RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Christoph von Cube

Untersuchungen zur exklusiven Photoproduktion der Mesonen $b_1(1235)$ und $a_2(1320)$ in Multi-Photon-Endzuständen bei HERA

Diplomarbeit

HD-KIP-01-16

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

Untersuchungen zur exklusiven Photoproduktion der Mesonen $b_1(1235)$ und $a_2(1320)$ in Multi-Photon-Endzuständen bei HERA

Die Diplomarbeit wurde von Christoph von Cube ausgeführt am

Kirchhoff Institut für Physik

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. K. Meier

Zusammenfassung

Die exklusive Photoproduktion der Mesonen $b_1(1235)$ und $a_2(1320)$ wurde bei einer mittleren γp-Schwerpunktsenergie von $\langle W \rangle = 200$ GeV bei HERA untersucht. Die Mesonen wurden über ihren Zerfall in Photonen nachgewiesen.
Der b_1-Produktionsmechanismus wird bei diesen Energien vom Pomeron-Austausch dominiert. Das b_1 zerfällt dominant in $\omega\pi^0$. Neben der resonanten b_1-Produktion kann die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion ebenfalls zum beobachteten $\omega\pi^0$-Signal beitragen. Eine Spin-Paritäts-Analyse zur Bestimmung der beiden Anteile konnte aus Akzeptanzgründen nicht durchgeführt werden. Deshalb wurde nur der gesamte $\omega\pi^0$-Wirkungsquerschnitt zu $\sigma(\gamma p \to \omega\pi^0 X) = (1070 \pm 200 \pm 200)$ nb bestimmt.
Die exklusive a_2-Produktion kann über Odderon- oder Photon-Austausch geschehen. Ein exklusives a_2-Signal wurde nicht beobachtet. Stattdessen wurde eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt von $\sigma(\gamma p \to a_2 X) < 62$ nb bei einer Vertrauensgrenze von 95% ermittelt. Die Grenze liegt unterhalb der Vorhersage eines nicht-perturbativen Modells für diesen Prozess durch Odderon-Austausch. Der für Photon-Austausch erwartete Wirkungsquerschnitt liegt etwa eine Größenordnung unter der gegebenen Grenze.

Abstract

The exclusive $b_1(1235)$ and $a_2(1320)$ photoproduction at an average γp-center-of-mass energy $\langle W \rangle = 200$ GeV was investigated at HERA. The mesons produced were reconstructed via their decays into multi-photon final states.
At this energy the b_1 production mechanism is dominated by Pomeron-exchange. The b_1 meson dominantly decays into $\omega\pi^0$. Beside the resonant b_1 production, also the non-resonant $\omega\pi^0$ production contributes to the observed $\omega\pi^0$ signal. A spin-parity analysis of the observed signal could not be performed due to the geometrical acceptance of the detector. Therefore only the overall cross section for $\omega\pi^0$ production $\sigma(\gamma p \to \omega\pi^0 X) = (1070 \pm 200 \pm 200)$ nb was determined.
Odderon- and photon-exchange can possibly contribute to exclusive a_2-production. An exclusive a_2-signal was not observed. Instead an upper limit for the cross section was determined as $\sigma(\gamma p \to a_2 X) < 62$ nb on a 95% confidence level. This limit is below the prediction from a non-perturbativ model for Odderon-exchange. The expected cross section for photon-exchange is approximately one order of magnitude below the limit.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das heutige Bild der Physik kennt vier fundamentale Kräfte bzw. Wechselwirkungen. Diese sind die Gravitation, die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung. Mit Hilfe der Eichtheorien ist in den letzten Jahrzehnten das theoretische Verständnis der drei zuletzt genannten Kräfte stark gewachsen. Durch den experimentellen Nachweis der Austauschteilchen der verschiedenen Wechselwirkungen sind diese Theorien untermauert worden.

Die Gravitation bildet hier eine Ausnahme, da es bis dato nicht gelungen ist, sie als Eichtheorie zu formulieren und auch ihr Austauschteilchen noch nicht nachgewiesen werden konnte. Im Gegensatz dazu hat man die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung schon sehr gut verstanden, und es ist sogar gelungen, beide Wechselwirkungen gemeinsam mit einer „elektro-schwachen“ Theorie zu beschreiben. Für einige Messungen stimmen die Vorhersagen dieser Theorie und die Daten mit hoher Präzision überein (so z.B. für das anomale magnetische Moment des Myons). Insofern beschreibt diese Theorie die gemessenen Daten sehr erfolgreich, auch wenn für diese vereinheitlichte Theorie noch der Nachweis des Higgs-Bosons als wichtiger experimenteller Beleg fehlt. Bei der starken Wechselwirkung ist die Lage komplizierter. Einerseits gibt es eine Eichtheorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), schon seit längerem, und auch das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, das Gluon, wurde schon nachgewiesen. Aber andererseits ist es für viele Prozesse der starken Wechselwirkung noch nicht möglich, präzise quantitative Vorhersagen zu machen. Dies liegt zum Teil daran, dass die in der elektro-schwachen Theorie so erfolgreiche Störungsrechnung für die QCD in großen kinematischen Bereichen nicht angewendet werden kann. Die Störungsrechnung bedarf einer kleinen Kopplungskonstante, da sonst der Reihenansatz einer Störungsrechnung nicht konvergiert. Die Kopplungskonstante der QCD (wie auch der elektro-schwachen Theorie) ist keine wirkliche Konstante sondern hängt von der Energieskala und somit von der Kinematik des betrachteten Prozesses ab. Die Kopplungskonstante der QCD wird bei niedrigen Energien so groß, dass eine störungtheoretische Rechnung sehr schwierig bis unmöglich wird. Für diese kinematischen Bereiche, in denen die Störungsrechnung nicht erfolgreich anwendbar ist, gibt es sogenannte nicht-perturbative Modelle, die ohne Störungsrechnung auskommen. Die QCD macht davon unabhängig qualitative Vorhersagen für mögliche Prozesse.

Bei HERA in Hamburg am DESY werden Elektronen an Protonen gestreut, wobei die Elektronen für diese Arbeit als Quelle quasi-reeller Photonen dienen. Die Photonen können näherungsweise als reell betrachtet werden, da die Massenbedingung nur geringfügig verletzt ist. Da das Photon eine stark wechselwirkende Komponente besitzt, können Proton und Photon miteinander stark wechselwirken. In dieser Arbeit werden zwei Prozesse zur starken Wechselwirkung zwischen Photon und Proton untersucht, und zwar die exklusive Photoproduktion der Mesonen $b_1(1235)$ und $a_2(1320)$.

Bei der b_1-Produktion wird zwischen Photon und Proton ein Pomeron ausgetauscht. Bei der Wechselwirkung wird zwischen Proton und Photon nur wenig Impuls ausgetauscht und das erzeugte Meson und das eventuell angeregte Proton werden unter kleinen Winkeln gestreut. Experimentell werden Prozesse mit Pomeron-Austausch schon seit langem beobachtet und untersucht, hier sind bei Photoproduktion besonders die Vektormesonen (ρ^0, ω, ϕ und J/Ψ) zu nennen. Die exklusive b_1-Photoproduktion wurde bisher nur bei sehr viel niedrigeren Schwerpunktsenergien untersucht. Da das b_1 ein Axial-Vektormeson ist und sich durch seine Wellenfunktion von den Vektormesonen unterscheidet, kann eine Analyse der b_1-Produktion Weiteres über die Natur des Pomerons in Erfahrung bringen. Neben den Prozessen mit Pomeron-Austausch sagt die QCD auch Prozesse mit Odderon-Austausch vorher. Nach Prozessen mit Odderon-Austausch wurde im Vergleich von Hadron-Hadron- mit Hadron-Antihadron-Streuung gesucht, aber keine Evidenz für das Odderon gefunden. Eine weitere Möglichkeit zur Suche nach dem Odderon stellt die Odderon-Photon-Wechselwirkung bei HERA dar. Bisher wurde die exklusive π^0-Photoproduktion untersucht, aber auch hier konnte kein Odderon-Beitrag nachgewiesen werden. Die exklusive a_2-Photoproduktion ist eine weiterer Kanal, nach Odderon-Beiträgen zu suchen. Insofern soll diese Arbeit einen Beitrag leisten, die starke Wechselwirkung besser zu verstehen.

Kapitel 1

HERA und der Detektor H1

1.1 HERA

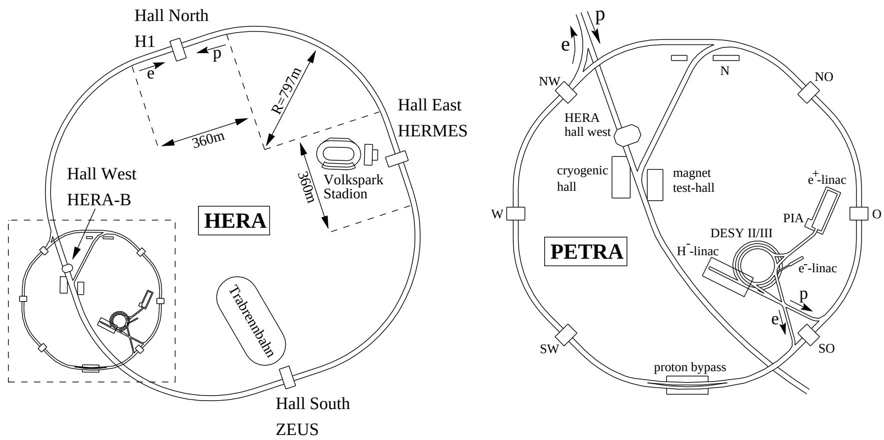


Abbildung 1.1: *Im linken Teil der Abbildung ist der Speicherring HERA zu sehen während der rechte eine Vergrößerung, des im linken Teil eingezeichneten Bildausschnitts mit den verschiedenen Vorbeschleunigern zeigt.*

Beim Speicherring HERA[1] am DESY[2] in Hamburg werden Protonen und Elektronen[3] bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV zur Kollision gebracht. Dazu werden die vorbeschleunigten Elektronen und Protonen in separate Speicherringe eingespeist und daraufhin auf ihre maximale Energie beschleunigt. Die Energie der Protonen beträgt dann 820 GeV[4] und die der Elektronen 27.5 GeV. Die Protonen bzw. Elektronen liegen dabei nicht als kontinuierliche Strahlen vor, sondern sind in etwa 180 Pakete (*bunches*) mit jeweils etwa 10^{10} Teilchen gebündelt. Die einzelnen Pakete haben einen zeitlichen Abstand von 96 ns.

[1]Hadron-Elektron-Ring-Anlage

[2]Deutsches Elektronen-Synchrotron

[3]Bei HERA werden sowohl Elektronen als auch Positronen benutzt (1996: e^+). Im Folgenden wird jedoch der Begriff Elektron für Elektron und Positron benutzt.

[4]Dies gilt für das Jahr 1996, inzwischen wurde die Protonenenergie auf 920 GeV erhöht.

Insgesamt stehen bei HERA vier Wechselwirkungspunkte zur Verfügung, an denen sich die Experimente ZEUS, HERMES, HERA-B und H1 befinden. H1 und ZEUS nutzen die kollidierenden Elektronen- und Protonenstrahlen zum Experimentieren. Bei den Experimenten HERMES und HERA-B handelt es sich um Experimente mit einem im Laborsystem ruhenden Kollisionspartner. HERMES benutzt den Elektronenstrahl, um die Spinstruktur des Protons zu messen. HERA-B will mit Hilfe des Protonenstrahls die CP-Verletzung im B-Mesonen System nachweisen.

1.2 Der Detektor H1

Abbildung 1.2 zeigt eine schematische Ansicht des Detektors H1 [H1D96]. Da bei HERA Elektronen an Protonen mit höchst unterschiedlichen Energien gestreut werden, muss dies durch einen asymmetrischen Aufbau des Detektors entlang der Strahlachse berücksichtigt werden.
Das rechtshändige Koordinatensystem von H1 ist so festgelegt, dass die positive z-Achse vom nominellen Wechselwirkungspunkt (Ursprung des Koordinatensystems) in Flugrichtung der Protonen zeigt und die x-Achse zum Mittelpunkt des Speicherrings weist.

In dieser Arbeit wird die exklusive Produktion von Mesonen untersucht, die über ihren Zerfall in Photonen nachgewiesen werden. In diesem Abschnitt werden die Detektorkomponenten angesprochen, die für die Analyse bedeutend sind. Die wichtigsten davon sind der Elektronendetektor, mit dem das gestreute Elektron nachgewiesen wird, und das SpaCal, mit dem die Photonen nachgewiesen werden, die aus dem Zerfall des Mesons stammen.

1.2.1 Systeme zur Flugzeitmessung

Von der HERA-Uhr wird eine präzise Information geliefert, zu welchem Zeitpunkt ein *bunch crossing* stattfindet und somit wann eine *ep*-Wechselwirkung stattgefunden haben kann. Die Systeme zur Flugzeitmessung (auch „ToF"[5]-Systeme genannt) dienen dazu zu überprüfen, ob ein Ereignis möglicherweise aus einem *bunch crossing* stammt. Auf Grund der endlichen Ausdehnung der Pakete, der zeitlichen Auflösung der ToF-Systeme und der Flugzeit der Reaktionsprodukte definiert man ein Zeitfenster, um eventuelle *ep*-Wechselwirkung zu selektieren. So kann der Untergrund von Ereignissen, die nicht im Zeitfenster liegen, verworfen werden. Bei HERA sind die meisten Ereignisse Untergrundereignisse, und dieser Untergrund ist im Allgemeinen gleichmäßig über die Zeit verteilt. Aus diesem Grund kann mit Hilfe der Information, ob ein Ereignis in diesem Zeitfenster liegt, ein großer Teil des Untergrundes unterdrückt werden. Trotzdem gibt es dann noch den Teil des Untergrundes, der zufällig im richtigen Zeitfenster liegt. Die meisten Untergrundereignisse stammen aus Reaktionen von Strahlteilchen mit dem Restgas, das sich in der Strahlröhre befindet, oder mit der Strahlröhre selbst. Um diesen Untergrund, der auch noch in dem Zeitintervall liegt, besser abschätzen zu können, gibt es zusätzliche Teilchenpakete, die kein entsprechendes Partnerpaket haben, sogenannte *pilot bunches*.

[5] Time-of-Flight

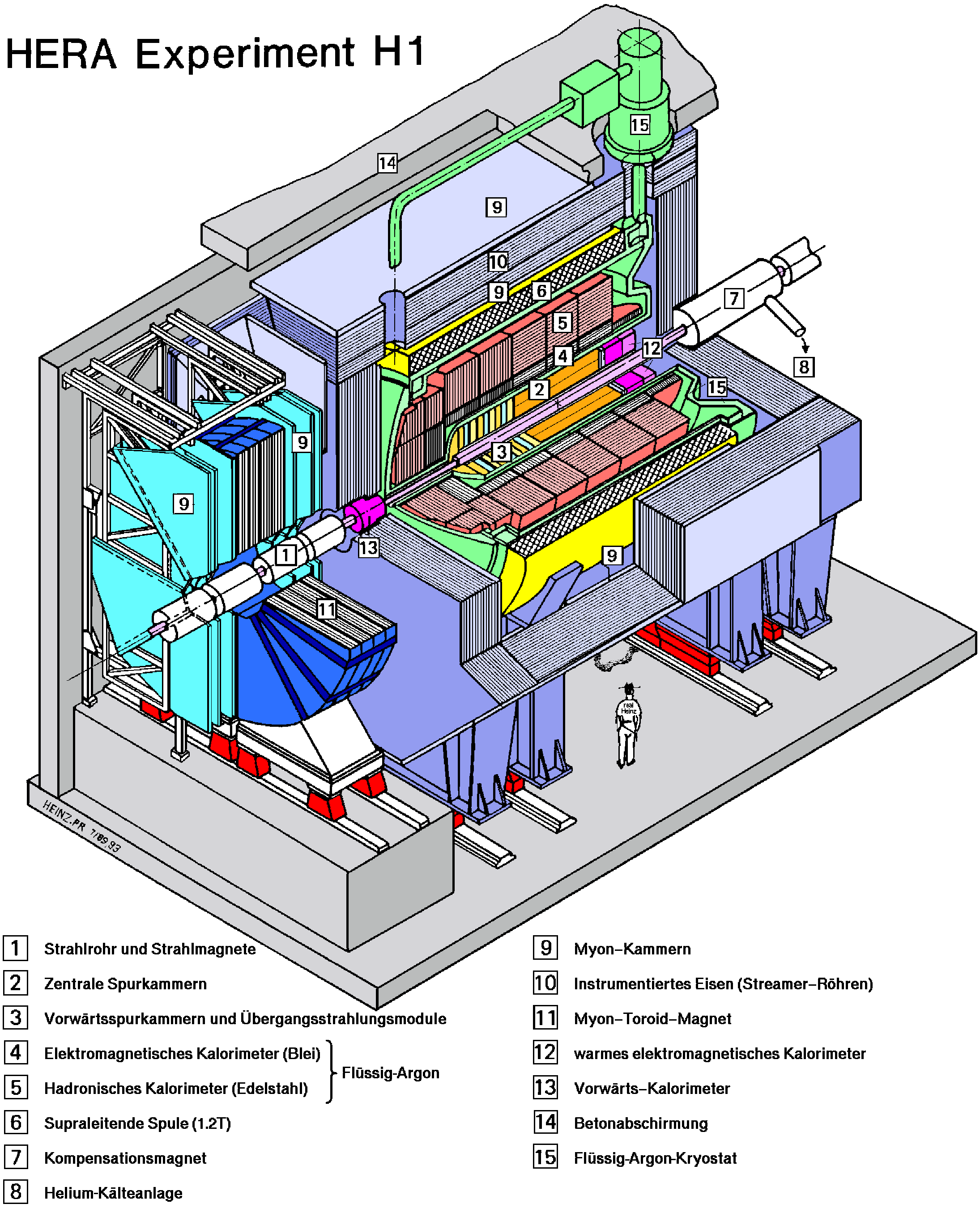


Abbildung 1.2: *Schematische Ansicht des H1 Detektors*

Diese Systeme zur Flugzeitmessung bestehen aus Szintillatoren an verschiedenen Positionen entlang der Strahlachse. Bei $z = +7$ m bzw. $z = +5.3$ m befindet sich das Vorwärts-ToF bzw. das „Plug”-ToF und bei $z = -3.2$ m das Rückwärts-ToF. Weiter gibt es noch sogenannte *veto walls* bei $z = -8.1$ m und $z = -6.5$ m. Diese Szintillatoren haben eine gute zeitliche Auflösung von einer Nanosekunde, so dass geprüft werden kann, ob ein Ereignis innerhalb des von HERA vorgegebenen Zeitraums für ein *bunch crossing* liegt. Wie schon erwähnt, beträgt der zeitliche Abstand zweier *bunch crossings* 96 ns.

1.2.2 Das Luminositätsmess-System

Von entscheidender Wichtigkeit für die Messung eines Wirkungsquerschnitts ist die Kenntnis der Luminosität $\mathcal{L}$. Sie ist definiert durch

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \tag{1.1}$$

$\dot{N}$ ist die Zahl der Reaktionen pro Zeit für einen Prozess mit dem Wirkungsquerschnitt σ. In der Regel ist man jedoch an der über einen längeren Zeitraum integrierten Luminosität L, $L = \int \mathcal{L}dt$, interessiert. Dann ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt $\sigma = \frac{N}{L}$. Nun kann aber auch umgekehrt die Luminosität über einen Wirkungsquerschnitt gemessen werden, wenn letzterer nur genau genug bekannt ist.
Bei H1 misst man die Luminosität über den Bethe-Heitler Prozess $ep \to ep\gamma$. Hierbei wechselwirken Elektron und Proton, so dass das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird und dabei ein Photon abstrahlt, welches nahezu in die gleiche Richtung wie das Elektron fliegt. Da der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess groß und im Rahmen der QED[6] genau berechenbar ist, eignet er sich für die Luminositätsmessung.
Das Luminositätsmess-System (siehe Abbildung 1.3) besteht aus zwei TlCl/TlBr Kristall-Kalorimetern im rückwärtigen Bereich. Bei $z = -33$ m befindet sich ein Kalorimeter („Elektron Tagger“), welches das gestreute Elektron nachweist. Bei $z = -110$ m befindet sich das zweite Kalorimeter („Photon Tagger“), mit dem das Photon nachgewiesen wird.

Für diese Analyse ist der „Elektron Tagger“ von zusätzlicher Bedeutung, da mit ihm die gestreuten Elektronen aus den untersuchten Prozessen nachgewiesen werden und so die Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons bestimmt wird. Der Elektron Tagger hat eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 22\%/\sqrt{E(GeV)}$.

1.2.3 Das SpaCal

Das „Spaghetti-Kalorimeter” (SpaCal) [APP96] [APP97] hat einen Durchmesser von 160 cm und deckt den rückwärtigen Polarwinkelbereich ($153° < \theta < 177.8°$) des Detektors ab. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil gleicher Größe. Beide Teile des Kalorimeters bestehen aus Blei und Fasern aus Szintillatormaterial. Der Unterschied besteht im Verhältnis von Blei zu Szintillator und in der feineren Segementierung des elektromagnetischen Teils. Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen, von denen jede einen Durchmesser von 4×4 cm^2 hat und mit einem Photomultiplier ausgelesen wird. Beide Teile haben eine Tiefe von etwa 27 Strahlungslängen bzw. einer hadronischen Wechselwirkungslänge. Abbildung 1.4 zeigt eine Seitenansicht der beiden Teile des SpaCals, zusätzlich ist der nominelle Wechselwirkungspunkt ($z = 0$ cm) eingezeichnet. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils für ein elektromagnetisch

[6] Quanten Elektrodynamik

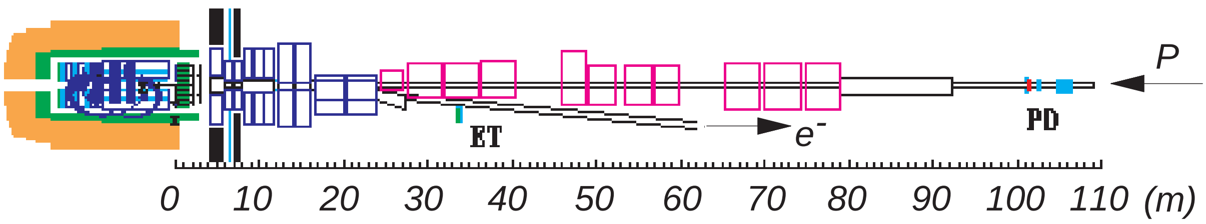


Abbildung 1.3: *Das Luminositätsmess-System, bestehend aus Elektron-Tagger (ET) und Photon-Tagger (PD). Links ist der Detektor H1 angedeutet.*

wechselwirkendes Teilchen ist gegeben durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{7.5\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 1\%. \tag{1.2}$$

Hier steht das Zeichen $\oplus$ dafür, dass die Unsicherheiten der Auflösung quadratisch addiert werden müssen. Die Unsicherheit der Energieskala beträgt 4% für Energien zwischen 0.2 GeV und 10 GeV, während sie für größere Energien 1% beträgt. Das räumliche Auflösungsvermögen ist durch

$$\sigma(xy) = \frac{4.4\text{mm}}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 1\text{mm} \tag{1.3}$$

gegeben [NIC96].
Zusätzlich besitzt das SpaCal eine sehr gute zeitliche Auflösung von etwa einer Nanosekunde. So kann es ebenfalls zur Flugzeitmessung benutzt werden (siehe Abschnitt 1.2.1). Für die meisten Analysen wird das SpaCal zum Nachweis des gestreuten Elektrons verwendet. Wie schon erwähnt, dient es in dieser Analyse zum Nachweis von Photonen.

1.2.4 Die Spurkammern

Die Spuren geladener Teilchen können mit Hilfe der Spurkammern rekonstruiert werden. Aus der Krümmung der Spur im magnetischen Feld der Spule kann das Vorzeichen der Ladung und der Impuls des Teilchens bestimmt werden. Weiterhin ist es möglich das Verhältnis von Impuls zu Masse des Teilchens $\beta\gamma = p/m$[7] durch seinen spezifischen Energieverlust (dE/dx) nach der Bethe-Bloch-Gleichung zu bestimmen. Aus diesen beiden Messungen lässt sich dann das Teilchen über seine Masse identifizieren.
Weiter können aus den Spuren von geladenen Teilchen der Ursprung der Wechselwirkung (Vertex) oder sogar sekundäre Vertices von Zerfällen von Teilchen (wie K_s^0 oder Λ-Hyperonen) bestimmt werden.
Die zentralen Spurkammern des H1 Detektors decken den Polarwinkelbereich von $5° < \theta < 165°$ ab. Sie bestehen zum einen aus den Driftkammern „Central Jet Chamber" (CJC1 und CJC2), mit denen die Spur eines geladenen Teilchens rekonstruiert und der

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

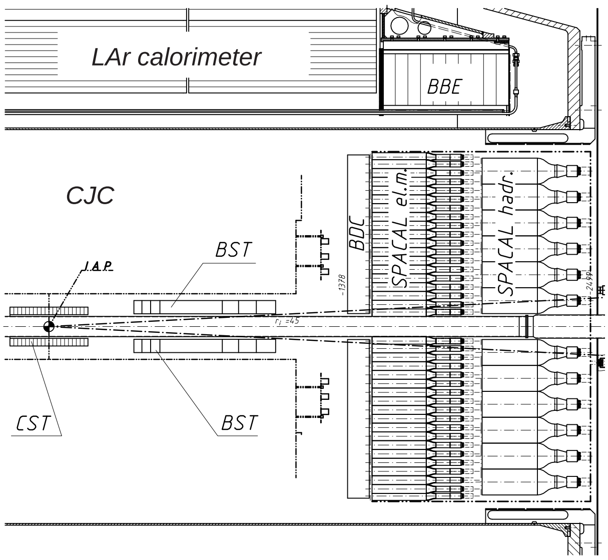


Abbildung 1.4: *Seitenansicht des SpaCals im hinteren Detektorteil. Zusätzlich ist der nominelle Wechselwirkungspunkt (in der Zeichnung mit IAP bezeichnet) eingezeichnet.*

spezifische Energieverlust gemessen werden kann. Das zweite wichtige Element sind die Proportionalkammern „Central Inner Proportional Chamber" und „Central Outer Proportional Chamber" (CIP und COP), welche schnell Information darüber liefern, ob und wo ein geladenes Teilchen durchgegangen ist. Sie dienen im Wesentlichen dazu, eine schnelle Trigger-Entscheidung zu treffen. Zur besseren Bestimmung der z-Koordinate des geladenen Teilchens und somit des longitudinalen Impulses gibt es die Driftkammern „Central Inner z-Chamber" und „Central Outer z-Chamber" (CIZ und COZ). In Abbildung 1.5 sind die verschiedenen Spurkammern zusammen mit dem SpaCal schematisch dargestellt.

In dieser Analyse werden jedoch nur die zentralen Spurkammern verwendet, um zu prüfen, ob ein Vertex rekonstruiert wurde.

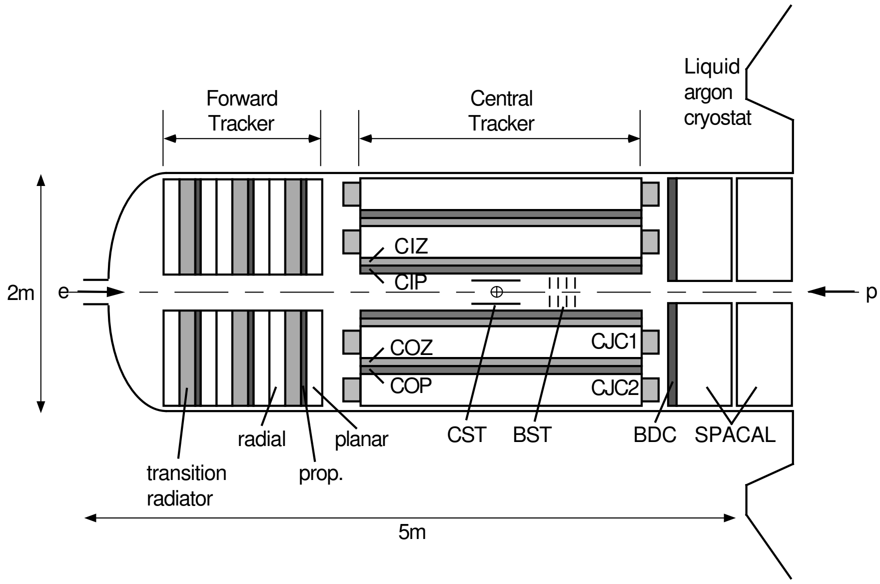


Abbildung 1.5: *Spurkammern des Detektors H1. Im hinteren Teil ist zusätzlich das SpaCal eingezeichnet.*

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Im Folgenden werden einige für das Verständnis dieser Arbeit wichtige physikalische Begriffe kurz erläutert. Im Allgemeinen können bei einer ep-Wechselwirkung die vier Bosonen der elektroschwachen Wechselwirkung - Photon(γ), Z^0 und $W^{\pm}$ - ausgetauscht werden. Ein solches Ereignis ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Das auslaufende Lepton l kann entweder ein Elektron e oder ein Elektron-Neutrino ν_e sein, je nachdem welches Boson ausgetauscht wird. Das hadronische System im Endzustand wird hier vereinfacht mit X bezeichnet.

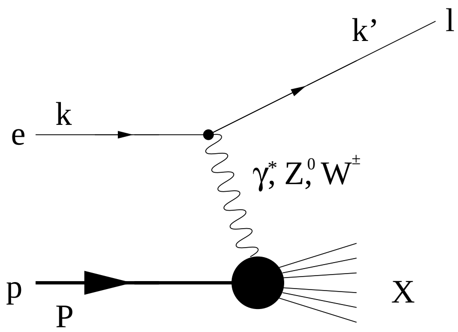


Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung eines ep-Ereignisses.*

2.1 Kinematische Größen

In diesem Teil des Kapitels sollen einige kinematische Größen vorgestellt werden, welche zur Klassifizierung von Ereignissen benutzt werden. Im Weiteren wird immer ein ausgetauschtes Photon angenommen. Die kinematischen Variablen sind aber auch für den allgemeinen Fall gültig. Bei HERA werden Elektronen mit einer Energie von 27.5 GeV mit Protonen von 820 GeV zur Kollision gebracht. Die Viererimpulse der einlaufenden Protonen und Elektronen werden mit einem p bzw. k bezeichnet. Die auslaufenden Teilchen werden mit den entsprechenden gestrichenen Größen bezeichnet.

- Die Schwerpunktsenergie,
$$\sqrt{s} = \sqrt{(p+k)^2}, \tag{2.1}$$
welche die maximale Energie ist, die zur Produktion von massiven Teilchen zur Verfügung steht, liegt bei HERA bei 300 GeV.

- Die γp-Schwerpunktsenergie ist im Bereich der Photoproduktion eine häufig verwendete Größe,
$$W = \sqrt{(p+q)^2}, \tag{2.2}$$
wobei q für den Viererimpuls des vom Elektron abgestrahlten Photons steht. Jedoch ist W im Gegensatz zu $\sqrt{s}$ nicht für jedes Ereignis gleich, da der Viererimpuls des Photons innerhalb der kinematisch erlaubten Grenzen variiert.

- Das negative Quadrat des Viererimpulses des Photons,
$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 > 0 \text{ GeV}^2, \tag{2.3}$$
ist ein Maß für die räumliche Auflösung, mit der man Einblick in den Aufbau des Protons gewinnt. Dies ergibt sich aus der Heisenbergschen Unschärferelation,
$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} = \frac{197 \text{ MeV fm}}{\sqrt{Q^2}}. \tag{2.4}$$
Die maximale Auflösung wird durch $Q^2_{max} = s$ festgelegt und beträgt $\Delta x \approx 10^{-18}$ m. Die Größe Q^2 wird auch Virtualität des Photons genannt, da sie angibt, wie stark die Massenbedingung verletzt ist.

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrags am Protonvertex,
$$t = (p-p')^2, \tag{2.5}$$
ist das Pendant zu q^2 am Elektronvertex.

- Die Inelastizität,
$$y = \frac{qp}{kp}, \tag{2.6}$$
gibt im Protonruhesystem den Energiebruchteil des Elektrons an, der auf das Proton übertragen wird.

- Die Bjorkensche Skalenvariable,
$$x = \frac{Q^2}{2pq}, \tag{2.7}$$
gibt im Partonmodell den longitudinalen Impulsbruchteil des Protons an, den das Parton trägt, das an der Reaktion beteiligt ist.
Sowohl x und y sind auf das Intervall von 0 bis 1 beschränkt.

- Die Rapidität eines Teilchens,
$$Y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right), \tag{2.8}$$

bildet den longitudinalen Phasenraum ab. Eine besondere Eigenschaft von Rapiditätsverteilungen ist, dass sie forminvariant unter Lorentz-Transformationen sind. Bei Vernachlässigung der Masse kann die Rapidität durch die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \tag{2.9}$$

angenähert werden. Die Pseudorapidität ist ein Maß für den Winkel zwischen dem Impulsvektor eines Teilchens und der z-Achse.

Ferner ergeben sich bei Vernachlässigung der Massen noch folgende nützliche Relationen:

$$W = \sqrt{ys} \tag{2.10}$$

$$Q^2 = xys. \tag{2.11}$$

Anhand dieser lassen sich die maximalen Werte für Q^2 und W bestimmen:

$$W_{max} = \sqrt{s} \qquad Q^2_{max} = s. \tag{2.12}$$

2.2 Kinematische Bereiche

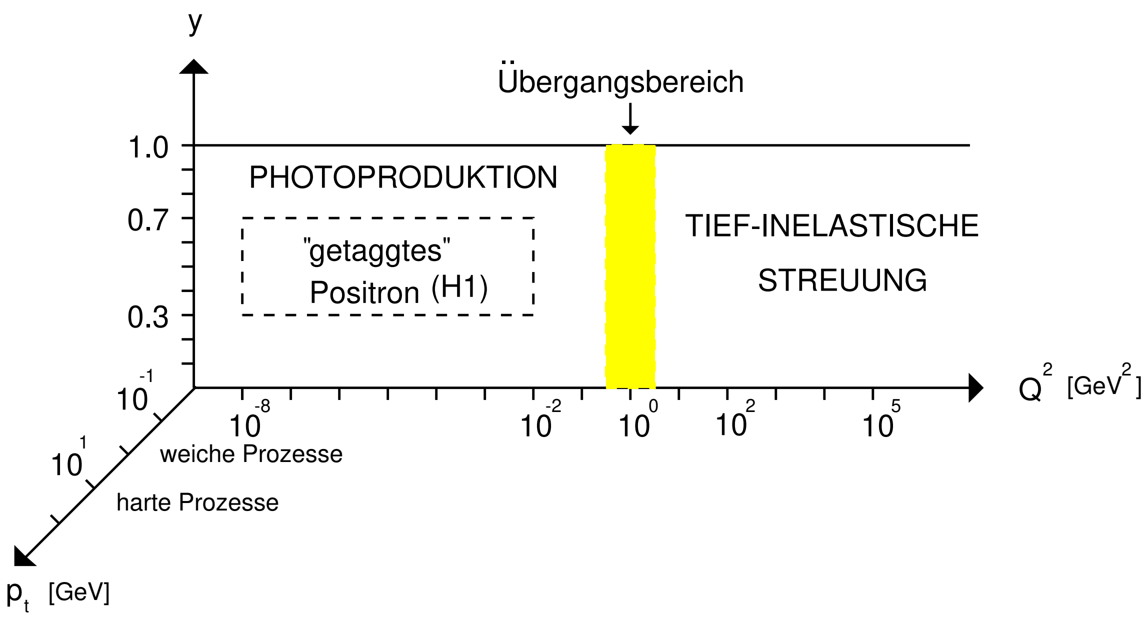


Abbildung 2.2: *Kinematische Unterteilung der ep-Streuung mit Hilfe der Variablen Q^2 in Photoproduktion oder DIS und mit p_t in harte oder weiche Prozesse.*

Die verschiedenen kinematischen Bereiche sind in Abbildung 2.2 in Abhängigkeit von Q^2, y und p_t schematisch dargestellt. p_t bezeichnet den transversalen Impuls der Teilchen im Endzustand. Prozesse mit großem p_t bezeichnet man als hart, solche mit kleinem p_t als weich. Zusätzlich ist noch der kinematische Bereich eingetragen, aus dem die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen ($Q^2 < 0.01$ GeV^2 und $0.3 < y < 0.7$).

Mit Hilfe der Größe Q^2 kann man zwei kinematische Bereiche definieren, tiefinelastische Streuung und Photoproduktion.

Von **tiefinelastischer Streuung (DIS[1])** spricht man, wenn die Virtualität Q^2 größer als 1 GeV^2 ist. In diesem Bereich ist die Virtualität des Photons so groß, dass das Innere des Protons aufgelöst wird ($\Delta x \lesssim 0.2$ fm). So ist es möglich, den Aufbau des Protons zu untersuchen. Man stellt sich heute vor, dass das Proton aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt ist. Diese Partonen tragen Farbladung und wechselwirken über den Austausch von Gluonen. Aus den in tiefinelastischer Streuung gemessenen Wirkungsquerschnitten ergeben sich die Strukturfunktionen des Protons. Diese lassen auf die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Partonen im Proton schließen.
Weiterhin kommen bei Prozessen mit sehr hohen Impulsüberträgen zum Photon als Austauschteilchen noch die massiven Bosonen der elektroschwachen Wechselwirkung, Z^0 und $W^{\pm}$, hinzu. Durch ihre große Masse sind solche Prozesse bei kleinen Virtualitäten stark unterdrückt.

Der Begriff **Photoproduktion** wurde schon vor HERA eingeführt und bezeichnete Reaktionen, bei denen mit reellen Bremsstrahlungsphotonen ($Q^2 = 0$ GeV^2) auf ein Target geschossen wurde. Bei HERA wird der Bereich mit Photonvirtualitäten $Q^2 \ll 1$ GeV^2 Photoproduktion genannt. Da die Virtualität der Photonen so klein ist, wird auch oft von quasi-reellen Photonen gesprochen. Sie können näherungsweise als reell betrachtet werden, da die Massenbedingung nur geringfügig verletzt ist und sie fast vollständig transversal polarisiert sind. Die in dieser Arbeit analysierten Daten entstammen dem Bereich der Photoproduktion.

2.3 Diffraktive Streuung

Diffraktion ist ein weiterer Begriff, der benutzt wird, um Prozesse zu klassifizieren. Als diffraktive Streuung wird ein Prozess bezeichnet, bei dem zwischen den beiden Reaktionspartnern (Photon und Proton) nur die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht werden. Dies bedeutet, dass es nur zu einem Austausch von Energie, Impuls und Bahndrehimpuls kommt.
Der Begriff der Diffraktion kommt aus der Optik. In der Optik bezeichnet der Begriff die Beugung von Lichtwellen an einem undurchsichtigen Objekt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t$ für pp-Streuung zeigt Ähnlichkeit mit dem Intensitätsverlauf von gebeugtem Licht, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist.
Diese einfache Definition der diffraktiven Streuung ist jedoch für ein einzelnes Ereignis nur schwer experimentell zu überprüfen. Dafür müssten alle Reaktionsprodukte und deren Quantenzahlen bestimmt werden. Dies ist aber in den meisten Fällen nicht möglich.
Es lässt sich aber eine statistische Aussage treffen. Bei einem diffraktiven Ereignis erwartet man, dass die Reaktionspartner meistens nur wenig Impuls austauschen und im Wesentlichen ihre Flugrichtung beibehalten. Selbst wenn die Reaktionspartner bei der Wechselwirkung dissoziieren, entsteht eine große Rapiditätslücke zwischen dem baryonischen System im Vorwärtsbereich und den Resten des dissoziierten Photons. Unter einer Rapiditätslücke versteht man einen Rapiditätsbereich, in dem es keine Aktivität im Detektor gibt.

[1] Deep Inelastic Scattering

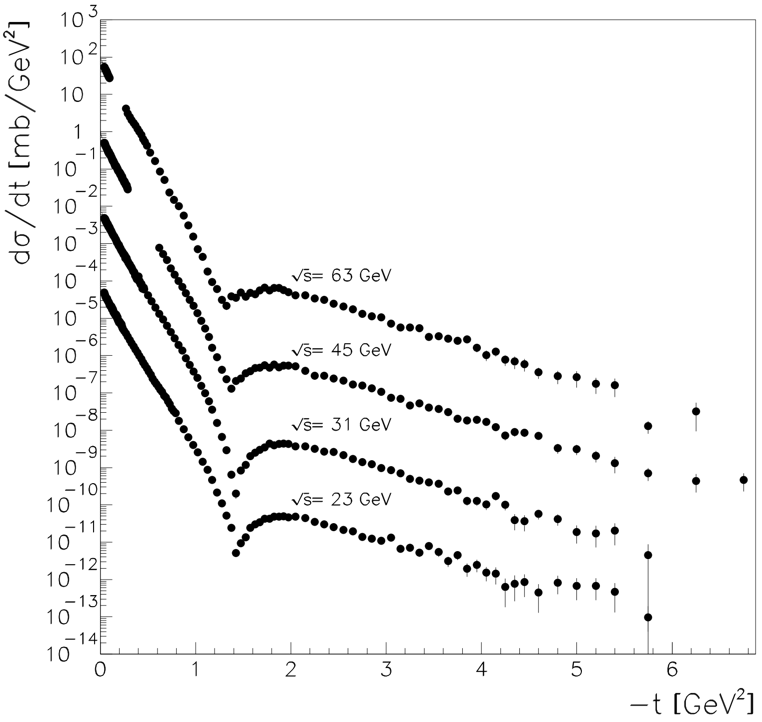


Abbildung 2.3: *Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ in pp-Streuung zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Intensitätsverteilung bei der Beugung von Licht. (Um eine bessere Übersicht zu gewähren, wurde ausgehend von der höchsten Kurve die jeweils folgende mit 10^{-2} multipliziert.)*

Somit stellt eine große Rapiditätslücke einen Hinweis auf ein diffraktives Ereignis dar, ist aber kein eindeutiges Kriterium. Wie schon angedeutet, wird bei diffraktiven Ereignissen unterschieden, ob keiner, einer oder beide Reaktionspartner bei der Wechselwirkung dissoziieren. Abbildung 2.4 veranschaulicht die verschiedenen Prozesse, sowie die Rapiditätsverteilung der Reaktionsprodukte.

2.4 Regge-Theorie

Die QCD[2] als Theorie der starken Wechselwirkung ist erfolgreich anwendbar in den Bereichen, in denen sie sich störungstheoretisch (perturbativ) rechnen lässt. Jedoch lassen sich nicht die Prozesse aller kinematischen Bereiche im Rahmen der QCD berechnen. Für diese sogenannten weichen Prozesse bleibt die Regge[3]-Theorie von Bedeutung.
Die Regge-Theorie wurde in den 60er Jahren entwickelt, um Hadron-Hadron Streuungen zu beschreiben. Sie kann als eine Erweiterung des Modells von Yukawa gesehen werden. Yukawa beschrieb die starke Wechselwirkung zwischen Hadronen mit dem Austausch eines Pions. Im Bild der Regge-Theorie wird jedoch eine ganze Gruppe von Teilchen ausgetauscht, die auf einer sogenannten Trajektorie liegen. Die Teilchen einer solchen Regge-

[2]Quanten Chromodynamik
[3]Benannt nach dem Physiker Tullio Regge (geboren 1931).

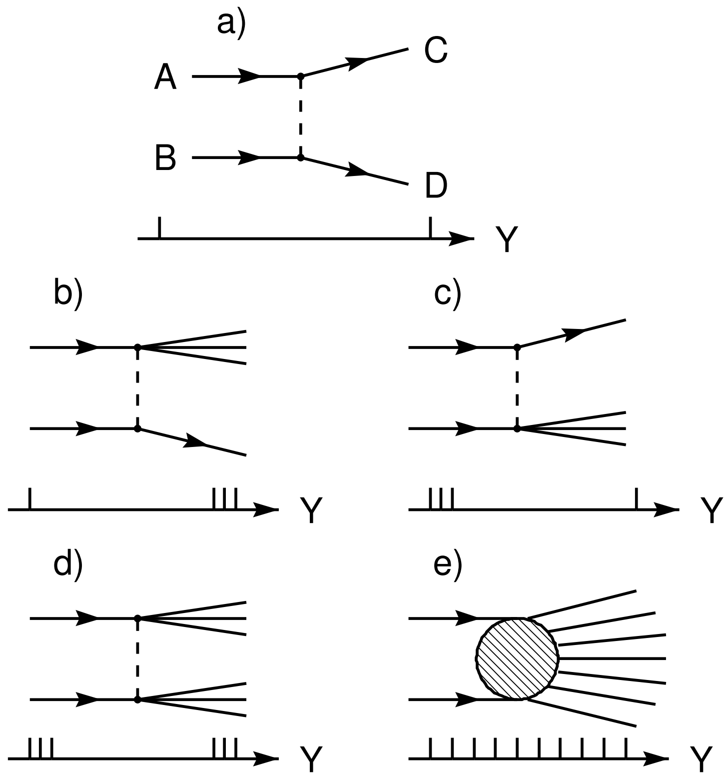


Abbildung 2.4: *Einteilung der verschiedenen Prozesse: a) elastisch, b) und c) einfach dissoziativ, d) doppelt dissoziativ und e) nicht diffraktiv. Unter jedem Prozess ist die Rapiditätsverteilung (Y) angedeutet.*

Trajektorie stimmen alle in den Quantenzahlen B, S, I, P, C (Baryonenzahl, Strangeness, Isospin, Parität, Ladungskonjugation) überein.
In der Regge-Theorie wird der Drehimpuls zu einer komplexen Größe erweitert. Eine Regge-Trajektorie ist hierbei eine Kurve in der komplexen Drehimpulsebene als Funktion von t. Eine bemerkenswerte Eigenschaft dieser Trajektorien zeigt sich, wenn man den Drehimpuls J (Realteil der Regge-Trajektorie) gegen das Quadrat der Masse m^2 für die Teilchen einer Trajektorie aufträgt. Abbildung 2.5 zeigt ein solches Chew-Frautschi Diagramm für einige Mesonen, in dem die ω-, ρ-, ϕ- und die π-Trajektorie eingezeichnet sind. Einige der eingetragenen Mesonen gehören jedoch zu der entsprechenden entarteten Trajektorie.
Man erkennt, dass eine solche Trajektorie im Chew-Frautschi Diagramm durch einen linearen Ansatz

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t \tag{2.13}$$

beschrieben werden kann, wobei α' die Steigung und α_0 den y-Achsenabschnitt angibt. Für alle Trajektorien, auf denen bekannte physikalische Resonanzen liegen, ist $\alpha_0 < 1$. Die positiven Werte von t in Abbildung 2.5 ($t = m^2$) lassen sich durch den Übergang vom t-Kanal in den s-Kanal verstehen. Eine Reaktion $AB \to CD$ im t-Kanal lässt sich auch als die Reaktion $A\bar{C} \to \bar{B}D$ im s-Kanal verstehen (dies wird auch als *Crossing* bezeichnet). In Abbildung 2.5 sind ebenfalls Messungen zur ρ-Trajektorie im t-Kanal aus der Reaktion $\pi^- p \to \eta n$ zu sehen.

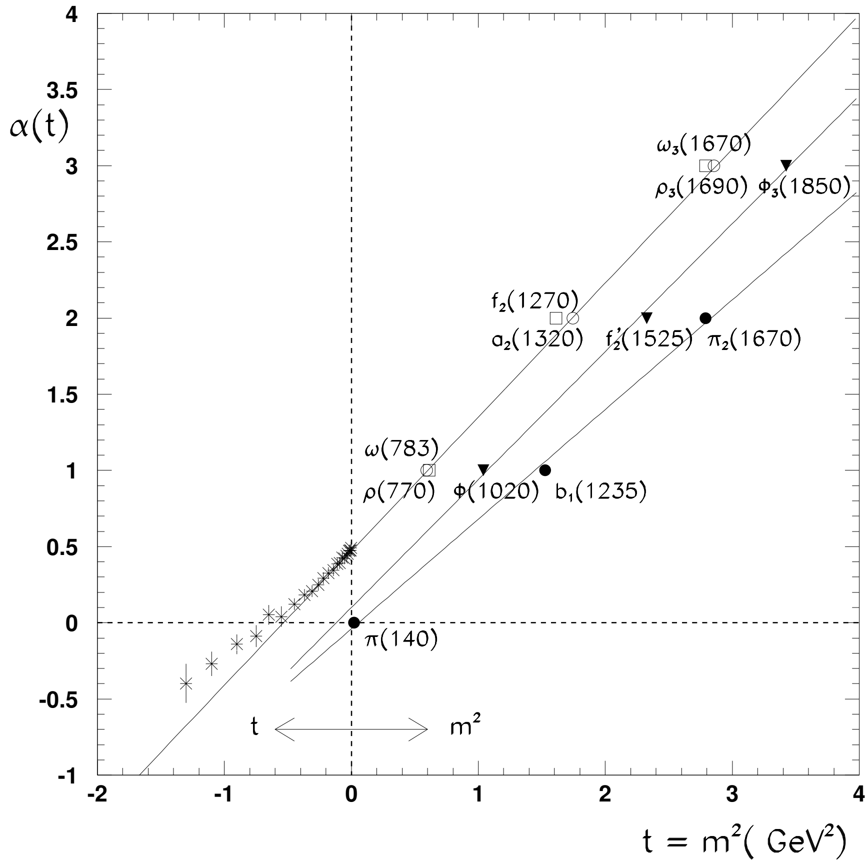


Abbildung 2.5: *Chew-Frautschi Diagramm für die ω- ($\circ$), ρ- ($\square$), ϕ- ($\blacktriangledown$) und die π-Trajektorie ($\bullet$). Einige Mesonen (f_2, a_2, f_2' und b_1) gehören jedoch zu der entsprechenden entarteten Trajektorie. Ebenfalls ist die Fortführung der ρ-Trajektorie gezeigt, wie sie in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \eta n$ gemessen wurde (Abbildung aus [ABR98]).*

Aus der Regge-Theorie geht nun hervor [LE97], dass sich die Streuamplitude $A(s,t)$ für hohe Schwerpunktsenergien ($s \rightarrow \infty$) und festem t wie

$$A(s,t) \rightarrow \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} \tag{2.14}$$

verhält. Hierbei ist s_0 ein Skalierungsfaktor und $\beta(t)$ eine für die Trajektorie spezifische Funktion. Das optische Theorem liefert den Zusammenhang zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und dem Imaginärteil der elastischen Vorwärtsstreuamplitude [COL77]:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s}\mathrm{Im}(A(t=0)). \tag{2.15}$$

Setzt man Gleichung 2.14 in 2.15 ein, liefert dies die s-Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts,

$$\sigma_{tot} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_0 - 1}, \tag{2.16}$$

für den Fall, dass nur eine Trajektorie ausgetauscht wird. Ansonsten müssen die Beiträge der unterschiedlichen Trajektorien addiert werden. Es ist ersichtlich, dass der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts von α_0 abhängt. Weiter ist der differentielle elastische Wirkungsquerschnitt durch

$$\frac{d\sigma_{el}}{d|t|} = \frac{|A|^2}{16\pi s^2} = \frac{|\beta(t)|^2}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \tag{2.17}$$

gegeben. Für feste s und $|t| \ll s$ kann an Hand von gemessenen Daten $\beta(t) \propto e^{b_0 t}$ angenommen werden, dann erhält man für Gleichung 2.17

$$\frac{d\sigma_{el}}{d|t|} = \left.\frac{d\sigma_{el}}{d|t|}\right|_{t=0} e^{bt} \tag{2.18}$$

mit

$$b = 2(b_0 + \alpha' \ln(s/s_0)). \tag{2.19}$$

Der Parameter b bestimmt den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ und wächst mit höheren Schwerpunktsenergien. Das heißt, dass der Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit größerem s steiler wird. Dieses Verhalten wird auch machmal als *shrinkage* bezeichnet.

2.4.1 Das Pomeron

Das Pomeron ist eine weitere Trajektorie, die eingeführt wurde, als man feststellte, dass sich mit den bis dahin bekannten Trajektorien das Verhalten des Wirkungsquerschnitts bei hohen Energien nicht mehr erklären ließ.
Wenn man den totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $\sqrt{s}$ betrachtet, stellt man fest, dass nach einem Minimum der Wirkungsquerschnitt wieder langsam wächst. Abbildung 2.6 zeigt dieses Verhalten für verschiedene Prozesse. Dieses Anwachsen lässt sich nicht mit den Trajektorien der bekannten Mesonen verstehen, da selbst die bis dahin höchstliegende ρ-Trajektorie $\alpha_0 \approx 0.5$ hat. Um einen wachsenden Wirkungsquerschnitt zu erklären, braucht man eine Trajektorie mit $\alpha_0 > 1$.
Vladimir Naumovich Gribov führte als erster eine solche Trajektorie ein und benannte sie nach dem Physiker Isaak Yakovlevich Pomeranchuk. Aus Pomeranchuk-Trajektorie wurde dann Pomeron-Trajektorie und letztendlich einfach Pomeron.
Auf der Pomeron-Trajektorie liegen jedoch keine bis dahin bekannten Resonanzen. Das Pomeron trägt die Quantenzahlen des Vakuums ($Q = B = S = I = 0$ und $P = C = +1$), und somit sind Prozesse durch Pomeron-Austausch mit diffraktiver Streuung identisch. Abbildung 2.6 zeigt zusätzlich Anpassungen an die Daten von der Form [PDG00]:

$$\sigma_{AB} = X_{AB}s^{\epsilon} + Y_{1AB}s^{-\eta_1} - Y_{2AB}s^{-\eta_2} \tag{2.20}$$

$$\sigma_{\bar{A}B} = X_{AB}s^{\epsilon} + Y_{1AB}s^{-\eta_1} + Y_{2AB}s^{-\eta_2}. \tag{2.21}$$

Hier stehen A und B für die beiden Reaktionspartner und $\bar{A}$ für das Antiteilchen von A. Der Wirkungsquerschnitt wird dabei parametrisiert als eine Summe von Beiträgen von drei verschiedenen Trajektorien. Der erste Term stellt das Pomeron dar, der den Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei hohen Schwerpunktsenergien beschreibt. Der zweite Term steht für eine effektive Trajektorie, die alle Beiträge außer dem Pomeron enthält, die zu $C = +1$ Austausch beitragen (wie z.B. die π-Trajektorie). Der dritte Term steht für die Beiträge die zu $C = -1$ Austausch beitragen (wie z.B. die ω- oder ρ-Trajektorie). Die Exponenten wurden dabei zu

$$\epsilon = 0.093 \quad \eta_1 = 0.358 \quad \eta_2 = 0.560 \tag{2.22}$$

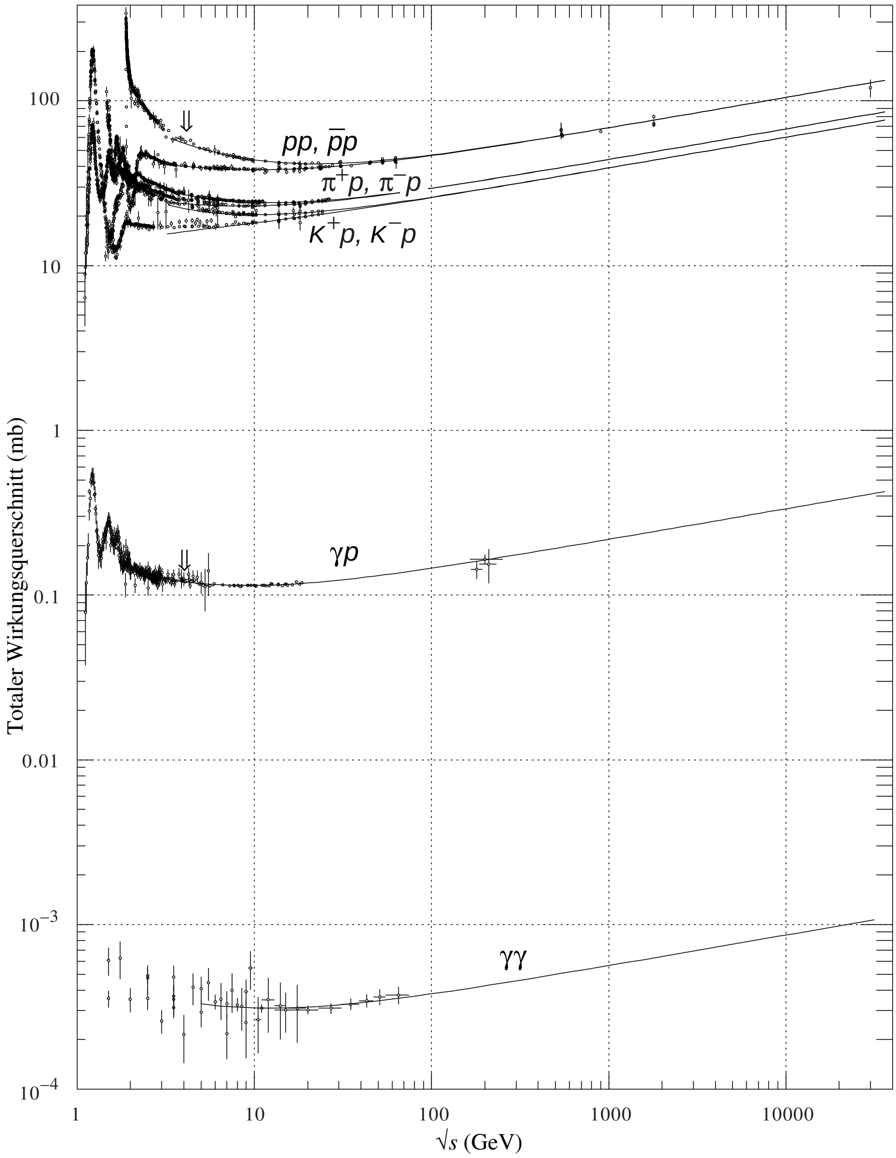


Abbildung 2.6: *Totale Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse. Zusätzlich ist eine Anpassung an die Daten gezeigt [PDG00].*

bestimmt und sind vom jeweiligen Prozess unabhängig. Die Größen X_{AB}, Y_{1AB} und Y_{2AB} hängen von der jeweiligen Reaktion ab.

2.4.2 Das Odderon

Das Odderon[4] ist eine in Analogie zum Pomeron postulierte Trajektorie. Für das Odderon wird ebenfalls $\alpha_0 \approx 1$ und eine ähnliche Signatur der Ereignisse wie bei der Streuung durch Pomeron-Austausch erwartet. Im Gegensatz zum Pomeron hat das Odderon die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$, dadurch kommt es zu anderen Endzuständen bei Prozessen mit Odderon-Austausch. Weiterhin wird das Odderon von der QCD vorhergesagt. Im einfachsten Partonbild kann das Odderon als ein farbloser Zustand, bestehend aus drei oder mehr Gluonen, und das Pomeron entsprechend aus zwei oder mehr Gluonen gesehen werden.

Experimentell wurde versucht, aus dem Vergleich von pp- mit $p\bar{p}$-Streuung Evidenz für das Odderon zu finden. Nach dem Theorem von Pomeranchuk sollte die Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte für AB und $\bar{A}B$-Streuung mit immer höherer Schwerpunktsenergie gegen Null gehen [LE97]:

$$\Delta\sigma = \sigma(\bar{A}B) - \sigma(AB) \stackrel{s\to\infty}{\longrightarrow} 0\,. \tag{2.23}$$

Falls es das Odderon gibt, wird diese Differenz jedoch endlich bleiben, da es einen unterschiedlichen Beitrag zu den beiden Prozessen liefert. Abbildung 2.7 zeigt eine Messung der totalen Wirkungsquerschnitte für pp- und $p\bar{p}$-Streuung.
Der Parameter

$$\rho_{AB} = \frac{\mathrm{Re}A^{AB}}{\mathrm{Im}A^{AB}} \tag{2.24}$$

ist sensitiver für odderoninduzierte Prozesse. Hier steht A^{AB} für die elastische Vorwärtsstreuamplitude. Ein Odderon-Beitrag sollte sich hier ebenfalls in einem Unterschied für ρ zwischen AB- und $\bar{A}B$-Streuung bemerkbar machen. Eine Messung dieses Parameters ist in Abbildung 2.7 für pp- und $p\bar{p}$-Streuung zu sehen.
Beide Messungen lassen nicht auf Prozesse durch Odderon-Austausch schließen. Neben der offensichtlichen Erklärungen, dass es kein Odderon gibt, liefern die Autoren von [RUE98] eine weitere mögliche Begründung. Die Autoren zeigen, dass, wenn man von einer Quark-Diquark Struktur des Protons ausgeht, der Parameter ρ stark von der Größe des Diquarkradius abhängt (siehe Abbildung 2.8). Eine ausgeprägte Quark-Diquark Struktur des Protons unterdrückt die Kopplung des Odderons an das Proton. So ist ein Diquarkradius $d < 0.3$ fm kompatibel mit den Messungen des Parameters $\Delta\rho = \rho^{pp} - \rho^{\bar{p}p}$.
Bei HERA eröffnet sich eine weitere Möglichkeit, nach odderoninduzierten Reaktionen zu suchen. Dies wird in Abschnitt 2.6 besprochen.

[4] Odd-under-crossing-Pomeron

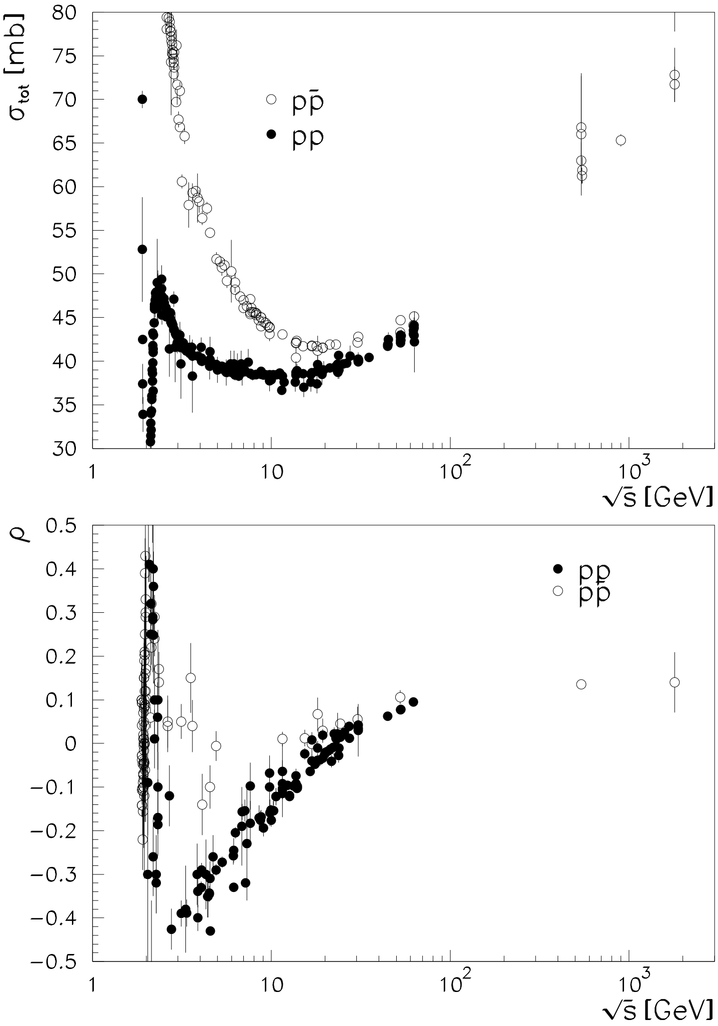


Abbildung 2.7: *Im oberen Teil: Totale Wirkungsquerschnitte für pp- und $p\bar{p}$-Streuung. Im unteren Teil: Der Parameter ρ für pp- und $p\bar{p}$-Streuung. [PDGWeb]*

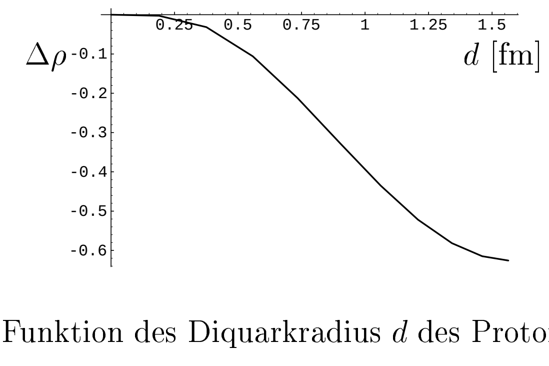


Abbildung 2.8: $\Delta\rho$ als Funktion des Diquarkradius d des Protons wie in [RUE98] berechnet.

2.5 Das Photon und das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM)

2.5.1 Das Elektron als Photonquelle

Im Bereich der Photoproduktion kann das Elektron als Quelle von quasi-reellen Photonen angesehen werden. Dies bedeutet, dass das Viererimpulsquadrat der Photonen nahezu null ist und sie transversal polarisiert sind. Für diesen Bereich lässt sich der ep-Wirkungsquerschnitt als Produkt von dem γp-Wirkungsquerschnitt und einem Flussfaktor Φ angeben:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{ep}}{\mathrm{d}y\,\mathrm{d}Q^2} = \Phi(y, Q^2)\;\sigma^{\gamma p}. \tag{2.25}$$

Dabei hängt der γp-Wirkungsquerschnitt nur von W ab. Der Flussfaktor gibt dabei eine Wahrscheinlichkeitsdichte an, dass das Elektron ein Photon mit Q^2 und $E_\gamma = E_e - E_e' \approx yE_e$ abstrahlt. Dieser Fluss wurde zuerst von Williams und von Weizsäcker berechnet. Eine genauere Rechnung ergibt [FRI93]:

$$\Phi(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y}\left(\frac{Q^2_{min}}{Q^2}\right)\right]. \tag{2.26}$$

Sie wird auch „Equivalent-Photon-Approximation" (EPA) genannt. Hierbei steht $Q^2_{min} = m_e^2 y^2/(1-y)$ für die kinematisch bedingte untere Grenze von Q^2. Das Integral über den in dieser Arbeit analysierten kinematischen Bereich ($0.3 < y < 0.7$ und $Q^2 < 0.01\mathrm{GeV}^2$) ergibt einen Photon-Flussfaktor von $\mathcal{F}_{e|\gamma} = \int\int \Phi(y, Q^2)\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}Q^2 = 0.0136$.

2.5.2 Das hadronische Photon

Quantenmechanisch kann das Photon in ein Fermion-Antifermion Paar fluktuieren. Dann lässt sich die Wellenfunktion des Photons folgendermaßen schreiben:

$$|\gamma\rangle = c|\gamma\rangle + \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi\ldots} c_V|V\rangle + \sum_{q=u,d,s,c,b} c_q|q\bar{q}\rangle + \sum_{l=e,\mu,\tau} c_l|l\bar{l}\rangle. \tag{2.27}$$

Unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze müssen alle Zustände die Quantenzahlen des Photons ($J^{PC} = 1^{--}$) haben. Der erste Term beschreibt das punktförmige Photon, der zweite eine Summe über alle Vektormesonen, der dritte und vierte eine Summe über alle Quark-Antiquark Paare bzw. Lepton-Antilepton Paare. Der zweite Term ist im Grunde im dritten Term enthalten, er wird hier extra aufgeführt, um zwischen gebundenen und ungebundenen Quark-Antiquark-Zuständen zu unterscheiden.
Der hadronische Teil des Photons wird ersichtlich, wenn man Abbildung 2.6 betrachtet und dabei bedenkt, dass man den γp-Wirkungsquerschnitt mit $1/\alpha_{em} \approx 137$ multiplizieren muss, um ihn mit den πp-, Kp- und pp-Wirkungsquerschnitten zu vergleichen.
Meistens liegt das Photon also als punktförmiges Teilchen vor. Wenn es aber in ein Fermion-Antifermion Paar fluktuiert ($\sim \frac{1}{137}$), wechselwirkt es etwa genau so häufig mit dem Proton wie ein Meson. Die Lepton-Antilepton Paare tragen nur wenig zum Wirkungsquerschnitt bei, da sie mit dem Proton nur elektromagnetisch wechselwirken können. Der Unterschied zwischen dem Vektormeson- und dem Quark-Antiquark Anteil liegt in der Virtualität der Zustände. Die Vektormesonen stellen gebundene Zustände mit geringer Virtualität dar, bei denen die Konstituenten geringe Transversalimpulse gegenüber der

Flugrichtung des Photons haben. Bei den Quark-Antiquark Paaren sind die Transversalimpulse zu groß, um ein gebundenes System zu bilden. Da die Virtualität auch als ein Maß für die Lebensdauer eines Zustandes gesehen werden kann (Heisenbergsche Unschärferelation), lässt es sich annehmen, dass der Vektormeson-Anteil durch seine längere Lebensdauer am meisten zum γp-Wirkungsquerschnitts beiträgt.
Von diesen Beobachtungen und Annahmen geht das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) aus, wenn es sagt, dass der totale γp-Wirkungsquerschnitt proportional zur Summe der Vektormeson-Anteile ist [FEY72]:

$$\sigma_{tot}(\gamma p) = \sum_{V=\rho,\omega,\phi\ldots} \frac{4\pi e^2}{g_V^2}\,\sigma_{tot}(Vp). \tag{2.28}$$

Dabei stellen die g_V die verschiedenen Kopplungen des Photons an das entsprechende Vektormeson dar. So wird der Prozess $\gamma p \to X$ durch eine Photon-Vektormeson Kopplung und einen Wirkungsquerschnitt für die Vp-Streuung beschrieben.

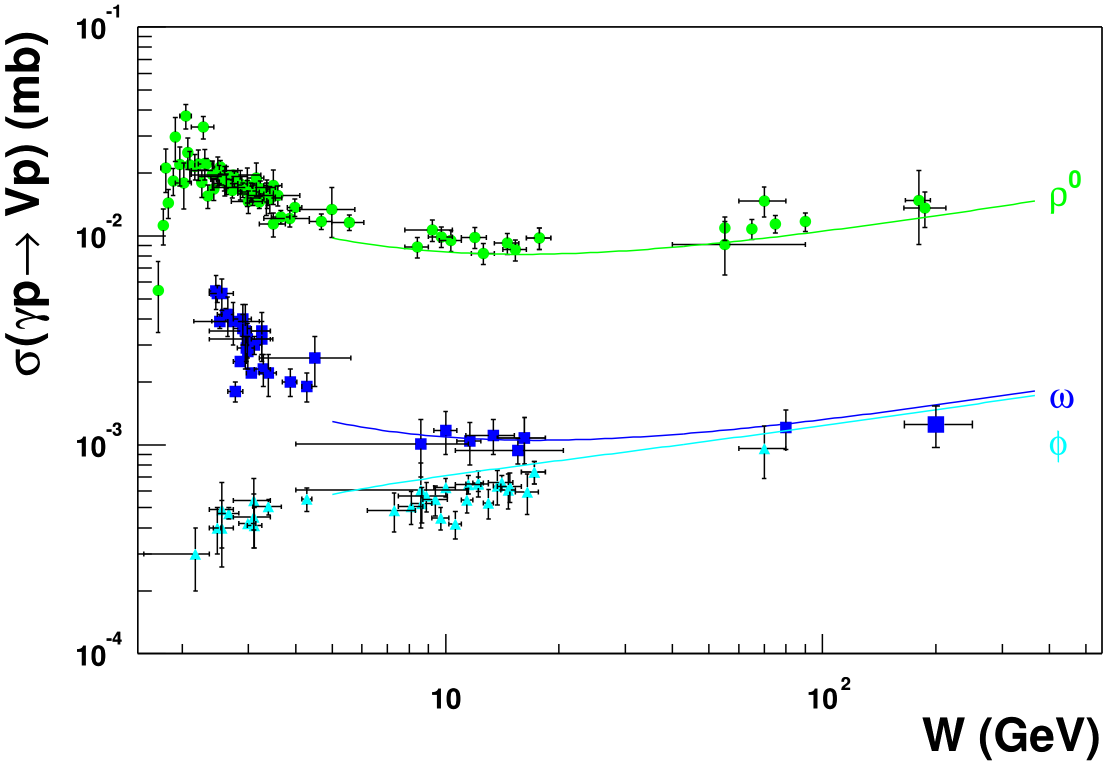


Abbildung 2.9: *Wirkungsquerschnitte für die elastische Photoproduktion von Vektormesonen. Zusätzlich sind Anpassungen an die Daten gezeigt (Abbildung aus [BERN01]).*

In Abbildung 2.9 sind Messungen der Wirkungsquerschnitte zur elastischen Photoproduktion von Vektormesonen zusammen mit Anpassungen [BERN01] bei verschiedenem W gezeigt. Abbildung 2.10 zeigt schematisch ein elastisches Ereignis vom Typ $\gamma p \to Vp$, hier wird zwischen dem Proton und dem Vektormeson ein Pomeron ausgetauscht. Bei einer solchen Reaktion tauschen Proton und Meson nur wenig Impuls aus, und das Meson trägt im Wesentlichen den Impuls des virtuellen Photons. Wie man in Abbildung 2.9 erkennt sind die einzelnen Wirkungsquerschnitte relativ groß. Die exklusive ρ^0-Photoproduktion ist der Einzel-Prozess mit dem größten Wirkungsquerschnitt. Dieser beträgt im elastischen Fall etwa 10% des totalen γp-Wirkungsquerschnitts (siehe Abbildung 2.6). Meistens dissoziiert das virtuelle Vektormeson bei der Wechselwirkung mit dem Proton. Dabei kann ein Pomeron, aber auch Farbladung ausgetauscht werden.

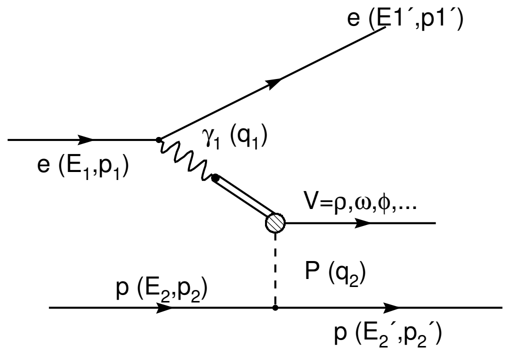


Abbildung 2.10: *Elastisches Ereignis, bei dem ein Vektormeson durch Pomeron-Austausch entsteht.*

2.5.3 Exklusive b_1-Photoproduktion

Da das Pomeron auch Bahndrehimpuls übertragen kann, ist die Photoproduktion von Axial-Vektormesonen mit negativer Ladungskonjugation ($J^{PC} = 1^{+-}$) prinzipiell ebenso möglich wie die Produktion von Vektormesonen. Axial-Vektormesonen tragen im Unterschied zu den Vektormesonen eine positive Parität. Unter den leichten Mesonen gibt es das $b_1(1235)$- und das $h_1(1170)$-Meson mit diesen Quantenzahlen [PDG00].
In dieser Arbeit wird die exklusive b_1-Produktion untersucht. Dabei überträgt das Pomeron Bahndrehimpuls ($L = 1$) zwischen dem virtuellen ρ^*-Meson und dem Proton. Das so produzierte b_1-Meson zerfällt anschließend dominant in $\omega\pi^0$ [PDG00]. Die Mesonen ω und π^0 werden dann über ihren Zerfall in Photonen nachgewiesen. Neben der resonanten b_1-Produktion kann die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion ebenfalls zu dem gleichen Endzustand führen. Bei der nicht-resonanten $\omega\pi^0$ Produktion strahlt das virtuelle ρ^*-Meson ein reelles π^0 bzw. ω ab und wechselwirkt dann mit dem Proton. Beide Prozesse sind in Abbildung 2.11 dargestellt. Weiter kann es auch noch zu einer Interferenz zwischen den beiden Prozessen kommen, da sie ja den gleichen Endzustand haben. Als dritter möglicher Prozess ist der Zerfall eines reellen ρ^0-Mesons in $\omega\pi^0$ zu nennen. Der Anteil dieses Prozesses ist allerdings klein, da die meisten produzierten ρ^0-Mesonen ($m_\rho = 770$ GeV, $\Gamma = 150$ GeV) eine kleinere Masse haben als ω und π^0 ($m_\omega + m_{\pi^0} = 915$ GeV) zusammen. In [BAL74] schätzen die Autoren aus theoretischen Überlegungen den Beitrag aus $\gamma p \to \rho^0 p \to \omega\pi^0 p$ zum totalen ρ^0-Wirkungsquerschnitt mit etwa 1% ab.
Bei verschiedenen Experimenten wurden schon Messungen zur exklusiven $\omega\pi^0$-Photoproduktion durchgeführt [BAL74] [STR76] [BAR80] [AST80] [ATK84] [BRA88]. Bei allen Experimenten wurden reelle Photonen auf ein im Laborsystem ruhendes Target ge-

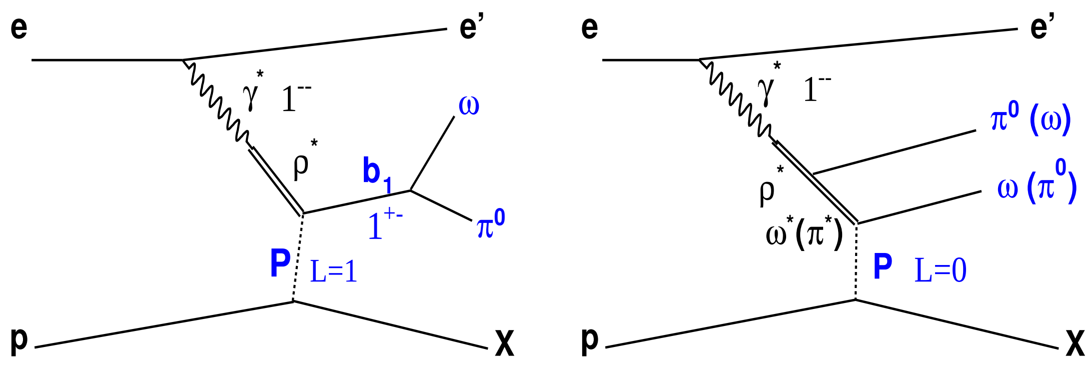


Abbildung 2.11: *Feynman-Diagramme für die exklusive $\omega\pi^0$-Photoproduktion. Links: Resonante $b_1(1235)$-Produktion, bei der das Pomeron Bahndrehimpuls ($L = 1$) überträgt. Rechts: Nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion.*

schossen. Die Photonen wurden dabei entweder über Bremsstrahlung oder den inversen Compton-Effekt erzeugt.
In [ATK84] und in [BRA88] zeigen die Autoren mit Hilfe einer Spin-Paritäts-Analyse (J^P), dass das beobachtete $\omega\pi^0$-Signal verträglich ist mit dominanter $J^P = 1^+$ b_1-Produktion, welche nicht die s-Kanal-Helizität erhält.
Im Falle von s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) übernimmt das produzierte Meson die Helizität des Photons. Dies bedeutet für Photoproduktion, dass das Meson dominant mit den Helizitäten ± 1 produziert wird, da die reellen Photonen transversal polarisiert sind.

Bei HERA bietet sich nun erstens die Möglichkeit, bei sehr viel höheren γp-Schwerpunktsenergien zu messen, und zweitens wurden bei HERA Prozesse zur Produktion von Axial-Vektormesonen bisher noch nicht untersucht. Durch die unterschiedlichen Wellenfunktionen von Vektor-Mesonen und Axial-Vektormesonen bieten sich hier eventuell neue Möglichkeiten, mehr über die Natur des Pomerons zu erfahren.

2.6 Das Modell des stochastischen Vakuums

Neben der Regge-Theorie gibt es auch andere Ansätze, das Verhalten für weiche Hadron-Hadron-Streuung vorherzusagen. Das „Modell des stochastischen Vakuums“ [DOS87] versucht dies im Rahmen nicht-perturbativer QCD. Die Modellparameter wurden aus Messungen bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 20$ GeV bestimmt. Die berechneten Wirkungsquerschnitte lassen sich dann auf die höheren Schwerpunktsenergien von HERA extrapolieren. Für diese Extrapolation wird wieder die Regge-Theorie benutzt.

Das Modell macht Vorhersagen für diffraktive Hadron-Hadron-Streuung [DOS94] [BER99b] und für die Elektro- sowie Photoproduktion von Vektormesonen [DOS97] [KUL99]. Die theoretischen Vorhersagen für diese Prozesse mit Pomeron-Austausch sind in Übereinstimmung mit experimentellen Daten.
Neben der diffraktiven Streuung (Pomeron-Austausch) kann das Modell auch auf Prozesse mit Odderon-Austausch angewandt werden. Für die Extrapolation der Wirkungsquer-

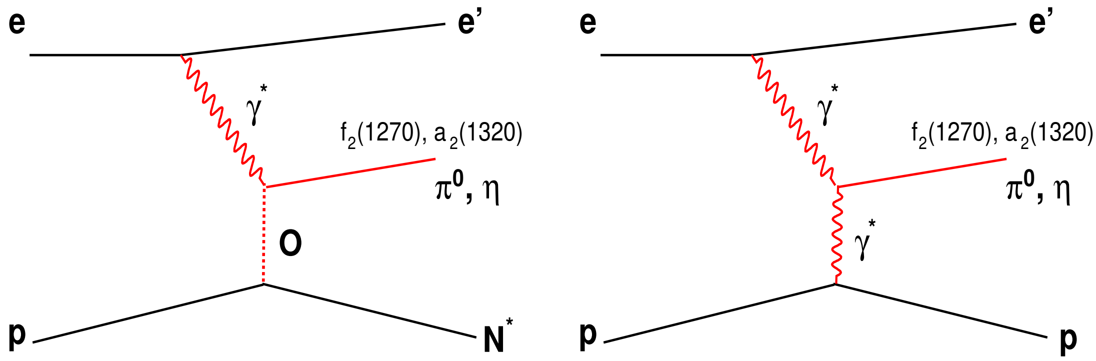


Abbildung 2.12: *Feynman-Diagramme für die exklusive Produktion von Pseudoskalaren und Tensor-Mesonen via Photon-Odderon-Fusion (links) oder Photon-Photon-Fusion (rechts).*

schnitte von Prozessen mit Odderon-Austausch wurde $\alpha_{\mathbb{O}} = 1.0$ angenommen [DOS01]. Dies bedeutet, dass die Wirkungsquerschnitte unabhängig von der Schwerpunktsenergie sind.

Odderon-Photon-Fusion

Wie in Abschnitt 2.4.2 erläutert, lassen die Messungen für Hadron-Hadron-Streuung keine Schlüsse auf Prozesse mit Odderon-Austausch zu. Als weitere Möglichkeit, nach Prozessen mit Odderon-Austausch zu suchen, bietet sich die Photon-Proton-Streuung an. Die Vorstellung ist, dass diese Prozesse analog zur Produktion von Vektormesonen durch Pomeron-Austausch zu verstehen sind. Auf Grund der anderen Quantenzahlen des Odderons können bei γp-Prozessen durch Odderon-Austausch pseudoskalare- (π, η, η'...) und Tensor-Mesonen (f_2 und a_2) entstehen (siehe Abbildung 2.12 links). Diese Mesonen haben alle einen negativen Eigenwert zur C-Parität ($C = -1$).
Solche Reaktionen sind von Vorteil bei der Suche nach Odderon-Beiträgen. Da erstens durch Pomeron-Austausch die exklusive Produktion von Mesonen mit negativer C-Parität nicht möglich ist, ergibt sich aus diesem sonst dominanten Kanal kein Untergrund. Zweitens haben sie durch das exklusiv produzierte Meson eine einfache Signatur im Detektor und sind somit experimentell leicht zugänglich. Als eine mögliche Untergrundquelle müssen Photon-Photon-Reaktionen betrachtet werden. Da das Photon die gleichen Quantenzahlen wie das Odderon trägt, kann es die gleichen Prozesse induzieren (siehe Abbildung 2.12 rechts). Dies gilt ebenso für den Austausch der ω-Trajektorie, da sie auch die gleichen Quantenzahlen wie das Odderon trägt. Der Untergrund von dieser Trajektorie kann jedoch bei den Schwerpunktsenergien von HERA vernachlässigt werden, da der Beitrag dieser Trajektorie mit der Energie fällt.

Exklusive π^0 Photoproduktion

In [BER99a] sind die totalen Wirkungsquerschnitte für den Prozess

$$\gamma p \to \pi^0 X \qquad (2.29)$$

berechnet, sowohl durch Odderon-Austausch als auch durch Photon-Autausch. Hierbei steht X entweder für ein angeregtes Nukleon N mit negativer Parität oder für ein Kontinuum aus Zuständen, in die das Proton angeregt werden kann. Der berechnete Wirkungsquerschnitt für den Odderon-Austausch bei $W = 20$ GeV ist

$$\sigma^{\mathbb{O}}(\gamma p \to \pi^0 X) \approx 300 \text{ nb}. \tag{2.30}$$

Dabei ist es entscheidend, dass das Proton bei der Reaktion angeregt wird. Im Falle der elastischen Streuung am Proton ist der Wirkungsquerschnitt bedeutend kleiner [RUE98]. Für die Begründung gilt wieder die gleiche Argumentation mit der Quark-Diquark-Struktur des Protons, wie für die Unterdrückung von odderoninduzierten Prozessen bei pp- und $p\bar{p}$-Streuung (siehe Abschnitt 2.4.2). Die Autoren schätzen die Unsicherheit für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts durch Odderon-Austausch mit einem Faktor 2 ab. Sie legen auch dar, dass der Wirkungsquerschnitt für den Photon-Austausch $\sigma^{\gamma}(\gamma p \to \pi^0 p)$ um 2 Größenordnungen kleiner ist als der entsprechende für den Odderon-Austausch $\sigma^{\mathbb{O}}(\gamma p \to \pi^0 p)$. Somit sind die zu erwartenden Ereignisse aus Photon-Photon-Prozessen als Untergrund zu vernachlässigen.

Exklusive Photoproduktion von Tensormesonen

Wie schon erwähnt, bietet die exklusive Photoproduktion von Tensor-Mesonen eine weitere Möglichkeit, Odderon-induzierte Prozesse zu untersuchen. In [BER00] geben die Autoren als Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von f_2 Mesonen durch den Odderon-Austausch

$$\sigma^{\mathbb{O}}(\gamma p \to f_2 N) = 21 \text{ nb} \tag{2.31}$$

an. Hier steht N für die Resonanzen $N(1520)$ oder $N(1535)$. Das f_2 wird dabei dominant mit den Helizitäten ± 2 produziert. Der Wirkungsquerschnitt für die f_2-Produktion durch Photon-Photon-Fusion ist um eine Größenordnung kleiner als durch Odderon-Photon-Fusion.

Für den Fall des a_2-Mesons ergibt sich ein etwa 9-mal größerer Wirkungsquerschnitt, da das Photon stärker an einen Isovektor als an ein Isoskalar koppelt. Dies ergibt sich auf Grund von Quarksummenregeln und kann auch in den Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte für ρ und ω gesehen werden.

Kapitel 3

Monte-Carlo-Simulation

Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen) sind ein wichtiges Werkzeug in der Teilchenphysik, das zur Interpretation der Daten verwendet wird. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen können Nachweiswahrscheinlichkeiten für Prozesse bestimmt werden. Dadurch ist es möglich, aus der Anzahl der Ereignisse in den Daten auf die ursprüngliche Anzahl der stattgefundenen Ereignisse zu schließen. Für die Anzahl der Ereignisse in den Daten gilt

$$N = \sigma \cdot L \cdot \eta, \tag{3.1}$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt L, die integrierte Luminosität und η die Nachweiswahrscheinlichkeit ist. In die Nachweiswahrscheinlichkeit gehen die geometrische Akzeptanz des Detektors, die Effizienz des Triggers (siehe Kapitel 4) und die angewandten Schnitte zur Selektion der Ereignisse ein. Weiter können mit Monte-Carlo-Simulationen auch Auflösungseffekte und die Auswirkungen der geometrischen Akzeptanz sowie der Triggerschwellen auf die Verteilungen der gemessenen Größen studiert werden.
Der Methode der Monte-Carlo-Simulation liegt die Idee zu Grunde, statistische Prozesse durch das Würfeln von Zufallszahlen gemäß einer Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung zu beschreiben. Dafür wird für jede unabhängige Größe $x_1, x_2, ...x_n$ eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung angenommen. Beim Berechnen einer Häufigkeitsverteilung der Größe $X(x_1, x_2, ...x_n)$ wird dann eine numerische Integration ausgeführt.
Die für diese Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Simulationen wurden in drei aufeinander folgenden Schritten erzeugt. Im ersten Schritt, der Erzeugung, werden die Streuprozesse zwischen den beiden Strahlteilchen simuliert. Hierbei werden die Viererimpulse der im Endzustand der Reaktion erzeugten Teilchen berechnet. In diesem Schritt geht das zu Grunde liegende physikalische Modell ein. In der Detektorsimulation, dem zweiten Schritt, wird die Wechselwirkung der bei der Streuung erzeugten Teilchen mit dem Detektormaterial simuliert. Darin gehen die Geometrie und die Materialien der verschiedenen Detektorkomponenten wie auch die elektrischen und magnetischen Felder ein. Weiter wird die Erzeugung von sekundären Teilchen und Teilchenschauern im Material berücksichtigt. Im dritten Schritt, der Rekonstruktion, wird die Antwort der Detektorkomponenten simuliert. Dabei müssen elektronische Effekte wie z. B. Rauschen und Digitalisierung berücksichtigt werden.
Für die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen wurden die offiziellen H1-Programme H1SIM und H1REC für die Detektorsimulation und Rekonstruktion verwendet.
Die zur Erzeugung der physikalischen Prozesse verwendeten Programme werden in den nächsten Abschnitten besprochen.

3.1 Das Monte-Carlo-Programm $\mathbb{OPIUM}$

Das Programm $\mathbb{OPIUM}$[1] [KOR00] ist eine Weiterentwicklung des Programms DiffVM [LIS99], wobei letzteres zur Erzeugung von Vektor-Mesonen durch Pomeron-Austausch entwickelt wurde. DiffVM basiert auf der Idee des Vektormeson-Dominanz-Modells, bei dem das Photon in ein virtuelles Vektormeson fluktuiert, um dann am Proton diffraktiv zu streuen. Die Photonenergien werden dafür gemäß der „Equivalent-Photon-Approximation" erzeugt (Gleichung 2.26).
Mit $\mathbb{OPIUM}$ können auch Prozesse durch Odderon-Austausch simuliert werden. Für diese Arbeit wurden mit $\mathbb{OPIUM}$ zwei verschiedene Prozesse generiert:

- Erstens die exklusive $a_2(1320)$-Photoproduktion durch Odderon Austausch

  $$e + p \to e' + a_2(1320) + p'.$$

  Das a_2 ist ein Tensor-Meson und trägt die Quantenzahlen $J^{PC} = 2^{++}$.

- Zweitens die exklusive $b_1(1235)$-Photoproduktion durch Pomeron-Austausch

  $$e + p \to e' + b_1(1235) + p'.$$

  Das b_1 ist ein Axial-Vektormeson und trägt die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{+-}$.

Hierbei steht p' für das auslaufende Proton. Eine Anregung des Protons, wie sie zumindest für den ersten Prozess erwartet wird, wurde nicht simuliert. Dies ist jedoch nicht problematisch, da in dieser Analyse das auslaufende baryonische System nicht nachgewiesen wird. In dieser Arbeit werden die Mesonen über ihren Zerfall in Photonen nachgewiesen, daher wurden speziell solche Zerfallskanäle simuliert, die ein großes Verzweigungsverhältnis in Multi-Photon-Endzustände haben.

3.1.1 a_2(1320)-Erzeugung

Für die Erzeugung des a_2 wurde dessen Masse gemäß ihrer natürlichen Linienform generiert. Die Linienform wird durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion für Tensor-Mesonen [MA90] beschrieben:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}m} \propto \left(\frac{m_0}{m}\right)^2 \frac{\Gamma_{\mathrm{tot}}(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma_{\mathrm{tot}}^2(m)}\,. \tag{3.2}$$

Hierbei ist $m_0 = 1318$ MeV die nominelle Masse des a_2 und $\Gamma_{\mathrm{tot}}(m)$ die massenabhängige Breite, welche folgendermaßen parametrisiert werden kann [MA90]:

$$\Gamma_{\mathrm{tot}}(m) = \Gamma_{\mathrm{tot},0} \frac{m}{m_0} \left(\frac{q^*}{q_0^*}\right)^{2L+1} \frac{D_L(q_0^* r)}{D_L(q^* r)}\,. \tag{3.3}$$

Dabei ist $\Gamma_{\mathrm{tot},0} = 107$ MeV die nominelle Breite, q^* der Impuls der Zerfallsprodukte (π^0 und η) im Ruhesystem des a_2s und q_0^* der Impuls im Falle $m = m_0$. Für den Zerfall des a_2 in zwei spinlose Teilchen gilt $L = J = 2$. Die Funktionen $D_L(q^* r)$ sind Formfaktoren:

$$D_2(q^* r) = 9 + 3(q^* r)^2 + (q^* r)^4\,. \tag{3.4}$$

[1] Odderon and Pomeron Induced Unified Meson maker

Hierbei wurde die effektive Wechselwirkungslänge $r = 1$ fm angenommen.
Es wurde in diesem Fall nur der Zerfall des a_2 in η und π^0 und der nachfolgende Zerfall der beiden pseudoskalaren Mesonen in zwei Photonen erzeugt:

$$a_2 \to \eta\pi^0 \to 4\gamma\,. \tag{3.5}$$

Das kombinierte Verzweigungsverhältnis für diesen Kanal beträgt 5.6% [PDG00].
Es wurde angenommen, dass die a_2 Mesonen dominant mit den Helizitäten ± 2 produziert werden [BER00]. Daraus ergibt sich die Zerfallswinkelverteilung [PIL79]

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta^*} \propto \sin^4\theta^* \tag{3.6}$$

für den Zerfall in zwei spinlose Teilchen, wie z.B. η und π^0. θ^* steht für den Winkel zwischen dem Impulsvektor eines der Zerfallsprodukte im Ruhesystem des a_2 und dem Impulsvektor des a_2 im γp-Schwerpunktssystem (*hadronic c.m.s.*).
Für die t-Verteilung wurde die Vorhersage aus dem MSV verwendet [BER00] :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \propto \exp(-4.8\ \mathrm{GeV}^{-2}|t| + 0.52\ \mathrm{GeV}^{-4}|t|^2)\,. \tag{3.7}$$

Abbildung 3.1 zeigt die Massenverteilung, t-Verteilung und die Zerfallswinkelverteilung, die für die Erzeugung benutzt wurden.

3.1.2 $b_1(1235)$-Erzeugung

Für die Linienform des b_1 wurde eine relativistische Breit-Wigner-Funktion verwendet, die die Linienform eines ρ-Mesons beschreibt [ADL00]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}m} \propto \left(\frac{m}{m_0}\right) \frac{\Gamma_{\mathrm{tot}}(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2\Gamma_{\mathrm{tot}}^2(m)}\,. \tag{3.8}$$

Hier ist $m_0 = 1230$ MeV die nominelle Masse des b_1 und $\Gamma_{\mathrm{tot}}(m)$ die massenabhängige Breite [ADL00],

$$\Gamma_{\mathrm{tot}}(m) = \Gamma_{\mathrm{tot},0}\left(\frac{q^*}{q_0^*}\right)^3 \frac{2}{1 + (q^*/q_0^*)^2}\,. \tag{3.9}$$

Die nominelle Breite beträgt $\Gamma_{\mathrm{tot},0} = 142$ MeV [PDG00]. Der Zerfall des b_1 wurde als dominant in ω und π^0 angenommen. Für den anschließenden Zerfall des ω wurden zwei verschiedene Kanäle generiert [PDG00]:

$$\omega \to \gamma\pi^0 \quad 8.5\% \tag{3.10}$$

und

$$\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0 \quad 88.8\%\,. \tag{3.11}$$

Daraus ergeben sich für das b_1 folgende Verzweigungsverhältnisse, wenn der Zerfall des π^0 in zwei Photonen dazukommt:

$$b_1 \to \omega\pi^0 \to \gamma\pi^0\pi^0 \to 5\gamma \quad 8.3\% \tag{3.12}$$

und

$$b_1 \to \omega\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \to \pi^+\pi^-\,4\gamma \quad 86.7\%\,. \tag{3.13}$$

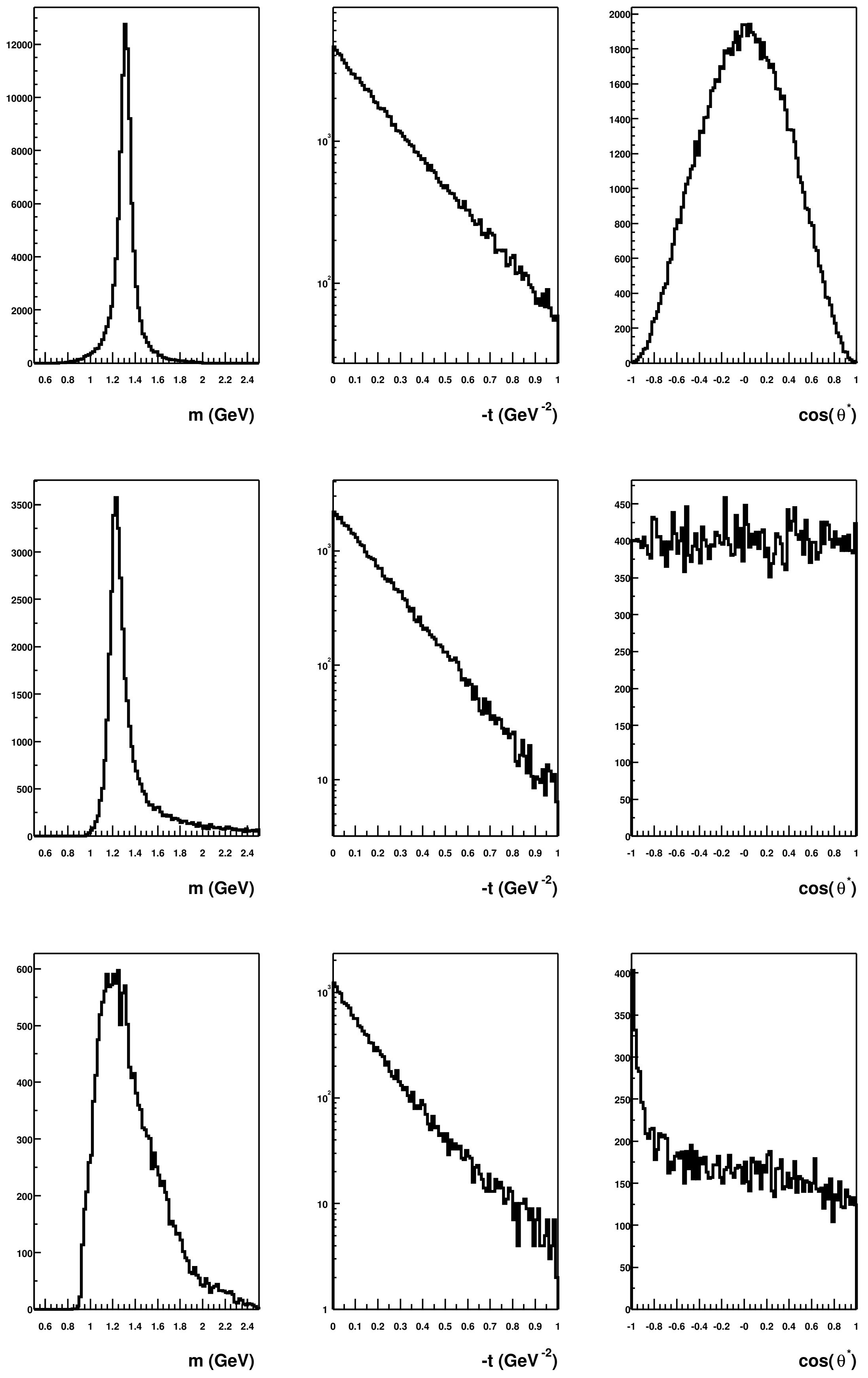


Abbildung 3.1: *MC Verteilungen für a_2 (obere Zeile), b_1 (mittlere Zeile) und $\omega\pi^0$(NR) (untere Zeile). Von links nach rechts: Massenverteilung, t-Verteilung und $\cos\theta^*$-Verteilung*

In der b_1-Analyse (Kapitel 5) soll das b_1-Meson über seinen Zerfall in einen reinen Photonen-Endzustand nachgewiesen werden ($b_1 \to 5\gamma$). Der Zerfall $b_1 \to \pi^+\pi^- 4\gamma$ produziert offensichtlich keinen reinen Photonen-Endzustand. Dieser Zerfallskanal wurde generiert, da er einen Untergrund zu $b_1 \to 5\gamma$ darstellt. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit kann ein geladenes Pion ein Photon im Kalorimeter vortäuschen, trotz der benutzten Schnitte zur Selektion der Photon-Kandidaten (siehe Abschnitt 5.2). Da das Verzweigungsverhältnis für $b_1 \to \pi^+\pi^- 4\gamma$ etwa um einen Faktor zehn größer ist als für $b_1 \to 5\gamma$, stellt der erste Zerfall dennoch eine relevante Untergrundquelle für den zweiten Zerfall dar.
Die Zerfallswinkelverteilung wurde flach in $\cos\theta^*$ generiert, sowohl für den Zerfall des b_1 als auch für den des ω.
Die zur Erzeugung benutzte t-Verteilung wurde aus den Daten bestimmt:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \propto \exp(-5.7 \text{ GeV}^{-2}|t|)\,. \tag{3.14}$$

Abbildung 3.1 zeigt die zur Erzeugung benutzten Verteilungen.

3.2 Das Monte-Carlo-Programm PYTHIA

Das Programm PYTHIA [SJO94] ermöglicht es, die gesamte Vielfalt der physikalischen Prozesse, die bei einer ep-Streuung ablaufen können, nach dem heutigen Wissen zu simulieren. Dabei macht das Programm eine Vorhersage, wie die unterschiedlichen Prozesse zu dem gesamten Wirkungsquerschnitt beitragen. Für diese Analyse soll PYTHIA verwendet werden, um zum einen den Untergrund zu den zwei in dieser Arbeit untersuchten Prozessen (exklusive b_1- und a_2-Produktion) zu simulieren. Eine mögliche Quelle von Untergrund ist die exklusive Produktion von Mesonen. Eine andere Quelle sind inklusive Ereignisse, die durch die Schnitte zur Selektion von exklusiven Ereignissen nicht verworfen werden. Beide dieser möglichen Untergrundquellen werden von PYTHIA simuliert. Zum anderen wird PYTHIA dazu verwendet, die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion zu beschreiben. Dieser Prozess steht in Konkurrenz zur resonanten b_1-Produktion, da das b_1-Meson dominant in $\omega\pi^0$ zerfällt.

3.2.1 PYTHIA als Untergrund-Monte-Carlo-Programm

Der Vergleich von den mit PYTHIA erzeugten Ereignissen mit den Daten zeigt, dass PYTHIA den Untergrund zu den hier untersuchten Prozessen überschätzt. Dabei ist anzumerken, dass PYTHIA entwickelt wurde, um Ereignisse mit einer hohen Multiplizität, also Ereignisse bei denen viele Teilchen entstehen, zu beschreiben. Diese Arbeit jedoch beschäftigt sich mit der Suche nach exklusiv produzierten Mesonen mit dementsprechend niedrigen Multiplizitäten.
PYTHIA beschreibt einen Teil der diffraktiven Dissoziation des Photons dadurch, dass das Photon in ein virtuelles Vektormeson fluktuiert, welches dann vom Pomeron in einen reellen angeregten Zustand gebracht wird. Diese angeregten Zustände tragen die technischen Bezeichnungen „ρ^0_{diff}", „ω_{diff}" und „ϕ_{diff}" entsprechend den virtuellen Vektormesonen, aus denen sie hervorgegangen sind. Der Zerfall dieser Zustände geschieht dann manchmal in einem vereinfachten Modell, bei dem nicht explizit Isospin-Erhaltung und C-Paritäts-Erhaltung gefordert wird. Ein Teil dieser Zerfälle in zwei Mesonen verletzt

nun diese Erhaltungssätze, wie z.B. $\rho^0_{diff} \to \pi^0\pi^0$. Solche Zerfälle in Mesonen (wie η oder π^0) mit einem großen Verzweigungsverhältnis zu $\gamma\gamma$ produzieren dann häufig reine Photonen-Endzustände. Diese Zerfälle täuschen dann einen Untergrund zu den hier untersuchten Prozessen vor, da die Mesonen b_1 und a_2 über ihre Zerfälle in Photonen nachgewiesen werden. Einem Vorschlag des Autors von PYTHIA folgend wurden alle Ereignisse nachträglich entfernt, bei denen einer der drei Zustände ρ^0_{diff}, ω_{diff} oder ϕ_{diff} auftrat und, einen der Erhaltungssätze verletzend, zerfiel. Diese veränderte Version von PYTHIA wird im Folgenden PYTHIA-mod genannt.
Abbildung 3.2 zeigt einen Vergleich der mit PYTHIA simulierten Ereignisse mit den Daten. Gezeigt ist die Vier-Photon-Masse von allen exklusiven Ereignissen, die genau vier Photon-Kandidaten aufweisen. Die Selektion der Ereignisse und die Schnitte für die Photon-Kandidaten werden in Kapitel 5 beschrieben. Diese Klasse von Ereignissen wird später für die a_2-Analyse (Kapitel 6) benutzt. Im oberen Teil der Abbildung sind alle Ereignisse die mit PYHTIA generiert wurden (PYTHIA) enthalten, im unteren wurden die oben beschriebenen Ereignisse verworfen (PYTHIA-mod). Im oberen Teil zeigt sich, dass PYTHIA den Untergrund überschätzt. Im unteren Teil wird ersichtlich, dass PYTHIA-mod allein die Daten nicht beschreibt. Hierzu trägt wesentlich die exklusive $\omega\pi^0$-Produktion bei, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt wird.

3.2.2 Die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion

Neben den Zerfällen der Zustände ρ^0_{diff}, ω_{diff} und ϕ_{diff}, die die Erhaltung des Isospins und der C-Parität verletzen, gibt es auch erlaubte Zerfälle. Einer der erlaubten Zerfälle des Zustandes ρ^0_{diff} ist

$$\rho^0_{diff} \to \omega\pi^0.$$

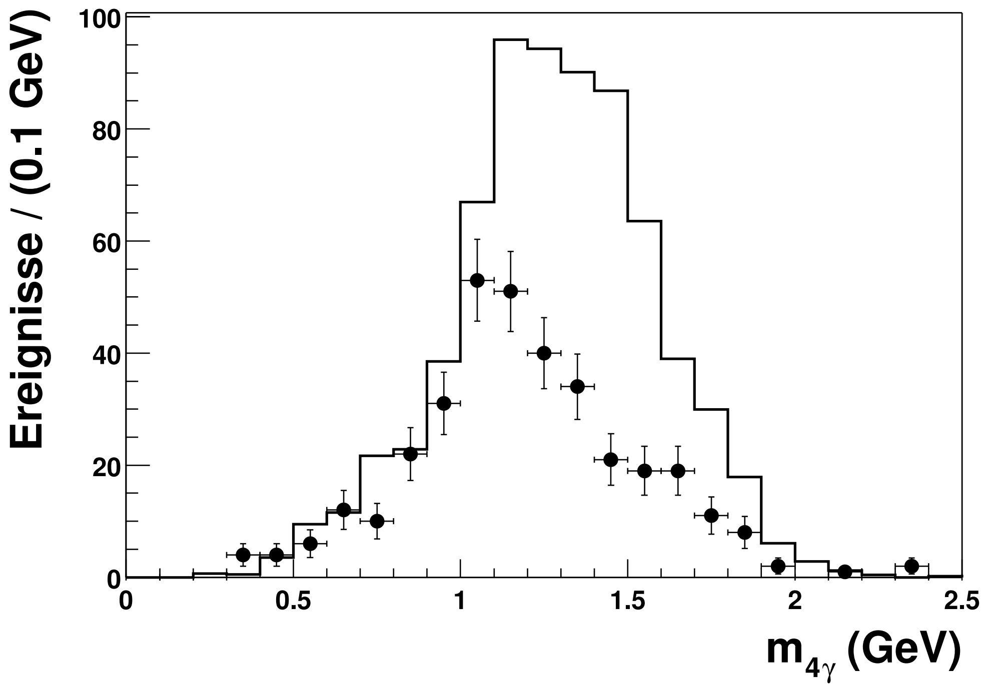
Der Prozess

$$\gamma p \to \rho^0_{diff} X \to \omega\pi^0 X,$$

wie er von PYTHIA beschrieben wird, wird in dieser Arbeit als beste Annahme verwendet, um den nicht-resonanten Anteil zur exklusiven $\omega\pi^0$ Produktion zu beschreiben. Dieser nicht-resonante Anteil ist in PYTHIA-mod enthalten, wird aber im Folgenden manchmal explizit erwähnt und mit $\omega\pi^0$(NR) bezeichnet.
PYTHIA macht eine Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses:

$$\sigma(\gamma p \to \omega\pi^0 X) = 190 \text{ nb}. \tag{3.15}$$

Abbildung 3.1 zeigt die von PYTHIA benutzten Verteilungen zur Simulation von $\omega\pi^0$(NR) Produktion. Es zeigt sich in der Massenverteilung der simulierte Schwelleneffekt. Knapp über der Summe der Massen von ω und π^0 steigt der Wirkungsquerschnitt steil an. Zusätzlich ist die $\omega\pi^0$(NR) Massenverteilung wesentlich breiter als für den Fall der b_1-Resonanz. Für die t-Verteilung wird ebenfalls eine exponentielle Abhängigkeit angenommen. Die $\cos\theta^*$-Verteilung ist bis auf Werte nahe ± 1 flach.



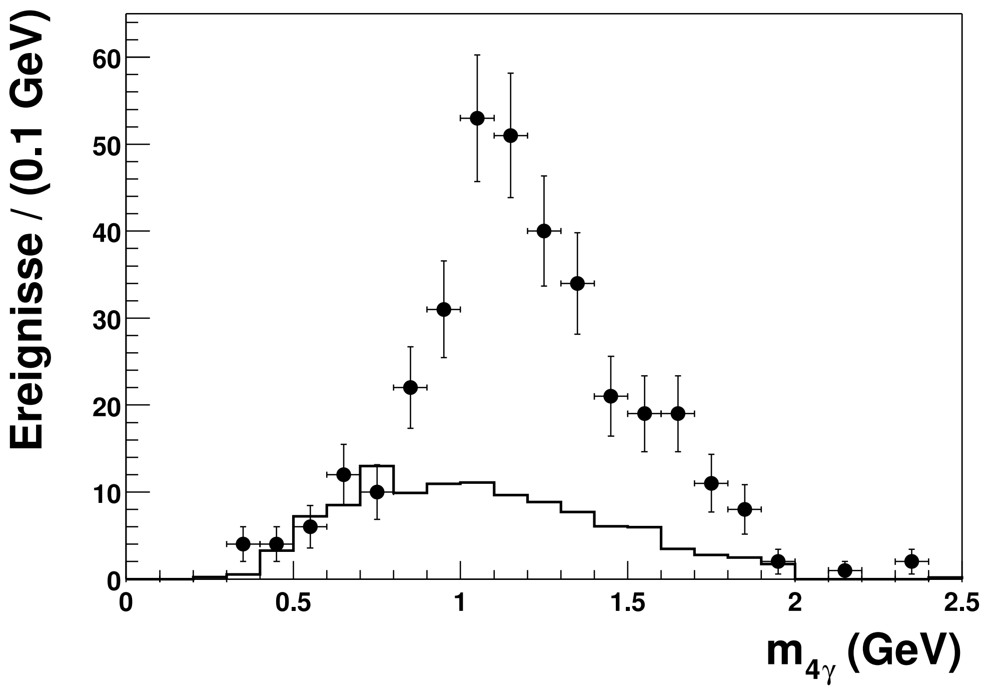


Abbildung 3.2: *Vergleich von PYTHIA mit Daten (oben) und von PYTHIA-mod mit Daten (unten) für die Vier-Photon-Masse von exklusiven Ereignissen, die genau vier Photon-Kandidaten aufweisen. Die Selektion der Ereignisse wird in Kapitel 5 erläutert. Die Punkte stehen für die Daten und die durchgezogene Linie für PYTHIA bzw. PYTHIA-mod.*

Kapitel 4

Datenselektion

4.1 Das Triggerkonzept

Die hohe Rate von Ereignissen bei HERA erzwingt eine Auswahl von solchen, die gespeichert und später analysiert werden sollen. Dies ist einerseits erforderlich, da mit einer Rate von 50.000 Ereignissen pro Sekunde (dies entspricht etwa der Rate von Strahl-Restgas Ereignissen) die Daten nicht gespeichert werden können. Andererseits ist es auch nicht wünschenswert, jedes Ereignis zu speichern, da die meisten Untergrundereignisse sind. Dieser Untergrund hat verschiedene Quellen:

- Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit dem Restgas in der Strahlröhre
- Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit der Strahlröhre
- Synchrotronstrahlung
- Kosmische Myonen

Ebenso wie die Wirkungsquerschnitte über mehrere Größenordnungen variieren, ergeben sich höchst unterschiedliche Raten ($\dot{N} = \sigma\mathcal{L}$) für die verschiedenen Prozesse. Bei einer konzipierten Luminosität von $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2} s^{-1} beträgt die Rate von Strahl-Restgas-Ereignissen etwa 50 kHz, dahingegen ist die Rate der Photoproduktionsereignisse etwa 30 Hz. Noch kleiner sind die Raten von einigen Hz für tiefinelastische Streuung und einigen Ereignissen pro Stunde für Prozesse mit $W^{\pm}$-Austausch [H1D96]. Die Trennung der *ep*-Ereignisse von Untergrundereignissen ist eine der Aufgaben des Triggersystems. Weiterhin soll das Triggersystem sicherstellen, dass Ereignisse von Prozessen mit kleinen Wirkungsquerschnitten aufgezeichnet werden und nicht in der Menge der Ereignisse untergehen, die aus Prozessen mit großen Wirkungsquerschnitten stammen.
Für diese Aufgaben besitzt H1 ein Triggersystem, bestehend aus fünf Triggerstufen. Jedes Ereignis muss eine Stufe nach der anderen passieren, bis es entweder verworfen oder am Ende aufgezeichnet wird. Dadurch wird die Datenrate reduziert, so dass es möglich ist, alle Ereignisse aufzuzeichnen, die die letzte Stufe passieren. Die verschiedenen Triggerstufen lassen sich folgendermaßen charakterisieren:

Die Triggerstufe L1: Die Zeit zwischen zwei *bunch crossings* (BC) beträgt 96 ns. Dies entspricht einer Frequenz von 10.4 MHz. Die erste Stufe L1 trifft jedoch erst 2.5 μs nach der eigentlichen *ep*-Wechselwirkung eine Entscheidung. Dies liegt unter anderem an den langen Zeiten, die manche Detektorkomponenten benötigen, um ein

Signal zu liefern. So ist z. B. die längste Driftzeit in einer Jet-Kammer (CJC) etwa 1 μs. Solche langen Antwortzeiten können nur auf Grund der relativ kleinen Ereignisrate toleriert werden. Die Wahrscheinlichkeit für eine *ep*-Wechselwirkung pro BC ist von der Größenordnung 10^{-3}. Um diese Unterschiede zwischen den verschiedenen Detektorkomponenten und den Signallaufzeiten auszugleichen, werden die Informationen von etwa 30 BC in den sogenannten Auslesepipelines zwischengespeichert.
Auf der ersten Stufe werden digitale Informationen verwendet, die schnell zu verarbeiten sind (z.B. ob die Energie in einer Detektorkomponente über einer gewissen Schwelle lag). Eine Kombination aus solchen verschiedenen Bedingungen nennt man einen Subtrigger. Bei H1 können 128 verschiedene Subtrigger für die Datennahme definiert werden. Auf Grund der sehr unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse ist es nötig, für manche Subtrigger einen Untersetzungsfaktor (*prescale factor*) zu definieren. Er gibt an, wie oft ein bestimmter Subtrigger ein Ereignis validieren muss, bis beim n-ten Mal der Trigger das sogenannte „L1keep”-Signal sendet. Bei einem „L1keep”-Signal werden die Auslesepipelines angehalten, und die Totzeit des Detektors beginnt.

Die Triggerstufe L2: Die Triggerstufe L2 wird durch das „L1keep”-Signal aktiviert und benötigt 20 μs für eine Entscheidung. Die Entscheidung basiert auf den gleichen Informationen der Detektorkomponenten wie bei L1, jedoch können hier komplexere Algorithmen angewendet werden. Falls L2 das Ereignis akzeptiert, beginnt die Auslese der Daten aus den Auslesepipelines der verschiedenen Detektorkomponenten, was etwa 1 ms braucht. Nach dem Auslesen werden die Pipelines wieder gestartet, und somit endet die Totzeit.

Die Triggerstufe L3: Sie war geplant, ist aber zur Zeit nicht implentiert.

Die Triggerstufe L4: Die vierte Triggerstufe ist die letzte Stufe, welche die Daten in Echtzeit bearbeitet. Ihr steht fast die gesamte Information, die der Detektor liefert, zur Verfügung, womit sie das Ereignis rekonstruktiert. Dabei werden entweder die Entscheidungen von L1 und L2 verifiziert und das Ereignis danach gespeichert, oder es wird verworfen.

Die Triggerstufe L5: L5[1] ist die letzte „Trigger”stufe, und ihre Aufgabe besteht darin, die Ereignisse vollständig zu rekonstruieren und nach ihrer physikalischen Signatur zu klassifizieren. Hierfür stehen nun auch die vollständigen Kalibrationen zur Verfügungen.

4.2 Der Subtrigger 50

In dieser Arbeit soll die exklusive Photoproduktion von Mesonen untersucht werden. Die Mesonen sollen dabei über ihren Zerfall in Photonen nachgewiesen werden. Für Photoproduktion ist es notwendig, Ereignisse bei sehr kleinem Q^2 auszuwählen. Im Laborsystem gilt

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2\frac{\theta}{2} \tag{4.1}$$

und

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta}{2}\ . \tag{4.2}$$

[1]Dies gilt für den Zeitraum vor 1998.

Hier sind θ der Polarwinkel des gestreuten Elektrons und E_e und E'_e die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung. Daraus wird ersichtlich, dass das Elektron für $Q^2 \approx 0$ unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird ($\theta \approx 180°$, da die z-Achse durch die Proton-Flugrichtung festgelegt ist). Für das produzierte Meson gilt, dass es nahezu den Impuls des Photons trägt, da bei Streuung durch Pomeron- oder Odderon-Austausch das Proton nur einen geringen Impuls bekommt. Somit fliegt das Meson nahezu parallel zum Elektron. Die aus dem Zerfall des Mesons stammenden Photonen fliegen meist auch in den rückwärtigen Bereich, da die Energie des Mesons groß gegenüber seiner Masse ist.
Um für diesen Zweck Ereignisse zu selektieren, wurde der Subtrigger 50 (S50) verwendet. Der S50 verlangte im Jahre 1996 auf der Triggerstufe L1 Aktivität im Elektron-Tagger bei $z = -33$ m und mindestens einen Cluster[2] im SpaCal mit einer Energie über etwa 2 GeV. Die zweite Triggerstufe akzeptierte das Ereignis, wenn der Cluster mehr als etwa 16 cm von der Strahlröhre entfernt war [3].
Somit stellt der S50 auf der Triggerstufe L1 zwei Bedingungen, die im Allgemeinen auch von einem Ereignis erfüllt werden, welches von den hier untersuchten Prozessen stammt. Leider ist die auf der Triggerstufe L2 gestellte Bedingung nicht so häufig erfüllt.

4.2.1 Die Effizienzen der Trigger-Elemente

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen können die Nachweiswahrscheinlichkeiten für verschiedene Prozesse bestimmt werden. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit ist es jedoch auch notwendig, die Trigger-Effizienz zu kennen. Die Trigger-Effizienz gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Ereignis vom Trigger validiert und somit aufgezeichnet wird. Die Trigger-Effizienz hängt dabei von den Größen ab, die in der Trigger-Definition festgelegt sind. Dies sind beim S50 die Energie und der transversale Abstand des Clusters von der Strahlröhre. Typischerweise sind in der Trigger-Definition bestimmte Schwellenwerte festgelegt, oberhalb derer die Effizienz nahe eins sein sollte. Auf Grund von Auflösungseffekten weisen die Effizienzen keine scharfen Kanten auf, sondern zeigen ein weiches Schwellenverhalten, welches gut mit einer Fermi-Funktion beschrieben werden kann.
Die für den Elektron-Tagger bestimmte Effizienz ϵ in Abhängigkeit von y ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Effizienz des Elektron-Tagger wurde an Hand von Daten bestimmt, die aus Bethe-Heitler-Prozessen stammen [LEV01]. Ebenso ist eine Anpassung mit einem Polynom der vierten Ordnung gezeigt. Die Variable y kann im Bereich der Photoproduktion als die normierte Energie des Photons $y = 1 - E'_e/E_e = E_\gamma/E_e$ betrachtet werden, da das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird (siehe Gleichung 4.2). Die Effizienz des Elektron-Tagger zeigt nicht das typische Schwellenverhalten, da in diese Verteilung zusätzlich die geometrische Akzeptanz des Elektron-Taggers eingeht.
Da die Programme H1SIM und H1REC den Elektron-Tagger nicht simulieren, wurde für die MC-Simulationen die Energie des auslaufenden Elektrons mit der Energieauflösung des Elektron-Tagger verschmiert und dann daraus y berechnet. Danach wurde die aus y berechnete Effizienz als Gewicht auf die simulierten Ereignisse angewendet.
Die Effizienz der anderen Bedingungen der Triggerstufe 1 und 2 wurde mit Hilfe des Subtriggers 43 bestimmt. Der S43 verlangt ein positives Signal des Elektron-Tagger bei $z = -33$ m und Aktivität in den Spurkammern. Die Elemente der beiden Trigger, die nicht den Elektron-Tagger betreffen, sind also unabhängig voneinander. Zur Bestimmung

[2] Der Begriff steht für eine räumlich begrenzte Energiedeposition.
[3] Diese drei genannten Triggerbedingungen werden mit `eTAG`, `SPCLe_IET>1` und `SPCL_R20` abgekürzt.

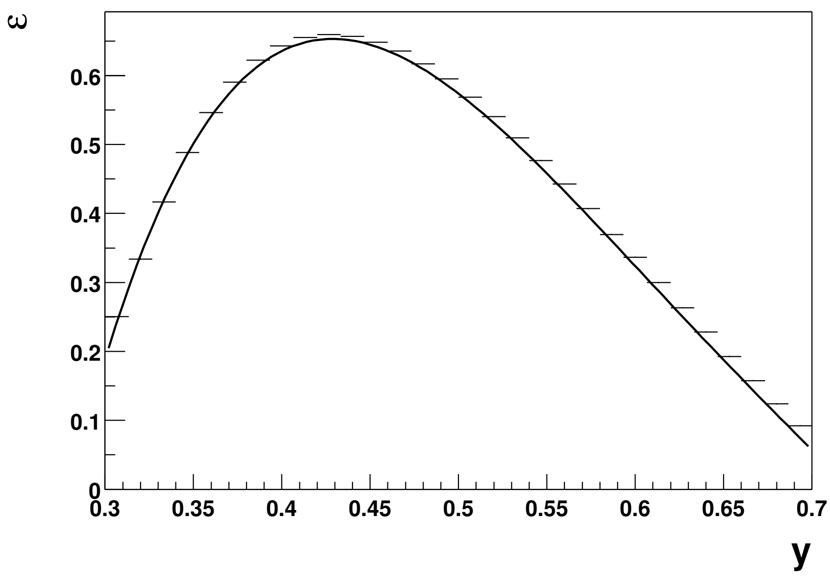


Abbildung 4.1: *Die Effizienz ϵ des Elektron-Tagger bei $z = -33$ m für das Jahr 1996 in Abhängigkeit von y. Die Effizienz wurde mit Daten bestimmt, die aus Bethe-Heitler-Prozessen stammen [LEV01]. Zusätzlich ist eine Anpassung an die Daten gezeigt, die für die Monte-Carlo-Simulation verwendet wird.*

der Effizienz wurden nun Ereignisse ausgewählt, die vom S43 getriggert wurden und bei denen ein Cluster im SpaCal rekonstruiert wurde. Aus der Information, ob der S50 ein solches Ereignis ebenfalls validiert oder nicht, lässt sich die Effizienz in Abhängigkeit von der Energie des Clusters E und dem transversalen Abstand von der Strahlröhre d bestimmen.
Abbildung 4.2 zeigt die Effizienz als Funktion jeweils einer Variablen (E oder d), wobei die zweite Variable deutlich über der Schwelle ($d > 25$ cm oder $E > 3$ GeV) liegt. Weiter zeigt die Abbildung jeweils eine an die Daten angepasste Fermi-Funktion:

$$\epsilon(x) = \frac{p_0}{(1 + \exp((p_1 - x)/p_2))} \,. \tag{4.3}$$

Die Parameter sind in der Abbildung angegeben. Abbildung 4.3 zeigt links die Effizienz als zweidimensionale Funktion, wie sie sich aus den Daten ergibt, und zusätzlich rechts das Produkt aus den beiden eindimensionalen Anpassungen. Für die Monte-Carlo-Simulation wird mit dieser Funktion die Wahrscheinlichkeit bestimmt, dass ein bestimmter Cluster das Ereignis triggert. Mit Hilfe von Zufallszahlen wird dann bestimmt, ob mindestens ein Cluster das Ereignis getriggert hat. Wenn dies der Fall ist, wird das Ereignis behalten und ansonsten verworfen.

4.3 Die Auswahl der Datennahmeperioden

Die Zeiten der Datennahme werden in sogenannte „Runs“ eingeteilt. Diese Runs werden bei H1 in die Klassen „gute“, „mittlere“ und „schlechte“ Qualität eingeteilt. Die Qualität eines Runs wird danach festgelegt, ob die wichtigsten Detektorkomponenten bereit zur

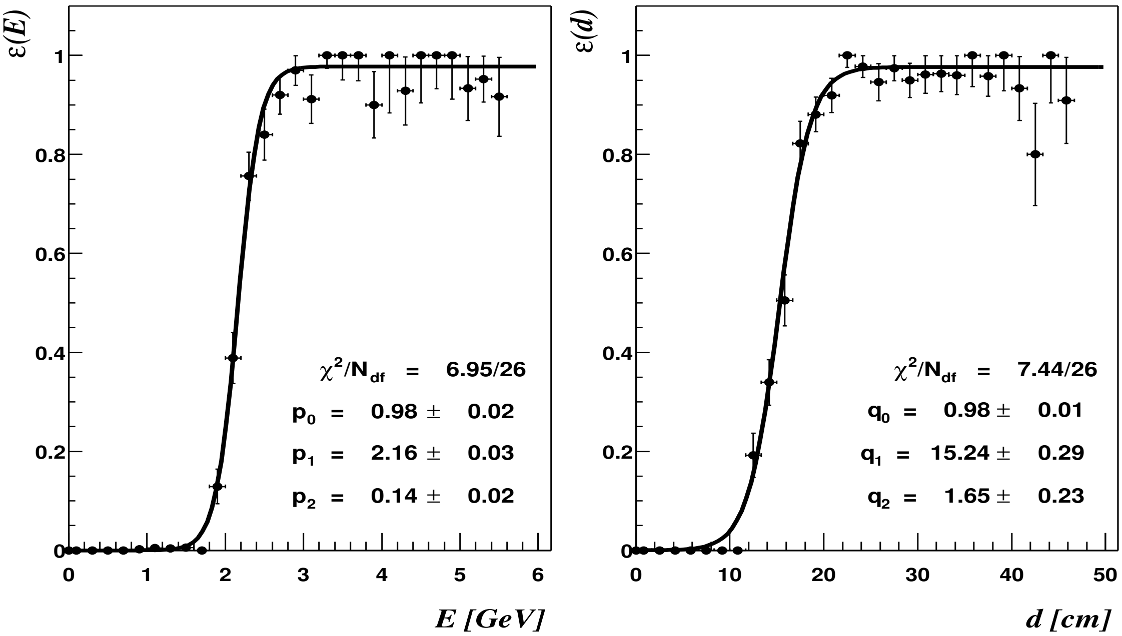


Abbildung 4.2: *Die Effizienz des S50: links in Abhängigkeit von der Energie E des Clusters für $d > 25$ cm und rechts in Abhängigkeit von dem transversalen Abstand von der Strahlröhre d für $E > 3$ GeV. Zusätzlich sind Anpassungen mit einer Fermi-Funktion gezeigt (Abbildung aus [BERN01]).*

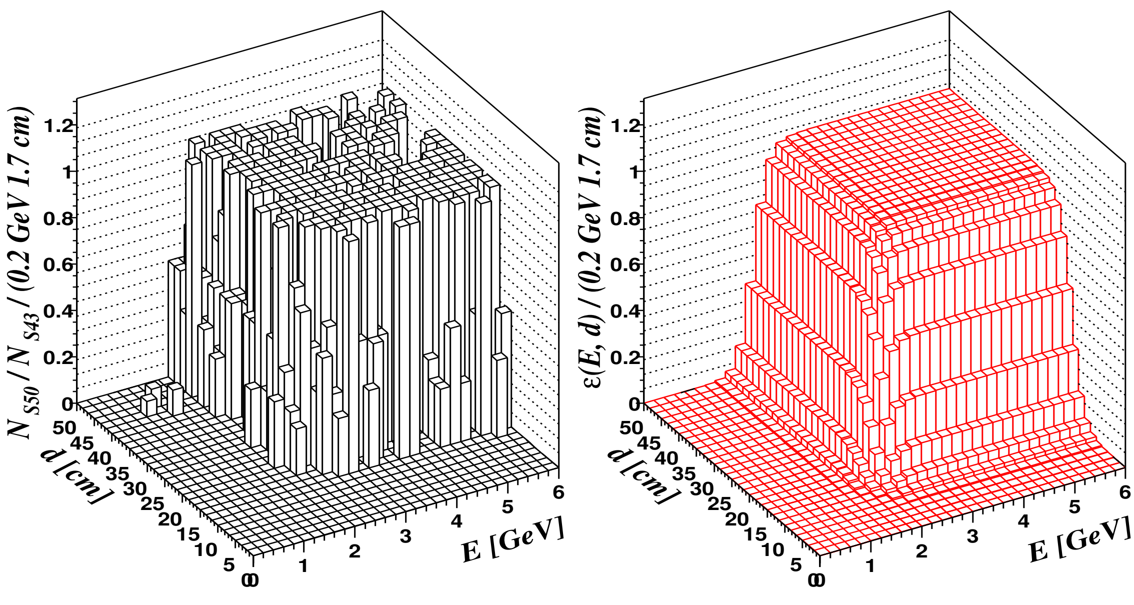


Abbildung 4.3: *Links: Die Effizienz des S50 in Abhängigkeit von der Energie des Clusters E und dem transversalen Abstand von der Strahlröhre d, wie sie sich aus den Daten ergibt. Rechts: Produkt aus zwei eindimensionalen Anpassungen an die Daten (Abbildung aus [BERN01]).*

Datennahme waren. Für diese Analyse wurden nur Runs von guter oder mittlerer Qualität akzeptiert. Des Weiteren werden die Runs in Phasen von eins bis vier klassifiziert. Die Phase 1 beginnt, direkt nachdem der Speicherring neu gefüllt wurde. Zu dieser Zeit sind die Strahlbedingungen noch nicht optimal, und aus diesem Grund wurden nur Runs der Phasen 2, 3 und 4 ausgewählt.
Alle Runs, für die der Untersetzungsfaktor (*prescale factor*) des S50 ungleich 1 war, wurden verworfen.
Für die ausgewählten Runs müssen die maßgeblichen Detektorkomponenten messbereit gewesen sein. Insbesondere sind hier die zentralen Spurkammern zu nennen, die wegen der Hochspannung anfälliger für Störungen sind.
Ein Run wurde ebenfalls verworfen, wenn seine integrierte Luminosität weniger als 0.5 nb^{-1} beträgt.

Kapitel 5

Exklusive $b_1(1235)$-Photoproduktion

In diesem Kapitel wird die exklusive $b_1(1235)$-Photoproduktion bei HERA

$$\gamma p \to b_1 X \tag{5.1}$$

untersucht. Die Elektronen bei HERA dienen hierfür als Quelle quasi-reeller Photonen ($Q^2 \approx 0$ GeV^2). Das b_1-Meson zerfällt dominant in $\omega\pi^0$. Neben der resonanten b_1-Produktion gibt es noch die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion, die ebenfalls zu einem exklusiven $\omega\pi^0$-Signal führt. Die Mesonen ω und π^0 werden dann über ihren Zerfall in fünf Photonen,

$$\omega\pi^0 \to (\pi^0\gamma)\pi^0 \to 5\gamma \ , \tag{5.2}$$

nachgewiesen. Das kombinierte Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall beträgt 8.3%. Das unter sehr kleinen Winkeln gestreute Elektron wird im Elektron-Tagger bei $z = -33$ m detektiert. Das auslaufende Nukleon (bzw. das dissoziierte System) wird nicht nachgewiesen. Die Daten wurden 1996 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von 4.5 pb^{-1}.

5.1 Rekonstruktion der Variablen

5.1.1 Rekonstruktion der Inelastizität y

Im Laborsystem gilt für die Inelastizität:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta}{2} \, , \tag{5.3}$$

wobei θ der Polarwinkel des gestreuten Elektrons und E_e bzw. E'_e die Energie des Elektrons vor bzw. nach der Streuung sind. Da das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird ($\theta \approx 180°$), kann die Inelastizität durch

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e} \tag{5.4}$$

genähert werden und ist in diesem Falle der normierten Photonenergie äquivalent.

5.1.2 Rekonstruktion der Viererimpulse

Die Viererimpulse werden bestimmt unter der Annahme, dass die rekonstruierten Cluster von Photonen stammen. Aus der Energie und den Ortskoordinaten des rekonstruierten Clusters kann der Viererimpuls des Photon-Kandidaten berechnet werden.
Bei den hier untersuchten Prozessen entstehen keine geladenen Teilchen. Somit können die zentralen Spurkammern keine Information darüber liefern, wo der Ursprung der Reaktion (Vertex) lag. Aus diesem Grund wird für die Berechnung der Viererimpulse angenommen, dass der Vertex bei $x = y = z = 0$ cm lag. Die mit Hilfe von Spuren geladener Teilchen gemessene Vertexverteilung hat eine Breite von $\sigma_z = 11$ cm und ist bei $z = 0$ cm zentriert. Aus der Unkenntnis des Vertex ergibt sich ein Fehler für die Berechnung der Viererimpulse, der sich unter anderem in der Massenauflösung zeigt.
Das SpaCal dient in den meisten Analysen zum Nachweis des gestreuten Elektrons. Dabei hat das gestreute Elektron eine Energie von etwa $10-27.5$ GeV. Daher ist die Energiekalibration für niedrige Energien, wie die Energien der Photonen aus dem Zerfall der Mesonen (100 MeV bis 8 GeV), nicht so gut bekannt. In [SWA00] wurde eine Energiekalibration mit Hilfe inklusiver π^0-Spektren durchgeführt. Die Kalibration ist von der Energie und dem transversalen Abstand des Clusters von der Strahlröhre abhängig und ist für die Monte-Carlo-Simulation und die Daten unterschiedlich. Vor der Berechnung der Viererimpulse wird die Energie der Cluster noch mit dieser Kalibration korrigiert.
Aus den Viererimpulsen der Photon-Kandidaten können dann verschiedene Größen berechnet werden, wie z.B. der transversale Impuls p_t oder die Masse des π^0 oder ω.

5.1.3 Rekonstruktion der Variable t

Die Größe t bezeichnet das Quadrat des Viererimpuls-Übertrags am Protonvertex. Da aber in dieser Arbeit das auslaufende Nukleon nicht nachgewiesen wird, kann nur indirekt auf t geschlossen werden.
Solange das Proton nur unter kleinen Winkeln gestreut wird, kann $-t$ durch das Quadrat des transversalen Impulses des auslaufenden Nukleons $p_t'^2$ genähert werden [STI01]:

$$t = (p - p')^2 \approx -p_t'^2 \, . \tag{5.5}$$

Aus der Impulserhaltung und der Exklusivität des Ereignisses folgt nun, dass der transversale Impuls des auslaufenden Nukleons gleich dem transversalen Impuls des b_1 bzw. $\omega\pi^0$-Systems ist:

$$p_t'^2 = p_{t,\omega\pi^0}^2 \, . \tag{5.6}$$

Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass in der Photoproduktion das virtuelle Photon einen vernachlässigbaren Transversalimpuls trägt. Somit ergibt sich als Näherung für t:

$$t = (p - p')^2 \approx -p_{t,b_1}^2 \, . \tag{5.7}$$

Der tranversale Impuls des b_1- bzw. $\omega\pi^0$-Systems ist nun eine Größe, die leicht aus den Viererimpulsen der Zerfallsphotonen bestimmt werden kann.

5.2 Selektion der Ereignisse

In diesem Abschnitt werden die Kriterien für die Photon-Kandidaten und für die Selektion der Ereignisse erläutert.

Die Kinematik der in dieser Arbeit analysierten Prozesse wurde auf

$$0.3 < y < 0.7 \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2 \tag{5.8}$$

eingeschränkt. Dass die erste Bedingung erfüllt ist, wird durch einen Schnitt in y sichergestellt. Die zweite ist durch die geometrische Akzeptanz des Elektron-Taggers festgelegt. Da in der hier untersuchten Reaktion keine geladenen Teilchen entstehen, wird verlangt, dass

$$\text{kein Vertex} \tag{5.9}$$

rekonstruiert wurde.
Von einem Überlapp-Ereignis spricht man, wenn in einem *bunch crossing* zwei *ep*-Streuprozesse geschehen. Falls einer der beiden Prozesse ein Bethe-Heitler-Prozess ist, kann das gestreute Elektron im Elektron-Tagger bei $z = -33$ m ein Photoproduktionsereignis vortäuschen. Dieser Untergrund wird durch eine maximal erlaubte Energie im Photon-Tagger unterdrückt:

$$E_{\gamma-Tag} < 5 \text{ GeV}. \tag{5.10}$$

Ein Schnitt auf die Energie im Elektron-Tagger bei $z = -44$ m

$$E_{eTag44} < 5 \text{ GeV} \tag{5.11}$$

unterdrückt Überlapp-Ereignisse bei denen zwei Photoproduktionsreaktionen stattfinden. Bei solchen Ereignissen wird ein Elektron in den Elektron-Tagger bei $z = -44$ m und das andere in den bei $z = -33$ m gestreut.
Um sicherzustellen, dass die gesamte Energie des gestreuten Elektrons im Elektron-Tagger deponiert wurde, wird

$$|X_{eTag}| < 6.5 \text{ cm} \tag{5.12}$$

verlangt. Die Variable X_{eTag} steht für die x-Koordinate des Clusters im Elektron-Tagger bei $z = -33$ m. Durch diesen Schnitt kann es bei den selektierten Ereignissen zu keinen Energieverlusten am Rande des Elektron-Detektors kommen.
Die produzierten Mesonen π^0 und ω tragen zusammen den longitudinalen Impuls des virtuellen Photons, da das Proton bei der Wechselwirkung nur einen relativ kleinen transversalen Impuls erhält. Daraus lässt sich schliessen, dass

$$\sum_{e'\gamma_1..\gamma_n} (E - P_z) \approx 2 \cdot E_e \tag{5.13}$$

gilt. Hierbei wird auf der linken Seite über das auslaufende Elektron und die Photonen im Endzustand summiert. Diese Summe muss in guter Näherung gleich der doppelten Strahlenergie sein ($2 \cdot E_e = 55$ GeV). Um den Untergrund von Ereignissen aus inklusiven Prozessen zu unterdrücken, wird auf die Variable $\sum(E - P_z)$ geschnitten:

$$50 \text{ GeV} < \sum_{e'\gamma_1..\gamma_n} (E - P_z) < 60 \text{ GeV}. \tag{5.14}$$

Die obere Grenze dient als weiteres Kriterium, um Überlapp-Ereignisse zu verwerfen.

Selektion der Photon-Kandidaten: Da die Produktion der Mesonen über ihren Zerfall in Photonen nachgewiesen werden soll, müssen einige besondere Kriterien für die

Photon-Kandidaten definiert werden. Diese Schnitte sorgen dafür, dass in den verbleibenden Ereignissen der Anteil von rein elektromagnetischen Endzuständen groß ist.
Die Energie, die ein Cluster haben muss, ist

$$E_{Cluster} > 0.1 \text{ GeV}. \tag{5.15}$$

Wenn im gleichen Ereignis noch weitere Cluster mit weniger als 100 MeV gefunden werden, so werden diese nicht beachtet. Es wurden mit Hilfe von e^-- und π^--Teststrahlen mit einer Energie von 4 GeV Messungen am SpaCal zum Trigger-Verhalten durchgeführt [H1N95]. Um zu verhindern, dass der Trigger durch Rauschen ausgelöst wird, genügt eine Trigger-Schwelle von 30 MeV.
Die zweite Bedingung, die ein Cluster erfüllen muss, betrifft den Cluster-Radius:

$$R_{Cluster} < 3 \text{ cm}. \tag{5.16}$$

Durch diesen Schnitt wird der Untergrund von Ereignissen, bei denen Hadronen (hauptsächlich geladene Pionen) im elektromagnetischen Teil des Spacals aufschauern, unterdrückt. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein π^- mit einer Energie von 1 GeV bzw. 7 GeV im elektromagnetischen Teil des SpaCals inelastisch wechselwirkt, beträgt etwa 65% bzw. 56% [APP96]. Die lateralen Ausdehnungen von Schauern, die durch e^- bzw. π^- mit einer Energie von 4 GeV erzeugt werden, wurden ebenfalls in [APP96] untersucht. Die typische transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen bzw. hadronischen Schauers liegt bei etwa 2 cm bzw. 7 cm. In Abbildung 5.1 sind Verteilungen des Cluster-Radius R für Daten und Monte-Carlo-Simulationen gezeigt. Man sieht, dass die Cluster von Photonen eine deutlich schmalere Verteilung zeigen als die Cluster von geladenen Pionen.
Um weiteren Untergrund von geladenen Pionen zu verwerfen, wird auf die Anzahl der Zellen $N_{Cluster}$, die zu einem Cluster gehören geschnitten:

$$N_{Cluster} > 1. \tag{5.17}$$

Minimal ionisierende Teilchen deponieren ihre Energie zumeist in nur einer Zelle. Weiter ist die räumliche Lokalisierung solcher Cluster schlecht, da der Rekonstruktions-Algorithmus den Cluster-Schwerpunkt in die Mitte der Zelle legen muss. Cluster mit $N_{Cluster} = 1$ ordnet der Rekonstruktions-Algorithmus den Radius $R = 0$ cm zu (siehe Abbildung 5.1).
Eine weitere Bedingung, um Untergrund von minimal ionisierenden Teilchen zu unterdrücken, ist, dass das Verhältnis der Cluster-Energien vom hadronischen zum elektromagnetischen Teil kleiner als 1% sein soll:

$$E_{had}/E_{em} < 1\%. \tag{5.18}$$

Durch diesen Schnitt wird der Anteil der geladenen Pionen, die als minimal ionisierende Teilchen durch beide Teile des SpaCals fliegen, verringert.
Damit nicht ein Teil der Energie des Photons verloren geht, wird verlangt, dass der Cluster vollständig im Kalorimeter (SpaCal) enthalten ist. Deswegen wird auf den Abstand des Clusters von der Strahlröhre geschnitten:

$$8 \text{ cm} < D_{Cluster} < 75 \text{ cm}. \tag{5.19}$$

Falls ein Cluster eines der vier letzten Kriterien nicht erfüllt, wird das Ereignis verworfen. Für die Analyse der exklusiven b_1-Produktion wurden Fünf-Photon-Kandidaten verlangt. Die so selektierten Fünf-Photon-Ereignisse lassen sich nun hinsichtlich ihrer Eigenschaften untersuchen.

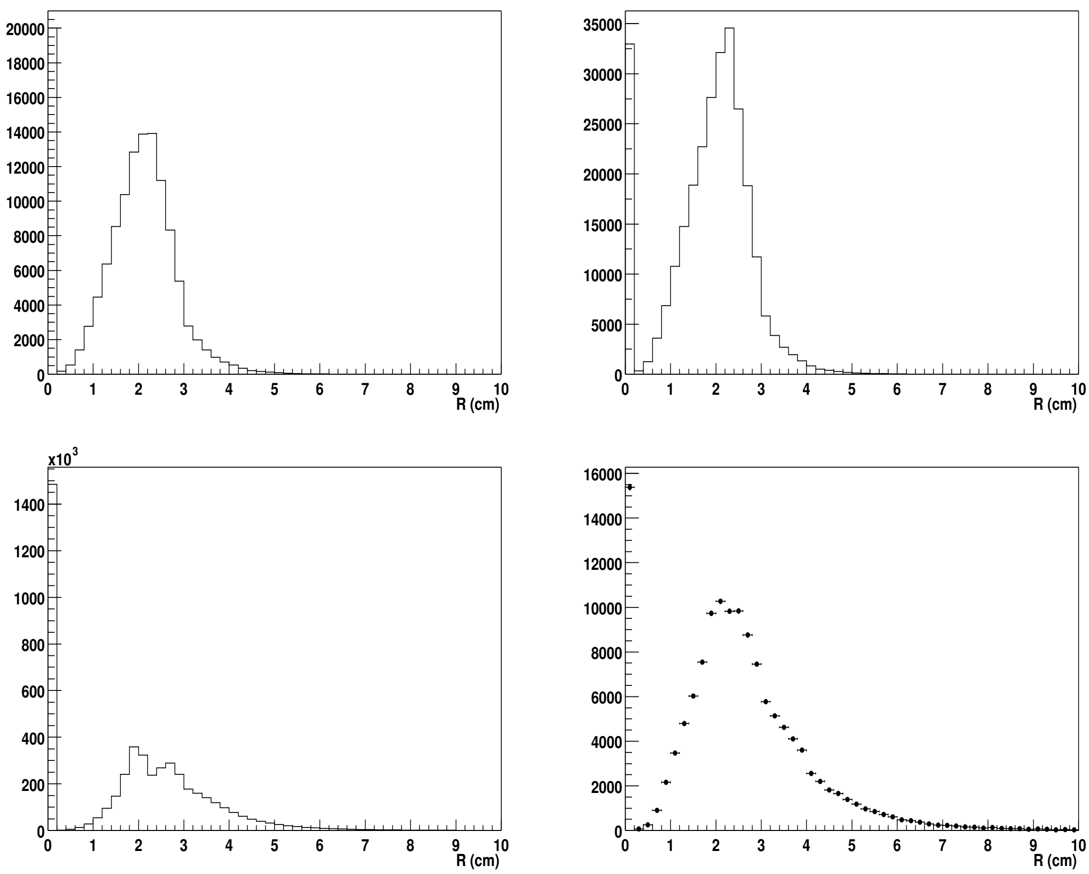


Abbildung 5.1: *Die Verteilung des Cluster-Radius R für die* $b_1 \rightarrow 5\gamma$*- (oben links),* $a_2 \rightarrow 4\gamma$*- (oben rechts),* $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$*-Monte-Carlo-Simulation (unten links) und die Daten (unten rechts). Hierfür wurden vor der Selektion der Photon-Kandidaten alle Cluster mit* $E > 0.1$ *GeV eines Ereignisses in das gleiche Histogramm eingetragen. Die Cluster, die zu Photonen gehören, zeigen eine deutlich schmalere Cluster-Radius-Verteilung als die Cluster von geladenen Pionen. Weiter fällt auf, dass die Anzahl der Einträge für* $R = 0$ *cm besonders groß ist bei der* ρ^0*-Monte-Carlo-Simulation. Der Rekonstruktions-Algorithmus ordnet einem Cluster den Radius* $R = 0$ *cm zu, falls die gesamte Energie des Clusters in einer Zelle des SpaCals enthalten ist. Diese sogenannten Ein-Zeller stammen meist von niederenergetischen Photonen oder von geladenen Pionen, die als minimal ionisierende Teilchen ihre Energie verlieren. In der Analyse wird verlangt, dass der Cluster-Radius eines Photon-Kandidaten kleiner als 3 cm ist und dass der Cluster aus mehr als einer Zelle besteht (*$R > 0$ *cm).*

5.3 Kontrollverteilungen

Abbildung 5.2 zeigt einige Eigenschaften der Fünf-Photon-Kandidaten nach den Schnitten. Gezeigt sind Verteilungen für die Energie, den Cluster-Radius und den transversalen Abstand von der Strahlröhre. Die Photon-Kandidaten sind dabei nach ihrer Energie sortiert. Zusätzlich ist zum Vergleich die Summe der verwendeten Monte-Carlo-Simulationen gezeigt. Diese sind die b_1-Monte-Carlo-Simulation und PYTHIA-mod, welche die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion enthält ($\omega\pi^0$(NR)). Wie der Wirkungsquerschnitt, der in die b_1-Monte-Carlo-Simulation eingeht, bestimmt wurde, wird in Abschnitt 5.7 erläutert. Es zeigt sich, dass die Form der Verteilungen von den Monte-Carlo-Simulationen gut beschrieben wird. Im oberen Teil der Abbildung 5.3 ist die Energie-Verteilung der gestreuten Elektronen für die selektierten Fünf-Photon-Ereignisse gezeigt. Aus der Energie wird dann die Variable y rekonstruiert (siehe Abschnitt 5.1.1). Im unteren Teil der Abbildung ist die Summe der Energien der fünf Photonen gezeigt. Zum Vergleich ist wieder die Summe der Monte-Carlo-Simulationen, PYTHIA-mod und b_1 (OPIUM), dargestellt.

5.4 Massenspektren

Der obere Teil von Abbildung 5.4 zeigt die Zwei-Photon-Masse der Fünf-Photon-Kandidaten für alle zehn Kombinationen pro Ereignis. Es zeigt sich ein deutliches π^0-Signal. Weiterhin ist ein Massenfenster eingezeichnet, welches für die π^0 Selektion benutzt wird:

$$|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 0.04 \text{ GeV}. \tag{5.20}$$

Die halbe Breite des Fensters entspricht etwa zwei Standardabweichungen einer an die Daten angepassten Gauß-Verteilung. Zusätzlich zu den Daten ist die Summe der Monte-Carlo-Simulationen von $\omega\pi^0$(NR), b_1 und PYTHIA-mod gezeigt. Der Anteil von $b_1 \to 5\gamma$ ist schraffiert hervorgehoben, wobei die restlichen Anteile im weißen Histogramm zusammengefasst sind. Es zeigt sich in beiden Histogrammen ein π^0-Signal. Das π^0-Signal im weißen Histogramm ist einerseits auf $\omega\pi^0$(NR) zurückzuführen und andererseits auf den dominanten Zerfallskanal des $b_1 \to \omega\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, bei dem auch zwei neutrale Pionen entstehen. Hier zeigt sich auch, dass es trotz der Schnitte zur Selektion von Photon-Kandidaten einen erheblichen Anteil von Ereignissen gibt, die im Endzustand nicht rein elektromagnetisch sind. Wie groß der Anteil der b_1-Monte Carlo-Simulation ist und wie er bestimmt wurde, wird in Abschnitt 5.7 erläutert.
Im unteren Teil der Abbildung 5.4 ist die Drei-Photon-Masse der restlichen drei Photonen zu sehen, wenn die Zwei-Photon-Masse der anderen beiden Photonen im π^0-Massenfenster liegt. Es ist ein klares ω-Signal sichtbar. Weiter ist das Massenfenster eingezeichnet, welches zur ω-Selektion benutzt wird:

$$|m_{3\gamma} - 0.77 \text{ GeV}| < 0.15 \text{ GeV}. \tag{5.21}$$

Hierbei entspricht die Mitte des Massenfensters ungefähr dem Mittelwert einer an die Daten angepassten Gauß-Verteilung und die halbe Breite des Fensters etwa zwei Standardabweichungen (siehe Abschnitt 5.7). Die gezeigten Monte-Carlo-Simulationen sind wiederum die gleichen wie beim π^0-Signal. Es zeigt sich im weißen Histogramm nur ein sehr kleines ω-Signal, welches von der $\omega\pi^0$(NR) Simulation stammt. Zum ω-Signal trägt der Zerfall $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ fast nicht bei.

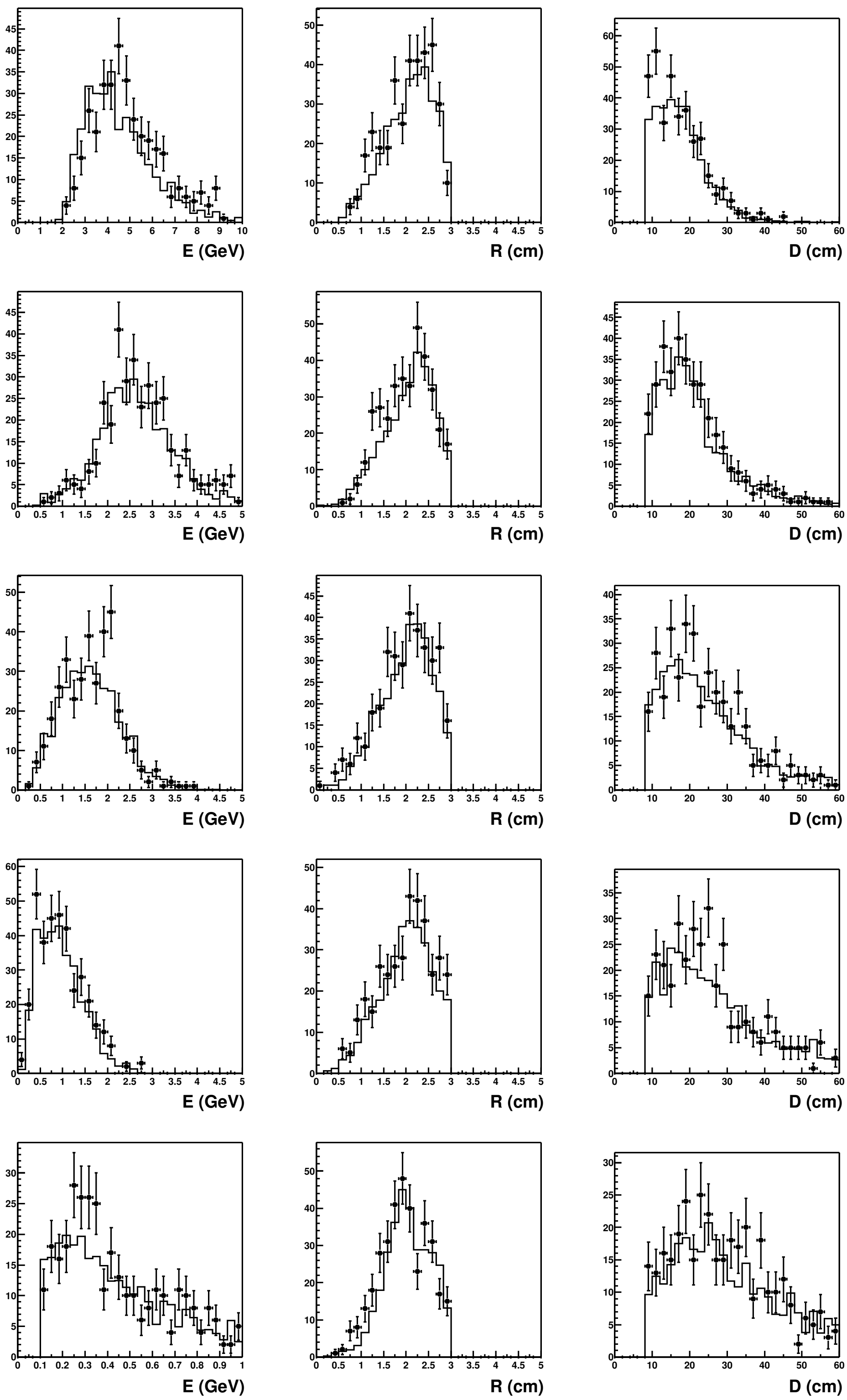


Abbildung 5.2: *Eigenschaften der Fünf-Photon-Kandidaten (von oben nach unten nach ihrer Energie sortiert). Linke Spalte: Energie in GeV, mittlere Spalte: Cluster-Radius in cm und rechte Spalte: Transversaler Abstand in cm. Zum Vergleich ist die Summe aus b_1-Monte-Carlo-Simulation und PYTHIA-mod gezeigt.*

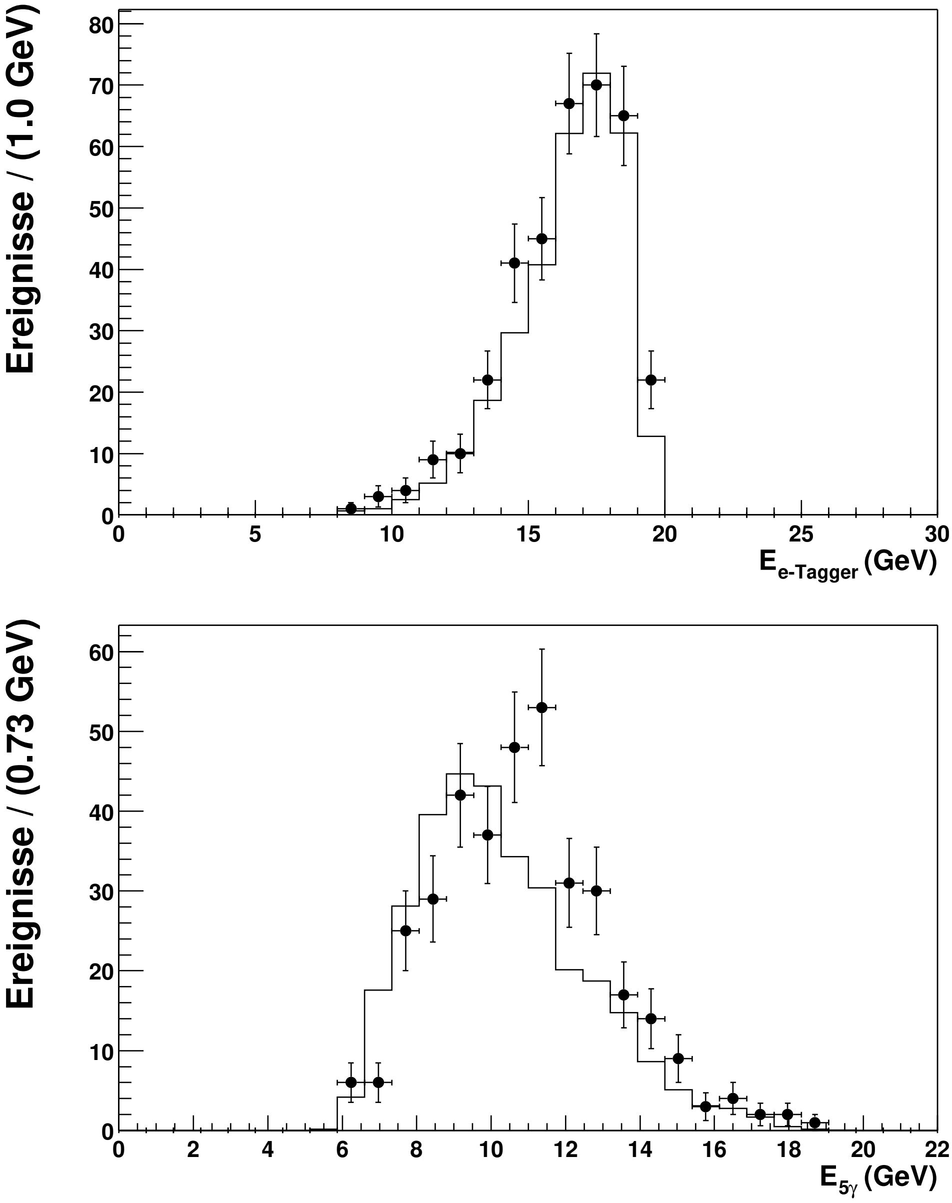


Abbildung 5.3: *Oben: Energie des gestreuten Elektrons. Unten: Die Summe der Energien der fünf Photonen. Zum Vergleich ist die Summe der Monte-Carlo-Simulationen, PYTHIA-mod und b_1 (OPIUM) gezeigt.*

Für die Selektion der Ereignisse mit einem ω und einem π^0 wurde verlangt, dass es mindestens eine $\pi^0 - \omega$ Kombination (von insgesamt zehn 2γ-Kombinationen pro Ereignis) gibt, wobei jedes Photon pro Kombination nur einmal Verwendung findet. Weiter müssen zwei der drei Photonen aus dem ω noch ein weiteres π^0 bilden. Abbildung 5.5 zeigt die resultierende Verteilung dieser Selektion. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Monte Carlo-Simulation für die Linienform des Signals.

5.5 Nachweiswahrscheinlichkeit für das b_1-Meson

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für das b_1-Meson wurde mit der b_1-Monte-Carlo-Simulation ($\mathbb{O}\mathbb{P}$IUM) bestimmt. Abbildung 5.6 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit η für $b_1 \to \omega\pi^0 \to 5\gamma$ im SpaCal in Abhängigkeit von den drei Größen m, $-t$ und $\cos\theta^*$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit η ist dabei definiert als:

$$\eta = \frac{N_{nach}}{N_{vor}}. \tag{5.22}$$

N_{nach} bzw. N_{vor} ist dabei die Anzahl der Ereignisse nach bzw. vor den Schnitten. Die Schnitte wurden dafür auf die rekonstruierten Größen angewendet. Die Variable, in deren Abhängigkeit die Nachweiswahrscheinlichkeit η aufgetragen ist, wurde aber aus den generierten Größen berechnet. In die Nachweiswahrscheinlichkeit gehen die geometrische Akzeptanz des Detektors und die Trigger-Effizienzen ein, aber keine Verzweigungsverhältnisse. Es zeigt sich in Abbildung 5.6, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit mit der Masse des Teilchens ansteigt. Dies lässt sich durch die im Mittel höheren Transversalimpulse der Zerfallsprodukte erklären. Hingegen ist die Abhängigkeit von $-t$ in guter Näherung flach. Eine besonders starke Abhängigkeit weist die $\cos\theta^*$-Verteilung auf. Dies ist durch die geometrische Akzeptanz des SpaCals zu erklären. Für $\cos\theta^* \approx \pm 1$ ist die Akzeptanz besonders schlecht, da hier entweder ω oder π^0 parallel zur Strahlachse in Rückwärtsrichtung fliegen und somit die Wahrscheinlichkeit groß ist, dass eines der Zerfallsphotonen in der Strahlröhre verschwindet. Aus diesem Grund kann auch keine Zerfallswinkelanalyse des $\omega\pi^0$-Systems durchgeführt werden. Die zum Teil (bei großem m oder großem $-t$) starken Sprünge der Nachweiswahrscheinlichkeit η in den gezeigten Histogrammen (bei großen Massen oder großem $-t$) lassen sich durch eine geringe Statistik in diesen Bins erklären. Die statistischen Fehler wurden mit der Beziehung

$$\Delta\eta = \frac{\sqrt{N_{vor} \cdot \eta\,(1-\eta)}}{N_{vor}} \tag{5.23}$$

abgeschätzt.

5.6 p_t- und t-Verteilungen

Abbildung 5.7 zeigt die p_t-Verteilungen der selektierten π^0- bzw. ω-Kandidaten (oben bzw. unten). Für die Selektion der Ereignisse wurde wieder eine $\omega - \pi^0$ Kombination verlangt und ein weiteres π^0 aus dem ω. Die Ereignisse sind somit identisch mit den in Abbildung 5.5 gezeigten. Die gezeigten Monte-Carlo-Simulationen sind b_1 (schraffiertes Histogramm) und PYTHIA-mod (weißes Histogramm). In Abbildung 5.8 ist die entsprechende t-Verteilung für diese Ereignisse zu sehen. Zusätzlich ist eine im Bereich $-t < 1$

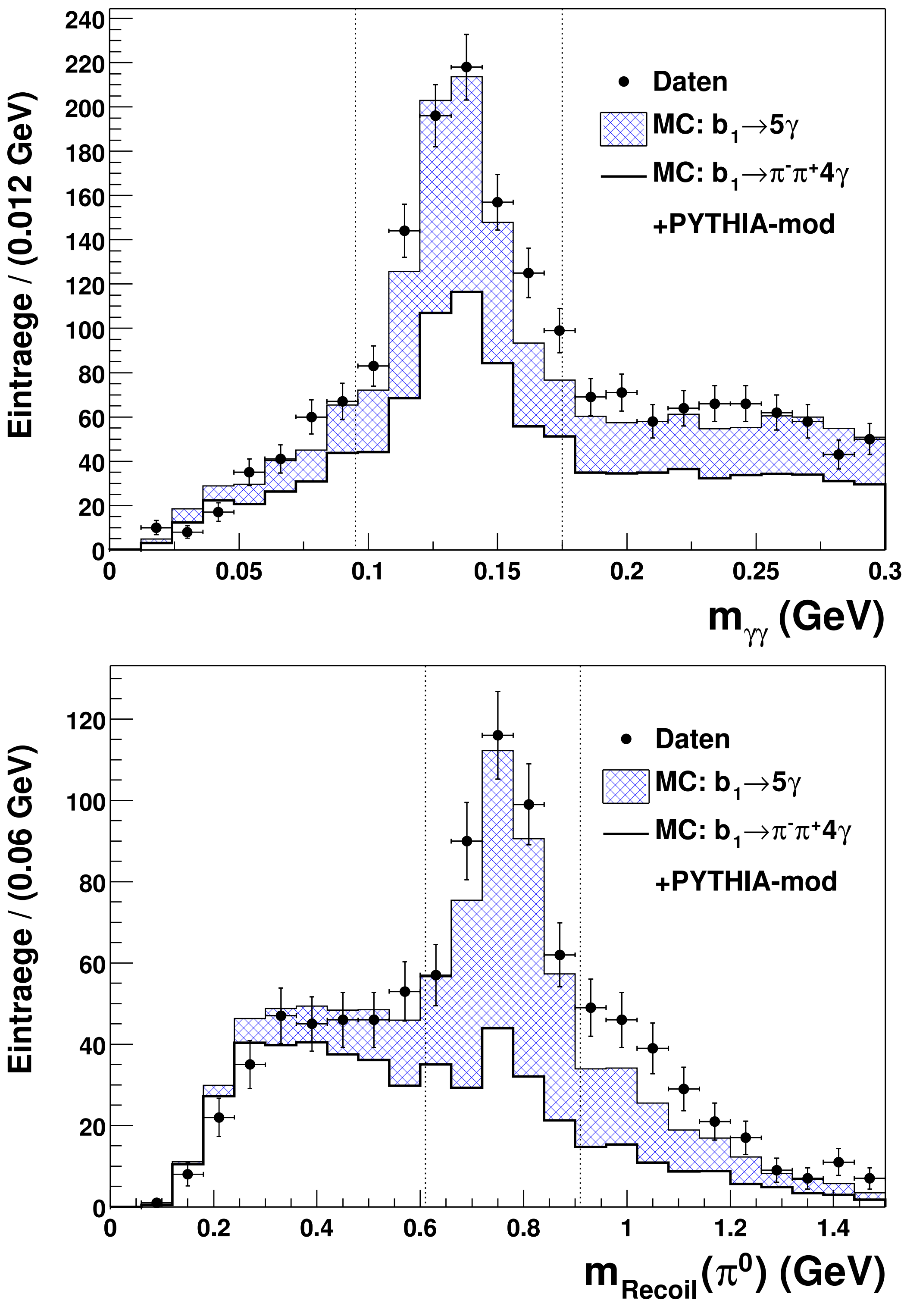


Abbildung 5.4: *Oben: Die Zwei-Photon-Masse für alle 10 Kombinationen pro Ereignis zeigt ein deutliches π^0-Signal. Zusätzlich ist das Massenfenster eingezeichnet, welches zur π^0-Selektion benutzt wird. Unten: Drei-Photon-Masse für den Fall, dass die Zwei-Photon-Masse der anderen beiden Photonen im π^0-Massenfenster liegt. Es ist deutlich ein ω-Signal erkennbar. Zusätzlich ist das Massenfenster eingezeichnet, welches zur ω-Selektion benutzt wird. Die gezeigten Monte-Carlo-Simulationen sind im Text und in der Legende erläutert.*

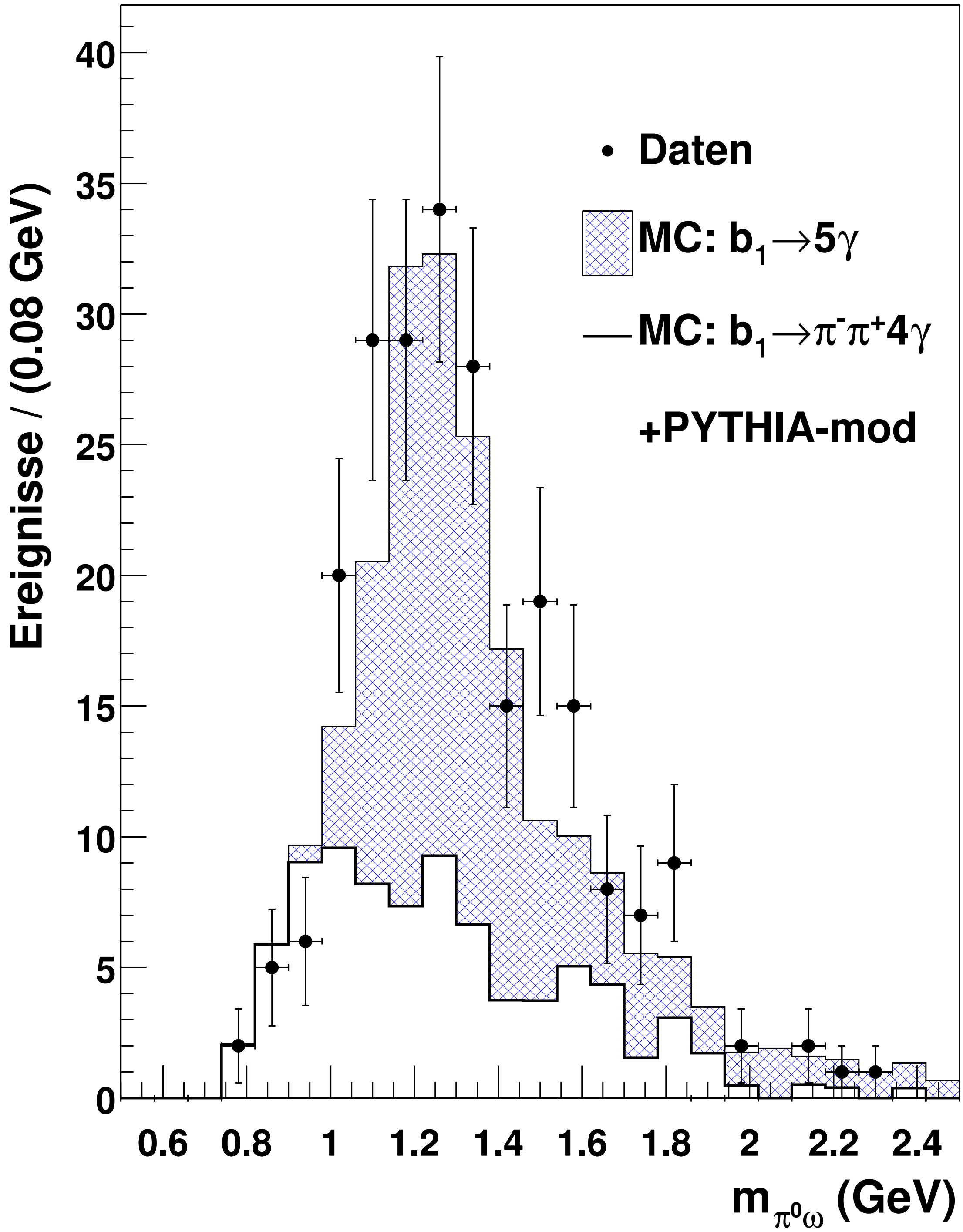


Abbildung 5.5: *Spektrum der Fünf-Photon-Masse, wenn es mindestens eine $\omega - \pi^0$ Kombination gibt, wobei zwei der drei Photonen aus dem ω noch ein weiteres π^0 bilden müssen. Die π^0- und ω- Definitionen sind im Text erläutert. Die gezeigten Monte-Carlo-Simulationen sind im Text und in der Legende erläutert.*

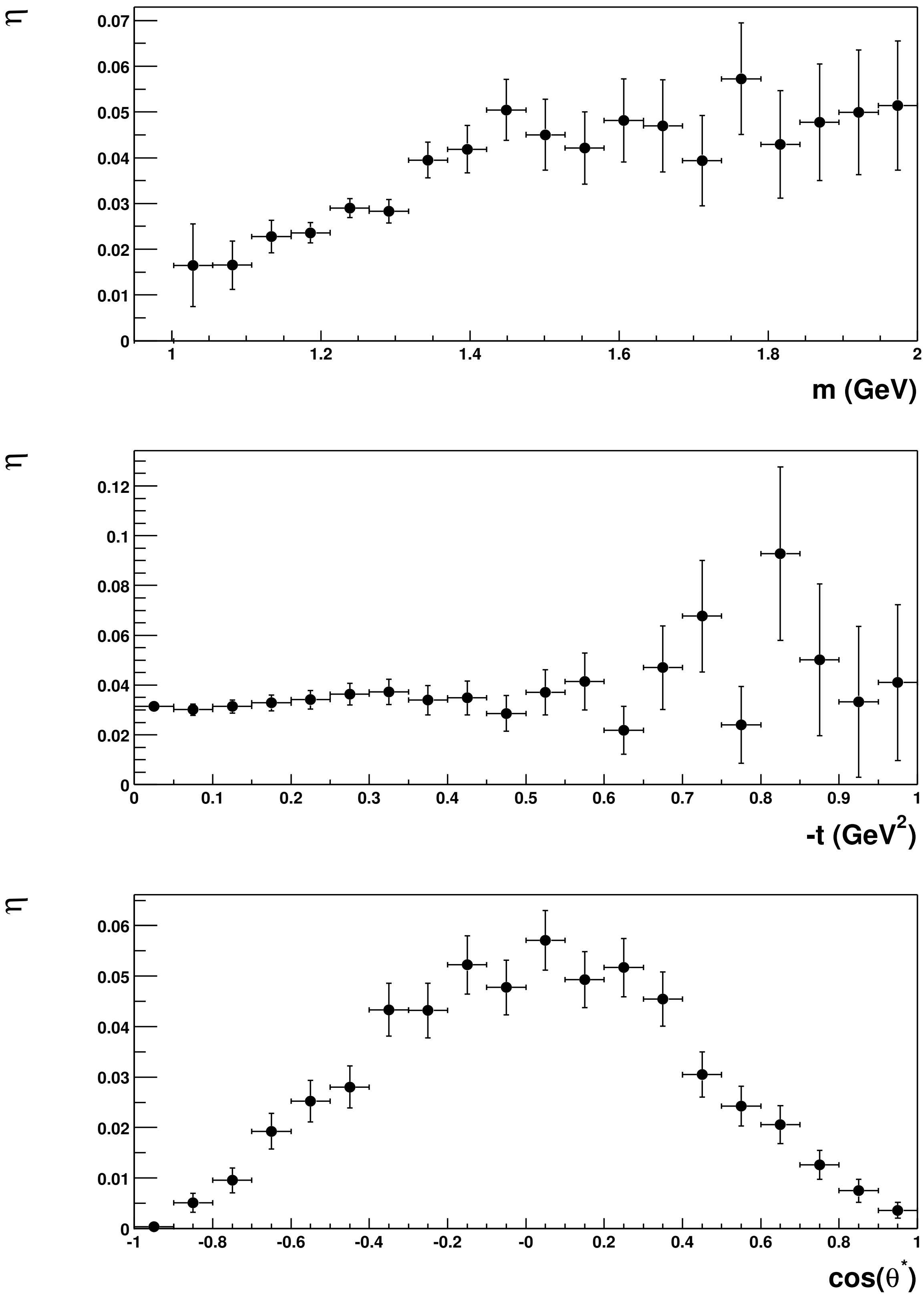


Abbildung 5.6: *Die Nachweiswahrscheinlichkeit η für $b_1 \to \omega\pi^0 \to 5\gamma$ im SpaCal als Funktion der Variablen m, $-t$ und $\cos\theta^*$.*

GeV^2 an die Daten angepasste Exponential-Funktion $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto e^{bt}$ zu sehen. Die Anpassung liefert den Wert

$$b = -(5.2 \pm 0.5)\ \mathrm{GeV}^{-2}\,. \qquad (5.24)$$

Für diese Anpassung wurde die ungewichtete t-Verteilung der Daten benutzt, da die Nachweiswahrscheinlichkeit, wie in Abbildung 5.6 gezeigt, flach in t ist.

5.7 Bestimmung des $\omega\pi^0$- Wirkungsquerschnitts

Zur Bestimmung des $\omega\pi^0$-Wirkungsquerschnitts wurde das ω Signal (siehe Abbildung 5.4) benutzt. Dieses Signal bietet die Möglichkeit, die Anzahl der Ereignisse mit einem ω in den Daten zu bestimmen. Das ω-Signal hat diesbezüglich gegenüber dem π^0 Signal (siehe oberer Teil der Abbildung 5.4) und dem Fünf-Photon-Massenspektrum (siehe Abbildung 5.5) zwei Vorteile. Erstens hebt sich das ω-Signal im Gegensatz zum Fünf-Photon Massenspektrum deutlich vom Untergrund ab. Zweitens ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Zerfall des $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ zu dem Signal beiträgt, sehr gering. Bei dem π^0-Signal hingegen ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass es Beiträge aus dem anderen Zerfallskanal gibt, da ja auch in diesem Falle zwei neutrale Pionen produziert werden.
Abbildung 5.9 zeigt nochmals die Datenpunkte von Abbildung 5.4 und eine an die Daten angepasste Funktion,

$$F(x) = \sqrt{x - 0.2} \cdot P_3(x) + \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}\ , \qquad (5.25)$$

die von $m_{3\gamma} = 0.2$ GeV bis 1.5 GeV angepasst wurde. Der erste Teil der Funktion beschreibt den Untergrund, wobei die Wurzel dem Schwellenverhalten Rechnung trägt. Das ω-Signal wird mit Hilfe einer Gauß-Verteilung (zweiter Teil der Funktion) angepasst. Die Anpassung ergab für die Parameter der Gauß-Verteilung:

$$N = (174 \pm 32)\ \text{Ereignisse} \qquad \mu = (0.77 \pm 0.01)\ \mathrm{GeV} \qquad \sigma = (0.06 \pm 0.01)\ \mathrm{GeV}. \quad (5.26)$$

Die Anzahl der Ereignisse N ergibt sich aus dem Integral A über die Gauß-Verteilung geteilt durch die Bin-Breite. Die so bestimmte Anzahl der Ereignisse N mit einem ω-Meson ist gleich der Anzahl der Ereignisse mit einem ω- und einem π^0-Meson, da für die in Abbildung 5.9 gezeigten Daten bereits ein π^0-Meson selektiert wurde.
Somit lässt sich nun ein Wirkungsquerschnitt für die exklusive $\omega\pi^0$ Photoproduktion

$$\sigma(\gamma p \to \omega\pi^0 X) = \frac{N}{L \cdot BR \cdot \eta \cdot \mathcal{F}_{e|\gamma}} \qquad (5.27)$$

berechnen. Dabei steht L für die integrierte Luminosität, BR für das kombinierte Verzweigungsverhältnis $\omega\pi^0 \to 5\gamma$, $\mathcal{F}_{e|\gamma}$ für den Photon-Flussfaktor und η für die Nachweiswahrscheinlichkeit. Diese Größen ergeben sich zu:

$$L = 4.51\ \mathrm{pb}^{-1} \quad BR = 8.3\% \quad \mathcal{F}_{e|\gamma} = 0.0136 \quad \eta = (3.2 \pm 0.1)\%\,. \qquad (5.28)$$

Die Wahrscheinlichkeit η, exklusiv produzierte $\omega\pi^0$s nachzuweisen, wurde mit Hilfe der b_1-Monte-Carlo-Simulation ($\mathbb{OPIUM}$) bestimmt. Zusätzlich ist der statistische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit η angegeben.
Der daraus errechnete Wirkungsquerschnitt ist

$$\sigma(\gamma p \to \omega\pi^0 X) = (1070 \pm 200\ (\mathrm{stat}) \pm 200\ (\mathrm{syst}))\ \mathrm{nb}\,. \qquad (5.29)$$

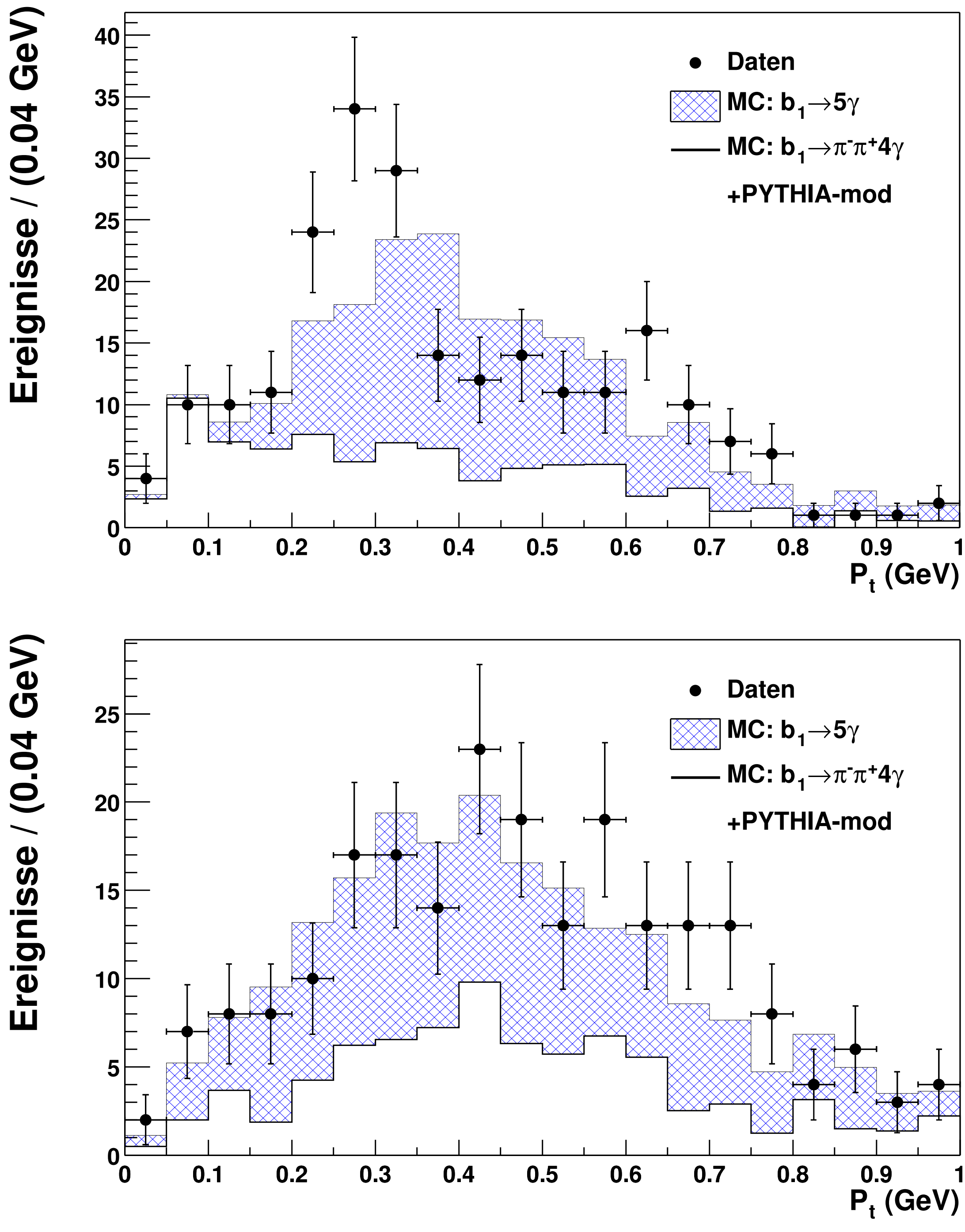


Abbildung 5.7: *p_t-Verteilungen für π^0 (oben) und ω (unten) nach der $\omega - \pi^0$ Selektion wie für Abbildung 5.5.*

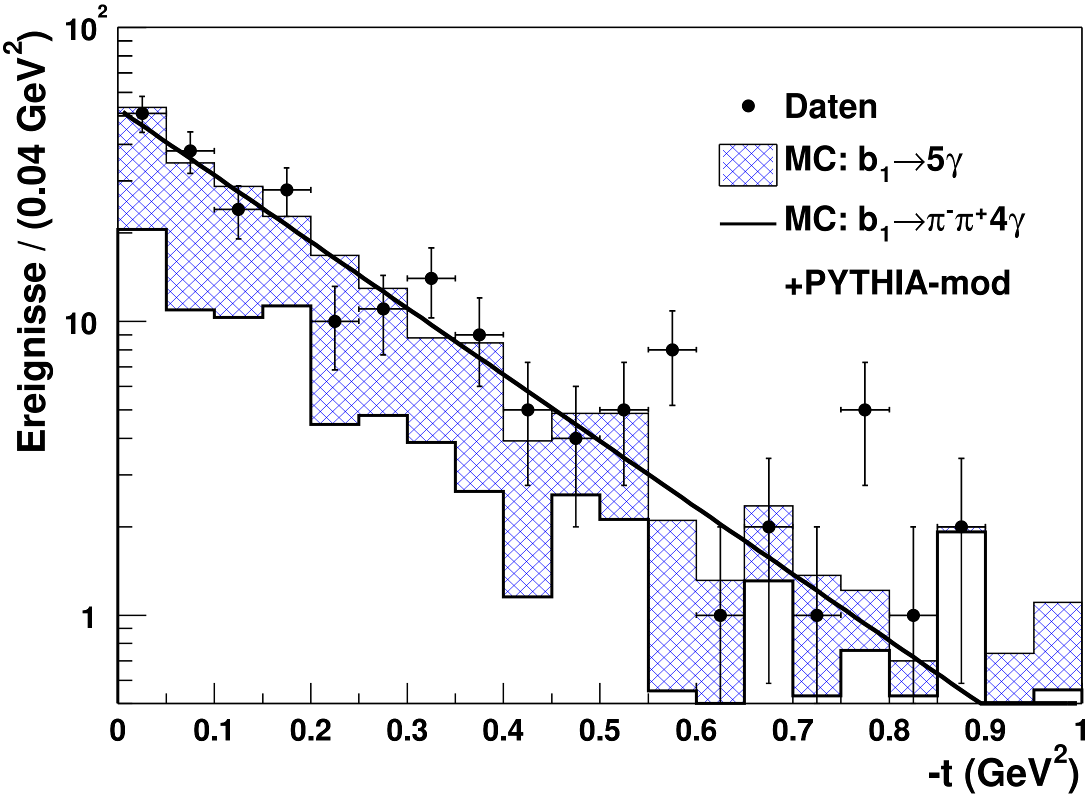


Abbildung 5.8: *t-Verteilung der selektierten $\omega\pi^0$ Ereignisse. Die Selektion und die Monte-Carlo-Verteilungen sind identisch mit der für Abbildung 5.5.*

Hierbei ergibt sich die statistische Unsicherheit aus der Anpassung an die Daten (Abbildung 5.9), die den Fehler auf die Anzahl der Ereignisse ΔN liefert. Wie die systematische Unsicherheit bestimmt wurde, wird im nächsten Abschnitt erläutert.
Dieser gemessene Wirkungsquerschnitt kann nun mit der Vorhersage von PYTHIA für die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion ($\omega\pi^0$(NR))

$$\sigma_{\mathrm{PYTHIA}}(\gamma p \to \omega\pi^0 X) = 190 \text{ nb} \tag{5.30}$$

verglichen werden. Für diese Arbeit wurde für die b_1-Monte-Carlo-Simulation ein Wirkungsquerschnitt benutzt, der der Differenz zwischen dem gemessenen und dem von PYTHIA vorhergesagten $\omega\pi^0$ Wirkungsquerschnitt entspricht:

$$\sigma_{b_1\text{-MC}}(\gamma p \to b_1 p) = 880 \text{ nb}\,. \tag{5.31}$$

5.8 Systematische Unsicherheiten

Um die systematische Unsicherheit der Messung des Wirkungsquerschnitts zu bestimmen, wurden folgende Fehlerquellen betrachtet.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\boldsymbol{\eta}$: Für die Bestimmung der Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit η wurden die Schnitte für die Photon-Kandidaten (wie z.B.

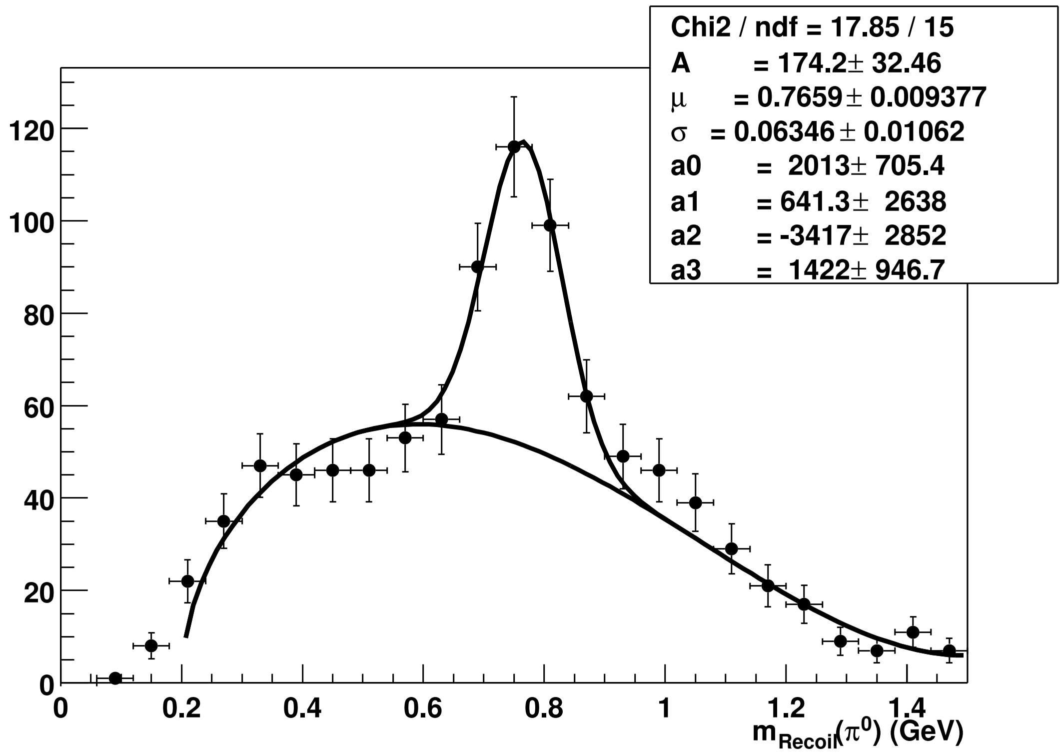


Abbildung 5.9: *Das ω Signal aus den Daten und eine an die Daten angepasste Funktion, mit welcher die Anzahl der Ereignisse mit einem ω bestimmt wurde.*

der Schnitt auf den *Cluster-Radius* oder die *Cluster-Energie*), die Kriterien zur Ereignis-Selektion (wie z.B. der Schnitt auf die Größe $\sum(E - P_z)$) und das π^0-Massenfenster variiert. Weiterhin wurden die Energien der Cluster im Elektron-Tagger und im SpaCal verändert, um die absolute Unsicherheit der Energiekalibration der Detektoren zu berücksichtigen. Jede Änderung wurde einzeln vorgenommen, und danach erneut die Nachweiswahrscheinlichkeit η und die Anzahl der Ereignisse N durch die oben beschriebene Anpassung bestimmt. Daraus wurde für jede Variation der Wirkungsquerschnitt errechnet. Die so ermittelte Verteilung der Wirkungsquerschnitte hat eine mittlere quadratische Abweichung von 13%.

Die Zerfallswinkelverteilung: Durch die Unkenntnis der Zerfallswinkelverteilung ergibt sich eine Unsicherheit für die Effizienz, da die geometrische Akzeptanz des SpaCals nicht flach in $\cos\theta^*$ ist. Da dieser Punkt jedoch unabhängig von den oben diskutierten Schnitten ist, wird er hier extra aufgeführt. In dieser Analyse kann auf Grund der geometrischen Akzeptanz des SpaCals keine Zerfallswinkelanalyse des $\omega\pi^0$-Systems durchgeführt werden. Somit müssen verschiedene Zerfallswinkelverteilungen in Betracht gezogen werden. Für die b_1-Monte-Carlo-Simulation wurden die $\cos\theta^*$-Verteilungen als flach angenommen, sowohl für den b_1-Zerfall als auch für den ω-Zerfall. Für den Fall, dass der dominante Produktionsmechanismus die nicht-resonante $\omega\pi^0$-Produktion ist, ergibt sich eine andere Zerfallswinkelverteilung. Da in diesem Fall das $\omega\pi^0$-System direkt aus dem „Zerfall“ eines virtuellen ρ^0 ($J^P = 1^-$) stammt (siehe Abbildung 2.11), sollte das $\omega\pi^0$-System gemäß einer P-Welle zerfallen. Für den Zerfall eines $J^P = 1^-$ Zustandes in $\omega\pi^0$ ergibt sich die Verteilung

[AST80]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta^*} \propto 1 + \cos\theta^*. \tag{5.32}$$

Um diesen Effekt zu studieren, wurde die $\cos\theta^*$-Verteilungen der b_1-Monte-Carlo-Simulation entsprechend umgewichtet und die Effizienz erneut bestimmt. Die Hälfte des so erhaltenen Unterschiedes zwischen den beiden Wirkungsquerschnitten von 12% wird als systematische Unsicherheit betrachtet.

Verschiedene Anpassungen: Zur Bestimmung der Anzahl der $\omega\pi^0$-Ereignisse wurde eine Anpassung (5.25) an die Daten verwendet. Um die systematischen Effekte zu studieren, wurden verschiedene Anpassungen gemacht und der Wirkungsquerschnitt daraus bestimmt. Dabei wurden verschiedene Polynome benutzt und die ursprünglich festgesetzte Schwelle als freier Parameter den Daten angepasst. Die aus den verschiedenen Anpassungen ermittelte Unsicherheit beträgt 8%.

Die Luminosität: Die Messung der Luminosität hatte für das Jahr 1996 eine Unsicherheit von 1.8% [LEV00].

Untergrund aus Strahl-Restgas Ereignissen: Wechselwirkungen zwischen dem Elektronstrahl und den Atomkernen des in der Strahlröhre befindlichen Restgases können im Prinzip die gleichen Reaktionen induzieren wie sie bei einer nominellen *ep*-Wechselwirkung stattfinden. Es gibt jedoch zwei Unterschiede: Einerseits ist dieser Untergrund gleichmäßig über die Strahlröhre verteilt, andererseits ist die Schwerpunktsenergie wesentlich niedriger in diesen Reaktionen, da die Restgasatome näherungsweise in Ruhe sind. Dieser Untergrund kann mit Hilfe der sogenannten *pilot bunches* abgeschätzt werden. Ein *electron pilot bunch* ist ein Elektronenpaket, welches kein entsprechendes Partnerpaket aus Protonen hat. So kann ein solches *pilot bunch* keine nominelle *ep*-Wechselwirkung hervorrufen. Aus der Information, ob das Ereignis einer nominellen *ep*-Wechselwirkung oder einem *pilot bunch* entstammt, und dem Verhältnis R der Ströme von *colliding bunches* zu *pilot bunches* kann der potentielle Untergrund berechnet werden. Das Verhältnis der Ströme betrug für das Jahr 1996 $R = 13.3$ [LEV96]. Der so berechnete Anteil aus Strahl-Restgas-Ereignissen vor der eigentlichen Selektion der Ereignisse beträgt 4%. Zur Bestimmung dieses Prozentsatzes wurde nur verlangt, dass der Subtrigger 50 das Ereignis validiert hat und es im kinematischen Bereich $0.3 < y < 0.7$ liegt. Mit einer vereinfachten Monte-Carlo-Simulation wurde die geometrische Akzeptanz für exklusiv produzierte Mesonen bestimmt, die in reine Photon-Endzustände zerfallen. Durch den Schnitt auf das π^0-Massenfenster werden Ereignisse verworfen, deren Vertex zu weit vom nominellen Vertex ($z = 0$ cm) entfernt ist. Dies lässt sich dadurch erlären, dass bei einem angenommen Vertex von $z = 0$ cm die rekonstruierte π^0 Masse verschoben ist. Für eine flache z-Verteilung mit $|z| < 50$ cm ergibt sich eine Akzeptanz von 15% nach der π^0-Selektion. Für größere Werte von $|z|$ ist die Akzeptanz noch kleiner. Aus den potentiellen 4% Strahl-Restgas-Untergrund und dem durch die π^0-Selektion eingeschränkten z-Bereich mit einer Akzeptanz von 15% kann geschlossen werden, dass dieser Untergrund gegenüber den anderen Fehlerquellen vernachlässigt werden kann. Weiterhin ist zu bedenken, dass der Strahl-Restgas-Untergrund natürlich nicht nur aus exklusiv produzierten Multi-Photon-Endzuständen besteht.

Untergrund aus *satellite bunches*: Die sogenannten *satellite bunches* bestehen aus Protonen, die beim Beschleunigen falsch fokussiert wurden. Diese *satellite bunches* sind den richtigen Protonenpaketen etwas voraus bzw. hinterher und wechselwirken mit den Elektronen-Paketen bei $z \approx \pm 70$ cm. Solche Ereignisse unterscheiden sich nur durch ihren verschobenen Wechselwirkungspunkt von den nominellen *ep*-Wechselwirkungen, für die auch die Luminositätsmessung gilt. Es wird angenommen, dass sich circa 4% der Protonen jeweils in den *satellite bunches* befinden [LEV95]. Wiederum wurde die Akzeptanz für solche Ereignisse mit einer vereinfachten Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Die Ereignisse, die von $z \approx -70$ cm herrühren haben, eine verschwindende geometrische Akzeptanz. Dies liegt daran, dass die Polarwinkel der Photonen so klein sind, dass sie durch die verkürzte Flugstrecke nicht im SpaCal auftreffen können. Für die Ereignisse von $z \approx +70$ cm ist die geometrische Akzeptanz nach der π^0-Selektion 6%. Diese Zahl schließt noch nicht die Effizienz des Triggers ein. Aus diesem Grund wird diese Untergrundquelle ebenfalls als vernachlässigbar gegenüber den anderen Fehlerquellen angesehen.

Aus der quadratischen Summe der einzelnen Unsicherheiten ergibt sich für die Messung des $\omega\pi^0$-Wirkungsquerschnitts eine systematische Unsicherheit von 19%.

5.9 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass es ein klares exklusives $\omega\pi^0$-Signal in Photoproduktion gibt. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess wurde bei einer γp-Schwerpunktsenergie $\langle W \rangle = 200$ GeV zu

$$\sigma(\gamma p \to \omega\pi^0 X) = (1070 \pm 200 \text{ (stat)} \pm 200 \text{ (syst)}) \text{ nb} \tag{5.33}$$

bestimmt. Der Produktionsmechanismus wird bei dieser Schwerpunktsenergie vom Pomeron-Austausch dominiert. Ein großer Beitrag aus resonanter $b_1(1235)$-Produktion ist wahrscheinlich. Das gemessene Fünf-Photon-Massenspektrum zeigt gute Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation für das b_1-Meson in der Linienform. Eine Spin-Paritäts-Analyse konnte aus Akzeptanzgründen nicht durchgeführt werden. Die Anpassung einer Exponential-Funktion e^{bt} an die gemessene t-Verteilung ergab für den Parameter b:

$$b = -(5.2 \pm 0.5(stat)) \text{ GeV}^2. \tag{5.34}$$

Diese Messung kann nun mit der Messung der Omega-Photon-Collaboration (WA-57) [ATK84] bei $\langle W \rangle = 8.6$ GeV

$$\sigma(\gamma p \to \omega\pi^0 p) = (860 \pm 270) \text{ nb} \tag{5.35}$$

verglichen werden. In [ATK84] zeigen die Autoren mit einer Spin-Paritäts Analyse, dass das $\omega\pi^0$-Signal kompatibel mit dominanter b_1-Produktion ist und schätzen den b_1 Wirkungsquerschnitt mit

$$\sigma(\gamma p \to b_1 p) \approx 500 \text{ nb} \tag{5.36}$$

ab. Die gemessene exponentielle Steigung der t-Verteilung beträgt:

$$b = -(5.0 \pm 0.3) \text{ GeV}^2. \tag{5.37}$$

Eine Spin-Paritäts-Analyse des $\omega\pi^0$-Systems wurde ebenfalls in [BRA88] durchgeführt. Auch hier kommen die Autoren zu dem Schluss, dass die Daten für eine b_1-Interpretation sprechen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen zur exklusiven $\omega\pi^0$-Produktion fügen sich also in den bestehenden Rahmen früherer Messungen. Abbildung 5.10 zeigt die Messung des $\omega\pi^0$-Wirkungsquerschnitts dieser Arbeit im Vergleich mit früheren Messungen. Zusätzlich sind zum Vergleich Messungen der Wirkungsquerschnitte zur ρ-Produktion gezeigt.

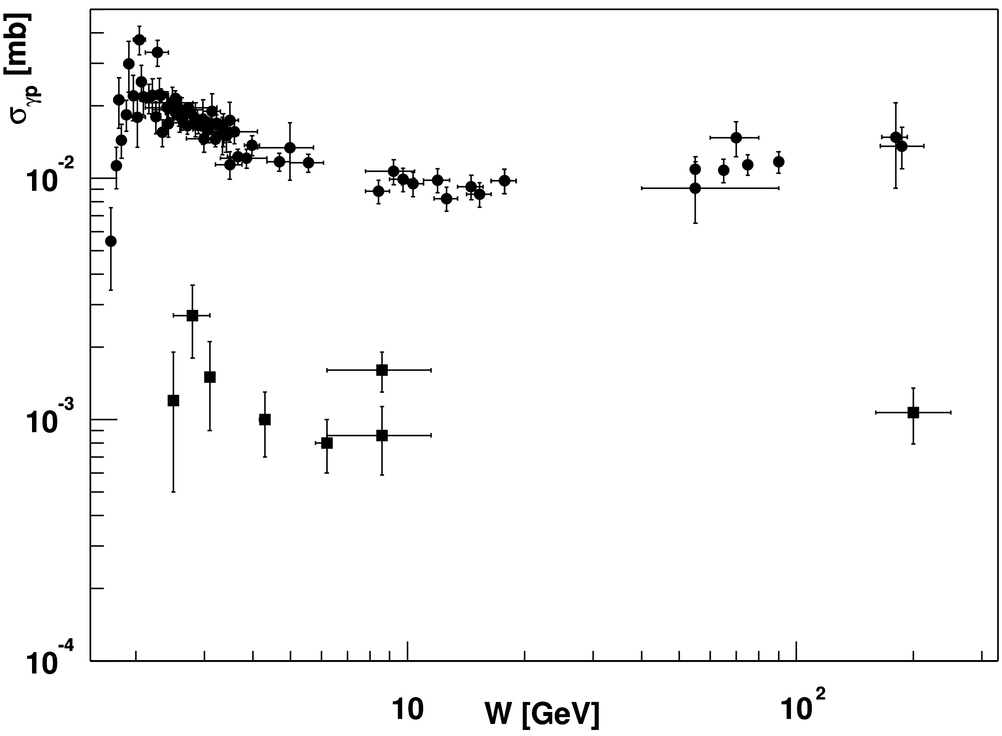


Abbildung 5.10: *Die Wirkungsquerschnitte für die exklusive ρ- (•) und $\omega\pi^0$-Photoproduktion (■) als Funktion der γp-Schwerpunktsenergie W.*

Kapitel 6

Exklusive $a_2(1320)$-Photoproduktion

In diesem Kapitel wird die exklusive $a_2(1320)$-Photoproduktion bei HERA

$$\gamma p \rightarrow a_2 X \tag{6.1}$$

untersucht. Das a_2-Meson soll hier über seinen Zerfall in vier Photonen

$$a_2 \rightarrow \pi^0 \eta \rightarrow 4\gamma \tag{6.2}$$

nachgewiesen werden. Das kombinierte Verzweigungsverhältnis beträgt 5.6%. Das unter sehr kleinen Winkeln gestreute Elektron wird im Elektron-Tagger bei $z = -33$ m nachgewiesen. Das auslaufende Nukleon (bzw. das dissoziierte System) wird nicht nachgewiesen. Die Daten wurden 1996 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von 4.5 pb^{-1}.
Diese Suche wurde motiviert durch die theoretische Vorhersage für exklusive Tensor-Meson-Photoproduktion durch die Odderon-Photon-Fusion [BER00]. Es ist für die a_2-Analyse zu bemerken, dass die exklusive $\omega\pi^0$-Produktion (siehe Kapitel 5) ein bedeutender Untergrund ist. Wenn beim Zerfall von ω und π^0 in fünf Photonen eines der Photonen nicht detektiert wird, kann ein solches Ereignis einen Vier-Photon-Endzustand vortäuschen. Das Problem wird deutlich, wenn man bedenkt, dass der gemessene $\omega\pi^0$ Wirkungsquerschnitt etwa fünfmal größer ist als der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für die exklusive a_2-Produktion.

6.1 Rekonstruktion der Variablen und Selektion der Ereignisse

Die Rekonstruktion der Variablen und die Selektion der Ereignisse erfolgt für diesen Teil der Arbeit ganz analog zur Analyse des b_1 bzw. $\omega\pi^0$-Signals (siehe Kapitel 5). Auch die Kriterien für die Selektion der Photon-Kandidaten sind die gleichen. Der einzige Unterschied besteht darin, dass für diese Analyse Vier-Photon-Kandidaten selektiert wurden.

6.2 Kontrollverteilungen

In Abbildung 6.1 sind Verteilungen der Ereignisse mit Vier-Photon-Kandiaten für die Cluster-Energie E, den Cluster-Radius R und den transversalen Abstand D des Clusters von der Strahlröhre gezeigt. Die Photon-Kandidaten sind dabei nach ihrer Energie sortiert. Zum Vergleich ist eine Monte-Carlo-Simulation (weißes Histogramm) gezeigt, welche die Summe aus PYTHIA-mod und b_1 (OPIUM) darstellt. Der Anteil von $b_1 \to 5\gamma$ im weißen Histogramm ist nochmals als schraffiertes Histogramm hervorgehoben. Der hierfür verwendete b_1-Wirkungsquerschnitt wurde in Kapitel 5 bestimmt. Es ist zu erkennen, dass dieser Anteil aus $b_1 \to 5\gamma$ verhältnismäßig groß ist. Im oberen Teil der Abbildung 6.2 ist die Energie-Verteilung der gestreuten Elektronen für die selektierten Vier-Photon-Ereignisse gezeigt. Aus dieser Energie wird dann die Variable y rekonstruiert (siehe Abschnitt 5.1.1). Im unteren Teil der Abbildung ist die Summe der Energien der vier Photonen gezeigt. Zum Vergleich ist wieder die Summe der Monte-Carlo-Simulationen, PYTHIA-mod und b_1 (OPIUM) gezeigt. Der Anteil von $b_1 \to 5\gamma$ ist schraffiert hervorgehoben.

6.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für das a_2-Meson

Die Nachweiswahrscheinlichkeit η für das a_2-Meson im SpaCal wurde mit der a_2-Monte-Carlo-Simulation ($\mathbb{OP}$IUM) bestimmt. Es wurde dabei genauso vorgegangen, wie in Abschnitt 5.5 für das b_1-Meson. Abbildung 6.3 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit η für den Zerfall des a_2 in vier Photonen ($a_2 \to \pi^0\eta \to 4\gamma$) als Funktion der Größen m, $-t$ und $\cos\theta^*$. Für das a_2 zeigt sich ein ähnlicher Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der verschiedenen Größen wie für das b_1-Meson. Mit größerer Masse wächst die Nachweiswahrscheinlichkeit. Als Funktion von t ist sie im Wesentlichen flach, und die $\cos\theta^*$-Verteilung zeigt ihre starke Abhängigkeit, die im Wesentlichen auf die geometrische Akzeptanz zurückzuführen ist.

6.4 Massenspektren

Für Vier-Photon-Ereignisse, die sich möglicherweise aus dem Zerfall eines a_2-Mesons ergeben, sollte ein Photonen-Paar aus dem Zerfall des π^0 und das andere Paar aus dem Zerfall des η stammen.
Das im oberen Teil der Abbildung 6.4 dargestellte Zwei-Photon Massenspektrum zeigt ein deutliches π^0-Signal. In diesem Spektrum sind alle sechs Kombinationen pro Ereignis eingetragen. Das grau unterlegte Histogramm zeigt die a_2-Monte-Carlo-Simulation mit der theoretischen Vorhersage zur exklusiven a_2-Photoproduktion durch Odderon-Austausch. Das weiße Histogramm zeigt den erwarteten Untergrund aus PYTHIA und b_1-Produktion. Das π^0-Massenfenster ist genauso wie für die b_1-Analyse gewählt:

$$|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 0.04 \text{ GeV}. \tag{6.3}$$

Im unteren Teil der Abbildung 6.4 ist die Zwei-Photon-Masse gezeigt, wenn die Masse des anderen Photon-Paares im π^0-Massenfenster liegt. In diesem Histogramm sind maximal drei Einträge pro Ereignis. Von einer möglichen $\pi^0 - \pi^0$ Kombination wird nur ein π^0 eingetragen. In diesem Spektrum sollte sich nun ein η-Signal zeigen, insofern das selektierte π^0 aus einem a_2 stammt. Es ist ersichtlich, dass es keine Evidenz für ein η-Signal gibt. Die Daten werden gut durch die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation, PYTHIA-mod und b_1 beschrieben. In der Abbildung ist zusätzlich ein η-Massenfenster eingezeichnet,

$$|m_{\gamma\gamma} - m_\eta| < 0.1 \text{ GeV}, \tag{6.4}$$

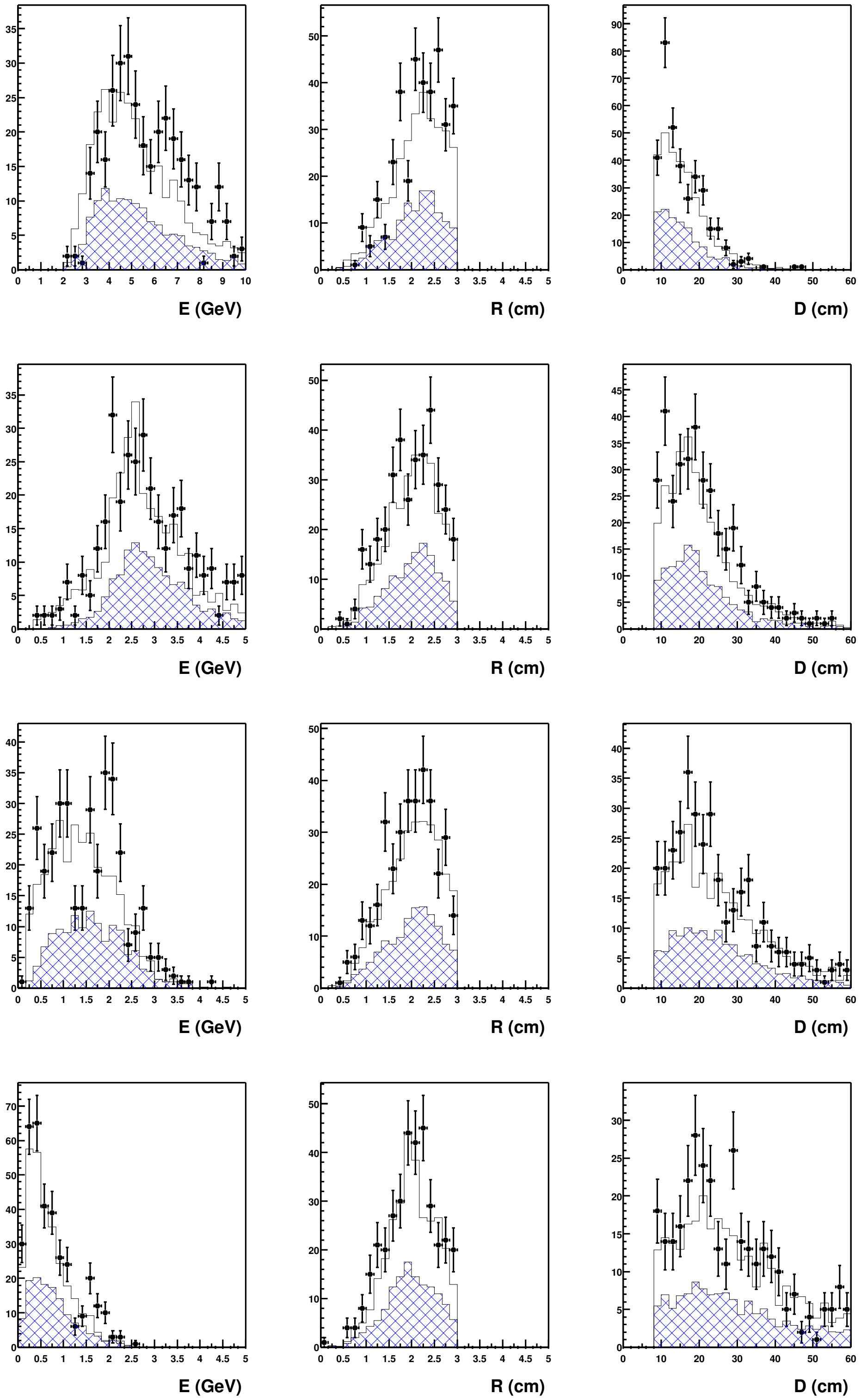


Abbildung 6.1: *Eigenschaften der vier Photon-Kandidaten (von oben nach unten nach ihrer Energie sortiert). Linke Spalte: Energie in GeV, mittlere Spalte: Cluster-Radius in cm und rechte Spalte: Transversaler Abstand in cm. Zum Vergleich ist die Summe der Monte-Carlo-Simulationen von PYTHIA-mod und* b_1 *(OPIUM) als weißes Histogramm gezeigt. Das schraffierte Histogramm zeigt den Anteil von* $b_1 \to 5\gamma$.

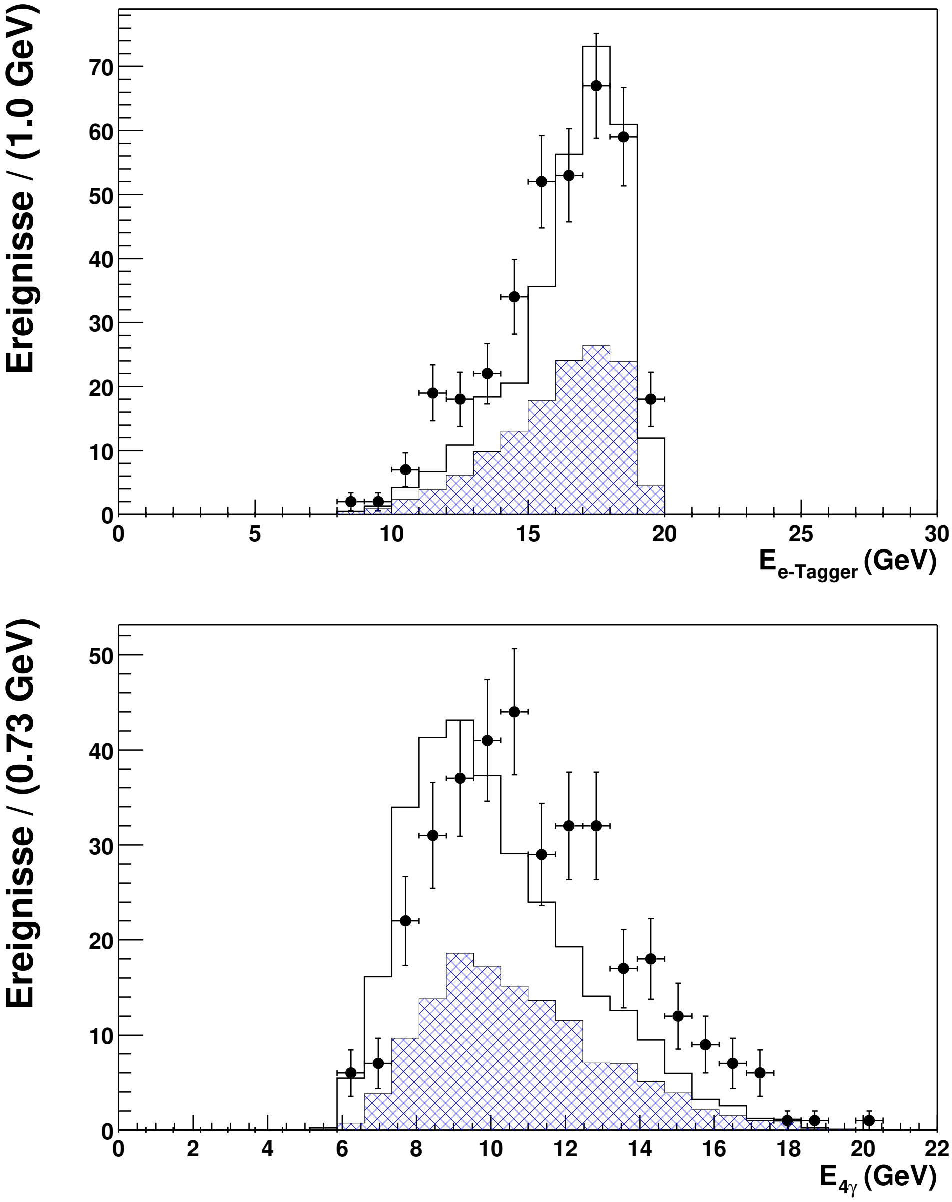


Abbildung 6.2: *Oben: Energie des gestreuten Elektrons. Unten: Die Summe der Energien der vier Photonen. Zum Vergleich ist die Summe der Monte-Carlo-Simulationen, PYTHIA-mod und b_1 (OPIUM), gezeigt. Das schraffierte Histogramm zeigt den Anteil von $b_1 \to 5\gamma$.*

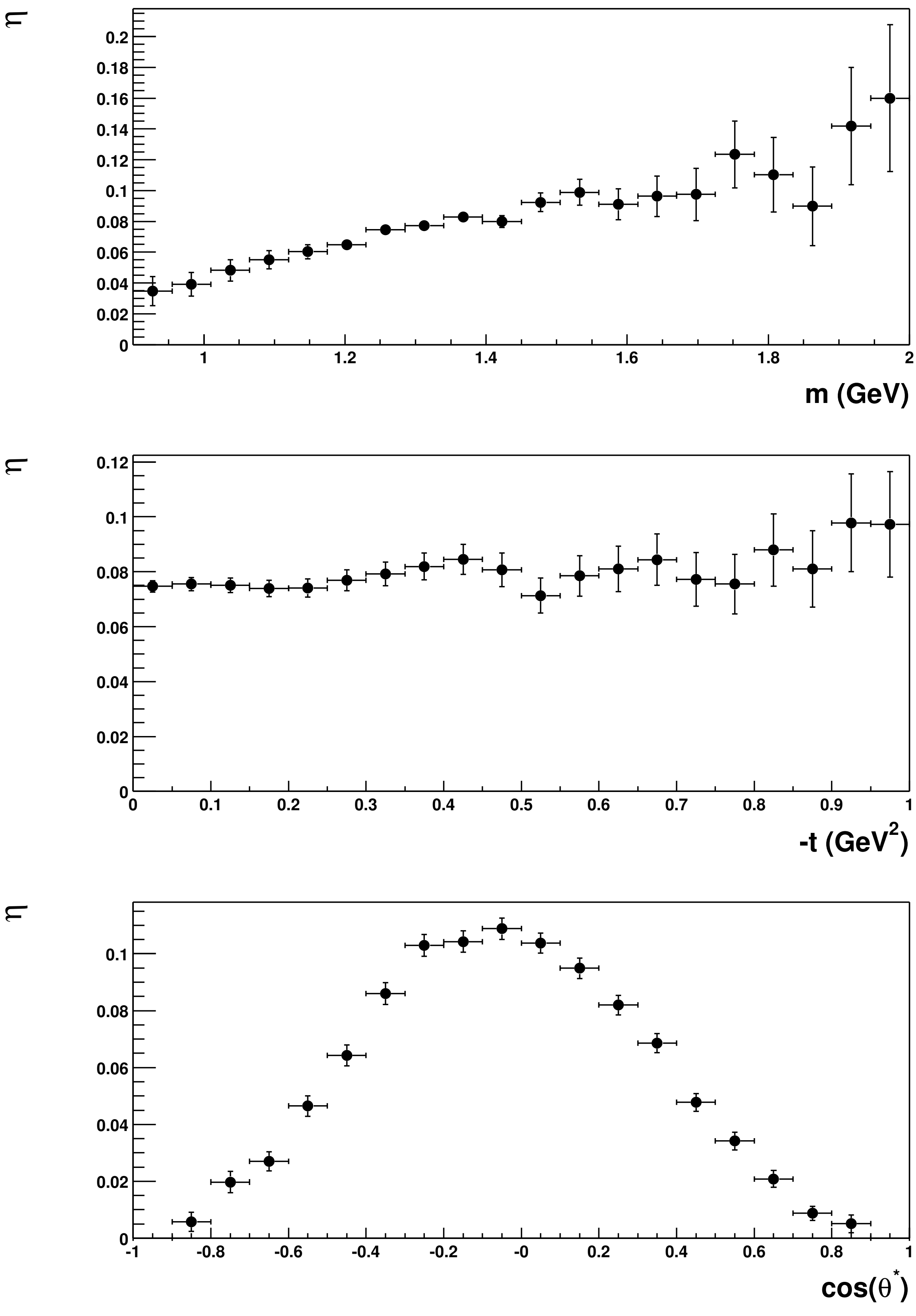


Abbildung 6.3: *Nachweiswahrscheinlichkeit* η *für* $a_2 \rightarrow 4\gamma$ *im SpaCal als Funktion von* m *(oben),* $-t$ *(Mitte) und* $\cos\theta^*$ *(unten).*

welches zur „η"-Selektion benutzt wird. Die halbe Breite des Massenfensters entspricht dabei zwei Standardabweichungen einer Gauß-Verteilung, die an das η-Signal der a_2-Monte-Carlo-Simulation angepasst wurde.
Selektiert man nun Ereignisse mit mindestens einer $\pi^0 - \eta$ Kombination und trägt die Vier-Photon-Masse in ein Histogramm ein, so erhält man die in Abbildung 6.5 gezeigte Verteilung. Die resultierende Verteilung der Vier-Photon Masse der Daten deckt sich gut mit den Erwartungen aus dem Untergrund-Monte-Carlo (weißes Histogramm). Es ist kein a_2-Signal zu erkennen. Aus diesen Gründen wird im nächsten Abschnitt eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt bestimmt, dazu werden die Ereignisse in dem eingezeichneten Massenfenster

$$|m_{\eta\pi^0} - m_{a_2}| < 0.28 \text{ GeV} \tag{6.5}$$

ausgewählt. Die halbe Breite des Massenfensters entspricht wiederum etwa zwei Standardabweichungen einer Gauß-Verteilung, die an das a_2-Signal der Monte-Carlo-Simulation angepasst wurde.
In Abbildung 6.6 sind nochmals die Massenverteilungen von Abbildung 6.5 und vom unteren Teil der Abbildung 6.4 gezeigt. Jedoch sind hier die verschiedenen Beiträge zur Untergrund-Monte-Carlo-Simulation schraffiert hervorgehoben: $b_1 \to 5\gamma$ (oben), $b_1 \to \pi^+\pi^-4\gamma$ (Mitte) und PYTHIA-mod (unten). Die durchgezogene Linie zeigt die Summe dieser drei Simulationen. Die a_2-Monte-Carlo-Simulation ist nicht dargestellt.

6.5 Eine obere Grenze für den a_2-Wirkungsquerschnitt

Die gezeigten Massenverteilungen geben keinen Hinweis auf ein a_2-Signal und auch nicht auf ein $\pi^0\eta$-Signal. Weiter werden die Daten gut durch die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation, b_1 (OPIUM) und PYTHIA-mod, beschrieben. Dieser Untergrund stammt zum großen Teil aus der exklusiven $\omega\pi^0$-Produktion. Der Untergrund aus der exklusiven $\omega\pi^0$-Produktion ist insofern gut bekannt, da in Kapitel 5 die exklusive $\omega\pi^0$-Produktion untersucht wurde. Für beide Analysen (b_1 und a_2) wurde der gleiche Datensatz verwendet und die gleichen Schnitte zur Selektion der Ereignisse angewendet. Aus diesen Gründen kann der Untergrund, der mit der Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurde, von den Daten abgezogen werden um eine obere Grenze zu bestimmen.
Aus der Anzahl der gemessenen Ereignisse und der erwarteten Untergrund-Ereignisse und einer gewählten Vertrauensgrenze kann nach einer Methode von Cousins und Feldman [COU98] [AGU00] ein Intervall für die Anzahl der Ereignisse eines möglichen Signals berechnet werden. Die Grenzen des Intervalls ergeben sich für die maximale statistische Fluktuation der Daten innerhalb der Vertrauensgrenze. Bei dieser Berechnung wird vorausgesetzt, dass der Untergrund genau bekannt ist. Für diese Analyse wurde eine Vertrauensgrenze von 95% gewählt. Mit Hilfe von [COU92] kann die systematische Unsicherheit der Messung für die Bestimmung des Vertrauensintervalls berücksichtigt werden. Die systematische Unsicherheit dieser Messung beträgt 18%. Wie sie bestimmt wurde, wird in Abschnitt 6.6 erläutert.
Die Anzahl der Ereignisse, die im a_2-Massenfenster liegen, beträgt für die Daten und die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation:

$$N_{\text{Daten}} = 41 \text{ Ereignisse} \qquad N_{\text{Unt.-MC}} = 40 \text{ Ereignisse.} \tag{6.6}$$

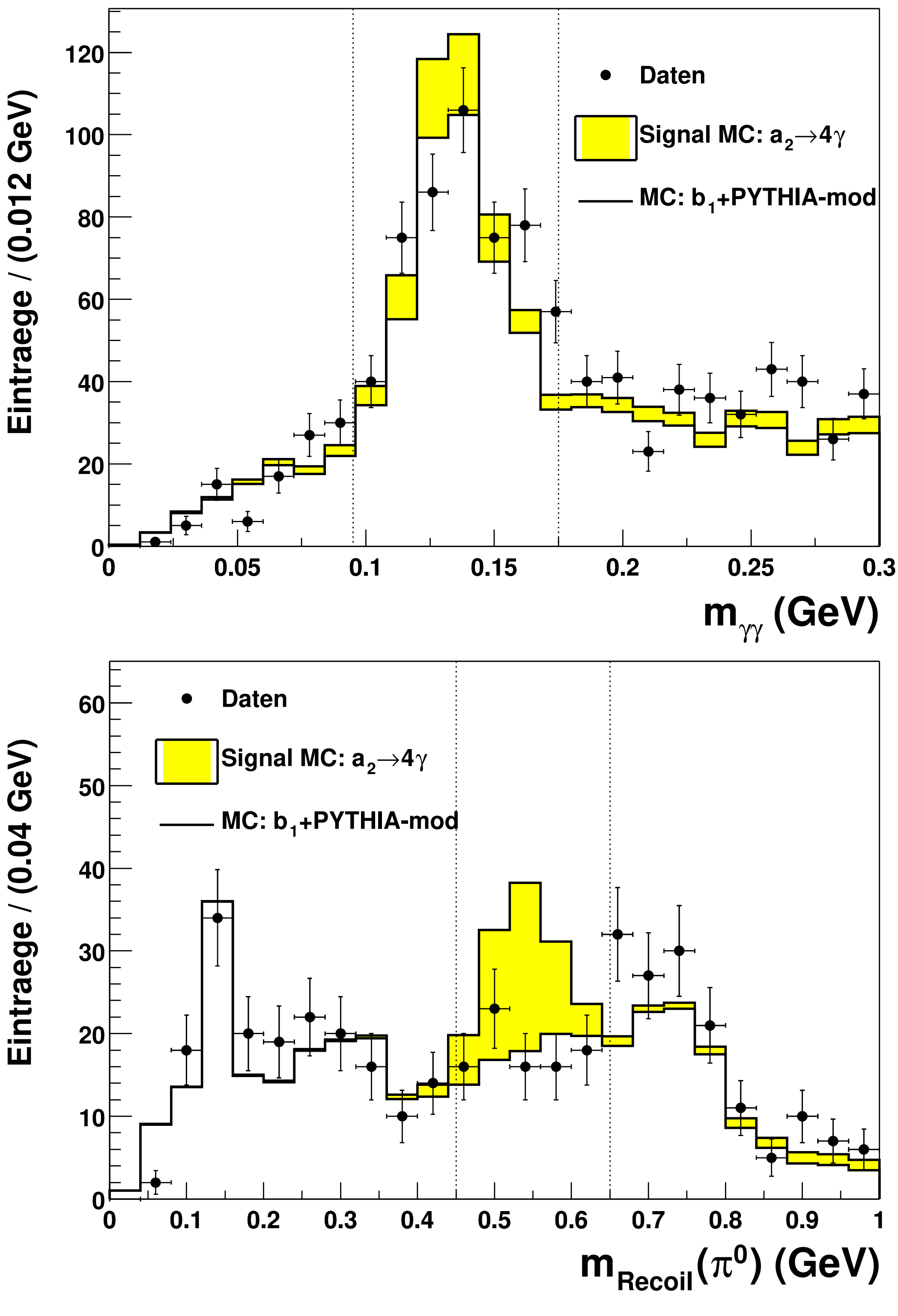


Abbildung 6.4: *Oben: Die Zwei-Photon-Masse für alle sechs Kombinationen pro Ereignis zeigt ein deutliches π^0-Signal. Zusätzlich ist das Massenfenster eingezeichnet, welches zur π^0-Selektion benutzt wird. Unten: Zwei-Photon-Masse für den Fall, dass die Zwei-Photon-Masse der anderen beiden Photonen im π^0-Massenfenster liegt. Entgegen der theoretischen Vorhersage (graues Histogramm) ist kein η-Signal erkennbar. Zusätzlich ist das Massenfenster eingezeichnet, welches zur „η“-Selektion benutzt wird.*

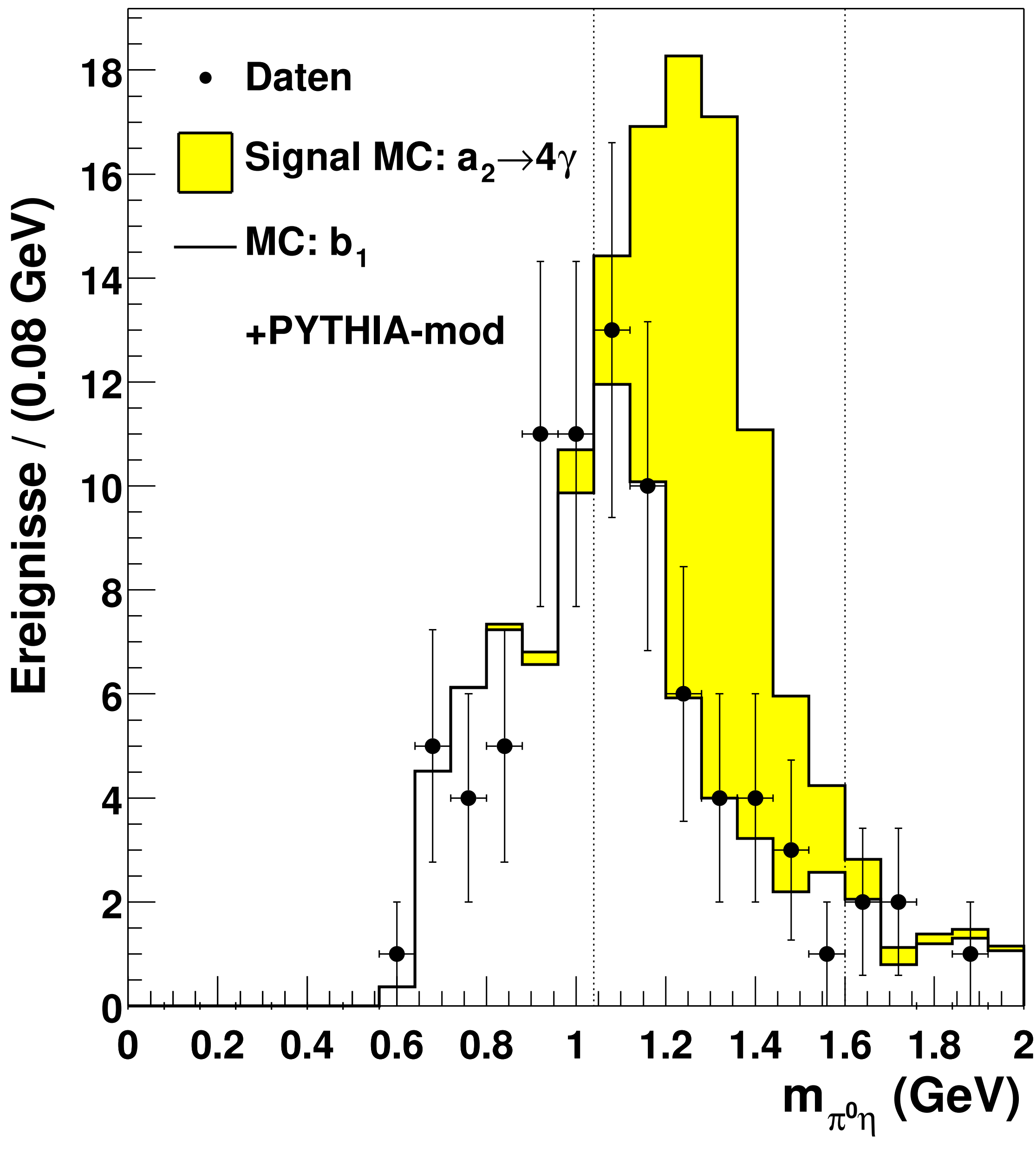


Abbildung 6.5: *Vier-Photon-Masse, wenn es mindestens eine $\pi^0 - \eta$ Kombination pro Ereignis gibt. Das graue Histogramm zeigt die theoretische Vorhersage für die a_2-Produktion und das weiße Histogramm den erwarteten Untergrund aus b_1 und PYTHIA-mod.*

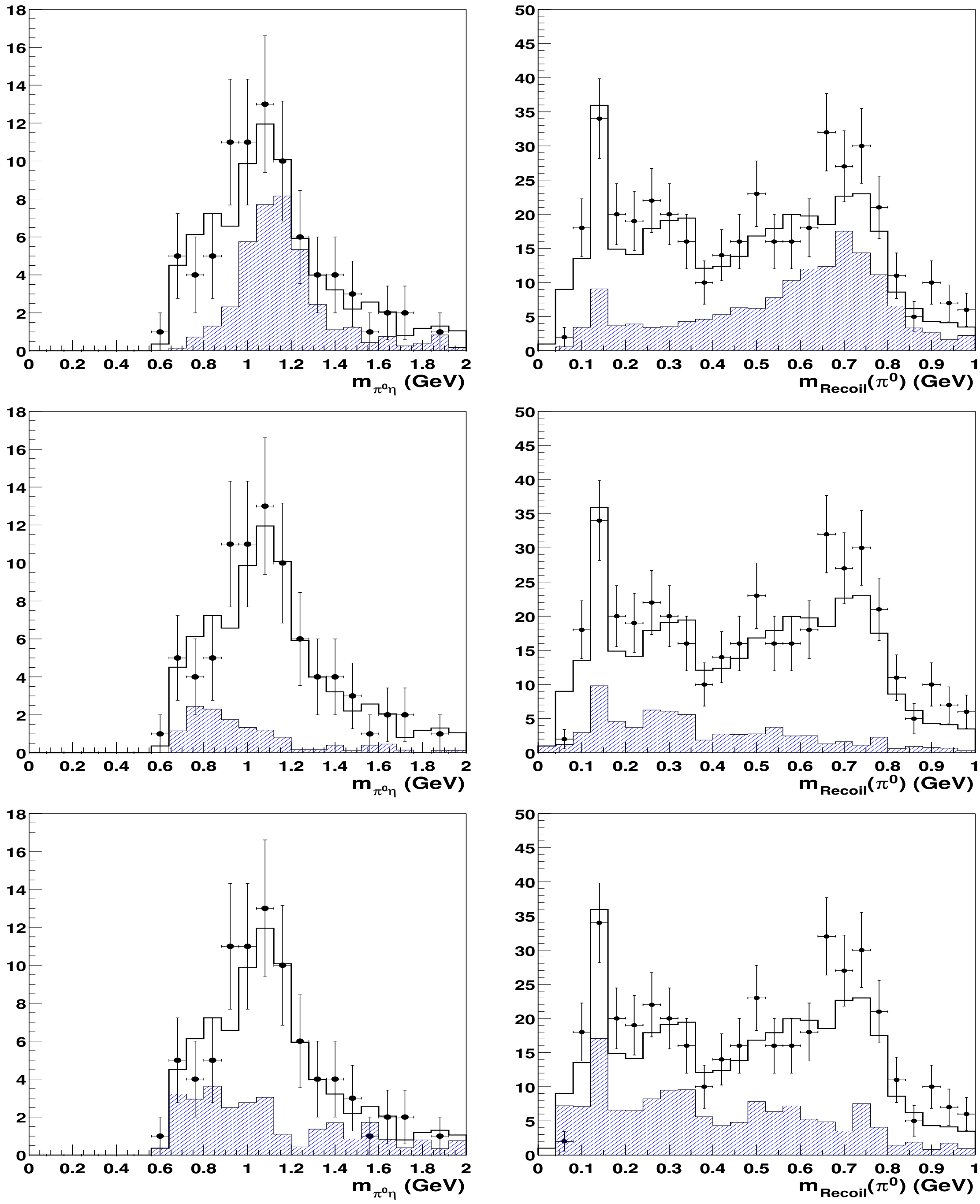


Abbildung 6.6: *Die unterschiedlichen Beiträge von $b_1 \to 5\gamma$ (oben), $b_1 \to \pi^+\pi^-4\gamma$ (Mitte) und PYTHIA-mod (unten) zur Untergrund-Monte-Carlo-Simulation sind jeweils schraffiert hervorgehoben. Die Summe der drei Simulationen ist durch die durchgezogene Linie dargestellt. Es ist in der linken Spalte die gleiche Massenverteilungen wie in Abbildung 6.5 und in der rechten Spalte die gleiche wie im unteren Teil von Abbildung 6.4 zu sehen.*

Nach der Methode von Cousins und Feldman lässt sich nun das Intervall von Ereignissen bestimmen, in welchem mit 95%iger Wahrscheinlichkeit die wahre Anzahl N_{wahr} von Ereignissen liegt, bei denen ein a_2 produziert wurde:

$$N_{wahr} \in [N_{min}, N_{max}] = [0, 16] \text{ Ereignisse} . \tag{6.7}$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass die wahre Anzahl der Ereignisse größer ist als 16, beträgt folglich 5%. Mit der oberen Grenze des Intervalls ($N_{max} = 16$ Ereignisse) kann dann eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt bei einer Vertrauensgrenze von 95% berechnet werden:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow a_2 X) < \frac{N_{max}}{L \cdot BR \cdot \eta \cdot \mathcal{F}_{e|\gamma}} , \tag{6.8}$$

mit der integrierten Luminosität L, der Nachweiswahrscheinlichkeit η, dem Verzweigungsverhältnis BR und dem Photon-Flussfaktor $\mathcal{F}_{e|\gamma}$. Diese Größen ergeben sich zu:

$$L = 4.51 \text{ pb}^{-1} \quad BR = 5.6 \,\% \quad \mathcal{F}_{e|\gamma} = 0.0136 \quad \eta = (7.6 \pm 0.1) \,\% . \tag{6.9}$$

Für die Nachweiswahrscheinlichkeit η ist hier der statistische Fehler angegeben. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit der a_2-Monte-Carlo Simulation (OPIUM) bestimmt.
Damit errechnet sich die obere Grenze des Wirkungsquerschnitts bei einer γp-Schwerpunktsenergie $\langle W \rangle = 200$ GeV zu

$$\sigma(\gamma p \rightarrow a_2 X) < 62 \text{ nb} \tag{6.10}$$

bei einer Vertrauensgrenze von 95%.

6.6 Systematische Unsicherheit

Ob ein Signal beobachtet wird oder nicht, sollte im Prinzip keinen Einfluss auf die systematische Unsicherheit der Messung haben. Es ist jedoch zumeist schwieriger, die Unsicherheit für den Fall abzuschätzen, wenn kein Signal beobachtet wird. Diese Überlegung wird dann offensichtlich, wenn die Anzahl der gemessenen Ereignisse und der erwarteten Untergrund-Ereignisse gleich null ist. In solchen Fällen muss man sich zunehmend auf theoretische Überlegungen und Monte-Carlo-Simulationen verlassen. Als Ausweg bietet sich hierfür (sofern möglich) eine Referenz-Messung an. Dabei wird ein bekannter Prozess vermessen und von der systematischen Unsicherheit dieser Referenz-Messung auf die Unsicherheit der Messung des gesuchten Prozesses geschlossen. Der Referenz-Prozess sollte dafür eine ähnliche Signatur im Detektor haben wie die gesuchte Reaktion. Für die hier untersuchte a_2-Produktion stellt das im Kapitel 5 untersuchte $\omega\pi^0$-Signal einen idealen Referenz-Prozess dar. Die dort bestimmte systematische Unsicherheit der Messung des $\omega\pi^0$-Wirkungsquerschnitts lässt sich in vielen Punkten auf die Bestimmung der oberen Grenze für die a_2-Produktion übertragen. Weiter ist die Signatur der beiden Prozesse im Detektor nur geringfügig anders (vier oder fünf Photonen). Die meisten der in Abschnitt 5.8 beschriebene Fehlerquellen lassen sich gut auf die a_2-Messung übertragen.
Die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit η wird für die a_2-Produktion durch die gleichen Fehler beeinflusst und wird deshalb ebenfalls als 13% angenommen.
Die Unsicherheit der Zerfallswinkelverteilung abzuschätzen, ist etwas schwieriger, aber prinzipiell führt eine Abweichung von der vorhergesagten Zerfallswinkelverteilung ebenfalls zu einer veränderten Nachweiswahrscheinlichkeit. Diese Unsicherheit wird mit 12%

abgeschätzt.
In Abschnitt 5.8 wurde die Unsicherheit bestimmt, die aus den verschiedenen Anpassungen an das ω-Signal resultiert. Dieser Punkt entfällt hier.
Die Unsicherheit der Messung der Luminosität ist identisch (1.8% [LEV00]), da für die a_2-Analyse der gleiche Datensatz benutzt wurde.
Für den Untergrund aus Strahl-Restgas-Ereignissen und *satellite bunches* gilt die gleiche Argumentation wie in Abschnitt 5.8, da die Selektion der Ereignisse gleich ist und ebenfalls auf das π^0-Massenfenster geschnitten wird. Diese Fehlerquelle wird als vernachlässigbar angesehen.
Daraus ergibt sich für die Bestimmung der oberen Grenze für die exklusive a_2-Produktion eine systematische Unsicherheit von 18%.
Um aber nicht völlig von den in Abschnitt 5.8 bestimmten Unsicherheiten abhängig zu sein, wurde zur Kontrolle die Variation der Daten und der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit von den Schnitten zur Selektion der Ereignisse studiert. Es zeigte sich dabei, dass die Anzahl der Ereignisse der Daten im a_2-Massenfenster um den Mittelwert von 46 Ereignissen streuen. Die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation bestätigt dabei für die verschiedenen Schnitte den Trend der Daten zu mehr oder weniger Ereignissen. Die Differenz zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation besteht im Allgemeinen immer nur aus wenigen Ereignissen. Die Verteilung der Differenz hat ihren Mittelwert bei etwa drei Ereignissen und eine mittlere quadratische Abweichung von etwa ebenfalls drei Ereignissen. Nimmt man als relative Unsicherheit das Verhältnis aus mittlerer quadratischer Abweichung der Differenz und der mittleren Anzahl der Ereignisse in den Daten, so erhält man 6-13% für ein bis zwei Standardabweichungen. Die so bestimmte Unsicherheit stimmt grob mit den in Analogie zur $\omega\pi^0$-Produktion geschätzten überein.

6.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde nach Odderon-Beiträgen zur exklusiven a_2-Photoproduktion gesucht. Die untersuchten Daten zeigen weder Evidenz für ein $\pi^0\eta$-Signal noch für ein a_2-Signal. Die Menge an exklusiven Vier-Photon-Ereignissen lässt sich zum großen Teil durch exklusive Fünf-Photon-Ereignisse (b_1 und $\omega\pi^0(NR)$) erklären, bei denen ein Photon nicht detektiert wird. Bei einer γp-Schwerpunktsenergie von $\langle W\rangle = 200$ GeV wurde eine obere Grenze für den exklusiven a_2-Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma(\gamma p \to a_2 X) < 62 \text{ nb} \tag{6.11}$$

bei einer Vertrauensgrenze von 95% bestimmt. Diese Grenze liegt unter der Vorhersage

$$\sigma^{\mathbb{O}}(\gamma p \to a_2 N) = 190 \text{ nb} \tag{6.12}$$

eines nicht-perturbativen Modells für diesen Prozess durch den Odderon-Austausch [BER00]. Es ist jedoch anzumerken, dass die Berechnungen für eine γp-Schwerpunktsenergie von $W = 20$ GeV gemacht wurden und dieser Prozess als unabhängig von W angenommen wurde ($\alpha_{\mathbb{O}} = 1.0$). Weiter schätzen die Autoren die Unsicherheit ihrer Berechnungen mit einem Faktor 2 bei $W = 20$ GeV ab.
Der erwartete Beitrag zum a_2-Wirkungsquerschnitt durch Photon-Photon-Fusion ist um etwa eine Größenordnung kleiner als die obere Grenze. Beiträge durch Austausch anderer Trajektorien (wie z.B. der ω-Trajektorie) sind bei diesen Schwerpunktsenergien vernachlässigbar.

Epilog

In dieser Analyse wurden zwei Prozesse der starken Wechselwirkung untersucht. Es zeigen sich dabei klare aber höchst unterschiedliche Bilder der beiden Reaktionen.
Für den Prozess durch Pomeron-Austausch gilt, dass das beobachtete $\omega\pi^0$-Signal in einer Stärke auftritt, wie es frühere Messungen bei niedrigeren Schwerpunktsenergien in etwa haben vermuten lassen. Die b_1-Produktion konnte nicht explizit nachgewiesen werden, da aus Akzeptanzgründen eine Spin-Paritäts-Analyse des $\omega\pi^0$-Systems nicht möglich ist. Ein Beitrag aus resonanter b_1-Produktion zum $\omega\pi^0$-Signal über den Zerfall $b_1 \to \omega\pi^0$ ist aber wahrscheinlich.
Die durch Odderon-Austausch hervorgerufene Reaktion der exklusiven a_2-Produktion konnte nicht beobachtet werden. Jedoch wurde eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt bestimmt, die im Widerspruch zu der theoretischen Vorhersage eines nichtperturbativen Modells (MSV) für diesen Prozess steht [BER00].
Vor kurzer Zeit wurde bereits die exklusive π^0-Photoproduktion ebenfalls bei HERA untersucht [BOL01, GOL01, NIX01]. Dieser Prozess wird nach der Vorhersage des gleichen Modells ebenfalls durch Odderon-Austausch dominiert [BER99a]. Aber auch hier zeigte die Messung keine Evidenz für Odderon-Beiträge. Die für diesen Prozess ermittelte obere Grenze liegt sogar noch deutlicher unter der theoretischen Vorhersage. Ein weiterer möglicher Odderon-Kanal, die exklusive $f_2(1270)$-Produktion, wird ebenfalls untersucht [BERN01].
Für die Interpretation dieser Resultate gibt es zwei Ansätze. Zum einen ist es eventuell möglich, die starke Unterdrückung im Falle der exklusiven π^0-Produktion durch die Eigenschaft des π^0 als Goldstone-Boson der chiralen Symmetriebrechung zu verstehen. In diesem Fall wäre die $\gamma\mathbb{O}\pi^0$-Kopplung wesentlich geringer und somit auch der Wirkungsquerschnitt viel kleiner. Diese Argumentation gilt jedoch nicht für den Fall der Tensor-Mesonen f_2 und a_2. Hier ließe sich die Unterdrückung durch eine Energieabhängigkeit erklären, die bei größeren Energien zu kleineren Wirkungsquerschnitten führt. Für diese Arbeit wurde angenommen, dass Prozesse durch Odderon-Austausch von der Energie unabhängig sind. Diese Annahme beruht im Wesentlichen auf der Überlegung, dass Prozesse durch Pomeron- und Odderon-Austausch sich in Abhängigkeit von der Energie ähnlich verhalten sollten. Es gibt jedoch auch andere Überlegungen, die ein völlig unterschiedliches Verhalten für die beiden Trajektorien vorhersagen [KAI00]. In diesem Falle ist die Energieabhängigkeit für das Odderon stark fallend ($\alpha_{\mathbb{O}} \approx -1.6$) und ein Nachweis bei HERA somit unmöglich. Dann jedoch ist das Odderon nicht mehr die $C = P = -1$ Trajektorie mit $\alpha_{\mathbb{O}} \approx 1$, wie sie ursprünglich eingeführt wurde.
Allgemein lässt es sich im Rahmen der QCD nicht auf einfache Weise erklären, warum der Austausch eines Objektes mit positiver Ladungskonjugation (Pomeron) so stark bevorzugt ist im Vergleich zum Austausch eines Objektes mit negativer Ladungskonjugation (Odderon). So zeigt sich, dass unser heutiges Verständnis der starken Wechselwirkung noch nicht ausreicht, manche ihrer Phänomene zu erklären.

Literaturverzeichnis

[ABR98] H. Abramowicz and A. Caldwell, „HERA Collider Physics“, DESY preprint DESY-98-192 (1998).

[ADL00] The H1 Collaboration, C. Adloff et al., Eur. Phys. J. **C13** (2000) 371.

[BOL01] H1 Collaboration, „Search for Odderon Induced Contributions to Exclusive π^0 Photoproduction at HERA“, to appear in the Proceedings of the 9th International Workshop on Deep Inelastic Scattering DIS2001, Bologna, 27 April - 1 May, 2001.

[AGU00] J. A. Aguilar-Saavedra, Comput. Phys. Commun. **130** (2000) 190.

[APP96] The H1 Spacal Group, R.D. Appuhn et al., Nucl. Instr. Meth. **A382** (1996) 395.

[APP97] The H1 Spacal Group, R.D. Appuhn et al., Nucl. Instr. Meth. **A386** (1996) 397.

[AST80] D. Aston et al., Phys. Lett. **B92** (1980) 211. Erratum-ibid. **B95** (1980) 461.

[ATK84] M. Atkinson et al., Nucl. Phys. **B243** (1984) 1.

[BAL74] J. Ballam et al., Nucl. Phys. **B76** (1974) 375.

[BAR80] D.P. Barber et al., Z. Phys. **C4** (1980) 169.

[BERN97] T. Berndt, „Exklusive Produktion der Mesonen η, η' und ω in Multi-Photon-Endzuständen bei HERA”, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1997).

[BERN01] T. Berndt, „Exclusive Photoproduction of ω and f_2 Mesons in Multiphoton Final States at HERA”, Dr. rer. nat. Diss., Universität Heidelberg (voraussichtlich 2001).

[BER00] E. R. Berger et al., Eur. Phys. J. **C14** (2000) 673.

[BER99a] E. R. Berger et al., Eur. Phys. J. **C9** (1999) 491.

[BER99b] E. R. Berger, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **74** (1999) 96.

[BRA88] J. E. Brau et al., Phys. Rev. **D37** (1988) 2379.

[COU92] R. D. Cousins and V. L. Highland, Nucl. Instr. Meth. **A320** (1992) 331.

[COU98] R. D. Cousins and G. J. Feldman, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873.

[DOS87] H. G. Dosch, Phys. Lett. **B190** (1987) 177.
H. G. Dosch and Yu. A. Simonov, Phys Lett. **B205** (1988) 339.
Yu. A. Simonov, Nucl. Phys. **B307** (1988) 512.

[COL77] P.D.B. Collins, „An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics“, Cambridge University Press, Cambridge (1977).

[DOS94] H. G. Dosch, E. Ferreira, A. Krämer, Phys. Rev. **D50** (1994) 1992.

[DOS97] H. G. Dosch, T. Gousset, G. Kulzinger, H.J. Pirner, Phys. Rev. **D55** (1997) 2602.

[DOS01] H. G. Dosch, Private communication (2001).

[FEY72] R.P. Feynman, „Photon-Hadron Interactions“, W.A. Benjamin, Inc. (1972).

[FRI93] S. Frixione, Phys. Lett. **B319** (1993) 339.

[GOL01] T. Golling, „Search for Odderon Induced Contributions to Exclusive π^0 Photoproduction at HERA”, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2001).

[PDG00] D.E. Groom et al., Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1.

[H1D96] H1 Collaboration, „The H1 Detector at HERA“, DESY internal report H1-96-01 (1996).

[KAI00] A. B. Kaidalov und Yu. A. Simonov, Phys. Lett. **B477** (2000) 163.

[H1N95] V. Boudry et al., „The Inclusive Electron Trigger for the SpaCal: Design and CERN-test Results“, H1 internal report H1-IN-430(03/1995) (1995).

[KOR00] Simulation routine $\mathbb{O}\mathbb{P}$IUM written by W. Kornelis in Heidelberg (2000).

[KUL99] G. Kulzinger, H. G. Dosch, H.J. Pirner, Eur. Phys. J. **C7** (1999) 73.

[LEV95] S. Levonian and A. Panitch, “Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data“, H1 internal report H1-IN-454(09/1995) (1995).

[LEV96] S. Levonian, H1 Luminosity Summary,
`http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/summary_tables/`

[LEV01] S. Levonian, The Electron-Tagger Guide,
`https://www-h1.desy.de/~levonian/QPETAC.html`

[LEV00] S. Levonian, H1 Luminosity Summary,
`http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/summary_tables/summary.html`

[LE97] A. Levy, „Low-x physics at HERA“, DESY preprint DESY-97-013 (1997).

[LIS99] B. List and A. Mastroberardino, „A Monte Carlo Generator for Diffractive Processes in ep Scattering“, (1998), available as:
`http://www.desy.de/~heramc/mclist.html`

[MA90] H. Marsiske et al., Phys. Rev. **D41** (1990) 3324.

[NIC96] The H1 Spacal Group, T. Nicholls et al., Nucl. Instr. Meth. **A374** (1996) 149.

[NIX01] O. Nix, „Suche nach odderoninduzierten Beiträgen in exklusiver π^0-Produktion mit dem Detektor H1 bei HERA“, Dr. rer. nat. Diss., Universität Heidelberg (2001).

[PDGWeb] `http://pdg.lbl.gov/xsect/contents.html`

[PIL79] H. M. Pilkuhn, „Relativistic Particle Physics“, Springer Verlag (1979).

[RUE98] M. Rueter, H. G. Dosch, O. Nachtmann, Phys. Rev. **D59** (1998).

[SJO94] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[STI01] J. Stiewe, „HERA (and Non-HERA) Kinematics for Pedestrians“, draft, Universität Heidelberg (2001).

[STR76] W. Struczinski et al., Nucl. Phys. **B108** (1976) 45.

[SWA00] M. Swart, „Mass Spectroscopy of Neutral Mesons in the Photon Hemisphere at HERA“, Dr. rer. nat. Diss., Universität Heidelberg (2000).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei all denen bedanken, die mich während des letzten Jahres bei meiner Diplomarbeit unterstützt haben. Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei:

- Prof. Karlheinz Meier, der mir diese Arbeit ermöglicht hat und mich immer wieder für die Odderon-Suche motivieren konnte.
- Prof. Hans Günter Dosch, der so freundlich war, die Zweitkorrektur zu übernehmen.
- Jürgen Stiewe für seinen unermüdlichen Einsatz beim Korrekturlesen und Paper-Schreiben in letzter Minute. Seine nie versiegende Quelle von Anekdoten und Gummibärchen war mir immer eine willkommene Abwechslung.
- Richard Cavanaugh dafür, dass er mich so freundlich in seinem Büro aufgenommen hat.
- Martin Swart und Claus Beier für die Unterstützung zu Beginn meiner Arbeit. Martin Swart möchte ich besonders für seine „Vorarbeit“ danken, ohne die meine Diplomarbeit wohl nicht möglich gewesen wäre.
- Tobias Golling für den Gedankenaustausch von Diplomand zu Diplomand und seine erfolgreiche Präsentation unserer Ergebnisse in Hamburg, Bologna und Budapest.
- Oliver Nix dafür, dass er unsere Gruppe immer wieder zurück auf den „realistischen“ Boden der Tatsachen brachte.
- Thomas Berndt für seine prompte Hilfe, wann immer ein Computer- oder Physik-Problem auftauchte. Vielen Dank Tommy!

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 4. Oktober 2001

....
(Unterschrift)