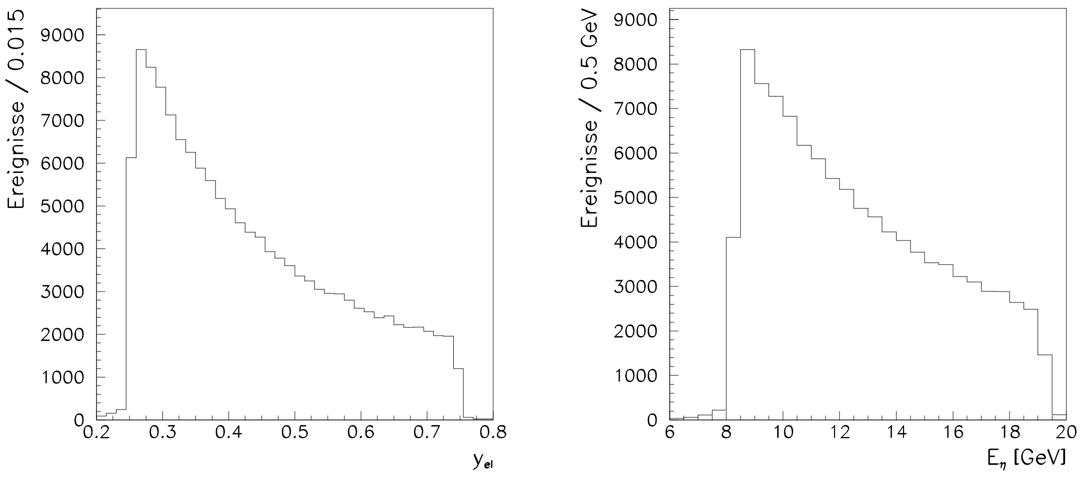


Abbildung 4.4: *Im linken Bild ist die Energie-Verteilung des gestreuten Positrons, wie sie von RESPRO erzeugt wurde, gezeigt. Im rechten Bild ist die Energie des durch den Zwei-Photon-Prozeß erzeugten η-Mesons zu sehen.*

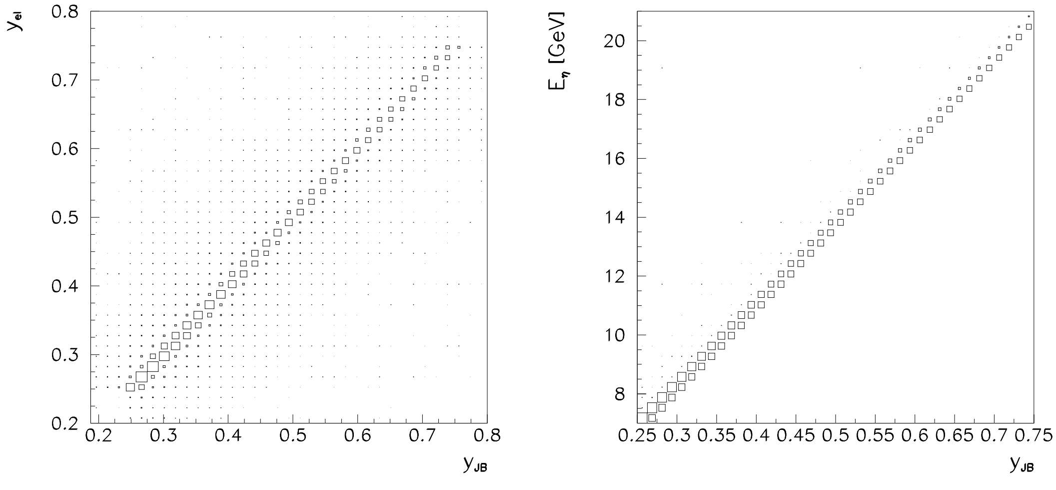


Abbildung 4.5: *Im linken Bild ist die Korrelation zwischen der von RESPRO erzeugten Inelastizität y nach der Elektron-Methode rekonstruiert und dem nach der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruiertem y gezeigt. Im rechten Bild ist der Zusammenhang zwischen y_{JB} und der Energie des η-Mesons zu sehen. Auch hier ist eine lineare Abhängigkeit zu sehen.*

Schnitte auf das produzierte Meson:

Im linken Bild der Abbildung 4.4 ist der Bereich des y-Spektrums zu sehen, der für die Analyse betrachtet wird. Dieser Bereich entspricht einem Bereich der Energie des gestreuten Positrons von $E_1' \in (8, 20)$ GeV. Im rechten Teil der Abbildung ist zu sehen, daß die Energie des produzierten Mesons auch auf diesem Bereich beschränkt ist. Im linken Teil von Abbildung 4.5 ist die Korrelation zwischen y_{el} und y_{JB} zu sehen. Dies zeigt, daß der Schnitt

$$\boxed{y_{JB} \in (0.3, 0.7),} \tag{4.22}$$

keine Ereignisse verwirft, in denen exklusiv η-Mesonen produziert wurden. Der Schnitt kann jedoch Ereignisse verwerfen, wenn der Endzustand nicht im richtigen Bereich liegt, die mit der Elektron-Methode die richtige Kinematik zu scheinen haben. Im rechten Teil von Abbildung 4.4 ist die Korrelation zwischen der Inelastizität nach der Methode von Jacquet-Blondel berechnet und der Energie des produzierten Mesons zu sehen.

Die Größe $(E - p_z)$ ist bei Reaktionen, bei denen das Proton nur kleine Impulsüberträge erfährt, eine Erhaltungsgröße:

$$\begin{array}{ccc} \text{vor der Reaktion} & & \text{nach der Reaktion} \\ \underbrace{(E_2 - p_{2,z})_p}_{0} + \underbrace{(E_1 - p_{1,z})_e}_{2E_1} & = & \underbrace{(E_2' - p_{2,z}')_{p'}}_{\approx 0} + \underbrace{(E_1' - p_{1,z}')_{e'} + (E_\eta - p_{\eta,z})_\eta}_{(E-p_z)_{e\eta}} \end{array}$$

$$\Rightarrow \quad (E - p_z)_{e\eta} \overset{!}{=} 2E_1 = 55.1 \text{ GeV} \tag{4.23}$$

Mit dem Schnitt

$$\boxed{(E - p_z)_{e\eta} > 50 \text{ GeV}} \tag{4.24}$$

ist es möglich, einen großen Teil des Untergrunds zu verwerfen, weil er sehr stark exklusive Ereignisse selektiert. Die vom Monte Carlo-Generator erzeugte Verteilung dieser Größe ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Wegen der Energie-Auflösung des Detektors und der Unsicherheit in der Energieskala kann der Schnitt in $(E - p_z)$ nicht schärfer gemacht werden.

Im rechten Teil von Abbildung 4.6 ist die Rapiditäts-Verteilung der von RESPRO generierten $\eta^{(\prime)}$-Mesonen gezeigt. Als Folge der kinematischen Bedingungen, die oben aufgeführt sind, werden die Mesonen hauptsächlich mit Rapiditäten $y \lesssim -2.9$ erzeugt. Aus diesem Grund wird der Schnitt

$$\boxed{\text{Rapidität } y < -2.9} \tag{4.25}$$

gemacht, um weiteren Untergrund zu verwerfen.

Abbildung 4.7 zeigt die Inelastizität y_{el} vor allen Schnitten als Punkte und als schraffiertes Histogramm nach den Schnitten (4.12)–(4.18).

In Abbildung 4.8 sind $\gamma\gamma$-Spektrum zu sehen, wie sie sich entwickeln, wenn die Schnitte angewandt werden. In Abbildung 4.9 ist das Massenspektrum gezeigt, das sich mit den Schnitten ergibt, wobei ein Vertex rekonstruiert wurde. Es ist deutlich bei $m_{\gamma\gamma} \approx 0.5$ GeV ein η-Signal zu sehen.

4.6 Bestimmung der Akzeptanz

Um die Anzahl der tatsächlich bei H1 in Zwei-Photon-Prozessen erzeugten η- bzw. η'-Mesonen angeben zu können, ist es notwendig zu wissen, wie die Akzeptanzen der Detektoren und die Effizienzen der Trigger waren.

Für die Effizienz des IET-Triggers in Abhängigkeit von der Energie wurde eine Funktion

$$f(E) = \begin{cases} 0 & \text{für } E < 1.7 \text{ GeV} \\ 3.33\,[\text{GeV}^{-1}]E - 5.67 & \text{für } E \in [1.7, 2.0] \text{ GeV} \\ 1 & \text{für } E > 2.0 \text{ GeV} \end{cases} \tag{4.26}$$

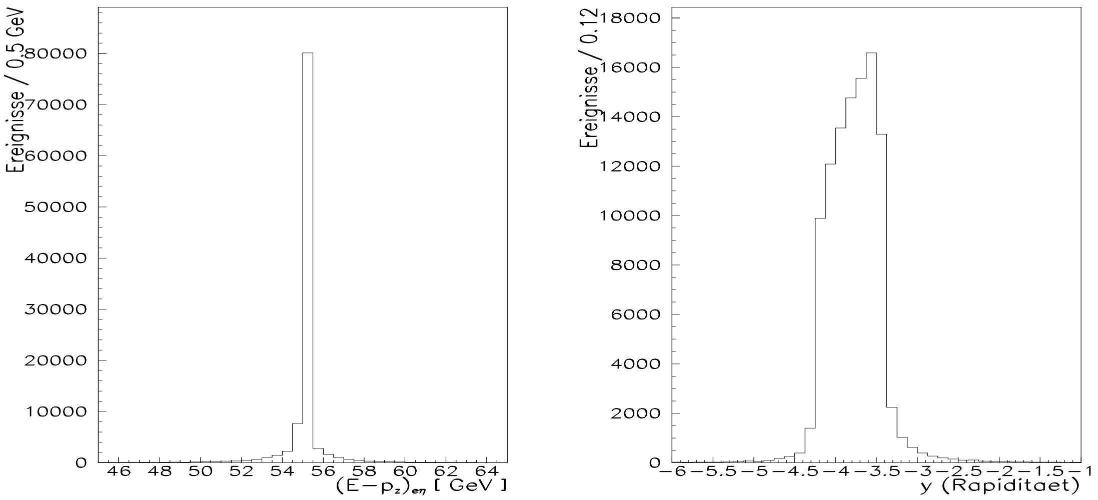


Abbildung 4.6: *Im linken Bild ist das $(E - p_z)$ des Systems (η, e) gezeigt, wie es von RESPRO erzeugt wurde. Deutlich zu sehen ist, daß bei Werten von $(E - p_z)_{e\eta} < 50$ GeV keine Ereignisse mehr zu erwarten sind. Im rechten Bild ist die Rapidität der von RESPRO erzeugten η-Mesonen gezeigt. Es ist zu sehen, daß es fast keine Mesonen mit $y > -2.9$ gibt.*

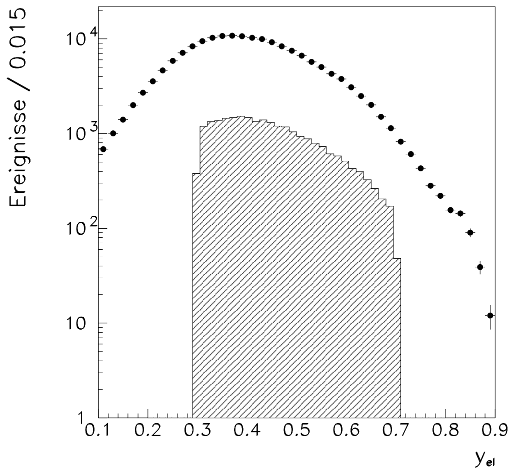


Abbildung 4.7: *Die Abbildung zeigt die y_{el}-Verteilung vor allen Schnitten als Punkte und nach den Schnitten (4.12) – (4.18) als schraffiertes Histogramm.*

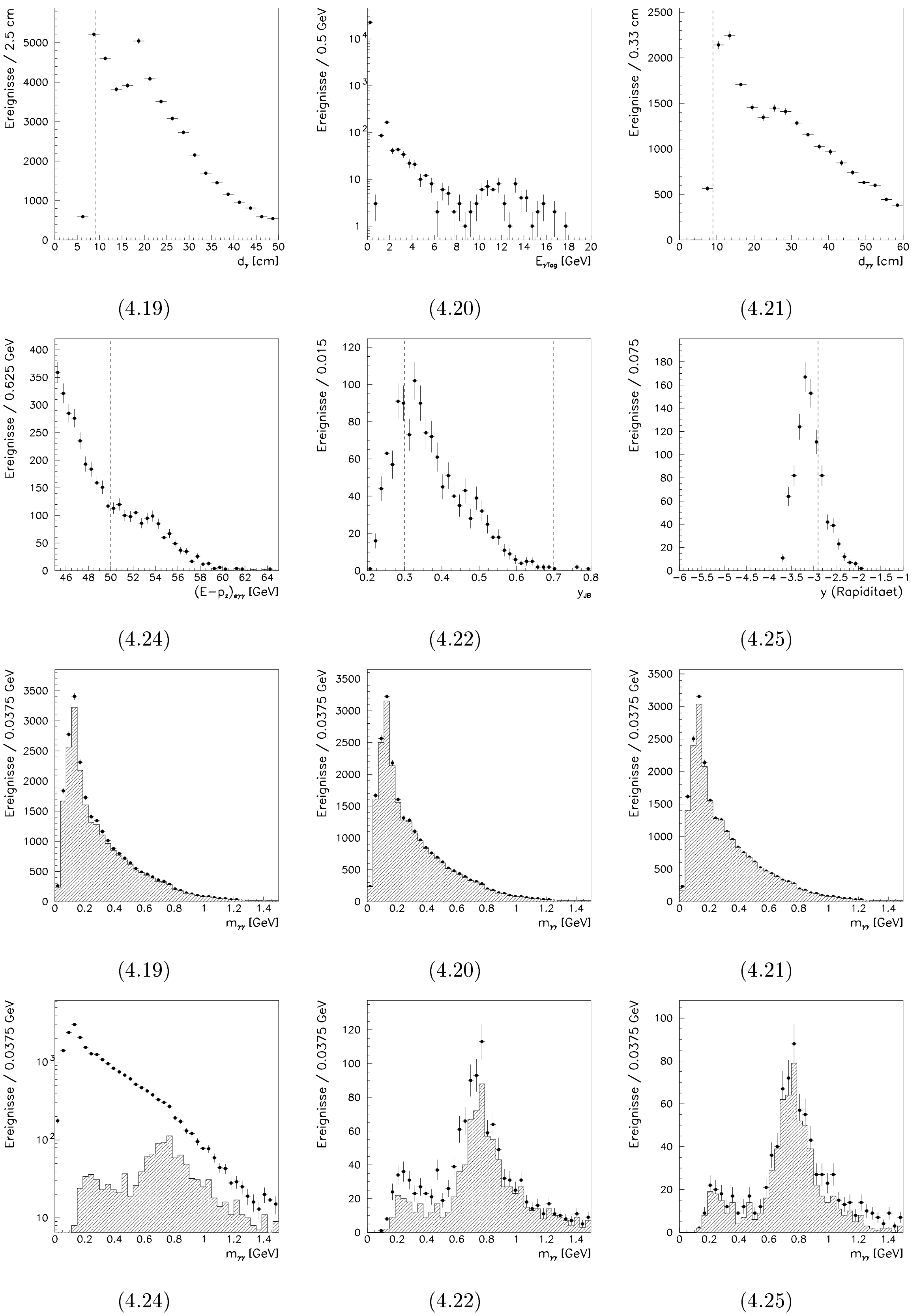


Abbildung 4.8: *In der ersten sechs Bildern der Abbildungen sind die Verteilungen, auf die geschnitten wird gezeigt. Die Bedingungen, die gestellt werden, sind als gestrichelte Linie eingezeichnet.*
Die folgenden Bilder zeigen die $\gamma\gamma$-Massenspektren vor dem jeweiligen Schnitt als Punkte und die resultierende Verteilung als schraffiertes Histogramm.

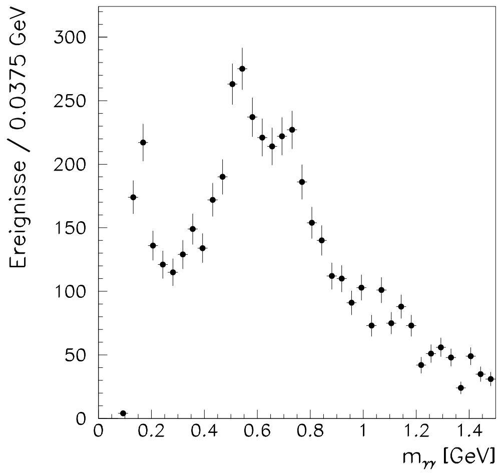


Abbildung 4.9: *Gezeigt ist das $\gamma\gamma$-Spektrum, das sich mit den Schnitten ergibt, wenn jedoch ein rekonstruierter Vertex gefordert wird.*

angenommen, während für die Effizienz des Elektron-Taggers als Funktion der Skalenvariablen y (definiert in Gleichung (2.4)) ein Polynom sechsten Grades angesetzt wurde [Swa96]

$$f(y) = \begin{cases} 0 & \text{für } y \notin (0.3, 0.7) \\ -5.2797 + 25.860 \cdot y + 1.7802 \cdot y^2 - 105.27 \cdot y^3 & \\ \quad -.62197 \cdot y^4 + 299.13 \cdot y^5 - 234.59 \cdot y^6 & \text{für } y \in (0.3, 0.7) \end{cases} \tag{4.27}$$

Das Programm erzeugte insgesamt $N = 141287$ (173569) η- (η')-Mesonen im Bereich $y\ in(0.25, 0.75)$ und $Q^2 < 0.01$ GeV^2.

Für das Toy-Monte Carlo wird die Akzeptanz bestimmt, indem, ausgehend von den 104869 (128939) Monte Carlo Ereignissen, die die Bedingungen $y \in (0.3, 0.7)$ und $Q^2 < 0.01$ GeV^2 erfüllen, die Schnitte (4.13) – (4.25) (ohne (4.20, 4.15) und (4.16)) angewandt werden, und zusätzlich die Trigger-Effizienzen (4.26) und (4.27) simuliert werden. Die Effizienz ϵ ist durch das Verhältnis der verbleibenden Ereignisse zu den Ereignissen vor den Schnitten gegeben:

$$\epsilon = \frac{\#\text{ Ereignisse nach Schnitten}}{\#\text{ Ereignisse vor Schnitten}}. \tag{4.28}$$

In Tabelle 4.1 sind die Schnitte in ihrer Reihenfolge zusammen mit den Ereigniszahlen angegeben.

Der Grund für die geringe geometrische Akzeptanz ist das „Zusammenklappen“ der beiden Zerfallsphotonen, das durch die kinematische Konfiguration des Zerfalls bewirkt wird.

Dazu betrachtet man die Zerfallsphotonen im Ruhesystem des Mesons (η-RS) und transformiert diese dann ins H1-Koordinaten-System (H1-KS).

Im η-RS seien die Energien und Winkel der beiden Zerfallsphotonen mit E_i^* und ϑ_i^* bezeichnet. Wenn die z-Achse des η-RS entlang des Impulses des η-Mesons im H1-KS zeigt, dann sind die z-Achsen der beiden Bezugsysteme antiparallel.

Für die Vierer-Impulse p_i^* gilt wegen Energie-Impuls-Erhaltung

$$E_1^* = E_2^* = m_{\eta^{(\prime)}}/2 =: E^* \quad \text{und} \quad \boldsymbol{p}_1^* = -\boldsymbol{p}_2^*. \tag{4.29}$$

D. h. für die beiden Polarwinkel ϑ_1^* und ϑ_2^* gilt die Beziehung

$$\vartheta_1^* + \vartheta_2^* = \pi \quad \Rightarrow \cos\vartheta_1 = -\cos\vartheta_2^* \tag{4.30}$$

Schnitt		η			η'		
		#	$\prod_i \epsilon_i$ [%]	ϵ_i [%]	#	$\prod_i \epsilon_i$ [%]	ϵ_i [%]
(4.13,4.14)	Referenz: $^{y_{el}\in(0.3,0.7)}_{Q^2<0.01\text{ GeV}^2}$	104869			128939		
(4.27)	eTag-Effizienz	54660	52.12	52.12	67267	52.17	52.17
(4.17)	$E_\gamma > 300$ MeV	51908	49.50	94.97	64086	49.70	95.27
(4.26)	IET-Effizienz	36298	34.61	69.93	50211	38.94	78.35
(4.19)	$d_\gamma \in (8,75)$ cm	3476	3.31	9.58	28532	22.13	56.82
(4.21)	$d_{\gamma\gamma} > 9$ cm	3463	3.30	99.63	28520	22.12	99.96
(4.24)	$(E-p_z)_{e\gamma\gamma} > 50$ GeV	3426	3.27	98.93	28304	21.95	99.24
(4.22)	$y_{JB} \in (0.3, 0.7)$	3365	3.21	98.22	28005	21.72	98.94
(4.25)	$y_{rap} < -2.9$	3060	2.92	90.94	23568	18.28	84.16
Effizienz ϵ [%]		2.38 ± 0.04(stat)			16.13 ± 0.10(stat)		

Tabelle 4.1: *Die Tabelle faßt die Schnitte zusammen, die auf die vom Monte Carlo-Generator gemachten Daten angewendet werden, um die Effizienz der Trigger und Akzeptanz der Schnitte zu bestimmen.*

Es genügt daher einen Winkel $\vartheta^* := \vartheta_1^* = \pi - \vartheta_2^*$ zu betrachten. Die Energie und die z-Komponente der Dreier-Impulse der beiden Photonen lassen sich dann kompakt in der Form

$$(E_i^*, p_{i,z}^*) = E^*(1, \pm\cos\vartheta) \tag{4.31}$$

schreiben, wobei das obere Vorzeichen für das erste und das untere für das zweite Photon steht[2]. Mit der Vereinfachung, daß das Meson ohne Transversalimpuls erzeugt wird, genügt es, die Energie und die z-Komponente der Vierer-Impulse der Photonen zu betrachten.

Die Transformation der beiden Komponenten ins H1-KS erfolgt gemäß:

$$\begin{pmatrix} E_i \\ p_{z,i} \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} 1 & -\beta \\ -\beta & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_i^* \\ p_{z,i}^* \end{pmatrix} = \gamma E^* \begin{pmatrix} 1 & -\beta \\ -\beta & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm\cos\vartheta^* \end{pmatrix}, \tag{4.32}$$

wobei $\beta = p_{z,\eta^{(\prime)}}/E_{\eta^{(\prime)}}$ die Geschwindigkeit des Mesons im H1-KS ist und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ der Lorentz-Faktor. Damit erhält man für die Energien und Winkel im H1-KS die Ausdrücke:

$$E_i = \frac{1}{2}\gamma m_{\eta^{(\prime)}}(1 \mp \beta\cos\vartheta^*) \tag{4.33}$$

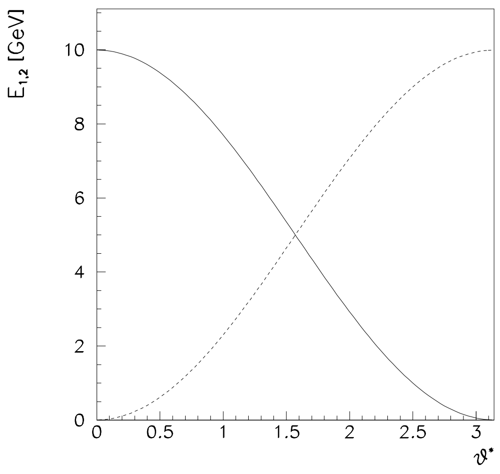
$$\cos\vartheta_i = \frac{\beta \mp \cos\vartheta^*}{1 \mp \beta\cos\vartheta^*} \tag{4.34}$$

Auch hier gilt das obere Vorzeichen für das erste und das untere für das zweite Photon. Im Teil a) von Abbildung 4.10 sind die Energien der Zerfallsphotonen $E_{1,2}$ im H1-KS in Abhängigkeit des Zerfallswinkel im η-RS gezeigt. In Teil b) sind Winkel ϑ_1 und ϑ_2 als Funktion von ϑ^* zu sehen. In den Teilen c) und d) sind die Energien $E_{1,2}$ bzw. der Winkel ϑ_2 zu sehen, hier jedoch sind diese Größen in Abhängigkeit des Winkel ϑ_1 gezeigt. Um dies zu erreichen, wird für den Zerfallswinkel ϑ^* der Winkel eingesetzt, den man erhält, wenn ϑ_1 ins η-RS transformiert wird. Dies geschieht mit der Transformation von

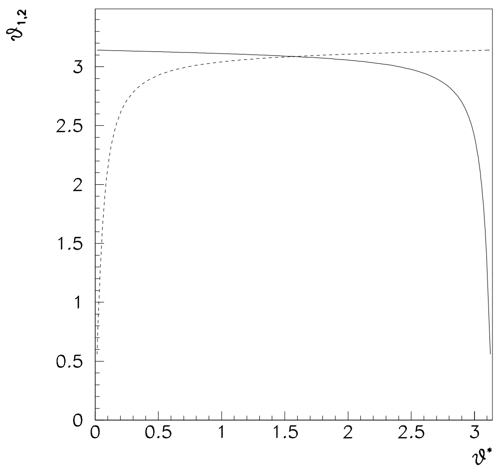
$$\cos\vartheta \rightarrow \cos\vartheta^* = \frac{\beta - \cos\vartheta_1}{1 - \beta\cos\vartheta_1}, \tag{4.35}$$

die die Umkehrabbildung von (4.34) darstellt. In Bild 4.10c) ist deutlich die Anti-Korrelation zwischen den Energien (im H1-KS) zu sehen. Anhand von 4.10d) ist ersichtlich, daß über einen weiten Bereich des Winkels ϑ_1 der Winkel ϑ_2 groß und nahezu konstant ($\approx \pi$) ist. Der Bedingung

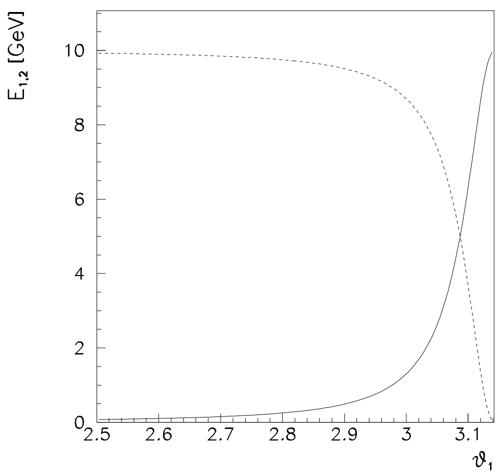
[2]Die Wahl, welches Photon als das erste bezeichnet wird, ist willkürlich. Da die Betrachtung aber invariant unter der Vertauschung der Indizes ist, spielt es keine Rolle welche Wahl getroffen wird.



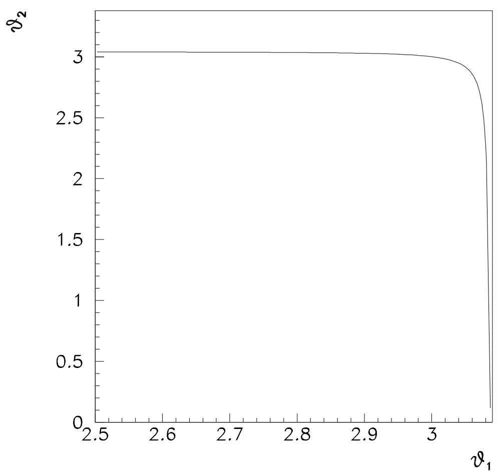
a)



b)



c)



d)

Abbildung 4.10: *In Teil a) sind die Energien E_1 und E_2 (im H1-Koordinatensystem) in Abhängigkeit des Zerfallswinkel ϑ^* (im Ruhesystem des η-Mesons) gezeigt. Der Winkel ϑ ist relativ zur $-z$-Richtung des H1-Systems gemessen. Die durchgezogene Linie ist E_1 und die gestrichelte ist E_2. In b) sind die beiden Winkel ϑ_1 und ϑ_2 in Abhängigkeit des Zerfallswinkel gezeigt. Die durchgezogene Kurve entspricht ϑ_1 und der Winkel ϑ_2 ist die gestrichelte. In c) sind die Energien E_1 (durchgezogen) und E_2 (gestrichelt) als Funktion des Winkels des ersten Zerfallsphotons zu sehen. In Teilbild d) ist der ϑ_2 als Funktion von ϑ_1 zu sehen.*
Die Bilder sind für η-Mesonen mit der Energie $E_\eta = 10$ GeV gezeichnet und es wurde die Vereinfachung gemacht, daß das Meson keinen Transversalimpuls besitzt.

$d_\gamma \in (8, 75)$ cm entspricht $\vartheta \in (2.69, 3.09)$, und somit ist der Bereich, in dem sich beide Winkel in der geometrischen Akzeptanz des Spacals befinden, klein.

Dieser Effekt ist beim η'-Meson weit weniger stark ausgeprägt, weil dessen Masse größer ist und somit „klappt" die Transformation vom η'-RS ins H1-KS die Impulse nicht so stark in Rückwärtsrichtung wie beim η-Meson.

In Abbildung 4.11 sind für die Monte Carlo-Ereignisse die gleichen Abhängigkeiten gezeigt wie in Abbildung 4.10c) und d). Der Unterschied zu den Rechnungen, die in Abbildung 4.10 dargestellt sind, ist der endliche Transversalimpuls der Mesonen und deren variable Energie, die den gesamten kinematischen Bereich überdeckt. Dies ist deutlich in den Bildern e) und f) zu sehen. Auf der linken Seite sind die Bilder für das η- und auf der rechten Seite für das η'-Meson gezeigt. In den Bildern a) und b) der Abbildung ist als Quadrat der Winkelbereich eingezeichnet, der für diese Analyse Ereignisse akzeptiert. Wie schon aus Tabelle 4.1 gezeigt, werden deutlich mehr Ereignisse für das η' akzeptiert als für das η-Meson.

4.7 Ergebnisse

In Abbildung 4.12 ist die Massenverteilung der zwei Photonen zu sehen. In der Abbildung, in der die in dieser Analyse untersuchten Ereignisse liegen, ist deutlich eine Überhöhung bei einer Masse ~ 800 MeV zu erkennbar. Es wird angenommen, daß diese Überhöhung aus dem Zerfall des ω-Mesons (mit einer Beimischung von ρ^0-Mesonen) stammt. Dabei entsteht das ω in Photoproduktion und zerfällt gemäß $\omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma$, wobei allerdings eines der Photonen nicht nachgewiesen wird, weil der Zerfallswinkel zu groß ist, so daß es nicht in die geometrische Akzeptanz reicht. Eine Analyse dieses Prozesses ist im folgenden Kapitel durchgeführt. Mit dem in Abschnitt 5.2 vorgestellten Monte Carlo-Generator diffVM wurde das Massenspektrum rekonstruiert, das sich ergibt, wenn gefordert wird, daß eines der Zerfallsphotonen des ω-Mesons nicht nachgewiesen wird. Auf die untersuchten Ereignisse werden dieselben Schnitte (4.13 – 4.25) angewandt wie auf die Daten. In Abbildung 4.13 ist das sich ergebende Spektrum für den Zerfall $\omega \to \gamma\gamma\not\gamma$ gezeigt. In dieser Abbildung erkennt man eine angepaßte Gauß-Funktion, deren Mittelwert durch $\mu = 757.7 \pm 1.2$ MeV gegeben ist In Abbildung 4.14 links ist die Verteilung aus Abbildung 4.13 als Histogramm in das aus den Daten rekonstruierte Zwei-Photon-Massenspektrum eingezeichnet. Die Verteilung des Zerfalls $\omega \to \gamma\gamma\not\gamma$ hat eine zu kleine Breite, um die Überhöhung vollständig erklären zu können. Im rechten Teil der Abbildung sind Anpassungen an die Daten bzw. an die Monte Carlo-Ereignisse zu sehen. Die durchgezogene Funktion stellt eine Anpassung an die Daten dar, wobei für die Anpassungsfunktion die Summe einer Gauß-Funktion und einer Geraden gewählt wurde:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}m_{\gamma\gamma}} = C\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}[(m_X - m_{\gamma\gamma})/\sigma]^2} + c_0 + c_1 m_{\gamma\gamma}, \tag{4.36}$$

Die Anpassung ist auf den Bereich $m_{\gamma\gamma} \in [0.4, 1.1]$ GeV eingeschränkt. Die freien Parameter bei der Anpassung sind Höhe C der Verteilung, der Mittelwert m_X, die Breite σ und die Parameter der Gerade c_0 und c_1 gewesen.

An die Monte Carlo Ereignisse $\omega \to \gamma\gamma\not\gamma$ wird nur eine Gauß-Funktion angepaßt:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}m_{\gamma\gamma}} = C\mathrm{e}^{-\dfrac{1}{2}[(m_X - m_{\gamma\gamma})/\sigma]^2} \tag{4.37}$$

Diese Funktion ist gestrichelt eingezeichnet.

In Abbildung 4.15a) ist die Massenverteilung gezeigt, die sich ergibt, wenn die Anpassungen (4.36) von den Daten abgezogen wird. In Teil b) ist der Teil des Spektrums gezeigt, in dem das η-Meson beitragen soll, und c) zeigt den entsprechenden Ausschnitt für das η'-Meson. Offensichtlich ist weder für das η- noch für das η'-Meson eine Resonanzstruktur erkennbar, die auf einen signifikanten Beitrag aus Photon-Photon- oder Photon-Odderon-Fusion schließen ließe.

Mit Hilfe der Poisson-Statistik läßt sich aus den verbleibenden Ereignissen für ein vorgegebenes Konfidenz-Intervall eine obere Grenze für die tatsächlich produzierten $\eta^{(\prime)}$-Mesonen angeben. Wenn N die gesuchte obere Grenze ist, μ_B die Anzahl der beobachteten Untergrund-Ereignisse und n_0

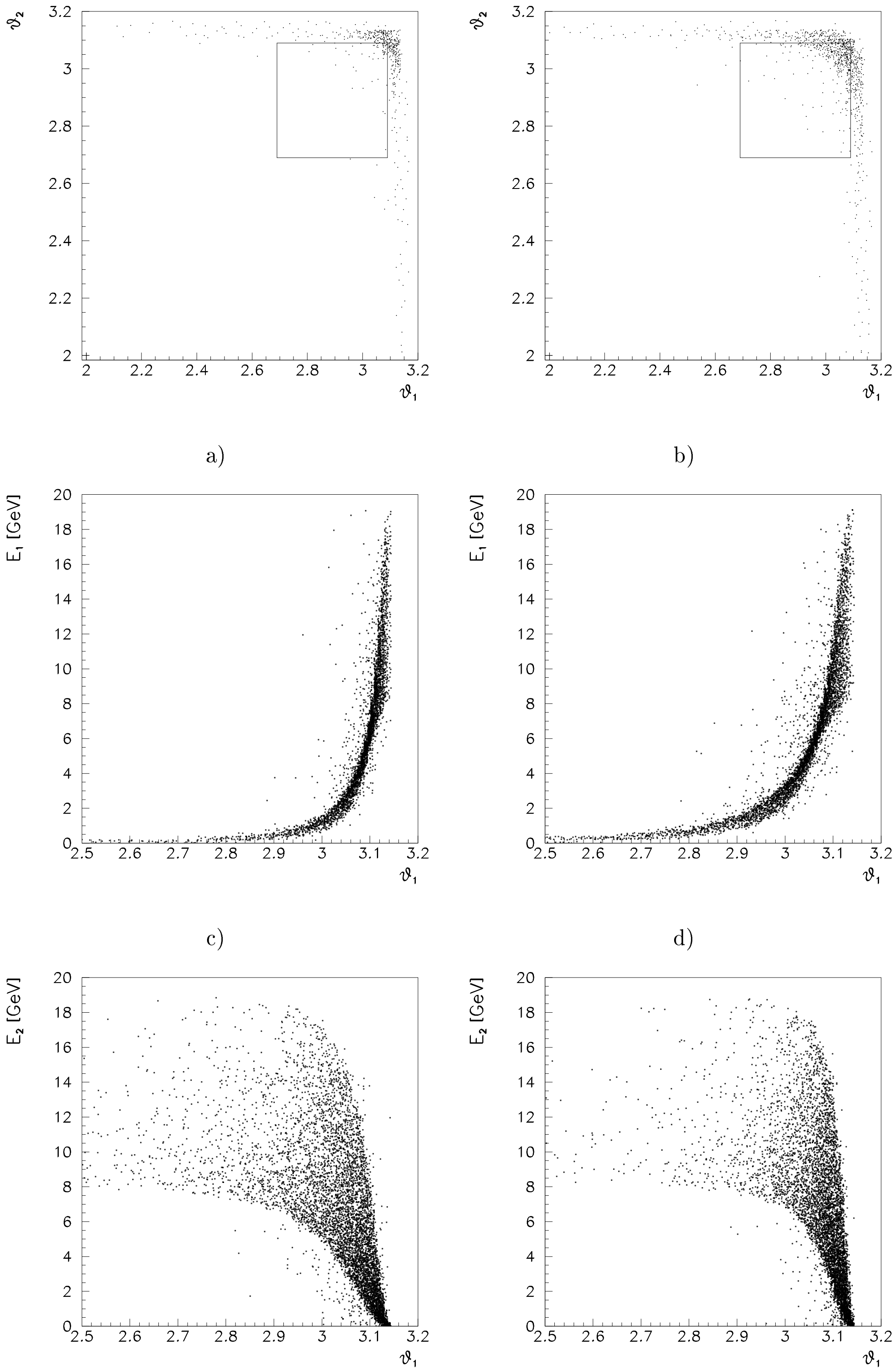


Abbildung 4.11: Winkel im H1-Koordinatensystem beim Zerfall von $\eta^{(\prime)}$-Mesonen aus dem Monte Carlo

Die Bilder a),c) und e) zeigen für das η-Meson die Abhängigkeiten der Größen ϑ_2,E_1 und E_2 von ϑ_1. Die Bilder b),d) und f) zeigen die gleichen Abhängigkeiten für das η'-Meson.

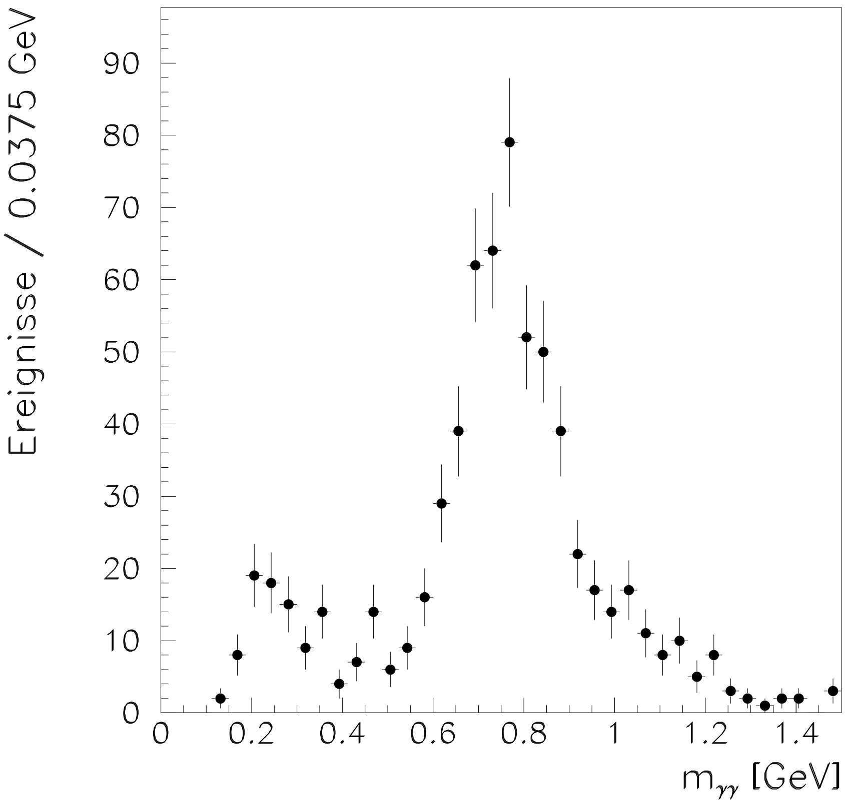


Abbildung 4.12: *In der Abbildung ist das $\gamma\gamma$-Massen-Spektren zu sehen, das sich nach den Schnitten (4.13) – (4.25) ergibt.*

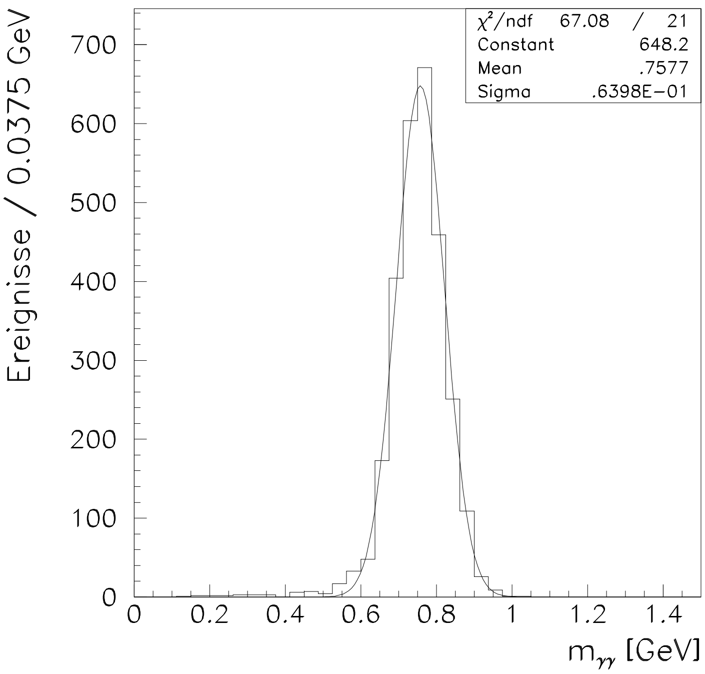


Abbildung 4.13: *In der Abbildung ist das Massenspektrum zu sehen, das sich ergibt, wenn ein ω-Meson über $\omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma$ in drei Photonen zerfällt, wobei nur zwei nachgewiesen werden: $\omega \to \gamma\gamma\,\not\gamma$*

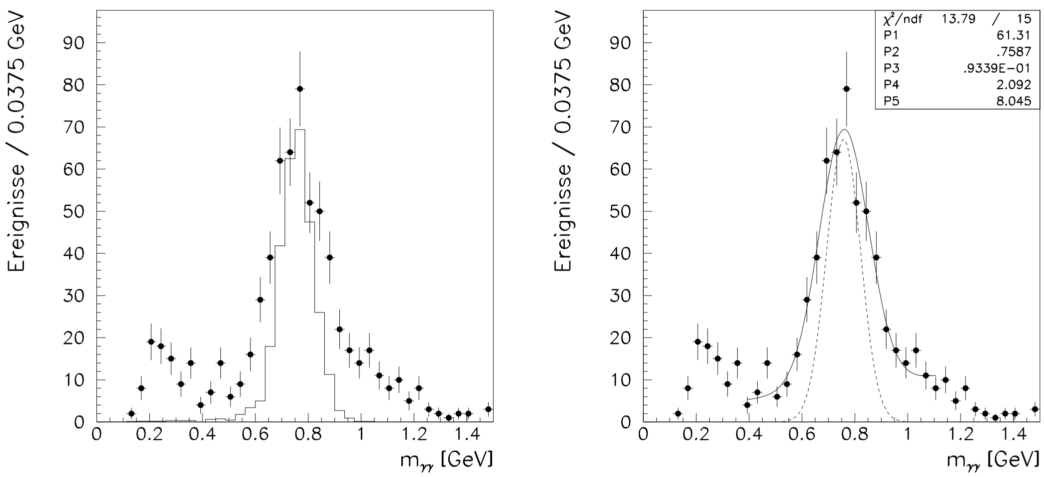
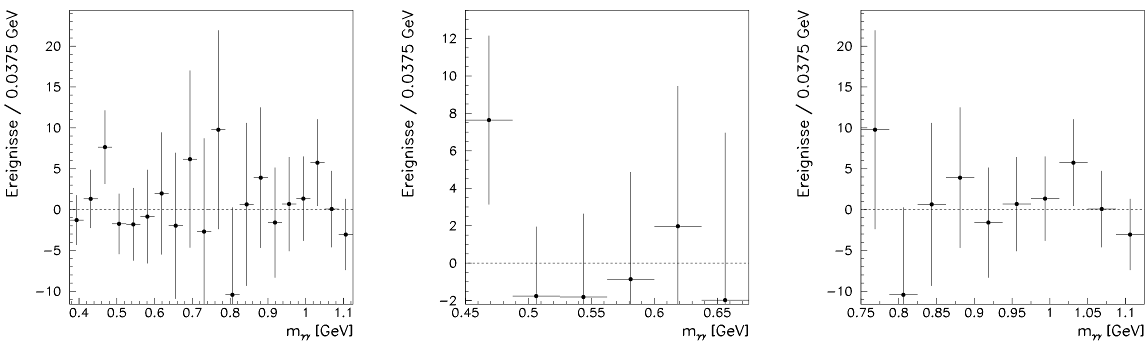


Abbildung 4.14: *Im linken Bild ist das Zwei-Photon-Massen-Spektrum der Daten und der Monte Carlo-Ereignisse $\omega \to \gamma\gamma\,\not\gamma$ gezeigt. Die Daten sind als Punkte gezeigt und die Monte Carlo-Ereignisse als Histogramm. Im rechten Teil der Abbildung sind eine Anpassung an die Daten und an die rechts gezeigten Monte Carlo-Ereignisse gezeigt. Die Anpassung an die Daten ist als durchgezogene Kurve zu sehen. Die Anpassung an die $\omega \to \gamma\gamma\,\not\gamma$-Ereignisse sind gestrichelt gezeichnet.*



a) b) c)

Abbildung 4.15: **Zwei-Photon-Massenspektren nach Abzug es ω-Untergrunds**
In Teil a) ist das Spektrum zu sehen, das sich ergibt, wenn die Anpassung einer Gauß-Funktion zusammen mit einer Geraden von den Daten abgezogen wird. In b) und c) sind die Ausschnitte des Spektrums für den Bereich des η- bzw. η'-Mesons gezeigt.

die Gesamtzahl der beobachteten Ereignisse, dann gilt für ein Konfidenz-Intervall ϵ die Gleichung [Bar96]

$$1-\epsilon = 1 - \frac{\mathrm{e}^{-(\mu_B+N)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B+N)^n}{n!}}{\mathrm{e}^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_B^n}{n!}} \tag{4.38}$$

Aus den Abbildungen 4.15b) und c) können $n_{0,\eta} = 3.2$ und $n_{0,\eta'} = 6.9$ Ereignisse abgezählt werden, die für ein 90 % Konfidenz-Intervall mit einer Annahme von $\mu_B = 0$ Untergrundsereignissen die gesuchten oberen Grenzen N_η bzw. $N_{\eta'}$ ergeben, wenn die Gleichung (4.38) nach N aufgelöst wird:

$$N_\eta < 6.7, \tag{4.39}$$

bzw.

$$N_{\eta'} < 10.5 \tag{4.40}$$

gegeben ist. Mit den Wirkungsquerschnitten aus Tabelle 2.6 ergeben sich für η- und η'-Produktion durch Photon-Photon-Fusion Werte von zwei bzw. zehn erwarteten Ereignissen.

Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich mit der Gleichung

$$\sigma = \frac{N}{\epsilon\kappa \int \mathcal{L}\, \mathrm{d}t}, \tag{4.41}$$

wobei ϵ die Effizienzen aus Tabelle 4.1 sind, κ ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$ und $\int \mathcal{L}\, \mathrm{d}t$ ist die integrierte Luminosität. Die Werte sind in der Tabelle 4.2 zusammen mit den berechneten Wirkungsquerschnitten aufgeführt.

Werden die Grenzen $N_{\eta^{(\prime)}}$ in Gleichung 4.41 eingesetzt, so ergeben sich die folgenden Einschränkungen für die Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma^{ep\to e\eta p} < 171.3 \text{ pb} \tag{4.42}$$

$$\sigma^{ep\to e\eta' p} < 79.8 \text{ pb}. \tag{4.43}$$

	η	η'
ϵ [%]	2.92	18.28
κ [%]	39.25	2.12
$\int\mathcal{L}dt$	3.4 pb	
$\sigma_{theo}^{ep\to e\eta^{(\prime)}p}$ [pb]	55.2	86.64
$n_{0,theo}$	2.15	11.15

Tabelle 4.2: *In der Tabelle sind die Werte zur Bestimmung der Grenzen für die Wirkungsquerschnitte für exklusive $\eta^{(\prime)}$-Produktion zusammengefaßt.*

4.8 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die erste Suche des elastischen Prozesses $ep \to e\eta^{(\prime)}p$ zur exklusiven Produktion der pseudoskalaren Mesonen η und η' in dem kinematischen Bereich $y \in (0.3, 0.7)$ und $Q^2 < 0.01$ GeV^2 bei HERA vorgestellt. Die untersuchten Daten wurden im Jahr 1996 bei H1 aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von 3.4 pb^{-1}. Zur Vorselektion wurde der Subtrigger $S50$ verwendet. Dieser fordert, daß das gestreute Positron im Elektron-Detektor des Luminositätssystems in 33 m Entfernung nachgewiesen wird und daß im rückwärtigen Kalorimeter Spacal lokal eine Energie von mehr als 2 GeV deponiert wurde.

Die Untersuchung wurde durchgeführt, um zu überprüfen, ob das Odderon nach [Sch91] durch den Prozeß $\gamma + \mathbb{O} \to \eta^{(\prime)}$ zu dem Zwei-Photon-Prozeß $\gamma + \gamma \to \eta^{(\prime)}$ beträgt.

Die Signatur des Prozesses ist sehr einfach: Von dem Proton wird angenommen, daß es elastisch gestreut und nicht nachgewiesen wird. Das Positron wird im Elektron-Detektor in 33 m Entfernung gemessen. Dies schränkt die Kinematik des Prozesses auf die oben genannten kinematischen Bereiche ein. Das produzierte Meson wird über den Zerfall $\eta^{(\prime)} \to \gamma\gamma$ im rückwärtigen Detektor Spacal nachgewiesen. Dieser Detektor erlaubt Dank seiner guten Energie- und Ortsauflösung die Rekonstruktion der invarianten Masse an Hand der Zerfallsphotonen. In [Swa96] und [Mue97] sind Untersuchungen zur inklusiven Produktion von π^0- und η-Mesonen bzw. eine Kalibration des Spacals mit Hilfe der Zerfallsphotonen des π^0-Mesons durchgeführt worden.

Auf Grund der Kinematik des Prozesses werden die Mesonen nur in den rückwärtigen Bereich des Detektors produziert. Durch die großen Winkel (kleine Winkel bzgl. der Positronrichtung) der Zerfallsphotonen beträgt die geometrische Akzeptanz nur etwa 3 %. Mit den zur Verfügung stehenden Daten war es nicht möglich, ein Signal des η- oder des η'-Mesons zu finden. Bei einer invarianten Zwei-Photonmasse von $\sim$ 800 MeV war ein starkes Signal sichtbar, das durch den Zerfall $\omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma$ zu dem Zwei-Photon-Endzustand beitragen kann, wenn eines der drei Photonen nicht nachgewiesen werden kann. Nach Abzug des Untergrunds des ω-Mesons, verblieben 3.2 bzw. 6.9 Ereignisse in den Bereichen der erwarteten invarianten Masse für das η- und η'-Meson. Damit konnte eine obere Grenze für die Wirkungsquerschnitte für elastische η- bzw. η'-Produktion im kinematischen Bereich der Photoproduktion ($y \in (0.3, 0.7)$,$Q^2 < 0.01$ GeV^2) angegeben werden (Vertrauensbereich 90%):

$$\begin{aligned}\sigma^{ep\to e\eta p} &< 171.3 \text{ pb}\\ \sigma^{ep\to e\eta' p} &< 79.8 \text{ pb}.\end{aligned}$$

Für eine genauere Analyse muß die Bedingung der zweiten Trigger-Stufe berücksichtigt werden, um eine genaue Akzeptanz des Triggers bestimmen zu können. In den Daten, die für diese Analyse verwendet wurden, stand diese Information nicht zur Verfügung. Mit einer erhöhten Statistik sollte es möglich sein, die oben angegebenen Grenzen zur Verbessern oder eine Messung des Wirkungsquerschnitts vorzunehmen.

Mit dem neuen Detektor für sehr kleine Impulsüberträge VLQ (***Very Low Q***^{2}), das dieses Jahr (1997) in den Detektor integriert wird, sollte es möglich sein, die geometrische Akzeptanz erheblich zu vergrößern, so daß eine Analyse, die die Detektoren Spacal und VLQ kombiniert, eine Wirkungsquerschnittsmessung ermöglicht. Das Kalorimeter überdeckt etwa 50 % des Azimutwinkels in einem

Polarwinkelbereich von 178° – 179°. Mit seiner guten Ortsauflösung und dem niedrigen Rauschpegel ist es möglich, die beiden Photon aus dem η-Zerfall bei kleinen Abständen zum Strahlrohr als auch bei kleinen Abständen zueinander aufzulösen.

Kapitel 5

Photoproduktion des ω-Mesons bei HERA

In diesem Kapitel wird die Analyse der exklusiven Photoproduktion von ω-Mesonen im Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ bei HERA vorgestellt. Die untersuchten Daten wurden im Jahr 1996 bei H1 aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von 3.4 pb^{-1}.

Im ersten Abschnitt wird die Analyse kurz motiviert. Danach wird der verwendete Monte Carlo-Generator vorgestellt. Im dritten wird auf den verwendeten Trigger eingegangen. Nach einem Abschnitt über die Rekonstruktion der verwendeten Variablen werden die Schnitte erläutert, die zur Selektion der Daten verwendet werden. Danach wird die Bestimmung der Akzeptanz besprochen. Daran schließt sich der Vergleich der selektierten Ereignisse mit den Vorhersagen der Simulation an. Im folgenden Abschnitt werden systematische Effekte und Modellabhängigkeiten diskutiert. Im zehnten Abschnitt werden Resultate für den Wirkungsquerschnitt, den Steigungsparameter b, und für die Zerfallswinkelverteilungen vorgestellt. Es schließt sich eine Diskussion der möglichen Untergrundquellen an. In einem abschließendem Abschnitt wird die Analyse zusammengefaßt.

5.1 Motivation

Bei dieser Analyse wird die Photoproduktion von ω-Mesonen bei einer mittleren Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma p}\rangle = 200$ GeV bei H1 gemessen. Es ist die erste Messung bei dieser Energie bei HERA und erlaubt Aussagen über die Gültigkeit des Vektormeson-Dominanz-Modells und der Hypothese des (weichen) Pomeronaustauschs. Damit sind Aussagen über die Gültigkeit der Annahmen für die Entwicklung der $|t|$-Verteilung sowie s-Kanal-Helizitäts-Erhaltung möglich.

Die Überhöhung in der Massenverteilung der Zwei-Photon Analyse (Kapitel 4, Abbildung 4.12) bei einer invarianten Masse $m_{\gamma\gamma} \approx 0.8$ GeV wurde mit der Annahme erklärt, daß diese Ereignisse aus Zerfällen exklusiv produzierten Mesonen stammen, aus deren Endzustand nur zwei Photonen im Spacal nachgewiesen werden konnten. Kandidaten, deren Massen in diesem Bereich liegen, sind die Vektormesonen ρ^0 und ω ($m_\rho = 770$ MeV, $m_\omega = 782$ MeV). Das ρ^0-Meson kann keinen großen Anteil dazu beitragen, denn es zerfällt fast ausschließlich in zwei geladene Pionen und kann somit keinen effektiven Zwei-Photon-Endzustand vortäuschen, denn die Pionen durchqueren das Spacal als minimal ionisierende Teilchen oder, falls sie aufschauern, wäre der hadronische Energieanteil des Photonkandidaten zu groß. Die Zerfallskanäle, die diesen Endzustand vortäuschen könnten, wären $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ und $\rho^0 \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ mit Verzweigungsverhältnissen von 7.9×10^{-4} bzw. 3.1×10^{-4} [Bar96]. Mit diesen Verzweigungsverhältnissen und einem ca. zehn mal größeren Wirkungsquerschnitt können etwa ~ 10 % der Ereignisse aus Zerfällen des ρ^0-Meson stammen.

Der andere Kandidat — das ω-Meson — zerfällt in 88.8% aller Fälle in zwei geladene und ein neutrales Pion, und somit kann dieser Zerfallskanal nicht zu dem exklusiven Zwei-Photon-Endzustand beitragen. Aber der Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ hat ein Verzweigungsverhältnis von 8.5% [Bar96], und dieser Kanal kann zu einem effektiven Zwei-Photon-Endzustand führen, wenn eines der Photonen nicht nachgewiesen wird. In Tabelle 5.1 sind die Eigenschaften der beiden Mesonen ρ^0 und ω

zusammengefaßt. In Tabelle 5.2 sind die Anteile der wichtigsten Zerfallskanäle aufgeführt.

	ρ^0	ω
J^{PC}	1^{--}	1^{--}
m [MeV]	769.9±0.8	781.94±0.12
Γ [MeV]	151.2±1.2	8.43±0.10

Tabelle 5.1: *Gezeigt sind die Quantenzahlen J^{PC}, die Massen und totalen Breiten der beiden Vektormesonen ρ^0 und ω. (Aus [Bar96])*

ρ^0		ω	
$\pi\pi$	≈ 100 %	$\pi^+\pi^-\pi^0$	88.8±0.7 %
$\pi^+\pi^-\gamma$	$9.9\pm1.6 \times 10^{-3}$	$\pi^0\gamma$	8.5±0.5 %
$\pi^0\gamma$	$7.9\pm2.0 \times 10^{-4}$	$\pi^+\pi^-$	2.21±0.30 %

Tabelle 5.2: *Gezeigt sind die prozentualen Anteile der drei wichtigsten Zerfallskanäle der Mesonen ρ^0 und ω. (Aus [Bar96])*

5.2 Monte Carlo-Simulation

5.2.1 Der Generator diffVM

In dieser Analyse wird der Ereignisgenerator diffVM (V1.10) [Lis93] verwendet. Das Programm wurde zur Untersuchung von Vektormesonproduktion in diffraktiver Streuung entwickelt. Das Photonspektrum wird entsprechend der Weizsäcker-Williams-Näherung [Wei34, Wil34] generiert, wobei der endlichen Virtualität der Photonen durch

$$\frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)} = \frac{1}{(1 + Q^2/m_V)^n} \tag{5.1}$$

Rechnung getragen wird. Der Parameter n wurde für die verwendete Simulation auf $n = 2.5$ gesetzt. Der longitudinale Anteil der Photonen wird mit

$$\frac{\sigma_L(Q^2)}{\sigma_L(0)} = \frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)} \frac{\xi \frac{Q^2}{m_V^2}}{1 + \chi \frac{Q^2}{m_V^2}} \tag{5.2}$$

berücksichtigt. Die Parameter χ und ξ sind dimensionslos und bestimmen das Verhältnis $R = \sigma_L(Q^2)/\sigma_T(Q^2)$ für die Grenzfälle $Q^2 \to \infty$ bzw. $Q^2 \to 0$:

$$R \xrightarrow{Q^2 \to 0} \xi \frac{Q^2}{m_V^2} \quad \text{und} \quad R \xrightarrow{Q^2 \to \infty} \frac{1}{\chi} \tag{5.3}$$

Für beide Parameter wurde der Wert $\xi = \chi = 0.3$ gewählt.

Das Verhalten des Wirkungsquerschnitts mit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ wird entsprechend dem VDM durch

$$\sigma_{tot} \propto s^{2\epsilon} = W_{\gamma p}^{4\epsilon} \tag{5.4}$$

beschrieben, wobei $\epsilon = 1 - \alpha_{0,I\!P} = 0.0808$ durch den Achsenabschnitt der Pomeron-Trajektorie gegeben ist. Der Beitrag durch Reggeon-Austausch wird vernachlässigt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|$ wird entsprechend der Annahme der Regge-Theorie (Abschnitt 2.2.2, Gleichung (2.17)) durch

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}|t|} \propto \mathrm{e}^{-b|t|} \tag{5.5}$$

parametrisiert, wobei der Steigungsparameter b mit Gleichung (2.18) berechnet wird. Hierfür sind Werte für b_0 und die Schwerpunktsenergie s_0, bei der b_0 gemessen wurde, vom Benutzer anzugeben. Für diese Arbeit wurden die in [Der96a] gemessenen Werte $b_0 = 10.7\ \mathrm{GeV}^{-2}$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma p}\rangle = 80$ GeV verwendet. Mit Gleichung (2.18) erwartet man für den Steigungsparameter b bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV einen Wert von $b(200\,\mathrm{GeV}) = 10.9\ \mathrm{GeV}^{-2}$.

Die Massen der Mesonen werden entsprechend einer Breit-Wigner-Verteilung

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}m} \propto \frac{\Gamma_{tot}^2}{(m-m_V)^2 + \Gamma_{tot}^2/4} \tag{5.6}$$

generiert, wobei m_V die nominelle Masse des Vektormesons ist.

Die Zerfallwinkel ϑ^* und φ^* werden unter der Annahme von s-Kanal-Helizitätserhaltung (Abschnitt 2.3.4) gemäß den Verteilungen

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\vartheta^*} \propto (1+\cos^2\vartheta^*) \quad \text{und} \quad \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\varphi^*} = \mathrm{const} \tag{5.7}$$

erzeugt. In der benutzten Version von diffVM mußte die Winkelverteilung für ϑ^* an den Zerfall $\omega \to \pi^0\gamma$ angepaßt werden. Die ursprüngliche Version war für den Zerfall eines Vektormesons in drei pseudoskalare Mesonen ausgelegt, wofür eine Zerfallswinkelverteilung $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\cos\vartheta^* \propto (1-\cos^2\vartheta^*)$ kodiert war.

5.2.2 Detektorsimulation

Neben der in Abschnitt 4.2 besprochenen Toy-Simulation wird für diese Analyse eine vollständige Simulation des Detektors durchgeführt. Die Simulation wird mit dem Programmpaket H1SIM [Mey91] ausgeführt. Die Rekonstruktion der simulierten Ereignisse ist die gleiche wie die der Daten.

Das Programmpaket H1SIM enthält eine komplette Beschreibung des Detektors. Zur realistischen Beschreibung der Ereignisse verfolgt es alle Teilchen eines Prozesses auf ihrem Weg durch den Detektor und simuliert an Hand bekannter Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten die Reaktion des Teilchens mit dem Detektor. Da die Ergebnisse im gleichen Format gespeichert werden wie die Daten, ist es möglich die beiden Datensätze auf genau die gleiche Art und Weise zu analysieren.

Die Toy-Simulation, die in dieser Analyse verwendet wird, unterscheidet sich nur in der Behandlung des Elektron-Taggers, für den nicht mehr die Energie-Auflösung des Spacals angenommen wurde, sondern $\sigma_e/\sqrt{E} = 10$ %.

5.3 Die verwendeten Trigger

Es wurde der gleiche Trigger verwendet wie in der vorigen Analyse (Kapitel 4):

$$S50 = \texttt{eTAG}\&\&(\texttt{SPCLe\_IET} > 1||\texttt{SPCLe\_IET\_Cen\_2}) \tag{5.8}$$

Der Trigger fordert, das gestreute Positron im Elektron-Detektor des Luminositätssystems (`eTAG`) und einen Cluster im Spacal mit einer Energie größer als 2 GeV zu finden. Die Details sind in Abschnitt 4.4 aufgeführt.

5.4 Rekonstruktion der Variablen

5.4.1 Rekonstruktion der Energie des Photon-Proton-Systems

Die Energie des Photon-Proton-Schwerpunktsystems ist durch

$$W_{\gamma p}^2 := (q_1 + p_2)^2 = -Q1^2 + m_p^2 + 2q_1 p_2 \qquad \text{mit} \quad Q^2 = -q_1^2 \tag{5.9}$$

definiert. Aus der Definition von y (Gleichung (2.4)) folgt (unter Vernachlässigung der Positronmasse) $q_1 p_2 = ys/2$. Für den betrachteten kinematischen Bereich gilt $s \gg m_p^2, Q^2$ und somit erhält man für die Energie des Photon-Proton-Systems den Ausdruck

$$W_{\gamma p}^2 = ys, \tag{5.10}$$

wobei y durch die in Abschnitt 4.3 (S. 46) vorgestellte Methode durch $y = 1 - E_1'/E_1$ gegeben ist.

5.4.2 Rekonstruktion des Impulsübertrags t

Per definitionem ist der Impulsübetrag am Proton-Vertex durch $t = (p_2 - p_1)^2$ gegeben. Da das gestreute Proton aber nicht gemessen wird, muß t auf eine andere Weise bestimmt werden. Viererimpulserhaltung liefert für t die Gleichung

$$t = (p_V - q_1)^2, \tag{5.11}$$

wobei p_V der Vierer-Impuls des Mesons und q_1 der des vom Positron emittierten Photons ist. Mit den Annahmen, daß das Photon keinen Transversalimpuls besitzt ($\boldsymbol{q}_1 = -q_1\hat{\boldsymbol{z}} = -\omega_1\hat{\boldsymbol{z}}$) und im wesentlichen als reell betrachtet werden kann, ist der Impulsübertrag t durch

$$t \approx -\left(\boldsymbol{p}_{V,\perp}\right)^2 \tag{5.12}$$

gegeben, wobei als weitere Annahme eingeht, daß die Energie des Photons groß gegen die Masse des Mesons ist und somit die Energie und die z-Komponente des Mesonimpulses durch die Komponenten des Photons gegeben sind.

5.4.3 Rekonstruktion der Masse des ω-Kandidaten

Die invariante Masse des Drei-Photon-Endzustandes wird analog zu der Methode aus Abschnitt 4.3.3 bestimmt:

$$m_{3\gamma} = \sqrt{E_{3\gamma} - \boldsymbol{p}_{3\gamma}}. \tag{5.13}$$

Dabei ist der Vierer-Impuls $p_{3\gamma}$ die Summe der drei Photonen: $p_{3\gamma} = \sum_{i=1}^{3} p_{\gamma_i}$. Im folgenden werden die Photonkandidaten mit γ_1, γ_2 und γ_3 bezeichnet. Dabei ist die Numerierung so gewählt, daß das Paar γ_1,γ_2 den π^0-Kandidaten bildet und daß $E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2}$ erfüllt ist. Der Kandidat γ_3 ist somit das direkte Zerfallsphoton aus dem ω-Zerfall.

5.4.4 Berechnung der Zerfallswinkel $\cos\vartheta^*$ und φ^*

Zur Berechnung des Kosinus des Zerfallswinkels ϑ^* kann das in Abschnitt 2.3.4 definierte Koordinatensystem nicht verwendet werden, da das gestreute Proton nicht nachgewiesen werden kann, Der Impulsübertrag am Proton-Vertex ist so klein ist, daß es nach der Streuung im Strahlrohr den Zentraldetektor verläßt. Der Kosinus des Zerfallswinkels ϑ^* wird mit

$$\cos\vartheta^* = \frac{\boldsymbol{p}_{\gamma_3}^* \cdot \boldsymbol{p}_{\gamma p}}{|\boldsymbol{p}_{\gamma_3}^*||\boldsymbol{p}_{\gamma p}|} \tag{5.14}$$

rekonstruiert und das Azimut mit

$$\varphi^* = \arccos\left(\frac{(\boldsymbol{q}_1^* \times \boldsymbol{p}_{\gamma p}) \cdot (\boldsymbol{p}_{\gamma_3}^* \times \boldsymbol{p}_{\gamma p})}{|\boldsymbol{q}_1^* \times \boldsymbol{p}_{\gamma p}||\boldsymbol{p}_{\gamma_3}^* \times \boldsymbol{p}_{\gamma p}|}\right). \tag{5.15}$$

Die Dreier-Impulse $\boldsymbol{q}_1^*$ und $\boldsymbol{p}_{\gamma_3}^*$ werden im Ruhesystem des ω-Mesons (ω-RS) ausgewertet. Der Vektor $\boldsymbol{p}_{\gamma p}$ ist der Vektor des Systems von einlaufendem (quasi-reellen) Photon und Proton im H1-Koordinatensystem: $\boldsymbol{p}_{\gamma p} = \boldsymbol{q}_1 + \boldsymbol{p}_2$.

Damit ist ϑ^* der Winkel zwischen dem Impuls des ω-Mesons (im γp-SPS[1]) und dem Impuls des ω-Zerfallsphotons (im ω-RS). Dies deckt sich mit der üblichen Definition des Zerfallswinkels, weil die Vektoren $\boldsymbol{p}_2, \boldsymbol{p}_2', \boldsymbol{q}_1$ und somit $\boldsymbol{p}_{\gamma p}$ in guter Näherung parallel sind. Der Winkel φ^* ist der Winkel zwischen den Ebenen, die jeweils von $\boldsymbol{q}_1$ und $\boldsymbol{p}_{\gamma p}$ bzw. von $\boldsymbol{p}_{\gamma_3}^*$ und $\boldsymbol{p}_{\gamma p}$ aufgespannt werden: $\varphi^* = \angle[E_1(\boldsymbol{q}^*, \boldsymbol{p}_{\gamma p}), E_2(\boldsymbol{p}_{\gamma_3}^*, \boldsymbol{p}_{\gamma p})]$.

5.5 Datenselektion

Der zu untersuchende Prozeß ist die exklusive Photoproduktion von ω-Mesonen $ep \to e\omega p$, wobei das gestreute Positron im Elektron-Tagger nachgewiesen wird. Entsprechend der Akzeptanz des Elektron-Taggers, die in Abbildung 4.2 (Seite 48) gezeigt ist, ist die Kinematik eingeschränkt. Der untersuchte Zerfallskanal ist $\omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma$, wobei alle drei Photonen im Spacal nachgewiesen werden.

Die Schnitte für die Selektion des $\pi^0\gamma$-Endzustandes sind denen der vorigen Analyse in Kapitel 4 sehr ähnlich und unterscheiden sich nur in einigen Punkten: Der Endzustand muß drei Photonkandidaten enthalten, von denen ein Paar einen π^0-Kandidaten ergeben muß. Eine weitere Bedingung wird eingeführt, um den Anteil inelastischer Ereignisse zu reduzieren.

Eine topologische Bedingung ist das Fehlen eines rekonstruierten Vertex, denn bei dem Zerfall $\omega \to \pi^0\gamma$ dürfen keine geladenen Teilchen entstehen, die in den Spurkammern eine Spur hinterlassen, so daß ein Vertex rekonstruiert werden konnte:

$$\boxed{\text{kein rekonstruierter Vertex}} \tag{5.16}$$

Diese Bedingung reduziert die Anzahl der Cluster im Spacal erheblich, wie schon in Abbildung 4.3 (S.48) gezeigt wurde.

Die kinematischen Bedingungen, die die Ereignisse erfüllen müssen, sind:

$$\boxed{y \in (0.3, 0.7)} \tag{5.17}$$

$$\boxed{Q^2 < 0.01\ \text{GeV}^2} \tag{5.18}$$

Auswahl der Photon-Kandidaten: Um Schauer zu selektieren, die von Photonen herrühren, wird verlangt, daß deren radiale Ausdehnung kleiner als 4 cm ist und daß das Verhältnis von hadronischer Energie zu elektromagnetischer Energie kleiner als 0.01 ist. Weil die Daten, die analysiert werden, nur Ereignisse enthalten, deren Energien größer als 200 MeV sind, muß ein Mindestenergie-Schnitt für die Photonkandidaten angebracht werden. Durch die Energiekorrektur [Mue97] (vgl. Gleichung (3.1) in Abschnitt 3.2.3) werden die Energien nach oben korrigiert.

$$\boxed{E_{had}/E_{em} < 0.01} \tag{5.19}$$

$$\boxed{r_{cl} < 4\ \text{cm}} \tag{5.20}$$

$$\boxed{E > 300\ \text{MeV}} \tag{5.21}$$

[1] Schwerpunktsystem

Die Anzahl der Photonkandidaten in einem Ereignis ist durch den Zerfallskanal $\omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma$ gegeben:

$$\boxed{N_\gamma = 3} \tag{5.22}$$

Um radiative Ereignisse, bei denen das Positron vor oder nach der Streuung ein reelles Photon emittiert und damit eine falsche Kinematik hat, möglichst auszuschließen, wird verlangt, daß keine Energie im Photon-Tagger des Luminositäts-System deponiert wurde:

$$\boxed{E_{\gamma-\mathrm{Tag}} = 0 \text{ GeV}} \tag{5.23}$$

Die geometrische Akzeptanz des Spacals: Dem Polarwinkelbereich des Spacals von $\vartheta \in (152°, 177.5°)$ entspricht ein Abstand vom Strahlrohr von $d \in (6.7, 81.8)$ cm, für eine Reaktion am nominellen Wechselwirkungspunkt bei $z = 0$. Damit ein Ereignis akzeptiert wird, müssen alle drei Photonkandidaten in dem Bereich

$$\boxed{d_\gamma \in (8, 75) \text{ cm}} \tag{5.24}$$

liegen, um zu garantieren, daß die Energie eines Schauers auch vollständig in den Zellen des Spacals deponiert wird.

Auswahl des π^0-Kandidaten: Um das Photonpaar zu bestimmen, das aus dem Zerfall des π^0 stammt, werden die invarianten Massen der drei möglichen Kombinationen der Photonen mit dem nominellen Wert der π^0-Masse verglichen und das Paar, das dem nominellen Wert am nächsten liegt, als π^0-Kandidat ausgewählt. Dieser Kandidat muß allerdings auch in einem vernünftigem Bereich in der Nähe der π^0 Masse liegen:

$$\boxed{|m_{\gamma\gamma} - m_\pi| < 30 \text{ MeV}}. \tag{5.25}$$

Dieser Bereich wurde gewählt, da er etwa der doppelten Breite des in [Mue97] gemessenen π^0-Signals von $\sigma = 16$ MeV entspricht. In Abbildung 5.1 ist das Zwei-Photon-Massenspektrum der Simulation zu sehen, das sich ergibt, wenn alle drei Photonen miteinander zu je einem Paar kombiniert werden.

Das ungefüllte Histogramm ist die Summe der drei möglichen Kombinationen. Die einzelnen $\gamma\gamma$-Kombinationen sind in verschiedenen Graustufen darübergelegt. Das Photon-Paar, das aus dem Zerfall des π^0-Mesons stammt ($\gamma_1\gamma_2$), läßt sich deutlich im dunkelgrauen Histogramm erkennen. Das hellgraue Histogramm wird von dem Photon aus dem ω-Zerfall zusammen mit dem niederenergetischen π^0-Zerfallsphoton gebildet ($\gamma_3\gamma_2$). Das dunklere Histogramm bei größeren invarianten Massen wird von dem anderen (höherenergetischen) π^0-Zerfallsphoton gebildet ($\gamma_1\gamma_3$). Diese Kombination ist für das ausgeprägte Signal im Zwei-Photon-Massenspektrum Abbildung 4.12 in Kapitel 4 verantwortlich (vgl. Abbildung 4.13).

Ein Schnitt auf den Abstand der Photon-Kandidaten zueinander wird gemacht, weil im Toy-Monte Carlo das Verschmelzen von Schauern nicht simuliert wird. Da aber der Cluster-Algorithmus Schauer nicht mehr trennen kann, wenn deren radiale Ausdehnung und deren Abstand von der gleichen Größenordnung sind, muß dieser Schnitt zumindest im Toy-Monte Carlo angebracht werden. Aus Konsistenzgründen ist er auch in der Analyse der Daten zu machen:

$$\boxed{d_{\gamma\gamma} > 9 \text{ cm}} \tag{5.26}$$

Schnitte auf den ω-Kandidaten: Die Energie und die z-Komponente des ω-Impulses sind im wesentlichen durch die Energie und die z-Komponente des quasi-reellen Photons bestimmt und hängt über $y = 1 - E_1'/E$ von y_{el} ab. Damit ist auch die Meson-Energie auf $E_\omega \in (8, 20)$ GeV eingeschränkt. In Abbildung 5.2 sind die von diffVM erzeugten Verteilungen der Inelastizität des gestreuten Elektrons (links) und des erzeugten ω-Mesons (rechts) gezeigt.

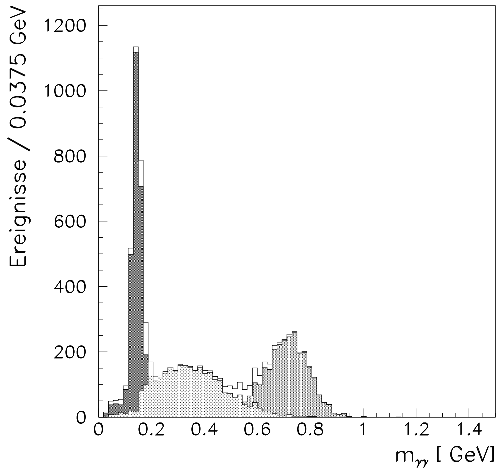


Abbildung 5.1: **Zwei-Photon-Massen-Spektren:**
Die Abbildung zeigt das Zwei-Photon-Massenspektrum, das sich mit diffVM ergibt, wenn alle möglichen $\gamma\gamma$-Kombinationen gebildet werden. Die Summe dieser Verteilung ergibt das ungefüllte Histogramm im Hintergrund. Das dunkelgrau schraffierte Histogramm sind die beiden Photonen, die als π^0-Kandidaten selektiert wurden ($\gamma_1\gamma_2$), das hellgraue Histogramm wird von dem niederenergetischen π^0-Photon und dem Photon aus dem ω-Zerfall ($\gamma_2\gamma_3$)gebildet. Das Histogramm im mittleren Grauton (bei $m_{\gamma\gamma} \sim 0.7$ GeV) wird von den hochenergetischen Photon des π^0-Zerfalls und dem Photon aus dem ω gebildet ($\gamma_1\gamma_3$).

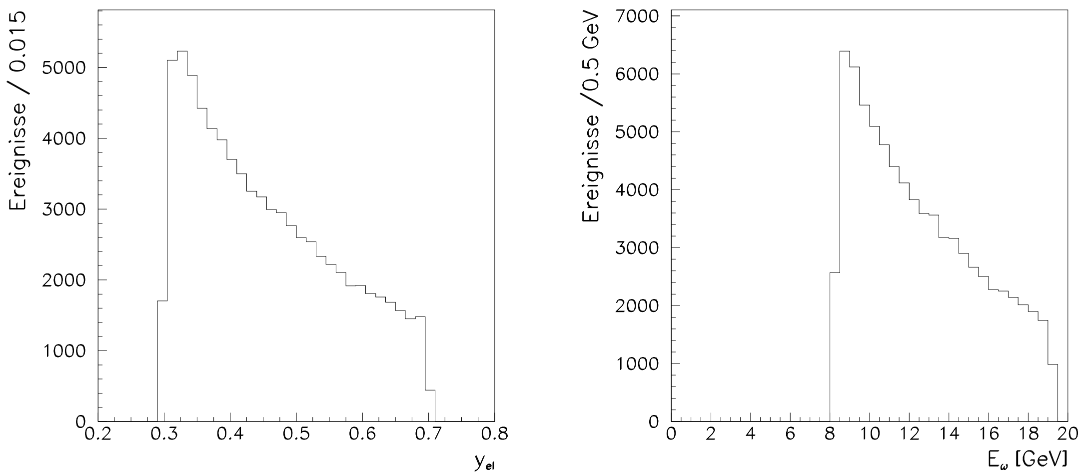


Abbildung 5.2: *Im linken Bild ist die von diffVM generierte y_{el}-Verteilung des gestreuten Positrons gezeigt. Im rechten Bild ist die Energie des produzierten ω-Mesons zu sehen.*

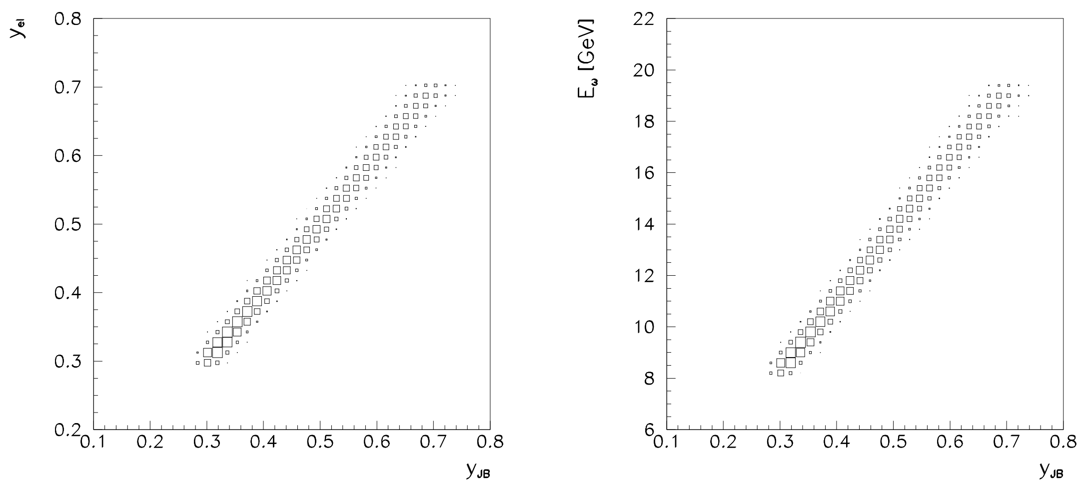


Abbildung 5.3: *Im linken Bild ist die Korrelation zwischen der von diffVM generierten Inelastizität y nach der Elektron-Methode rekonstruiert und dem nach der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten y gezeigt. Im rechten Bild ist der Zusammenhang zwischen y_{JB} und der Energie des ω-Mesons zu sehen. Auch hier ist eine lineare Abhängigkeit zu sehen.*

Im linken Teil von Abbildung 5.3 ist die Korrelation zwischen y_{el} und y_{JB} zu sehen. Daraus ist zu entnehmen, daß die Bedingung $y_{el} \in (0.3, 0.7)$ äquivalent zu dem Schnitt

$$\boxed{y_{JB} \in (0.3, 0.7)} \tag{5.27}$$

ist, wobei der Schnitt auf y_{JB} Ereignisse verwirft, die einen ω-Kandidaten auf Grund der Masse vortäuschen, aber nicht im richtigen kinematischen Bereich liegen.

Mit dem Schnitt

$$\boxed{(E - p_z)_{e\omega} > 50 \text{ GeV}} \tag{5.28}$$

ist es möglich, einen großen Teil des Untergrunds zu verwerfen, weil er stark exklusive Ereignisse selektiert. Die vom Monte Carlo Generator erzeugte Verteilung dieser Größe ist in Abbildung 5.4a) zu sehen. Wegen der Energie-Auflösung des Detektors und der Unsicherheit in der Energieskala kann der Schnitt in $(E - p_z)$ nicht schärfer gemacht werden. In Teil b) von Abbildung 5.4 ist die Verteilung der Rapiditäten der von diffVM produzierten ω-Mesonen zu sehen. Als Folge der oben genannten kinematischen Bedingungen werden die Mesonen hauptsächlich mit Rapiditäten $y \lesssim -2.9$ erzeugt. Aus diesem Grund wird der Schnitt

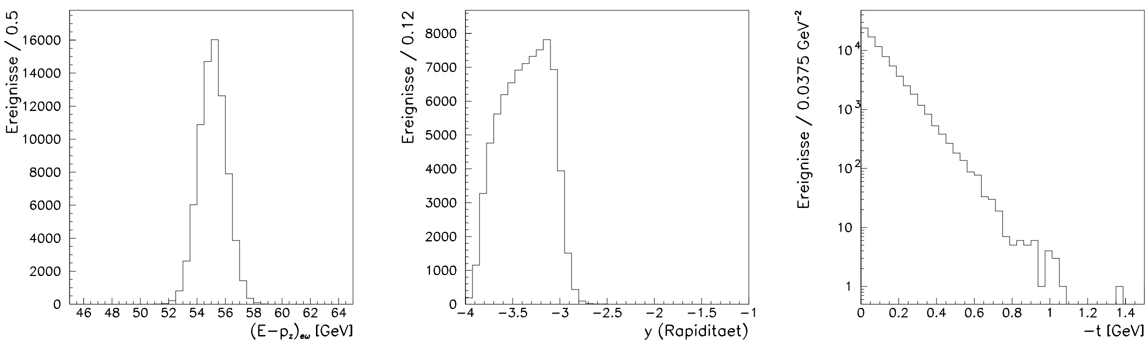
$$\boxed{\text{Rapidität } y < -2.9} \tag{5.29}$$

gemacht, der weitere Untergrund-Ereignisse verwirft.

Um den Anteil inelastisch produzierter Mesonen zu reduzieren, wird die Bedingung

$$\boxed{|t| < 0.5 \text{ GeV}^2} \tag{5.30}$$

gestellt. Der Schnitt ist durch die Annahme motiviert, daß die elastisch produzierten ω-Mesonen einen stärkeren Abfall mit $|t|$ zeigen als inelastisch produzierte, so daß bei großen Impulsüberträgen mehr inelastische als elastische Ereignisse zu erwarten sind. Die Monte Carlo-Verteilung ist in Abbildung 5.4c) gezeigt.



a) b) c)

Abbildung 5.4: *Bild a) zeigt das $(E-p_z)$ des System (ω, e), wie es von diffVM erzeugt wurde. Deutlich zu sehen ist, daß bei Werten von $(E-p_z)_{e\omega} < 50$ GeV keine Ereignisse mehr zu erwarten sind. In b) ist die Rapidität der ω-Mesonen gezeigt. Es ist zu sehen, daß es fast keine Mesonen mit $y > -2.9$ gibt. In Teil c) der Abbildung ist der Impulsübertrag am Proton-Vertex $|t|$ zu sehen.*

Zur weiteren Untersuchung wie z.B. der Bestimmung des Steigungsparameters von $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t| \propto \mathrm{e}^{-b|t|}$ oder der Zerfallswinkelverteilungen $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta^*$, $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^*$ werden die Seitenbänder im Massenspektrum weggeschnitten: D.h. es werden nur noch Ereignisse betrachtet die

$$\boxed{|m_{\pi\gamma} - m_\omega| < 0.18 \text{ GeV}} \tag{5.31}$$

erfüllen.

Abbildung 5.5a) zeigt die Inelastizität y_{el} vor allen Schnitten als Punkte und als schraffiertes Histogramm nach den Schnitten (5.16)–(5.22). In Teil b) sind die y-Verteilungen nach den Schnitten (5.23) – (5.30) schraffiert abgebildet. In Teil c) und d) sind die entsprechenden Abbildungen der Energie des gestreuten Positrons und der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie abgebildet. In den oberen zwei Zeilen der Abbildung 5.6 sind die Daten-Verteilungen zu sehen auf die die Schnitte angewandt werden. Die einzelnen Bedingungen sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. In den unteren zwei Zeilen sind die rekonstruierten Massenverteilungen zu sehen. Die Punkte sind dabei die Verteilungen vor dem jeweiligen Schnitt und das schraffierte Histogramm zeigt die resultierende Verteilung. Im mit (5.24) bezeichneten Teil der Abbildung, der die Abstandsverteilung d_γ zeigt, ist der Effekt des zusätzlichen Schnitts auf der zweiten Trigger-Stufe zu erkennen. Bei etwa 20 cm knickt die Verteilung ab.

5.6 Bestimmung der Akzeptanz

Um die Anzahl der tatsächlich bei H1 produzierten ω-Mesonen angeben zu können, ist es notwendig zu wissen, wie die Akzeptanzen der Detektoren und die Effizienzen der Trigger waren.

Für die Effizienz des IET-Triggers und des Elektron-Taggers werden die gleichen Abhängigkeiten angenommen wie in Abschnitt 4.6. Die Effizienz des IET als Funktion der Energie wird mit Gleichung (4.26) und die Effizienz des Elektron-Taggers als Funktion von y durch Gleichung (4.27) beschrieben.

Das Programm diffVM generierte $N = 49997$ Ereignisse, die alle in Bereich $y \in (0.3, 0.7)$ und $Q^2 < 0.01$ fielen. Zur Bestimmung der Akzeptanz werden alle Selektions-Schnitte ((5.17) – (5.31)) angewandt, die auch für die Analyse der Daten verwendet werden. Die Trigger-Effizienzen wurden mit den Gleichungen (4.26) für den Spacal-Trigger und (4.27) für den Elektron-Tagger simuliert. Der Schnitt (5.23) auf radiative Ereignisse wird nicht angebracht, weil diese Ereignisse nicht simuliert wurden und somit hätte die Akzeptanz dieses Schnittes keine Aussagekraft.

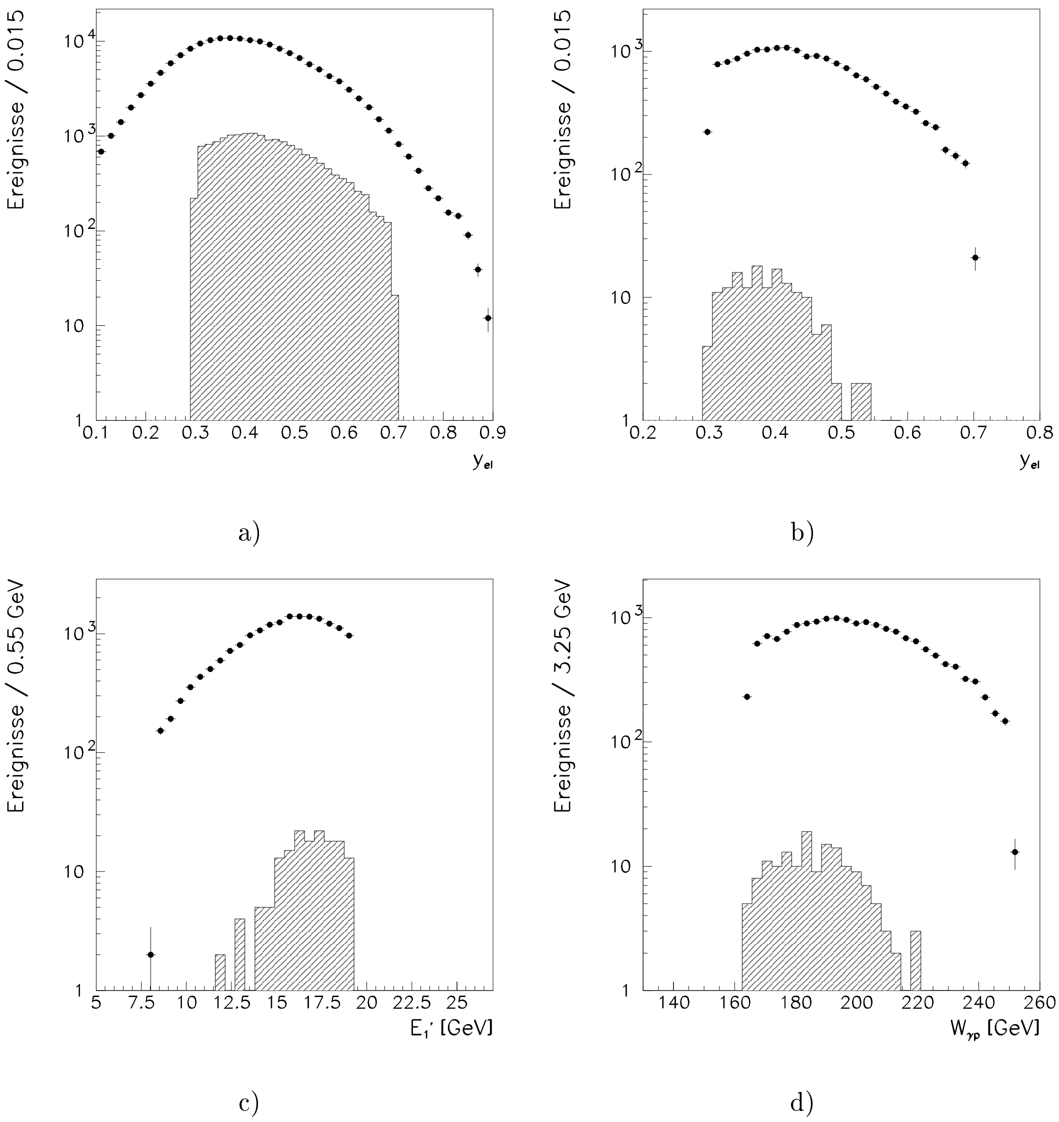
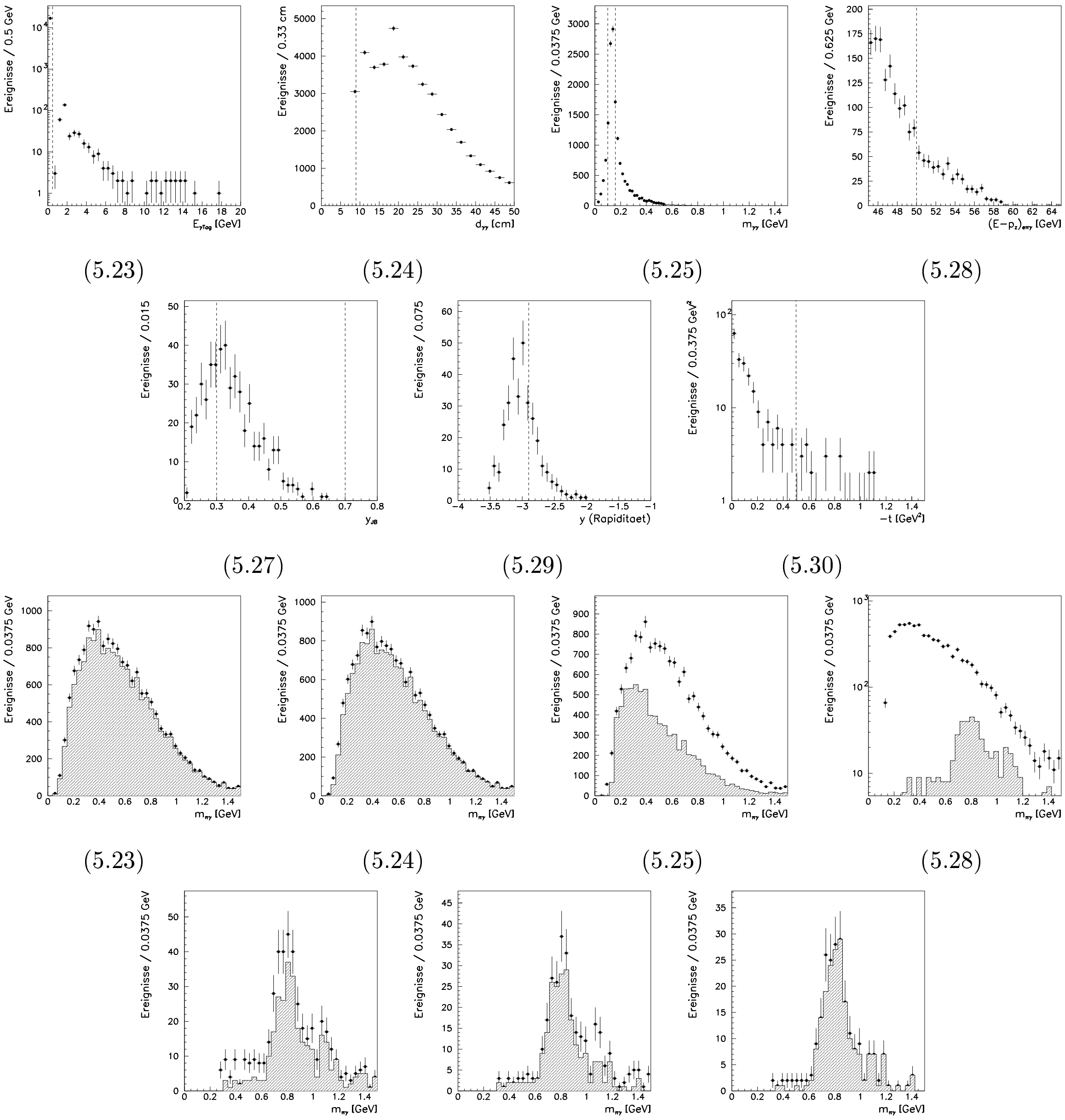


Abbildung 5.5: *Teil a) der Abbildung zeigt die* y_{el}*-Verteilung vor den allen Schnitten als Punkte und nach den Schnitten (5.16) – (5.22) als schraffiertes Histogramm. In Teil b) ist das Resultat von a) als Punkte gezeichnet und schraffiert die Verteilung, die sich nach den Schnitten (5.24) – (5.30) ergibt. Die Teile c) und d) zeigen die zu b) entsprechenden Verteilungen für die Energie des gestreuten Positrons und die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie.*



(5.23) (5.24) (5.25) (5.28)

(5.27) (5.29) (5.30)

(5.23) (5.24) (5.25) (5.28)

(5.27) (5.29) (5.30)

Abbildung 5.6: **Entwicklung des $m_{\pi\gamma}$-Spektrums mit den Schnitten:**
Die ersten zwei Zeilen der Abbildung zeigen die Verteilungen, auf die geschnitten wird. Die Bedingungen, die die Ereignisse erfüllen müssen, sind gestrichelt eingezeichnet. Darunter sind die Massenspektren des Drei-Photon-Endzustandes gezeigt. Die Verteilung vor dem Schnitt ist mit Punkten gezeigt und als schraffiertes Histogramm ist das Spektrum nach dem Schnitt dargestellt.

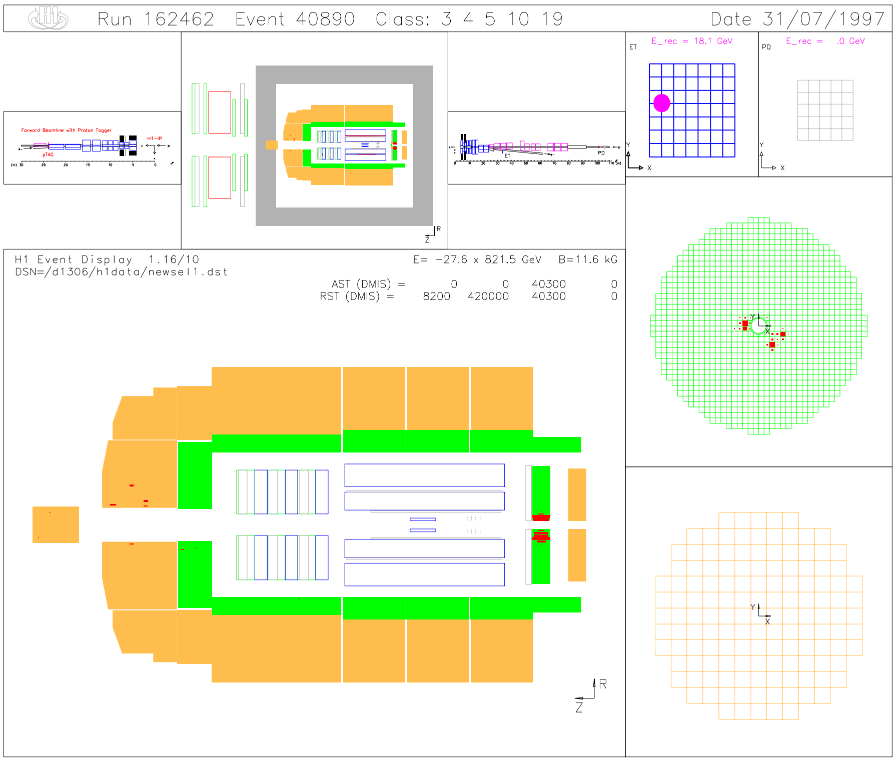


Abbildung 5.7: *In der Abbildung ist eines der mit den Schnitten (5.16) – (5.31) selektierten Ereignisse gezeigt. Oben am rechten Rand sind der Elektron-Detektor (ET) und der Photon-Detektor (PD) gezeigt, darunter die elektromagnetische Sektion des Spacals und unten die hadronische Sektion. Links daneben ist die* r, z*-Projektion des Detektors zu sehen.*

Die Effizienz ϵ ist analog zu Gleichung (4.28) definiert:

$$\epsilon = \frac{\#\text{ Ereignisse nach Schnitten}}{\#\text{ Ereignisse vor Schnitten}}. \tag{5.32}$$

In Tabelle 5.3 sind die Schnitte in ihrer Reihenfolge, zusammen mit den Ereigniszahlen angegeben: Die geometrische Akzeptanz ist besser als im Fall des Zerfalls $\eta \to \gamma\gamma$, obwohl für den Zerfall

	Schnitt	#Ereignisse	$\prod_i \epsilon_i$ [%]	ϵ_i [%]
(5.17,5.18)	Referenz: $^{y_{el}\in(0.3,0.7)}_{Q^2<0.01\text{ GeV}^2}$	50000	—	—
(4.27)	eTag-Simulation	26565	53.13	53.13
(5.16)	kein Vertex	26310	52.62	99.04
(4.26)	IET-Simulation	19841	39.68	75.41
(5.22)	$N_\gamma = 3$	5633	11.27	28.39
(5.24)	$d_\gamma \in (8, 75)$ cm	2997	5.99	53.20
(5.26)	$d_{\gamma\gamma} > 9$ cm	2597	5.19	86.65
(5.25)	$\lvert m_{\gamma\gamma} - m_\pi\rvert < 30$ MeV	2166	4.33	83.40
(5.28)	$(E - p_z)_{e\pi^0\gamma} > 50$ GeV	2145	4.29	99.03
(5.27)	$y_{JB} \in (0.3, 0.7)$	2009	4.02	93.66
(5.29)	$y_{rap} < -2.9$	1932	3.86	96.17
(5.30)	$\lvert t\rvert < 0.5$ GeV^2	1915	3.83	99.12
(5.31)	$\lvert m_{\pi\gamma} - m_\omega\rvert < 0.18$ GeV	1905	3.81	99.48
$\epsilon = 3.81 \pm 0.09\%$				

Tabelle 5.3: *Schnitte, die im Monte Carlo angebracht werden, um die Akzeptanz bzw. die Effizienz der Trigger zu bestimmen.*

$\omega \to \pi^0\gamma$ im Prinzip die gleiche Argumentation gilt (Abschnitt 4.6, S. 51). Zum einen ist die Zerfallskinematik unterschiedlich, denn die Masse des π^0 zerstört die Symmetrie in der Energie der beiden primären Zerfallsteilchen. Und zum anderen zerfällt das π^0 wiederum in zwei Photonen, die eine größere Wahrscheinlichkeit haben, im Spacal nachgewiesen zu werden, selbst wenn der Impulsvektor des π^0-Mesons nicht auf die Fläche des Spacals zeigt. Die Abbildung 5.8 zeigt wie häufig eines der Zerfallsphotonen durch (5.24) verworfen wird. Die Ereignisse, bei denen eines der Photonen die Bedingung $d_\gamma > 8$ cm nicht erfüllt, sind auf der positiven Abszisse aufgetragen. Die Ereignisse, bei denen eines der Photonen einen zu großen Abstand hat, sind auf der negativen Abszisse aufgetragen. Durch den Schnitt $d_\gamma < 75$ cm gehen von den 200000 erzeugten Toy-Monte Carlo-Ereignissen nur sechs verloren, während das Photon γ_1 mit Abstand am häufigsten einen zu kleinen Abstand zum Strahlrohr hat.

5.7 Vergleich der Daten mit der Monte Carlo-Simulation

In diesem Abschnitt werden die selektierten Daten mit der Vorhersage der Simulation von diffVM und H1SIM verglichen. In den folgenden Abbildungen sind die Daten als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Die Vorhersagen der Simulation werden als schraffiertes Histogramm eingezeichnet. Die Verteilungen sind normiert, so daß sie die gleiche Anzahl an Ereignissen enthalten. Es werden die Ereignisse verglichen, die die Bedingungen (5.16) – (5.31) erfüllen.

In Abbildung 5.9 sind die Verteilungen der Inelastizitäten y eingezeichnet. Der Unterschied der Verteilungen könnte durch eine falsch simulierte Elektron-Tagger-Akzeptanz herrühren, denn die verwendete Anpassung (Gleichung (4.27)) wurde an den Daten des Jahres 1995 vorgenommen, weil eine entsprechende Verteilung für 1996 noch nicht zur Verfügung stand. In den Abbildungen 5.10 und 5.11 werden die Eigenschaften der Cluster und der selektierten Photonkandidaten verglichen. In den beiden Abbildungen beziehen sich Bilder in der linken Spalte auf das höherenergetische Photon des π^0-Kandidaten (γ_1), die mittleren auf das andere Photon des π^0-Kandidaten (γ_2), die Abbildungen der rechten Spalte beziehen sich auf das verbleibende ω-Zerfallsphoton (γ_3).

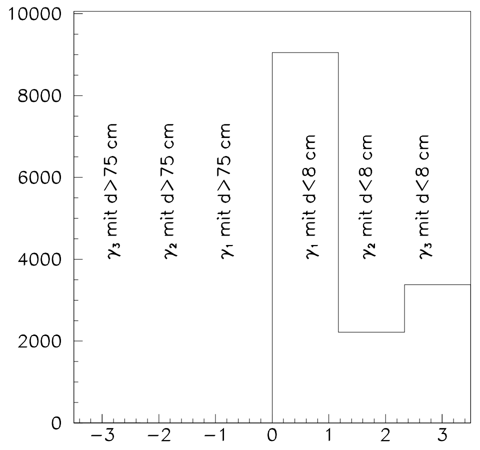


Abbildung 5.8: *Die Abbildung zeigt, welche Photonen durch den Schnitt (5.24) verworfen werden. Die Einträge auf der positiven Abszisse sind die Photonen, die verworfen werden, weil $d < 8$ cm ist. Die Photonen, die die Bedingung $d < 75$ cm nicht erfüllen, sind auf der negativen Abszisse eingetragen. Die Photonen γ_1 und γ_2 stammen aus dem π^0-Zerfall und wurden so sortiert, daß $E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2}$ gilt.*

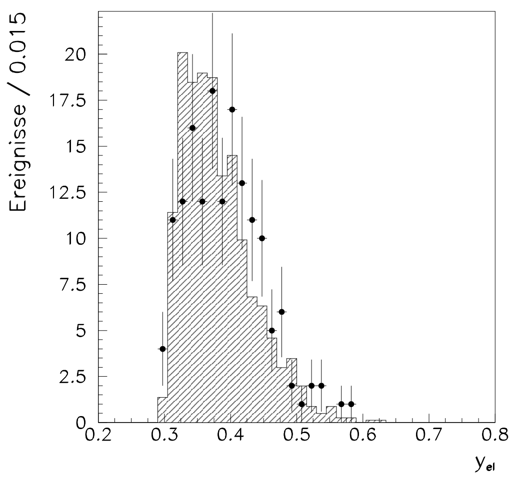


Abbildung 5.9: *Vergleich der Daten mit der Monte Carlo-Simulation für die Inelastizität y_{el}. Die Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken gezeigt und die Vorhersage als Histogramm unterlegt.*

In den Teilen a) – c) der Abbildung 5.10 werden die Cluster-Radien der selektierten Photon-Kandidaten miteinander verglichen. Die Daten weisen eine leichten Trend zu größeren Radien auf, obgleich die Form der Verteilungen gut beschrieben ist. Im Mittel beträgt der Cluster-Radius 2 cm. In 5.10 d) – f) sind die Verhältnisse E_{had}/E_{em} zu sehen. Es wird deutlich, daß die selektierten Photonkandidaten im wesentlichen ihre Energie im elektromagnetischen Teil des Spacals deponieren. Die erste Zeile von Abbildung 5.11 zeigt die Energie der Photonkandidaten. In den Bildern

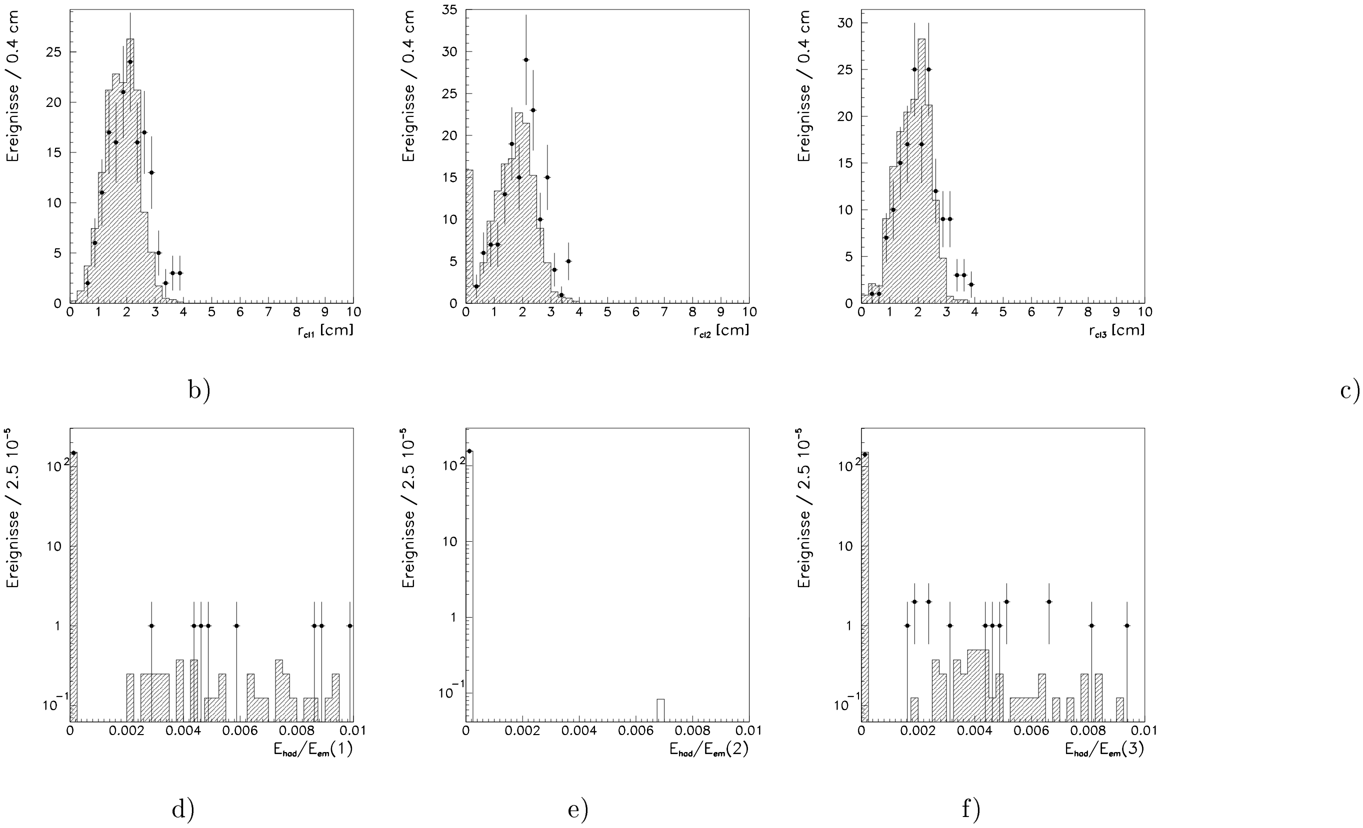


Abbildung 5.10: Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation der Eigenschaften der Photonkandidaten (I):

Die Verteilungen a)–c) zeigen den Vergleich der transversalen Ausdehnung r_{cl} der Photonkandidaten. Die Verteilungen d)–f) zeigen die Verhältnisse E_{had}/E_{em}. Dabei bezieht sich die linke Spalte auf das höherenergetische Photon des π^0-Kandidaten. Die mittlere Spalte bezieht sich auf das zweite π^0-Zerfallsphoton und die rechte auf das Photon aus dem ω-Zerfall. Die Punkte mit Fehlerbalken sind die Daten, und die schraffierten Histogramme zeigen die voll simulierten Ereignisse von diffVM.

a) und b) ist die oben erwähnte Energie-Ordnung der π^0-Zerfallsphotonen deutlich zu sehen (man beachte die unterschiedlichen Abszisseneinteilung). Die Übereinstimmung der Verteilung für die Energien dieser beiden Energien mit den Vorhersagen ist unzureichend. Die Verteilungen in Teil c) stimmen hingegen viel besser überein. Die mittleren Energien der Photonen in den Daten sind $\langle E_{\gamma_1} \rangle \approx 3.2$ GeV, $\langle E_{\gamma_2} \rangle \approx 1.1$ GeV und $\langle E_{\gamma_3} \rangle \approx 6.1$ GeV.

Die Bilder 5.11 d) – f) zeigen die Abstände der Cluster vom Strahlrohr. Die Linienform der gemessenen Verteilungen sind in passabler Übereinstimmung mit den Vorhersagen, wobei die Daten teilweise systematisch über (in Teil a)) bzw. unter der Simulation (Teil b)) liegen. Es ist deutlich ein Zusammenhang zwischen der Energie der Photonkandidaten und deren Abstand zum Strahlrohr zu erkennen: Je größer die Energie ist, um so kleiner ist der Abstand. Dies ist eine Folge der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Zerfallskinematik, wobei die Argumentation ähnlich, aber nicht gleich ist, denn dort wurden masselose Zerfallsteilchen betrachtet. Im Mittel sind die Abstände $\langle d_{\gamma_1} \rangle = 15$ cm, $\langle d_{\gamma_2} \rangle = 18$ cm und $\langle d_{\gamma_3} \rangle = 12$ cm

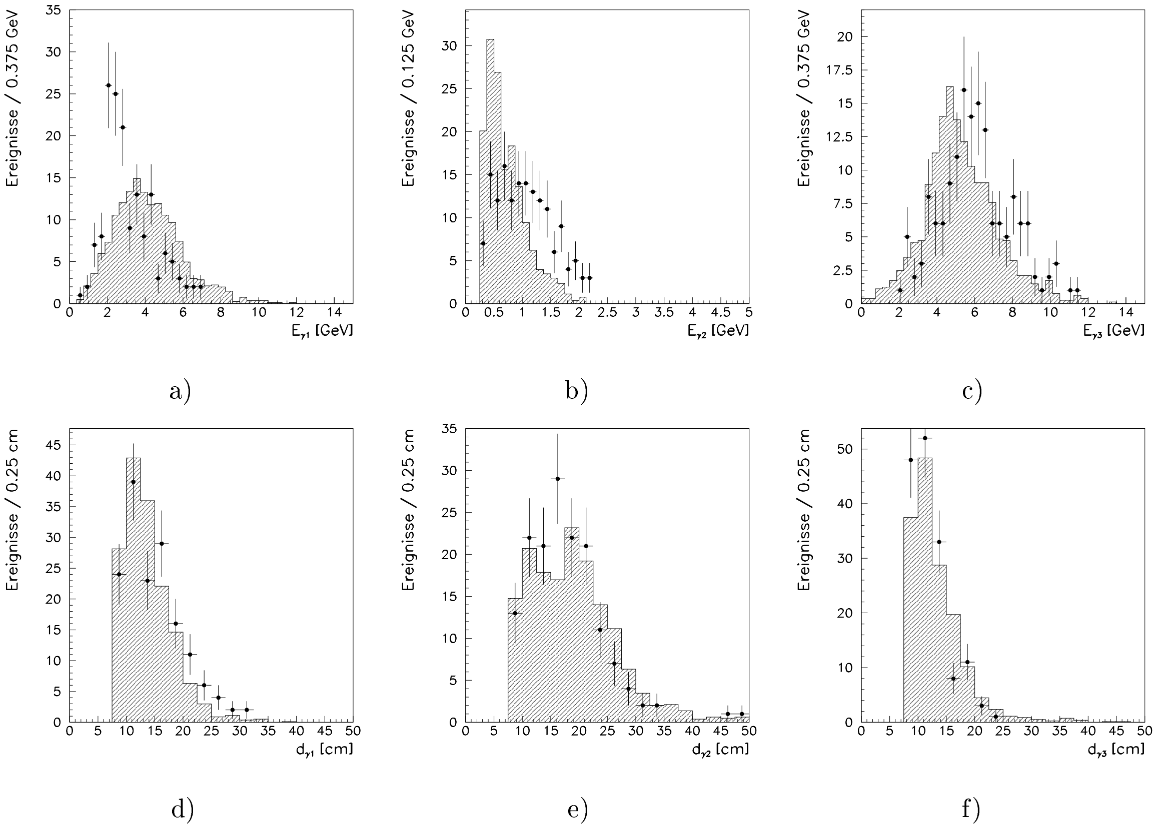


Abbildung 5.11: **Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation der Eigenschaften der Photonkandidaten (II):**

Die Verteilungen a)–c) zeigen den Vergleich der Energien der Photonkandidaten. Die Verteilungen d)–f) zeigen die Abstände der von der z-Achse d_γ*. Dabei bezieht sich die linke Spalte auf das höherenergetische Photon des* π^0*-Kandidaten. Die mittlere Spalte bezieht sich auf das zweite* π^0*-Zerfallsphoton und die rechte auf das Photon aus dem* ω*-Zerfall. Die Punkte mit Fehlerbalken sind die Daten und die schraffierten Histogramme zeigen die voll simulierten Ereignisse von diffVM.*

Nach den Eigenschaften der Photonkandidaten werden in den Abbildungen 5.12 und 5.13 die Eigenschaften der ω-Kandidaten verglichen. In Abbildung 5.12a) sind die Energien, die aus den Daten rekonstruiert wurden, mit der Monte Carlo-Vorhersage verglichen. Die Übereinstimmung der beiden Verteilungen ist bis auf einige Fluktuationen zufriedenstellend. Im Mittel liegt die Energie des $\pi^0\gamma$-Systems bei 10 GeV. Wie in Abbildung 5.12b) zu sehen ist, beschreibt die Simulation die Rapiditätsverteilung recht gut. Der Mittelwert ist $\langle y_{\pi^0\gamma} \rangle = -3.2$.

Die beiden Azimutverteilungen sind in 5.12c) gezeigt. Die Unterschiede zwischen den beiden Verteilungen könnten durch eine Verschiebung des tatsächlichen Wechselwirkungspunkts gegenüber dem nominellen Vertex, sowie an einer Verkippung der Strahlen (*beam-tilt*) liegen, so daß die Positronen mit den Protonen nicht unter einem Winkel von 180° aufeinandertreffen. Da für die Simulation die Parameter für das Jahr 1996 noch nicht bekannt waren, wurden Standard-Einstellungen des Jahres 1995 verwendet.

Die Verteilung von $(E - p_z)$ (Abbildung 5.12d)) der rekonstruierten ω-Kandidaten und Positrons zeigt eine völlig andere Form als die Monte Carlo-Verteilung. Die generierte Massenverteilung und die aus den Daten rekonstruierten ist in Abbildung 5.13a) zu sehen. Die Linienformen der beiden Verteilungen sind in passabler Übereinstimmung, wobei die Verteilung der Daten etwas breiter ist.

In Teil b) von Abbildung 5.13 sind die Verteilungen von $\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t|$ miteinader verglichen. Die untere Zeile von Abbildung 5.13 zeigt die Zerfallswinkelverteilungen $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta^*$ c) und $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^*$ d).

5.8 Untersuchung zu systematischen Effekten

5.8.1 Akzeptanzen bei geänderten Schnitten

In der zweiten und dritten Spalte der Tabelle 5.4 sind Ereigniszahlen und Akzeptanzen zu sehen, die sich ergeben, wenn bei den Monte Carlo-Ereignissen ein Schnitt geändert wird. Rechts daneben sind die Zahlen gezeigt, die man erhält, wenn die gleiche Änderung bei der Selektion der Daten gemacht wird. Das Verhältnis N/ϵ steht über $\sigma \propto N/\epsilon$ mit dem Wirkungsquerschnitt in Beziehung. Für geänderte Schnitte ergeben sich andere Akzeptanzen und aus den Daten wird ebenso eine andere Anzahl von Ereignissen rekonstruiert. Im Idealfall ist der Quotient konstant. Die Standard-Schnitte (5.17) – (5.31) ergeben für die Daten $N_0 = 156$ Ereignisse und aus dem Monte Carlo eine Akzeptanz von $\epsilon_0 = 3.81$ %. In der rechten Spalte der Tabelle ist die Abweichung von N/ϵ (der geänderten Schnitte) zu den Standard-Schnitten der Analyse angegeben.

Die größte relative Abweichung, die beim Ändern der Schnitte auftritt ist 21.46%. Der Mittelwert dieser 20 Akzeptanzen beträgt 0.70%. Als systematischer Fehler für die Akzeptanz wird die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung (RMS) angegeben: $\Delta\epsilon = 10.18$ %.

5.8.2 Modellabhängigkeiten

Anhand von Simulationen, die von Modellannahmen ausgehen, die nicht den Erwartungen entsprechen, wird die Empfindlichkeit der Analyse auf diese Annahmen hin überprüft. Die Ereignisse für diese Untersuchungen wurden nicht vollständig simuliert, sondern es wurde nur die in Abschnitt 4.2 (S. 44) besprochene Toy-Simulation verwendet, die nur die Auflösungseffekte der beteiligten Detektoren und die Unkenntnis des Vertex simuliert.

Es wurden eine flache Zerfallswinkelverteilung, eine Verteilung für den Zerfall eines Vektormesons in drei pseudoskalare Mesonen ($\propto (1 - \cos^2\vartheta^*)$) und der Zerfall eines Vektormesons in ein vektorielles Teilchen und ein pseudoskalares ($1 + \cos^2\vartheta^*$) miteinander verglichen. In Abbildung 5.14 sind diese drei Hypothesen gegenübergestellt: Es sind je die generierten Verteilungen mit den rekonstruierten Verteilungen nach den Schnitten (5.17) – (5.31) gezeigt. In Tabelle 5.5 sind die Akzeptanzen für die drei Modelle angegeben.

Die Akzeptanzen für die verschiedenen Verteilungen unterscheiden sich stark; wie in Abbildung 5.14 leicht zu erkennen ist, ist die Akzeptanz für die Verteilung $\propto (1 - \cos^2\vartheta^*)$ am größten und am kleinsten für die Verteilung $\propto (1 + \cos^2\vartheta^*)$. Die Verteilungen nach den Schnitten haben alle eine ähnliche Form: Die Verluste bei der Rekonstruktion sind bei großen Werten von $|\cos\vartheta^*|$ am

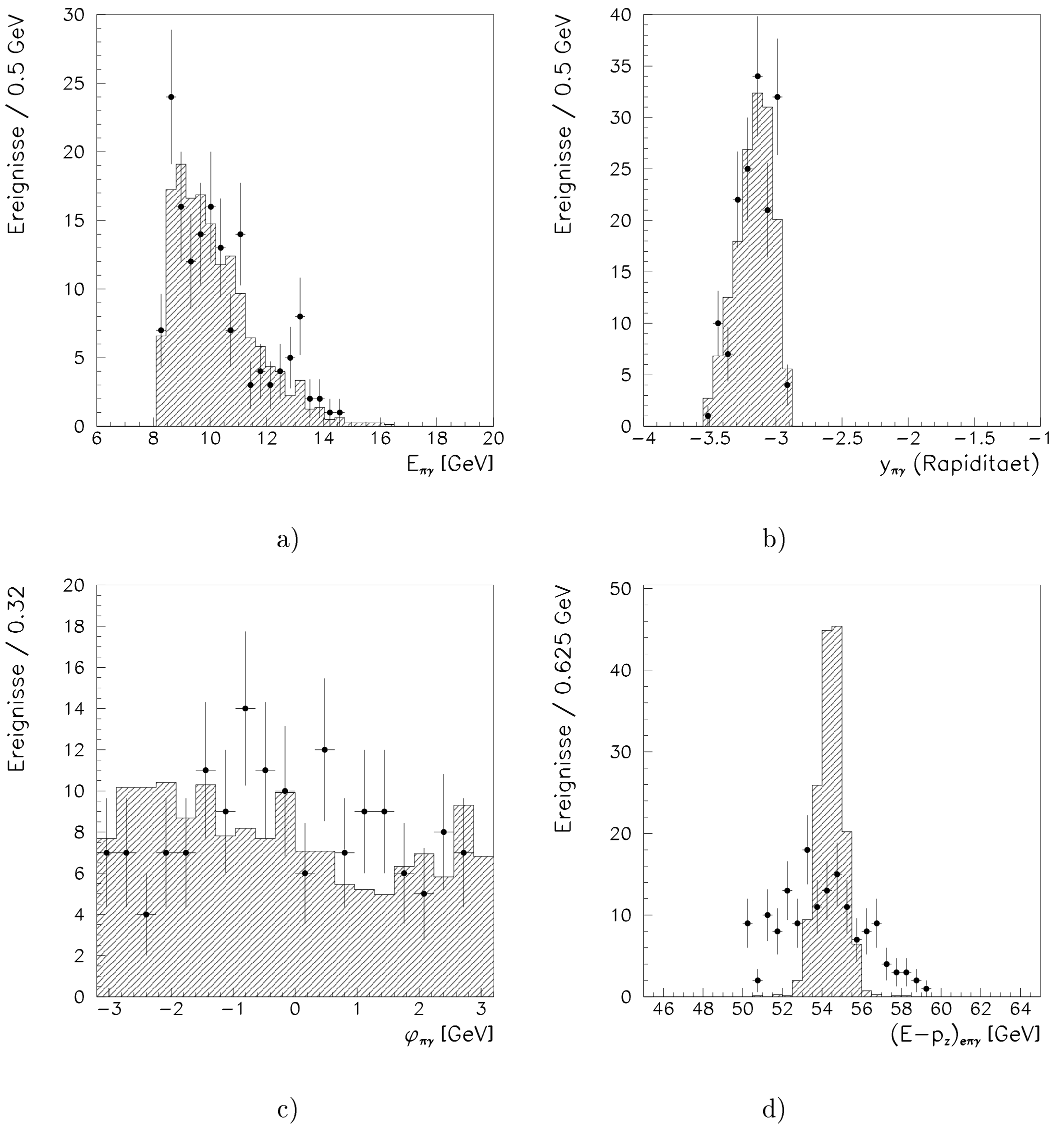


Abbildung 5.12: **Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation der der ω-Kandidaten (I):**

Teil a) der Abbildung zeigt die Energien der ω-Kandidaten der Simulation (schraffiertes Histogramm) und als Punkte die Energien der aus den Daten rekonstruierten Kandidaten. In b) werden die simulierten Rapiditäten mit den gemessenen verglichen. In Teil c) sind die Azimutverteilungen der Simulation und der Daten gezeigt. In Teil d) der Abbildung sind die Verteilungen $(E-p_z)_{e\pi^0\gamma}$ zu sehen.

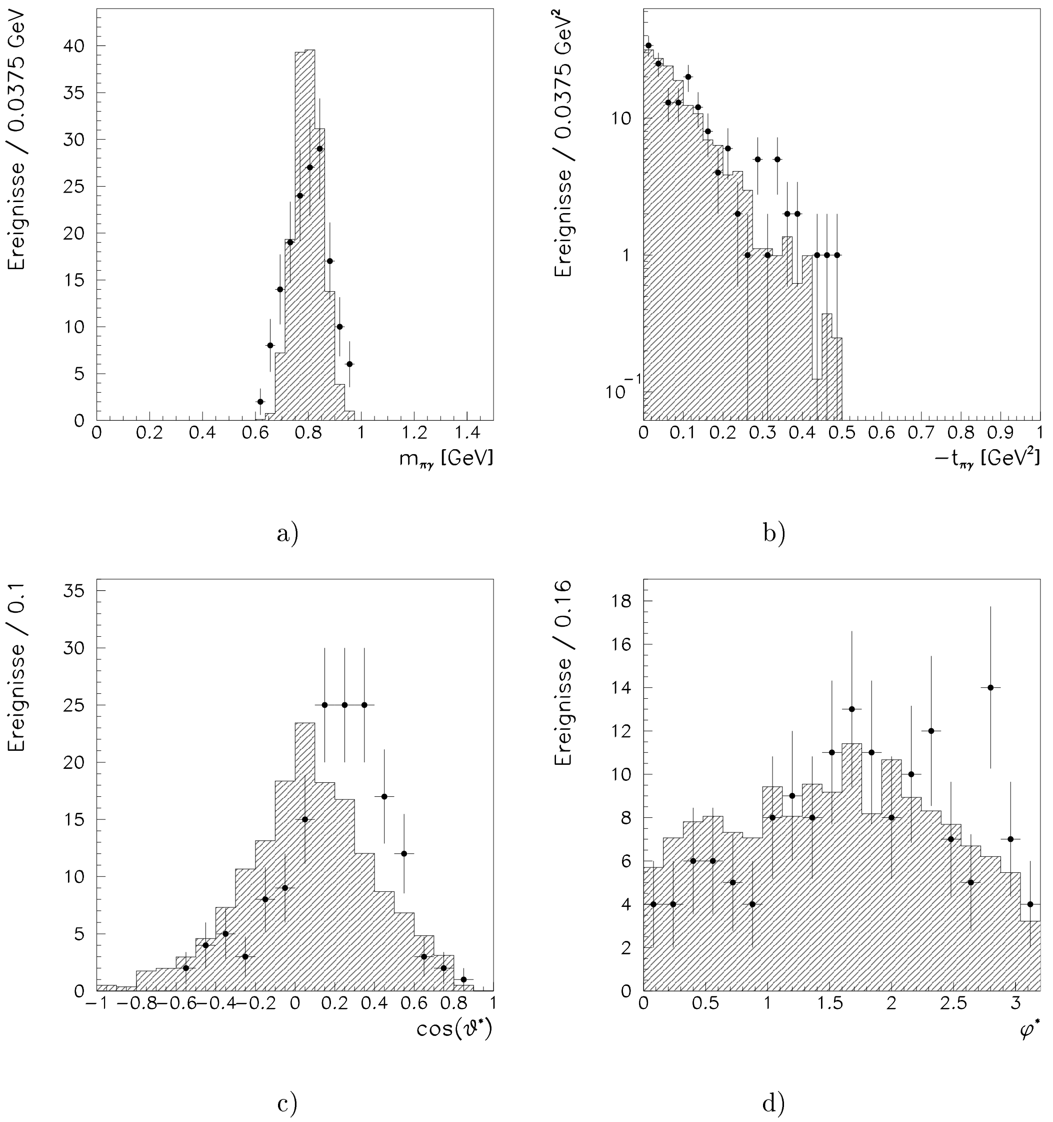


Abbildung 5.13: **Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation der der ω-Kandidaten (II):**

Teil a) der Abbildung zeigt die Massenverteilung der ω-Kandidaten der Simulation (schraffiertes Histogramm) und als Punkte die Massen der aus den Daten rekonstruierten Kandidaten. In b) wird die simulierte $|t|$-Verteilung mit der gemessenen verglichen. In Teil c) und d) werden Zerfallswinkelverteilungen $dN/d\cos\vartheta^*$ und $dN/d\varphi^*$ verglichen.

Schnitt		#(MC)	ϵ [%]	#(Daten)	$1 - \frac{N_0/\epsilon_0}{N/\epsilon}$ [%]
	ungeändert	1905	3.81	156	
(5.19)	$E_{had}/E_{em} < 0.1$ GeV	1961	3.92	179	10.29
(5.19)	$E_{had}/E_{em} < 0.001$ GeV	1758	3.52	135	−6.64
(5.20)	$r_{cl} < 3.5$ cm	1826	3.65	148	−1.03
(5.20)	$r_{cl} < 4.5$ cm	1891	3.78	164	5.58
(5.21)	$E_{min} > 0.15$ GeV	2287	4.57	159	−17.79
(5.21)	$E_{min} > 0.45$ GeV	1448	2.90	151	21.46
(5.24)	$d_\gamma \in (10, 70)$ cm	1002	2.00	78	−5.20
(5.28)	$(E - p_z) > 48$ GeV	1848	3.70	179	15.45
(5.28)	$(E - p_z) > 52$ GeV	1856	3.71	127	−19.68
(5.26)	$d_{\gamma\gamma} > 7$ cm	2167	4.33	208	14.69
(5.26)	$d_{\gamma\gamma} > 11$ cm	1371	2.74	102	−10.07
(5.25)	$\|m_{\gamma\gamma} - m_\pi\| < 20$ MeV	1522	3.04	117	−6.53
(5.25)	$\|m_{\gamma\gamma} - m_\pi\| < 40$ MeV	2057	4.11	173	2.63
(5.29)	Rapidität< -3.0	1718	3.44	136	−3.45
(5.29)	Rapidität< -2.8	1924	3.85	165	4.51
(5.30)	$\|t\| < 0.4$ GeV^2	1835	3.67	153	1.79
(5.30)	$\|t\| < 0.6$ GeV^2	1850	3.70	159	4.72
(5.31)	$\|m_{\pi\gamma} - m_\omega\| < 0.15$ GeV	1852	3.70	148	−2.47
(5.31)	$\|m_{\pi\gamma} - m_\omega\| < 0.21$ GeV	1860	3.72	163	6.56
$\Delta\epsilon = 10.18$ %					

Tabelle 5.4: *In der Tabelle sind die Akzeptanzen aufgeführt, die man erhält, wenn die Schnitte in der angegebenen Weise geändert werden. In der linken Spalte ist die relative Änderung angegeben, die sich ergibt, wenn der Quotient N/ϵ betrachtet wird.*

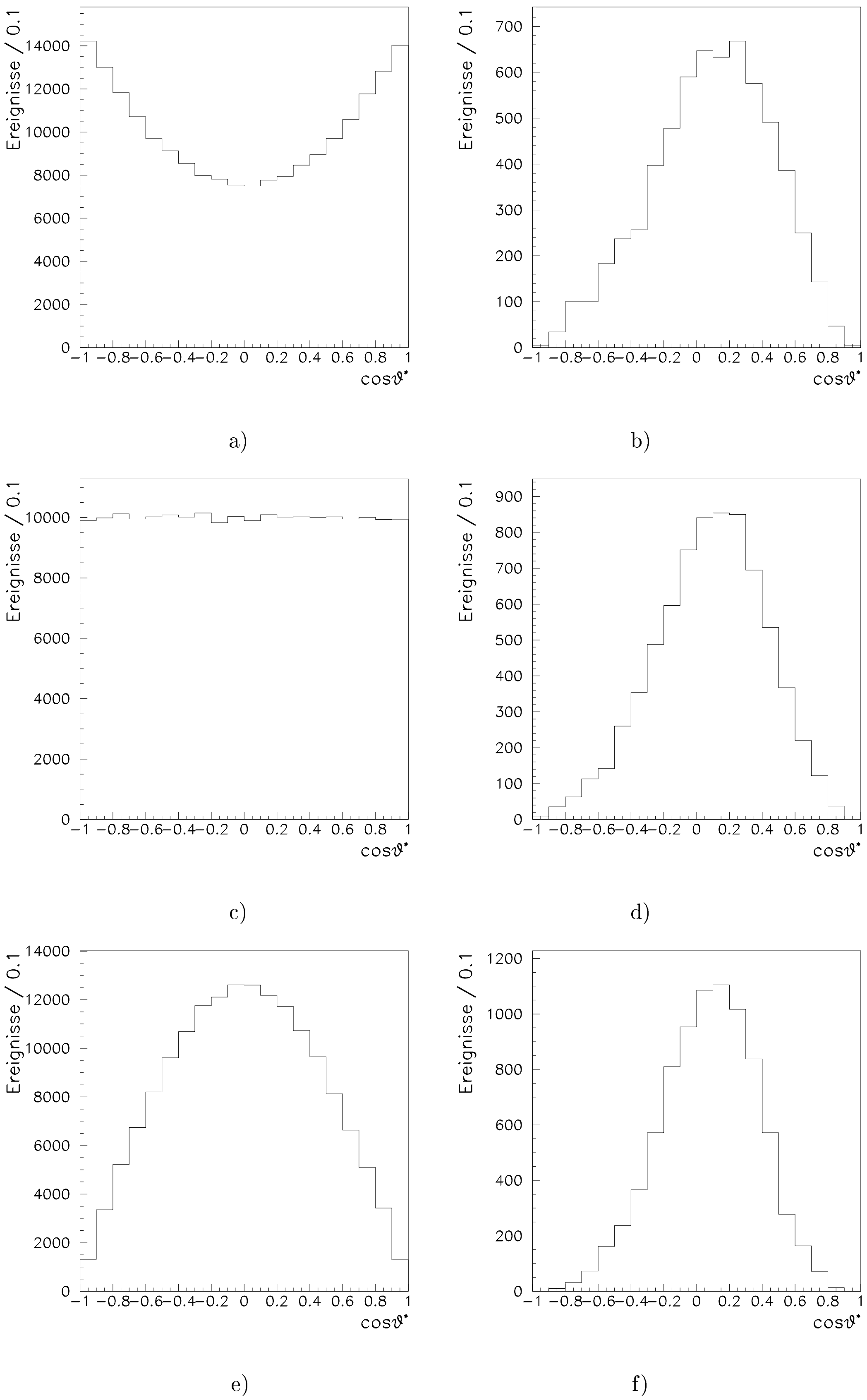


Abbildung 5.14: *Zerfallswinkelverteilungen $W(\vartheta^*)$: In Teilbild a) ist die zu erwartende Zerfallswinkelverteilung ($\propto (1+\cos^2\vartheta^*)$) vor den Schnitten gezeigt. In b) ist die Verteilung nach den Schnitten zu sehen.*
In c) ist eine flach generierte Verteilung zu sehen und in d) die Verteilung, die sich daraus nach Anwenden der Schnitte ergibt.
In e) ist eine Zerfallswinkelverteilung gezeigt, die proportional $(1-\cos^2\vartheta^*)$ ist. Teil d) zeigt die Verteilung nach den Schnitten.

größten. Da bei der Verteilung $\propto (1-\cos^2\vartheta^*)$ in diesem Bereich die wenigsten Ereignisse generiert wurden, gehen hier auch weniger verloren als bei den anderen beiden Hypothesen (konstant, oder $\propto 1+\cos^2\vartheta^*$). Der tiefere Grund für dieses Verhalten sind die speziellen kinematischen Verhältnisse, bei denen der Prozeß untersucht wird: Da das Meson mit nur kleinem Transversalimpuls produziert wird, ist sein Impuls fast parallel zur z-Achse des H1-Koordinatensystems. Die Quantisierungsachse gegen die der Zerfallswinkel ϑ^* gemessen wird, ist durch den Impuls des ω-Mesons im Photon-Proton-Schwerpunktsystem gegeben. Da sich dieses Bezugsystem aber auch parallel zur z-Achse des H1-Koordinatesystems bewegt, ist in diesem Bezugsystem der ω-Impuls in etwa parallel zur H1-z-Achse. Wenn nun das ω-Meson mit $|\cos\vartheta^*| \approx 1$ zerfällt, heißt das, daß die Zerfallsteilchen entlang der Quantisierungsachse und damit auch entlang der z-Achse des H1-Koordinatensystems emittiert werden. In diesem Fall können nicht alle Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden, denn das Zerfallsphoton aus dem ω-Zerfall hat in diesem Fall keinen Transversalimpuls und fliegt somit entlang der z-Achse aus dem Zentraldetektor. Die π^0-Zerfallsphotonen haben eine größere Wahrscheinlichkeit, nachgewiesen zu werden, weil deren Zerfall (im Ruhesystem des Pions) isotrop erfolgt und somit ausreichend Transversalimpuls erhalten können, um nachgewiesen zu werden.

Für die $|t|$-Verteilungen ($\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t| \propto \mathrm{e}^{-b|t|}$) wurden die drei Hypothesen

$$b = 6\ \mathrm{GeV}^{-2} \quad ; \quad b = 11\ \mathrm{GeV}^{-2} \quad \text{und} \quad b = 16\ \mathrm{GeV}^{-2} \tag{5.33}$$

untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Die generierten Verteilungen sind in der linken Spalte von Abbildung 5.15 gezeigt. Die Verteilung der rekonstruierten Ereignisse nach den Schnitten (5.17) – (5.29) sind in der rechten Spalte der Abbildung zu sehen. Auch für verschiedene Annahmen für die Stärke des exponentiellen Abfalls von $\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t|$ ergeben sich geänderte Akzeptanzen, wobei die Änderungen der Akzeptanz nicht so stark ausfallen wie bei den verschiedenen Modellen für die Zerfallswinkelverteilung. Die Ursache für diese Abhängigkeit liegt wieder in der Zerfallskinematik: Greift man die Argumentation von oben auf und berücksichtigt, daß die Aussagen für den Fall gelten, daß das Meson entlang der z-Achse produziert wird, dann steigt die Effizienz, wenn Mesonen mit endlichem Transversalimpuls produziert werden. Bei einem kleinen Wert von b werden mehr Mesonen mit großen $\boldsymbol{p}_\perp$ erzeugt und die Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt zu. Bei großen Werten von b tritt genau der gegenteilige Effekt auf, und es ergibt sich eine kleinere Wahrscheinlichkeit für den Nachweis.

Annahme	# generierte Ereignisse	# nach Schnitten	Akzeptanz [%]
$W(\vartheta^*) \propto (1+\cos^2\vartheta^*)$	200000	6243	3.12
$W(\vartheta^*) = \mathrm{const}$	200000	7326	3.66
$W(\vartheta^*) \propto (1-\cos^2\vartheta^*)$	163089	8259	5.01
$b = 6\ \mathrm{GeV}^{-2}$	200000	6274	3.14
$b = 16\ \mathrm{GeV}^{-2}$	200000	6111	3.06
$\Delta\epsilon_{Modell} = 23.59$ %			

Tabelle 5.5: Akzeptanzen für unterschiedliche Modellannahmen:

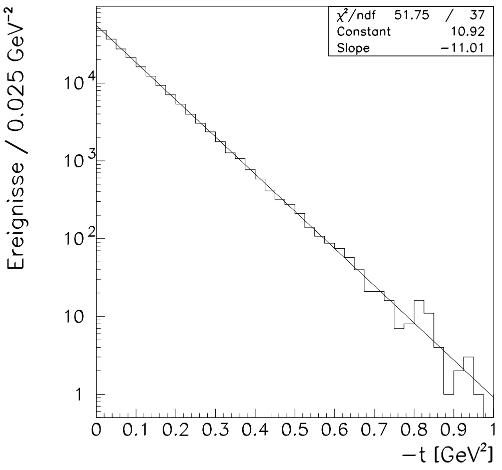
Zur Bestimmung der Akzeptanzen wurde nicht die vollständige Simulation verwendet, sondern die in Abschnitt 4.2 besprochene Toy-Simulation.

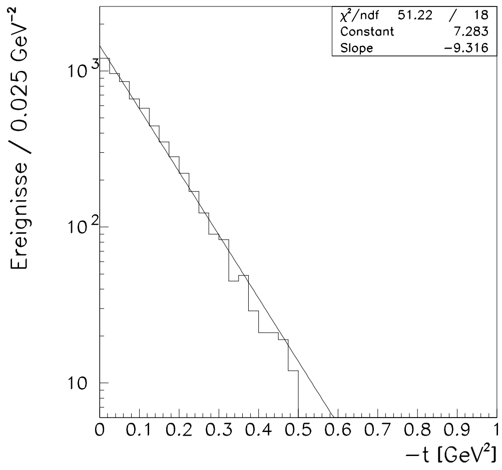
5.9 Ergebnisse

5.9.1 Der gemessene $\pi^0\gamma$-Wirkungsquerschnitt

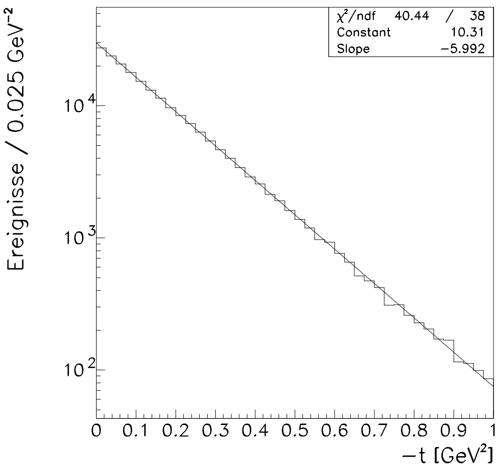
Die Massenverteilung des rekonstruierten $\pi^0\gamma$-Systems, das sich nach den Schnitten (5.16) – (5.30) ergibt, ist in Abbildung 5.16 zu sehen. In die Verteilung ist eine Anpassung mit einer Gauß-Funktion und einer Geraden zur Beschreibung des nichtresonanten Untergrunds eingezeichnet:

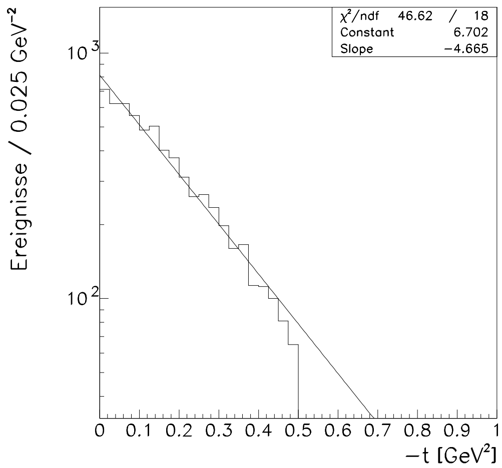
$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}m_{\pi\gamma}} = h\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}[(m_X - m_{\pi\gamma})/\sigma]^2} + c_0 + c_1 m_{\pi\gamma} \tag{5.34}$$



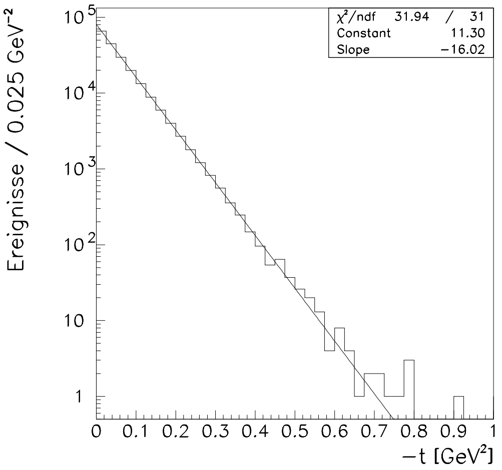


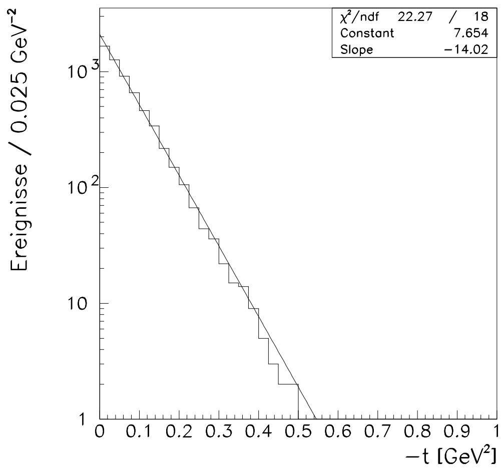
a) b)





c) d)





e) f)

Abbildung 5.15: *Generierte $|t|$-Verteilungen vor und rekonstruierte nach Schnitten: In Bild a) ist die generierte Verteilung für einen Werte von $b = 11\ GeV^{-2}$ zu sehen. b) zeigt die aus $t = -(p_{\omega,\perp})^2$ rekonstruierte Verteilung nach den Schnitten.*
In Teilbild c) ist die mit $b = 6\ GeV^{-2}$ generierte Verteilung zu sehen und in d) die rekonstruierte Verteilung nach den Schnitten.
Die Bilder e) und f) der Abbildung zeigen die für $b = 16\ GeV^{-2}$ generierte Verteilung vor den Schnitten und die rekonstruierte danach.

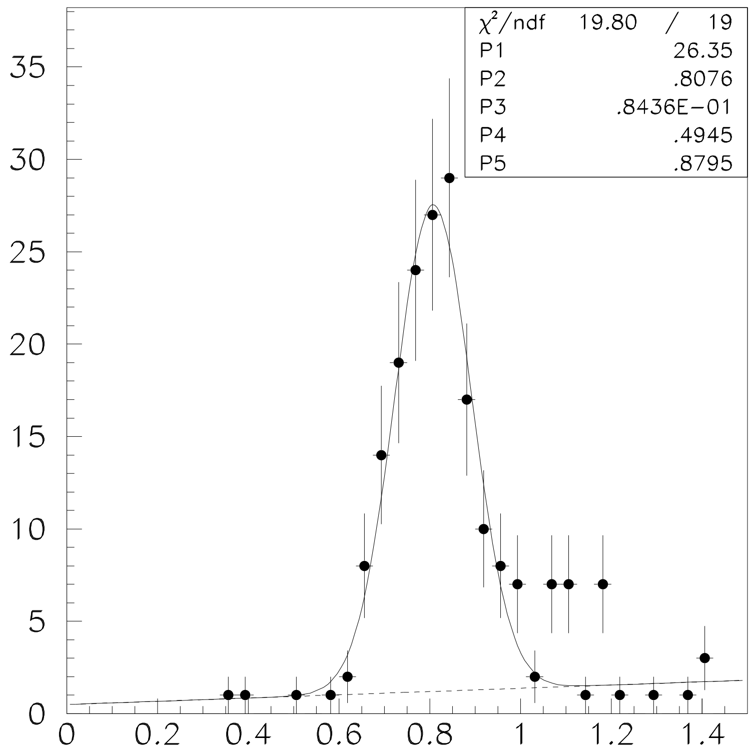


Abbildung 5.16: *Es ist das rekonstruierte $\pi^0\gamma$-Massenspektrum zu sehen, das sich nach den Schnitten (5.16) – (5.30) ergibt.*

Diese Anpassung ergibt bei einer Höhe der Gauß-Funktion von $h = 26.35 \pm 2.95$, einem Zentralwert von $\mu = 0.81 \pm 0.01$ GeV und einer Breite von $\sigma = 84.4 \pm 7.4$ MeV ein Anzahl von

$$N = 149 \pm 12(\text{stat.}) \pm 15(\text{syst.}) \tag{5.35}$$

Ereignissen. Der systematische Fehler bezieht sich auf die Unsicherheit bezüglich der Akzeptanz. In Tabelle 5.7 sind alle systematischen Fehler zusammengefaßt.

Mit den vollständig simulierten Ereignissen wurde eine deutlich kleinere Breite von nur $\sigma_{MC} \approx 56$ MeV gefunden. Die größere Breite ist ein Indiz dafür, daß der beobachtete $\pi^0\gamma$-Endzustand nicht allein durch das ω-Meson gebildet wird, sondern, daß es einen weiteren Beitrag durch das ρ^0-Meson gibt. Dieser Beitrag wird in Abschnitt 5.10 besprochen.

Der Zentralwert von $\mu = 0.81 \pm 0.1$ GeV ist nicht mit der Masse des ω-Mesons verträglich. Doch dieser Effekt ist aber auch bei der Rekonstruktion der Massen aus den Monte Carlo-Daten zu beobachten. Eine Anpassung für die voll simulierten Ereignisse liefert einen Zentralwert von $\mu_{MC} = 0.81 \pm 1.3 \cdot 10^{-3}$ GeV. Eine Erklärung für dieses Verhalten ist eine systematische Verschiebung auf Grund der Akzeptanz. Im linken Teil von Abbildung 5.17 ist eine flache Massenverteilung vor und nach den Schnitten zu sehen. Aus dieser erhält man die im rechten Teil gezeigte Akzeptanz für die Massenrekonstruktion. Die Akzeptanzkurve impliziert aber gerade, daß Endzustände mit einer größeren invarianten Masse häufiger rekonstruiert werden, als Endzustände mit kleinen Massen. Somit ergibt sich der beobachtete Trend in der Massenverteilung zu höheren Werten.

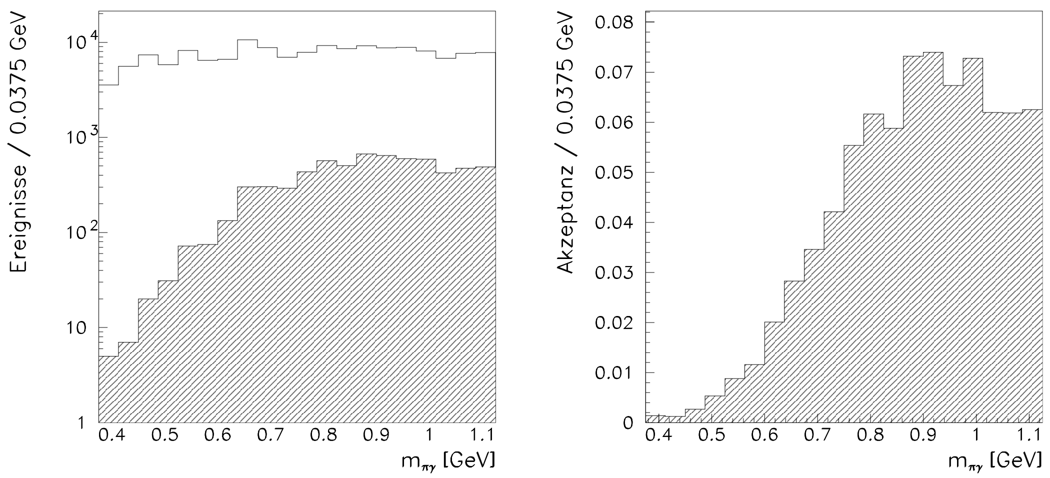


Abbildung 5.17: *Im linken Teil ist eine flache Massenverteilung vor (ungefülltes Histogramm) und die rekonstruierte Verteilung (schraffiertes Histogramm) nach den Schnitten (5.16) – (5.30) gezeigt. Im rechten Teil ist die sich daraus ergebend Akzeptanz in Abhängigkeit der Masse zu sehen.*

Die Korrektur für eine Verteilung $\mathrm{d}N(x)/\mathrm{d}x$ als Funktion einer beliebigen Variablen x erhält man aus den Monte Carlo-Ereignissen, indem die wahre (generierte) Verteilung vor den Schnitten durch die rekonstruierte (mit Detektor-Effekten) Verteilung nach den Schnitten dividiert:

$$K(x) = \frac{\left(\frac{\mathrm{d}N(x)_{\text{wahr}}}{\mathrm{d}x}\right)_{\text{vor Schnitten}}}{\left(\frac{\mathrm{d}N(x)_{\text{simuliert}}}{\mathrm{d}x}\right)_{\text{nach Schnitten}}} \tag{5.36}$$

Damit ist die korrigierte Verteilung durch

$$\left(\frac{\mathrm{d}N(x)}{\mathrm{d}x}\right)_{\text{korrigiert}} = K(x) \left(\frac{\mathrm{d}N(x)}{\mathrm{d}x}\right)_{\text{gemessen}} \tag{5.37}$$

gegeben. Der Zusammenhang zwischen der Korrektur und der Akzeptanz ist gerade $A(x) = 1/K(x)$.
Die Überhöhung in der Verteilung bei $m_{\pi\gamma} \approx 1.1$ GeV läßt sich durch Photoproduktion von ρ^0- und ω-Mesonen erklären, die nicht am nominellen Wechselwirkungspunkt stattfindet. Bei HERA gibt es sogenannte *frühe Proton-Satellite-Pakete* (Satellite-Bunches), die dem eigentlichen Proton-Paket vorauslaufen. Diese entstehen, wenn die Protonen etwas zu früh in den Ring eingefüllt werden, so daß die zeitliche Abstimmung bei der Beschleunigung in den Hochfrequenzfeldern aus dem Takt gerät. Somit werden Protonen dieser Pakete einen Schwingungszyklus des Feldes, das entspricht einer Wellenlänge, zu früh beschleunigt. Der typische Abstand zwischen diesen beiden beträgt etwa 70 cm. Gibt es in einem solchen Satellite-Bunch ein Photoproduktionsereignis, dann ist der Endzustand nicht von einem Ereignis, das am nominellen Vertex stattfindet, zu unterscheiden. Im ersten Fall werden aber die Impulse falsch rekonstruiert. Da keine Vertex-Information zu Verfügung steht, wird die z-Koordinate des Ereignisses auf $z = 0$ cm gesetzt. Dies bewirkt aber gerade eine Rekonstruktion bei zu großen Massen, weil für die Winkel der Zerfallsphotonen zu große Werte angenommen werden. In Abbildung 5.18 ist die Simulation von ω-Photoproduktion bei $z = 70$ cm sehen. Die rekonstruierte Masse liegt genau in dem Bereich, in dem auch die Überhöhung auftritt. Die Akzeptanz für diese Ereignisse ist noch um eine Größenordnung kleiner als für die üblichen Ereignisse, weil auch die Masse des π^0 zu größeren Massen hin verschoben wird, und der Schnitt (5.25) auf die Masse des Zwei-Photonsystems den größten Teil der Ereignisse verwirft.

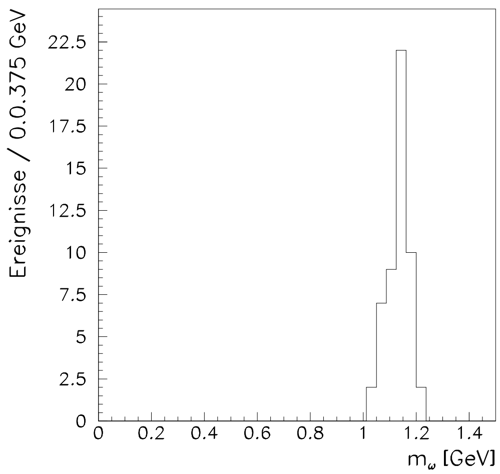


Abbildung 5.18: *Es ist die Massenverteilung rekonstruierter ω-Mesonen zu sehen, die sich für Monte Carlo-Ereignisse ergben, wenn der tatsächliche Wechselwirkungspunkt bei $z = 70$ cm liegt (Satellite-Bunches), das Ereignis aber mit der Annahme $z = 0$ rekonstruiert wird*

Aus der Zahl der Ereignisse, zusammen mit der Luminosität $\mathcal{L}$, der Effizienz ϵ läßt sich über die Beziehung $\dot{N} = \epsilon \mathcal{L} \sigma$ der Wirkungsquerschnitt bestimmen: Der Wirkungsquerschnitt für elastische $\pi^0\gamma$-Produktion ist durch

$$\sigma^{ep \to e\pi^0\gamma p}\Big|_{\substack{y\in(0.3,0.7)\\ Q^2<0.01\,\mathrm{GeV}^2}} = \frac{N}{\epsilon \int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t} \tag{5.38}$$

gegeben, dabei ist die Zahl der $\pi^0\gamma$-Kandidaten zu

$$N = 149 \pm 12(\text{stat.}) \pm 15(\text{syst.}) \tag{5.39}$$

bestimmt worden, für die Effizienz wurden

$$\epsilon = 3.81 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.37(\text{syst.})\%, \tag{5.40}$$

gefunden. Die integrierte Luminosität beträgt

$$\int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t = 3.4 \pm 0.51(\text{syst.})\ \mathrm{pb}^{-1}. \tag{5.41}$$

Im Falle von Photoproduktion ist es üblich, den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt anzugeben. Der Zusammenhang zwischen dem Positron-Proton- und dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt wird durch die Weizsäcker-Williams-Näherung (2.45) hergestellt, wie in Abschnitt 2.3.3 erläutert wurde. Da der Fluß (2.45) explizit von y und Q^2 abhängt, muß über die entsprechenden Bereiche in y und Q^2 integriert werden.

$$\Phi(y, Q^2) \to \langle\Phi\rangle = \iint \Phi(y, Q^2)\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}y = 1.36 \cdot 10^{-2} \tag{5.42}$$

Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt für die exklusive Produktion von $\pi^0\gamma$-Paaren ist somit durch $\sigma^{\gamma p \to \pi^0 \gamma p} = N/\epsilon\langle\Phi\rangle \int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t$ gegeben.

$$\sigma^{\gamma p \to e\pi^0 \gamma p}\Big|_{\substack{y\in(0.3,0.7) \\ Q^2<0.01\,\mathrm{GeV}^2}} = 84.71 \pm 6.94(\text{stat.}) \pm 15.38(\text{syst.})\ \mathrm{nb}. \tag{5.43}$$

Zu dem systematischen Fehler tragen die Luminosität und die Akzeptanz bei.

Unter der Annahme, daß das Signal allein durch ω-Mesonen gegeben ist, kann ein Wirkungsquerschnitt für ω-Photoproduktion angegeben werden: Dieser berechnet sich auf analoge Weise wie der $\pi^0\gamma$ Wirkungsquerschnitt, mit dem Unterschied, daß das Verzweigungsverhältnis $\kappa = \Gamma_{tot}/\Gamma_{\omega\to\pi\gamma}$ für den Zerfall $\omega \to \pi^0\gamma$ berücksichtigt werden muß: $\sigma^{\gamma p\to\omega p} = \sigma^{\gamma p \to e\pi^0\gamma p}/\kappa$.

$$\sigma^{\gamma p \to \omega p}\Big|_{\substack{y\in(0.3,0.7) \\ Q^2<0.01\,\mathrm{GeV}^2}} = 1.00 \pm 0.08(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})\ \mu\mathrm{b}. \tag{5.44}$$

5.9.2 Die gemessene $|t|$-Verteilung

Teil a) von Abbildung 5.19 zeigt die gemessene Verteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}|t|$ für die Schnitte (5.16) – (5.31). Eingezeichnet ist eine Anpassung mit einer Exponentialfunktion:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}|t|} = \mathrm{e}^{c+b|t|}. \tag{5.45}$$

Die Anpassung ergibt einen Wert für den Steigungsparmeter b von

$$b = 9.9 \pm 1.2(\text{stat.}) \pm 2.5(\text{syst.})\ \mathrm{GeV}^{-2}. \tag{5.46}$$

Der systematische Fehler setzt sich aus dem Fehler der integrierten Luminosität und der Unsicherheit der Akzeptanz zusammen.

Der exponentielle Abfall mit $|t|$ entspricht der Erwartung der Regge-Theorie (Gleichung (2.17)). In b) ist die Korrektur zu sehen, mit der die ursprüngliche Verteilung multipliziert wird, um die tatsächliche (Akzeptanz-korrigierte) Verteilung zu erhalten. Die Korrektur wird nach Gleichung (5.36) bestimmt. Aufgrund der geringen Statistik der Monte Carlo-Ereignisse gibt es bei Werten von $|t| > 0.3\ \mathrm{GeV}^2$ schon statistische Fluktuationen, so daß die Korrektur auch diese Fluktuationen aufweisen würde. Deswegen wurde an die Korrekturverteilung eine Anpassung vorgenommen und diese als Korrektur auf die Daten angewandt. In Teil c) der Abbildung ist die korrigierte Verteilung zu sehen. Mit der Korrektur ändert sich der Steigunsparameter von $b = 9.92\ \mathrm{GeV}^{-2}$ auf

$$b_{korr} = 10.26 \pm 1.39(\text{stat.}) \pm 2.67(\text{syst.})\ \mathrm{GeV}^{-2}. \tag{5.47}$$

Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehler mit der Erwartung von $b = 10.92\ \mathrm{GeV}^{-2}$ überein. Zu dem systematischen Fehler tragen neben den oben erwähnten Unsicherheiten noch eine Modellabhängikeit bei. Diese wird im folgenden besprochen.

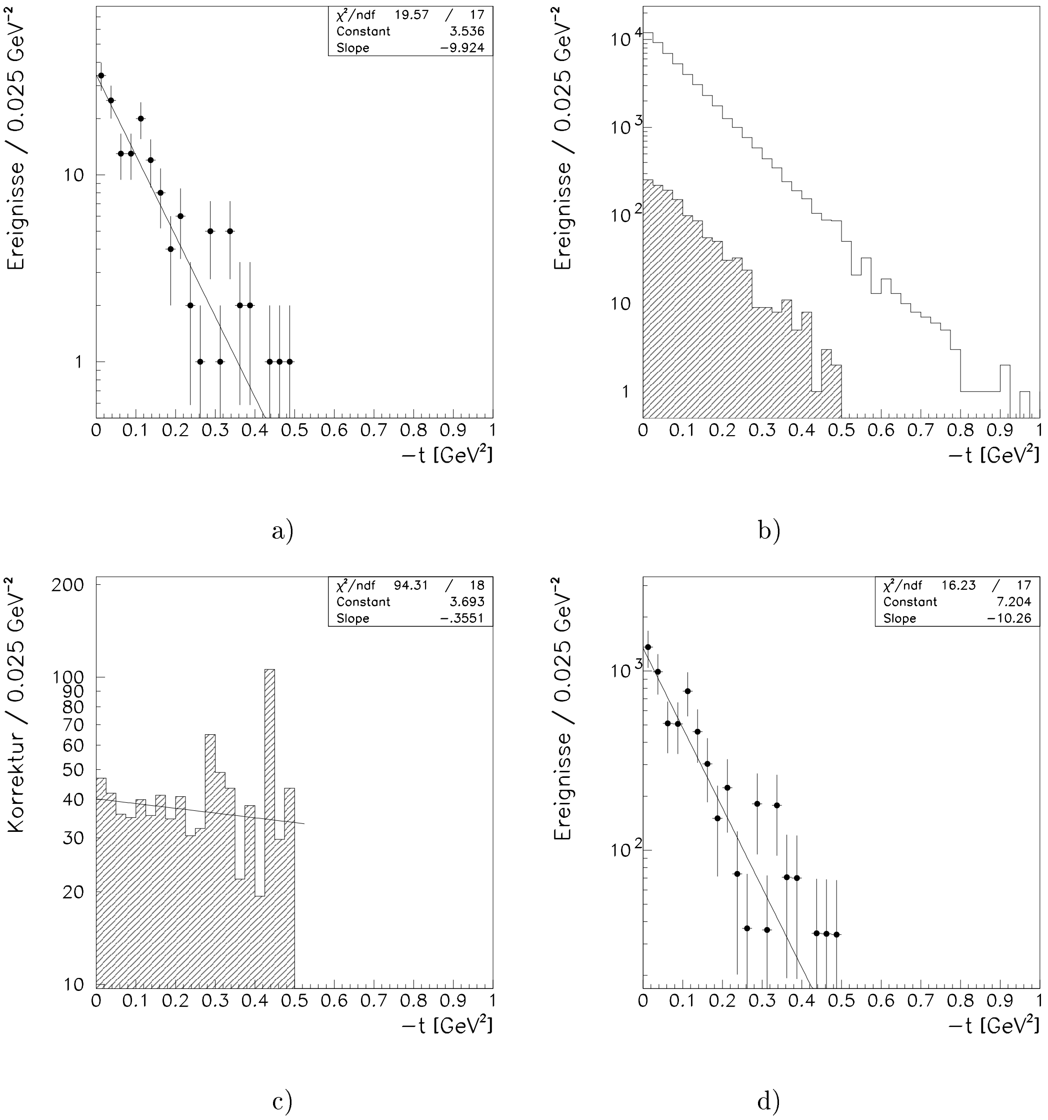


Abbildung 5.19: *In Bild a) ist die unkorrigierte Verteilung $dN/d|t|$ nach den Schnitten (5.16) – (5.31) gezeigt. Bild b) zeigt die wahre (generierte) Verteilung, und schraffiert die aus dem Monte Carlo rekonstruierte. In c) ist die Korrektur gezeigt, die auf die Verteilung a) angewandt wird, um die wahre Verteilung d) zu erhalten.*

Zur Bestimmung eines systematischen Fehlers wird mit den Hypothesen, die in Abschnitt 5.8 besprochen sind, die analoge Korrektur auf die Daten angewandt. Aus den Abweichungen der unterschiedlichen Korrekturen wird der Fehler bezüglich Modellabhängigkeiten ermittelt.

Die korrigierten Werte, die sich für b aus den Daten ergeben, wenn die verschiedenen Hypothesen verwendet werden, sind in Tabelle 5.6 zusammengefaßt. Innerhalb der statistischen Fehler sind alle Werte mit der Erwartung verträglich. Insgesamt zeigt sich keine allzu große Abhängigkeit des

b_{rec} [GeV]$^{-2}$				
$b_{toy,gen}$ [GeV^{-2}]			$W_{toy,gen}(\vartheta^*)$	
11	6	16	flach	$1-\cos^2\vartheta^*$
11.26 ± 1.33	11.86 ± 1.52	11.32 ± 1.50	11.36 ± 1.51	10.40 ± 1.70
$\Delta b_{Modell} = 4.18$ %				

Tabelle 5.6: *In der Tabelle sind Steigungsparameter b zusammengefaßt, die sich aus der Korrektur mit den besprochenen Hypothesen ergeben.*

rekonstruierten Steigungsparameter von dem Modell. Aus der Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung (RMS) wurde eine systematische Unsicherheit für die Modellabhängigkeit von 4.18 % ermittelt.

In Abbildung 5.20 sind die Akzeptanzen der verschiedenen Hypothesen gegenübergestellt. Im linken Bild sind die Akzeptanzen für die Steigungsparameter $b = 6, 11$ und 16 GeV^{-2} gezeigt. Die Punkte entsprechen dabei der Erwartung von $b = 11$ GeV^{-2}, das grau unterlegte Histogramm wurde aus den Monte Carlo-Ereignissen mit $b = 6$ GeV^{-2} erstellt und das schraffierte mit $b = 16$ GeV^{-2}. Wie auch bei den integrierten Akzeptanzen haben die Ereignisse mit großem $|t|$ die höchste Akzeptanz. Deutlich ausgeprägter ist der Effekt bei den verschiedenen Winkelverteilungen im rechten Bild zu sehen. Das schraffierte Histogramm wurde mit den Monte Carlo-Ereignissen, die mit der Winkelverteilung $W(\vartheta^*) \propto (1-\cos^2\vartheta^*)$ zerfallen, erstellt, das grau unterlegte gehört zu der flachen Verteilung und die Punkte zu der erwarteten $1 + \cos^2\vartheta^*$ Verteilung. Alle drei Verteilungen sind mit einem Steigungsparmeter von $b = 11$ GeV^{-2} generiert worden. Der tendenziell gegenläufige Verlauf der Akzeptanzen für die Verteilungen $1-\cos^2\vartheta^*$ bzw. $1+\cos^2\vartheta^*$ ist auch wieder die Folge der speziellen Kinematik des Prozesses, wenn die Quantisierungsachse und Richtung der Lorentz-Transformation parallel sind. Bei der ersten der beiden Verteilungen werden die Zerfallsprodukte hauptsächlich senkrecht zum Impuls des Mesons emittiert und werden bei der Transformation etwa im gleichen Maße in Positron-Richtung geklappt. Wenn jedoch das Meson mit endlichem Transversalimpuls produziert wird, ist die Transformation nicht mehr einfach entlang der z-Achse und die Wahrscheinlichkeit, daß eines der Zerfallsteilchen nicht mehr im Spacal nachgewiesen werden kann, weil der Winkel zu groß wird, nimmt zu. Genau das Gegenteil ist bei der letzten der genannten Verteilungen der Fall: Die Teilchen werden zu einem großen Teil entlang der Quantisierungsachse emittiert und haben so geringere Nachweiswahrscheinlichkeit. Mit wachsendem Transversalimpuls wird die Parallelität der Achsen zerstört, und die Akzeptanz nimmt als Funktion von $|t|$ zu.

Systematische Fehler	
Quelle	Fehler [%]
Akzeptanz	10
Modellabhängigkeit für ϵ	24
Luminosität	15
Modellabhängigkeit für b	4

Tabelle 5.7: *In der Tabelle sind die systematischen Fehler für diese Analyse zusammengefaßt.*

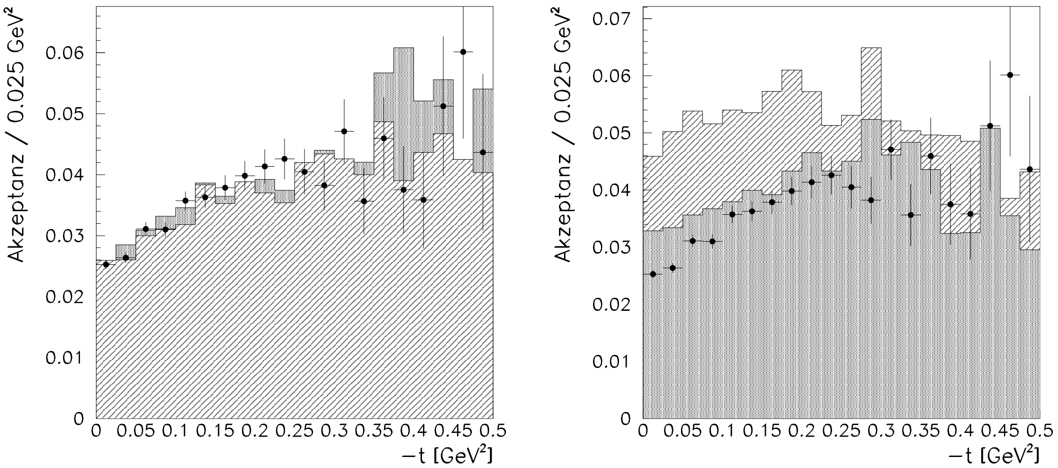


Abbildung 5.20: **Akzeptanzen für dN/d$|t|$ für verschieden Hypothesen**

Im linken Bild sind Akzeptanzkurven für die (Toy)-Monte Carlo-Ereignisse gezeigt, die mit dem Steigungsparameter von $b = 11,6$ und 16 GeV^{-2} generiert wurden. Die Punkte entsprechen dem Datensatz mit $b = 11$ GeV^{-2}. Das grau unterlegt Histogramm wurde mit dem Monte Carlo mit $b = 16$ GeV^{-2} erstellt und das schraffierte mit $b = 6$ GeV^{-2}. Im rechten Teil sind für $b = 11$ GeV^{-2} die Akzeptanzkurven der drei Zerfallswinkelverteilungen miteinader verglichen. Die Punkte repräsentieren die Annahme einer Winkelverteilung gemäß $1 + \cos^2\vartheta^*$, das grau unterlegte Histogramm entspricht der flachen Winkelverteilung und das schraffierte Histogramm der Verteilung $1 - \cos^2\vartheta^*$.

5.9.3 Die Zerfallswinkelverteilungen

In Abbildung 5.21a) ist die beobachtete Zerfallswinkelverteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta^*$ gezeigt. Die starke Abweichung von der erwarteten Verteilung 5.21b) ist eine Folge der geometrischen Akzeptanz des Spacals. Somit ist keine Aussage über das Matrix-Element $(r^{04})_{00}$ möglich.

Eine zu (5.36) analoge Korrektur hat keine Aussagekraft, da die Verteilung nach den Schnitten eine sehr ähnliche Form aufweist wie das Ergebnis, das aus einer flachen Verteilung oder einer Verteilung, die gemäß $(1 - \cos^2\vartheta^*)$ generiert wurde (vgl. Abbildung 5.14). In Abbildung 5.22 sind für diese Hypothesen die generierten und rekonstruierten Verteilung in a) bzw. d) gezeigt. Die resultierenden Korrekturen sind in b) und e) zu sehen. Und in c) und f) sind die korrigierten Verteilungen gezeigt. Auch wenn die Korrekturen in den Abbildungen 5.21c), 5.22b) unterschiedlich sind, sind die Resultate kaum zu unterscheiden, und insbesondere läßt sich keine Aussage machen, welche Hypothese die gemessene Verteilung am besten beschreibt. Der Grund hierfür ist, daß bei großen Werten von $|\cos\vartheta^*|$ — bei denen die Korrekturen die größten Unterschiede aufweisen — in der gemessenen Verteilung schon keine Einträge mehr vorhanden sind, so daß eine Korrektur nicht möglich ist.

In Abbildung 5.23a) ist die gemessene Verteilung für $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^*$ gezeigt. In den Teilen b) und c) sind die Verteilung Monte Carlo-Ereignisse vor bzw. nach den Schnitten und die sich daraus ergebende Korrektur gezeigt. In Bild d) der Abbildung ist die korrigierte Winkelverteilung gezeigt. Die Verteilung ist mit der Erwartung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^* = const.$ für die Vektormesonproduktion aus quasi-reellen Photonen verträglich. Eine Anpassung der korrigierten Daten der Form

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\varphi^*} = C\left(1 + (r^{04})_{1-1}\cos(2\varphi^*)\right) \tag{5.48}$$

ergab für die Größe $(r^{04})_{1-1}$ den Wert

$$(r^{04})_{1-1} = -0.09 \pm 0.15(\mathrm{stat.}) \pm 0.03(\mathrm{syst.}). \tag{5.49}$$

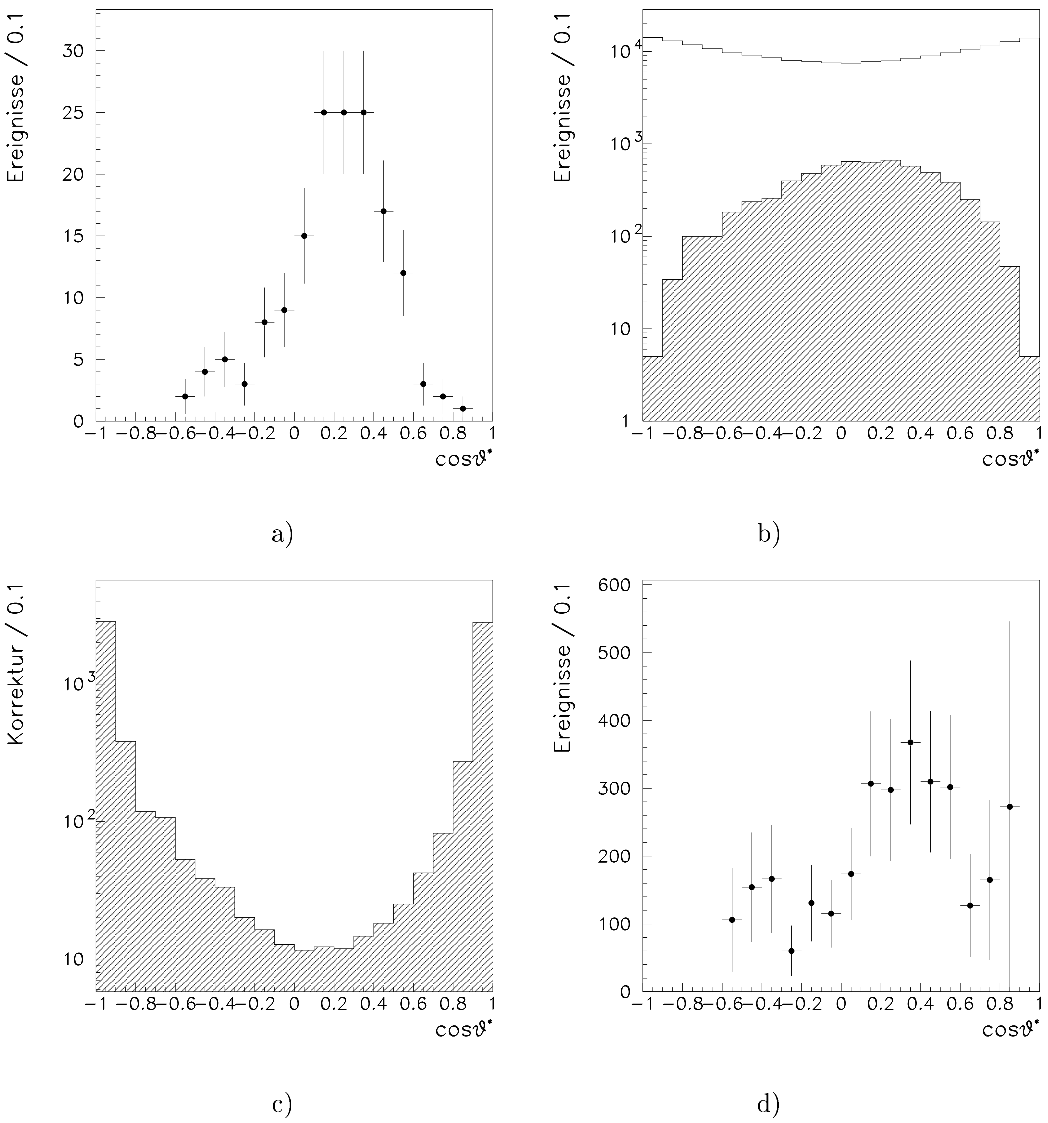


Abbildung 5.21: *In Bild a) ist die gemessenen Verteilung von* $\cos\vartheta^*$ *zu sehen. In Teil b) sind im ungefüllten Histogramm die generierte und im schraffierten Histogramm die nach den Schnitten rekonstruierte Verteilung gezeigt. Bild c) zeigt die Korrekturen die an der gemessenen Verteilung angebracht werden. Das Ergebnis der Korrektur ist in Bild d) gezeigt.*

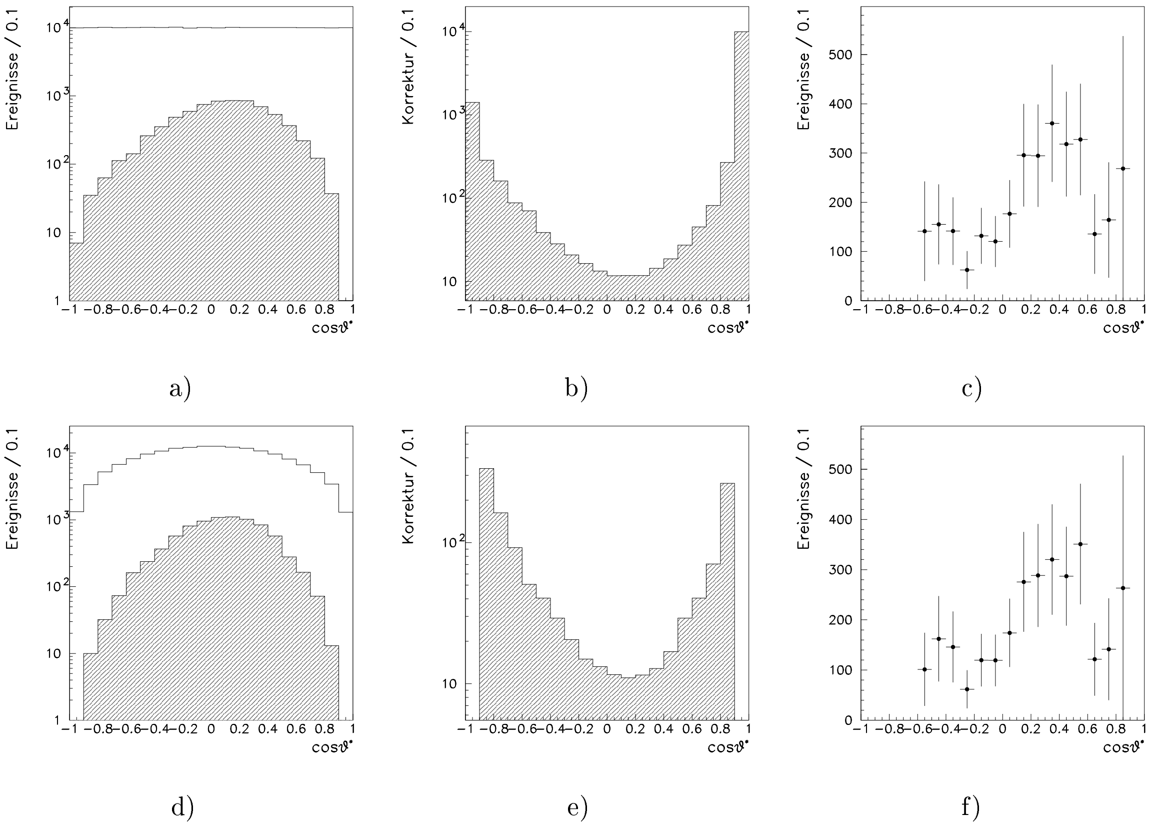


Abbildung 5.22: *Die Teilbilder a) und d) zeigen in den ungefüllten Histogrammen die generierten Zerfallswinkelverteilungen. In b) und e) sind die Korrekturen gezeigt, die auf die Verteilung aus den Daten angewandt die Verteilung in c) bzw. f) ergeben.*

Dies ist mit der Vorhersage der SCHC von $(r^{04})_{1-1} = 0$ verträglich.

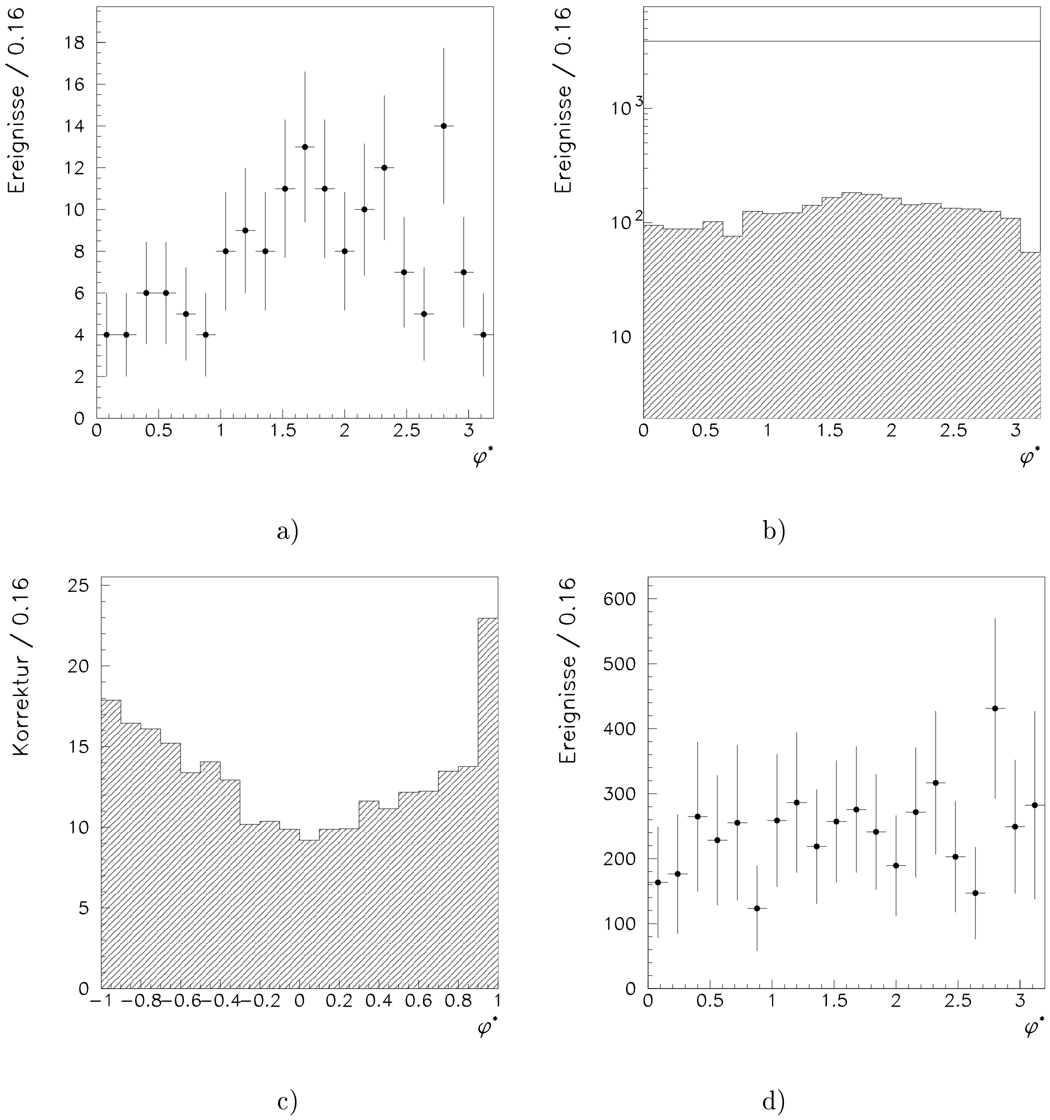


Abbildung 5.23: *In Bild a) ist die gemessenen Verteilung von φ^* zu sehen. Teil b) sind im ungefüllten Histogramm die generierte, im schraffierten Histogramm die nach den Schnitten rekonstruierte Verteilung gezeigt. Bild c) zeigt die Korrekturen die an der gemessenen Verteilung angebracht werden. Das Ergebnis der Korrektur ist in Bild d) gezeigt.*

5.10 Untergrund

5.10.1 Der Beitrag des ρ^0-Mesons

Ein nicht zu vernachlässigender Anteil am untersuchten Drei-Photon-Endzustand haben ρ^0-Mesonen aus der Photoproduktion. Der Wirkungsquerschnitt des ρ^0-Mesons in Photoproduktion in dem betrachteten kinematischen Bereich ist nach Gleichung (2.40) und den Werten in Tabelle 2.1 $\sigma = 12.4\,\mu$b, also etwa zehn mal größer als die Erwartung für das ω-Meson ($1.56\,\mu$b). Diese Aussage wird von den Messungen, die in Abbildung 2.16 gestützt. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte variiert nur leicht mit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Durch das viel kleinere Verzweigungsverhältnis ($\Gamma_{\rho^0\to\pi^0\gamma}/\Gamma_{\omega\to\pi^0\gamma} = 7.9\times10^{-4}/0.085$) für den Zerfall in ein neutrales Pion und ein Photon, ist zu erwarten, daß hauptsächlich ω-Mesonen zu dem Signal beitragen. Ein Hinweis auf einen Beitrag durch das ρ^0-Meson ist die große Breite von $\sigma = 84.37 \pm 7.36$ MeV, die deutlich von der Monte Carlo-Vorhersage ($\sigma = 56$ MeV) abweicht. Mit seiner natürlichen Breite von $\sigma = 151.2$ MeV trägt das ρ^0 vor allem an den Ausläufern der Verteilung bei, wenn die Verteilung des ω-Mesons schon stark abgefallen ist.

Aus dem Wirkungsquerschnitt für die $\pi^0\gamma$-Produktion läßt sich ein Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion von ω-Mesonen gewinnen, wenn man berücksichtigt, daß auch andere Mesonen in diesen Endzustand zerfallen können. Mit der Annahme, daß zu dem Signal nur elastisch produzierte ρ^0- und ω-Mesonen beitragen, setzt sich der Wirkungsquerschnitt für $\pi^0\gamma$-Mesonen aus den Amplituden A_i für Produktion der Mesonen und den Verzweigungsverhältnissen $\kappa_i = \Gamma_{i,tot}/\Gamma_{i\to\pi^0\gamma}$ zusammen:

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi^0\gamma} &= |\sqrt{\kappa_\rho}A_\rho + \sqrt{\kappa_\omega}A_\omega|^2 \\ &= \kappa_\rho\sigma^\rho + \kappa_\omega\sigma^\omega + 2\sqrt{\kappa_\rho\kappa_\omega\sigma^\rho\sigma^\omega}\cos\delta \\ &= \kappa_\omega\sigma^\omega(1+\alpha\beta+2\sqrt{\alpha\beta}\cos\delta), \end{aligned} \tag{5.50}$$

mit $\alpha := \kappa_\rho/\kappa_\omega = 9.29\cdot10^{-2}$ und $\beta := \sigma^\rho/\sigma^\omega = 8.23$. Dabei wird die Massenabhängigkeit der totalen Breiten $\Gamma_{i,tot}$ vernachlässigt. Für die Photoproduktionswirkungsquerschnitte $\sigma^{\gamma p\to\rho^0 p}$ und $\sigma^{\gamma p\to\omega p}$ wurden die Abkürzungen σ^ρ bzw. σ^ω verwendet. Der Ausdruck $2\sqrt{\alpha\beta}\cos\delta$ beschreibt die Interferenz zwischen dem ρ^0- und dem ω-Meson. Löst man Gleichung (5.50) nach σ^ω auf, so erhält man den ω-Photoproduktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Phase δ. In Abbildung 5.24 ist dieser Wirkungsquerschnitt gezeigt. In [Dol89] wurde für die Phase der Wert $\delta = 0$ gemessen.

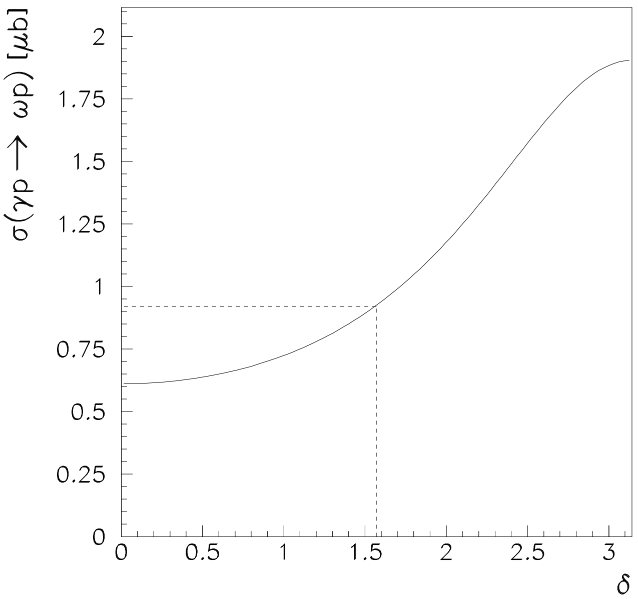


Abbildung 5.24: *In der Abbildung ist der Wirkungsquerschnitt für ω-Mesonen als Funktion der Phase δ für die ρ-ω-Interferenz zu sehen.*

Damit ergibt sich konstruktive Interferenz und man erhält

$$\sigma^{\gamma p\to\omega p} = 0.61 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})\ \mu\text{b}. \tag{5.51}$$

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte wurde mit Hilfe der Gleichungen (2.41) und (2.42) bestimmt. In [Der96a] wurde für dieses Verhältnis bei einer mittleren Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von 70 GeV ein Wert von 12.2 ± 2.0 gemessen. Wegen der logarithmischen Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte kann davon ausgegangen werden, daß sich das Verhältnis bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 200$ GeV nicht stark ändert.

Anpassung unter Berücksichtigung des ρ^0-Anteils und der Akzeptanz

Zur Beschreibung der Daten wird eine Anpassung mit einer Breit-Wigner-Funktion, einer Gauß-Funktion und einer Geraden vorgenommen. Die Akzeptanz wird mit einem Polynom fünften Grades beschrieben. Das Spektrum soll mit der folgenden Hypothese beschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}m_{\pi\gamma}} = [aB(m_{\pi\gamma}) + G(m_{\pi\gamma})]\, A(m_{\pi\gamma}) + c_0 + c_1 m_{\pi\gamma}, \tag{5.52}$$

wobei der Interferenzterm nicht berücksichtigt wird. Das entspricht einer Annahme einer Phase von $\delta = \pi/2$ und ist eine einfache Konsistenz-Überprüfung der oben gemachten Abschätzung. Die massenabhängige Breit-Wigner-Funktion $B(m_{\pi\gamma})$ ist durch [Jac64]

$$B(m_{\pi\gamma}) = \frac{m_{\pi\gamma} m_\rho \Gamma(m_{\pi\gamma})}{(m_\rho^2 - m_{\pi\gamma}^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma^2(m_{\pi\gamma})} \tag{5.53}$$

gegeben. Dabei ist $\Gamma(m_{\pi\gamma})$ die massenabhängige Breite des ρ^0-Mesons, die durch

$$\Gamma(m_{\pi\gamma}) = \Gamma_{tot} \left(\frac{p^*}{p_0^*}\right)^3 \frac{2}{1 + p^*/p_0^*} \tag{5.54}$$

parametrisiert wird. Die Impulse p^* und p_0^* sind die (Dreier)-Impulsbeträge des π^0-Mesons im $\pi^0\gamma$-Schwerpunktssystem, bzw. im Ruhesystem des ρ^0-Mesons:

$$p^* = \frac{1}{2}\left(m_{\pi\gamma} - \frac{m_\pi^2}{m_\rho}\right) \quad ; \quad p_0^* = \frac{1}{2}\left(m_\rho - \frac{m_\pi^2}{m_\rho}\right). \tag{5.55}$$

Zur Beschreibung des ω-Anteils ist eine Gauß-Funktion ausreichend, obwohl die natürliche Breite durch eine Breit-Wigner-Funktion gegeben ist. Der Grund dafür ist die Faltung der natürlichen Breite mit der Detektorauflösung. Bei den vollständig simulierten Monte Carlo-Ereignissen ist diese Faltung durch die Detektor-Simulation ausgeführt. Die sich ergebende Breite ist $\sigma = 56$ MeV und somit etwa sieben mal größer als die natürliche Breite.

Die Funktion ist durch

$$G(m_{\pi\gamma}) = \frac{h}{\sqrt{2\pi}\sigma} \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}[(m_\omega - m_{\pi\gamma})/\sigma]^2} \tag{5.56}$$

gegeben. Die Akzeptanz wird durch das Polynom

$$\begin{aligned} A(m_{\pi\gamma}) \quad = \quad & 15(-0.009892 + 0.27076 \cdot m_{\pi\gamma} - 1.6971 \cdot m_{\pi\gamma}^2 \\ & +3.7764 \cdot m_{\pi\gamma}^3 - 3.1215 \cdot m_{\pi\gamma}^4 + 0.85302 \cdot m_{\pi\gamma}^5) \end{aligned} \tag{5.57}$$

beschrieben.

Die freien Parameter der Anpassung waren die Höhe h der Gauß-Funktion, der Anteil a der Breit-Wigner-Funktion und die Parameter der Geraden. Für a wurde die Einschränkung gemacht, daß der Anteil des ρ^0-Mesons nicht größer als 12 % ist. Die Parameter der Geraden waren auf die Bereiche $c_0 \in (-10, 0)$ und $c_1 \in (0, 100)$ eingeschränkt.

In Abbildung 5.25 links sind Daten mit der Anpassung gezeigt. Im rechten Teil der Abbildung sind der gesamte Ausdruck (5.52) als durchgezogene Linie, die Breit-Wigner- und die Gauß-Funktion gezeigt. Die letzten beiden sind in der Form $aA(x)B(x) + c_0 + c_1 x$ bzw. $A(x)G(x) + c_0 + c_1 x$ dargestellt. Die Anpassung liefert für die Höhe h der Gauß-Funktion einen Wert von $h = 138.8 \pm$

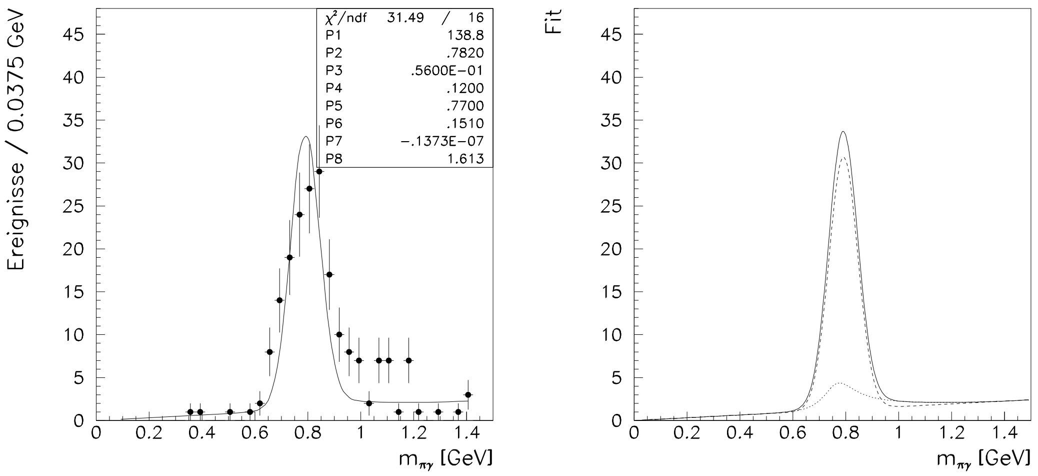


Abbildung 5.25: *Im linken Teil der Abbildung sind Daten mit der Anpassung (5.52) gezeigt.*

13.1. Diese Zahl ist auch die Zahl der ω-Mesonen, die durch diese Funktion beschrieben werden. Damit erhält man einen Wirkungsquerschnitt für die ω-Photoproduktion von

$$\sigma^{\gamma p \to \omega p}\Big|_{\substack{y\in(0.3,0.7)\\ Q^2<0.01\,\mathrm{GeV}^2}} = 0.93 \pm 0.09(\mathrm{stat.}) \pm 0.36(\mathrm{syst.})\ \mu\mathrm{b}. \tag{5.58}$$

Dieser Wert ist mit dem veträglich, den man erhält wenn, in Gleichung (5.50) für δ ein Werte von $\pi/2$ eingesetzt wird (0.93 μb).

5.10.2 Dissoziativer Untergrund

Neben den elastisch produzierten Mesonen, bei denen das Proton intakt bleibt, gibt es inelastische Ereignisse. Bei dieser Klasse von Ereignissen wird das Proton diffraktiv angeregt und und zerfällt kurze Zeit später. Mit Hilfe der Detektoren im Vorwärtsbereich (wie z. B. PLUG, Vorwärts-Myon-System) sollte es möglich sein, einen Teil der Zerfallsprodukte des Protons nachzuweisen und das Ereignis zu verwerfen. Damit kann der Beitrag inelastischer Ereignisse stark eingeschränkt werden. In dieser Arbeit konnten die notwendigen Schnitte auf die Vorwärtsdetektoren nicht gemacht werden, weil die benötigten Detektor-Informationen nicht zur Verfügung standen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für inelastische Ereignisse, kann auch durch eine Exponential-Funktion $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t| \propto \mathrm{e}^{-b_{inel}|t|}$ beschrieben werden, wobei der Steigungsparameter b_{inel} kleiner ist, als der für elastische Ereignisse ist. Somit werden ein Teil der inelastischen Ereignisse durch den Schnitt $|t| < 0.5$ GeV^2 verworfen.

Nimmt man einen Anteil für dissoziative Ereignisse von 18 ± 8 % an, die mit einem Steigungsparameter $b_{inel} = 2 \pm 2$ GeV^{-2} beschrieben werden, so ergibt eine Anpassung der Form

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}|t|} = A\left(\mathrm{e}^{-b|t|} + C\mathrm{e}^{-b_{inel}|t|}\right) \tag{5.59}$$

an die $|t|$-Verteilung einen Steigunsparameter von

$$b = 11.19 \pm 0.25(\mathrm{stat.}) \pm 3.22(\mathrm{syst.})\ \mathrm{GeV}^2. \tag{5.60}$$

Zu dem bisherigen systematischen Fehler kommen zwei weitere Beiträge hinzu: Der erste ergibt sich aus der maximalen Abweichung, wenn der Anteil der inelastischen Ereignisse zwischen 8 % und 18 % variiert wird. Den zweiten systematischen Fehler erhält man durch die Variation von b_{inel} zwischen Null und 4 GeV^2. In Abbildung 5.26 ist das Ergebnis der Anpassung gezeigt. In Tabelle 5.8 sind die Fehler aufgeführt.

Systematische Fehler	
Quelle	Fehler [%]
Inelastischer Anteil	12.78
Steigunsparameter	6.35
$\Delta b_{el} = 14.28$ %	

Tabelle 5.8: *In der Tabelle sind die systematischen Fehler für den Steigunsparameter b elastischer Ereignisse zusammengefaßt.*

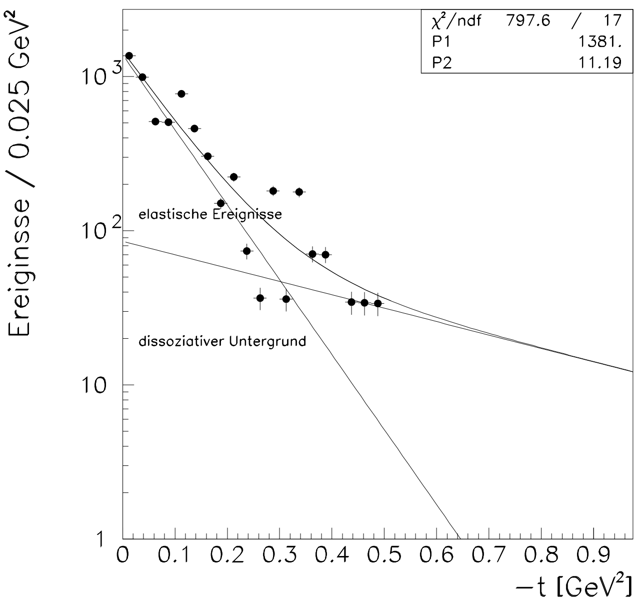


Abbildung 5.26: *In der Abbildung ist das Ergebnis einer Anpassung an $dN/d|t|$ mit der Annahme, daß 18 % der Ereignisse dissoziativer Natur sind, und mit einem Steigungsparameter $b_{inel} = 2$ GeV^2 beschrieben werden können.*

5.11 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die erste Messung eines Photoproduktionswirkungsquerschnitts bei HERA für den Prozeß $ep \to e\pi^0\gamma p$ bei einer mittleren Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma p}\rangle \approx$ 200 GeV vorgestellt. Der untersuchte Zerfallskanal war $\omega \to \pi^0\gamma \to \gamma\gamma\gamma$, so daß in der Analyse Drei-Photon-Endzustände betrachtet wurden.

Der untersuchte kinematische Bereich ist durch $y \in (0.3, 0.7)$ und $Q^2 < 0.01$ GeV^2 gegeben. Die Daten wurden mit dem Subtrigger $S50$ vorselektiert. Dieser Trigger verlangt, daß das Positron im Elektron-Detektor in 33 m Entfernung vom nominellen Wechselwirkungspunkt nachgewiesen wurde und daß eine lokale Energiedeposition von mehr als 2 GeV im rückwärtigen Kalorimeter Spacal gefunden wurde. Die zur Verfügung gestellte integrierte Luminosität betrug 3.4 pb^{-1}.

Bei der Photoproduktion von Vektormesonen greifen zwei phänomenologische Modelle ineinander, um den Prozeß zu beschreiben. Das Vektormeson-Dominanz-Modell beschreibt das Verhalten des Photons in Photon-Hadron-Wechselwirkungen. In diesem Modell wird das Photon als Überlagerung eines reinen QED Anteils und eines hadronischen Anteils betrachtet. Dieser hadronische Anteil wechselwirkt mit dem Proton. Und die Regge-Theorie mit ihrem Anwendungsgebiet der Hadron-Hadron-Streuung und dem Pomeron-Austausch beschreibt diese Wechselwirkung.

Diese Messung sollte die Vorhersagen der Modelle des weichen Pomeron-Austauschs und dem Vektormeson-Dominanz-Modell überprüfen. Dazu wurden der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma p\to\pi^0\gamma p}$ und der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}|t|$ gemessen. Um Aussagen über s-Kanal-Helizitätserhaltung zu machen, wurden die Zerfallswinkelverteilungen $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta^*$ und $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^*$ mit den Vorhersagen verglichen.

Der untersuchte Endzustand bestand aus dem gestreuten Positron im Elektron-Detektor und den drei Zerfallsphotonen, die im Spacal nachgewiesen wurden. Das gestreute Proton wurde nicht nachgewiesen.

Die Kinematik des Prozesses wird im wesentlichen durch das gestreute Positron und somit durch das emittierte Photon bestimmt. Durch den Nachweis im Elektron-Tagger wird die Kinematik auf $y \in (0.3, 0.7)$ und $Q^2 < 0.01$ GeV eingeschränkt. Die Mesonen und ihre Zerfallsteilchen werden in Rückwärtsrichtung produziert.

Für den Wirkungsquerschnitt für die exklusive Photoproduktion neutraler Pionen und eines Photons wurde der Wert

$$\sigma^{\gamma p\to\pi^0\gamma p} = 84.71 \pm 6.94(\mathrm{stat.}) \pm 15.38(\mathrm{syst.})\ \mathrm{nb}.$$

gefunden. Mit der Annahme, daß dieser Endzustand nur aus ω-Photoproduktion stammt, erhält man

$$\sigma^{\gamma p\to\omega p} = 1.00 \pm 0.08(\mathrm{stat.}) \pm 0.18(\mathrm{syst.})\ \mu\mathrm{b}$$

als Wirkungsquerschnitt für exklusive ω-Photoproduktion.

Der Beitrag des ρ^0-Mesons wurde mit zwei Methoden berücksichtigt: (i) Es wurde die angenommen, daß die Amplitude des Prozesses durch die Summe der Amplituden des ρ^0- und ω-Mesons gegeben ist. Für das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte wurden 8 % angenommen. Im Falle konstruktiver Interferenz ergibt dies einen Wirkungsquerschnitt von:

$$\sigma^{\gamma p\to\omega p} = 0.61 \pm 0.05(\mathrm{stat.}) \pm 0.18(\mathrm{syst.})\ \mu\mathrm{b}.$$

Aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell ergibt sich hingegen eine Erwartung von 1.56 μb, die deutlich über dem gemessen Wert liegt. Die große Abweichung ist auf die nichtberücksichtigten Effekte des zusätzlichen Schnitts auf der zweiten Trigger-Stufe zurückzuführen.

Für den Steigunsparameter des differentiellen Wirkungsquerschnitts sagt die Regge-Theorie einen Wert von 10.9 GeV^{-2} voraus. Der gemessene Wert ohne Berücksichtigung eines inelastischen Anteils beträgt

$$b = 10.26 \pm 1.39(\mathrm{stat.}) \pm 2.67(\mathrm{syst.})\ \mathrm{GeV}^{-2}.$$

Werden inelastische Ereignisse mit einem Beitrag von $(18 \pm 8)\%$ berücksichtigt, so ergibt sich ein Wert von

$$b = 11.19 \pm 0.25(\text{stat.}) \pm 3.22(\text{syst.})\ \text{GeV}^2,$$

der innerhalb der Fehler mit der Erwartung verträglich ist.

Wegen der ungünstigen Akzeptanz für die Winkelverteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta^*$ konnte über sie und das Dichte-Matrixelement $(r^{04})_{00}$ keine Aussage gemacht werden.

Für die Verteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\varphi^*$ konnte s-Kanal-Helizitätserhaltung bestätigt werden. Für das Matrixelement $(r^{04})_{1-1}$, das eine Aussage über die Verletzung der SCHC macht, wurde

$$(r^{04})_{1-1} = -0.09 \pm 0.15(\text{stat.}) \pm 0.03(\text{syst.})$$

gemessen, was innerhalb des Fehlers mit Null verträglich ist.

Für eine weitergehende Analyse des vorgestellten Prozesses müssen die Vorwärtsdetektoren einbezogen werden, um eine bessere Abschätzung des inelastischen Teils der produzierten Mesonen zu erhalten. Mit der erhöhten Statistik des Jahres 1997 sollte weiterhin eine genauere Bestimmung des Massenspektrums zur Messung des Photoproduktionswirkungsquerschnitts möglich sein. Als weiteres müssen die Information der zweiten Trigger-Stufe mitberücksichtigt werden. Diese konnten aus technischen Gründen in dieser Analyse nicht überprüft werden.

Mit dem Einbau des neuen Kalorimeters für sehr kleine Impulsüberträge VLQ (***Very Low Q***^{2}) dieses Jahr, ist eine Vergrößerung der geometrischen Akzeptanz bei kleinen Abständen möglich. Das Kalorimeter deckt eine Polarwinkelbereich von 178°–179° ab und hat eine Azimutüberdeckung von ca. 50%. Mit seinem sehr niedrigen Rauschpegel und der guten Ortsauflösung ist es geeignet, die Photonen aus dem ω-Zerfall nachweisen und trennen zu können.

Wegen des starken Abfalls der Abstandsverteilung mit d_γ lassen sich bei größeren Winkeln (kleineren Abständen) die Ereigniszahlen etwa verdoppeln.

Anhang A

Zwei-Photon-Prozesse in e^+e^-- und ep-Streuung

Das Matrixelement

Das Quadrat des Matrixelements hängt mit der Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines Anfangszustands $|i\rangle$ in den Endzustand $|f\rangle$ zusammen. Die Anfangs- und Endzustände werden über die Ströme j_i miteinander verknüpft. Diese haben die Form:

$$j_i^\mu = \overline{\psi}_i(p_i', s_i')\mathrm{i}e\Gamma^\mu\psi_i(p_i, s_i), \tag{A.1}$$

wobei für den Anfangszustand $|i\rangle$ der Dirac-Spinor ψ_i und für den Endzustand $|f\rangle$ der adjungierte Spinor $\overline{\psi}_i$ eingesetzt wurde. Für punktförmige Spin 1/2 Teilchen reduzieren sich die Γ^μ auf die gewöhnliche Dirac–Matrizen γ^μ. Aber im Fall ausgedehnter Teilchen haben sie eine kompliziertere Struktur.

$$\Gamma^\mu = \begin{cases} \gamma^\mu & \text{für Positronen} \\ F_1(Q^2)\gamma^\mu + \dfrac{\kappa}{2m_2}F_2(Q^2)\mathrm{i}\sigma^{\mu\nu}q_\nu & \text{für Protonen} \end{cases} \tag{A.2}$$

Hierbei ist κ das das magnetische Moment in Einheiten des Kernmagentons

$$\mu_p = \kappa\mu_K \qquad (\kappa = 2.79 \text{ für Protonen})$$

und der Tensor $\sigma^{\mu\nu}$ ist

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{\mathrm{i}}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]\,.$$

Die Formfaktoren F_1 und F_2 beschreiben die Abweichung von der Punktförmigkeit. Für das Proton ist der Zusammenhang zwischen den gebräuchlichen elektrischen und magnetischen Dipolformfaktoren G_E, G_M und F_1, F_2 durch

$$G_E = F_1 + \kappa\frac{q^2}{4m^2}F_2 \quad ; \quad G_M = F_1 + \kappa F_2 \tag{A.3}$$

gegeben.

Neben der Emission der Photonen muß auch die Bildung des Endzustandes berücksichtigt werden. Dieser Teilprozeß, in dem die virtuellen Photonen γ_i^* das Meson bilden, wird durch eine Größe $M_{i\mu}$ beschrieben.

Das Matrixelement läßt sich in der Form

$$-\mathrm{i}\mathcal{M} = \left(j_1^\mu\frac{-\mathrm{i}g_{\mu\nu}}{q_1^2}M_1^\nu\right)\cdot\left(j_2^{\mu'}\frac{-\mathrm{i}g_{\mu'\nu'}}{q_2^2}M_2^{\nu'}\right) \tag{A.4}$$

schreiben. Falls die Strahlteilchen nicht polarisiert sind, muß über Polarisationen des Anfangs- sowie des Endzustandes gemittelt werden:

$$|\mathcal{M}|^2 \to \overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{1}{(2s_1+1)(2s_2+1)} \sum_{\text{über alle Spins}} |\mathcal{M}|^2. \tag{A.5}$$

Dabei sins s_1 und s_2 die Spins der Strahlteilchen im Anfangszustand. Die Spinmittelung führt für das quadrierte Matrixelement den Ausdruck

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{e^4}{|q_1^2 q_2^2|^2} L_1^{\mu\nu} L_2^{\mu'\nu'} T_{\mu\mu'} T^*_{\nu\nu'}. \tag{A.6}$$

Es besteht im Wesentlichen also aus den drei Teilen:

- dem Tensor $L_1^{\mu\nu}$ für den Strom am oberen Vertex,
- dem Tensor $L_2^{\mu'\nu'}$ für den Strom am unteren Vertex und
- dem Tensor $T_{\mu\nu} T^*_{\mu'\nu'}$ für die Fusion der zwei Photonen in das Meson.

Die Strom–Tensoren lassen sich mit Hilfe der Spurtheoreme für γ–Matrizen [Hal84] auf die folgende Form reduzieren:

$$\begin{aligned} L_i^{\mu\nu} &= q_i^2 \left(g^{\mu\nu} - \frac{q_i^\mu q_i^\nu}{q_i^2} \right) C_i(q_i^2) \\ &\quad +4 \left(p_i^\mu - q_i^\mu \frac{p_i q_i}{q_i^2} \right) \left(p_i^\nu - q_i^\nu \frac{p_i q_i}{q_i^2} \right) D_i(q_i^2)\ . \end{aligned} \tag{A.7}$$

Die Größen $C_i(q_i^2)$ und $D_i(q_i^2)$ sind Funktionen von q_i^2 und haben ihren Ursprung in den Γ_i–Matrizen, d.h. für Leptonen reduzieren sie sich auf Eins, und für Nicht–Dirac–Teilchen werden sie mit Hilfe von Formfaktoren beschrieben.

Die Spin-Dichte Matrizen

Es werden aus $L_i^{\mu\nu}$ und $T_i^{\mu\nu}$ neue Tensoren konstruiert, die in der Helizitätsbasis ausgewertet, eine unmittelbare physikalische Interpretation besitzen.

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_i^{\mu\nu} &:= \frac{1}{-q_i^2} L_i^{\mu\nu} \\ &= -\left(g^{\mu\nu} - \frac{q_i^\mu q_i^\nu}{q_i^2} \right) C_i(q_i^2) - \frac{(2p_i - q_i)^\mu (2p_i - q_i)^\nu}{q_i^2} D_i(q_i^2) \end{aligned} \tag{A.8}$$

$$\widehat{W}_{\mu'\nu'\mu\nu} := \frac{1}{2}(2\pi)^4 \int T^*_{\mu'\nu'} T_{\mu\nu} \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - p_R) \frac{\mathrm{d}^3 p_R}{(2\pi)^3 2E_R}\ . \tag{A.9}$$

Diese Tensoren sind die (unnormierten) Photon–Dichtematrizen $\hat{\rho}_i{}^{\lambda_1\lambda_2}$ und die Amplitude des absorbierenden Teils der $\gamma\gamma$–Streuamplitude in Vorwärtsrichtung $\widehat{W}_{\mu'\nu'\mu\nu}$. Geht man nun in die Helizitätsbasis über, dann erhält man die Ausdrücke:

$$\hat{\rho}_i^{\mu\nu} \to \rho_i^{\lambda_1\lambda_2} = (-1)^{\lambda_1+\lambda_2} \varepsilon_\mu(\lambda_1) \hat{\rho}_i^{\mu\nu} \varepsilon^*_\nu(\lambda_2) \tag{A.10}$$

$$\widehat{W}_{\mu'\nu'\mu\nu} \to W_{\lambda_1'\lambda_2'\,\lambda_1\lambda_2} = (-1)^{\lambda_1'+\lambda_2'+\lambda_1+\lambda_2} \varepsilon_{\mu'}(\lambda_1') \varepsilon_{\nu'}(\lambda_2') \widehat{W}_{\mu'\nu'\mu\nu} \varepsilon^*_\mu(\lambda_1) \varepsilon^*_\nu(\lambda_2) \tag{A.11}$$

Die $\varepsilon(\lambda)$ sind Polarisationsvektoren und die Indizes $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_1', \lambda_2'$ geben die Polarisation (Helizitäten) der Photonen an. Für $\lambda = \pm 1$ sind die Photonen transversal und für $\lambda = 0$ longitudinal polarisiert.

Der explizite Ausdruck für die Polarisations–Dichtematrizen $\rho_i^{\lambda'\lambda}$ ist [Bud74]:

$$\rho_i^{\lambda'\lambda} = \begin{pmatrix} \rho_i^{++} & -\mathrm{i}|\rho_i^{+0}|e^{\mathrm{i}\tilde{\varphi}_i} & -|\rho_i^{+-}|e^{2\mathrm{i}\tilde{\varphi}_i} \\ \mathrm{i}|\rho_i^{+0}|e^{-\mathrm{i}\tilde{\varphi}_i} & \rho_i^{00} & -\mathrm{i}|\rho_i^{+0}|e^{\mathrm{i}\tilde{\varphi}_i} \\ -|\rho_i^{+-}|e^{-2\mathrm{i}\tilde{\varphi}_i} & \mathrm{i}|\rho_i^{+0}|e^{-\mathrm{i}\tilde{\varphi}_i} & \rho_i^{++} \end{pmatrix}, \tag{A.12}$$

mit den Komponenten

$$\begin{aligned} \rho_i^{++} &= C_i(q_i^2) + 2D_i(q_i^2)\frac{\tilde{p}_{i\perp}^2}{q_i^2} \\ \rho_i^{00} &= C_i(q_i^2) - 4\frac{D_i(q_i^2)}{q_i^2}(p_i\tilde{Q}_i)^2 \\ |\rho_i^{++}| &= \rho_i^{++} - C_i(q_i^2) \\ |\rho_i^{+0}| &= \sqrt{|\rho_i^{+-}| + C_i(q_i^2)}\,. \end{aligned} \tag{A.13}$$

Die Größen, die mit Tilden (˜) versehen sind, sind im Schwerpunktsystem der beiden Photonen ausgewertet, also $\tilde{\varphi}_i$ ist der Azimutwinkel zwischen einlaufendem und gestreutem Teilchen i im Schwerpunktsystem der beiden Photonen und der Vierervektor $\tilde{p}_{i\perp}$ ist die Transversalkomponente des Impulses des Teilchens i.

Der Vierervektor $\tilde{Q}_i$ ist durch

$$\tilde{Q}_i := \sqrt{\frac{|q_i^2|}{X}}\left[q_j - q_i\frac{q_1q_2}{q_i^2}\right] \tag{A.14}$$

definiert und ist ein Einheitsvektor, der orthogonal zu den q_i ist. Für die Indizes i und j gilt $(i,j) = (1,2)$ oder $(i,j) = (2,1)$. X ist der Møller Fluß-Faktor (Gleichung (2.55)).

Für die Vorwärts–Streuamplituden $W_{\lambda_1'\lambda_2'\,\lambda_1\lambda_2}$ lassen sich Beziehungen finden, die $W_{\lambda_1'\lambda_2'\,\lambda_1\lambda_2}$ direkt mit Zweiphoton Wirkungsquerschnitten σ_{ab} sowie Interferenztermen τ_{ab} in Verbindung bringen. Die Indizes a,b stehen für $a,b=T$ transversal polarisierte Photonen und $a,b=S$ skalare Photonen.

$$\begin{aligned} W_{TT} &= 2\sqrt{X}\sigma_{TT} = \frac{1}{2}(W_{++\,++} + W_{+-\,+-}) \\ W_{TS} &= 2\sqrt{X}\sigma_{TS} = W_{+0\,+0} \\ W_{ST} &= 2\sqrt{X}\sigma_{ST} = W_{0+\,0+} \\ W_{SS} &= 2\sqrt{X}\sigma_{SS} = W_{00\,00} \\ W_{TS}^{\tau} &= 2\sqrt{X}\tau_{TT} = W_{++\,--} \\ W_{TS}^{\tau} &= 2\sqrt{X}\tau_{TS} = \frac{1}{2}(W_{++\,00} - W_{+-\,+-}) \\ W_{TT}^{a} &= 2\sqrt{X}\tau_{TT}^{a} = \frac{1}{2}(W_{++\,++} - W_{+-\,+-})\,. \end{aligned} \tag{A.15}$$

Die Dichtematrizen und Spektren in der EPA

In der *Equivalent Photon Approximation* nehmen die Dichtematrizen ρ_i^{++} die Form

$$\rho_i^{++} \approx \frac{2}{z_i^2}(1-z_i)\left(1 - \frac{q_{i,max}^2}{q_i^2}\right)D_i(q_i^2) + C_i(q_i^2) \tag{A.16}$$

an. Die äquivalenten Photon-Spektren sind durch

$$N_i(z_i) := \frac{\alpha}{\pi}\frac{z_i^2}{2}\int_{q_{i,min}^2}^{q_{i,max}^2} \rho_i^{++}\frac{\mathrm{d}q_i^2}{q_i^2} \tag{A.17}$$

definiert. Wird die Näherung (A.16) eingesetzt, so erhält man den Ausdruck:

$$N_i(z_i) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{q^2_{i,min}}^{q^2_{i,max}} \left[(1-z_i) \left(1 - \frac{q^2_{i,min}}{q^2_i} \right) D(q^2_i) + \frac{1}{2} z_i^2 C(q_i^2) \right] . \frac{dq_i^2}{q_i^2} \tag{A.18}$$

Für Leptonen sind die Koeffizienten

$$C_i(q_i^2) = D_i(q_i^2) \equiv 1$$

und für Protonen

$$C_i(q_i^2) = G_M^2 \qquad ; \qquad D_i(q_i^2) = \frac{4m_p^2 G_E^2 - q_i^2 G_M^2}{4m_p^2 - q_i^2}.$$

Dabei sind G_E und G_M der elektrische bzw. magnetische Dipol-Formfaktor:

$$G_E(q^2) = \frac{G_M(q^2)}{\mu_p^2} = \left(\frac{1}{1 - q^2/q_0^2} \right)^2 \qquad ; \qquad q_0^2 = 0.71 \text{ GeV}^2 \tag{A.19}$$

Für Leptonen läßt sich die Integration analytisch ausführen und ergibt:

$$N_\ell(z) = \frac{\alpha}{\pi} \left[\left(1 - z + \frac{1}{2} z^2 \right) \ln \frac{q^2_{i,min}}{q^2_{i,max}} - (1-z) \left(1 - \frac{q^2_{i,max}}{q^2_{i,min}} \right) \right] \tag{A.20}$$

Eine Näherung, die von [Bud74] angegeben wird, ist durch

$$N_p(z) = \frac{\alpha}{\pi} (1-z) \left[\phi \left(\frac{q^2_{i,min}}{q_0^2} \right) - \phi \left(\frac{q^2_{i,max}}{q_0^2} \right) \right] \tag{A.21}$$

gegeben, dabei ist

$$\begin{aligned}
\phi(x) \quad = \quad & (1+ay) \left[-\ln \left(1 + \frac{1}{x} \right) + \sum_{n=1}^{3} \frac{1}{n(1+x)^n} \right] - \frac{(1-b)y}{4x(1+x)^3} \\
& + c \left(1 - \frac{1}{4} y \right) \left[\ln \frac{1+x-b}{1+x} + \sum_{n=1}^{3} \frac{1}{n} \left(\frac{b}{1+x} \right)^n \right] \\
& y := \frac{z^2}{1-z} \\
& a := \frac{1}{4}(1+\mu_p^2) + \frac{4m_p^2}{q_0^2} \\
& b := 1 - \frac{4m_p^2}{q_0^2} \\
& c := \frac{\mu_p^2 - 1}{b^4}
\end{aligned}$$

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Abt96] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The H1 Detector*, DESY preprint H1-96-01 Mar 1996

[Aih90] TPC/2γ Collaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev.Lett. 64(1990), 172

[Ahm93] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B299(1993), 374

[Ahm95a] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., *A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$* Nucl. Phys. B439(1995), 471

[Ahm95b] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B348(1995), 681

[Aid96] H1 Collaboration, S. Aid et al., *A measurement and QCD analysis of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$* Nucl. Phys. B470(1995), 471

[And93] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., , Nucl. Instr. Meth. A336(1993), 460

[App95] H1 Spacal Group. Appuhn et al., *Hadronic Response and eπ Seperation with the H1 Lead/Fibre Calorimeter*, DESY preprint 95-250, Dec 1995

[App96] H1 Spacal Group. Appuhn et al., *The H1 Lead/Scintillating Fibew Calorimeter*, DESY preprint 96-171, Aug 1996

[Bar96] Particle Data Group, R.M. Barnet et.al., *Review of Particle Properties* Phys. Rev. D54(1996)

[Bau78] T.H. Bauer et al., *The hadronic properties of the photon in high-energy reactions*, Rev. Mod. Phys. 50(1978), 261

[Beh91] CELLO-Kollaboration, D. Bernard, Z. Phys. C49(1991), 401

[Ben91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, *Reconstruction of (x, Q^2) and extraction og structure functions in neutral current scattering at HERA*, Proceedings of the workshop: Physics at HERA(1991) Vol.1, 23

[Bjo92] J.D. Bjorken, S.D. Drell , *Relativistische Quantenmechanik*

[Boo95] E.E. Boos, M.N. Dubinin, A.E. Pukhov, V.I. Savrin, *CompHEP, Specialized package for automatic calculations of elementary particle decays and collisions* hep-ph/9503280; `http://theory.npi.msu.su/ pukhov/comphep.html`

[Bou95a] E.R. Boudinov und M.V. Shevlygan, *RESPRO:An event generator for resonance production in $\gamma\gamma$ collision*, nicht veröffentlicht

[Bou95b] V. Boudry et al., *The Inclusive Electron Trigger fotr the SPACAL: Design and CERN-test results*, H1-note H1-03/95-403

[Bru96] C. Brune *Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$* Dissertation, Universität Heidelberg, 1996

[Bud74] A. Budnev et al. Phys. Rep. 15C(1974), 182

[Col77] P.D.P. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*,

[Cri97] J.A. Crittenden, *Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA*, DESY preprint 97-068, April 1997

[Cud90] J. Cudell *A QCD inspired model for the exclusive vector meson production in deep inelastic scattering* Nucl. Phys. B336(1990), 1

[Der92] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Phys. Lett. B293(1992), 465

[Der96a] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Z. Phys, C72(1996), 399

[Der96a] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., hep-ex/968010v2

[Dol89] S.I. Dolinsky et al., Z. Phys, C42(1989), 511

[Don83] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B231(1984), 189

[Don89] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B311(1989), 509

[Don91] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B348(1991), 297

[Don92] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Phys. Lett. B296(1992) 227,

[Dos92] H.G. Dosch, E. Fereira, M. Rüter, Phys. Rev. D50(1994), 1992

[Due94] O Dünger, *Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am $e-p$-Speicherring HERA*

[Gro97] J. Grosse-Knetter, *Measurement of Elastic ω Photoproduction at HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, Internal Report F35D-97-02

[Hal84] F. Halzen, A.D Martin , *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*,

[Hil95] W. Hildesheim, M. Seidel , *An Investigation into the Radiation Damage of the Silicon Detector of the H1 PLUG Calorimeter within the HERA environment*, DESY preprint 95-139 Jul 1995

[JB79] F. Jacquet, A. Blondel. *Detectors for charged current events*, Proceedings of the Study of an *ep* Facility for europe, DESY 79-48(1979), 103—105

[Jac64] J.D. Jackson Nuovo Cimento, Vol. 34,6 (1964)

[Kil97] W. Kilian , *persönliche Mitteilung*

[Lis93] B. List *Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Berlin, 1993
`http://dice2.desy.de/ blist/`

[Mey91] J. Meyer, *Guide to Simulation Program H1SIM*, H1 Software Manual, 1991

[Mue97] C. Müller, *Kalibration des Spacals mit Hilfe von π^0-Mesonen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1997

[Nus75] S. Nusinov, Phys. Rev. Lett. 34*1075), 1286

[Rue96] M. Rüter, H.G. Dosch, Phys. Lett. B380(1996), 177

[Sav95] V. Svinov für die CLEO-Kollaboration, *A Measurement of the Form-Factors of Light Pseudoscalar Mesons at a Large Momentum transfer* 10th Workshop of Photon-Photon-Collisions (PHOTON '95)

[Sch70] K. Schilling, P. Seyboth, G. Wolf *On the Analysis of Vector-Meson Production by Polarized Photons* Nucl. Phys. B15(1970), 397

[Sch91] A. SCHÄFER, L. MANKIEWICZ, O. NACHTMANN *Diffractive η_c, η, η', J/ψ and ψ' Production in Electron-Proton Collisions at HERA Energies*, Proceedings of the workshop: Physics at HERA(1991) Vol.1, 243

[Sch73] K. SCHILLING, G. WOLF *How to Analyse Vector-Meson Production in Inelastic Lepton Scattering* Nucl. Phys. B61(1973), 381

[Sch93] G.A. SCHULER, T. SJÖSTRAND, *Towards a complete description of high-energy photoproduction*, Nucl. Phys. B407(1993), 593

[Swa96] M. SWART, *Untersuchung zur Photoproduktion von π^0- und η-Mesonen mit dem neuen Rückwärtskalorimeter von H1*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996

[Tap96] S. TAPPROGGE, *Diffraktive Phänomäne in der Elektron Proton Streuung bei HERA*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1996

[Uit86] B. UITERT , *Formation of η' mesons in photon-photon collisions*, PHD-thesis Stanford Linear Accelerator Center, 1986

[Wei34] C.F. WEIZSÄCKER, Z. Phys. 88(1934), 612

[Wil34] E.J. WIILIAMS, Phys. Rev. 45(1934), 729

[Yen75] D.R. YENNIE Rev. Mod. Phys. 47(1975), 981

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir während der Zeit zur Erstellung dieser Arbeit (auch moralische) Unterstützung gewährten.

Insbesondere möchte ich mich bei den folgenden Personen bedanken:

- Herrn Prof. Dr. Meier für die Ermöglichung dieser Arbeit, sein Interesse und seine Unterstützung,
- Herrn Prof. Dr. Nachtmann für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- Herrn Dr. Jürgen Stiewe für viele interessante und lehrreiche Gespräche und Diskussionen
- Herrn Dr. Stefan Tapprogge für ein Jahr Zusammenarbeit, die vielen hilfreichen Diskussionen und seine wertvollen Ratschläge
- Claus Beier und Martin Swart für eine freundliche und produktive Zusammenarbeit und das (wohl mühevolle) Korrekturlesen,
- Christian Müller für viele entspannende und interessante Zigarettenpausen,
- bei der H1- und Aleph-Gruppe für das freundlich und tolerante Arbeitsklima,
- Peter Ernst, Steffen Sammet, Wolfgang Römer, Boris Glass, Wolfgang Gradl und Claudia Faderl, mit denen ich das Studium begann und beende.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten und jede Unterstützung gewährten.