

AB

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00080924

EX-BONN-IR 91-26
RW 9130

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

**Inklusive Erzeugung von ρ^0 -Mesonen an Protonen
mit Photonen, Pion- und Kaonstrahlen
im Energiebereich von 65 bis 175 GeV**

von
Roland Philipp Hofmann

Abstract: Cross sections of the inclusive photoproduction and hadroproduction of the $\rho^0(770)$ meson on a liquid hydrogen target are given as functions of $p_{\perp}$ (varying from 0 to 2 GeV) and x_F (-0.1 to 1.0) where the photon energy range is 65 to 175 GeV and the hadrons are charged π and K of the energies 80 and 140 GeV. The ρ -signal is quantified in fits to the $\pi^+\pi^-$ -mass distributions accounting for a downward mass shift of the ρ^0 peak known from the diffractive ρ^0 -production. This mass shift is shown to be significantly different from zero also in the low- x_F -low- $p_{\perp}$ region in both photon and hadron data. The ratios $\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp}dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X) / \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp}dx_F}(\pi/K p \rightarrow \rho^0 X)$ give an x_F - and $p_{\perp}$ -dependent VMD-factor. Comparison of hadron and photon cross sections shows a difference due to the pointlike photon-hadron-coupling at large $p_{\perp}$. This onset is in good quantitative agreement with the predictions of the LUCIFER-Monte-Carlo. The low and medium x_F -range can be described by a quark-antiquark-fusion-model. The high x_F -regions show distinct decay angular distributions matching the predictions for diffractive photoproduction and the one-pion-exchange model respectively.

Thesis-1991-Hofmann

Post address:
Nussallee 12
D-5300 Bonn 1
F.R.G.



BONN-IR-91-26
Bonn University
March 1991
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

**Inklusive Erzeugung von ρ^0 -Mesonen an Protonen
mit Photonen, Pion- und Kaonstrahlen
im Energiebereich von 65 bis 175 GeV**

von
Roland Philipp Hofmann

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der mathematisch - naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 27.3.1991
Referent: Prof.Dr.K.Heinloth
Korreferent: Prof.Dr.E.Hilger

Inhalt

1	Einleitung: Ziel der Arbeit	2
I	Das Experiment	3
2	Der Strahl	3
3	Das Ereignis	3
4	Die Detektoren	4
5	Die Speicherung und Verarbeitung der Daten	4
6	Kinematische Variablen	8
7	Physik der ρ^0 -Erzeugung im WA69-Experiment	8
7.1	Die Wechselwirkung Photon-Hadron	8
7.2	Die Wechselwirkung Hadron-Hadron	10
7.3	ρ^0 -Erzeugung	12
7.3.1	Die zentrale Region	12
7.3.2	ρ^0 's aus der punktförmigen Photon-Hadron-Wechselwirkung	13
7.3.3	Diffraktive Dissoziation	13
7.3.4	Das Ein-Pion-Austausch(OPE)-Modell	15
7.4	Interferenzen	17
II	Die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten der ρ^0 -Erzeugung	20
8	Die Extraktion des ρ^0 -Signals aus den Daten	20
8.1	Die Erzeugung von Massenplots	20
9	Die Beschreibung der Massenplots mit Hilfe analytischer Funktionen	23
9.1	Die Resonanzen ρ^0 und f_2	23
9.2	Die Verschiebung der ρ^0 -Masse	24
9.3	Die Reflexionen von $K^*(892)$ und $\omega(783)$ -Meson	28
9.3.1	K^*	28
9.3.2	ω	31
9.3.3	Andere Reflexionen	33
9.3.4	Elektron-Positron-Paare	35
9.4	Der Untergrund	35
9.5	MICROCOSM, die kanonifizierte Fitprozedur	36
10	Die Akzeptanzen	38
11	Die absolute Normierung	42
12	Die Fehler an den Wirkungsquerschnitten	44
III	Ergebnisse	46

13 Wirkungsquerschnitte der ρ^0-Erzeugung	46
13.1 doppelt differentiell: $\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dx_F}$	46
13.2 einfach differentiell: $\frac{d\sigma}{dx_F}$	50
13.3 einfach differentiell: $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$	55
13.4 Der totale Wirkungsquerschnitt	55
13.5 Die Winkelverteilungen	65
14 Vergleich der Photo- und Hadroproduktionsquerschnitte durch Quotientenbildung	71
15 Die Verschiebung der ρ^0-Masse	78
IV Zusammenfassung	82

1 Einleitung: Ziel der Arbeit

Diese Arbeit ist Bestandteil des WA69-Experimentes am CERN-Omega-Spektrometer. Sie sollte in Ergänzung und Erweiterung einer vorangegangenen Diplomarbeit [Jo89] die inklusive Erzeugung von $\rho^0(770)$ -Vektormesonen in Photon-Proton- und Hadron-Proton-Stößen untersuchen. Die verwendeten Hadronen sind Pionen und Kaonen von 80 und 140 GeV. Die Photonen hatten Energien zwischen 65 und 175 GeV. Besonderes Gewicht lag dabei auf dem Vergleich zwischen den beiden Strahlarten, welcher zeigen sollte, inwieweit sich das Photon als hadronisches Teilchen mit den Quantenzahlen des Photons, also als Vektormeson verhält, und wo die Grenzen dieses sogenannten Vektormesondominanzverhaltens liegen. Zu diesem Zweck waren die Wirkungsquerschnitte für die inklusive ρ^0 -Erzeugung in Abhängigkeit von der Art und der Energie des Strahls sowie von den Impulskomponenten, also bezüglich Feynman- x und Transversalimpuls des erzeugten ρ^0 zu ermitteln. Diese Wirkungsquerschnitte konnten mit den Vorhersagen einfacher Quark-Antiquark-Fusionsmodelle verglichen werden. Außerdem konnten verschiedene Modellannahmen für die Bereiche verifiziert werden, in denen strahlspezifische Erzeugungsmechanismen, also Unterschiede in der ρ^0 -Produktion durch Photonen und Hadronen oder zwischen Pionen und Kaonen sichtbar wurden. Dies gilt für die punktförmige Kopplung des Photons, den Ein-Pion-Austausch und für die diffraktive Dissoziation. Um festzustellen, inwieweit dort das ρ^0 auch in den inklusiven Reaktionen eine Erinnerung an den Ausgangszustand, also die Eigenschaften des Strahlteilchens behält, wurden die Verteilungen der Zerfallswinkel beim Zerfall des ρ^0 in zwei geladene Pionen untersucht.

Teil I

Das Experiment

Im WA69-Experiment am CERN-Omega-Spektrometer wurden Photonen von Energien zwischen 65 und 175 GeV sowie geladene Pionen und Kaonen von 80 und 140 GeV auf ein Flüssigwasserstofftarget geleitet und die jeweiligen hadronischen Endzustände registriert. In mehreren vorangegangenen Diplom- und Doktorarbeiten und Veröffentlichungen (z.B. [Jo89, Ro88, Ga89, So87, Ki90]) wurde das Experiment in seinen Einzelheiten bereits ausführlich dargestellt. Auf eine ins Detail gehende Vorstellung kann daher an dieser Stelle verzichtet werden. Hier sollen nur die wichtigsten und die für diese Arbeit wesentlichen Eigenschaften des Experiments erläutert werden.

2 Der Strahl

Der Strahl wurde mit Hilfe des CERN-Super-Protonen-Synchrotrons erzeugt, das zunächst Protonen von 450 GeV liefert. Auf ein Berylliumtarget geschickt, produziert der Strahl geladene und ungeladene sekundäre π - und K -Mesonen.

Für die Hadron-Proton-Ereignisse werden die geladenen π und K nach Energien selektiert, also die für die Wechselwirkung erwünschten Mesonen mit 80 und 140 GeV ausgewählt, sowie Pionen und Kaonen mit Hilfe von Čerenkov-Countern unterschieden.

Die π^0 zerfallen in je zwei Photonen. Mit Hilfe eines Siliziumtargets erzeugen die Photonen Elektron-Positron-Paare. Von den Elektronen werden durch ein Magnetfeld diejenigen mit Energien von (200 ± 5) GeV ausgewählt. In einem Wolframblech (Radiator target) werden sie abgebremst und senden dabei Bremsstrahlungsfotonen aus. Diese Photonen sind es, die für die Reaktion mit dem Flüssigwasserstofftarget eingesetzt werden. Ihre Energie wird aus der Differenz der Elektronen vor und nach dem Radiator target bestimmt. Um zu vermeiden, daß Photonereignisse registriert werden, deren Energien falsch gemessen werden, weil das Elektronen nicht ein sondern zwei Bremsstrahlungsfotonen ausgesandt hat, steht am Ende der Beamline ein sogenannter Beamveto zähler. Dieser mißt gegebenenfalls die Energie des zweiten Photons. Diese wird entweder, falls sie unter einem bestimmten Grenzwert (30 GeV) liegt, zur Korrektur der Energie des wechselwirkenden Photons eingesetzt. Falls sie größer ist, wird das Ereignis verworfen.

Das Bremsstrahlungsspektrum zeigt Bild 1.

3 Das Ereignis

Eine wesentliche Eigenschaft des Experimentes ist, daß darin durch Photonen und durch Hadronen ausgelöste Ereignisse weitestgehend gleichbehandelt werden. Dies ermöglicht einen von Akzeptanzeinflüssen im Großen und Ganzen unbeeinflussten Vergleich der beiden Strahlarten. In diesem Sinn ist also der experimentelle Aufbau sobald die Strahlerzeugung abgeschlossen ist für die beiden Fälle identisch.

Im OMEGA-Spektrometer trifft der Strahl, also die Photonen oder die Pion-Kaon-Mischung auf ein zylinderförmiges Flüssigwasserstofftarget. Der Zylinder ist 60 cm lang und 4.8 cm dick. Seine Mittelachse ist parallel zur Strahlachse (allerdings einen halben Zentimeter davon entfernt).

Es können die folgenden Reaktionstypen betrachtet werden:

$$\begin{aligned}\gamma p &\longrightarrow X \\ \pi^\pm p &\longrightarrow X \\ K^\pm p &\longrightarrow X\end{aligned}$$

wobei X für vielfältige Arten hadronischer Endzustände steht. In dieser Arbeit interessieren diejenigen Reaktionen, in denen $X = \pi^+ + \pi^- + Y$, wobei die beiden Pionen aus dem Zerfall eines ρ^0 -Mesons kommen und Y wieder alle möglichen hadronischen Zustände mit Ausnahme des Falles $Y = p$ bezeichnen kann. Die Physik solcher Ereignisse beschreibt Kapitel 7. Es wurden ca. 2.6 Millionen Photon-Ereignisse, etwa 1.6 Millionen Ereignisse mit Hadronen von 80 GeV und ungefähr 3.5 Millionen Hadron-Ereignisse bei 140 GeV Strahlenergie in diese Arbeit aufgenommen.

Auf dem Bild des experimentellen Aufbaus von WA69 (Bild 2) fällt der Strahl von rechts ein. Das Target befindet sich am rechten Rand des OMEGA-Magneten, der zum Zweck der Impulsbestimmung geladener Spuren mit zwei großen Helmholtzspulen ein fast homogenes Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung bereitstellt.

4 Die Detektoren

Direkt an das Ende des Targets schließt zu Triggerzwecken die sogenannte Endcap (EC) an. Gleich dahinter befindet sich eine hochauflösende Drahtkammer (HPC), die dazu dient, den Vertex, also die Stelle der Wechselwirkung möglichst genau zu lokalisieren. Um das Target sind drei Gruppen von Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) aufgebaut. Zwei davon (A und B), um Spuren in Vorwärtsrichtung aufzunehmen, die dritte (C), um Spuren von Teilchen zu finden, die relativ zum Gesamtschwerpunkt des Ereignisses nach rückwärts führen. Am linken Ende des Magnetfeldes befinden sich zwei Driftkammern (DC), die wegen ihrer relativ großen Entfernung zum Target zu einer guten geometrischen Auflösung der Spurbestimmung und damit zu einer genauen Ermittlung größerer Impulse beitragen.

An die zweite Driftkammer schließt ein Hodoskop (H1) aus Szintillationsmaterial mit einem Schlitz in der Mittelebene senkrecht zu den Richtungen von Strahl und Magnetfeld an. Es unterstützt den Trigger bei der Unterdrückung von e^+e^- -Paaren.

Zur Identifikation von geladenen Teilchen dienen die zwei Detektoren RIČ und TRAD. Der RIČ ist ein Ring-Image-Čerenkov-Zähler und nutzt die von den Teilchen in einem Radiatorgas in charakteristische Richtungen ausgesandte Čerenkov-Strahlung. Für Teilchen mit Impulsen über 80 GeV/c ist der Transition-Radiation-Detektor TRAD da. Er verwendet zur Unterscheidung geladener Teilchen die Übergangsstrahlung, die diese beim Übergang zwischen zwei Medien verschiedener Brechungsindizes aussenden.

Zwischen den beiden Identifikationsdetektoren steht ein weiteres Hodoskop (H4) mit der gleichen Aufgabe wie H1. Außerdem sind H1 und H4 verkoppelt, um nur Ereignisse zuzulassen, in denen beide Hodoskope angesprochen haben. Kurz vor dem linken Ende des Bildes 2 stehen zwei Detektoren zum Nachweis neutraler Teilchen (Photonen oder π^0), der Geneva Photon Detektor (GPD) und der PLUG. Der oben schon genannte Beam-Veto-Zähler schließt die Anordnung ab.

5 Die Speicherung und Verarbeitung der Daten

An erster Stelle in der langen Kette der Einrichtungen zur Verarbeitung der während des Ereignisses erhaltenen elektronischen Signale in physikalische Information steht der Trigger. Seine Hauptaufgabe ist es, die registrierten Ereignisse nach uninteressanten und speichernswerten zu unterscheiden. Insbesondere sind die Ereignisse zu unterdrücken, in denen das Strahlphoton keinen hadronischen Endzustand, sondern ein Elektron-Positron-Paar gebildet hat. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist um das zweihundertfache höher als für die Erzeugung von Hadronen. Die Triggerlogik und die dazugehörige Hardware, die diese Selektion leisten, ist ausführlich z.B. in [So87] und [Jo89] beschrieben.

Um die Vergleichbarkeit von Photon- und Hadronereignissen zu gewährleisten, blieben die Hauptkomponenten der e^+e^- -Unterdrückung auch während der Aufnahme von hadroninduzier-

ten Ereignissen aktiv. Sobald ein Ereignis den Trigger passiert hat und freigegeben ist, werden die Informationen der MWPCs quasi als Spurpunkte auf Magnetbändern gespeichert. Außerdem werden, falls vorhanden, die von RIČ, TRAD, GPD und PLUG gewonnenen Daten sowie gegebenenfalls die vom Beam-Veto angegebene Energiekorrektur registriert.

Aus den Spurpunkten rekonstruiert das für das OMEGA-Spektrometer geschriebene Programm TRIDENT [La79] die Spuren, bestimmt daraus die drei Impulskomponenten und die Ladungen der Teilchen, die die Spuren gebildet haben, legt die Haupt- und Nebenvertizes fest, und gibt jeweils die Unsicherheiten dazu an. Ein Beispiel so gefundener Spurinformatoren illustriert Bild 3.

Ein weiteres Rekonstruktionsprogramm, PHOENIX [Mo85], verarbeitet anschließend die Detektorinformationen der Identifikatoren und der Neutralteilchendetektoren und korrigiert die Strahlenergie nach der Angabe des Beam-Veto-Zählers.

Von jedem Ereignis wurden also der Impuls des Strahlteilchens, die Koordinaten des primären Vertex und eventueller sekundärer Vertizes, Ladungen und Impulse der gefundenen Spuren, Wahrscheinlichkeiten dafür, daß es sich bei dem Teilchen nach den Erkenntnissen des RIČ und nach denen des TRAD um ein π , K , Elektron, μ oder Proton handelt, Angaben über die Anzahl der Spurpunkte und weitere Informationen zur Güte der Spurvermessung samt den zu jeder dieser Zahlen angegebenen Unsicherheiten auf Magnetbänder, etwa 200 "MINI-DSTs" gespeichert. In bestimmten Abschnitten, die durch die Organisation der Datennahme gegeben waren, sogenannten Runs, und in kleineren Einheiten, den Runparts, die das Prozessieren von TRIDENT und PHOENIX mit sich brachte, sind dazu noch statistische Daten, die auch vom PHOENIX aus Triggerinformationen ermittelt wurden, wie Anzahl und Art der registrierten Strahlteilchen, unabhängig davon, ob sie ein Ereignis ausgelöst haben oder nicht (wichtig zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, siehe Abschnitt 11), Information über Totzeiten des Detektors und weitere Charakteristika des Runs aufgeschrieben.

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit und weiteren ähnlichen Projekten des Experimentes [Ge92, Fi91] wurde der Inhalt der MINI-DSTs um die dafür unwesentlichen Informationen reduziert und damit auf etwa 10% komprimiert. Diese Daten, in der Hauptsache Impuls- und Vertexkomponenten sowie Ladungen und verkürzte Identifikationsauskünfte stehen mit den jeweiligen Fehlergrenzen auf 31 "MICRO-DSTs".

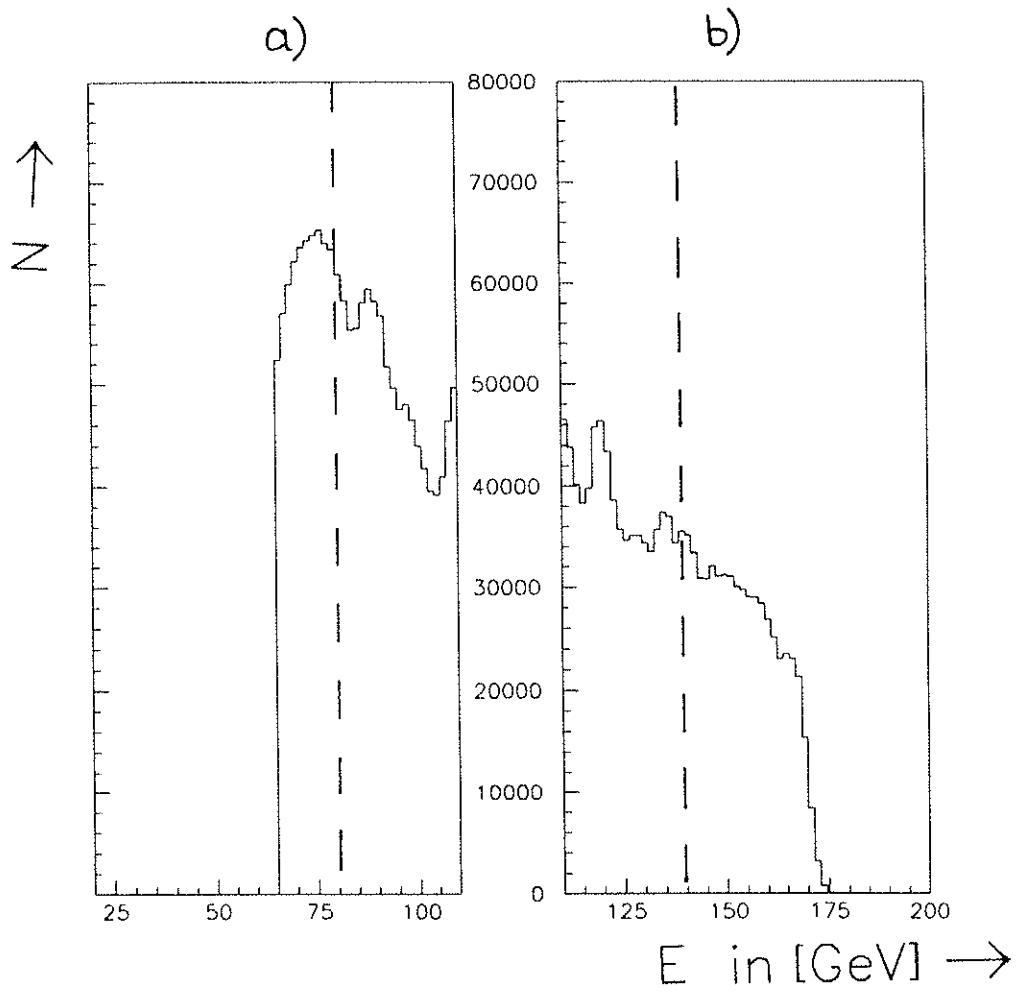


Abbildung 1: Das Spektrum der durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen, a) zeigt den niederen, b) den hohen Energiebereich, mit gestrichelten Linien sind die Energien der Hadronen eingetragen.

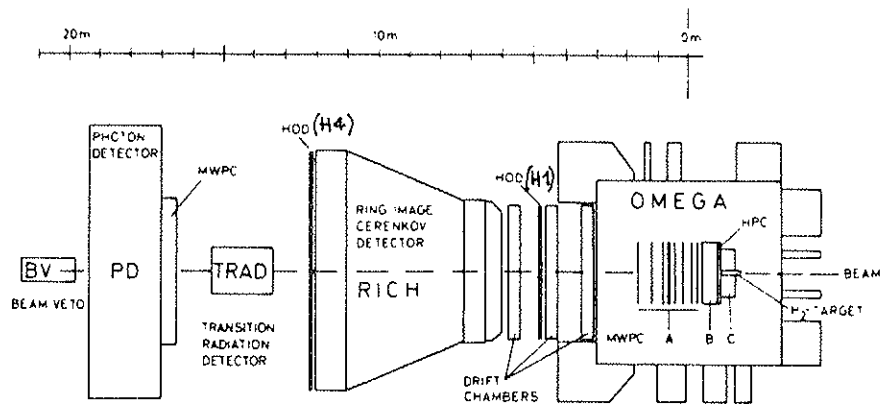


Abbildung 2: Der experimentelle Aufbau

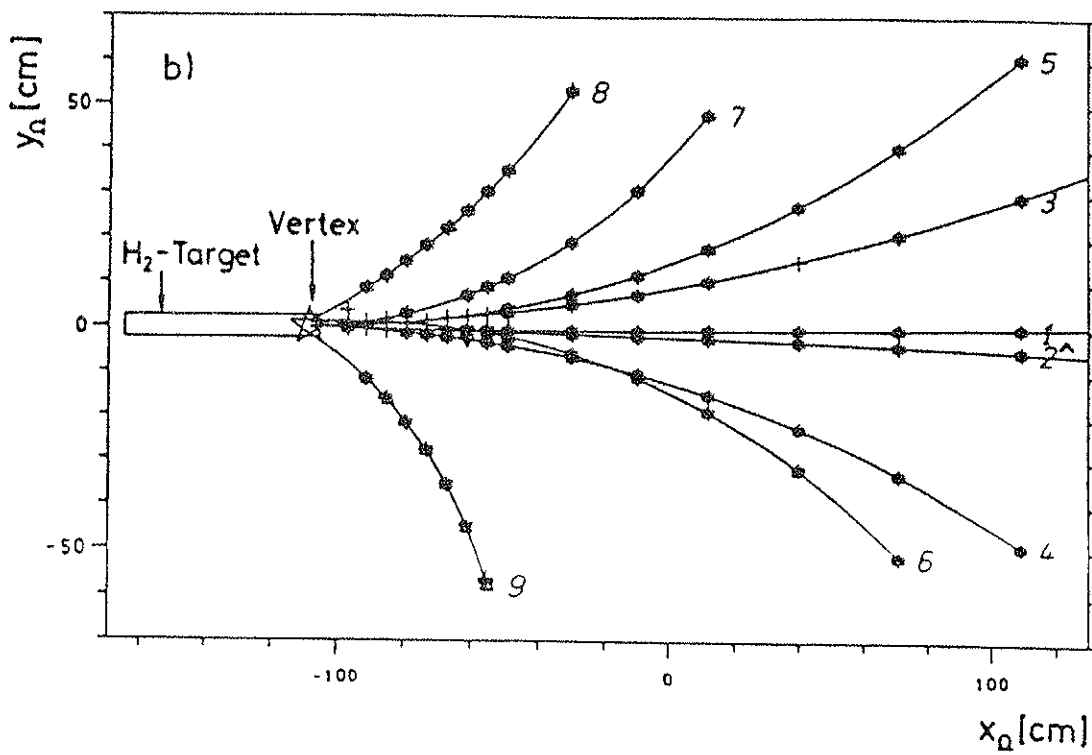


Abbildung 3: TRIDENT-Eventdisplay als Beispiel zur Spurrekonstruktion

6 Kinematische Variablen

Es ist nützlich, an dieser Stelle zunächst einige der Variablen zu definieren, mit denen die betrachteten Zustände, also insbesondere die Gesamtreaktion, das ρ^0 -Meson und seine Zerfallsprodukte π^+ und π^- charakterisiert werden.

Die Größe x_F (Feynman-x) bezeichnet den skalierten Longitudinalimpuls eines Teilchens bezogen auf den maximal möglichen Impuls:

$$x_F = \frac{p_{||}}{p_{max}} .$$

Hierin ist $p_{||}$ die zur Strahlrichtung parallele Komponente des Teilchenimpulses im Schwerpunktsystem der Reaktion. Die gebräuchlichen Termini "vorwärts" und "rückwärts" korrespondieren zu $x_F > 0$ bzw. $x_F < 0$. Der maximal mögliche Impuls des Teilchens ergibt sich wegen Energie und Impulserhaltung bei Vernachlässigung der Masse des Teilchens zu

$$p_{max} = \frac{1}{2} \sqrt{s} .$$

s ist das Quadrat der Gesamtenergie oder -ruhemasse der Reaktion und eine der Mandelstam-Variablen. (Hier und künftig wird grundsätzlich die Konvention $c = 1$ verwendet.) Da in unserem Experiment das Proton des Targets praktisch ruht, ist s durch die Strahlenergie E und die Ruhemassen des Protons m_p und des m_S Strahlteilchens gegeben:

$$s = 2Em_p + m_p^2 + m_S^2 \approx (2E + m_p)m_p$$

Eine zweite wichtige Mandelstam-Variable ist das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags zwischen dem System (Strahl- ρ^0) und dem Rest der Reaktion t :

$$t = -(p_{\rho^0} - p_S)^2$$

mit den Viererimpulsen p_{ρ^0} des ρ^0 und p_S des Strahls. Allgemein gilt:

$$t = m_{\rho^0}^2 + m_S^2 - 2E_{\rho^0}E + 2p_{\rho^0||}\sqrt{E^2 - m_S^2}$$

Gegen Strahlenergien von rund 100 GeV können die Massen vernachlässigt werden und es gilt näherungsweise der folgende Zusammenhang zum Transversalimpuls $p_{\perp}$ des ρ^0 bezüglich der Strahlachse:

$$t \approx 2Ep_{||} - 2E\sqrt{m_{\rho^0}^2 + p_{\perp}^2 + p_{||}^2} + m_{\rho^0}^2 \approx -\frac{E}{p_{||}}(m_{\rho^0}^2 + p_{\perp}^2) + m_{\rho^0}^2 .$$

Die in dieser Arbeit angegebenen Winkelverteilungen beziehen sich grundsätzlich auf den Winkel des positiven Pions aus dem ρ^0 -Zerfall gegenüber der negativen Richtung des Gesamtschwerpunktes im ρ^0 -Ruhesystem. Dieses Bezugssystem heißt S-Kanal-Helizitätssystem.

7 Physik der ρ^0 -Erzeugung im WA69-Experiment

7.1 Die Wechselwirkung Photon-Hadron

Die Wechselwirkung des Photons mit Hadronen geschieht auf drei verschiedene Weisen. In jedem Fall koppelt das Photon elektromagnetisch an ein Quark. Im einen Fall handelt es sich um eine direkte Kopplung an ein Parton aus dem hadronischen Reaktionspartner (Bild 4), in unserem Experiment dem Proton. Der Prozeß wird als punktförmige Wechselwirkung bezeichnet oder auch,

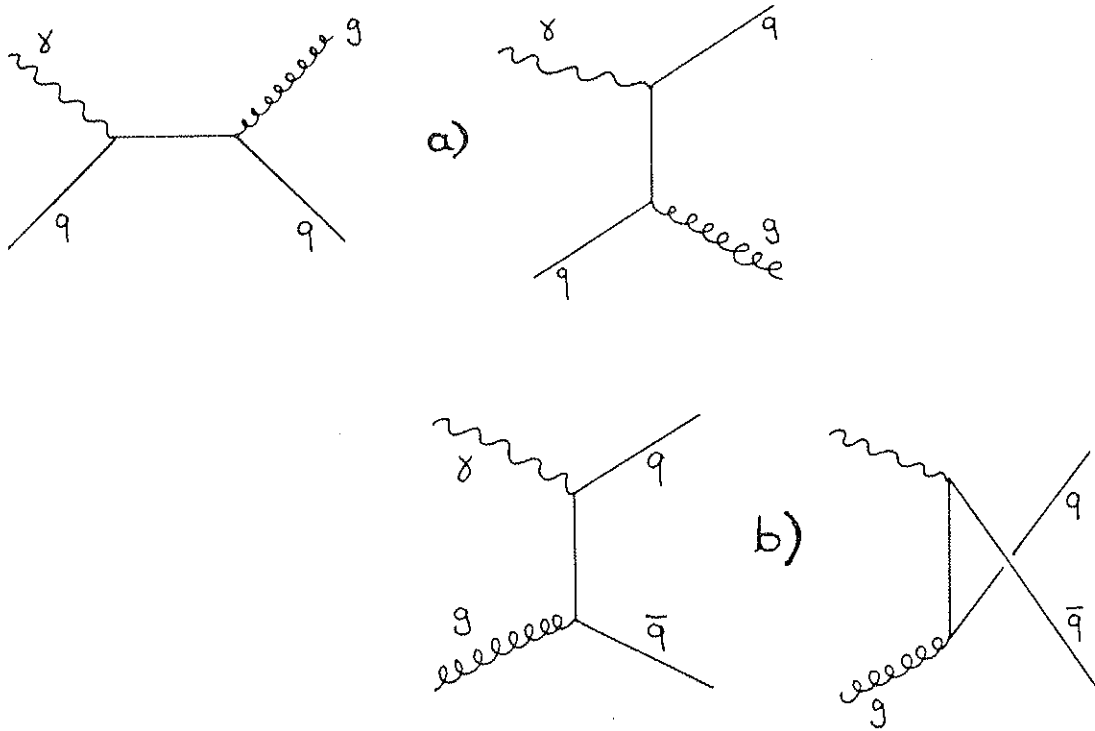


Abbildung 4: Die Prozesse der punktförmigen Photon-Hadron-Kopplung in unterster Ordnung:
a) QCD-Compton b) QCD-Bethe-Heitler

weil die Reaktionsprodukte mit relativ hohen Transversalimpulsen ausgestattet werden, d.h. die Impulsübertragung im t-Kanal groß ist, als harte Streuung. In erster Ordnung dominieren die Prozesse QCD-Compton und QCD-Bethe-Heitler. Auch Prozesse höherer Ordnung sind beobachtbar. Von diesen sind wegen ihrer besonderen topologischen und kinematischen Eigenschaften die als "Higher Twist" bezeichneten Prozesse am leichtesten zu isolieren [Ho90, Ki90].

Der weitaus größte Teil der Photon-Hadron-Wechselwirkung passiert nach dem Schema des Vektormesondominanzmodells (manchmal mit VDM, an anderer Stelle mit VMD abgekürzt). Danach dissoziiert jedes Photon gelegentlich in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar, den Quantenzahlen des Photons entsprechend also ein ladungs- und flavorneutrales Vektormeson (Bild 5). Die wichtigsten davon sind:

$$\begin{aligned}
 |\rho^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \\
 |\phi\rangle &= |s\bar{s}\rangle \\
 |\omega\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)
 \end{aligned}$$

Die Beiträge der schwereren Vektormesonen, z.B. $\rho^0(1600)$, J/ψ und Υ berücksichtigt ein verallgemeinertes VMD-Modell [DS78].

Die Wahrscheinlichkeit für die Dissoziation des Photons in ein bestimmtes Vektormeson wird durch die elektromagnetische Kopplungsstärke von dessen Quarks bestimmt, also durch das Produkt der Ladungen von Quark und Antiquark in der angegebenen SU(3)-Darstellung. Diese Produkte verhalten sich wie

$$\rho^0 : \phi : \omega = 9 : 2 : 1$$

In e^+e^- -Streuung wurden diese Verhältnisse experimentell zu

$$\rho^0 : \phi : \omega = (8.8 \pm 2.6) : (1.7 \pm 0.4) : 1$$

bestimmt [Di88].

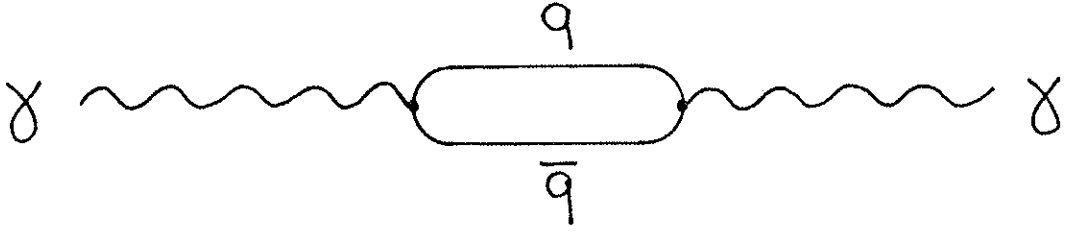


Abbildung 5: Kopplung des Photons an ein virtuelles Vektormeson

Quasi als Zwischenglied zwischen punktförmiger und VMD-Kopplung kann die dritte Möglichkeit der Photon-Hadron-Wechselwirkung gelten. Die Strukturfunktion des Photons ist in diesem Fall nicht mehr zu einer δ -Distribution entartet wie bei der punktförmigen Streuung, sondern ausgedehnt. Die damit beschriebene Kopplung an schwach gebundene Quark-Antiquark-Paare ist aber im Gegensatz zum VMD-Fall der perturbativen QCD zugänglich [Wi77, DeW79, Fo80, Au87]. Man spricht von der anomalen Photon-Strukturfunktion. Ihre Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten liegen etwa eine Größenordnung unter denen der punktförmigen Kopplung [Ow80], welche wiederum gegenüber dem VMD-Photon geringe Beiträge liefert. Innerhalb dieser Arbeit kann ein Einfluß der anomalen Photonstrukturfunktion daher nicht gemessen werden.

7.2 Die Wechselwirkung Hadron-Hadron

Prinzipiell sind Wechselwirkungen zwischen Hadronen mit der QCD zu beschreiben. Störungstheoretische Näherungen sind aber in QCD-Prozessen mit kleinen Impulsüberträgen, und mit solchen haben wir es hier im wesentlichen zu tun, nicht erlaubt. Daher wurde versucht einfache Modelle zu entwickeln, mit denen die inklusive Hadron-Erzeugung ausgehend von Quark-Struktur- und Fragmentations-Funktionen beschrieben werden kann. Dies führte z.B. zum Quark-Fragmentations-Modell [An77] und dem Quark-Rekombinations-Modell [DH77, Hw80].

Die Produktion eines Mesons läuft in den beiden Modellen folgendermaßen ab: Zunächst trägt eines der beiden Quarks einen Bruchteil x vom Impuls des eintreffenden Hadrons, der von der z.B. aus der tiefinelastischen Lepton-Hadron-Streuung bekannten Strukturfunktion $f_h^q(x)$ angegeben wird. Dann besteht entweder die Möglichkeit, daß der zwischen dem Quark und dem Rest des Hadrons aufgespannte String zu einem oder mehreren Quark-Antiquark-Paaren aufbricht (fragmentiert) (Bild 6), oder sich das Quark mit einem Quark aus dem See zu einem Meson verbindet (rekombiniert) (Bild 7).

Bei der Rekombination geht man davon aus, daß das Seequark nur einen recht kleinen Impuls trägt, der Gesamtimpuls also von dem des anderen Quarks und damit von der Strukturfunktion bestimmt wird. In der Fragmentation dagegen wird der Impuls eines Clusters oder Strings auf mehrere Bruchstücke verteilt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark mit dem Impuls p_q ein Hadron des Impulses $p_h = xp_q$ produziert, gibt die Fragmentationsfunktion $D_q^h(x)$ an [CM82].

Das im Rahmen dieser und einer weiteren Arbeit [Ge92] getestete Quark-Antiquark-Fusionsmodell berücksichtigt den Reaktionspartner Target, indem es das auslaufende Teilchen aus einem Quark oder Antiquark des Strahls und einem des Targets zusammensetzt. Der Impuls des Produktes wird also sowohl von der Strukturfunktion des Strahls als auch von der des Targets bestimmt.

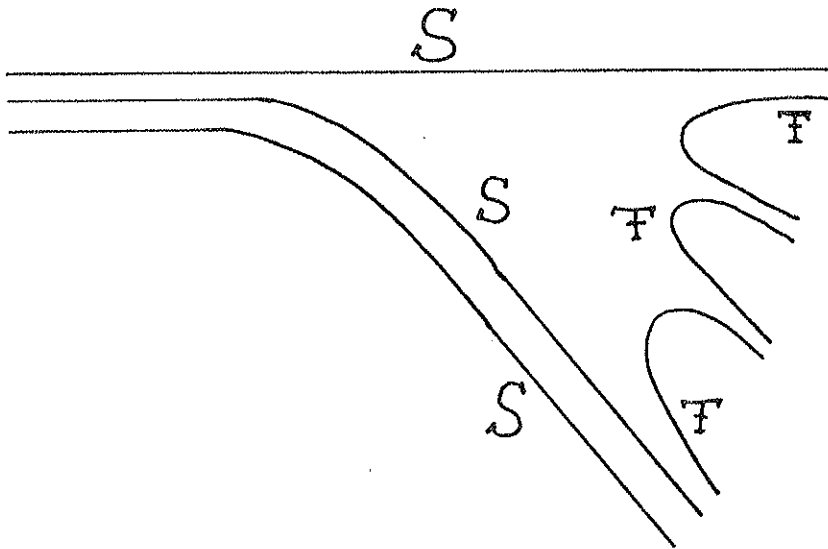


Abbildung 6: Fragmentationsmodell der Hadron-Hadron-Wechselwirkung bei kleinem Impulsübertrag: Mit S bezeichnete Linien stellen Quarks oder Antiquarks aus dem Strahl, mit F bezeichnete solche aus der Fragmentation dar.

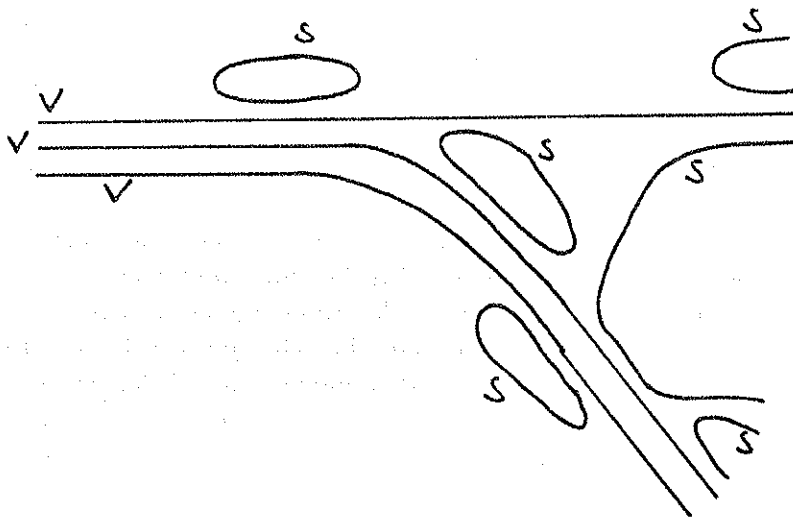


Abbildung 7: Rekombinationsmodell der Hadron-Hadron-Wechselwirkung bei kleinem Impulsübertrag: Mit v bezeichnete Linien stellen Valenzquarks oder -Antiquarks, mit s bezeichnete die Seequarks des Hadrons dar.

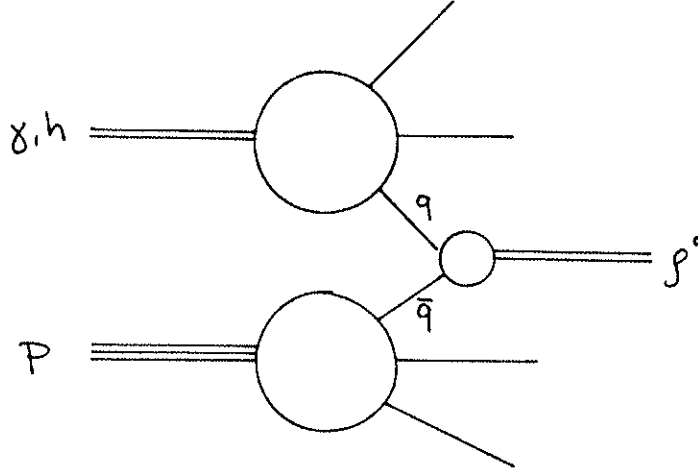


Abbildung 8: ρ^0 -Erzeugung nach dem Quark-Antiquark-Fusions-Modell in Analogie zum Drell-Yan-Prozeß

7.3 ρ^0 -Erzeugung

7.3.1 Die zentrale Region

Die größte Anzahl von Teilchen wird in unserem Experiment mit kleinem Impuls in Ereignissen mit großen Multiplizitäten erzeugt. Je mehr Teilchen in einem solchen Ereignis produziert werden, desto weniger "Erinnerung" behält das einzelne Teilchen an die Quantenzahlen von Strahl oder Target. Es ist daher im sogenannten zentralen Bereich kleiner x_F weder eine von der Gleichverteilung verschiedene Winkelverteilung zu erwarten, noch, abgesehen vom totalen Wirkungsquerschnitt, ein Unterschied zwischen der Produktion mit vektormesonischen Photonen und der mit "echten" Hadronen.

$$\frac{d^2\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)}{dx_F dp_\perp} = S_{VMD} \cdot \frac{d^2\sigma(h p \rightarrow \rho^0 X)}{dx_F dp_\perp}$$

$$S_{VMD} \approx \frac{1}{200}$$

S_{VMD} heißt VMD-Faktor. Seine Größenordnung ist Ausdruck der elektromagnetischen Kopplung des Photons an das Vektormeson im VMD-Modell. Die Abweichung von der Feinstrukturkonstante $\frac{1}{137}$ liegt an den nicht ganzzahligen Ladungen der Quarks.

Die ρ^0 -Erzeugung bei kleinen bis mittleren x_F spielt sich nach den Mustern von Rekombination und Fragmentation ab. Ihre x_F -Abhängigkeit hängt nach den obigen Argumenten von den Strukturfunktionen der das Meson konstituierenden Quarks in den Hadronen des Strahls und des Targets ab. Das Quark-Antiquark-Fusions-Modell der ρ^0 -Erzeugung kann analog zum Drell-Yan-Prozeß der inklusiven $\mu^+\mu^-$ -Paarerzeugung in Proton-Proton-Reaktionen [DY71] beschrieben werden (Bild 8). In diesem Modell stammt das Quark (Antiquark) aus dem Strahlteilchen und das Antiquark (Quark) aus dem Target. Man kann dann für den x_F -differentiellen Wirkungsquerschnitt, allerdings unter Vernachlässigung der Partontransversalimpulse gegenüber der ρ^0 -Masse m_{ρ^0} , schreiben [Ba79]:

$$\frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx_F} = \frac{4\pi^2}{3m_{\rho^0}^2} \sum_{q=u,d,s} \frac{g_q^2}{4\pi} \left(F_B^q(x_1) F_T^{\bar{q}}(x_2) + F_B^{\bar{q}}(x_1) F_T^q(x_2) \right)$$

Die $\frac{g_q^2}{4\pi}$ hierin sind die Kopplungskonstanten der Kopplung des Quark-Antiquark-Paares an das ρ^0 . Insbesondere unterscheidet g_q^2 zwischen nach der Zweig-Regel erlaubten und verbotenen

Kopplungen. Bei gegebenem x_F sind durch die im Drell-Yan-Prozeß gültige Beziehung

$$x_1 \cdot x_2 = \frac{m_{\rho^0}^2}{s}$$

und wegen

$$x_F = x_1 - x_2$$

sowohl x_1 als auch x_2 festgelegt. (Quarkmassen und Transversalimpulse sind hierin vernachlässigt.) Die hier verwendeten Strukturfunktionen $F_h^q(x)$ berücksichtigen auch die Impulsverteilungen der Seequarks. Im Quark-Fusions-Modell ist es üblich, $F_h^q(x)$ als Summe der Seequark- und der Valenzquarkimpulsverteilungen zu schreiben:

$$F_h^q(x) = V_h^q(x) + S_h^q(x)$$

Zur Unterscheidung wurde das eine Hadron mit B für *Beam*, das andere mit T für *Target* bezeichnet. In der Photon-Proton-Streuung muß natürlich das Photon wieder als Überlagerung aus (mindestens) den drei Hadronen ρ^0, ω und ϕ aufgefaßt werden.

7.3.2 ρ^0 's aus der punktförmigen Photon-Hadron-Wechselwirkung

Aus der harten Photon-Hadron-Streuung entstehen Produkte mit relativ hohen Querimpulsen, da zunächst die gesamte Photonenergie auf ein Quark übertragen wird. Aus diesem Grund kann, obwohl der totale Wirkungsquerschnitt für die punktförmige Kopplung gegenüber der VMD-Kopplung gering ist, trotzdem bei hohem $p_\perp$ (etwa ab 1.5 bis 2 GeV) der Einfluß der punktförmigen Komponente in Form eines Überschusses gegenüber der Erwartung des VMD-Modelles spürbar werden. Eine Separation dieses Beitrages kann im Vergleich von hadroninduzierter zu photoninduzierter ρ^0 -Erzeugung gelingen. Vorhersagen zum impulsdifferenziellen Wirkungsquerschnitt der ρ^0 -Erzeugung macht das Monte-Carlo-Programm LUCIFER [IW87], das die Prozesse QCD-Compton, QCD-Bethe-Heitler, Higher Twist und QED-Compton als Funktion der relevanten kinematischen Variablen berechnet und das String-Fragmentationsmodell der LUND-Gruppe mit dem Programm JETSET verwendet, um die daraus entstehenden Endzustände zu simulieren.

7.3.3 Diffraktive Dissoziation

In anderen kinematischen Bereichen spielen Produktionsprozesse eine Rolle, die die störungstheoretisch nicht berechenbaren Vorgänge im Mesonbild anstelle des Quark-Parton-Modells behandeln lassen.

Im einfachsten hier zu beobachtenden Fall wird das aus dem Photon entstandene virtuelle Vektormeson in einem diffraktiven Prozeß auf die Massenschale gehoben. Es werden dabei zwischen Vektormeson und Proton nur die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht. Man unterscheidet in der Regel nach elastischen Streuung oder Diffraction und diffraktiver Dissoziation, je nachdem, ob das dabei außer Vektormeson und Proton noch andere Teilchen am Strahl- oder Targetvertex beteiligt sind oder nicht. Da in dieser Arbeit nur inklusive ρ^0 -Erzeugungsprozesse betrachtet werden, wird hier oft der Einfachkeit halber von Diffraction statt von diffraktiver Dissoziation gesprochen.

Zur Beschreibung macht man sich das Müllersche Theorem [Mu70] zunutze, nach dem der Wirkungsquerschnitt für eine inklusive Reaktion der Form

$$A + B \rightarrow C + X$$

auf die Amplitude des elastischen Dreiteilchenprozesses

$$A + B + \bar{C} \rightarrow A + B + \bar{C}$$

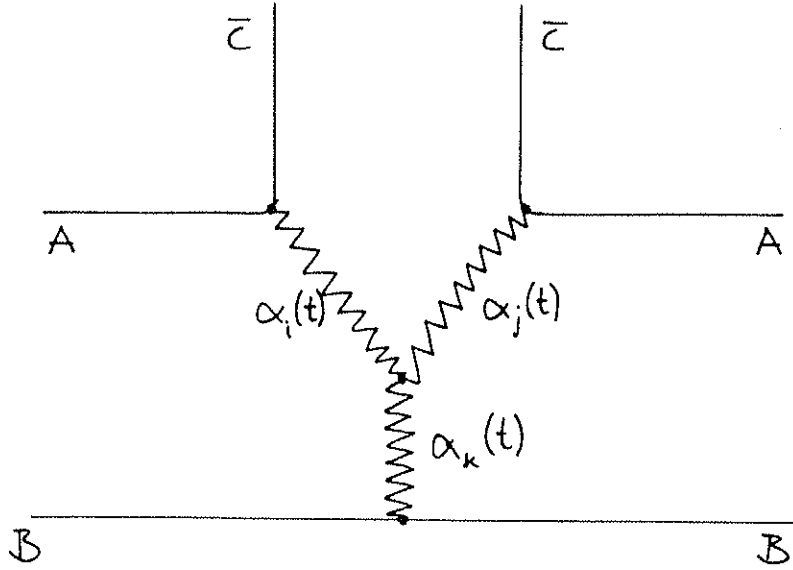


Abbildung 9: Graph zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für $A + B \rightarrow C + X$ im Triple-Regge-Limes. Im Fall der diffraktiven ρ^0 -Produktion steht A für das einlaufende (virtuelle), C für das auslaufende ρ^0 und B für das Targetproton. Die Regge-Pole α sind dann Pomerons (P)

zurückgeführt werden kann. Schematisch ist der Zusammenhang folgendermaßen auszudrücken:

$$\begin{aligned} E_C \frac{d\sigma}{d^3p_C} &= \frac{1}{2s} \sum_X | \langle AB | CX \rangle |^2 = \frac{1}{2s} \sum_X \langle AB | CX \rangle \langle CX | AB \rangle = \\ &= \frac{1}{2s} \sum_X \langle ABC\bar{C} | X \rangle \langle X | ABC\bar{C} \rangle = \frac{1}{s} \text{Disc}_{M^2} \langle ABC\bar{C} | ABC\bar{C} \rangle \end{aligned}$$

worin Disc_{M^2} über den Schnitt bei der Gesamtmasse des mit X bezeichneten Zustandes in der komplexen s -Ebene genommen wird.

Der Fall der diffraktiven Vektormesonenerzeugung befindet sich im sogenannten Triple-Regge-Limes: $M^2 \rightarrow \infty$, $s/M^2 = \frac{1}{1-x_F} \rightarrow \infty$. Er wird mit dem Graphen in Bild 9 beschrieben [CM82]. A steht hier für das einlaufende, $\bar{C}$ für das auslaufende Vektormeson, B für das Photon, die mit $\alpha_i(t)$, $\alpha_j(t)$ und $\alpha_k(0)$ bezeichneten Schlangenlinien für Regge-Pole. $\alpha(t)$ ist der komplexe Drehimpuls des Regge-Pols als Funktion der Position auf der Regge-Trajektorie, parametrisiert durch die Mandelstam-Variable t [Re59, Re60]. Die in Frage kommenden Regge-Pole dürfen im diffraktiven Prozeß nur die Quantenzahlen des Vakuums tragen. Man beschreibt die Reaktion also durch Austausch von drei Pomerons. Insbesondere darf keine Übertragung von Drehimpuls und Helizität stattfinden. Die Amplitude für den Austausch eines einzelnen Regge-Poles im t -Kanal ist, wenn s groß und t klein ist, proportional zu

$$\beta(t) \left(\frac{s}{M^2} \right)^{\alpha(t)}$$

s_0 ist ein Parameter der Dimension Energie^2 . $\beta(t)$, das Residuum des Regge-Poles beschreibt die Vertexfunktionen an den Vertizes, an die der Pol anknüpft. Für den Triple-Regge Prozeß erhält man insgesamt nach [Kr78]

$$\frac{s}{dt dM^2} \frac{d^2\sigma}{d^3p_C} = \beta_{BBP}(0) \cdot |\beta_{ACP}(t)|^2 \cdot G_{PPP} \cdot s^{\alpha_k(0)-1} \left(\frac{s}{M^2} \right)^{2\alpha_i(t)-\alpha_k(0)}$$

β_{BBP} ist die Kopplung des Teilchens B an das Pomeron bei $t = 0$, β_{ACP} die der Teilchen A und C an die anderen beiden Pomerons und G_{PPP} die der drei Pomerons untereinander. Im Pomeron-Fall ist $\alpha_k(0) = 1$. Unter Benutzung von $M^2/s \approx 1 - x_F$ sieht man, daß der lorentzinvariante

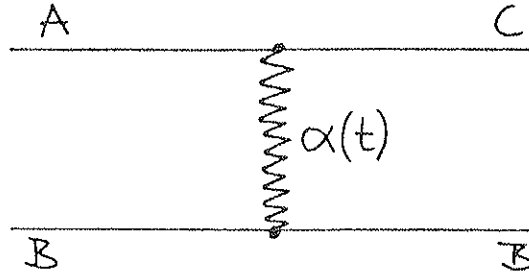


Abbildung 10: Austausch eines einzelnen Regge-Poles. Im Fall $A = C = \rho^0$, $B = p$, $\alpha_i(t) \triangleq P$ wird damit die elastische ρ^0 -Produktion beschrieben

Wirkungsquerschnitt skaliert, d.h. allein von den Größen x_F und $p_\perp$ abhängt:

$$s \frac{d^2 \sigma}{dt dM^2} \propto (1 - x_F)^{1-2\alpha_i(t)}$$

Würde man also eine Verletzung dieses Skalenverhaltens sehen, so wäre das ein Hinweis auf Beiträge weiterer Regge-Trajektorien. Die t -Abhängigkeit des β_{ACP} sorgt für einen exponentiellen Abfall des einfach-differentiellen Wirkungsquerschnittes. Mit Hilfe der Werte aus der elastischen ρ^0 -Produktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ (Bild 10) von [Jo89] wurde dieser Abfall nach dem Rezept von [Re85] und der Parametrisierung von [DL84] zu

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{(4.7 \pm 0.3)t}$$

bestimmt, bei einer Photonenergie von 110 GeV.

Die Übertragung sämtlicher Quantenzahlen des Photons auf das ρ^0 (mit Ausnahme von Energie und Impuls) bedingt unter anderem auch die sogenannte S-Kanal-Helizitäts-Erhaltung (SCHC). Daher kann das diffraktiv erzeugte Vektormeson genau wie das Photon nur die Helizitäten 1 oder -1 tragen. Die Winkelverteilung beim Zerfall des ρ^0 in zwei Pionen, also zwei Teilchen mit Spin 0 wird daher allein durch die Kugelfunktionen $Y_1^1(\theta, \phi)$ und $Y_{-1}^1(\theta, \phi)$ bestimmt [Ch71]. Da

$$Y_{\pm 1}^1(\theta, \phi) \propto e^{\pm i\phi} \sin \theta ,$$

ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Richtung der Pionen in einem bestimmten Raumwinkelement $d\Omega(\theta, \phi)$ bezüglich der Richtung des ρ^0 -Drehimpulsvektors im Ruhesystem des ρ^0 liegt, proportional zu $\sin^2 \theta d\Omega$. Interessiert man sich nur für die θ -Abhängigkeit, so ist über den ϕ -Anteil zu integrieren, und man gelangt zu einer Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$W(\cos \theta) \propto \sin^2 \theta .$$

Im Formalismus der Spindichtematrix ρ^J , die die Wahrscheinlichkeit angibt, daß bei einer Reaktion ein Drehimpulseigenzustand $|J\Lambda\rangle$ mit der Helizität Λ in einen mit der Helizität Λ' übergeht:

$$\rho^J = \sum_{\Lambda\Lambda'} |J\Lambda'\rangle \rho_{\Lambda\Lambda'}^J \langle J\Lambda|$$

äußert sich dieser Sachverhalt wie folgt:

Systemunabhängig gilt bei der Produktion von Vektormesonen durch unpolarisierte Photonen [Sc70]

$$W(\cos \theta) = \frac{3}{8\pi} (1 - \rho_{00} + (3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta) .$$

(Der obere Index J ist hier und im folgenden grundsätzlich weggelassen, da immer $J = 1$ gilt.)

Zweckmäßigerweise beschreibt man die Winkelverteilung im S-Kanal-Helizitäts(SCH)-System. Dieses ist dasjenige ρ^0 -Ruhesystem, in dem die z-Achse entgegen dem Impuls des Gesamtschwerpunktes gerichtet ist (dies ist die Richtung des ρ^0 -Impulses im Gesamtschwerpunktssystem). Wenn

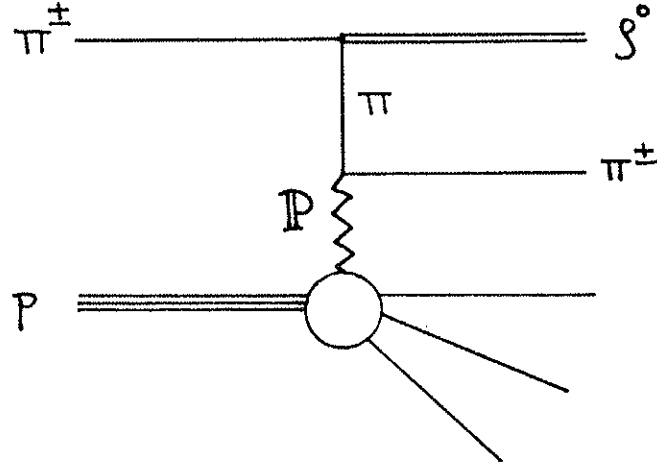


Abbildung 11: Quasi-diffraktiver Ein-Pion-Austausch. Die Produktion von K^* im K -Strahl verläuft völlig analog zur ρ^0 -Produktion im π -Strahl

SCHC gilt, dann ist in diesem System die Spindichtematrix von besonders einfacher Form [Sc70]. Insbesondere ist hier $\rho_{00} = 0$. Damit bleibt genau die oben schon hergeleitete $\sin^2 \theta$ -Verteilung übrig.

7.3.4 Das Ein-Pion-Austausch(OPE)-Modell

Im Stoß πp oder $K p$ können keine Vektormesonen diffraktiv erzeugt werden. Es müssen hier zwischen Strahl und Target einige Quantenzahlen außer denen des Vakuums ausgetauscht werden, um den Übergang

$$I^G(J^{PC}) = 1^-(0^-) \rightarrow 1^+(1^{--})$$

zu ermöglichen. Das einfachste und wegen seiner geringen Masse dominante Austauscheteilchen ist das π . In der Reaktion $K p \rightarrow \rho^0 X$ kommt ein Pionenaustausch nicht ohne weiteres in Frage, da hier entweder ein weiterer Reaktionspartner mit Strangeness am Strahlvertex auftreten (eine solche Reaktion wäre von der Zweig-Regel verboten), oder das Austauscheteilchen auch Strangeness tragen muß. Das einfachste wäre das K , jedoch ist dessen Masse mehr als dreimal so groß wie die des π , die Reaktion wegen des mit steigender Masse sinkenden Wirkungsquerschnittes gegenüber dem Ein-Pion-Austausch (OPE) daher unterdrückt.

Zwischen dem $\pi\pi\rho$ -System und dem Target sind wieder nur die Quantenzahlen des Vakuums auszutauschen (Bild 11). Es gelten daher prinzipiell die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie für die oben beschriebene diffraktive ρ^0 -Erzeugung. Nur müssen sich jetzt sowohl den Longitudinal- als auch den Transversalimpuls zwei Teilchen, nämlich das ρ^0 und das auslaufende π teilen. Deswegen sind die produzierten ρ^0 's in der Regel sowohl bei niedrigerem x_F als auch bei kleinerem $p_\perp$ zu finden. Man erwartet also im Bereich mittlerer bis hoher x_F einen Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnittes, der aber nicht ganz bis $x_F = 1$ reicht und mit steigendem $p_\perp$ sehr schnell, und zwar schneller als der der diffraktiven Photoproduktion ausstirbt. Ein reiner Pion-Austausch ohne Pomeron-Komponente ist asymmetrisch in den Ladungen, da $\pi^- = |\bar{u}d\rangle$ im Proton $= |uud\rangle$ zwei Annihilationspartner findet, das $\pi^+ = |u\bar{d}\rangle$ dagegen nur einen, und er fällt mit der Energie stark ab. Aus dem letzten Grund ist dieser in den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Daten nicht mehr isoliert zu beobachten. Der diffraktive OPE sollte dagegen wie die diffraktive Photoerzeugung skalieren, also keine Energieabhängigkeit des invarianten Wirkungsquerschnittes aufweisen, und sollte, da keine direkte Kopplung πp stattfindet, ladungsunabhängig sein.

Für die Abhängigkeit von t gibt Jackson [Ja65] an:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{t[(m_\rho - m_\pi)^2 - t][(m_\rho + m_\pi)^2 - t]}{(m_\pi^2 - t)^2} \cdot F^2(t)$$

Der Formfaktor $F(t^2)$ ist notwendig, da es sich bei dem Prozeß nicht um einen reinen π -Austausch handelt, sondern verschiedene Regge-Pole beteiligt sind [GJ64, Ka70]. Empirisch wurde gefunden [AS64]:

$$F(t) = \frac{0.72}{1 + (m_\pi^2 - t)/4.73m_\pi^2} + \frac{0.28}{1 + [(m_\pi^2 - t)/32m_\pi^2]^2}$$

Für die Azimutalwinkelverteilung sagt das OPE-Modell voraus [Ja65, Wi70]:

$$W(\cos\theta) = \frac{1}{2}(1 + (\rho_{00} - \rho_{11})(3\cos^2\theta - 1))$$

wobei im SCH-System die Spindichtmatrixelemente der Beziehung

$$(\rho_{00} - \rho_{11})|_t = \frac{1}{2} \left(\frac{3xt}{2 + xt + 2t^2} - 1 \right)$$

mit

$$x = \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2}$$

gehörchen.

Um die totale, also von t unabhängige Winkelverteilung der Pionen aus dem ρ^0 -Zerfall im SCH-System zu erhalten, muß man die Spindichtmatrixelemente über alle t gewichtet mit dem jeweiligen differentiellen Wirkungsquerschnitt integrieren.

$$\rho_{00} - \rho_{11} = \frac{1}{\sigma_{tot}} \int \frac{d\sigma}{dt} \cdot (\rho_{00} - \rho_{11})|_t dt$$

Für dieses Integral geben Poirier et al. [Po67] den Wert

$$\rho_{00} - \rho_{11} = 0.557$$

an.

7.4 Interferenzen

Wenn die beiden Pionen, die in einem Ereignis beobachtet werden, nicht aus einem reinen ρ^0 -Zustand stammen, sondern eine gewisse Beimischung anderer kohärenter $\pi\pi$ -Zustände mit einer definierten Phasenbeziehung zum ρ^0 enthalten, dann werden diese verschiedenen Beimischungen untereinander interferieren. Ein Beispiel für solch eine zusätzliche $\pi\pi$ -Welle ist der 2π -Zerfallskanal des $\omega(783)$. Da das ω nur 8.5 MeV breit ist und nur zu knapp 2 % in $\pi^+\pi^-$ zerfällt, ist die $\rho\omega$ -Interferenz nicht sehr bedeutend. Bild 12 zeigt den Vergleich von zwei ρ^0 -Resonanzkurven ohne und mit dem Einfluß einer nach den Angaben von Goldhaber [Go70] berechneten $\rho\omega$ -Interferenz. Im Rahmen der experimentellen Auflösung dürfte der Unterschied praktisch zum Verschwinden kommen [Ge91].

Auch mit Pion-Paaren aus dem nicht resonanten Untergrund kann das ρ^0 interferieren. Kramer und Quinn [KQ71] sowie Söding [So66] zeigen, daß dieser Mechanismus (Bild 13) in der elastischen und diffraktiven ρ^0 -Produktion zu einer Verschiebung der ρ^0 -Masse führen kann. Eine solche ist in verschiedenen früheren Experimenten (z.B. [Aa68, Al69, Ba72]) tatsächlich beobachtet worden, jedoch ist nicht eindeutig geklärt, ob wirklich eine Interferenz dafür verantwortlich zu machen ist. Einen anderen Ansatz für deren Erklärung schlagen Ross und Stodolsky [RS66] vor. Ihnen zufolge

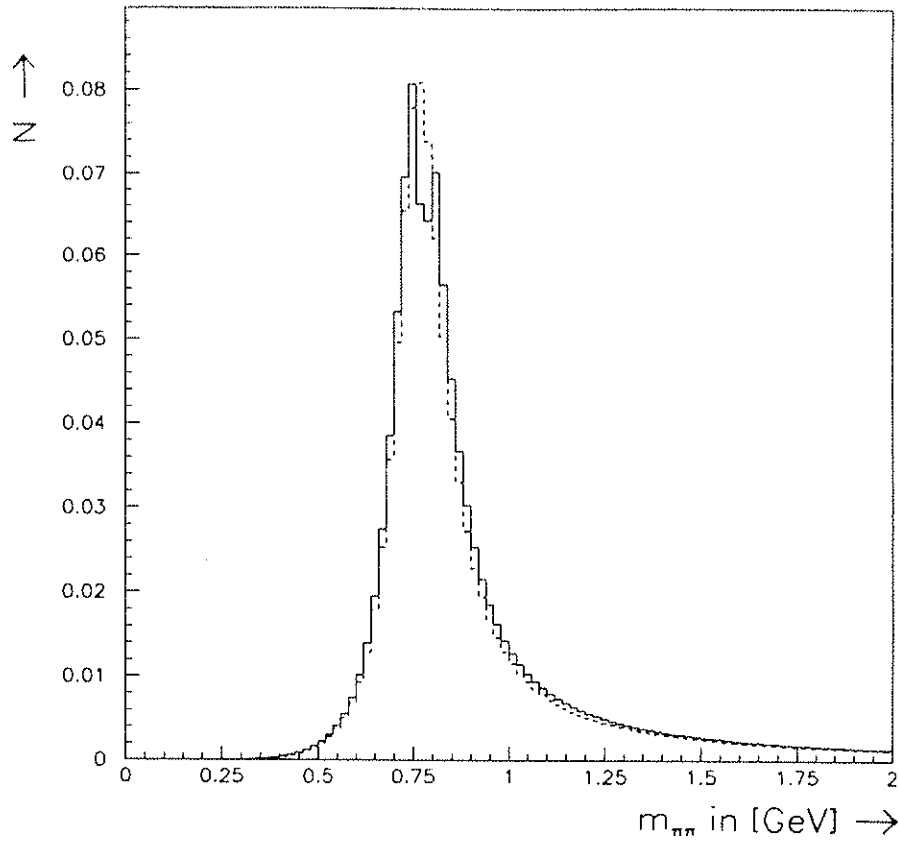


Abbildung 12: Resonanzkurve des ρ^0 mit (—) und ohne (- - -) $\rho\omega$ -Interferenz (beliebige Normierung)

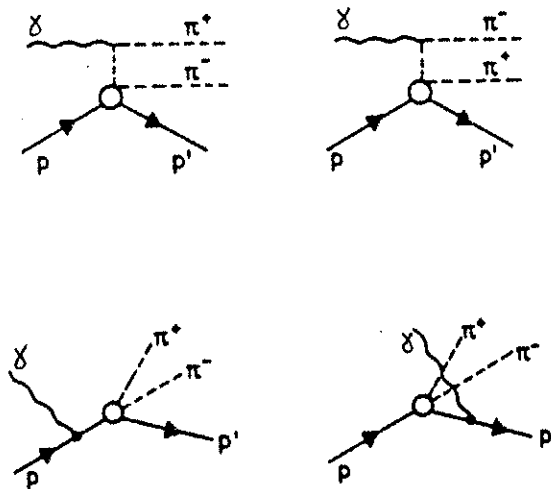


Abbildung 13: Erzeugung nicht resonanter Pion-Paare nach [KQ71] und [So66]

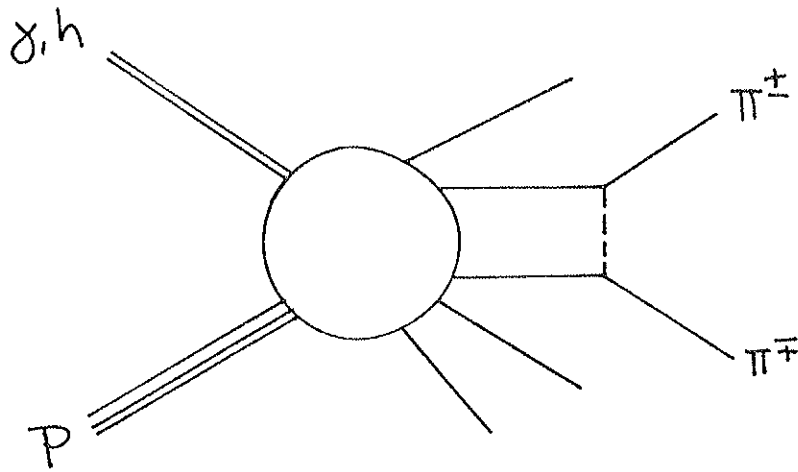


Abbildung 14: Produktion nicht resonanter Pion-Paare in inklusiven Prozessen

tritt eine Verschiebung auf, wenn das ρ^0 hauptsächlich durch direkte Umwandlung des virtuellen in ein reelles ρ^0 erzeugt wird und Prozesse in denen das Photon zunächst an ein anderes Vektormeson koppelt, bevor dieses in der Wechselwirkung mit dem Nukleon ein ρ^0 erzeugt, demgegenüber vernachlässigt werden können. Ein solcher Effekt wäre also nur in den diffraktiven (und elastischen) ρ^0 's zu erwarten, eine durch Interferenz hervorgerufene Verschiebung könnte aber in Verallgemeinerung des "Kramer-Quinn-Söding-Modells" auch bei den in anderen Prozessen erzeugten ρ^0 's möglich sein. Die entsprechende Reaktion zur Erzeugung des $\pi\pi$ -Paares zeigt Bild 14. Auch für eine Verschiebung des ρ^0 in der inklusiven Produktion gibt es bereits experimentelle Hinweise [Ko77].

Interferenzen mit Pion-Paaren des resonanten oder nicht resonanten Untergrundes können auch die beobachteten Winkelverteilungen beeinflussen. Wie z.B. in [Mi67, Po67, Bu71, Ta72] gezeigt, führen sie zu einer deutlichen Asymmetrie zwischen dem ρ^0 -Zerfall mit π^+ und dem mit π^- in Vorwärtsrichtung, je nachdem, welche Ladung der Strahl trägt. Diese Asymmetrie erhält ihren Ausdruck durch einen zusätzlichen zu $\cos\theta$ proportionalen Term zu der oben angegebenen Winkelverteilung des OPE-Modells. Werden jedoch, wie in dieser Arbeit, alle Plots von jeweils gleichvielen Pionen von beiden Ladungen aufgenommen, dann heben sich die dazugehörigen $\cos\theta$ -Terme in der Winkelverteilung gerade wieder auf, so daß in diesem Fall kein Einfluß der Interferenz zu spüren ist.

Teil II

Die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten der ρ^0 -Erzeugung

8 Die Extraktion des ρ^0 -Signals aus den Daten

Das ρ^0 -Meson zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $4.4 \cdot 10^{-24}$ s in zwei geladene Pionen. Bei einem Impuls von etwa 100 GeV entspräche das einem im Labor zurückgelegten Weg von ungefähr $2 \cdot 10^{-13}$ m. Damit ist klar, dass man das ρ^0 bei diesen Energien nie direkt sondern nur über seine Zerfallsprodukte nachweisen kann. Da aber den Pionen freilich nicht anzusehen ist, ob sie aus einem ρ^0 stammen, muß jedes $\pi^+\pi^-$ -Paar eines Ereignisses betrachtet werden.

Auch dann kann allerdings nicht entschieden werden, ob das Paar aus einem ρ^0 -Zerfall stammt. Erst wenn man die Gesamtheit aller Kombinationen von einem positiv geladenen mit einem negativ geladenen Pion aus vielen Ereignissen untersucht, kann man Aussagen darüber machen, welcher Anteil davon mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit dem ρ^0 zuzuschreiben ist.

8.1 Die Erzeugung von Massenplots

Man ermittelt dazu die invariante Masse jeder Kombination zweier geladener Spuren und füllt diese in ein Histogramm, den sogenannten Massenplot. Befindet sich unter den Paaren eine ausreichende Anzahl solcher, die aus dem ρ^0 -Zerfall kommen, dann wird man im Massenplot eine Überhöhung im Bereich der ρ^0 -Masse, also bei 770 MeV beobachten. Durch Quantifizierung dieser Überhöhung ist die Anzahl der ρ^0 's zu bestimmen.

Um von vornherein Ereignisse auszuschließen, die keine sinnvollen Beiträge zu den Massenplots liefern würden, also schlecht vermessene und sogenannte elektromagnetische Ereignisse, d.h. e^+e^- -Paarerzeugung, wurden folgende Kriterien an sie angelegt:

- Vertex innerhalb des Targets
- Vertexfehler kleiner als 3 cm
- Strahlenergie zwischen 65 und 175 GeV
- Strahlenergiefehler kleiner als 10%
- keine Spur hat einen Impuls, der größer als der Strahlimpuls ist
- keine Spur hat einen verschwindenden Transversalimpuls im Omega-System
- Multiplizität größer als 3

Daraus wurden alle Spuren verwendet, die folgenden Bedingungen genügen:

- Ladung ± 1
- DCA kleiner als 5 cm
- der Spurfit ordnet der Spur mindestens 5 Punkte zu
- der Impuls der Spur ist größer als 80 MeV
- der Fehler am Impuls ist kleiner als 10%
- die Spur beginnt am Hauptvertex

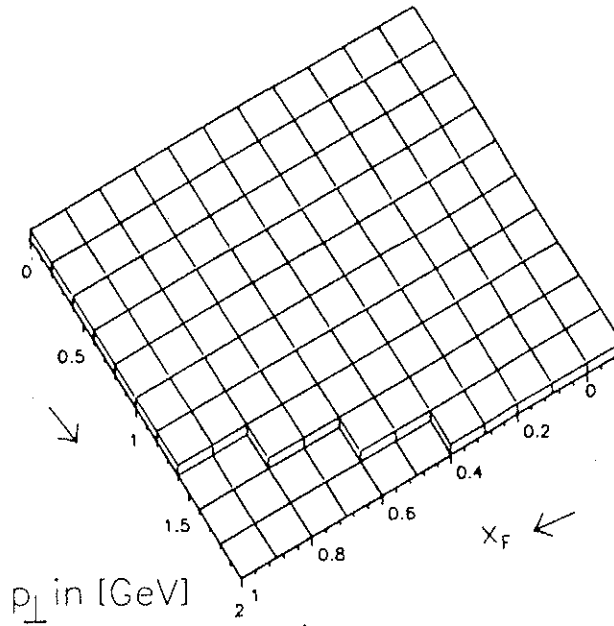


Abbildung 15: Einteilung der x_F - $p_{\perp}$ -Fläche in Bins; für jedes Kästchen wurden vierzig Massenplots gefüllt: Photonen und Hadronen niederer und hoher Energie in zehn Bereichen des Zerfallswinkels

Um gute Vergleichbarkeit zu garantieren wurde diese Selektion an beiden Datensätzen (Hadronen und Photonen) gleich durchgeführt.

Damit wurden alle möglichen neutralen Paare zweier Spuren innerhalb des Ereignisses gebildet. Unter der Annahme, jede der Spuren sei von einem Pion erzeugt, wurde zu jedem Paar die invariante Masse, x_F und $p_{\perp}$ sowie der Zerfallswinkel θ der beiden Teilchen bzgl. des hypothetischen zerfallenden Teilchens im s-Kanal-Helizitätssystem bestimmt.

Es resultierte schließlich die Erzeugungsrate von Zwei-Teilchen-Kombinationen als Funktion von m , x_F , $p_{\perp}$ und SCH-Azimutalwinkel θ . Zusätzlich wurde noch nach Strahlteilchen hoher Energie (Photonen zwischen 110 und 175 GeV, Hadronen von 140 GeV) und niederer Energie (Photonen zwischen 65 und 110 GeV, Hadronen von 80 GeV) unterschieden. Die abkürzende Ausdrucksweise "niedere" und "hohe Energie" wird im weiteren mit der gleichen Bedeutung beibehalten. Bilder 15 und 16 zeigen die Einteilung der Impuls- und Winkelbereiche in Bins, für die jeweils zehn Massenplots, je einer für zehn Bereiche des SCH-Zerfallswinkels (siehe Abschnitt 7.3.3), pro Strahlsorte gefüllt wurden. Strahlsorte heißt in diesem Zusammenhang für die nur nach $p_{\perp}$ oder nur nach x_F getrennten Plots Photon, Pion oder Kaon von niederer oder hoher Energie. Die sowohl nach x_F als auch nach $p_{\perp}$ getrennt gefüllten Plots von Pionen und Kaonen wurden direkt nach dem Füllen so gewichtet aufaddiert, daß der Summenplot als von doppelt so viel Pionen wie Kaonen erzeugt angesehen werden konnte. Dies geschah mit Hilfe der im Abschnitt 11 aufgeführten Strahlteilchenzähler, der Scaler. Es wird also in diesen Plots nach Photonen und Hadronen niederer und hoher Energie unterschieden.

Für die Analyse der Zerfallswinkelverteilungen, die, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten, auf einem weniger engen Gitter als dem von Bild 15 durchgeführt wurde, konnten später mehrere Plots zusammengefaßt werden, so wie auch für winkelunabhängige Betrachtungen im Sinn einer Integration über alle Winkel die entsprechenden Massenhistogramme addiert werden mußten.

Um die invariante Masse der $\pi^+\pi^-$ -Kombination berechnen zu können, benötigt man die Komponenten des gesamten Viererimpulses der beiden Pionen.

$$m_{\pi\pi}^2 = E^2 - p^2 = (E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2$$

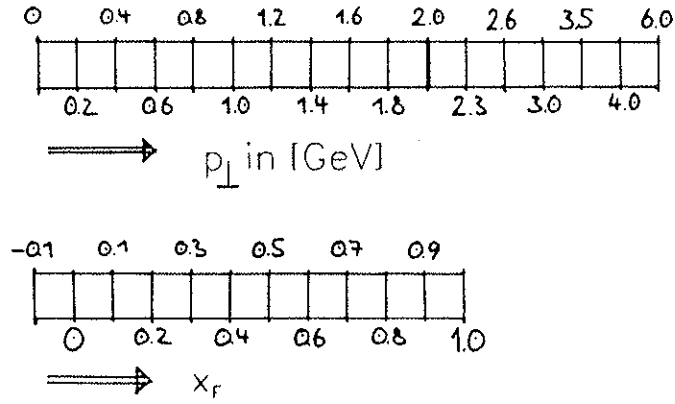


Abbildung 16: Einteilung der x_F - und $p_{\perp}$ -Bereiche; für jeden Abschnitt wurden sechs Massenplots gefüllt: Photonen, Pionen und Kaonen niederer und hoher Energie (in $p_{\perp}$ wird die Einteilung oberhalb von 2GeV nichtlinear)

Die Energien der Pionen E_{π^+} und E_{π^-} ergeben sich aus deren Dreierimpulsen :

$$E_{\pi}^2 = m_{\pi}^2 + p_{\pi}^2.$$

Damit :

$$m_{\pi\pi} = \sqrt{2 \left(m_{\pi}^2 - p_+ p_- \sqrt{(m_{\pi}^2 + p_+)(m_{\pi}^2 + p_-)} \right)}$$

Hierin geht die Masse der Pionen ein. Dadurch, daß die Kombination jedes Paares aus einer positiven und einer negativen Spur gebildet wird, werden natürlich auch Kaonen fälschlicherweise als Pionen interpretiert, und solche Kombinationen gehen mit einer falschen invarianten Masse in den Massenplot ein. Dies zu verhindern wäre mit Hilfe der Identifikationsdetektoren RIC und TRAD möglich. Jedoch würde dieses Vorgehen den kinematisch zugänglichen Bereich in unerwünschtem Maß einschränken, da wegen der geometrischen Anordnung Spuren mit Impulsen bis etwa 5 GeV den RIC relativ selten erreichen [Ho88]. Der TRAD ist sowieso nur für Teilchen mit Impulsen oberhalb von etwa 80GeV geeignet [Ge88, Ba89]. Mit dem Verzicht auf RIC und TRAD handelt man sich allerdings das Problem der Reflexionen ein: Ein Teilchen das mit einer nicht zu großen Breite in zwei Kaonen oder in ein Pion und ein Kaon zerfällt, wird auch nach der Fehlinterpretation der Kaonen als Pionen noch im $\pi\pi$ -Massenspektrum einen deutlichen Buckel hervorrufen, der vor allem dann Schwierigkeiten macht, wenn sein Maximum in der Gegend der ρ^0 -Masse zu liegen kommt. Das trifft besonders für das in ein Kaon und ein Pion zerfallende $K^*(890)$ zu.

Der weitaus größte Teil aller Einträge in die Massenplots resultiert jedoch aus "sinnlosen" Kombinationen, also aus solchen von zwei Spuren, die ursprünglich nichts miteinander zu tun hatten, mit Ausnahme der Eigenschaft, daß sie aus dem gleichen Ereignis stammen. Wurden zum Beispiel in einem Ereignis vier neutrale Mesonen erzeugt, die jeweils in zwei geladene zerfallen sind, dann gibt es natürlich genau vier "sinnvolle" Kombinationen. Jedes der vier positiven Teilchen wird darüber hinaus aber auch noch mit den drei anderen negativen kombiniert, was zu zwölf "sinnlosen" Kombinationen in diesem Beispiel führt. Im Mittel haben solche Kombinationen wegen der fehlenden Korrelation zwischen den Impulsen der kombinierten Teilchen geringe Transversal- und Longitudinalimpulse. Ihre Massenverteilung wird durch den Phasenraum der Ereignisse bestimmt.

520 bis 1500 MeV 520 bis 2000 MeV

320 bis 2000 MeV

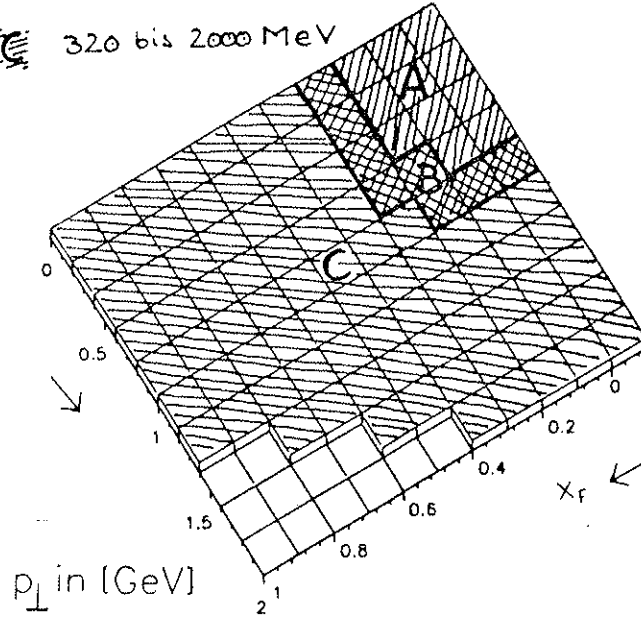


Abbildung 17: Die Fitbereiche

9 Die Beschreibung der Massenplots mit Hilfe analytischer Funktionen

Die Funktion, die an die Massenplots gefittet wurde, hat in allen Datensätzen die Form

$$F(m) = p_1 \cdot (\rho^0 + p_2 \cdot S\bar{o} + p_3 \cdot K^* + p_4 \cdot \omega) + p_5 \cdot f_2 + p_6 \cdot BG_{p_7, p_8, p_9, p_{10}}.$$

Sie wurde in den in Bild 17 angegebenen Fitbereichen auf die Massenplots angewandt. Die p_i sind die Parameter des Fits. Die einzelnen Beiträge werden im Folgenden genauer beschrieben.

9.1 Die Resonanzen ρ^0 und f_2

Die beiden im $\pi\pi$ -Spektrum deutlich hervortretenden Resonanzen, das ist neben dem ρ^0 das f_2 -Tensormeson, werden mit relativistischen Breit-Wigner-Funktionen beschrieben:

$$BW_i(m) = \frac{m\Gamma(m)}{(m^2 - c_i^2)^2 + c_i^2\Gamma^2(m)}$$

mit

$$\Gamma(m) = w_i \frac{2 \left(\frac{m^2 - 4m_\pi^2}{c_i^2 - 4m_\pi^2} \right)^{l_i + \frac{1}{2}}}{1 + \frac{m^2 - 4m_\pi^2}{c_i^2 - 4m_\pi^2}}$$

w_i ist die Breite, c_i die mittlere Masse und l_i der Drehimpuls der i -ten Resonanz nach Angaben der Particle Data Group [PD88]. $i=1$ steht für das ρ^0 , $i=2$ für das f_2 .

Demnach ist $c_1 = 770 \text{ MeV}$, $w_1 = 153 \text{ MeV}$ und $l_1 = 1$. $c_2 = 1274 \text{ MeV}$, $w_2 = 185 \text{ MeV}$ und $l_2 = 2$. Form und Lage der beiden Resonanzen sowie ein ungefähres Größenverhältnis zeigt Bild 18.

Außer ρ^0 und f_2 trägt noch das K_S^0 als echte $\pi\pi$ -Resonanz zu gelegentlich sichtbaren Spitzen im $\pi\pi$ -Massenplot bei 500 MeV bei. Allerdings sind diese in den statistischen Fehlern kaum mit

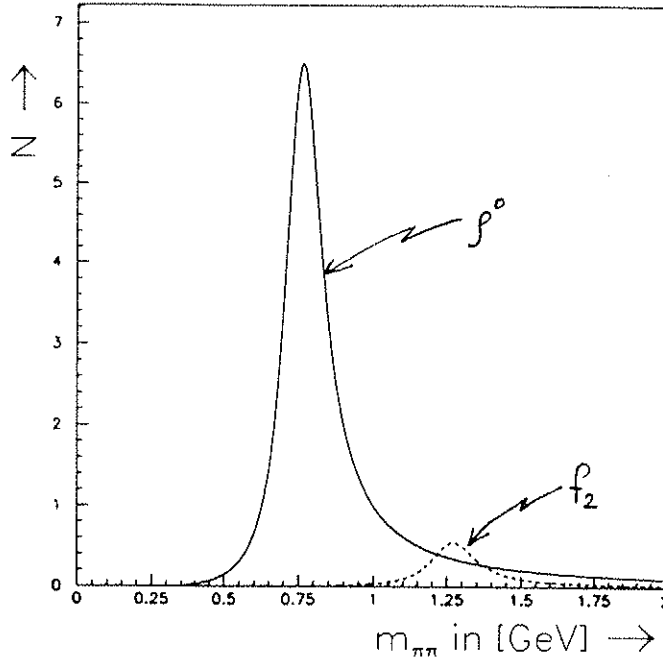


Abbildung 18: Die ρ^0 - und die f_2 -Breit-Wigner-Resonanzkurve bei einem typischen Verhältnis $\rho^0:f_2$ von 10:1 .

Sicherheit auszumachen, und der Einfluß auf die Messung des ρ^0 ist gleich null. Andere Teilchen, die zu einem mehr oder weniger großen Teil in zwei geladene π zerfallen, wie z.B. das $f_0(975)$, gehen vollständig in der Statistik unter.

9.2 Die Verschiebung der ρ^0 -Masse

Es stellt sich heraus, daß in manchen kinematischen Bereichen der Ansatz zur Beschreibung des ρ^0 mit fixierter Masse und Breite nicht ausreicht. Bei niedrigen Transversalimpulsen haben sowohl die ρ^0 mit kleinen als auch die mit hohen x_F im Durchschnitt niedrigere Massen. Bilder 19 und 20 zeigen mit diesem Ansatz gefittete Plots aus dem zentralen und dem diffraktiven Bereich der Photoproduktion, in denen die Massenverschiebung besonders deutlich wird. Um dieser Verschiebung gerecht zu werden, wurde ein weiterer Fit-Beitrag benötigt.

Verschiebungen von diffraktiven ρ^0 -Signalen wurden schon früher beobachtet, und es existieren verschiedene Ansätze zu deren Erklärung [RS66, KQ71, So66]. Diese wurden von Spittal und Yennie analysiert [SY74], die aufgrund der Unsicherheiten und Zweideutigkeiten in der Beschreibung dafür plädieren, dem Vorschlag von Söding zu folgen, weil dieser einer ersten Näherung einer wie auch immer gearteten Verschiebung am nächsten kommt. (Zur Physik der Massenverschiebung siehe auch Abschnitt 7.4, zur Evidenz und Signifikanz Abschnitt 15, dort speziell die Bilder 58 und 59.)

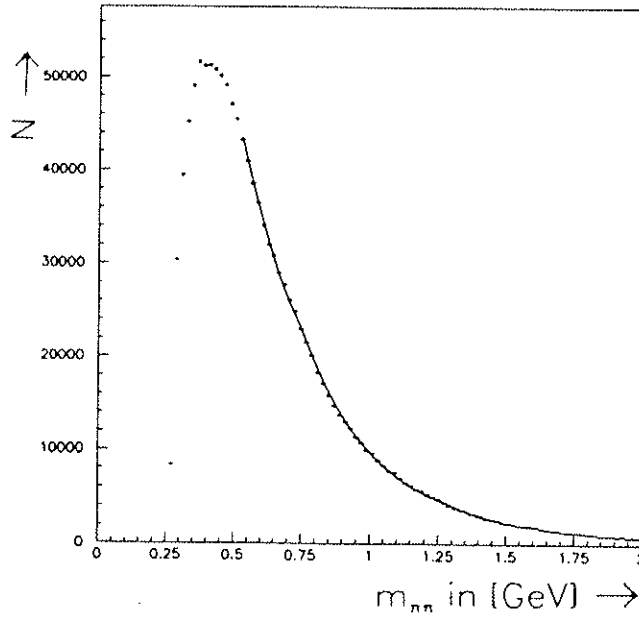
Der Söding-Term hat die Form

$$S\ddot{o}(m) = \frac{c_1^2 - m^2}{m\Gamma(m)} \cdot BW_1(m) .$$

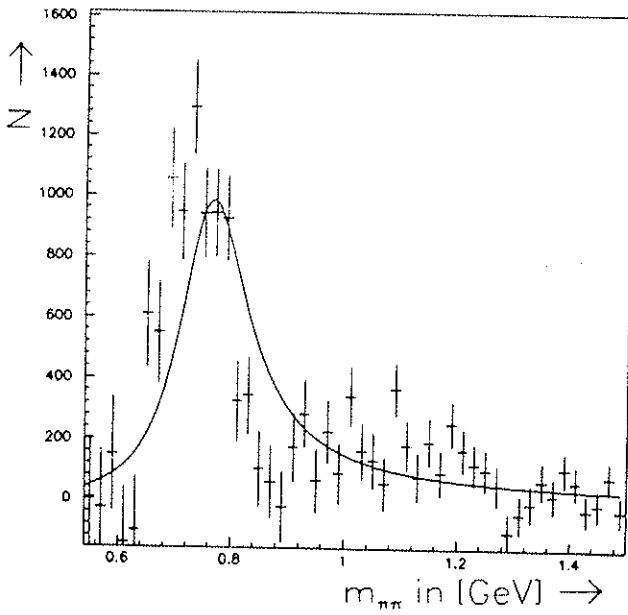
Bild 21 zeigt den Söding-Term als Funktion der Masse verglichen mit der ρ^0 -Breit-Wigner für $p_2 = 1.0$.

Fits, die diesen Term einschließen, beschreiben die Daten auch im nicht diffraktiven Bereich sehr gut, und die sich für p_2 ergebenden Werte variieren ohne große Fluktuationen von Bin zu Bin. In den Bildern 22 und 23 sind die den Bildern 19 und 20 entsprechenden Fits mit dem neuen Ansatz gezeigt.

a)



b)



c)

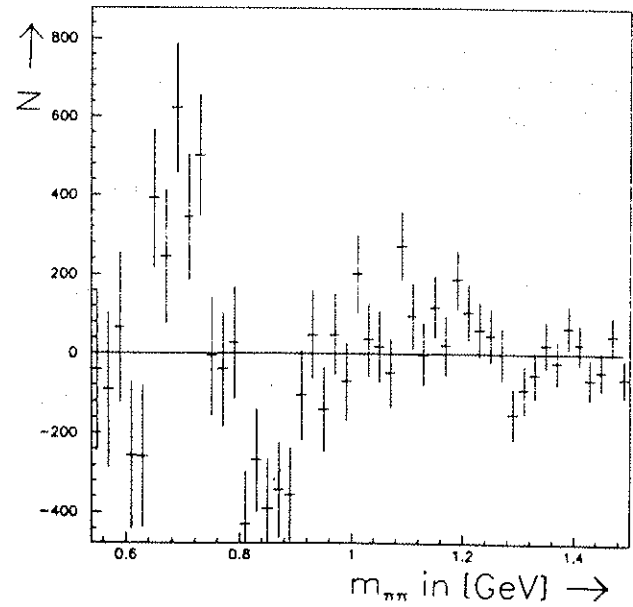


Abbildung 19: Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.0 und 0.1 und $p_\perp$ zwischen 0.2 und 0.4 GeV. Der Fit enthält keinen Söding-Term.

a) zeigt den Massenplot mit Fitfunktion.

Für b) sind von a) alle Fitbeiträge außer der ρ^0 -Breit-Wigner abgezogen.

c) zeigt die Differenz zwischen Fitfunktion und Daten.

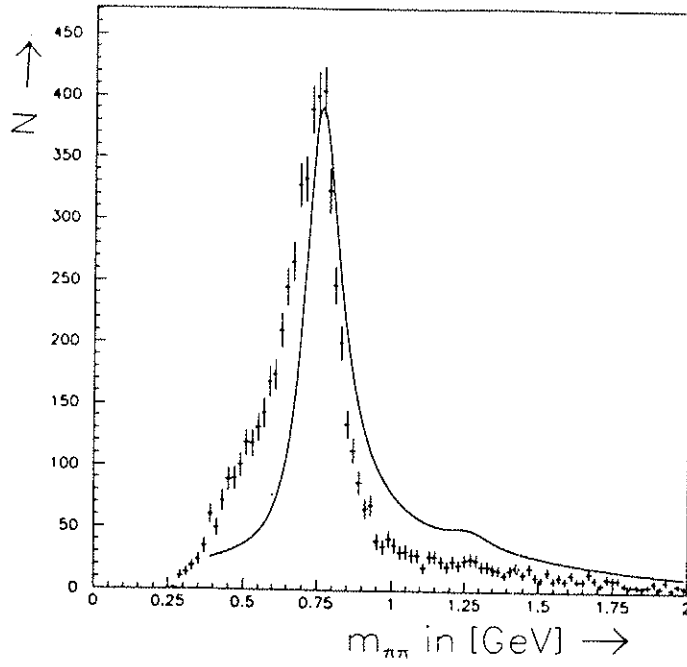


Abbildung 20: Fitfunktion und Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.9 und 1.0 und $p_{\perp}$ zwischen 0.0 und 0.2 GeV . Die Fitfunktion enthält keinen Söding-Term.

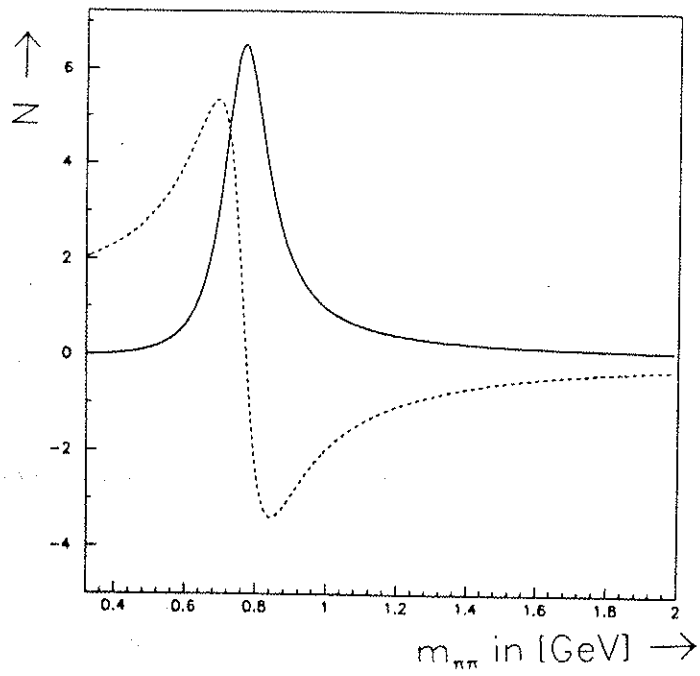
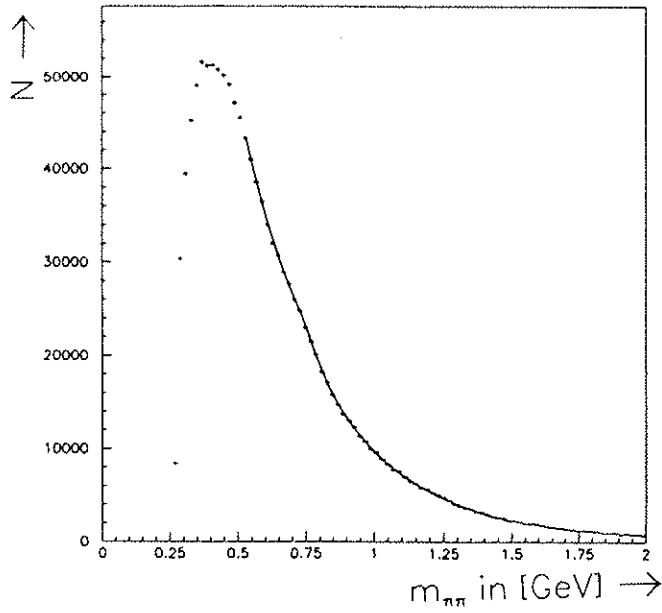
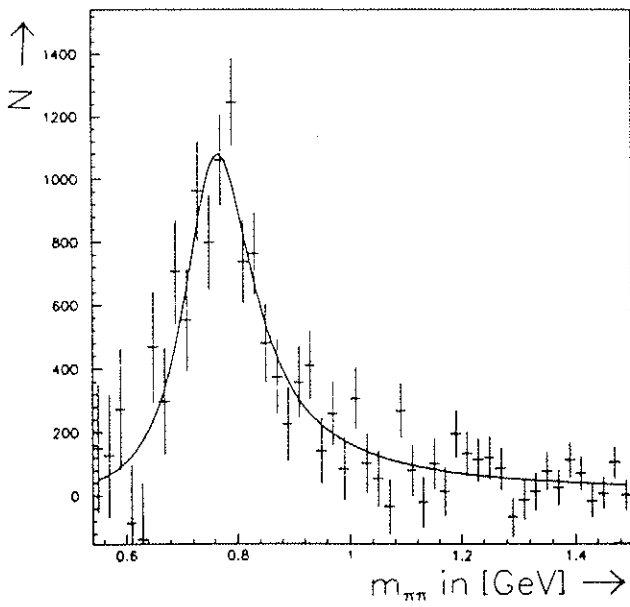


Abbildung 21: ρ^0 -Breit-Wigner und Söding-Term bei $p_2 = 1$

a)



b)



c)

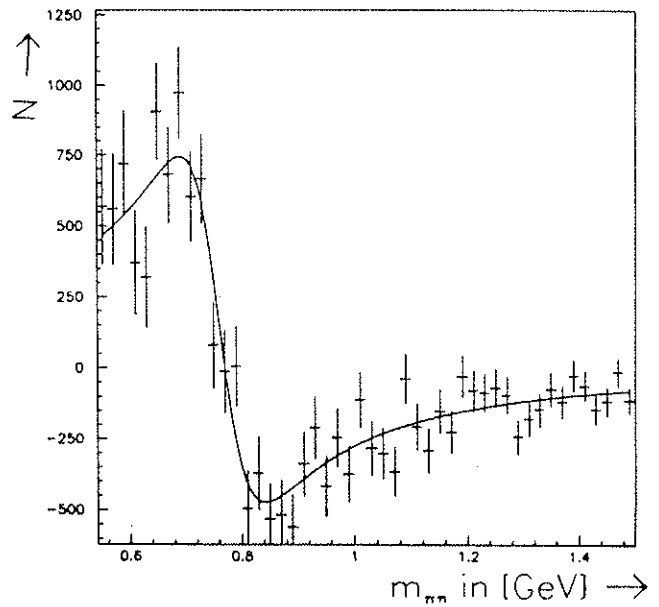


Abbildung 22: Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.0 und 0.1 und $p_\perp$ zwischen 0.2 und 0.4 GeV. Im Gegensatz zu Bild 19 enthält der Fit einen Söding-Term.

a) zeigt den Massenplot mit Fitfunktion.

Für b) sind von a) alle Fitbeiträge außer der ρ^0 -Breit-Wigner abgezogen.

Für c) sind von a) alle Fitbeiträge außer dem Söding-Term abgezogen.

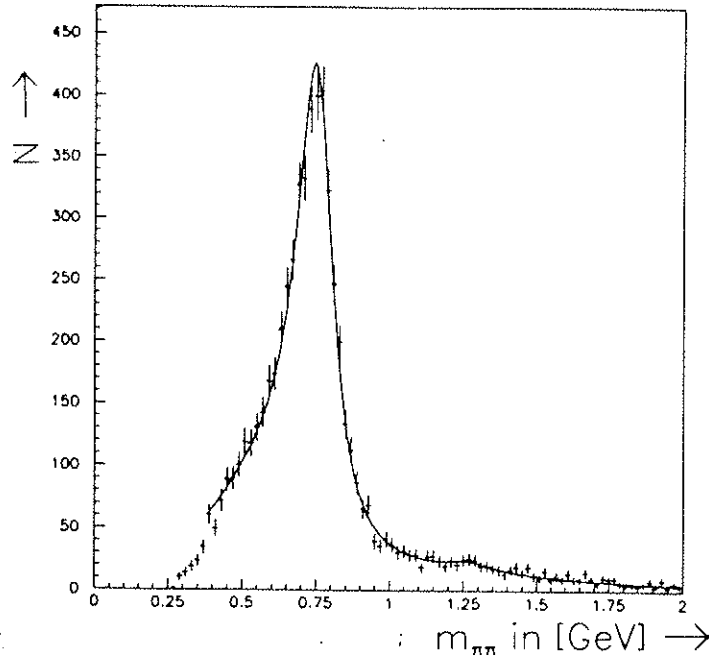


Abbildung 23: Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.9 und 1.0 und $p_\perp$ zwischen 0.0 und 0.2 GeV. Der Fit enthält einen Söding-Term.

	$x_F \rightarrow$										
	0					0.5					1.0
65–110 GeV	0.39	0.36	0.33	0.29	0.25	0.22	0.19	0.15	0.12	0.08	0.05
110–175 GeV	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.27	0.22	0.16	0.10

Tabelle 1: Die Werte auf die der Parameter p_3 in den Fits an Photonmassenplots fixiert wurde in Abhängigkeit von x_F

9.3 Die Reflexionen von $K^*(892)$ und $\omega(783)$ -Meson

9.3.1 K^*

Das Verhältnis der Erzeugung von K^* -Mesonen zu der von ρ^0 -Mesonen beträgt etwa 1:3. Infolge der Fehlinterpretation des beim K^* -Zerfall entstehenden Kaons als π zeigt sich das K^* im $\pi\pi$ -Massenplot als sogenannte Reflexion mit einem Maximum bei ca. 730 MeV und einer Breite von etwa 140 MeV. Wegen Größe, Position und Form dieser Reflexion ist der Einfluß des K^* auf die Bestimmung der ρ^0 -Wirkungsquerschnitte nicht zu vernachlässigen. Die Form des deswegen eingeführten Fitbeitrages erhält man aus Simulationen. Da x_F und $p_\perp$ des K^* durch die Fehlinterpretation des K nicht verändert werden, ist es nicht von Bedeutung, welchen Generator man zu dieser Simulation verwendet, d.h. welche Impulsabhängigkeit der K^* -Produktion man vorgibt. Es stellt sich heraus, daß die Form der Reflexion praktisch nicht vom Impuls des K^* abhängt. Die Form der K^* -Reflexion ist im Vergleich mit der ρ^0 -Resonanzkurve für ein typisches $K^*:\rho^0$ -Verhältnis von 1:3 in Bild 24 dargestellt.

Aus Massenplots mit identifizierten $K\pi$ -Paaren im Vergleich mit solchen aus identifizierten $\pi\pi$ -Paaren erhält man ein Verhältnis von K^* - zu ρ^0 -Photoproduktion von 0.268:1. Aufgeschlüsselt nach Strahlenergien und x_F des ρ^0 bzw. K^* sind die aus diesem Vergleich gewonnenen und zum Fit verwendeten geglätteten Verhältnisse in der Tabelle 1 angegeben. Eine $p_\perp$ -Abhängigkeit des $K^*:\rho^0$ -Verhältnisses war nicht zu beobachten, wie man auf dem Bild 25 erkennt.

Für die Abhängigkeit der im Fit gefundenen ρ^0 -Amplitude von diesem Parameter läßt sich folgende Abschätzung durchführen:

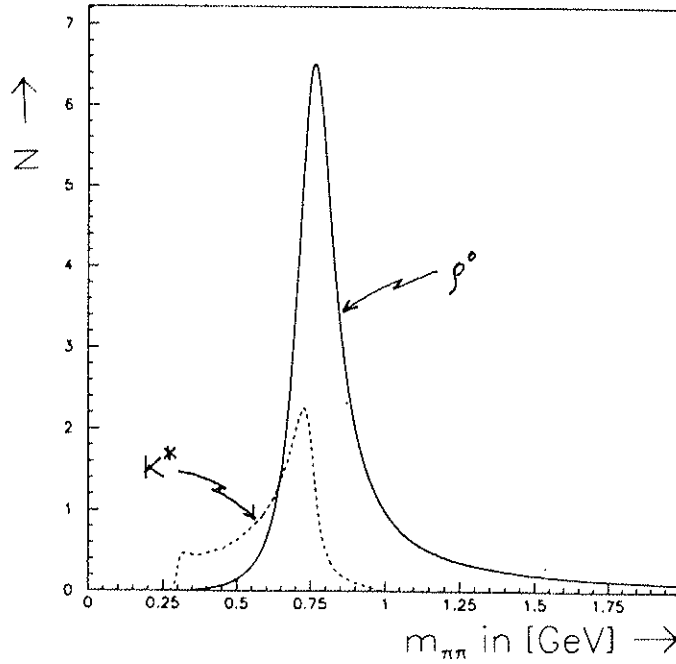


Abbildung 24: ρ^0 -Breit-Wigner und K^* -Reflexion bei einem typischen $K^*:\rho^0$ -Verhältnis von 1:3 .

Sei A die Höhe des ρ^0 -Signals, V das Verhältnis $K^*:\rho^0$. Die Summe daraus ist dann

$$S = A + A \cdot V$$

also

$$A = \frac{S}{1 + V}$$

Wenn A , V und S als skalare Größen betrachtet werden, dann läßt sich für den durch fehlerbehaftete Bestimmung von V verursachten Fehler an A angeben:

$$\Delta A = \left| \frac{\partial A}{\partial V} \right| \cdot \Delta V = \frac{S \cdot \Delta V}{(1 + V)^2} = \frac{A \cdot \Delta V}{1 + V}$$

oder

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta V}{1 + V}$$

Dadurch, daß K^* und ρ^0 nicht genau im selben Massenbereich liegen, wird dieser Fehler noch verringert. Empirisch ergibt sich für diese Verringerung ein Faktor von weniger als 0.75, so daß

$$\frac{\Delta A}{A} \approx 0.75 \cdot \frac{\Delta V}{1 + V} .$$

Der Fehler am gefundenen ρ^0 -Signal, der durch einen eventuellen Fehler am K^* hervorgerufen wird, ist damit in den meisten x_F - $p_\perp$ -Bins in der Größenordnung von 5%, in einem großen Bereich sogar darunter (siehe Tabelle 8).

Mit diesen Erfahrungen aus den Photondaten konnte in den Hadrondaten in den nach Strahlteilchen, Strahlenergie und x_F des $\pi\pi$ -Paares unterschiedenen Plots der K^* -Beitrag durch Fits mit variablem Parameter p_3 bestimmt werden. Daraus errechnet sich leicht der entsprechende Parameter für die Plots, in denen das π :K-Verhältnis im Strahl auf 2:1 festgelegt ist. Die erhaltene x_F -Abhängigkeit von p_3 (Bild 26) ist sehr gut mit der Annahme verträglich, daß die ρ^0 -Signale

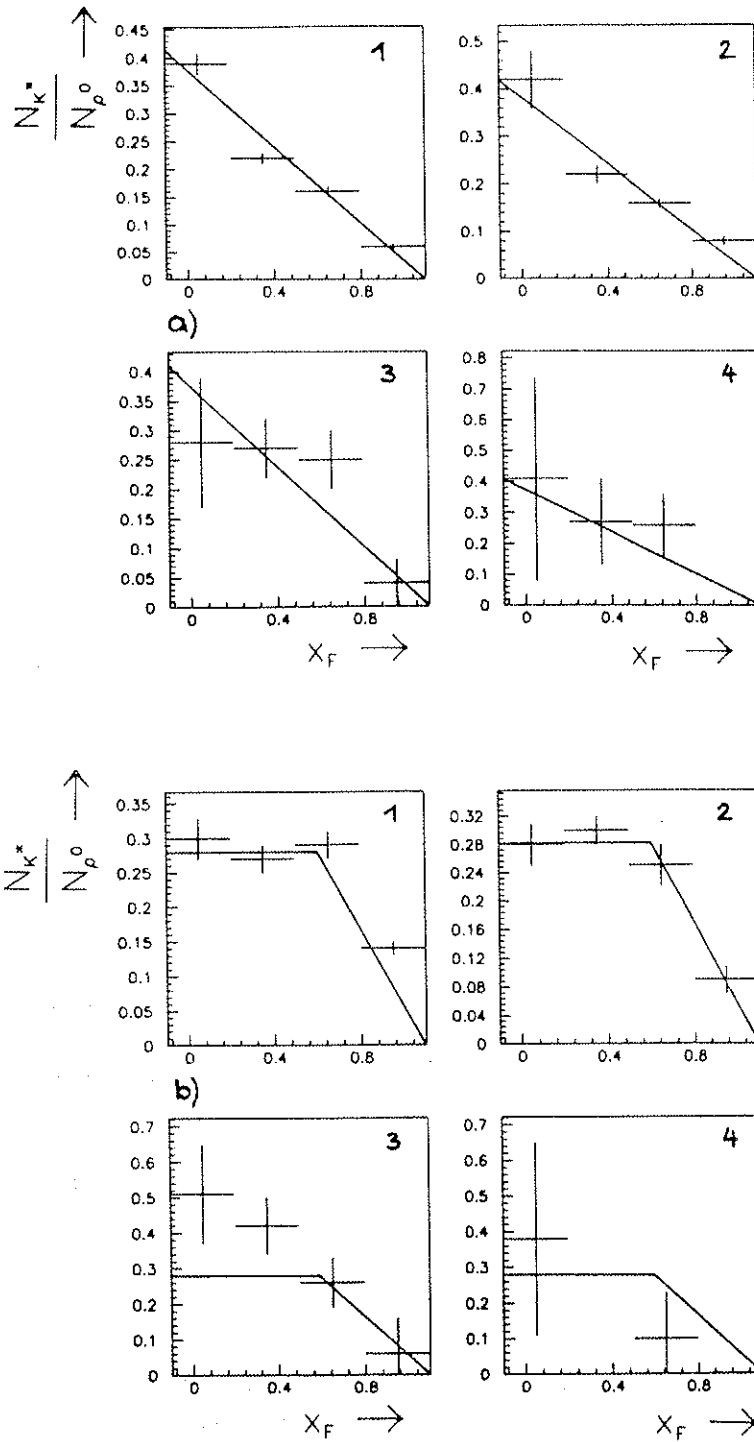


Abbildung 25: Die Abhängigkeit des $K^*:\rho^0$ -Verhältnisses von x_F in vier $p_{\perp}$ -Bereichen:

- 1) $0 < p_{\perp} < 0.6 \text{ GeV}$
- 2) $0.6 \text{ GeV} < p_{\perp} < 1.2 \text{ GeV}$
- 3) $1.2 \text{ GeV} < p_{\perp} < 1.8 \text{ GeV}$
- 4) $1.8 \text{ GeV} < p_{\perp} < 6 \text{ GeV}$

für die zwei Photonenergiebereiche: a) niedere b) hohe Energie. Auf den durchgezogenen Linien liegen die Werte, auf die der Parameter p_3 in den Fits fixiert wurde.

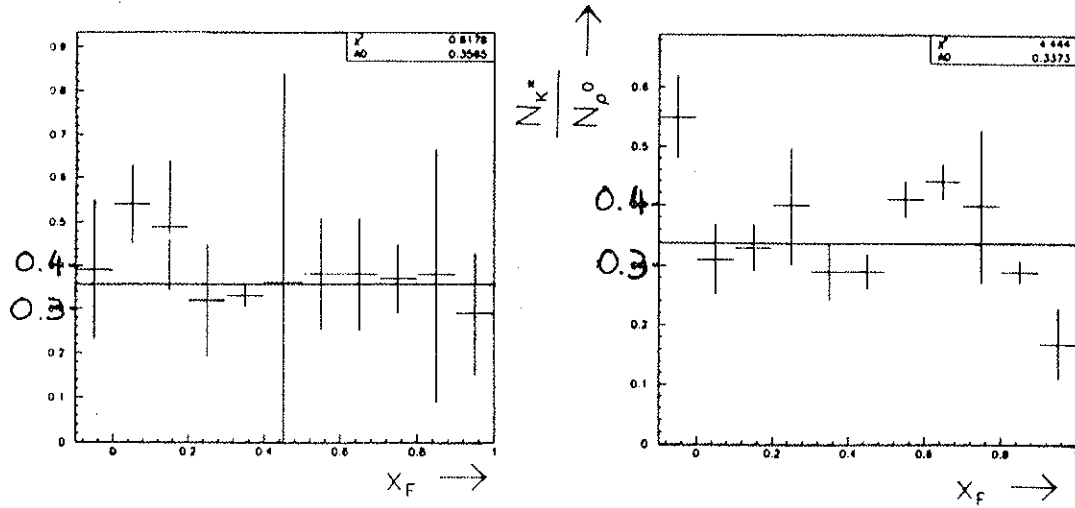


Abbildung 26: Abhängigkeit des Parameters p_3 von x_F für a) niedere b) hohe Hadronenergien; die eingezeichneten Geraden sind aus Fits gewonnen

	0 0.5 $x_F \rightarrow$ 1.0										
$\frac{\sigma(\rho^0)}{\sigma(\omega)}$	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.4	1.8	2.2	3.0

Tabelle 2: x_F abhängiges Verhältnis von ω zu ρ^0 -Photoproduktion

überall dreimal so groß wie die K^* -Reflexion sind. Der Parameter p_3 wurde deswegen hier auf 0.333 fixiert.

Wegen ihrer Lage im Massenplot knapp unterhalb des ρ^0 bietet sich die K^* -Reflexion als erster Kandidat für die Erklärung der ρ^0 -Verschiebung an. Lässt man jedoch in einem Fit, der keinen weiteren Verschiebungsterm enthält, die K^* -Beimischung frei variieren, so ergeben sich daraus völlig unsinnige $K^*:\rho^0$ -Verhältnisse: Im zentralen Bereich der Photoproduktion niedriger Energien stellt sich das Verhältnis z.B. bei 40 bis 50 ein, und zwar auch in Plots aus identifizierten $\pi\pi$ -Paaren, die ja erheblich weniger K^* -Reflexion enthalten.

9.3.2 ω

Zu 89.3% zerfällt das $\omega(783)$ -Vektormeson in $\pi^+\pi^-\pi^0$. Der inklusive ω -Wirkungsquerschnitt liegt in der gleichen Größenordnung wie der des ρ^0 [At84]. Die beiden geladenen π erzeugen eine Reflexion bei ca. 550 MeV. Wegen des nicht berücksichtigten π^0 , das je nach ω -Impuls mehr oder weniger Impuls davontragen kann, hängt die Form und die Lage der ω -Reflexion etwas von x_F und $p_\perp$ der $\pi\pi$ -Kombination ab. Daher ist im Unterschied zum K^* wichtig, welche x_F - und $p_\perp$ -Abhängigkeit für die ω -Erzeugung in die Simulation der Reflexion eingeht. Es wurden dazu die in einem ersten Durchlauf ermittelten ρ^0 -Erzeugungsraten mit dem im WA57-Experiment bestimmten x_F -abhängigen $\omega:\rho^0$ -Produktionsverhältnis [Ro82] (Tabelle 2) multipliziert. Die Massenverteilung der ω -Reflexionen zeigt Bild 27. Obwohl sich die Massenabhängigkeit der ω -Reflexion gut für einen Fit eignet, beschreibt das gleichzeitig erhaltene x_F - und $p_\perp$ -abhängige Verhältnis ω -Reflexion: ρ^0 (Tabelle 3) das Verhalten der Daten nicht zufriedenstellend.

Fits, in denen dieser Parameter festgehalten wird, lassen erkennen, daß diese $\omega:\rho^0$ -Verhältnisse

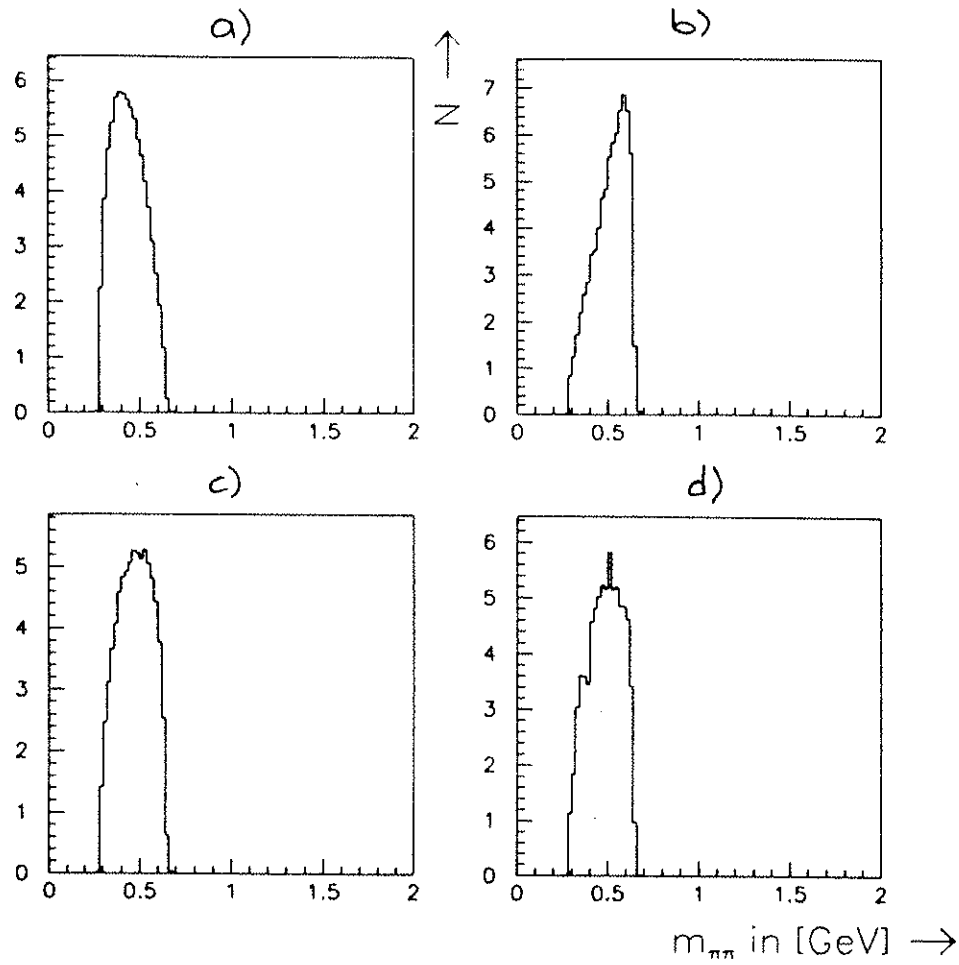


Abbildung 27: Die Form der Reflexion des ω in verschiedenen x_F und $p_{\perp}$ Bereichen.

- a) x_F zwischen -0.1 und 0.0, $p_{\perp}$ zwischen 0.0 und 0.2 GeV .
- b) x_F zwischen 0.7 und 0.8, $p_{\perp}$ zwischen 0.0 und 0.2 GeV .
- c) x_F zwischen -0.1 und 0.0, $p_{\perp}$ zwischen 0.8 und 1.0 GeV .
- d) x_F zwischen 0.7 und 0.8, $p_{\perp}$ zwischen 0.8 und 1.0 GeV .

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5								1.0	
$p_{\perp} \text{ in [GeV]} \rightarrow$	0	2.58	1.85	1.86	1.35	0.96	0.74	0.54	0.39	0.29	0.10	0.01
	0.2	2.09	1.25	1.23	1.01	0.74	0.58	0.51	0.41	0.33	0.16	0.01
	0.4	1.14	0.75	0.92	0.76	0.71	0.58	0.43	0.31	0.24	0.15	0.01
	0.6	1.16	0.62	0.54	0.64	0.66	0.39	0.32	0.22	0.13	0.08	0.01
	0.8	0.66	0.37	0.43	0.42	0.39	0.36	0.31	0.22	0.14	0.04	0.00
	1.0	0.56	0.34	0.36	0.34	0.50	0.25	0.19	0.16	0.10	0.02	0.01
	1.2	0.43	0.28	0.28	0.26	0.22	0.25	0.17	0.14	0.06	0.01	0.00
	1.4	0.43	0.23	0.22	0.25	0.21	0.14	0.09	0.05	0.01	0.00	0.00
	1.6	0.18	0.16	0.17	0.09	0.05	0.09	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00
	2.0	0.08	0.04	0.04	0.04	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle 3: x_F - und $p_{\perp}$ -abhängiges Verhältnis der Größen von ω -Reflexion zu ρ^0 -Resonanz

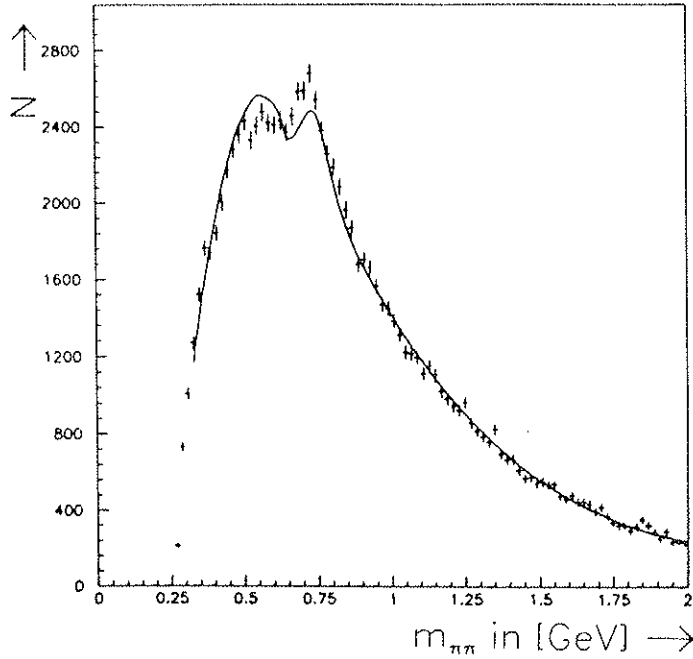


Abbildung 28: Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.3 und 0.4 und $p_\perp$ zwischen 0.2 und 0.4 GeV. Im Fit war das Verhältnis $\omega:\rho^0$ auf die Werte in Tabelle 3 fixiert.

offensichtlich unvernünftig hoch sind. Ein Beispiel ist in Bild 28 gezeigt. Das führt dazu, daß solche Fits den ρ^0 -Anteil am Massenplot deutlich unterschätzen. Offenbar gibt es Akzeptanzeffekte, die die ω -Reflexion unterdrücken. Da aber sowieso nur die Größe des ρ^0 -Signals interessiert, und diese von der ω -Reflexion wegen deren niedriger mittlerer Masse nicht kritisch abhängt, ist es nicht notwendig, nach den genauen Ursachen dieser Diskrepanz zu forschen. Für die endgültige Bestimmung der ρ^0 -Zahlen in den Massenplots wurden die Fits mit variablem ω -Parameter p_4 durchgeführt. Ein Beispiel zeigt das dem Bild 28 entsprechende Bild 29.

9.3.3 Andere Reflexionen

Eine weitere Reflexion in der Umgebung der ρ^0 -Masse bildet das sogenannte $\rho^0(1600)$ mit dem Zerfallskanal $\rho^0\epsilon$. ϵ steht für einen Zwischenzustand, der seinerseits wieder in $\pi\pi$ zerfällt. Dieser Zerfall wurde unter der Annahme simuliert, daß der inklusive $\rho^0(1600)$ -Wirkungsquerschnitt die gleiche x_F - und $p_\perp$ -Abhängigkeit aufweist wie der des $\rho^0(770)$. Die erhaltene Reflexion stimmt gut mit den Ergebnissen aus dem WA57-Experiment überein [At82], ist jedoch weder von der Form noch von der Größenordnung her geeignet, die Verschiebung des $\rho^0(770)$ zu erklären (Bild 30). Sollte nämlich eine Reflexion diese Verschiebung bewirken, so müßte deren Höhe der Differenz zwischen Maximum und Minimum des gefundenen Söding-Beitrages entsprechen. Das würde aber für das $\rho^0(1600)$ bedeuten, daß davon etwa 1.4 mal soviel wie vom $\rho^0(770)$ erzeugt worden sein müßte! Tatsächlich aber ist das Verhältnis etwa 1:10. Damit ist es sogar so gering, daß die Reflexion wegen ihrer Breite überhaupt nicht als zusätzlicher Fitbeitrag berücksichtigt werden muß.

Aus den Erfahrungen mit K^* und $\rho^0(1600)$ weiß man also, daß ein Peak im Massenplot, der die Verschiebung erklären soll, erstens sehr knapp unterhalb von 770 MeV liegen und zweitens von vergleichbarer Größenordnung wie das ρ^0 sein muß. Dies trifft für keine der in Betracht gezogenen Reflexionen, wie zum Beispiel die Reflexion einer Δ -Resonanz zu. Außerdem müßte die Reflexion eines bekannten Teilchens, das von Eventgeneratoren wie LUCIFER, LULOPT, LUCVDM oder HERWIG (zu den Generatoren siehe auch Abschnitt 10) erzeugt wird, sich in Massenplots aus

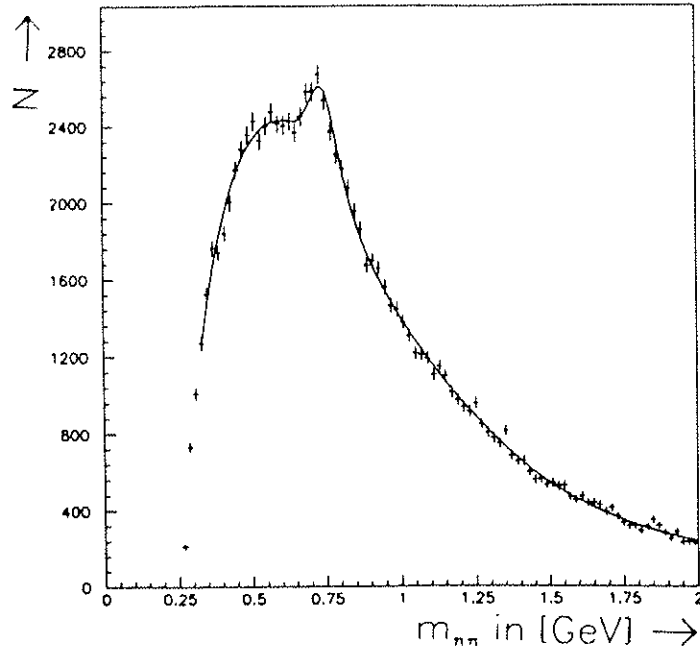


Abbildung 29: Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.3 und 0.4 und $p_\perp$ zwischen 0.2 und 0.4 GeV. Im Gegensatz zu Bild 28 war das Verhältnis $\omega:\rho^0$ hier freier Fitparameter.

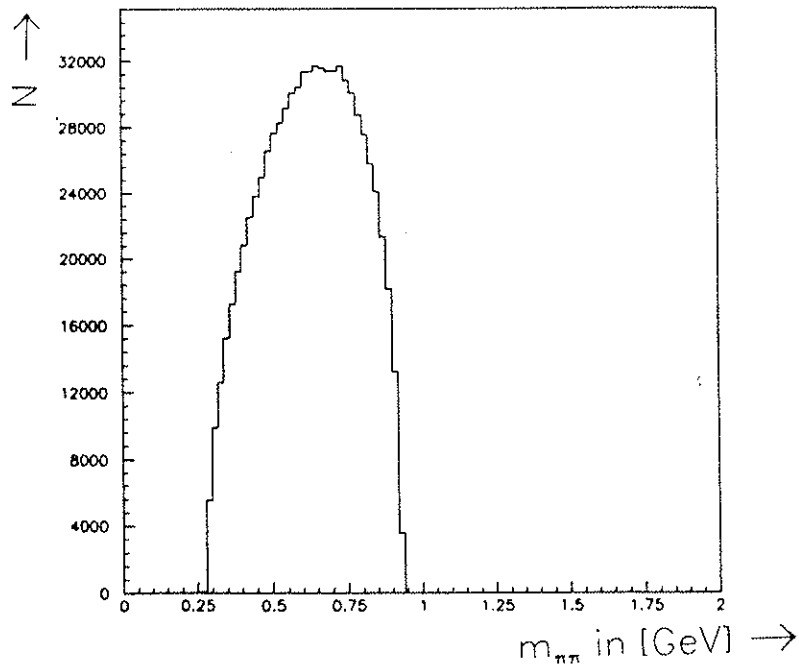


Abbildung 30: Die Reflexion des $\rho^0(1600)$ im Bereich niedriger x_F .

simulierten Ereignissen zumindest annähernd gleich stark bemerkbar machen. Dies ist aber nicht der Fall.

9.3.4 Elektron-Positron-Paare

Ähnlich wie die Reflexionen tragen auch die elektromagnetisch erzeugten e^+e^- Paare durch Fehlinterpretation zum $\pi^+\pi^-$ -Plot bei. Wenn diese für die Verschiebung verantwortlich wären, dürfte sie praktisch nicht in symmetrischen Zerfällen auftreten, denn zwischen Elektron und Positron kommen im Laborsystem keine so großen Öffnungswinkel vor, die bei kleinem x_F symmetrische ρ^0 -Zerfälle vortäuschen könnten. Dem entgegen steht, daß die Verschiebung kaum eine Abhängigkeit vom Zerfallswinkel aufweist, jedenfalls auch bei symmetrischen Zerfällen deutlich von null verschieden ist. Außerdem dürfte die Verschiebung, würde sie von e^+e^- -Paaren verursacht, in der Hadroproduktion nicht auftreten. Auch das trifft nicht zu.

Weiterhin ist der Einfluß der elektromagnetischen Paare bei viel geringeren Massen als der des ρ^0 zu erwarten und in einer nicht so scharf ausgeprägten Form, wie sie vom Södingterm beschrieben wird.

9.4 Der Untergrund

Es ist versucht worden, den Untergrund mit Hilfe von Massenplots zu beschreiben, die mit Kombinationen von Spuren aus verschiedenen Ereignissen gebildet wurden. Die Form dieser Massenplots unterschied sich jedoch deutlich von der gewöhnlicher Plots, da der Phasenraum innerhalb eines Ereignisses nicht die selbe Vielzahl von Impulskombinationen zuläßt, die bei Paaren von Teilchen aus zwei Ereignissen möglich sind. Daher wurde als nächstes versucht, innerhalb eines Ereignisses immer die gleichgeladenen Teilchen zu kombinieren. Dies scheiterte daran, daß die Form solcher Massenplots durch das Proton verzerrt wird. Diese Einwirkung des Protons auf die Kombinationen aus negativ geladenen Spuren ist zwar schwächer als auf die aus positiven, allerdings reicht die Übereinstimmung zwischen "echten" $\pi^+\pi^-$ - und den "künstlichen" $\pi^-\pi^-$ -Plots nicht für einen Fit aus.

Daher wurde in leicht modifizierter Form auf die Standardparametrisierung der Untergrundfunktion zurückgegriffen. In zahlreichen ähnlichen früheren Arbeiten (z.B. [Ro81, Ro82, Ha84, Re85, Ba87]) hat sich der Ansatz einer Exponentialfunktion mit einem Abschneideterm, der berücksichtigt, daß die Funktion unterhalb der doppelten π -Masse verschwinden muß, bewährt und durchgesetzt. In unserem Fall lautet die Untergrundfunktion explizit:

$$BG(m) = (m - c)^v \cdot \exp(-p_8 m - p_9 m^2 - p_{10} m^3)$$

Im Unterschied zur üblichen Schreibweise ist nicht v selbst Parameter des Fits, sondern wird durch die Fitparameter p_7 , p_8 und p_9 ausgedrückt:

$$v = (p_7 - c) \cdot (p_8 + 2p_7p_9)$$

Diese Form stellt sicher, daß bei $m = c$ der Untergrund gerade verschwindet, und daß $BG(m)$ bei $m \approx p_7$ maximal wird (bei $m = p_7$ falls $p_{10} = 0$). So kann von vornherein $c = 2m_\pi$ festgelegt werden sowie durch bloßes Ansehen des Massenplots schon der ungefähre Wert von p_7 bestimmt werden.

Der kubische Term in der Exponentialfunktion war zur Beschreibung der starken Krümmung des Untergrundes oberhalb des Maximums bei niedrigen Massen für Plots mit kleinem x_F und $p_\perp$ nötig, die trotz der Einschränkung des Fitbereichs (Bild 17) in dieser zentralen Region ohne den kubischen Term nicht befriedigte. In den anderen Impuls-Regionen änderte die Einführung dieses Parameters wenig oder nichts am gemessenen ρ^0 -Signal.

Für die Beschreibung solch kleinräumiger Schwankungen, wie sie hier dem Söding-Term zugerechnet werden, reicht auch eine Untergrundfunktion mit fünf Parametern nicht aus, wie das Beispiel in Bild 19 deutlich zeigt.

Nachdem damit alle mehr oder weniger naheliegenden Ursachen für die Verschiebung getestet worden sind, blieb nichts anderes übrig, als auch im zentralen Bereich von photo- und hadroproduktion einen Term wie den von Söding als phänomenologischen Beitrag einzuführen. Einen Versuch einer physikalischen Deutung dieses Terms, die an diejenige der Verschiebung in der diffraktiven ρ^0 -Produktion anschließt, gibt Kapitel 7.4 an.

Damit sind alle zehn Fitparameter beschrieben. In der folgenden Liste sind sie noch einmal kurz zusammengestellt.

p_1	Amplitude des ρ^0 -Signals	variabel
p_2	Größe des Söding-Terms relativ zum ρ^0	variabel
p_3	Verhältnis $K^*:\rho^0$	fixiert
p_4	Verhältnis $\omega:\rho^0$	variabel
p_5	Amplitude des f_2 Signals	variabel
p_6	Normierung des Untergrundes	variabel
p_7	Position des Untergrundmaximums	variabel
p_8	Lineare Steigung des Untergrunds	variabel
p_9	Quadratische Steigung des Untergrundes	variabel
p_{10}	Kubische Steigung des Untergrundes	variabel

9.5 MICROCOSM, die kanonifizierte Fitprozedur

Die Fits wurden mit Hilfe des CERN-Paketes PAW [Br89] durchgeführt, welches den großen Vorzug besitzt, daß man damit interaktiv fitten kann. Der davon verwendete Algorithmus liefert jedoch nur dann zuverlässige Ergebnisse, wenn die Anfangswerte der Fitparameter bereits nahe genug an den Endresultaten liegen. Dafür sorgt das speziell für diese und verwandte Analysen [Fi91, Ge92] entwickelte Verfahren MICROCOSM (Minuit Combined with Random Optimization of Chisquare on Ordinarily Shaped Massplots). Es nützt die Aussagekraft der einzelnen Parameter über Form und Größe der Fitfunktion an bestimmten Stellen des Massplots aus, um enge Grenzen für die Parameter festzulegen. Anschließend wird solange gewürfelt, bis eine Parameterkombination mit günstigem χ^2 gefunden ist. Diese dient als Ausgangspunkt für einen gewöhnlichen PAW-Fit.

PAW verwendet HBOOK4 [BL87], also eine MINUIT-Erweiterung [JR88]. D.h. es sucht das absolute Minimum in der über dem Parameterraum aufgespannten χ^2 -Hyperfläche. Trifft es aber auf dem Weg dorthin auf ein genügend ausgeprägtes relatives Minimum, kann es passieren, daß es in diesem liegen bleibt und die dazugehörige Parameterkombination als Endresultat akzeptiert wird. Die Gefahr ist dann am größten, wenn dem Fit viele freie Parameter zur Verfügung stehen und sich die Parameterwerte zu Beginn des Fits stark von den optimalen Endwerten unterscheiden, wenn also auf der dazwischenliegenden Strecke Platz für viele lokale Minima ist.

Das Ziel eines Verfahrens zur Unterstützung der Fitkonvergenz muß es also sein, die Anfangswerte der Parameterwerte geeignet festzulegen, mit denen dann ein gewöhnlicher PAW-Fit durchgeführt werden kann. Dies leistet das MICROCOSM-Verfahren in vier Schritten:

- Schritt 1 legt den Parameter p_7 so fest, daß er mit dem Maximum der Massenverteilung (ρ^0 -Bereich ausgenommen) übereinstimmt.
- Schritt 2 würfelt per Zufallsverfahren die beiden Parameter p_8 und p_9 .
Damit ist die Form des Untergrundes fixiert.
- Schritt 3 bestimmt nun den Parameter p_6 so, daß die Höhe der Untergrundfunktion an der Stelle p_7 mit der Höhe des Daten-Untergrundes zur Deckung kommt.
- Schritt 4 paßt nun die Höhen der verschiedenen weiteren Beiträge (Parameter p_1, p_3, p_5) so an die Daten an, daß z.B. die Differenz zwischen Untergrundkurve und Datenpunkten an der Stelle des ρ^0 der Höhe der Resonanzfunktion entspricht.

Jede der in den Schritten 1, 3 und 4 beschriebenen Anpassungen bedeutet eine Festlegung enger Grenzen, innerhalb derer der entsprechende Parameter per Zufallsverfahren ausgewählt wird.

Alle Schritte werden so oft hintereinander ausgeführt, und das zu den ermittelten Parameterkombinationen gehörige χ^2 berechnet, bis ein χ^2 unter einem vorgegebenen Grenzwert gefunden wurde, von dem man erwarten kann, daß es schon im "Einzugsbereich" des absoluten χ^2 -Minimums liegt. Durch Anwendung dieses Verfahrens konnte eine wesentliche Beschleunigung des sich anschließenden, menschliche Arbeitszeit erfordernden "intelligenten" Fits erreicht werden, sowie eine Verbesserung der Güte der Fitergebnisse. Die Fitakzeptanz, also das Verhältnis von hineingesteckten zu im Fit wiedergefundenen ρ^0 , liegt, von wenigen im nächsten Kapitel diskutierten Ausnahmen abgesehen nahe bei 100% .

Um von den aus dem Fit als Parameter p_1 resultierenden ρ^0 -Zahlen auf die Wirkungsquerschnitte zu kommen, sind zwei Schritte notwendig: Zuerst ist möglichst genau abzuschätzen, welchen Bruchteil der im Experiment aufgetretenen ρ^0 man gesehen hat, um von den gefundenen auf die tatsächlich vorhandenen ρ^0 schließen zu können. Danach ist aus der Zahl $Z_{\rho^0,out}$ der erzeugten ρ^0 der Wirkungsquerschnitt nach der Formel

$$\sigma(s + p \rightarrow \rho^0 + X) = \frac{Z_{\rho^0,out}}{Z_{s,in} \cdot T}$$

zu berechnen. Darin ist s das Strahlteilchen, γ , π oder K , $Z_{s,in}$ also die Anzahl der einlaufenden Strahlteilchen und T die Targetflächendichte, d.h. die Anzahl der Protonen pro Targetquerschnittsflächeneinheit.

Die beiden Schritte sollen anhand des Schemas von Bild 31 erläutert werden.

10 Die Akzeptanzen

Der erste Schritt wird als die Bestimmung der Akzeptanz bezeichnet. Er wird mit Hilfe von Simulationen durchgeführt. Der Großteil der zu diesem Zweck benutzten Simulationen entstand im Rahmen einer anderen Arbeit dieses Experimentes [Ge92]. Ausgangspunkt der Simulation ist der Generator, also ein Software-Paket, das physikalische Modelle benutzt, um aus eingegebenen Strahl- und Targetteilchensorten und -impulsen via Monte-Carlo realistische Verteilungen der Impulse, Ladungen und anderen Quantenzahlen der in einem entsprechenden Ereignis entstehenden Teilchen zu generieren. Für diese Arbeit wurden die Generatoren LUCVDM, LULOPT, LUCIFER [IW87] und HERWIG [MW88] verwendet. Gemäß den verschiedenen ihnen zugrundeliegenden Modellannahmen, liefern die verschiedenen Generatoren in jeweils spezifischen kinematischen Bereichen oder für spezielle Ereignistypen gute, d.h. mit der physikalischen Realität übereinstimmende, Ergebnisse. So eignet sich LUCVDM vor allem zur Simulation von photoinduzierten Ereignissen aus dem Bereich der VMD-Domäne, LUCIFER erzeugt die harten Ereignisse der Photoproduktion. Die Generatoren der LUND-Gruppe (LU...) verwenden zur Erzeugung der Endzustände einen String-Fragmentations-Algorithmus, während HERWIG eine Cluster-Fragmentation nach dem Webber-Modell [We84] simuliert.

Für den weiten in dieser Arbeit betrachteten Bereich bietet sich also eine Mischung aus mehreren dieser Generatoren an. Die von den Generatoren gelieferten Daten sollen nun möglichst genau so behandelt werden, wie die, die in einem physikalischen Ereignis erzeugt werden. Dazu werden sie zunächst von dem Detektorsimulationsprogramm OMFATHAC [O'C86] verarbeitet. Sie liefern Ereignisinformationen im selben Format wie die Detektoren des OMEGA. Diese Daten können also mit dem gleichen Spurrekonstruktionsprogramm TRIDENT [La79] behandelt werden, wie die physikalischen. Daraus erhält man wieder Aussagen über die Impulse und Ladungen der im Ereignis entstandenen Endzustandsteilchen. Durch direkten Vergleich mit den vom Generator gelieferten Impulsen und Ladungen kann man erfahren, wie Detektor und Spurrekonstruktion auf die Messungen wirken, also, wieviele Spuren unterwegs verloren gegangen sind (Einzelspurakzeptanz), wie sich der gemessene vom tatsächlichen Impuls unterscheidet (Impulsverschmierung), und, ob Spuren gefunden wurden, die eigentlich gar nicht da waren (Fake-Tracks). Da der Generator auch Aussagen darüber macht, welche der Pionen, die er produziert hat, aus ρ^0 -Zerfällen stammen, weiß man nach dem Input-Output-Vergleich auch darüber Bescheid, wieviele der erzeugten ρ^0 's nach Durchlauf von Detektor und Spurrekonstruktion wiedergefunden werden, und auch, an welcher Stelle des x_F - $p_\perp$ -Gitters sie wiedergefunden werden. Dieser Vergleich liefert die ρ^0 -Zählakzeptanzen. Alle so gewonnenen Erkenntnisse können als Funktionen der das Ereignis bestimmenden Variablen (Strahlsorte, Strahlimpuls...) und der Impulse und Ladungen des betrachteten produzierten Teilchens aufgeschrieben werden. Von besonderem Interesse ist hier natürlich die ρ^0 -Zählakzeptanz.

Physikalische Daten

Simulierte Daten

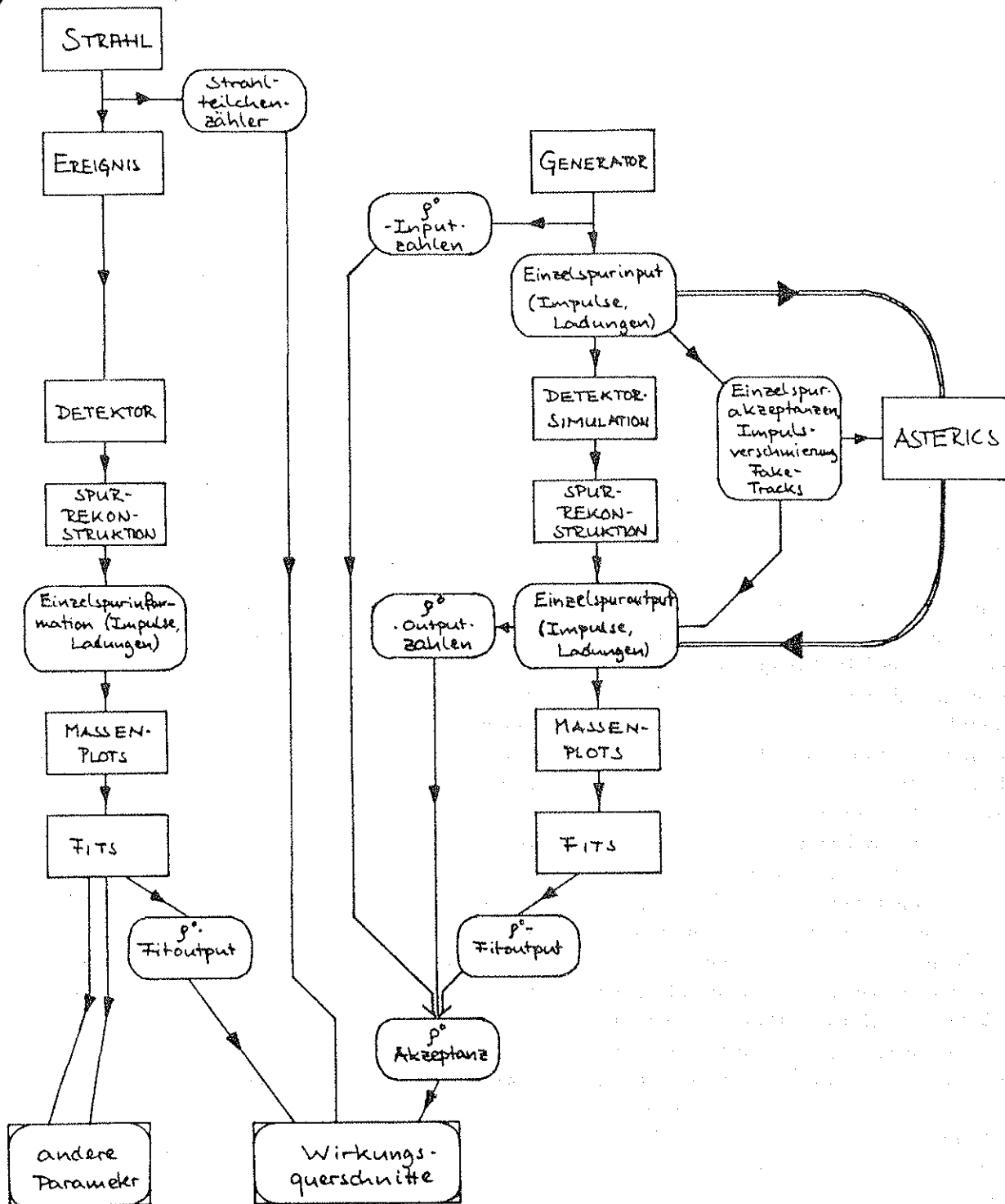


Abbildung 31: Das Schema des Datenflusses im Experiment einschließlich der Akzeptanzbestimmung

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5								1.0	
$p_{\perp}$ in [GeV] $\rightarrow$	0	0.51	0.59	0.71	0.72	0.72	0.69	0.67	0.62	0.63	0.66	0.63
		0.52	0.60	0.72	0.75	0.75	0.75	0.73	0.72	0.67	0.64	0.68
		0.54	0.61	0.73	0.77	0.77	0.76	0.75	0.74	0.74	0.68	0.67
		0.56	0.64	0.74	0.78	0.77	0.77	0.78	0.76	0.75	0.72	0.75
	1	0.58	0.65	0.75	0.79	0.79	0.80	0.78	0.78	0.76	0.77	0.83
		0.61	0.69	0.77	0.80	0.82	0.81	0.79	0.78	0.76	0.78	0.71
		0.63	0.70	0.80	0.83	0.82	0.81	0.83	0.82	0.86	0.78	0.81
		0.64	0.73	0.81	0.81	0.83	0.85	0.82	0.84	0.84	0.0	0.0
		0.64	0.71	0.79	0.88	0.84	0.94	0.84	0.0	0.0	0.0	0.0
	2	0.68	0.76	0.89	0.82	0.88	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 4: ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Photonstrahl niedriger Energien als Funktion von x_F und $p_{\perp}$

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5								1.0	
$p_{\perp}$ in [GeV] $\rightarrow$	0	0.58	0.69	0.73	0.72	0.68	0.66	0.63	0.59	0.58	0.47	0.52
		0.59	0.69	0.75	0.75	0.74	0.73	0.70	0.67	0.64	0.56	0.49
		0.61	0.71	0.77	0.77	0.75	0.74	0.71	0.70	0.66	0.60	0.57
		0.63	0.73	0.78	0.78	0.78	0.77	0.75	0.72	0.68	0.65	0.65
	1	0.67	0.74	0.80	0.80	0.79	0.80	0.77	0.72	0.73	0.62	0.70
		0.68	0.76	0.80	0.80	0.81	0.79	0.80	0.77	0.73	0.70	0.67
		0.72	0.79	0.84	0.82	0.85	0.81	0.83	0.82	0.81	0.79	0.79
		0.73	0.79	0.80	0.87	0.81	0.89	0.79	0.84	0.72	0.0	0.0
		0.75	0.83	0.85	0.89	0.88	0.94	0.90	0.0	0.0	0.0	0.0
	2	0.73	0.88	0.81	0.83	0.86	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 5: ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Photonstrahl hoher Energien als Funktion von x_F und $p_{\perp}$

Die Tabellen 4 bis 7 zeigen deren Verteilung. Auf eine Aufschlüsselung nach Zerfallswinkeln wird angesichts des Umfanges der nötigen Tabellen verzichtet.

Bis zur wirklichen Vergleichbarkeit mit den physikalischen ρ^0 -Daten muß man aber noch einen Schritt weitergehen. Diese werden schließlich nicht durch Zählen von Spuren, sondern durch Fits an Massenplots ermittelt. Daher müssen auch von den Simulationsergebnissen Massenplots gefüllt werden und diese der bekannten Fitprozedur unterworfen werden. Der Quotient der aus dem Fit erhaltenen ρ^0 -Zahlen und der in die Massenplots eingegangenen wird als Fitakzeptanz bezeichnet. Wenn diese etwas mit der Realität zu tun haben soll, dann muß die Anzahl der Einträge in einen Simulationsmassenplots wenigstens ungefähr gleich groß sein wie die in einem Datenmassenplot.

Hier liegt eine fundamentale Schwierigkeit der Simulation. Es ist praktisch unmöglich, in endlicher Zeit, mit der vollen Simulationskette eine adäquate Statistik zu erzeugen. Ganz besonders gilt das für den Bereich hoher $p_{\perp}$, den die Generatoren ohnehin zu schwach bevölkern. Verzögert wird die Simulation vor allem durch die Detektorsimulation. Diese Schwierigkeit umgeht ASTERICS (Acceptance of Single Tracks is Exploited for Reorganisations In the Chain of Simulation) [Ge92]. Anhand von 100000 Ereignissen, die die volle Kette durchlaufen haben, werden globale Einzelspurakzeptanzen in Abhängigkeit von den drei Impulskomponenten der Spur und von der Multiplizität des Ereignisses ermittelt, sowie die Impulsverschmierungen und Fake-Track-Zahlen. Mithilfe dieser Akzeptanzen und Verschmierungen konnte also die Detektorsimulation und TRIDENT durch eine schnelle Simulation ersetzt werden, deren Ergebnisse mit denen der vollen Simulation in befriedigender Übereinstimmung stehen. Diese Übereinstimmung wurde durch Vergleich von Massenplots aus der vollen und der schnellen Simulation, und der darin gefundenen ρ^0 -Signale festgestellt.

Wie oben schon erwähnt, wurde in den solcherart simulierten Massenverteilungen, und zwar

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5								1.0	
$p_\perp$ in [GeV] $\rightarrow$	0	0.52	0.59	0.71	0.73	0.71	0.70	0.68	0.64	0.61	0.57	0.59
		0.53	0.60	0.72	0.76	0.76	0.76	0.75	0.74	0.72	0.70	0.69
		0.55	0.62	0.74	0.78	0.78	0.79	0.78	0.78	0.76	0.74	0.73
		0.57	0.64	0.76	0.79	0.80	0.81	0.81	0.80	0.79	0.79	0.78
	1	0.59	0.67	0.78	0.82	0.83	0.83	0.83	0.83	0.84	0.79	0.90
		0.61	0.70	0.81	0.84	0.85	0.85	0.85	0.83	0.81	0.84	0.89
		0.64	0.72	0.83	0.86	0.86	0.88	0.89	0.82	0.88	0.91	0.94
		0.64	0.75	0.84	0.89	0.88	0.89	0.91	0.89	0.86	0.0	0.0
		0.66	0.76	0.86	0.82	0.87	0.90	0.84	0.0	0.0	0.0	0.0
	2	0.69	0.74	0.82	0.83	0.87	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 6: ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Hadronstrahl niedriger Energien als Funktion von x_F und $p_\perp$

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5								1.0	
$p_\perp$ in [GeV] $\rightarrow$	0	0.58	0.69	0.71	0.68	0.66	0.63	0.60	0.56	0.54	0.50	0.43
		0.59	0.69	0.74	0.74	0.72	0.70	0.69	0.66	0.63	0.60	0.55
		0.61	0.70	0.75	0.75	0.73	0.72	0.70	0.69	0.65	0.61	0.55
		0.63	0.73	0.76	0.76	0.75	0.73	0.72	0.69	0.66	0.66	0.65
	1	0.66	0.74	0.77	0.77	0.77	0.75	0.75	0.71	0.70	0.68	0.61
		0.69	0.76	0.78	0.79	0.79	0.78	0.75	0.77	0.71	0.72	0.80
		0.72	0.78	0.82	0.81	0.79	0.81	0.80	0.78	0.82	0.73	0.73
		0.74	0.78	0.82	0.84	0.80	0.83	0.84	0.80	0.85	0.0	0.0
		0.75	0.83	0.84	0.83	0.85	0.87	0.85	0.0	0.0	0.0	0.0
	2	0.78	0.82	0.83	0.90	0.90	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 7: ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Hadronstrahl hoher Energien als Funktion von x_F und $p_\perp$

weder in den Ergebnissen der vollen noch denen der schnellen Simulation, irgendwelche Anzeichen für eine Verschiebung der ρ^0 -Masse gefunden. Die Akzeptanzberechnung kann daher nicht den Einfluß der Hinzunahme des Söding-Terms untersuchen. In den Fits an simulierte Massenplots wird der entsprechende Parameter p_2 auf 0 gesetzt.

Die mit ASTERICS bestimmten Fitakzeptanzen bewegen sich in fast allen Impulsbereichen um 1. Lediglich im Bereich mittlerer x_F und kleiner $p_\perp$ ist eine Abweichung zu beobachten. Diese hängt damit zusammen, daß an dieser Stelle das Maximum des Untergrundes im Massenplot mit dem der ρ^0 -Resonanz zusammenfällt, weswegen der Fit einen Teil des ρ^0 -Signals als zum Untergrund gehörig interpretiert. Ein Beispiel für einen solchen Massenplot mit Fitkurve, wo die Fitakzeptanz etwa 80% beträgt, zeigt Bild 32.

11 Die absolute Normierung

Der zweite Schritt in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte aus ρ^0 -Zahlen besteht in der absoluten Normierung, also in der Bestimmung der Konstanten T (Targetflächendichte) und $Z_{s,in}$ (Anzahl der Strahlteilchen).

Die Targetflächendichte ist das Produkt aus der molaren Dichte des Targets, in diesem Fall von flüssigem Wasserstoff, aus der Länge des Targets und der Loschmidtzahl.

$$T = 7.08 \cdot \text{mol} \cdot \text{m}^{-3} \cdot 0.60\text{m} \cdot 6.0221 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1} = 2.558 \cdot \text{barn}^{-1}$$

$Z_{s,in}$ erhält man aus den "Scalern", das sind die Statistik-Zähler, die während der Datennahme mitgelaufen sind, um die Dichte des Strahls, die durchschnittliche Zeit der Aktivität der Detektoren, Anzahl der aufgenommenen Ereignisse etc. zu speichern. Für diese Arbeit sind die wichtigsten Scaler

- S(70) Anzahl der Photonen im Strahl,
- S(110) Anzahl der Pionen im Strahl,
- S(111) Anzahl der Kaonen im Strahl,
- S(92)/S(122) "Lifetime Fraction": Der Bruchteil der Zeit,
in der die Detektoren aufnahmebereit waren.

Die Zahl der Pionen wurde Online mit Čerenkov-Zählern auf ein Viertel unterdrückt, da man glaubte, dadurch das erwünschte Mischungsverhältnis Pionen:Kaonen von 2:1 zu erzielen, das ein Verhältnis der Valenzquarkinhalte bedeutet, das dem des Photons nach dem VMD-Modell entspricht. Die Zahl der Photonen wird durch den Beam-Veto-Zähler, der Doppelbremsstrahlungseffekte vermeiden soll, auf $(79 \pm 3)\%$ verringert [Jo89]. Außerdem ist die Zahl der Photonen in die zwei Energiebereiche entsprechend ihrem Anteil am Bremsstrahlungsspektrum aufzuteilen: Das bedeutet für die niederen Energien ($65\text{GeV} < E_\gamma < 110\text{GeV}$) einen Faktor von 0.545, für die hohen ($110\text{GeV} < E_\gamma < 175\text{GeV}$) einen Faktor 0.455.

Man erhält so

$$\begin{aligned} Z_{\gamma,low,in} &= 0.79 \cdot 0.545 \cdot \sum_{\gamma-Runs} S(70) &= 1.192 \cdot 10^{10} \\ Z_{\gamma,high,in} &= 0.79 \cdot 0.455 \cdot \sum_{\gamma-Runs} S(70) &= 0.995 \cdot 10^{10} \\ Z_{\pi^+,low,in} &= 0.25 \cdot \sum_{low\pi^+-Runs} S(110) \cdot S(92)/S(122) &= 0.321 \cdot 10^8 \\ Z_{\pi^-,low,in} &= 0.25 \cdot \sum_{low\pi^--Runs} S(110) \cdot S(92)/S(122) &= 0.360 \cdot 10^8 \\ Z_{\pi^+,high,in} &= 0.25 \cdot \sum_{high\pi^+-Runs} S(110) \cdot S(92)/S(122) &= 0.581 \cdot 10^8 \\ Z_{\pi^-,high,in} &= 0.25 \cdot \sum_{high\pi^--Runs} S(110) \cdot S(92)/S(122) &= 0.646 \cdot 10^8 \end{aligned}$$

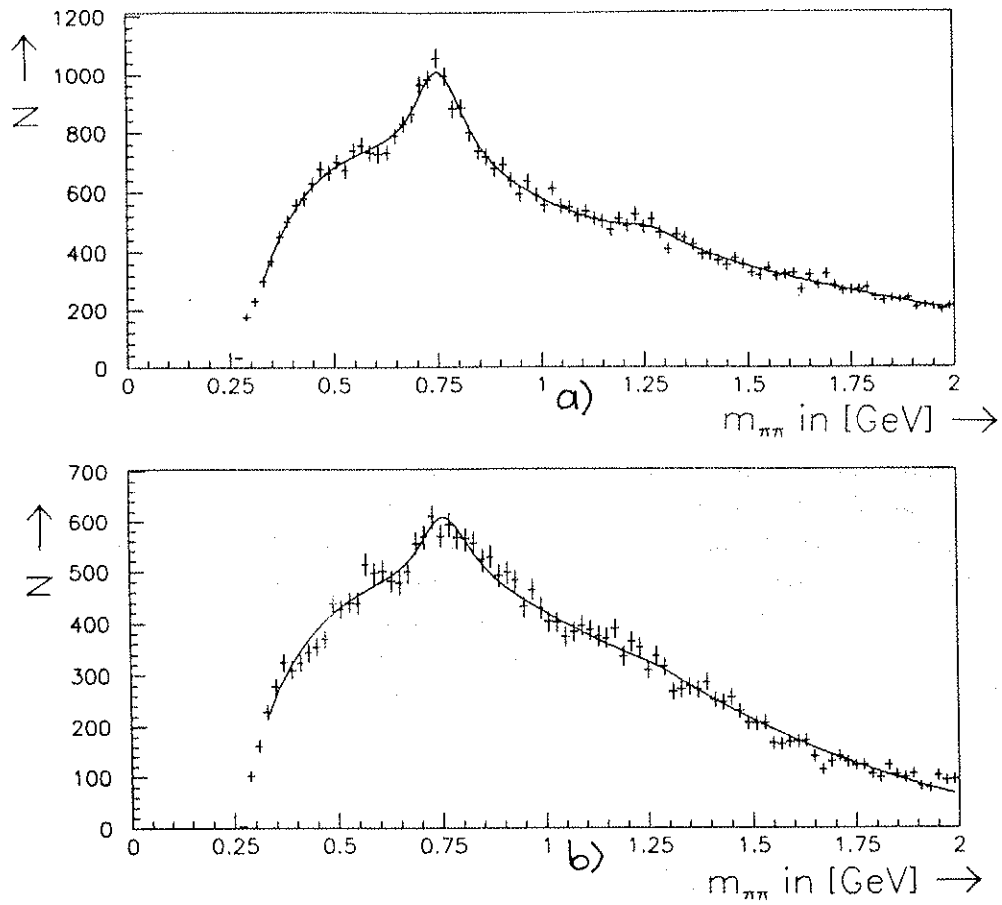


Abbildung 32: Beispiel eines Massenplots, in dem der Fit den ρ^0 -Anteil unterschätzt, Photonen hoher Energien, $0.6 < x_F < 0.7$, $0.2 < p_{\perp} < 0.4 \text{ GeV}$, a) Daten, b) Simulation

$$\begin{aligned}
Z_{K^+,low,in} &= \sum_{lowK^+-Runs} S(111) \cdot S(92)/S(122) &= 0.714 \cdot 10^7 \\
Z_{K^-,low,in} &= \sum_{lowK^--Runs} S(111) \cdot S(92)/S(122) &= 0.661 \cdot 10^7 \\
Z_{K^+,high,in} &= \sum_{highK^+-Runs} S(111) \cdot S(92)/S(122) &= 0.233 \cdot 10^8 \\
Z_{K^-,high,in} &= \sum_{highK^--Runs} S(111) \cdot S(92)/S(122) &= 0.191 \cdot 10^8
\end{aligned}$$

Die für negative Hadronen hoher Energie angegebenen Zahlen sind durch Extrapolation über einen kurzen Zeitraum (13% der Zeit) korrigiert, in dem aus technischen Gründen die Scaler nicht gefüllt worden sind.

12 Die Fehler an den Wirkungsquerschnitten

Die Unsicherheiten in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte sind in zwei Kategorien einzuteilen: in statistische und systematische Fehler. Die in dieser Arbeit angegebenen statistischen Fehler sind die vom Fitprogramm MINUIT [JR88] berechneten Fitfehler. Sie hängen außer vom absoluten Inhalt des Massenplots vom Verhältnis Signal zu Untergrund ab. Der relative statistische Fehler als Funktion von x_F und $p_\perp$ hat deswegen neben dem kontinuierlichen Anstieg zu den Gebieten mit geringer Statistik, also vor allem zu hohem $p_\perp$ ein kleines Maximum im zentralen Bereich, wo Ereignisse mit hoher Multiplizität vorherrschen, die sehr viel zum kombinatorischen Untergrund beitragen.

Der systematische Fehler wird durch folgende Faktoren bestimmt:

- Unsicherheiten in der korrekten Bestimmung der Größe der K^* -Reflexion,
- Ungenauigkeiten in der Parametrisierung des Untergrundes, vor allem der Massenverschiebung,
- Fehler in der Akzeptanzbestimmung,
- Fehler am Strahlteilchenzähler,
- Fehler am Beamveto-Unterdrückungsfaktor,
- Fehler am Bremsstrahlungsspektrums-Anteil.

Die Auswirkung fehlerhafter K^* -Bestimmung wurde schon im Kapitel 9 abgeschätzt. Nimmt man an, daß der Fehler am K^* -Anteil etwa von der Größe der Abweichung der geglätteten Kurve von den aus dem Fit bestimmten Zahlen ist (siehe Bilder 25 und 26), dann kommt man auf den in Tabelle 8 angegebenen Beitrag zum systematischen Fehler am ρ^0 -Wirkungsquerschnitt.

Mit der Berücksichtigung der Fitakzeptanz sollten die meisten Fehlerquellen in der analytischen Beschreibung des Untergrundes beseitigt sein. Es verbleibt aber die Unsicherheit über den Einfluß der Beschreibung der Verschiebung durch den Södingterm. Auf jeden Fall ist aber die Abweichung kleiner als die Differenz zwischen Fitergebnissen mit Södingterm und solchen ohne, und natürlich nimmt der Fehler mit sinkendem Einfluß der Verschiebung ab. Er ist also mit weniger als 20% in der zentralen Region maximal und nimmt monoton zu hohen $p_\perp$ hin ab.

Fehler in der Zählakzeptanzbestimmung können verursacht sein durch die statistischen Fehler, die gleich dem Reziprokwert der Wurzel aus der Zahl der Input- ρ^0 's sind, durch die Abweichungen zwischen voller Simulationskette und ASTERICS, die aber soweit zur Übereinstimmung gebracht worden sind, daß man von weniger als 5% Fehler ausgehen kann, und durch Fehler der Simulation an sich. Diese dürften sich alles in allem im Rahmen von knapp 10% bewegen.

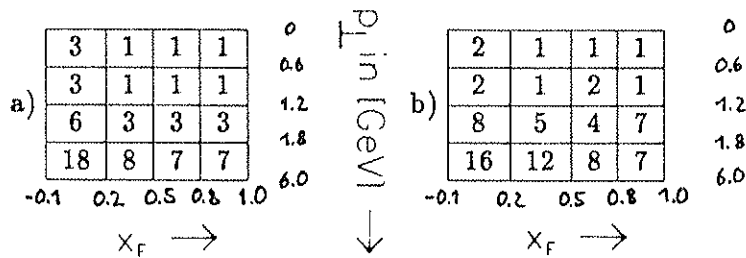


Tabelle 8: Beitrag des Fehlers in der K^* -Bestimmung zum systematischen Fehler in %; a) niedere Energie, b) hohe Energie

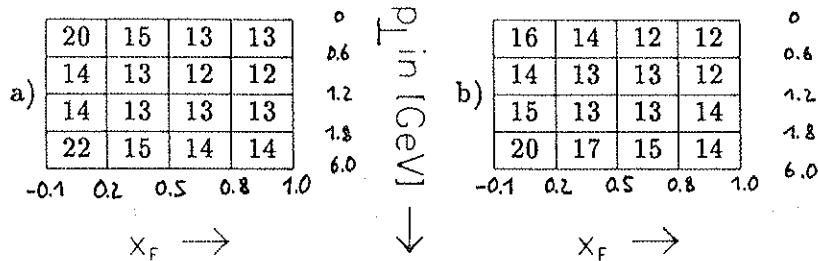


Tabelle 9: Gesamter systematischer Fehler an den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten; a) niedere Energie, b) hohe Energie

Der Fehler am Strahlteilchenzähler ist höchstens in den negativen Hadronen hoher Energie nicht zu vernachlässigen, da hier über einen Teil der Runs extrapoliert werden mußte. Der dabei entstandene Fehler ist aber mit Sicherheit nicht größer als 3%.

In [Jo89] wurde der Fehler am Beamvetofaktor mit 4% abgeschätzt. Die Anteile am Bremsstrahlungsspektrum sind bis auf 3% genau.

Jede der hier angegebenen Prozentzahlen ist als eine äußerste Grenze aufzufassen. Dies mag als Rechtfertigung dienen, wenn die Fehler hier zur Schätzung eines Gesamtfehlers quadratisch addiert werden, obwohl das für systematische Fehler eigentlich nicht erlaubt ist. Die so berechneten gesamten systematischen Fehler am Wirkungsquerschnitt zeigt Tabelle 9. Der systematische Fehler an Quotienten aus Wirkungsquerschnitten dürfte kaum größer sein als der an den Wirkungsquerschnitten selbst, da die größten Beiträge sich bei der Quotientenbildung zumindest teilweise wieder aufheben. Insgesamt ist man auf der sicheren Seite, wenn man zu jeder in dieser Arbeit präsentierten Zahl neben dem im folgenden nur noch angegebenen statistischen Fehler eine systematische Unsicherheit von maximal 25% annimmt.

$x_F \rightarrow$
0 0.5 1.0

$p_{\perp} \text{ in GeV} \rightarrow$
0
1
2

10.33 ±2.88	12.15 ±4.16	17.33 ±1.76	15.04 ±1.02	13.19 ±0.95	10.21 ±0.68	7.63 ±0.54	4.55 ±0.52	3.93 ±0.34	5.15 ±0.28	11.47 ±0.33
21.63 ±2.69	34.52 ±2.17	35.82 ±2.57	27.99 ±1.27	21.39 ±1.05	18.09 ±1.60	11.55 ±0.62	10.43 ±0.59	9.62 ±0.49	11.50 ±0.37	29.99 ±0.45
33.23 ±2.41	35.83 ±2.52	30.96 ±2.01	27.97 ±1.37	20.36 ±0.94	18.19 ±0.85	15.10 ±0.74	12.69 ±1.36	8.02 ±0.31	10.51 ±0.33	19.75 ±0.37
16.48 ±2.15	24.38 ±1.96	24.50 ±1.36	18.33 ±2.51	15.12 ±0.73	12.68 ±0.72	11.52 ±0.62	8.14 ±0.22	5.75 ±0.26	5.71 ±0.22	7.15 ±0.28
10.46 ±1.11	13.08 ±1.20	10.14 ±0.95	9.53 ±0.63	8.73 ±0.56	7.23 ±0.49	5.36 ±1.22	4.08 ±0.36	2.99 ±0.19	2.46 ±0.17	2.47 ±0.12
5.60 ±0.71	7.59 ±0.84	4.47 ±0.43	4.35 ±0.45	3.78 ±0.35	3.49 ±0.32	2.78 ±0.25	2.35 ±0.23	1.64 ±0.13	1.29 ±0.08	1.13 ±0.09
2.66 ±0.41	2.47 ±0.40	3.07 ±0.33	2.28 ±0.29	1.86 ±0.39	1.72 ±0.22	1.23 ±0.15	0.72 ±0.13	0.78 ±0.08	0.69 ±0.05	0.34 ±0.04
0.70 ±0.31	1.04 ±0.22	1.41 ±0.30	1.13 ±0.19	0.94 ±0.14	0.73 ±0.13	0.45 ±0.11	0.40 ±0.09	0.34 ±0.07	0.00	0.00
0.42 ±0.17	0.56 ±0.19	0.53 ±0.11	0.44 ±0.18	0.47 ±0.07	0.20 ±0.09	0.31 ±0.08	0.00	0.00	0.00	0.00
0.23 ±0.07	0.35 ±0.09	0.32 ±0.08	0.21 ±0.08	0.15 ±0.06	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle 10: Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ in $\mu\text{b}/\text{GeV}$ bei Photonenergien zwischen 65 GeV und 110 GeV

Teil III

Ergebnisse

13 Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Erzeugung

13.1 doppelt differentiell: $\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dx_F}$

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ und $\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dx_F}(hp \rightarrow \rho^0 X)$ mit Photonen von Energien zwischen 65 GeV und 110 GeV einerseits und 110 GeV und 175 GeV andererseits, sowie mit den aus π und K im Verhältnis 2:1 gemischten Hadronstrahlen von 80 GeV und 140 GeV geben die Tabellen 10 bis 13, sowie die Bilder 33 und 34 an.

In den Tabellen sind die Fehler, die aus der Fitprozedur resultieren, aufgenommen. Diese werden im Folgenden als statistische Fehler bezeichnet. Zusätzlich ist noch von systematischen Fehlern in den in Tabelle 9 gegebenen Größenordnung auszugehen.

Alle vier Plots zeigen ein deutliches absolutes Maximum bei kleinen x_F und kleinen $p_{\perp}$, jeweils zwischen $p_{\perp} = 0.2 \text{ GeV}$ und $p_{\perp} = 0.6 \text{ GeV}$ sowie zwischen $x_F = 0.0$ und $x_F = 0.2$, also im zentralen Bereich. Für dieses Maximum sind die Produktionsmechanismen der Fragmentation und der Rekombination verantwortlich. Das Verhalten mit $p_{\perp}$ ist die Folge einer Gaussverteilung um $p_{\perp} = 0$ (= exponentieller Abfall in $t \approx p_{\perp}^2$) zusammen mit der $p_{\perp}$ -Abhängigkeit des Phasenraumvolumens: Dieses ist proportional zu $p_{\perp}$. Man erwartet und beobachtet daher nach einem kurzen Anstieg ein Maximum bei niedrigen $p_{\perp}$ und danach einen exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnittes. Auch nach hohen x_F hin fällt der Wirkungsquerschnitt erwartungsgemäß ab. Erst bei x_F nahe 1 ist wieder ein Anstieg zu verzeichnen, und zwar in der Photoproduktion bei höherem x_F und auch

		$x_F \rightarrow$										
		0				0.5					1.0	
p_T in [GeV] $\rightarrow$	0	7.04 ± 1.91	15.82 ± 2.56	19.11 ± 2.02	15.89 ± 1.27	12.04 ± 1.02	10.56 ± 1.00	7.41 ± 0.95	5.12 ± 0.52	4.32 ± 0.43	8.14 ± 0.21	14.74 ± 0.52
	1	32.54 ± 3.84	50.40 ± 3.97	36.40 ± 2.51	33.08 ± 2.16	24.24 ± 1.27	19.14 ± 1.06	13.78 ± 1.03	10.87 ± 0.71	9.21 ± 0.52	11.36 ± 0.48	34.95 ± 0.46
	2	36.74 ± 6.31	52.70 ± 3.30	34.21 ± 2.23	30.27 ± 1.58	23.59 ± 1.93	17.71 ± 1.03	13.56 ± 0.94	9.46 ± 0.74	7.99 ± 0.44	9.22 ± 0.37	20.13 ± 0.48
	3	25.70 ± 2.66	31.21 ± 2.21	25.26 ± 1.59	17.39 ± 1.31	16.48 ± 0.98	11.04 ± 0.81	8.17 ± 0.58	7.33 ± 0.72	5.51 ± 0.31	5.44 ± 0.27	7.77 ± 0.45
	4	16.19 ± 1.39	17.63 ± 1.52	10.83 ± 1.13	9.54 ± 0.67	9.45 ± 0.69	6.93 ± 0.54	5.45 ± 0.52	4.07 ± 0.40	2.63 ± 0.31	3.31 ± 0.20	2.78 ± 0.14
	5	7.64 ± 1.04	7.70 ± 0.46	7.01 ± 0.62	5.11 ± 0.50	3.11 ± 0.55	3.04 ± 0.38	3.45 ± 0.31	1.76 ± 0.29	1.48 ± 0.13	1.27 ± 0.14	1.31 ± 0.08
	6	3.36 ± 0.59	4.11 ± 0.46	2.70 ± 0.43	2.46 ± 0.36	1.84 ± 0.32	1.09 ± 0.25	1.18 ± 0.21	0.89 ± 0.12	0.68 ± 0.09	0.56 ± 0.07	0.49 ± 0.05
	7	1.78 ± 0.34	1.53 ± 0.31	1.18 ± 0.27	1.08 ± 0.25	1.07 ± 0.13	0.63 ± 0.15	0.57 ± 0.10	0.39 ± 0.08	0.31 ± 0.07	0.00	0.00
	8	0.92 ± 0.21	0.81 ± 0.17	0.53 ± 0.16	0.74 ± 0.18	0.49 ± 0.15	0.17 ± 0.07	0.32 ± 0.08	0.00	0.00	0.00	0.00
	9	0.32 ± 0.13	0.54 ± 0.11	0.56 ± 0.11	0.36 ± 0.10	0.14 ± 0.14	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle 11: Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_T dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ in $\mu\text{b}/\text{GeV}$ bei Photonenergien zwischen 110 GeV und 175 GeV

		$x_F \rightarrow$										
		0				0.5					1.0	
p_T in [GeV] $\rightarrow$	0	2.64 ± 0.37	4.19 ± 0.42	3.23 ± 0.28	2.82 ± 0.22	2.16 ± 0.12	2.35 ± 0.17	2.21 ± 0.10	2.27 ± 0.09	2.81 ± 0.07	3.28 ± 0.08	2.01 ± 0.08
	1	6.94 ± 1.02	7.22 ± 0.40	6.58 ± 0.37	4.92 ± 0.26	3.60 ± 0.13	3.03 ± 0.15	2.44 ± 0.09	2.37 ± 0.09	2.17 ± 0.07	1.74 ± 0.22	0.81 ± 0.03
	2	6.48 ± 0.44	6.86 ± 0.53	6.53 ± 0.35	3.86 ± 0.23	3.56 ± 0.15	3.00 ± 0.12	2.33 ± 0.11	1.79 ± 0.08	1.17 ± 0.05	0.94 ± 0.04	0.31 ± 0.02
	3	4.04 ± 0.33	4.36 ± 0.78	3.85 ± 0.25	2.70 ± 0.19	2.35 ± 0.12	1.89 ± 0.10	1.62 ± 0.09	1.17 ± 0.06	0.72 ± 0.04	0.38 ± 0.02	0.15 ± 0.02
	4	2.39 ± 0.22	2.22 ± 0.21	1.59 ± 0.16	1.58 ± 0.14	1.08 ± 0.10	1.04 ± 0.08	0.80 ± 0.06	0.53 ± 0.04	0.31 ± 0.03	0.17 ± 0.02	0.06 ± 0.01
	5	0.82 ± 0.12	1.27 ± 0.11	0.98 ± 0.09	0.77 ± 0.12	0.55 ± 0.06	0.37 ± 0.05	0.32 ± 0.03	0.18 ± 0.03	0.10 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.03 ± 0.00
	6	0.35 ± 0.09	0.48 ± 0.05	0.40 ± 0.06	0.38 ± 0.05	0.22 ± 0.04	0.15 ± 0.03	0.10 ± 0.02	0.10 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.02 ± 0.02	0.00 ± 0.00
	7	0.21 ± 0.04	0.21 ± 0.03	0.16 ± 0.05	0.13 ± 0.03	0.12 ± 0.03	0.10 ± 0.02	0.06 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.02 ± 0.00	0.00	0.00
	8	0.07 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.10 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.00	0.00	0.00	0.00
	9	0.03 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle 12: Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_T dx_F}(hp \rightarrow \rho^0 X)$ in mb/GeV bei π/K -Energien von 80 GeV

	$x_F \rightarrow$											
	0	0.5										1.0
$p_\perp$ in [GeV] $\rightarrow$	0	3.46 ± 0.32	5.06 ± 0.37	4.46 ± 0.26	3.36 ± 0.14	3.18 ± 0.14	2.50 ± 0.11	2.74 ± 0.09	2.91 ± 0.07	3.42 ± 0.06	4.69 ± 0.07	4.29 ± 0.07
	1	7.81 ± 0.44	10.57 ± 0.43	7.85 ± 0.28	5.61 ± 0.18	5.04 ± 0.21	3.35 ± 0.10	2.97 ± 0.08	2.79 ± 0.06	2.37 ± 0.05	2.29 ± 0.04	1.24 ± 0.03
	2	8.57 ± 0.89	9.07 ± 0.33	7.51 ± 0.24	4.94 ± 0.18	4.41 ± 0.12	3.12 ± 0.10	2.36 ± 0.09	2.01 ± 0.06	1.63 ± 0.04	1.19 ± 0.04	0.54 ± 0.02
	3	5.69 ± 0.24	6.28 ± 0.24	4.31 ± 0.18	2.86 ± 0.13	2.73 ± 0.10	2.17 ± 0.10	1.65 ± 0.08	1.32 ± 0.05	0.91 ± 0.04	0.59 ± 0.03	0.22 ± 0.02
	4	2.48 ± 0.15	3.24 ± 0.23	2.08 ± 0.12	1.81 ± 0.10	1.38 ± 0.07	1.08 ± 0.06	0.85 ± 0.06	0.59 ± 0.04	0.39 ± 0.02	0.27 ± 0.02	0.07 ± 0.01
	5	1.42 ± 0.01	1.40 ± 0.06	1.13 ± 1.08	0.91 ± 0.06	0.63 ± 0.05	0.44 ± 0.04	0.42 ± 0.03	0.29 ± 0.02	0.13 ± 0.03	0.09 ± 0.01	0.04 ± 0.01
	6	0.62 ± 0.05	0.83 ± 0.05	0.55 ± 0.05	0.40 ± 0.03	0.31 ± 0.03	0.24 ± 0.02	0.17 ± 0.02	0.12 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.02 ± 0.00
	7	0.32 ± 0.03	0.33 ± 0.04	0.35 ± 0.03	0.20 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.06 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.00	0.00
	8	0.12 ± 0.02	0.11 ± 0.02	0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.06 ± 0.02	0.03 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.00	0.00	0.00	0.00
	9	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle 13: Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_\perp dx_F}(hp \rightarrow \rho^0 X)$ in mb/GeV bei π/K -Energien von 140 GeV

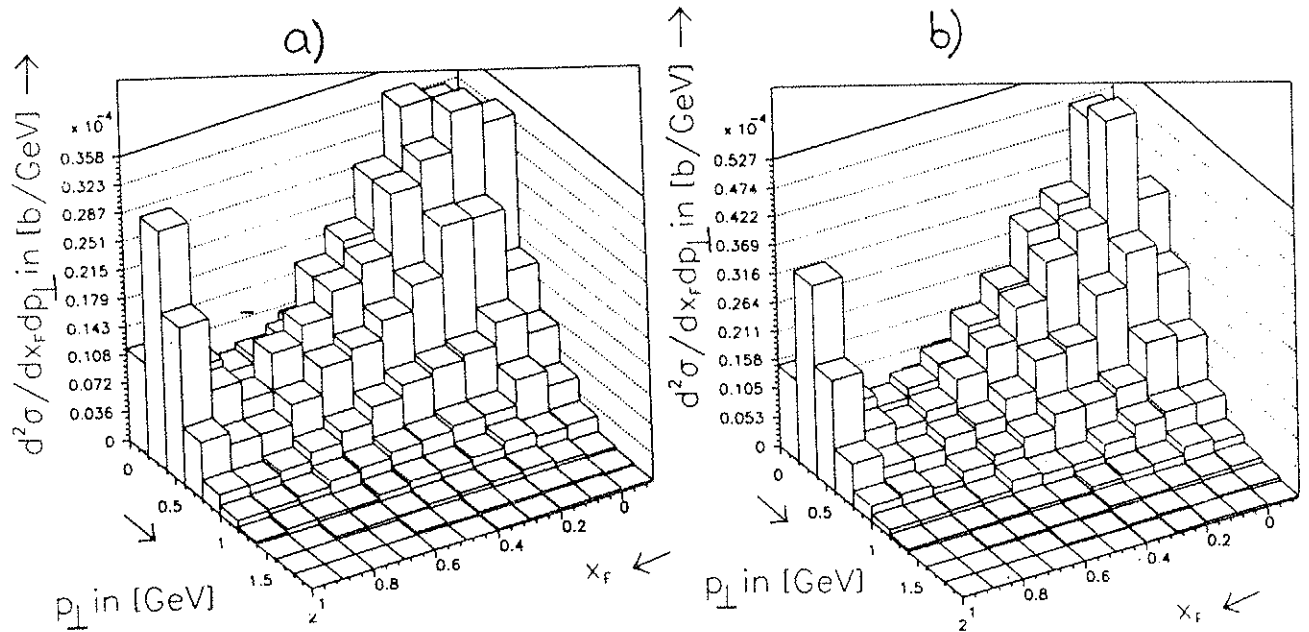


Abbildung 33: Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_\perp dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Photonenenergien a) zwischen 65 GeV und 110 GeV und b) zwischen 110 GeV und 175 GeV

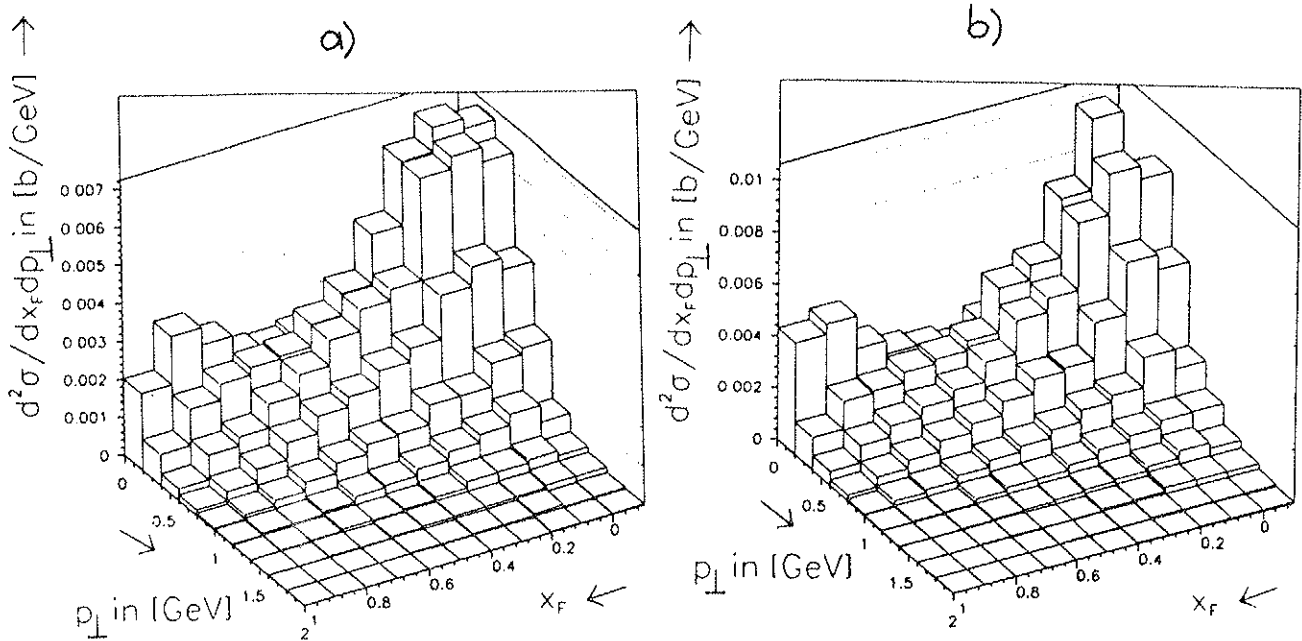


Abbildung 34: Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dp_\perp dx_F}(hp \rightarrow \rho^0 X)$ bei π/K -Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV

bei höherem $p_\perp$ als in der Hadroproduktion. Dies entspricht den Aussagen des Kapitels 7 über die diffraktive Dissoziation und den diffraktiven OPE.

Man kann also drei verschiedene $p_\perp$ -Slopes erkennen: Am flachsten fällt der Berg der zentralen Produktion ab. In der diffraktiven Photoproduktion wird im t -Kanal weniger Impuls zwischen ρ^0 und Proton ausgetauscht. Am wenigsten Transversalimpuls wird offenbar im OPE auf das ρ^0 übertragen. Das Einsetzen der punktförmigen Photon-Hadron-Wechselwirkung läßt sich hier noch nicht auf Anhieb ausmachen. Es müßte sich in einem schwächeren $p_\perp$ -Slope in den Photondaten im Vergleich zu den Hadrondaten äußern. Näheren Aufschluß hierüber geben die Quotienten der Wirkungsquerschnitte (Abschnitt 14).

Es fällt auf, daß der Abfall zu hohen x_F sowohl in den Hadron- als auch in den Photondaten bei den hohen Strahlenergien steiler ist als in den niedrigen. Dies bedeutet aber keine Abweichung vom Feynman-Skalenverhalten, nach dem die Wirkungsquerschnitte nicht von der Energie sondern nur vom skalierten Impuls abhängen sollten. Um eine solche auszuschließen oder festzustellen, muß man auf den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt umrechnen, was in Abschnitt 13.2 mit den x_F -Projektionen $\frac{d\sigma}{dx_F}$ geschieht.

0

0.5

 $x_F \rightarrow$

1.0

Photonen 60-110GeV	[μb]	20.33 ± 0.91	27.25 ± 0.80	25.00 ± 0.51	20.64 ± 0.68	16.65 ± 0.38	12.40 ± 0.29	8.91 ± 0.22	7.00 ± 0.18	6.06 ± 0.15	7.18 ± 0.13	13.46 ± 0.13
Photonen 110-175GeV	[μb]	26.21 ± 0.61	37.41 ± 1.19	28.14 ± 0.85	19.51 ± 1.56	15.16 ± 0.44	10.45 ± 0.30	7.06 ± 0.23	5.77 ± 0.18	5.35 ± 0.15	6.99 ± 0.14	14.37 ± 0.16
Pionen 80GeV	[mb]	5.14 ± 0.34	5.19 ± 0.15	5.52 ± 0.29	4.25 ± 0.11	3.40 ± 0.08	2.59 ± 0.09	2.14 ± 0.05	1.83 ± 0.04	1.71 ± 0.03	1.62 ± 0.03	0.88 ± 0.02
Pionen 140GeV	[mb]	6.20 ± 0.19	8.52 ± 0.23	6.17 ± 0.16	4.15 ± 0.23	3.68 ± 0.12	2.51 ± 0.07	1.90 ± 0.04	1.75 ± 0.04	1.68 ± 0.03	1.76 ± 0.03	1.39 ± 0.02
Kaonen 80GeV	[mb]	3.77 ± 1.25	4.39 ± 0.70	2.25 ± 0.66	1.86 ± 0.58	1.28 ± 0.03	1.03 ± 0.74	0.44 ± 0.11	0.25 ± 0.08	0.14 ± 0.03	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
Kaonen 140GeV	[mb]	4.56 ± 0.55	5.30 ± 0.59	3.74 ± 0.29	2.34 ± 0.10	1.76 ± 0.06	1.01 ± 0.05	0.65 ± 0.02	0.38 ± 0.02	0.26 ± 0.01	0.19 ± 0.00	0.11 ± 0.00

Tabelle 14: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}$ **13.2 einfach differentiell: $\frac{d\sigma}{dx_F}$**

Die Bilder 35 bis 37 und die Tabelle 14 zeigen die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von x_F .

Wieder werden das Maximum im zentralen Bereich, verursacht durch Fragmentation und Rekombination, der dazugehörige Abfall zu hohen x_F und in den Photondaten der erneute Anstieg wegen der diffraktiven Produktion deutlich. Die mit OPE erzeugten ρ^0 bewirken keinen Wiederanstieg, sondern nur eine Verminderung des Abfalls im differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dx_F}(\pi p \rightarrow \rho^0 X)$, weil der Effekt nur auf sehr kleine $p_\perp$ beschränkt ist, so daß er in der Projektion vom Gefälle bei hohen $p_\perp$ überwogen wird. Im Quotienten $\frac{d\sigma_\pi/dx_F}{d\sigma_K/dx_F}$ (Bild 44, Tabelle 16) ist jedoch ein Anstieg aufgrund des nur in den Piondaten möglichen Produktionsprozesses bei hohen x_F klar erkennbar. Wie in Abschnitt 7.3.1 ausgeführt, können die x_F -differentiellen Wirkungsquerschnitte nach Abzug diffraktiver Anteile durch das Quark-Antiquark-Fusions-Modell beschrieben werden. Dazu ist es zweckmäßig, den differentiellen Wirkungsquerschnitt in eine unter Lorentztransformationen unveränderliche Größe, den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt $\frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx_F}$, umzurechnen. Die Resultate stehen in der Tabelle 15. Für die Beschreibung benötigt man die Quarkstrukturfunktionen der beteiligten Hadronen. Die in der Literatur angegebenen Strukturfunktionen ([DO84, Gl82, Ba88] etc.), die bei entsprechendem Q^2 gültig sein sollen, sind aber auch bei Anpassung der freien Parameter (Strangenessunterdrückungsfaktor und Verhältnis von nach der Zweig-Regel erlaubten und verbotenen Prozessen), nicht geeignet, die invarianten Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion wiederzugeben. Die auftretenden Diskrepanzen sind bereits aus [Jo89] wohlbekannt: Nur in einem kleinen Bereich mittlerer x_F ($0.3 < x_F < 0.8$) ist die Übereinstimmung zwischen Modellvorhersage und Daten einigermaßen zufriedenstellend. Das Maximum der Vorhersagekurve liegt mit den verwendeten Strukturfunktionen grundsätzlich bei etwa $x_F=0.1$, und damit um etwa 0.2 zu tief. Im Bereich $x_F = -0.1$ bis $x_F = 0.2$ weicht deswegen die Vorhersage von den Daten signifikant ab. Es wird daher der Versuch unternommen, die Strukturfunktionen der π - und K -Mesonen und des Photons anhand der hier gewonnenen ρ^0 -Wirkungsquerschnitte neu zu bestimmen. Dabei wird angenommen, daß die Proton-Strukturfunktion genügend bekannt ist, und aus der Literatur übernommen werden kann. Diese Untersuchung ist Gegenstand einer auf den vorliegenden Ergebnissen aufbauenden Arbeit [Ge92]. Die Bilder 38 und 39 zeigen vorläufige Resultate kombinierter Fits an die invarianten Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion durch Photonen

		0				0.5						1.0
Photonen	[μb]	3.42	4.58	5.46	6.12	6.42	5.92	5.11	4.68	4.65	6.21	12.94
65-110GeV		± 0.15	± 0.13	± 0.11	± 0.20	± 0.14	± 0.14	± 0.13	± 0.12	± 0.11	± 0.11	± 0.12
Photonen	[μb]	3.51	4.89	5.42	5.42	5.62	4.87	3.98	3.82	4.06	5.99	13.74
65-110GeV		± 0.08	± 0.15	± 0.16	± 0.43	± 0.16	± 0.14	± 0.13	± 0.12	± 0.12	± 0.12	± 0.15
Pionen	[mb]	0.85	0.85	1.20	1.26	1.31	1.23	1.22	1.22	1.30	1.40	0.85
80GeV		± 0.06	± 0.02	± 0.06	± 0.03	± 0.03	± 0.04	± 0.03	± 0.03	± 0.02	± 0.03	± 0.02
Pionen	[mb]	0.81	1.10	1.18	1.15	1.36	1.17	1.07	1.16	1.28	1.51	1.33
140GeV		± 0.03	± 0.03	± 0.03	± 0.06	± 0.04	± 0.03	± 0.02	± 0.02	± 0.02	± 0.03	± 0.02
Kaonen	[mb]	0.62	0.72	0.49	0.55	0.49	0.49	0.25	0.17	0.10	0.004	0.00
80GeV		± 0.21	± 0.12	± 0.14	± 0.17	± 0.01	± 0.35	± 0.06	± 0.05	± 0.02	± 0.004	± 0.00
Kaonen	[mb]	0.59	0.68	0.72	0.65	0.65	0.47	0.36	0.25	0.20	0.16	0.10
140GeV		± 0.07	± 0.08	± 0.06	± 0.03	± 0.02	± 0.02	± 0.01	± 0.01	± 0.009	± 0.004	± 0.003

Tabelle 15: Die invarianten Wirkungsquerschnitte $\frac{E}{p_{max}} \frac{d\sigma}{dx_F}$

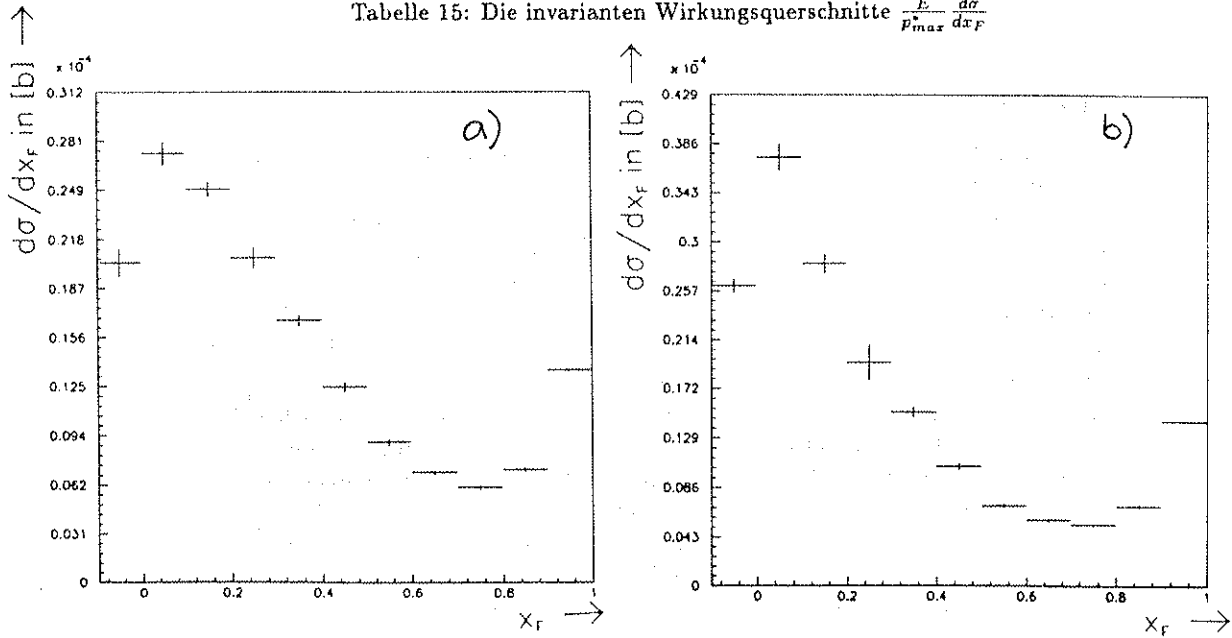


Abbildung 35: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Photonenergien a) zwischen 65 und 110GeV und b) zwischen 110 und 175GeV

		0				0.5						1.0
σ_π/σ_K		1.37	1.18	2.45	2.29	2.66	2.51	4.86	7.20	12.60	337.88	*****
80 GeV		± 0.46	± 0.19	± 0.73	± 0.72	± 0.08	± 1.81	± 1.24	± 2.20	± 2.77	$\pm ****$	$\pm ****$
σ_π/σ_K		1.36	1.61	1.65	1.77	2.09	2.49	2.93	4.60	6.50	9.40	13.02
140 GeV		± 0.17	± 0.18	± 0.13	± 0.13	± 0.10	± 0.13	± 0.11	± 0.26	± 0.31	± 0.30	± 0.36

Tabelle 16: Quotient der Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion durch π und K

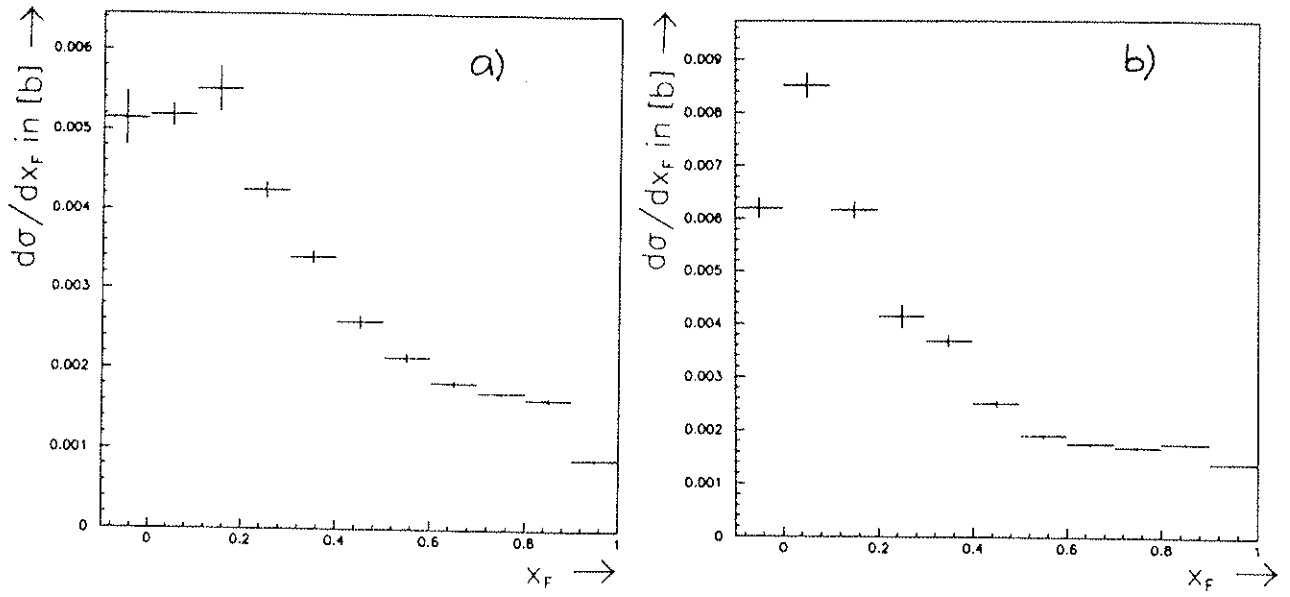


Abbildung 36: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}(\pi p \rightarrow \rho^0 X)$ bei π -Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV

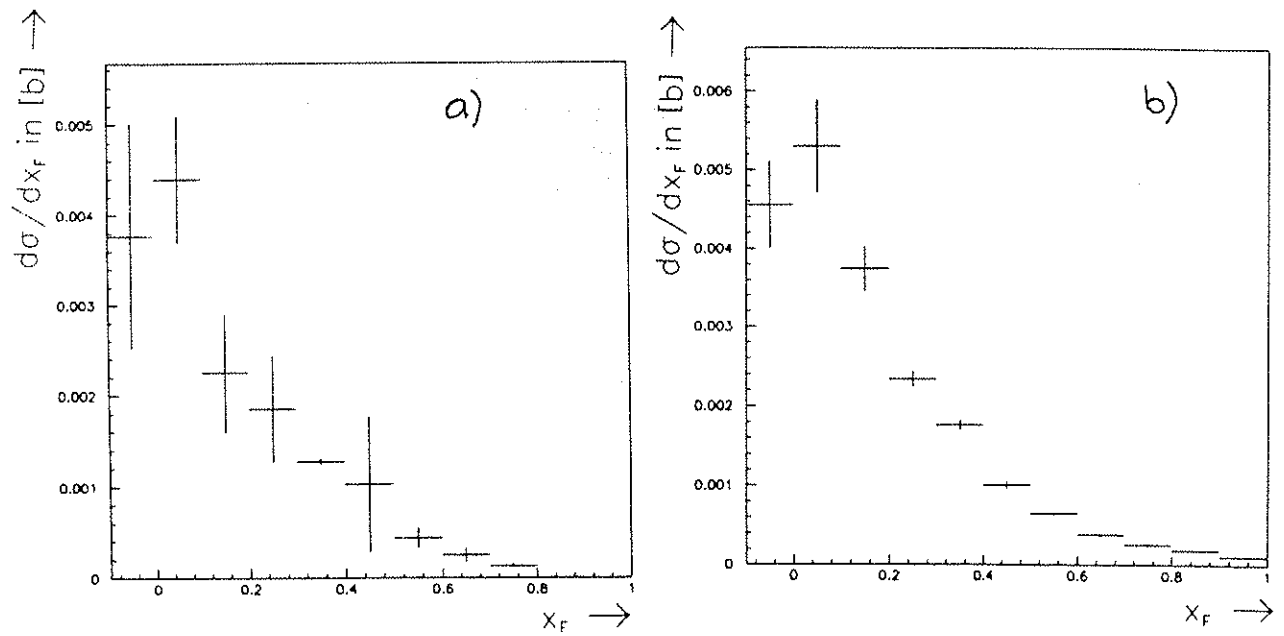


Abbildung 37: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}(Kp \rightarrow \rho^0 X)$ bei Kaon-Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV

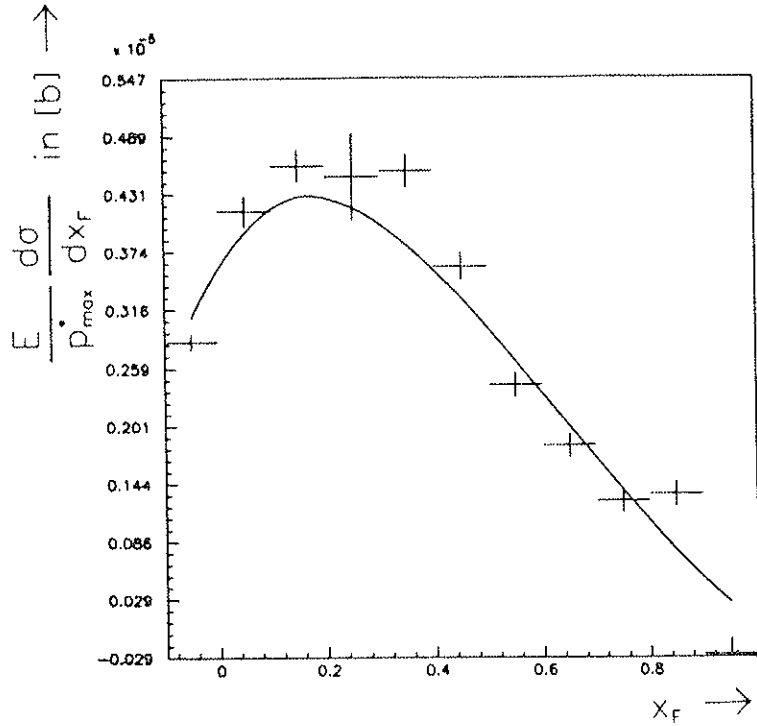


Abbildung 38: Invarianter Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow \rho^0 X$ in Abhängigkeit von x_F und Vorhersage mit angepassten Strukturfunctionen bei hohen Photonenergien; der diffraktive Anstieg wurde dazu von den Daten abgezogen

und Kaonen hoher Energien. Es ist zu betonen, daß diese Kurven nicht unabhängig voneinander gewonnen wurden sondern über den Normierungsparameter miteinander zusammenhängen. Bild 40 zeigt die invarianten Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion durch Pionen und die Vorhersage, die sich ergibt, wenn man die Pionstrukturfunctionen den Photonstrukturfunctionen identisch annimmt. Der Überschuß durch OPE bestimmt das Bild bei mittleren und hohen x_F , während bei kleinem x_F der grobe Verlauf und vor allem die Größenordnung der Daten richtig wiedergegeben wird.

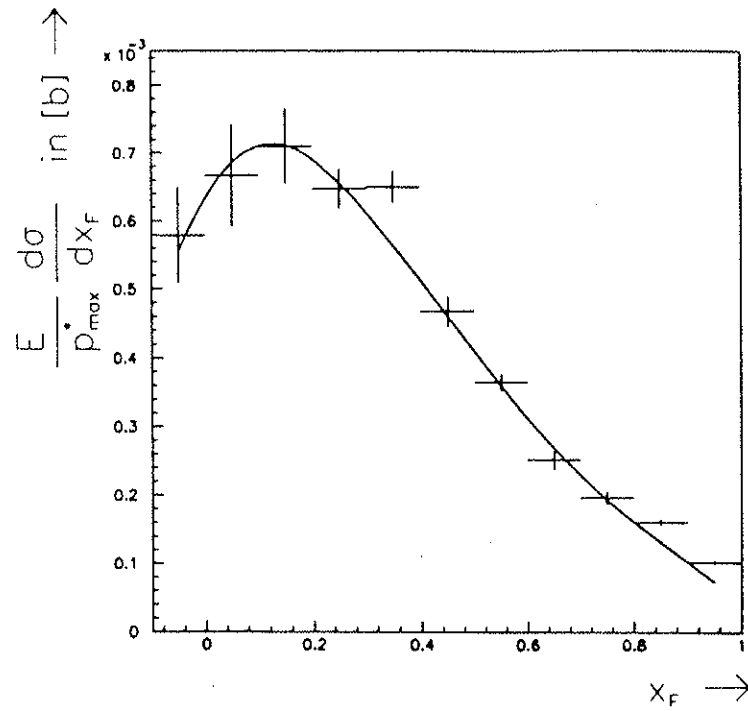


Abbildung 39: Invarianter Wirkungsquerschnitt für $Kp \rightarrow \rho^0 X$ in Abhängigkeit von x_F und Vorhersage mit angepassten Strukturfunktionen bei hohen Kaonenergien

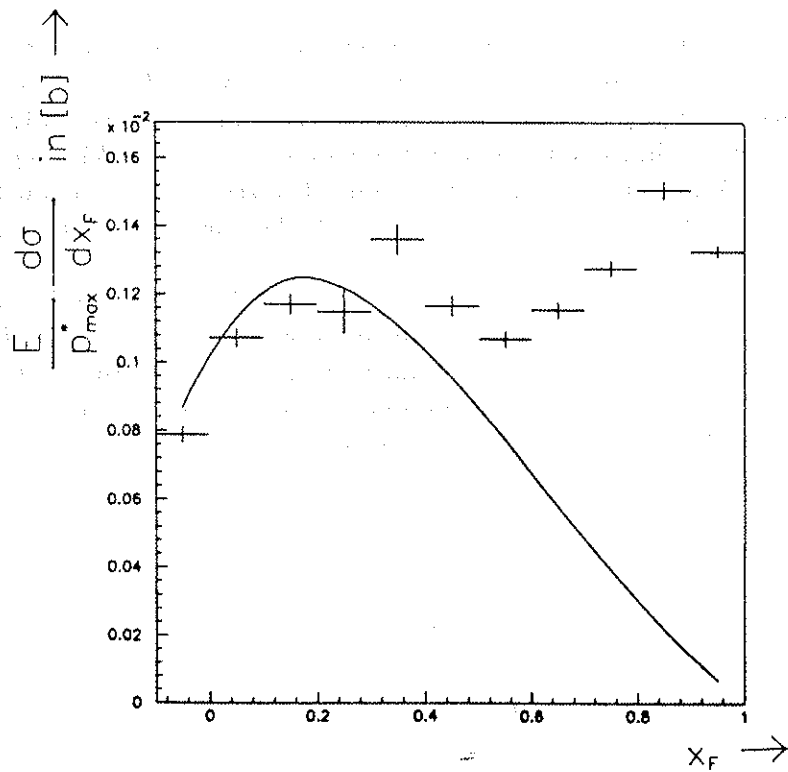


Abbildung 40: Invarianter Wirkungsquerschnitt für $\pi p \rightarrow \rho^0 X$ in Abhängigkeit von x_F und Vorhersage mit an die Photon- und Kaonwirkungsquerschnitte angepassten Strukturfunktionen bei hohen Pionenergien

Photonen 65-110 GeV [$\mu\text{b}/\text{GeV}$]	Photonen 110-175 GeV [$\mu\text{b}/\text{GeV}$]	Pionen 80 GeV [mb]	Pionen 140 GeV [mb]	Kaonen 80 GeV [mb]	Kaonen 140 GeV [mb]
9.94 ± 0.36	9.16 ± 0.30	2.81 ± 0.13	3.10 ± 0.11	1.06 ± 0.35	0.97 ± 0.19
20.22 ± 0.49	21.07 ± 0.55	4.76 ± 0.17	4.64 ± 0.12	1.89 ± 0.34	2.51 ± 0.21
20.02 ± 0.45	20.60 ± 0.53	3.80 ± 0.15	4.53 ± 0.15	1.70 ± 0.30	2.15 ± 0.28
12.96 ± 0.33	13.32 ± 0.39	2.40 ± 0.12	2.68 ± 0.12	1.24 ± 0.19	1.46 ± 0.14
6.46 ± 0.27	7.17 ± 0.26	1.21 ± 0.07	1.48 ± 0.06	0.63 ± 0.15	0.76 ± 0.15
3.49 ± 0.13	3.97 ± 0.17	0.70 ± 0.04	0.70 ± 0.02	0.19 ± 0.03	0.50 ± 0.05
1.65 ± 0.08	1.72 ± 0.10	0.22 ± 0.02	0.32 ± 0.30	0.11 ± 0.10	0.29 ± 0.03
0.72 ± 0.05	0.80 ± 0.06	0.10 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.10 ± 0.02
0.33 ± 0.03	0.42 ± 0.04	0.05 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01
0.17 ± 0.02	0.21 ± 0.02	0.01 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.03 ± 0.01
0.06 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.02 ± 0.00
0.02 ± 0.00	0.03 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
0.00 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

Tabelle 17: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$

13.3 einfach differentiell: $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$

Die Tabelle 17 und die Bilder 41 bis 43 geben die $p_{\perp}$ -differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inklusive Produktion von ρ^0 's mit skalierten Longitudinalimpulsen von $-0.1 < x_F < 0.8$ an. Der Bereich $0.8 < x_F < 1.0$ wurde weggelassen, um die Einflüsse der strahlspezifischen Erzeugungsmechanismen OPE und diffraktive Photoproduktion auszuschalten, so daß die Wirkungsquerschnitte von Photo- und Hadroproduktion besser vergleichbar sind. Die schon in den doppeldifferentiellen Plots zu beobachtende $p_{\perp}$ -Abhängigkeit wird noch deutlicher, und wegen der Erhöhung der Statistik konnte der Bereich zu noch höheren $p_{\perp}$ hin ausgedehnt werden.

Generell sehen alle Plots von der Normierung abgesehen fast gleich aus und bestätigen damit erneut das VMD-Modell. In dem Bereich, wo Unterschiede wegen der punktförmigen Kopplung des Photons zu erwarten sind, sind die Wirkungsquerschnitte zu klein, um einen deutlich sichtbaren Effekt hervorzubringen. Dafür werden die Quotientenplots besser geeignet sein. (Abschnitt 14). Das "gleiche Aussehen" quantifizieren Fits mit Funktionen der Form

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = a \cdot p_{\perp} \cdot e^{-b \cdot p_{\perp}^2}$$

deren Ergebnisse in der Tabelle 18 und als durchgezogene Linien in den Bildern 41 bis 43 angegeben sind.

13.4 Der totale Wirkungsquerschnitt

Die totalen Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion für die verschiedenen Strahlarten gibt die Tabelle 19 an. Im Vergleich mit der Vorgängerarbeit [Jo89] ergeben sich deutliche Unterschiede in der Größenordnung von fast 40% in den Photondaten und ca. 35% in den Hadrondaten. Es gibt für diese Verringerung vor allem drei Gründe: Der erste ist die in dieser Arbeit berücksichtigte, in [Jo89] vernachlässigte Reflexion des K^* , was die Wirkungsquerschnitte nach der im Abschnitt 9 angegebenen Faustformel um etwa 20% in den Hadronen und etwa 15% in den Photonen nach unten drückt.

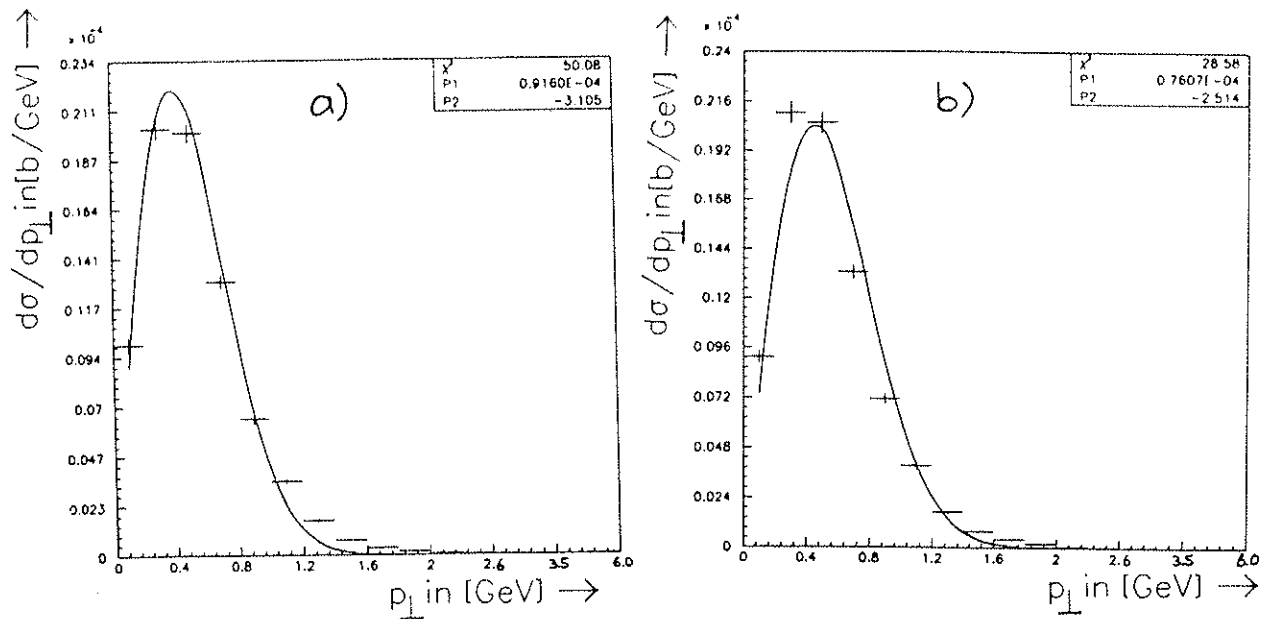


Abbildung 41: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Photonenergien a) zwischen 65 und 110 GeV und b) zwischen 110 und 175 GeV

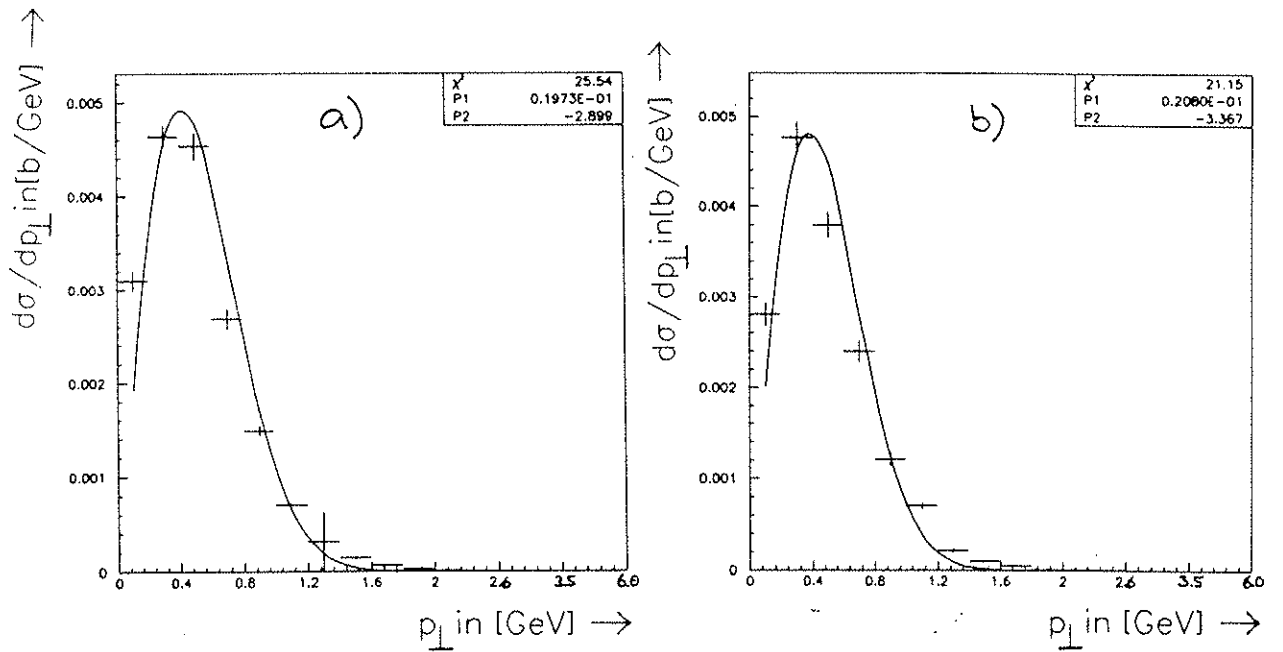


Abbildung 42: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(\pi p \rightarrow \rho^0 X)$ bei π -Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV

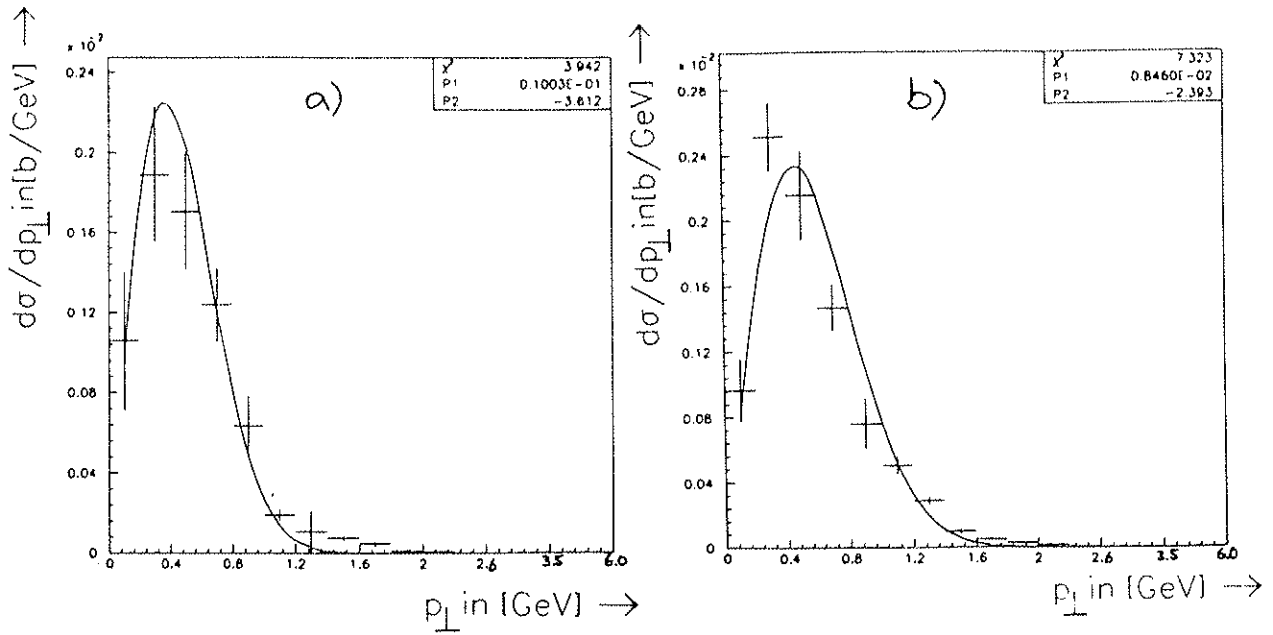


Abbildung 43: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(Kp \rightarrow \rho^0 X)$ bei Kaon-Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV

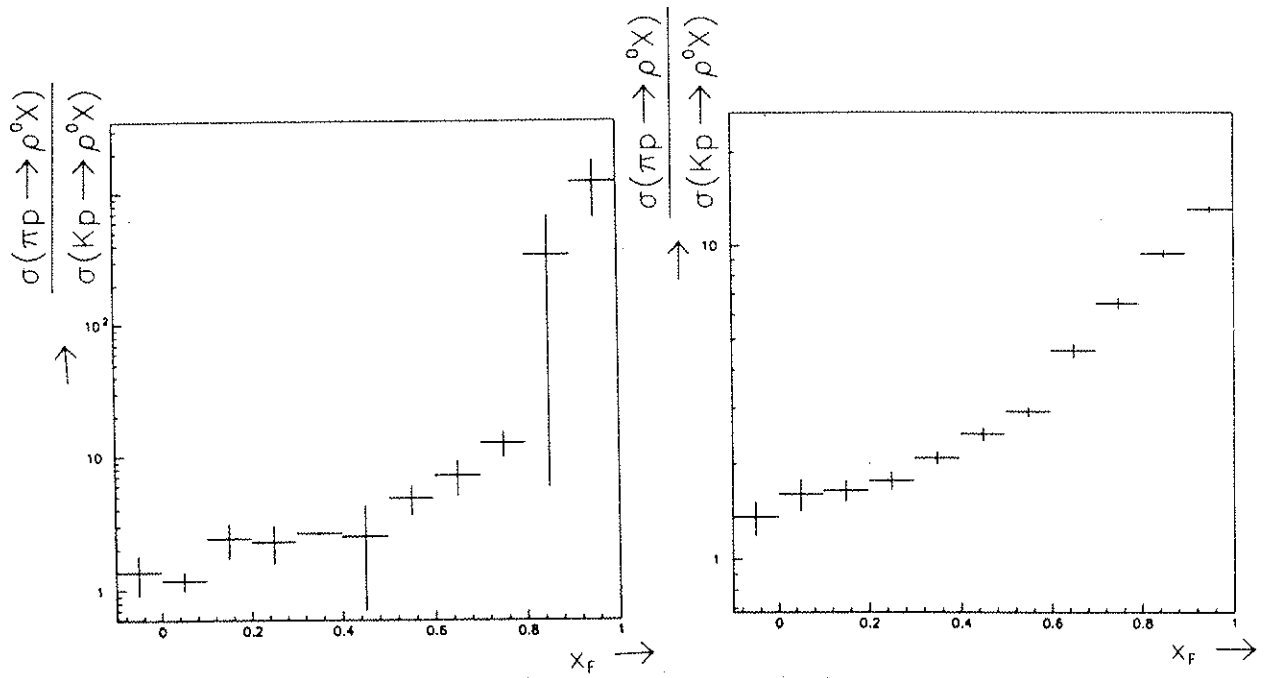


Abbildung 44: Quotient der Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion durch π und K bei a) niederen und b) hohen Strahlenergien, x_F -abhängig

Strahl	a in [mb/GeV]	b in [GeV ⁻²]
γ 65-110 GeV	0.0916 ± 0.0012	3.11 ± 0.01
γ 110-175 GeV	0.0761 ± 0.0016	2.51 ± 0.03
π 80 GeV	20.8 ± 0.4	3.37 ± 0.02
π 140 GeV	19.7 ± 0.5	2.90 ± 0.04
K 80 GeV	10.0 ± 0.9	3.61 ± 0.06
K 140 GeV	8.5 ± 0.4	2.39 ± 0.03

Tabelle 18: Die Ergebnisse von Fits der Form $a \cdot p_{\perp} \cdot e^{-b \cdot p_{\perp}^2}$ an die $p_{\perp}$ -differentiellen Wirkungsquerschnitte

γ ; 65-110 GeV	$(16.41 \pm 0.16) \mu\text{b}$
γ ; 110-175 GeV	$(18.00 \pm 0.23) \mu\text{b}$
π^+ ; 80 GeV	$(4.17 \pm 0.06) \text{mb}$
π^+ ; 140 GeV	$(4.62 \pm 0.05) \text{mb}$
π^- ; 80 GeV	$(3.35 \pm 0.05) \text{mb}$
π^- ; 140 GeV	$(4.03 \pm 0.05) \text{mb}$
K^+ ; 80 GeV	$(1.86 \pm 0.10) \text{mb}$
K^+ ; 140 GeV	$(2.35 \pm 0.06) \text{mb}$
K^- ; 80 GeV	$(1.76 \pm 0.09) \text{mb}$
K^- ; 140 GeV	$(2.08 \pm 0.07) \text{mb}$

Tabelle 19: Die totalen Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Strahlarten

Der zweite Grund ist die unterschiedliche Behandlung der Massenverschiebung der ρ^0 -Resonanz in der $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung. In [Jo89] wurde zu ihrer Beschreibung ein Ross-Stodolsky-Faktor ($\propto \left(\frac{770\text{MeV}}{m_{\pi\pi}}\right)^{n(t)}$) [RS66] eingeführt und zur Bestimmung der ρ^0 -Anzahl im Massenplot über das Produkt aus Breit-Wigner-Funktion und Ross-Stodolsky-Faktor integriert. In der vorliegenden Arbeit wurde der von Spital und Yennie [SY74] vorgeschlagenen Konvention gefolgt, die Verschiebung also mit einem Söding-Term beschrieben, und nur über die Breit-Wigner-Kurve integriert. Dieser Unterschied in der Methode führt zu weiteren bis zu 15% Differenz in den Photondaten und 10% in den Hadrondaten. Der dritte nicht unbeträchtliche Anteil an der Abweichung liegt in der Untergrundparametrisierung begründet. Durch den kubischen Term im Exponentialfaktor kann die Krümmung der Untergrundkurve vor allem in der Region kleiner x_F erheblich besser beschrieben werden. Dort kann sich die Höhe des gefundenen ρ^0 -Signals dadurch um bis zu 35% vermindern. Zusätzlich verringert sich der Hadroproduktionsquerschnitt gegenüber dem von [Jo89] angegebenen durch die erhöhte Beimischung von Kaonen am Strahl: In [Jo89] wurde die von der Triggerlogik ausgewählte Hadronmischung verwendet, in der weit mehr als zwei Pionen auf jedes Kaon kamen. Hier dagegen wurde die Strahlmischung durch gewichtetes Addieren der Massenplots auf $\pi : K = 2 : 1$ festgelegt.

Zur Prüfung der Konsistenz wurden die Summen aus den doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnittswerten neben die aus Projektionsmassenplots bestimmten einfach differentiellen und die totalen Wirkungsquerschnitte gestellt (Tabelle 20). Die Übereinstimmung ist gut.

		0				0.5				$x_F \rightarrow$				1.0
Photonen 65-110 GeV	$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta p_\perp$	20.35	26.39	25.71	21.45	17.20	14.51	11.19	8.67	6.61	7.46	14.46		
	$\frac{d\sigma}{dx_F}$	± 1.06	± 1.18	± 0.82	± 0.68	± 0.40	± 0.43	± 0.36	± 0.33	± 0.15	± 0.13	± 0.15		
		20.33	27.25	25.00	20.64	16.65	12.40	8.91	7.00	6.06	7.18	13.46		
Photonen 110-175 GeV	$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta p_\perp$	26.44	36.49	27.56	23.18	18.49	14.06	10.78	7.98	6.43	7.86	16.43		
	$\frac{d\sigma}{dx_F}$	± 1.66	± 1.28	± 0.89	± 0.68	± 0.58	± 0.42	± 0.38	± 0.29	± 0.19	± 0.15	± 0.19		
		26.21	37.41	28.14	19.51	15.16	10.45	7.06	5.77	5.35	6.99	14.37		
Hadronen 80 GeV	$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta p_\perp$	4.80	5.37	4.69	3.44	2.74	2.39	1.98	1.68	1.47	1.32	0.67		
	$\frac{d\sigma}{dx_F}$	± 0.25	± 0.23	± 0.13	± 0.10	± 0.06	± 0.06	± 0.04	± 0.03	± 0.02	± 0.05	± 0.02		
		4.68	4.93	4.43	3.45	2.69	2.07	1.57	1.30	1.18	1.08	0.59		
Hadronen 140 GeV	$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta p_\perp$	6.11	7.39	5.68	4.05	3.59	2.60	2.25	2.02	1.79	1.83	1.28		
	$\frac{d\sigma}{dx_F}$	± 0.22	± 0.15	± 0.24	± 0.07	± 0.06	± 0.04	± 0.04	± 0.03	± 0.02	± 0.02	± 0.02		
		5.65	7.45	5.36	3.55	3.04	2.01	1.48	1.29	1.21	1.23	0.96		
		± 0.22	± 0.25	± 0.14	± 0.16	± 0.08	± 0.05	± 0.03	± 0.03	± 0.02	± 0.02	± 0.01		

Photonen 65-110 GeV	Photonen 110-175 GeV	Hadronen 80 GeV	Hadronen 140 GeV
$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta x_F$ in $[\mu b/GeV]$	$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta x_F$ in $[\mu b/GeV]$	$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta x_F$ in $[mb/GeV]$	$\sum \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \Delta x_F$ in $[mb/GeV]$
11.10 $\pm$ 0.57	12.02 $\pm$ 0.44	3.00 $\pm$ 0.07	4.01 $\pm$ 0.06
23.25 $\pm$ 0.50	27.60 $\pm$ 0.68	4.18 $\pm$ 0.12	5.19 $\pm$ 0.07
23.26 $\pm$ 0.47	25.56 $\pm$ 0.81	3.68 $\pm$ 0.08	4.54 $\pm$ 0.10
14.98 $\pm$ 0.43	16.13 $\pm$ 0.44	2.32 $\pm$ 0.09	2.87 $\pm$ 0.04
7.65 $\pm$ 0.25	8.88 $\pm$ 0.27	1.18 $\pm$ 0.04	1.42 $\pm$ 0.03
3.85 $\pm$ 0.14	4.29 $\pm$ 0.16	0.55 $\pm$ 0.02	0.69 $\pm$ 0.11
1.78 $\pm$ 0.09	1.93 $\pm$ 0.11	0.23 $\pm$ 0.01	0.34 $\pm$ 0.01
0.71 $\pm$ 0.06	0.85 $\pm$ 0.06	0.10 $\pm$ 0.01	0.15 $\pm$ 0.01
0.29 $\pm$ 0.04	0.40 $\pm$ 0.04	0.04 $\pm$ 0.00	0.06 $\pm$ 0.00
0.13 $\pm$ 0.02	0.19 $\pm$ 0.03	0.01 $\pm$ 0.00	0.02 $\pm$ 0.00

Strahl	σ_{tot}	$\sum \frac{d\sigma}{dx_F} \Delta x_F$
γ ; 65-110 GeV	(16.41 $\pm$ 0.16) μb	(16.49 $\pm$ 0.16) μb
γ ; 110-175 GeV	(18.00 $\pm$ 0.23) μb	(17.64 $\pm$ 0.23) μb
π ; 80 GeV	(3.76 $\pm$ 0.04) mb	(3.43 $\pm$ 0.05) mb
π ; 140 GeV	(4.33 $\pm$ 0.04) mb	(3.97 $\pm$ 0.04) mb
K ; 80 GeV	(1.81 $\pm$ 0.07) mb	(1.54 $\pm$ 0.18) mb
K ; 140 GeV	(2.22 $\pm$ 0.05) mb	(2.03 $\pm$ 0.09) mb

Tabelle 20: Vergleich der aus Summen und der direkt aus Projektionsmassenplots gebildeten Wirkungsquerschnitte

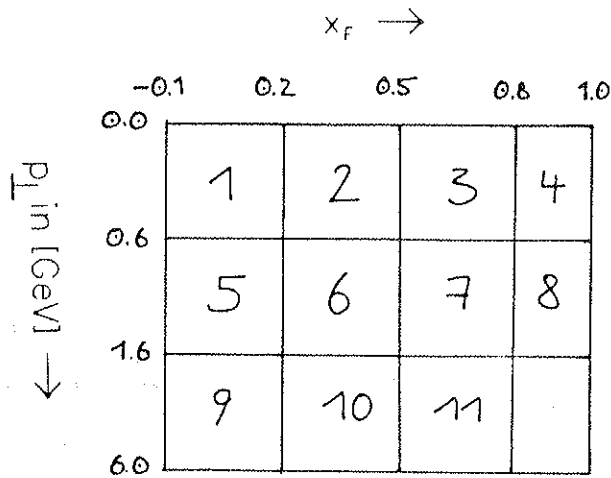


Abbildung 45: Die Einteilung und Numerierung der x_F - $p_{\perp}$ -Bereiche zur Messung der Winkelverteilungen

13.5 Die Winkelverteilungen

Die Bilder 46 bis 49 zeigen die Azimutalwinkelverteilungen der ρ^0 -Zerfalls-Pionen, gemessen im S-Kanal-Helizitätssystem, für die in der Skizze Bild 45 angegebenen x_F - $p_{\perp}$ -Bereiche. Einige dieser Bilder enthalten durchgezogene Linien, die die Resultate von Fits der Form $a + b \sin^2 \theta$ zeigen. Die dazugehörigen Parameter stehen in Tabelle 21, zusammen mit den sich daraus nach den jeweiligen Modellen ergebenden Werten für die meßbaren Spindichtematrixelemente. Das sind

- in der diffraktiven Photoproduktion mit S-Kanal-Helizitätserhaltung

$$\rho_{00} = \frac{a}{3a + 2b}$$

- in der Produktion mit Pionen durch OPE

$$\rho_{00} - \rho_{11} = -\frac{b}{3a + 2b}$$

Diese Ergebnisse sind mit den theoretischen Zahlen für diese Matrixelemente zu vergleichen. In der diffraktiven Produktion erwartet man, wie im Abschnitt 7.3.3 ausgeführt, daß ρ_{00} verschwindet, während man im Bereich des OPE-Regimes nach Abschnitt 7.3.4 $\rho_{00} - \rho_{11} = 0.557$ erwartet. Die ausgezeichnete Übereinstimmung der gemessenen mit den theoretischen Zahlen im Bereich der höchsten x_F und niedrigsten $p_{\perp}$ zeigt, daß dort auch die inklusiv erzeugten ρ^0 's die Eigenschaften aufweisen, die man von den exklusiven erwartet, also von solchen aus Ereignissen der Typen

$$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$$

$$\pi p \rightarrow \rho^0 \pi p$$

Zusammen mit den vorher erhaltenen Aussagen über die Impulsabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte bestätigen diese Ergebnisse daher die Vorstellung, daß in diesem kinematischen Bereich die im Kapitel 7.3 erwähnten diffraktiven Prozesse im weiteren Sinn überwiegen, daß hier also das System γp im einen Fall und $\pi p \pi$ im anderen mit dem Proton im t -Kanal lediglich die Vakuums-Quantenzahlen austauschen, wobei möglicherweise das Proton noch auseinanderbrechen kann, was aber keine Auswirkungen auf die Kinematik des ρ^0 und der ρ^0 -Zerfalls-Pionen hat.

a	b	ρ_{00}	Bereich
$0.079 \pm .005$	$0.038 \pm .007$	0.25 ± 0.01	1
$0.104 \pm .005$	$-0.004 \pm .006$	0.34 ± 0.01	2
$0.087 \pm .006$	$0.036 \pm .008$	0.26 ± 0.01	3
$0.023 \pm .004$	$0.155 \pm .005$	0.06 ± 0.01	4
$0.097 \pm .007$	$0.001 \pm .010$	0.33 ± 0.02	5
$0.103 \pm .005$	$-0.007 \pm .007$	0.35 ± 0.02	6
$0.102 \pm .006$	$-0.008 \pm .009$	0.35 ± 0.02	7
$0.041 \pm .006$	$0.122 \pm .009$	0.11 ± 0.01	8

Photonen niederer Energie

a	b	ρ_{00}	Bereich
$0.093 \pm .008$	$0.021 \pm .010$	0.29 ± 0.02	1
$0.140 \pm .004$	$-0.054 \pm .005$	0.45 ± 0.02	2
$0.110 \pm .010$	$-0.001 \pm .013$	0.34 ± 0.03	3
$-0.004 \pm .000$	$0.196 \pm .003$	-0.01 ± 0.00	4
$0.092 \pm .005$	$0.029 \pm .007$	0.28 ± 0.01	5
$0.113 \pm .006$	$-0.023 \pm .008$	0.39 ± 0.02	6
$0.068 \pm .006$	$0.046 \pm .009$	0.23 ± 0.02	7
$0.040 \pm .006$	$0.125 \pm .008$	0.11 ± 0.01	8

Photonen hoher Energie

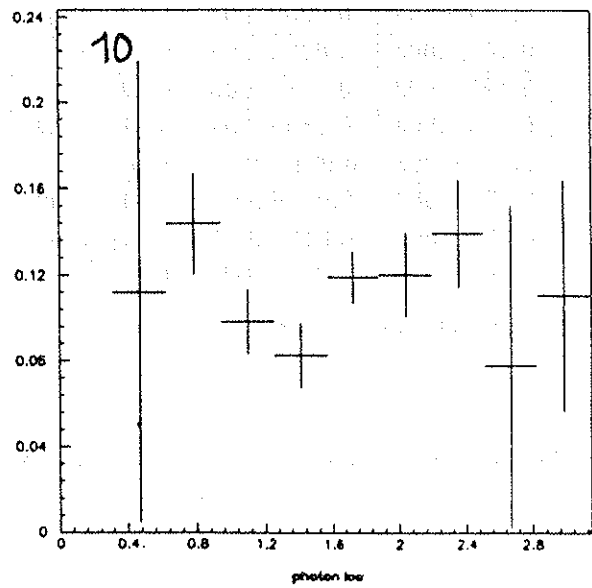
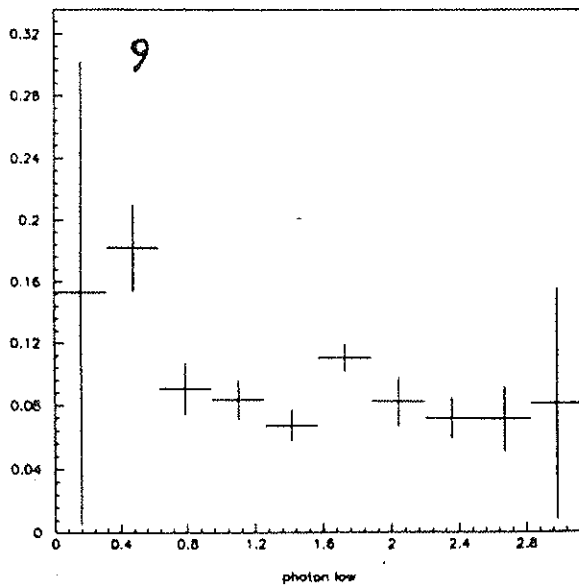
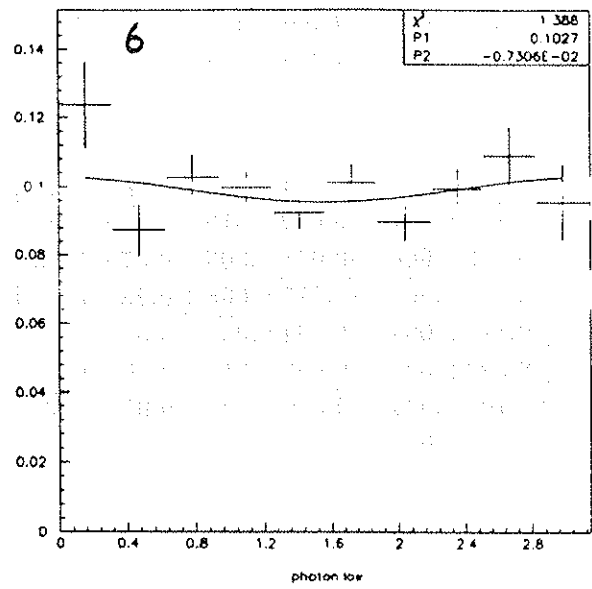
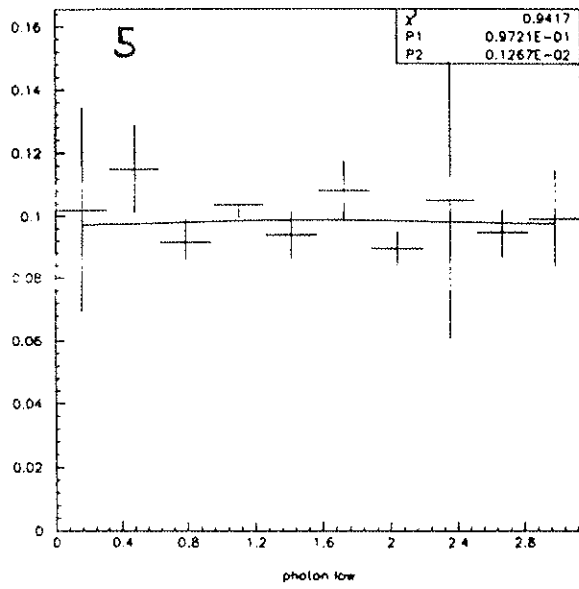
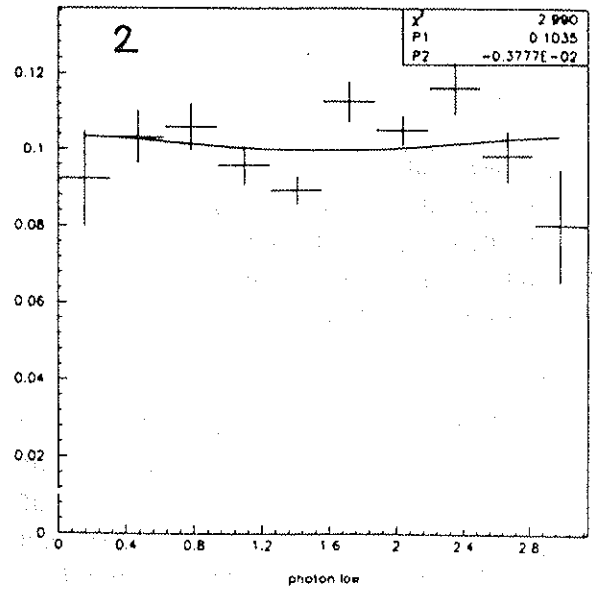
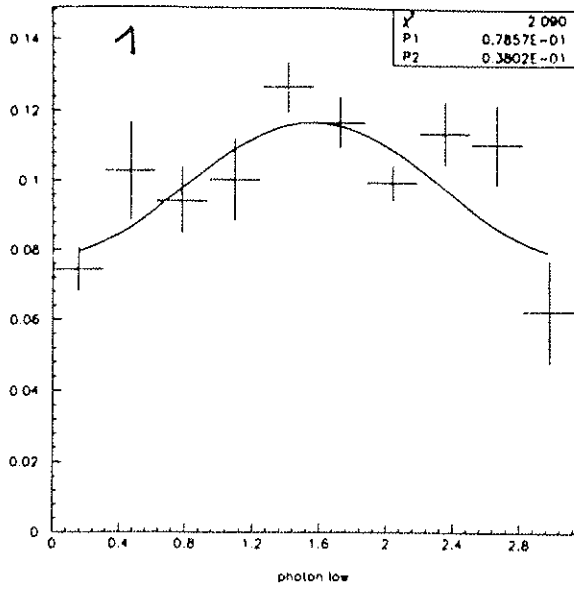
a	b	$(\rho_{00} - \rho_{11})$	Bereich
$0.111 \pm .007$	$-0.012 \pm .010$	0.04 ± 0.03	1
$0.112 \pm .004$	$-0.021 \pm .006$	0.07 ± 0.02	2
$0.142 \pm .003$	$-0.077 \pm .005$	0.28 ± 0.03	3
$0.174 \pm .004$	$-0.134 \pm .005$	0.53 ± 0.05	4
$0.929 \pm .008$	$-0.002 \pm .010$	0.00 ± 0.00	5
$0.107 \pm .004$	$-0.019 \pm .006$	0.07 ± 0.02	6
$0.106 \pm .006$	$-0.003 \pm .009$	0.01 ± 0.03	7
$0.107 \pm .011$	$-0.012 \pm .015$	0.04 ± 0.05	8

Hadronen niederer Energie

a	b	$(\rho_{00} - \rho_{11})$	Bereich
$0.108 \pm .004$	$-0.020 \pm .005$	0.07 ± 0.02	1
$0.142 \pm .003$	$-0.079 \pm .004$	0.29 ± 0.03	2
$0.191 \pm .003$	$-0.131 \pm .005$	0.42 ± 0.03	3
$0.188 \pm .003$	$-0.150 \pm .004$	0.57 ± 0.04	4
$0.091 \pm .003$	$0.021 \pm .004$	-0.07 ± 0.01	5
$0.122 \pm .003$	$-0.041 \pm .004$	0.14 ± 0.02	6
$0.111 \pm .005$	$-0.013 \pm .007$	0.04 ± 0.02	7
$0.085 \pm .010$	$0.038 \pm .012$	-0.11 ± 0.03	8

Hadronen hoher Energie

Tabelle 21: Ergebnisse von Fits an die Winkelverteilungen mit $a + b \sin^2 \theta$ und die sich daraus ergebenden Spindichtematrixelemente



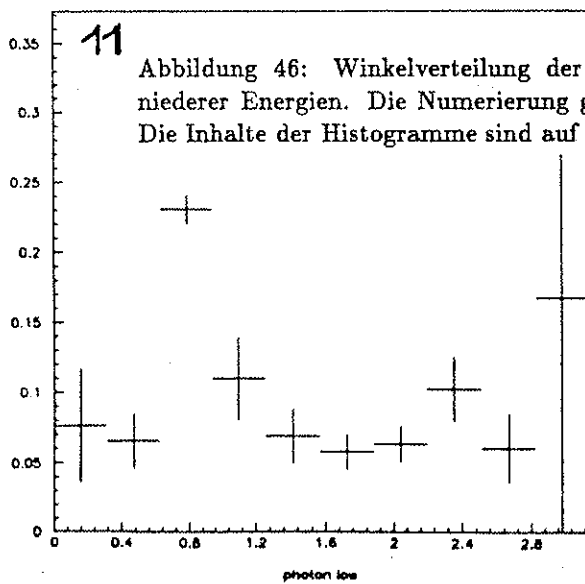
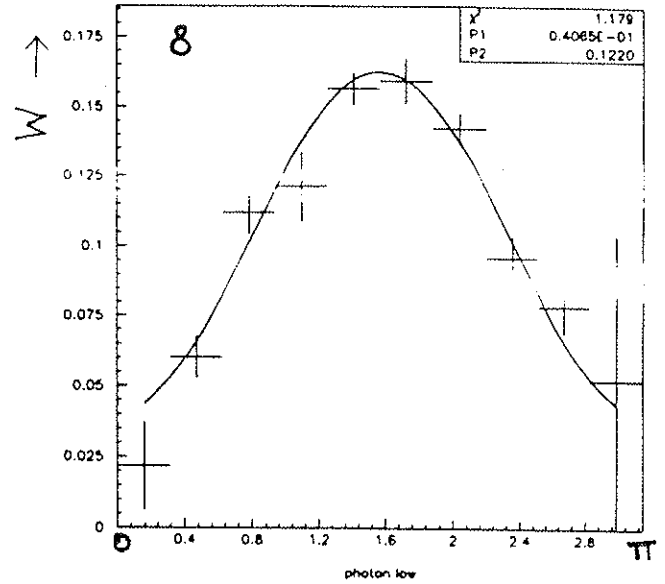
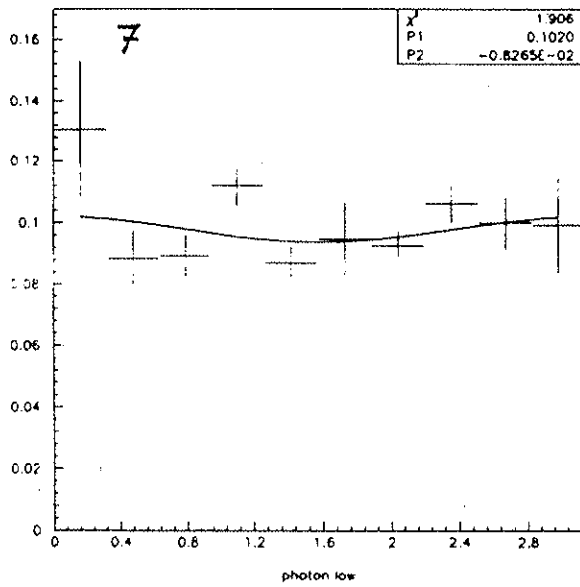
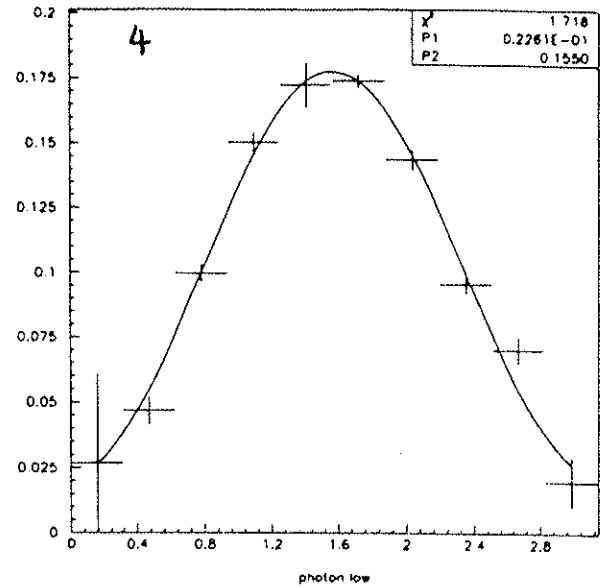
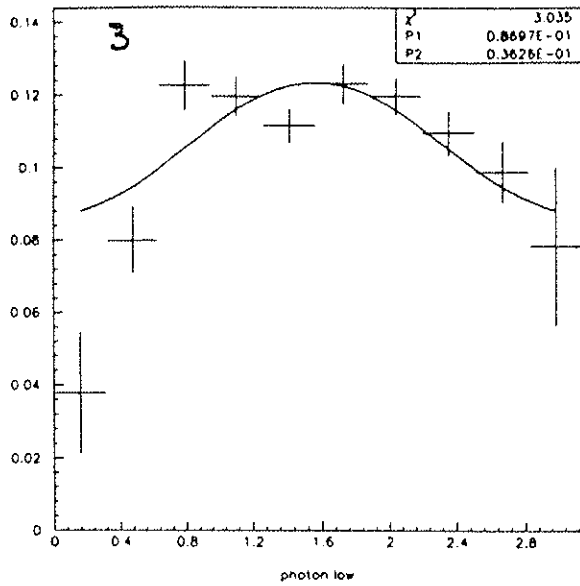
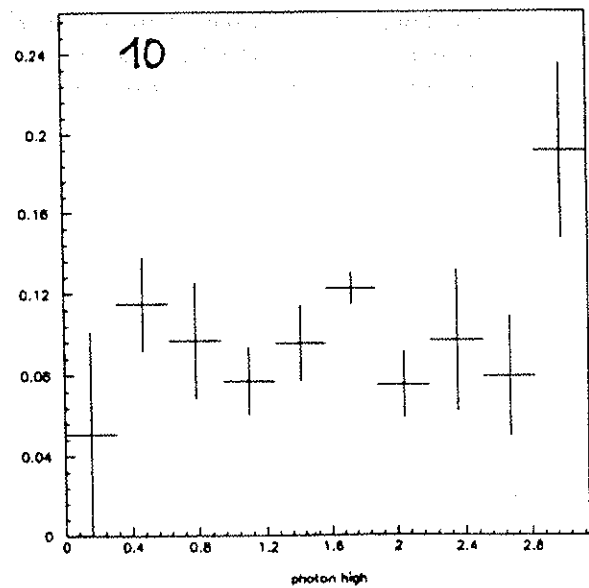
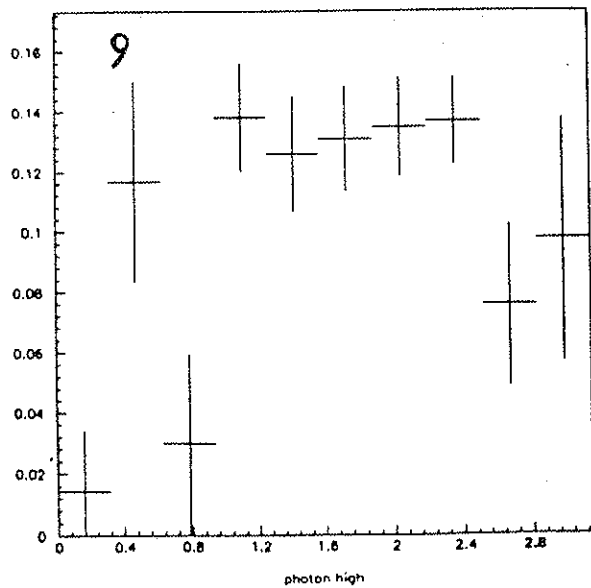
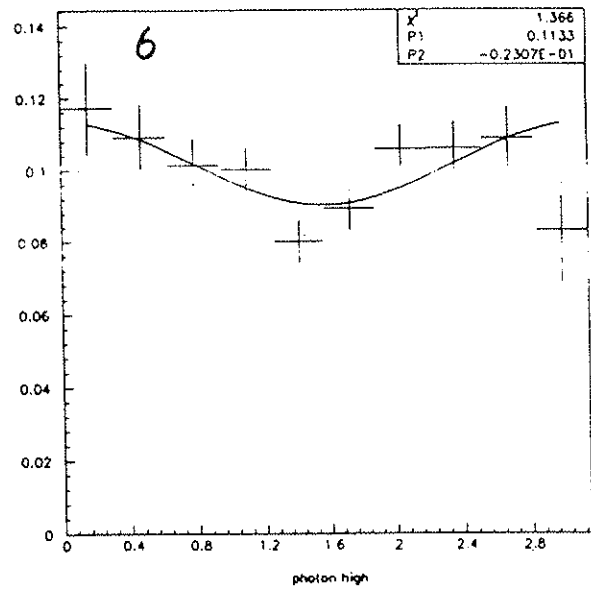
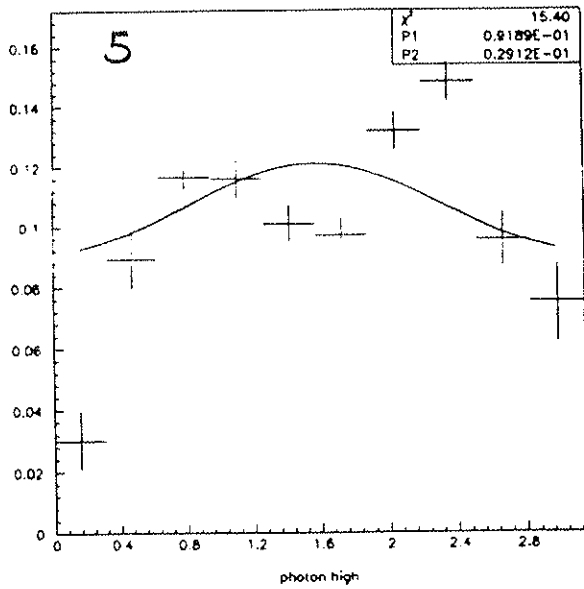
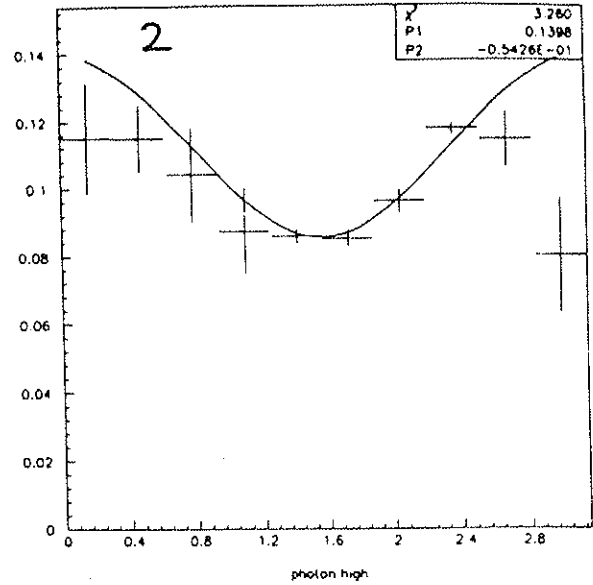
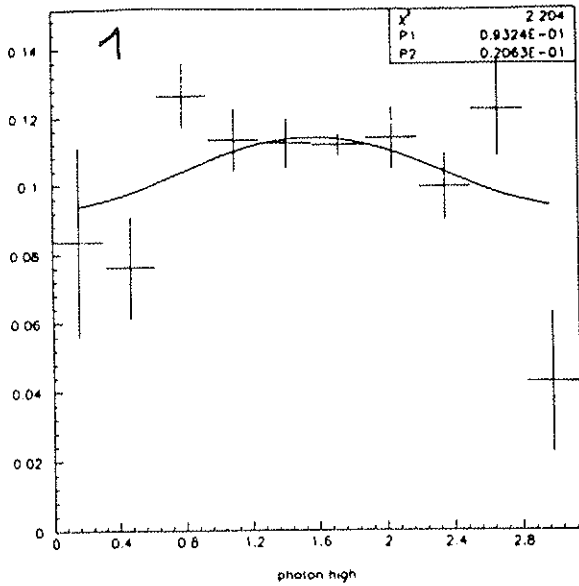


Abbildung 46: Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Photoproduktion niedriger Energien. Die Numerierung gibt nach dem Schema von Bild 45 die x_F - $p_{\perp}$ -Bereiche an. Die Inhalte der Histogramme sind auf gleiche Größe normiert.



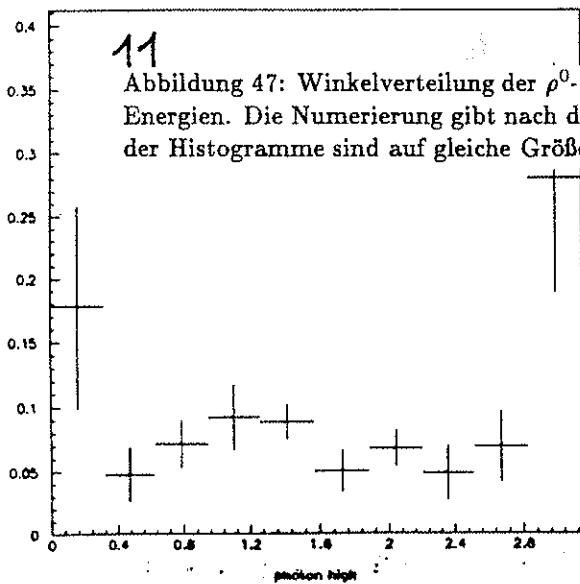
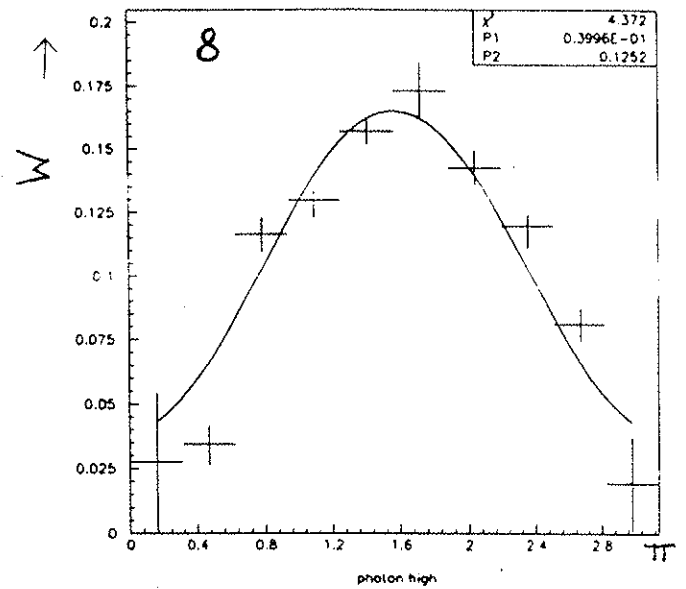
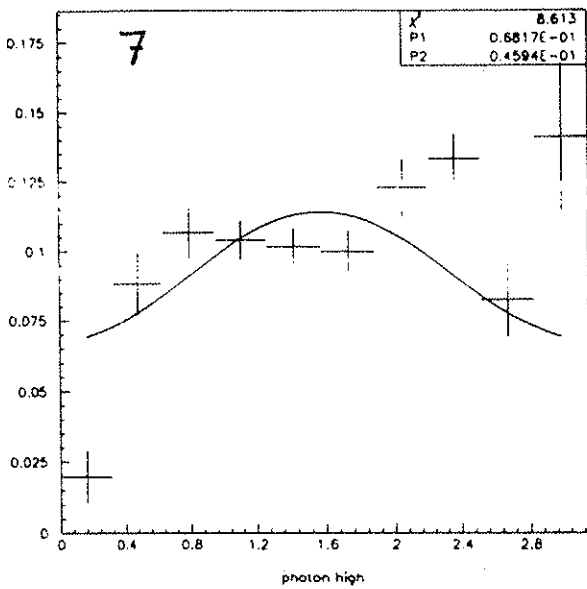
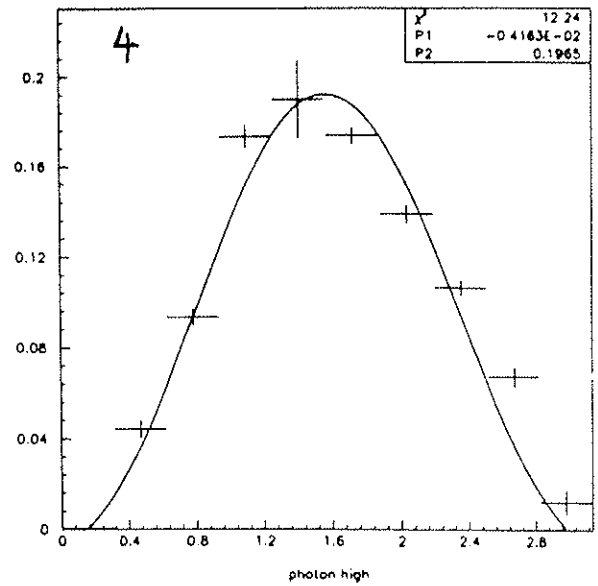
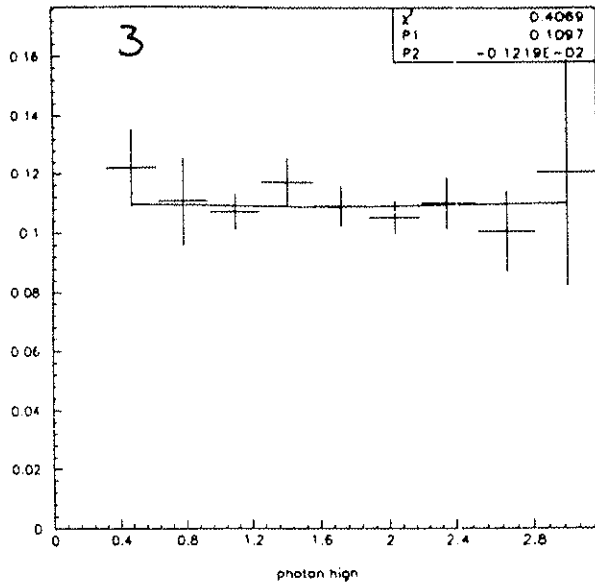
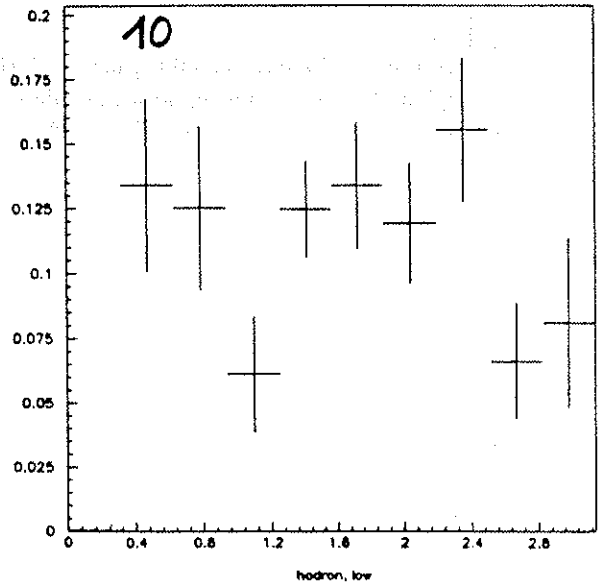
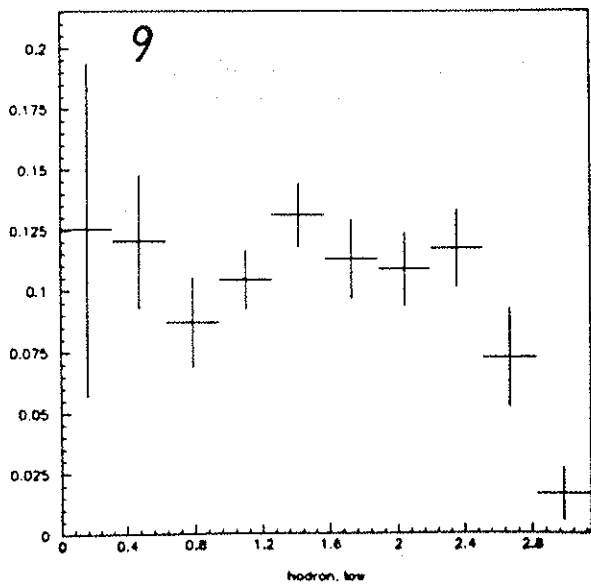
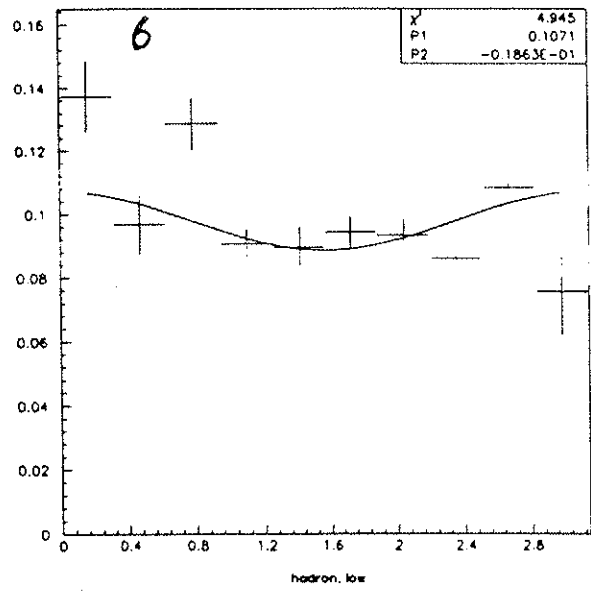
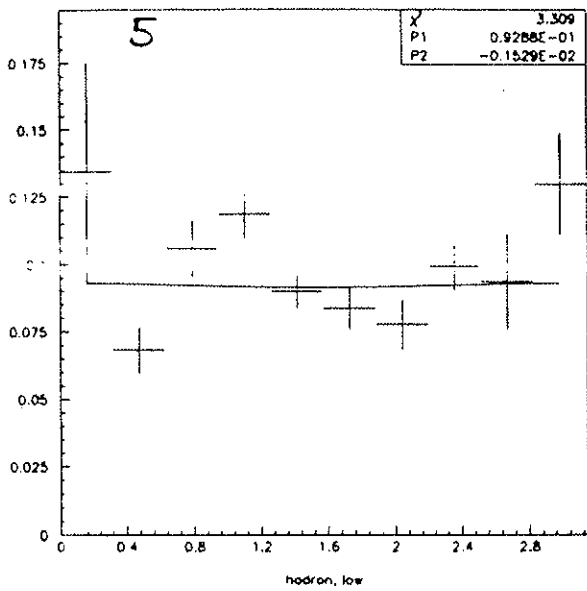
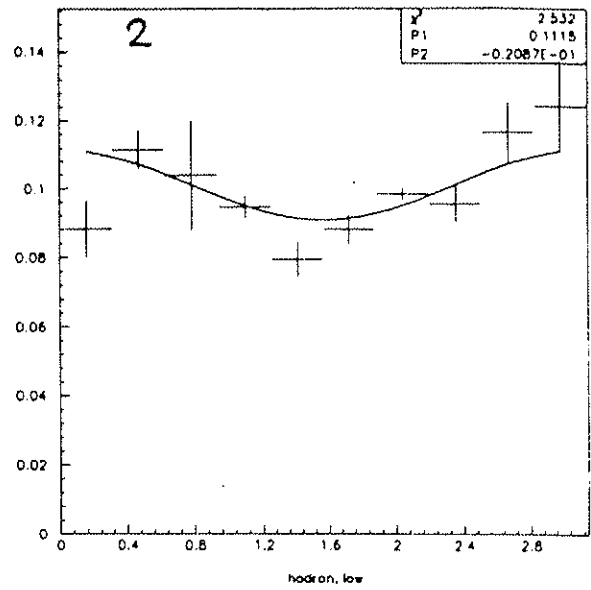
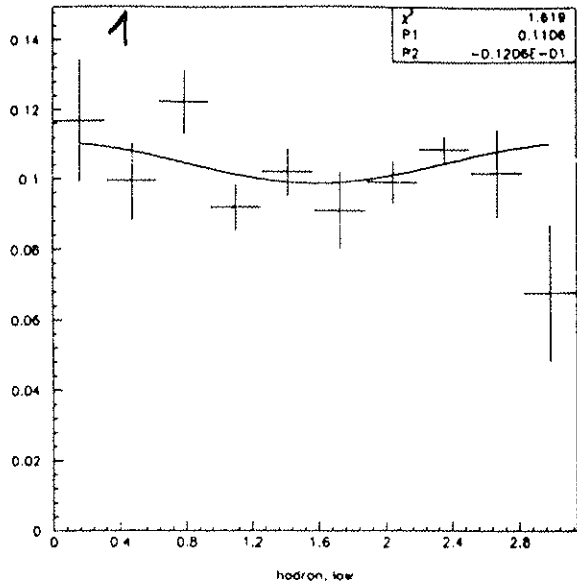


Abbildung 47: Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Photoproduktion hoher Energien. Die Numerierung gibt nach dem Schema von Bild 45 die x_F - $p_{\perp}$ -Bereiche an. Die Inhalte der Histogramme sind auf gleiche Größe normiert.

05/03/91 00.00

05/03/91 00.03



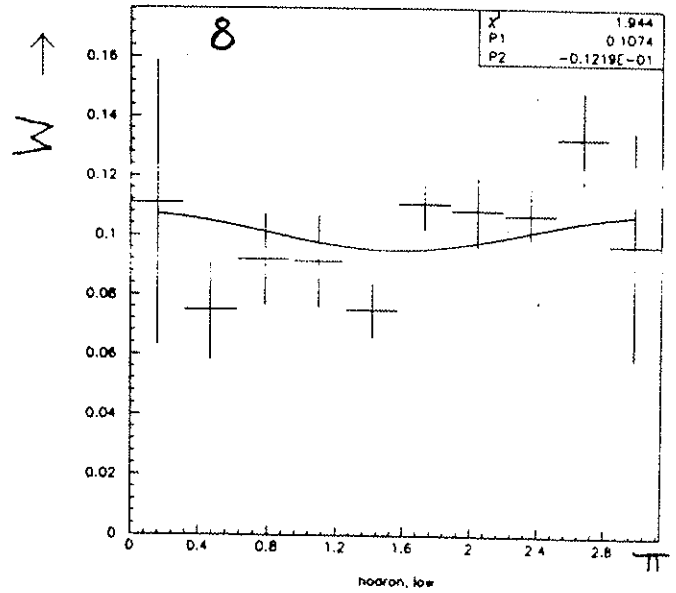
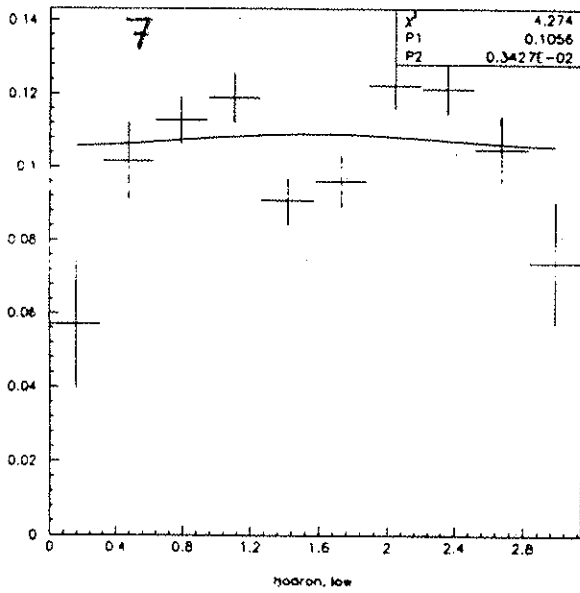
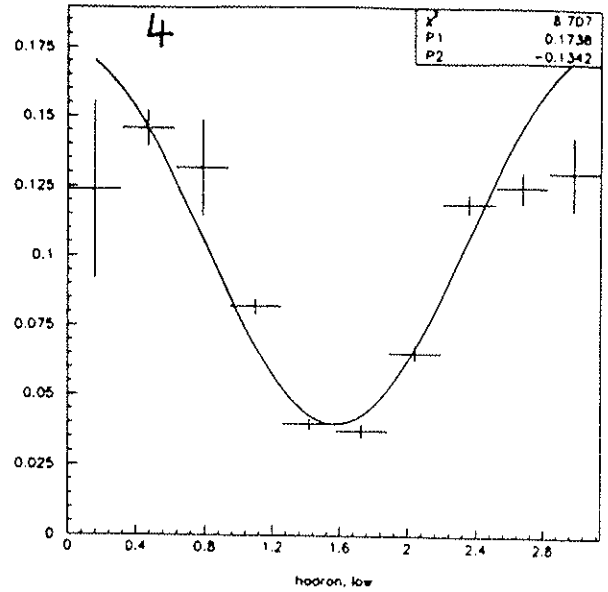
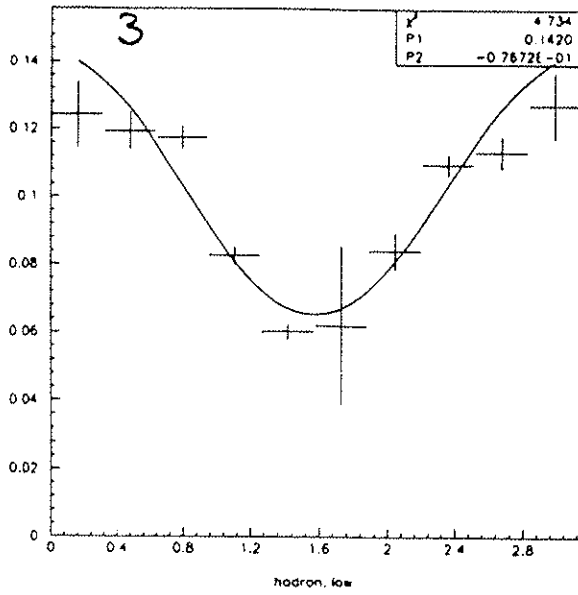
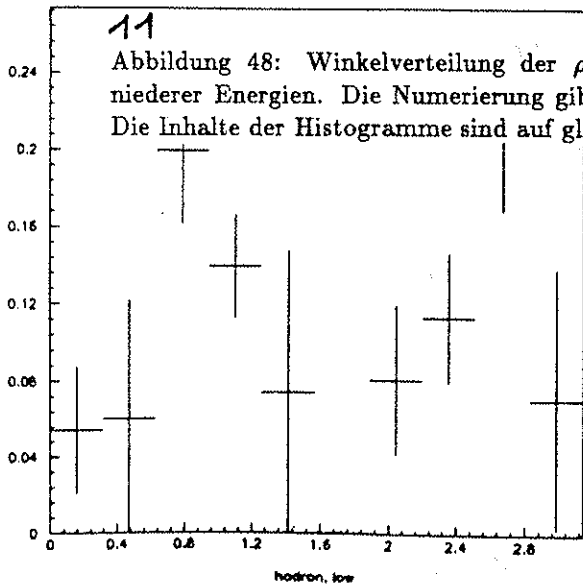
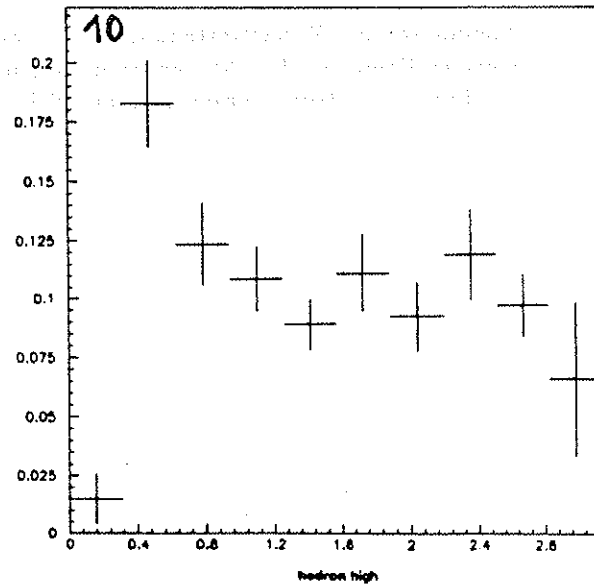
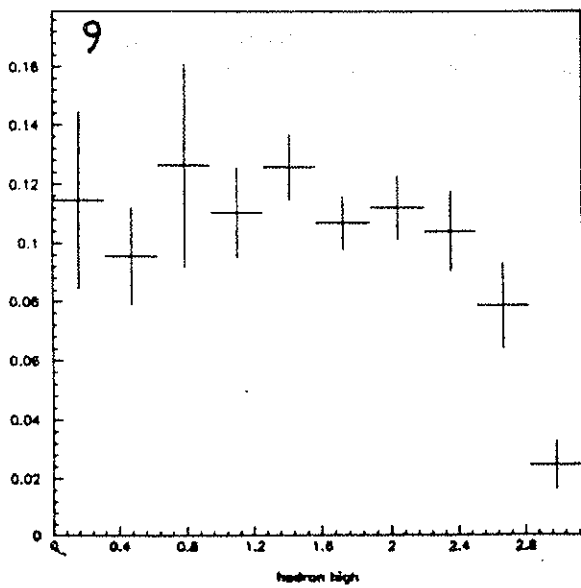
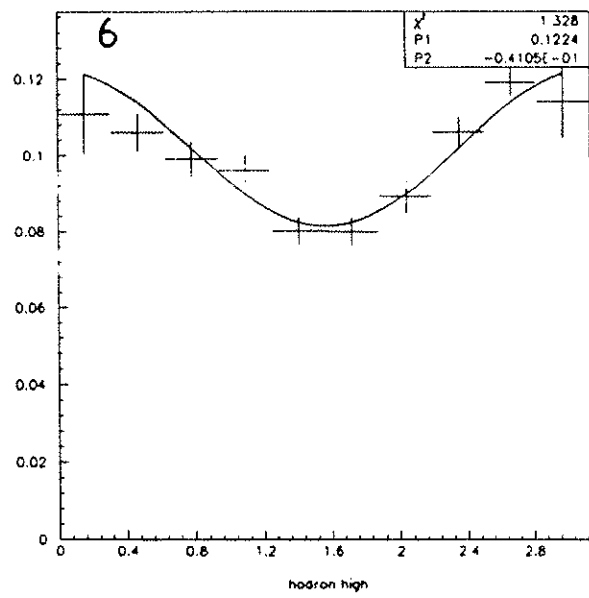
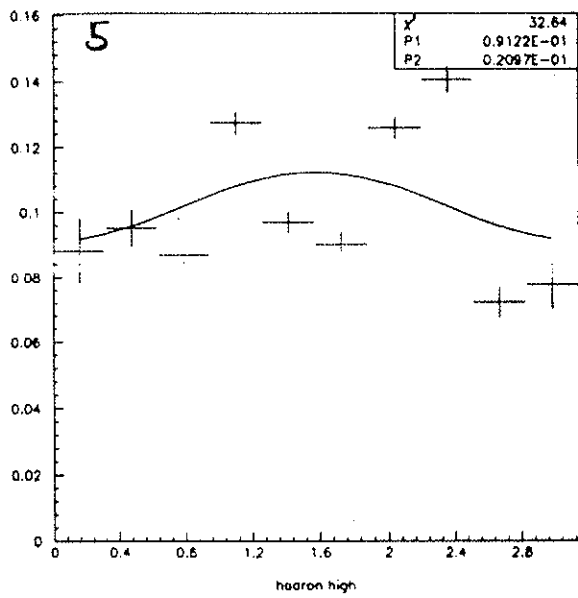
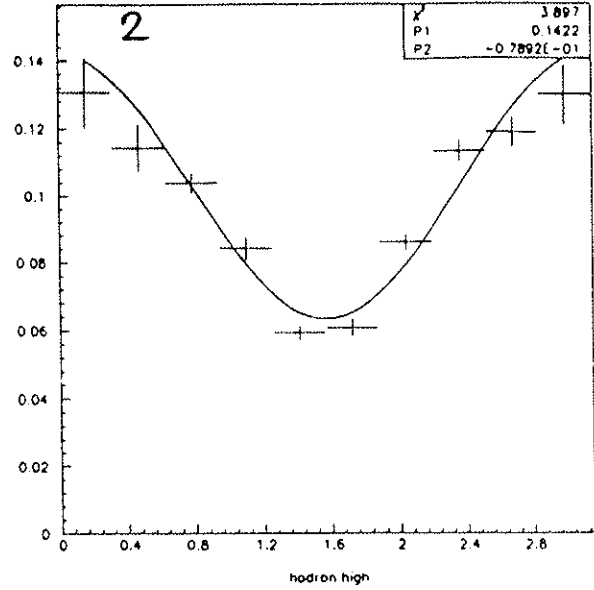
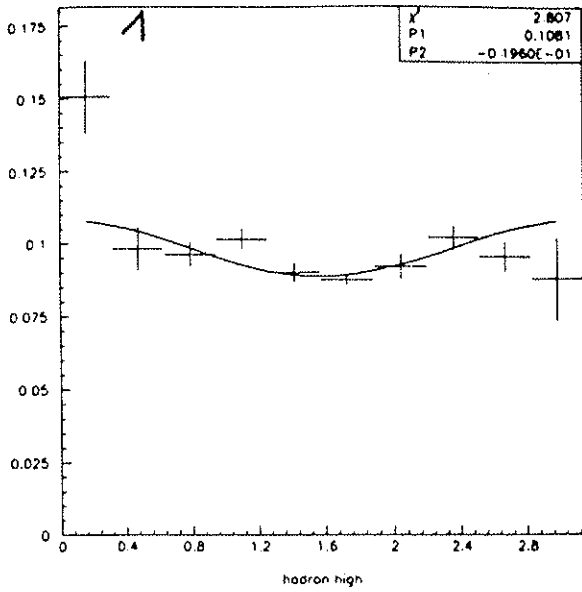

 $\Theta_{SCH} \rightarrow$


Abbildung 48: Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Hadroproduktion niedriger Energien. Die Numerierung gibt nach dem Schema von Bild 45 die x_F - p_T -Bereiche an. Die Inhalte der Histogramme sind auf gleiche Größe normiert.



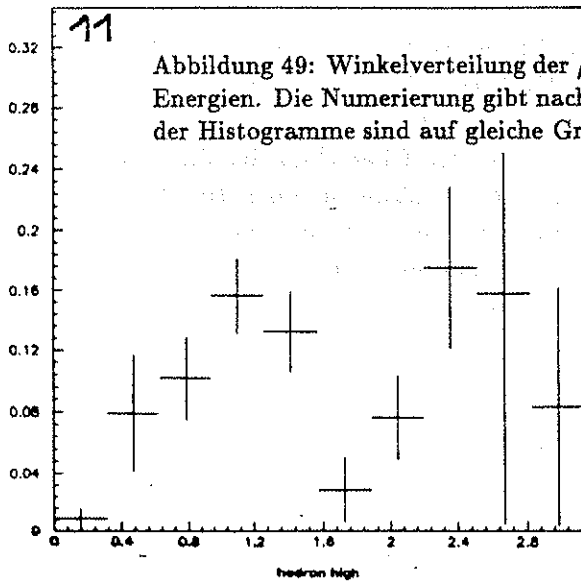
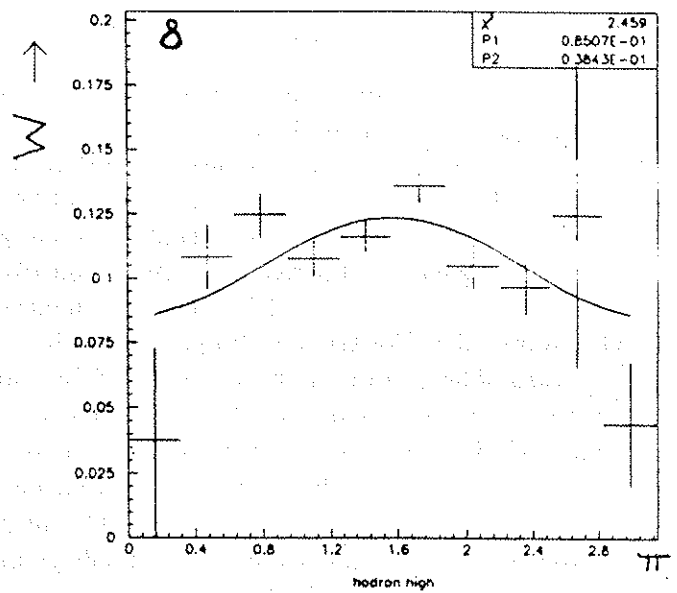
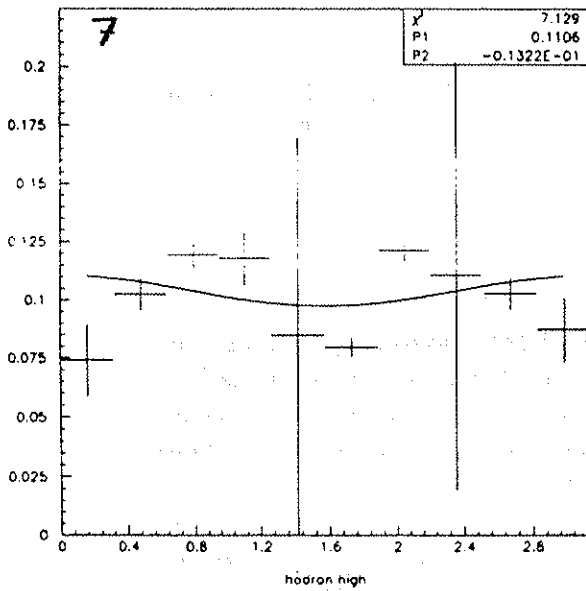
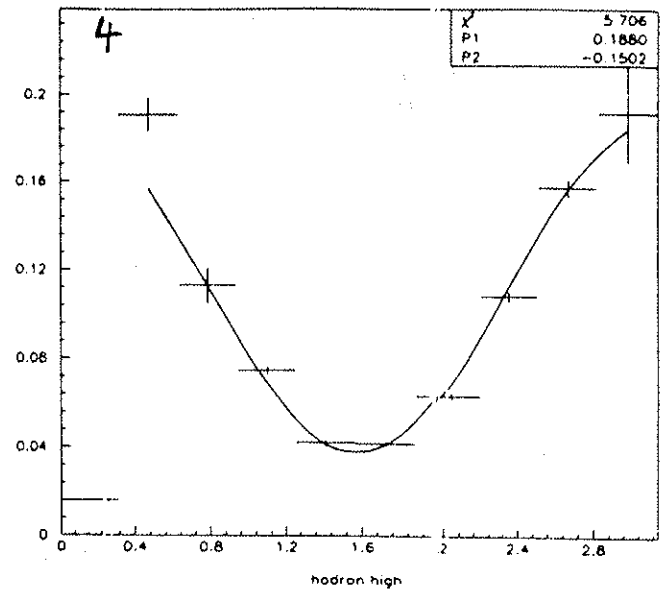
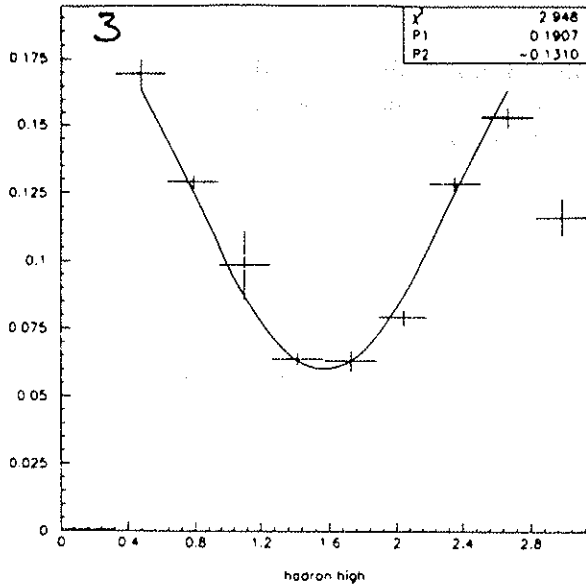


Abbildung 49: Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Hadroproduktion hoher Energien. Die Numerierung gibt nach dem Schema von Bild 45 die x_F - p_T -Bereiche an. Die Inhalte der Histogramme sind auf gleiche Größe normiert.

14 Vergleich der Photo- und Hadroproduktionsquerschnitte durch Quotientenbildung

Dividiert man die Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Photoproduktion durch die der Hadroproduktion, dann erhält man in dem Bereich, in dem das VMD-Modell gültig ist, den VMD-Faktor S_{VMD} . Wenn man die Regionen der diffraktiven Dissoziation in den Photonen

$$x_F > 0.8$$

und der OPE-Produktion in den Hadrondaten

$$x_F > 0.6, \quad p_\perp < 0.2 \text{ GeV}$$

ausschließt, unter der Annahme, daß die Einflüsse, die die VMD verletzen, in den übrigen Gebieten gegenüber dem der VMD unbedeutend sind, dann kann man die Quotienten aus den über diesen Bereich integrierten Wirkungsquerschnitten als totale VMD-Faktoren bezeichnen.

Man erhält für niedere Strahlenergien

$$S_{VMD,low} = 0.0051 \pm 0.0001 = \frac{1}{197.4 \pm 3.3}$$

und für hohe

$$S_{VMD,high} = 0.0049 \pm 0.0001 = \frac{1}{205.8 \pm 3.5}$$

Hierfür wurde wieder der Hadroproduktionsquerschnitt als 2:1-Mischung aus den Wirkungsquerschnitten $\sigma(\pi p \rightarrow \rho^0 X)$ und $\sigma(K p \rightarrow \rho^0 X)$ berechnet. Die hierin für den diffraktiven und den OPE-Bereich abgezogenen Wirkungsquerschnitte sind

in niederen Energien	diffraktiv: $(2.064 \pm 0.018) \mu\text{b}$
	OPE: $(0.281 \pm 0.004) \text{mb}$
in hohen Energien	diffraktiv: $(1.969 \pm 0.019) \mu\text{b}$
	OPE: $(0.322 \pm 0.004) \text{mb}$

Gegenüber den Werten der Vorgängerarbeit sind diese VMD-Faktoren geringfügig niedriger ($\frac{1}{S_{VMD}}$ also höher). Innerhalb der dort und hier angegebenen Fehlergrenzen sind die Ergebnisse jedoch miteinander verträglich. Die Unterschiede sind, wie auch die Unterschiede bei den Wirkungsquerschnitten das Resultat der genaueren Behandlung der auf das ρ^0 -Signal im Massenplot wirkenden Beiträge, vor allem der K^* -Reflexion und auch der Verschiebung.

Die Bilder 50 und 51 und die Tabellen 22 und 23 zeigen die Verhältnisse von photonischen zu hadronischen Wirkungsquerschnitten für niedrige und hohe Strahlenergien, sowie deren Reziprokwerte. Sie werden hier als VMD-Faktoren bezeichnet, auch wenn sie nicht überall Ausdruck der Gültigkeit des VMD-Modelles sind.

Wieder sind deutlich die Bereiche der verschiedenen Produktionsmechanismen zu unterscheiden. Unterhalb von $x_F = 0.8$ und bei $p_\perp$ zwischen 0.2 und etwa 1.4 GeV sind die Plots mehr oder weniger flach. Der Mittelwert dort entspricht ungefähr den oben genannten Gesamt-VMD-Faktoren von ca. $\frac{1}{200}$. Im untersten $p_\perp$ -Bereich wird oberhalb von $x_F = 0.5$ der Überschuß der durch OPE von den Pionen erzeugten ρ^0 's deutlich. Die einzelnen stark von $\frac{1}{200}$ abweichenden Bins bei sehr kleinen x_F und $p_\perp$ gehen vermutlich auf das Konto eines an dieser Stelle besonders ungünstigen Signal:Untergrund-Verhältnisses, das die Verlässlichkeit der dort gewonnenen Fitergebnisse stark einschränkt. Dieser ungünstige Bereich beschränkt sich aber allein auf die drei Bins

$$\begin{aligned} & -0.1 < x_F < 0.0 \quad \wedge \quad 0.0 < p_\perp < 0.2 \text{ GeV} , \\ & -0.1 < x_F < 0.0 \quad \wedge \quad 0.2 < p_\perp < 0.4 \text{ GeV} , \\ & 0.0 < x_F < 0.1 \quad \wedge \quad 0.0 < p_\perp < 0.2 \text{ GeV} . \end{aligned}$$

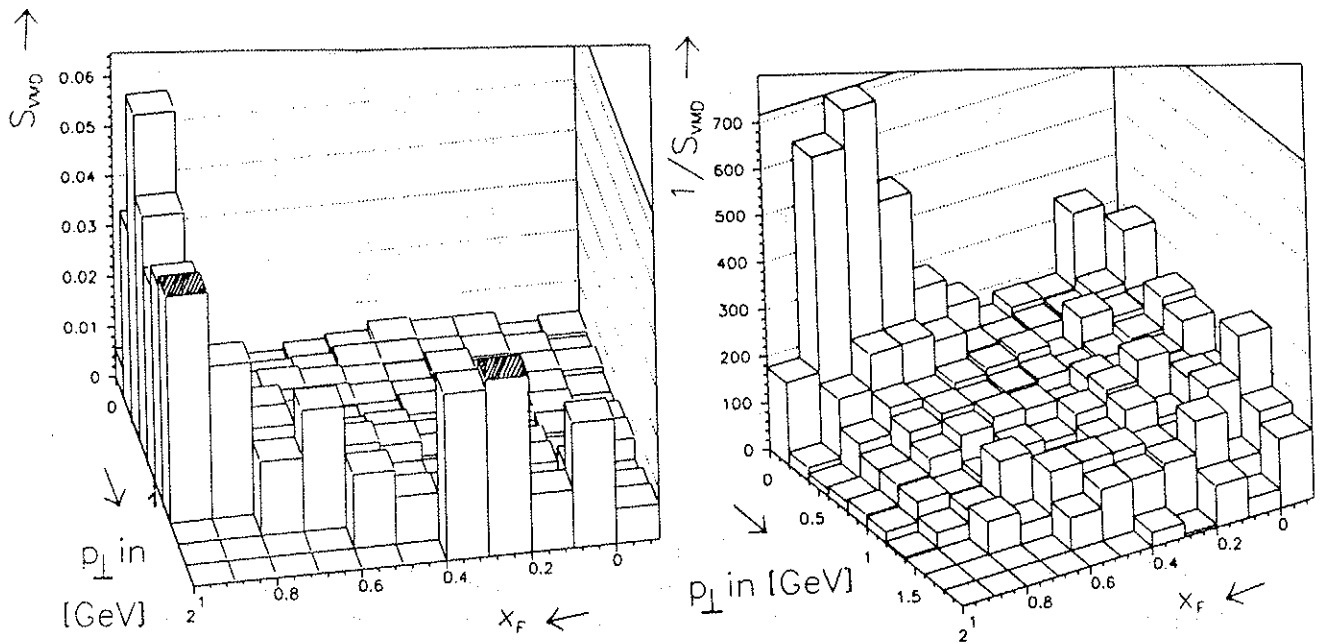


Abbildung 50: VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_{\perp}$ bei niederen Strahlenergien (Die oben schraffierten Säulen tragen sehr große Fehler und wurden der Übersichtlichkeit halber abgeschnitten)

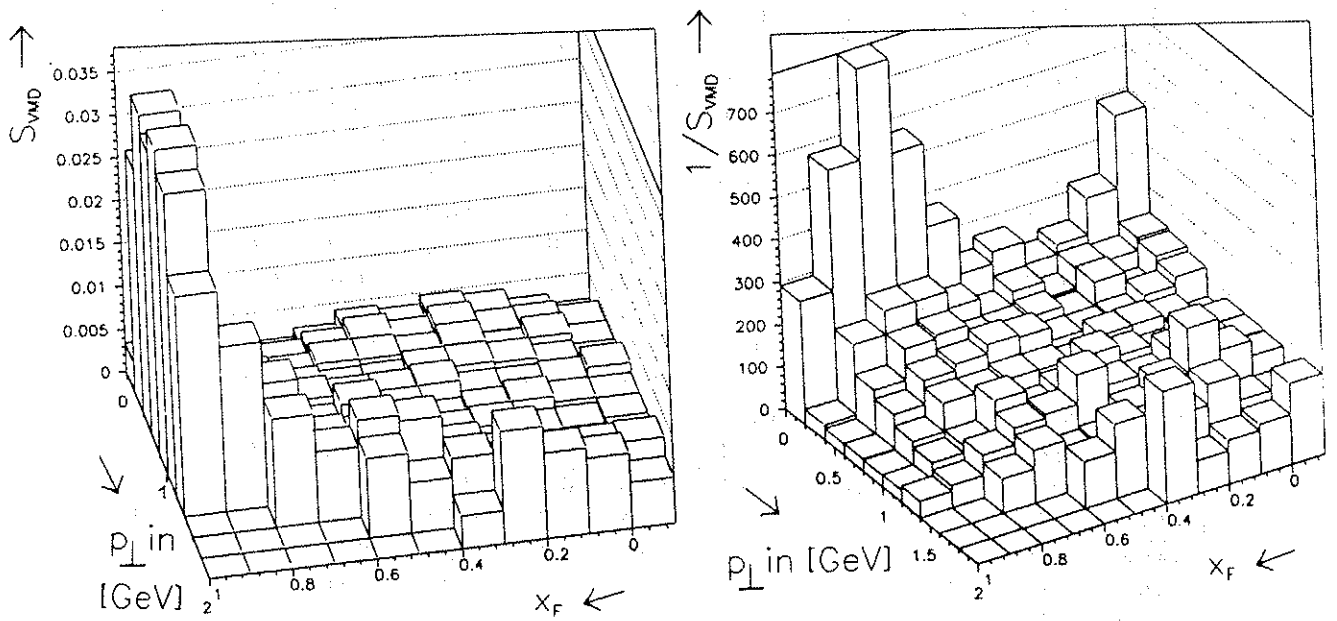


Abbildung 51: VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_{\perp}$ bei hohen Strahlenergien

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5								1.0	
$p_{\perp}$ in [GeV] $\rightarrow$	0	0.78 ± 0.24	0.58 ± 0.21	1.07 ± 0.14	1.07 ± 0.11	1.22 ± 0.11	0.87 ± 0.09	0.69 ± 0.06	0.40 ± 0.05	0.28 ± 0.03	0.31 ± 0.02	1.14 ± 0.06
		0.62 ± 0.12	0.96 ± 0.08	1.09 ± 0.10	1.14 ± 0.08	1.19 ± 0.07	1.20 ± 0.12	0.95 ± 0.06	0.88 ± 0.06	0.89 ± 0.05	1.32 ± 0.17	7.43 ± 0.33
		1.03 ± 0.10	1.05 ± 0.11	0.95 ± 0.08	1.45 ± 0.11	1.14 ± 0.07	1.21 ± 0.08	1.30 ± 0.09	1.42 ± 0.16	1.37 ± 0.08	2.23 ± 0.11	12.95 ± 1.03
		0.82 ± 0.13	1.12 ± 0.22	1.27 ± 0.11	1.36 ± 0.21	1.29 ± 0.09	1.34 ± 0.10	1.42 ± 0.11	1.39 ± 0.08	1.59 ± 0.11	2.97 ± 0.22	9.68 ± 1.29
	1	0.87 ± 0.12	1.18 ± 0.15	1.27 ± 0.18	1.20 ± 0.13	1.62 ± 0.18	1.40 ± 0.14	1.35 ± 0.32	1.53 ± 0.18	1.95 ± 0.21	2.92 ± 0.39	7.68 ± 0.97
		1.36 ± 0.27	1.20 ± 0.17	0.91 ± 0.12	1.14 ± 0.21	1.37 ± 0.19	1.87 ± 0.29	1.76 ± 0.23	2.67 ± 0.49	3.33 ± 0.57	3.07 ± 0.42	8.58 ± 1.63
		1.52 ± 0.46	1.04 ± 0.20	1.54 ± 0.28	1.19 ± 0.21	1.66 ± 0.45	2.23 ± 0.52	2.39 ± 0.51	1.41 ± 0.40	3.42 ± 0.76	6.05 ± 5.45	60.57 $\pm ****$
		0.67 ± 0.33	0.97 ± 0.26	1.77 ± 0.65	1.72 ± 0.45	1.52 ± 0.40	1.50 ± 0.39	1.51 ± 0.48	4.80 ± 2.36	2.93 ± 0.84	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
		1.17 ± 0.58	2.36 ± 1.07	1.05 ± 0.26	1.66 ± 0.81	1.83 ± 0.59	1.86 ± 1.19	2.93 ± 1.37	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	2	1.38 ± 0.74	4.94 ± 4.90	2.28 ± 0.98	32.14 $\pm ****$	6.60 ± 5.26	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

200* VMD-Faktor

	0					0.5		$x_F \rightarrow$				1.0
$p_{\perp}$ in [GeV] $\rightarrow$	255.5 ± 79.5	345.1 $\pm ****$	186.7 ± 24.8	187.8 ± 19.4	163.8 ± 14.9	230.1 ± 23.0	289.3 ± 23.9	498.2 ± 60.7	716.1 ± 64.7	636.7 ± 37.3	175.6 ± 8.8	
	321.0 ± 61.6	209.0 ± 17.5	183.7 ± 16.8	175.6 ± 12.2	168.1 ± 10.3	167.2 ± 16.8	211.2 ± 14.0	226.8 ± 15.2	225.8 ± 13.4	151.6 ± 19.7	26.9 ± 1.2	
	195.0 ± 19.5	191.4 ± 20.0	211.1 ± 17.8	137.9 ± 10.6	174.8 ± 11.0	164.9 ± 10.3	154.4 ± 10.4	140.6 ± 16.2	145.6 ± 8.7	89.5 ± 4.5	15.4 ± 1.2	
	245.4 ± 37.7	178.8 ± 35.1	157.1 ± 13.4	147.3 ± 22.7	155.2 ± 10.8	149.1 ± 11.6	140.6 ± 10.8	144.1 ± 8.3	125.4 ± 9.0	67.3 ± 4.9	20.7 ± 2.7	
	228.7 ± 32.1	169.9 ± 22.2	157.2 ± 21.7	166.2 ± 18.3	123.3 ± 13.7	143.3 ± 14.3	148.4 ± 35.7	130.9 ± 15.3	102.7 ± 11.0	68.4 ± 9.1	26.0 ± 3.3	
	147.3 ± 28.8	167.0 ± 23.7	218.9 ± 29.6	176.2 ± 33.3	146.5 ± 20.4	107.2 ± 16.5	113.9 ± 15.2	74.8 ± 13.7	60.0 ± 10.3	65.2 ± 8.9	23.3 ± 4.4	
	131.7 ± 40.1	193.2 ± 37.3	129.6 ± 23.3	167.4 ± 29.1	120.6 ± 32.6	89.5 ± 20.8	83.6 ± 17.8	141.9 ± 40.1	58.5 ± 13.0	33.1 ± 29.8	3.3 ± 3.2	
	297.3 $\pm ****$	206.2 ± 54.7	113.2 ± 41.9	116.1 ± 30.6	131.4 ± 34.3	132.9 ± 34.9	132.2 ± 41.9	41.6 ± 20.4	68.3 ± 19.6	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	
	170.4 ± 84.7	84.7 ± 38.4	189.8 ± 47.1	120.2 ± 58.5	109.1 ± 35.1	107.5 ± 68.9	68.4 ± 32.1	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	
	145.3 ± 78.5	40.5 ± 40.1	87.7 ± 37.8	6.2 ± 5.6	30.3 ± 24.1	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	

Reziproker VMD-Faktor

Tabelle 22: VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_{\perp}$ bei niederen Strahlenergien

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5								1.0	
$p_{\perp}$ in GeV $\rightarrow$	0	0.41 ± 0.12	0.63 ± 0.11	0.86 ± 0.10	0.94 ± 0.09	0.76 ± 0.07	0.85 ± 0.09	0.54 ± 0.07	0.35 ± 0.04	0.25 ± 0.03	0.35 ± 0.01	0.69 ± 0.03
		0.83 ± 0.11	0.95 ± 0.08	0.93 ± 0.07	1.18 ± 0.09	0.96 ± 0.06	1.14 ± 0.07	0.93 ± 0.07	0.78 ± 0.05	0.78 ± 0.05	0.99 ± 0.05	5.65 ± 0.17
		0.86 ± 0.17	1.16 ± 0.08	0.91 ± 0.07	1.23 ± 0.08	1.07 ± 0.09	1.13 ± 0.08	1.15 ± 0.09	0.94 ± 0.08	0.98 ± 0.06	1.54 ± 0.08	7.43 ± 0.38
		0.90 ± 0.10	0.99 ± 0.08	1.17 ± 0.09	1.21 ± 0.11	1.21 ± 0.08	1.02 ± 0.09	0.99 ± 0.08	1.11 ± 0.12	1.21 ± 0.08	1.84 ± 0.13	7.00 ± 0.67
	1	1.31 ± 0.14	1.09 ± 0.12	1.04 ± 0.12	1.05 ± 0.09	1.37 ± 0.12	1.29 ± 0.12	1.28 ± 0.15	1.37 ± 0.16	1.35 ± 0.18	2.44 ± 0.21	7.58 ± 1.01
		1.08 ± 0.15	1.10 ± 0.08	1.24 ± 1.18	1.12 ± 0.13	0.98 ± 0.19	1.37 ± 0.21	1.64 ± 0.20	1.20 ± 0.21	2.35 ± 0.59	2.92 ± 0.44	7.03 ± 1.33
		1.09 ± 0.21	0.99 ± 0.13	0.97 ± 0.18	1.24 ± 0.21	1.19 ± 0.24	0.92 ± 0.23	1.36 ± 0.30	1.45 ± 0.26	2.01 ± 0.37	3.84 ± 0.86	5.13 ± 1.10
		1.10 ± 0.23	0.92 ± 0.21	0.68 ± 0.17	1.07 ± 0.29	1.38 ± 0.27	2.11 ± 0.76	2.25 ± 0.65	1.63 ± 0.43	2.51 ± 0.91	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
		1.50 ± 0.41	1.47 ± 0.41	1.02 ± 0.33	1.36 ± 0.36	1.60 ± 0.65	1.16 ± 0.64	1.84 ± 0.59	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	2	1.06 ± 0.61	1.73 ± 0.50	1.96 ± 0.53	2.58 ± 1.03	0.76 ± 0.77	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

200* VMD-Faktor

		$x_F \rightarrow$										
		0	0.5									1.0
$p_{\perp}$ in GeV $\rightarrow$	0	491.2 $\pm$ ****	319.8 ± 56.9	233.4 ± 28.1	211.6 ± 19.1	264.3 ± 25.4	236.5 ± 24.8	369.9 ± 48.9	568.4 ± 58.8	792.2 ± 79.5	576.5 ± 16.9	291.1 ± 11.1
		239.9 ± 31.4	209.8 ± 18.6	215.6 ± 16.8	169.5 ± 12.3	208.1 ± 14.0	175.1 ± 11.0	215.6 ± 17.2	256.5 ± 17.7	257.5 ± 15.5	201.3 ± 9.3	35.4 ± 1.1
		233.2 ± 46.8	172.0 ± 12.5	219.5 ± 16.0	163.3 ± 10.3	186.9 ± 16.1	176.4 ± 11.7	174.2 ± 13.7	212.9 ± 17.8	203.6 ± 12.5	129.5 ± 6.6	26.9 ± 1.4
		221.5 ± 24.8	201.4 ± 16.2	170.5 ± 12.9	164.8 ± 14.4	165.7 ± 11.5	196.4 ± 16.9	202.5 ± 17.0	179.6 ± 18.9	164.8 ± 11.2	108.7 ± 7.8	28.6 ± 2.7
		153.2 ± 16.2	183.9 ± 20.6	191.6 ± 22.9	190.0 ± 16.8	145.8 ± 13.1	155.4 ± 14.6	156.7 ± 18.0	146.1 ± 16.9	147.7 ± 19.6	81.9 ± 7.1	26.4 ± 3.5
	1	185.6 ± 25.2	181.7 ± 12.9	161.5 $\pm$ ****	179.0 ± 21.4	203.4 ± 39.8	146.5 ± 22.1	121.7 ± 14.5	166.4 ± 29.6	85.0 ± 21.2	68.4 ± 10.2	28.5 ± 5.4
		184.2 ± 36.0	202.6 ± 26.2	205.1 ± 36.9	160.9 ± 27.3	168.4 ± 34.7	216.3 ± 54.5	147.2 ± 32.0	138.3 ± 24.8	99.3 ± 18.0	52.1 ± 11.7	39.0 ± 8.4
		181.5 ± 38.0	217.7 ± 50.9	293.0 ± 71.6	186.8 ± 49.8	145.4 ± 28.8	95.0 ± 34.3	89.0 ± 25.8	122.5 ± 32.5	79.8 ± 28.9	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
		133.1 ± 36.0	136.5 ± 38.0	196.6 ± 63.4	147.6 ± 39.0	124.8 ± 51.0	172.0 ± 95.1	108.6 ± 34.8	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
	2	189.5 $\pm$ ****	115.9 ± 33.7	101.8 ± 27.4	77.4 ± 30.9	263.0 $\pm$ ****	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
Reziproker VMD-Faktor												

Tabelle 23: VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_{\perp}$ bei hohen Strahlenergien

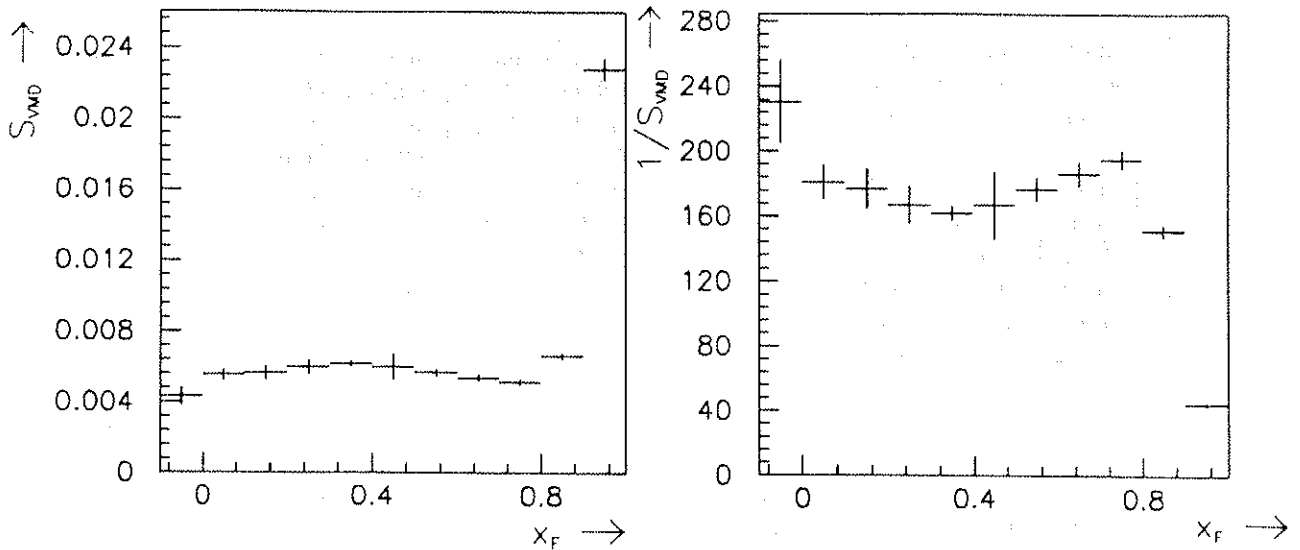


Abbildung 52: VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von x_F bei niedrigen Strahlenergien

Oberhalb von $x_F = 0.8$ verschiebt sich in allen $p_{\perp}$ das Verhältnis stark zugunsten der Photoproduktion von ρ^0 durch diffraktive Ereignisse. Ein undeutlicherer Anstieg des VMD-Faktors ist in beiden Strahlenergien bei Transversalimpulsen von mehr als 1.4 GeV auszumachen. Dieser Anstieg scheint bei hohen x_F mit kleineren $p_{\perp}$ einzusetzen als bei niedrigen x_F . Die Ursache für die Abweichung vom VMD-Modell in dieser Region ist die erwähnte punktförmige Kopplung des Photons.

Alle diese Regionen sind auch in den Divisionsplots der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}$ und $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$ (Bilder 52 bis 55) wiederzufinden.

Wegen der diffraktiven Ereignisse sind zur Bildung der $p_{\perp}$ -abhängigen VMD-Faktoren die $\rho^{0\prime}$ s mit $x_F > 0.8$ weggelassen.

Die $p_{\perp}$ -Abhängigkeit der VMD-Faktoren zeigt eine Tendenz zu einem Anstieg ab etwa 1.6 GeV. Statistisch signifikant ist der Anstieg jedoch weder in den VMD-Faktoren für hohe, noch in denen für niedere Strahlenergien.

Einen Vergleich der Daten mit der Vorhersage ermöglicht das Monte-Carlo-Programm LUCIFER [IW87]. Wie oben schon erwähnt (Abschnitt 7.3.2) modelliert dieses die Wirkungsquerschnitte der punktförmigen Wechselwirkung. Aufgeschlüsselt nach den verschiedenen Prozessen zeigt Bild 56 die $p_{\perp}$ -Abhängigkeit der Vorhersage. Diese Vorhersage wurde zu den mit dem durchschnittlichen VMD-Faktor multiplizierten Hadron-Wirkungsquerschnitten addiert, um die Hypothese

$$\sigma_{\gamma} = S_{VMD} \cdot \sigma_h + \sigma_{point}$$

zu testen, wo σ_{γ} der photonische, σ_h der hadronische und σ_{point} der von der punktförmigen Wechselwirkung hervorgerufene Wirkungsquerschnitt ist. Die genannte Summe ist im Bild 57 eingetragen. Die Übereinstimmung ist ausgezeichnet: ab etwa 1.4 GeV Transversalimpuls entfernt sich der Photonwirkungsquerschnitt deutlich vom unnormierten Hadronwirkungsquerschnitt, liegt aber grundsätzlich innerhalb der statistischen Fehler auf den von der Vorhersage gegebenen Punkten. Für die niederen Energien wird der Vergleich nicht gezeigt, weil die Vorhersage die Daten zwar gut beschreibt, die statistische Sicherheit aber nicht für eine Bestätigung des Modells ausreicht.

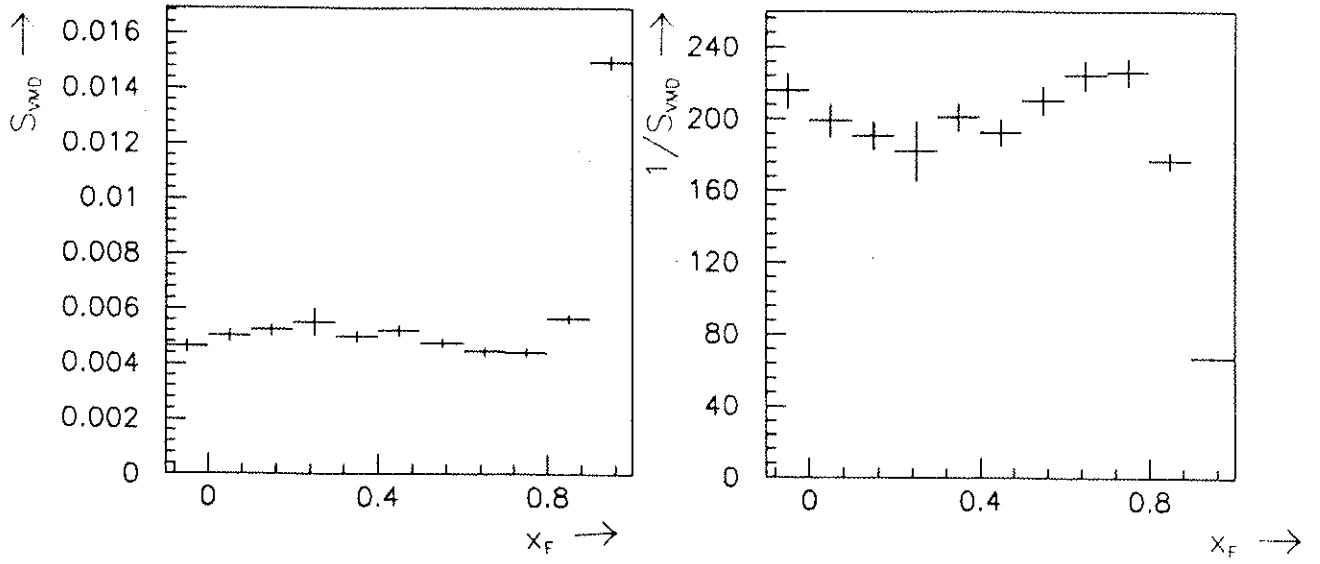


Abbildung 53: VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von x_F bei hohen Strahlenenergien

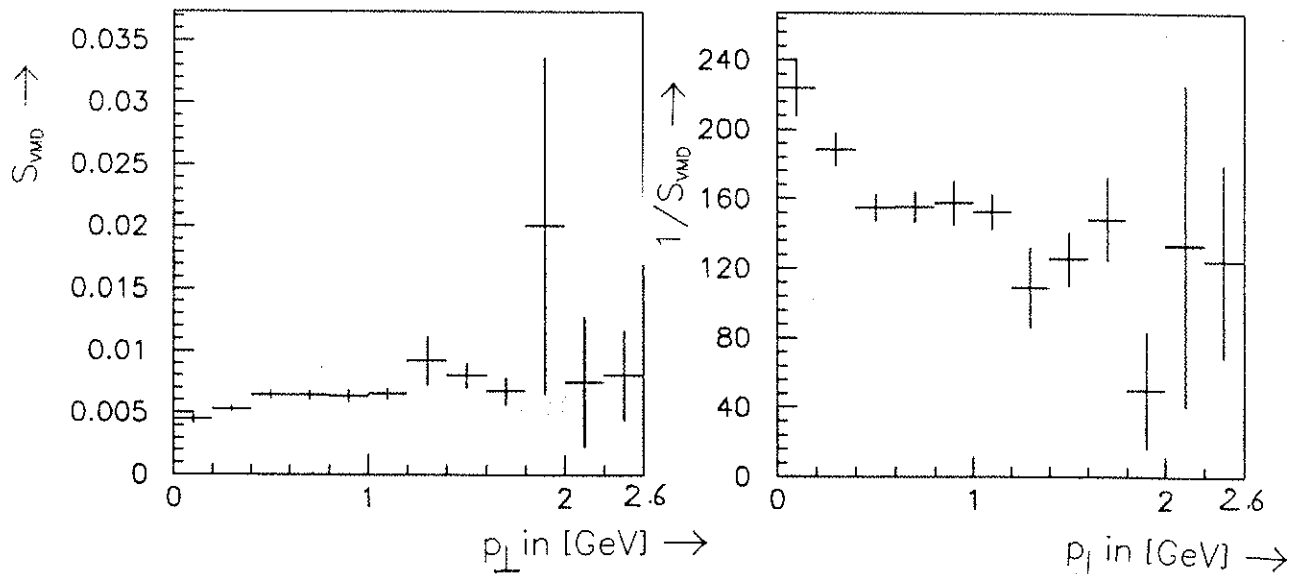


Abbildung 54: VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von $p_{\perp}$ bei niederen Strahlenenergien

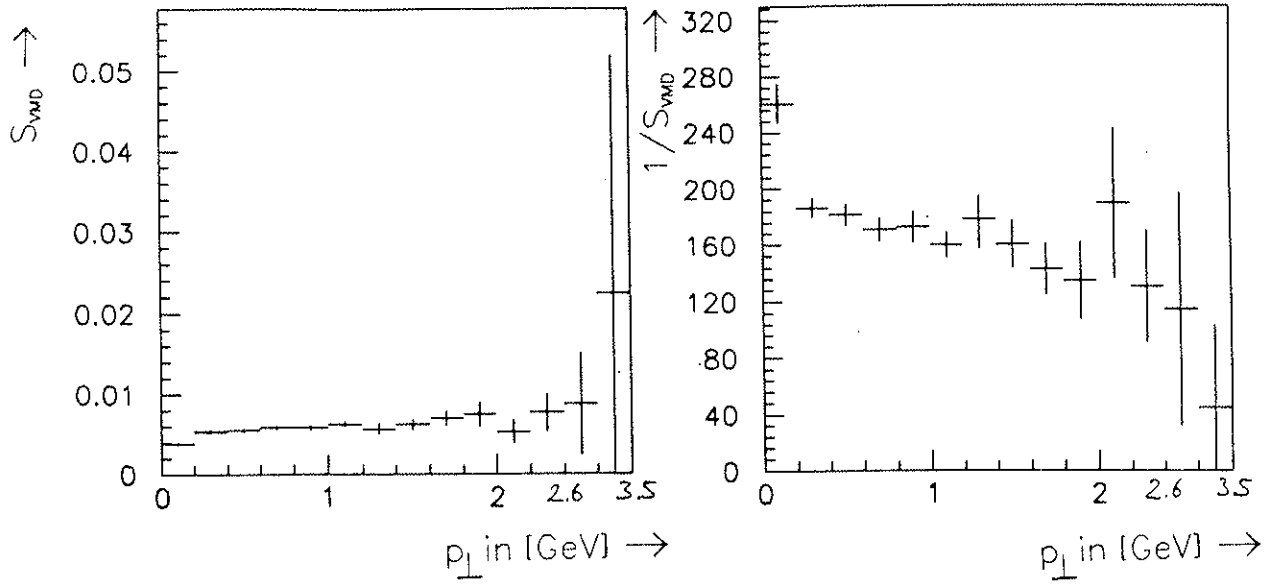


Abbildung 55: VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von $p_{\perp}$ bei hohen Strahlen-
ergien

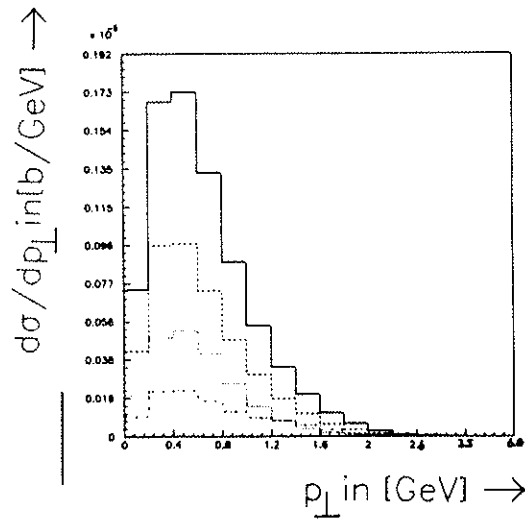


Abbildung 56: Vorhersage der $p_{\perp}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte mit LUCIFER:
— : Summe, --- : QCD-Bethe-Heitler, : QCD-Compton, - · - · : Higher-Twist

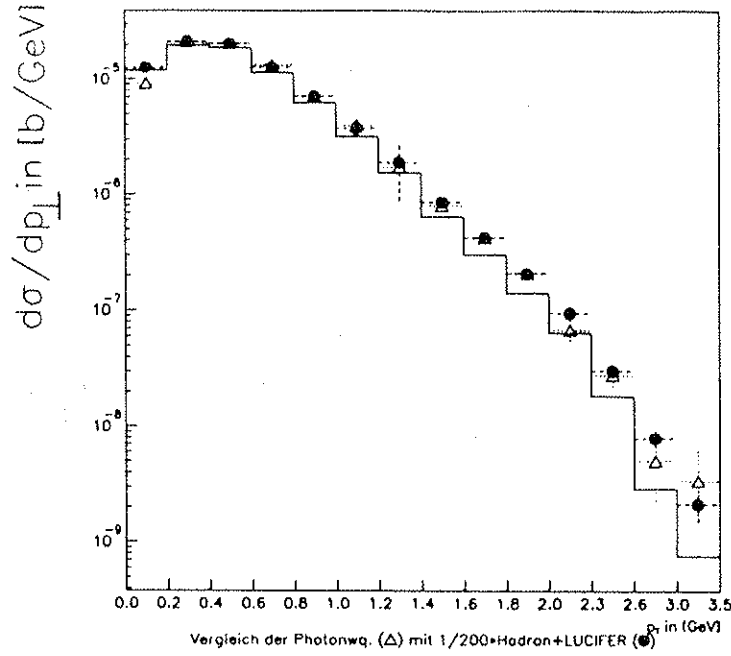


Abbildung 57: Vergleich von $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ (Δ) mit $\frac{1}{200} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(hp \rightarrow \rho^0 X)$ ($—$) und $\frac{1}{200} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(hp \rightarrow \rho^0 X) + \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(LUCIFER)$ ($\bullet$)

15 Die Verschiebung der ρ^0 -Masse

Neben dem Fitparameter p_1 , aus dem sich die Wirkungsquerschnitte berechnen, erlaubt auch der Fitparameter p_2 Aussagen über die Physik der ρ^0 -Erzeugung.

Die Bilder 58 bis 59 und die Tabellen 24 bis 25 zeigen die Größe des Södingtermes, der die Verschiebung der ρ^0 -Masse parametrisiert, als Funktion von $p_{\perp}$ und x_F für beide Strahlarten und beide Strahlenergiebereiche. Sowohl in den Photondaten als auch in den Hadrondaten ist p_2 im zentralen Bereich am größten, und zwar für Photonen größer als für Hadronen. Eine Energieabhängigkeit der Massenverschiebung im zentralen Bereich ist nicht zu beobachten. In den Photondaten ist außerdem in der diffraktiven Region eine deutliche Verschiebung zu sehen, die ebenfalls mit steigender Photonenergie fällt. Diese "diffraktive Verschiebung" ist schon lange bekannt und der Ausgangspunkt für die verschiedenen Ansätze zu deren theoretischer Beschreibung gewesen. Wie schon im Kapitel 7.4 erwähnt, kann auch der Versuch gemacht werden, die Verschiebung im zentralen Bereich analog zu einem Interferenzmechanismus zu erklären, der zu der diffraktiven Verschiebung führen könnte. Das zugrundeliegende Bild ist 14.

Es ist keine deutliche Abhängigkeit des Verschiebungstermes vom Zerfallswinkel festzustellen.

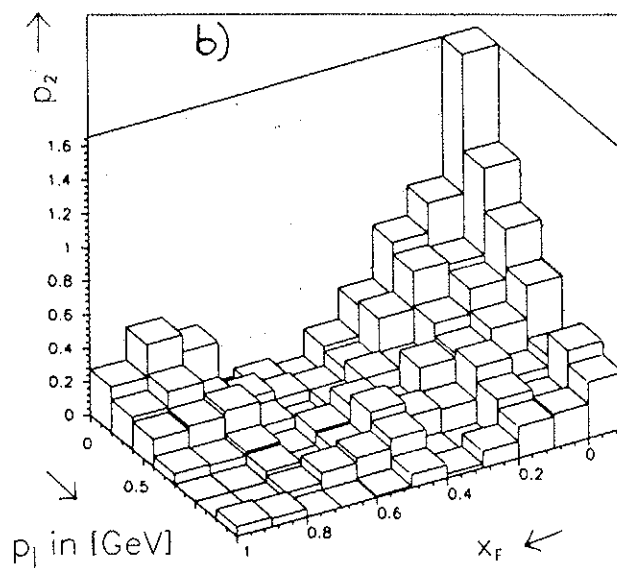
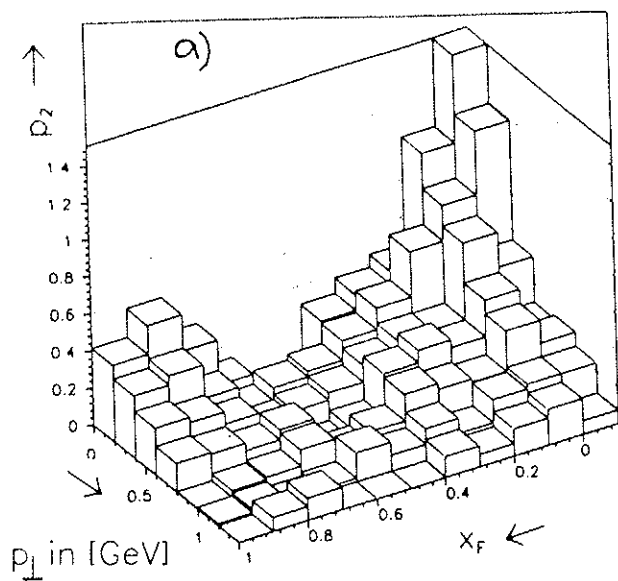


Abbildung 58: Größe des Södingtermes in den Photon-Massenplots bei a) niedriger b) hoher Photon-Energie

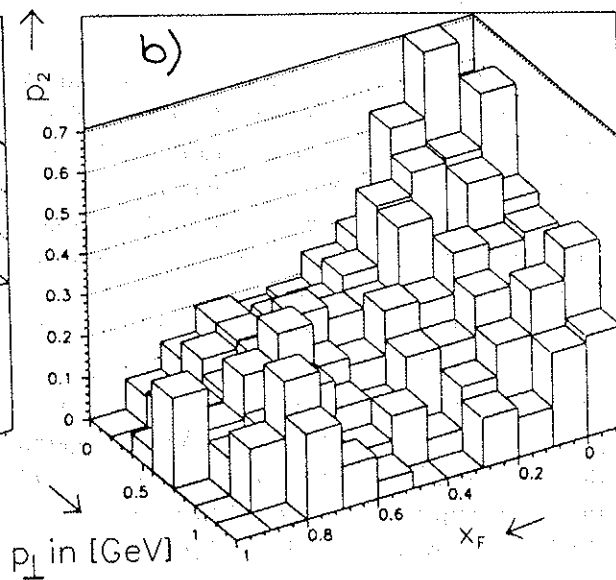
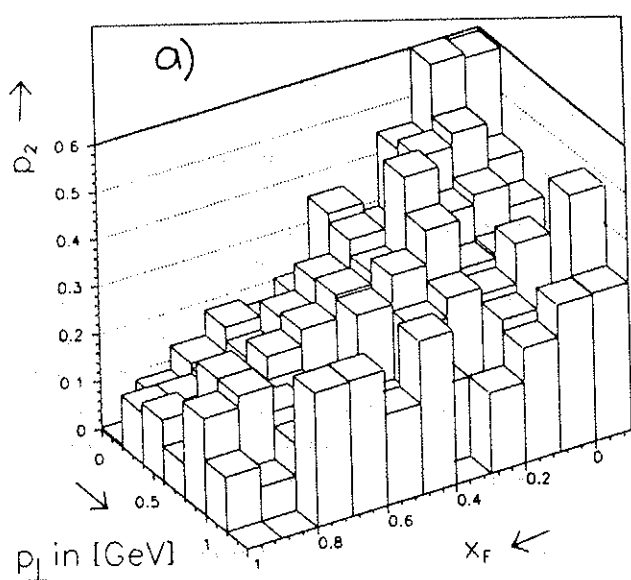


Abbildung 59: Größe des Södingtermes in den Hadron-Massenplots bei a) niedriger b) hoher π/K -Energie

a)
0.5
 $x_F \rightarrow$
1.0

p_T in [GeV] $\rightarrow$	0	1.51 ± 0.49	1.03 ± 0.32	0.45 ± 0.10	0.38 ± 0.07	0.30 ± 0.05	0.02 ± 0.05	0.00 ± 0.01	0.13 ± 0.08	0.37 ± 0.07	0.57 ± 0.03	0.41 ± 0.04
		1.19 ± 0.21	0.84 ± 0.09	0.65 ± 0.07	0.40 ± 0.05	0.28 ± 0.04	0.18 ± 0.09	0.15 ± 0.04	0.08 ± 0.04	0.21 ± 0.04	0.39 ± 0.02	0.34 ± 0.01
		0.54 ± 0.09	0.73 ± 0.09	0.32 ± 0.07	0.32 ± 0.05	0.24 ± 0.05	0.15 ± 0.04	0.11 ± 0.04	0.08 ± 0.07	0.16 ± 0.03	0.23 ± 0.02	0.26 ± 0.01
		0.30 ± 0.12	0.51 ± 0.09	0.32 ± 0.06	0.36 ± 0.11	0.29 ± 0.04	0.05 ± 0.04	0.00 ± 0.16	0.16 ± 0.02	0.11 ± 0.03	0.15 ± 0.03	0.16 ± 0.01
	1	0.32 ± 0.11	0.44 ± 0.11	0.22 ± 0.10	0.24 ± 0.06	0.27 ± 0.05	0.12 ± 0.05	0.07 ± 0.09	0.14 ± 0.06	0.05 ± 0.03	0.04 ± 0.06	0.00 ± 0.03
		0.24 ± 0.11	0.24 ± 0.07	0.21 ± 0.10	0.09 ± 0.12	0.17 ± 0.08	0.09 ± 0.07	0.16 ± 0.07	0.02 ± 0.02	0.00 ± 0.13	0.03 ± 0.04	0.01 ± 0.12
		0.07 ± 0.11	0.19 ± 0.13	0.15 ± 0.09	0.07 ± 0.11	0.11 ± 0.10	0.00 ± 0.16	0.00 ± 0.13	0.00 ± 0.18	0.12 ± 0.07	0.08 ± 0.04	0.00 ± 0.01
		0.46 ± 0.67	0.06 ± 0.08	0.00 ± 0.13	0.04 ± 0.05	0.08 ± 0.12	0.00 ± 0.15	0.17 ± 0.25	0.00 ± 0.19	0.00 ± 0.14	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
		0.37 ± 0.54	0.00 ± 0.18	0.00 ± 0.17	0.53 ± 0.38	0.00 ± 0.14	0.00 ± 0.19	0.00 ± 0.14	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	2	0.00 ± 0.18	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.19	0.00 ± 0.19	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

b)		0.5 $x_F \rightarrow$ 1.0										
p_T in [GeV] $\rightarrow$	0	1.65 ± 0.55	0.83 ± 0.21	0.65 ± 0.11	0.34 ± 0.09	0.16 ± 0.06	0.00 ± 0.04	0.05 ± 0.10	0.00 ± 0.14	0.37 ± 0.09	0.47 ± 0.04	0.27 ± 0.02
	1	1.08 ± 0.16	0.57 ± 0.08	0.58 ± 0.08	0.36 ± 0.05	0.13 ± 0.04	0.04 ± 0.04	0.06 ± 0.05	0.12 ± 0.05	0.16 ± 0.04	0.29 ± 0.03	0.20 ± 0.01
	2	0.82 ± 0.17	0.52 ± 0.06	0.38 ± 0.07	0.17 ± 0.05	0.17 ± 0.05	0.06 ± 0.04	0.00 ± 0.04	0.07 ± 0.05	0.22 ± 0.05	0.19 ± 0.03	0.17 ± 0.01
	3	0.59 ± 0.10	0.39 ± 0.08	0.31 ± 0.06	0.28 ± 0.08	0.08 ± 0.05	0.18 ± 0.06	0.08 ± 0.06	0.00 ± 0.14	0.08 ± 0.04	0.06 ± 0.04	0.06 ± 0.02
	4	0.28 ± 0.09	0.22 ± 0.08	0.33 ± 0.11	0.14 ± 0.08	0.15 ± 0.06	0.24 ± 0.07	0.07 ± 0.10	0.00 ± 0.16	0.07 ± 0.10	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.02
	5	0.41 ± 0.24	0.16 ± 0.07	0.24 ± 0.09	0.00 ± 0.04	0.01 ± 0.19	0.19 ± 0.11	0.13 ± 0.07	0.10 ± 0.15	0.04 ± 0.06	0.00 ± 0.03	0.00 ± 0.19
	6	0.33 ± 0.15	0.20 ± 0.08	0.19 ± 0.12	0.10 ± 0.09	0.02 ± 0.03	0.08 ± 0.10	0.01 ± 0.01	0.00 ± 0.03	0.00 ± 0.14	0.05 ± 0.07	0.06 ± 0.08
	7	0.00 ± 0.14	0.32 ± 0.19	0.03 ± 0.03	0.06 ± 0.06	0.00 ± 0.20	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.15	0.00 ± 0.14	0.00 ± 0.14	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	8	0.14 ± 0.21	0.00 ± 0.16	0.01 ± 0.01	0.00 ± 0.04	0.17 ± 0.25	0.00 ± 0.20	0.07 ± 0.07	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	9	0.35 ± 0.51	0.20 ± 0.16	0.00 ± 0.14	0.00 ± 0.16	0.44 ± 0.63	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

Tabelle 24: Größe des Södingtermes in den Photon-Massenplots bei a) niederer b) hoher Photon-Energie

a)
0
0.5
 $x_F \rightarrow$
1.0

	0.59 ±0.16	0.60 ±0.11	0.44 ±0.09	0.29 ±0.07	0.35 ±0.05	0.20 ±0.11	0.16 ±0.03	0.18 ±0.04	0.13 ±0.02	0.08 ±0.02	0.00 ±0.01
	0.41 ±0.08	0.49 ±0.05	0.46 ±0.06	0.25 ±0.06	0.33 ±0.03	0.27 ±0.04	0.21 ±0.03	0.15 ±0.03	0.12 ±0.03	0.11 ±0.16	0.11 ±0.04
	0.35 ±0.07	0.40 ±0.07	0.38 ±0.06	0.48 ±0.07	0.30 ±0.04	0.27 ±0.04	0.22 ±0.04	0.19 ±0.04	0.14 ±0.04	0.05 ±0.02	0.13 ±0.07
	0.07 ±0.09	0.31 ±0.07	0.30 ±0.07	0.40 ±0.07	0.33 ±0.05	0.27 ±0.05	0.11 ±0.05	0.14 ±0.04	0.12 ±0.05	0.23 ±0.05	0.07 ±0.03
	0.20 ±0.09	0.37 ±0.11	0.28 ±0.11	0.29 ±0.07	0.25 ±0.07	0.11 ±0.05	0.03 ±0.05	0.06 ±0.05	0.17 ±0.08	0.23 ±0.08	0.20 ±0.08
	0.48 ±0.15	0.16 ±0.08	0.26 ±0.08	0.08 ±0.07	0.17 ±0.08	0.04 ±0.04	0.10 ±0.08	0.18 ±0.09	0.14 ±0.11	0.07 ±0.11	0.12 ±0.14
	0.31 ±0.21	0.31 ±0.11	0.24 ±0.11	0.17 ±0.10	0.00 ±0.13	0.32 ±0.19	0.19 ±0.16	0.28 ±0.17	0.28 ±0.15	0.00 ±0.20	0.00 ±0.15
	0.20 ±0.16	0.08 ±0.12	0.03 ±0.06	0.00 ±0.15	0.28 ±0.17	0.19 ±0.15	0.00 ±0.17	0.29 ±0.44	0.69 ±0.22	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00
	0.14 ±0.15	0.00 ±0.13	0.00 ±0.18	0.26 ±0.32	0.00 ±0.20	0.64 ±0.47	0.00 ±0.16	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00
	0.00 ±0.00	1.87 ±2.80	0.26 ±0.41	1.06 ±1.28	0.00 ±0.11	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00	0.00 ±0.00

p_T in [GeV] $\rightarrow$

0
1
2

b)

	0	0.5					$x_F \rightarrow$		1.0			
p_T in GeV $\rightarrow$	0	0.57 ± 0.11	0.71 ± 0.09	0.55 ± 0.06	0.30 ± 0.05	0.25 ± 0.04	0.19 ± 0.04	0.18 ± 0.03	0.20 ± 0.02	0.14 ± 0.02	0.07 ± 0.01	0.00 ± 0.00
		0.62 ± 0.06	0.49 ± 0.04	0.48 ± 0.04	0.42 ± 0.04	0.28 ± 0.03	0.22 ± 0.03	0.22 ± 0.03	0.20 ± 0.02	0.18 ± 0.02	0.08 ± 0.02	0.00 ± 0.02
		0.40 ± 0.06	0.47 ± 0.04	0.30 ± 0.03	0.41 ± 0.04	0.24 ± 0.02	0.24 ± 0.03	0.27 ± 0.04	0.19 ± 0.02	0.14 ± 0.02	0.12 ± 0.02	0.05 ± 0.08
		0.37 ± 0.05	0.35 ± 0.04	0.37 ± 0.05	0.27 ± 0.05	0.28 ± 0.03	0.17 ± 0.04	0.19 ± 0.04	0.30 ± 0.03	0.22 ± 0.03	0.12 ± 0.05	0.22 ± 0.10
		0.28 ± 0.07	0.00 ± 0.00	0.30 ± 0.06	0.21 ± 0.05	0.21 ± 0.05	0.10 ± 0.05	0.13 ± 0.03	0.20 ± 0.06	0.13 ± 0.04	0.09 ± 0.04	0.00 ± 0.15
		0.41 ± 0.01	0.34 ± 0.04	0.23 ± 0.33	0.15 ± 0.06	0.05 ± 0.07	0.13 ± 0.06	0.07 ± 0.05	0.00 ± 0.20	0.29 ± 0.38	0.15 ± 0.07	0.00 ± 0.03
		0.24 ± 0.08	0.23 ± 0.05	0.09 ± 0.07	0.12 ± 0.08	0.00 ± 0.18	0.00 ± 0.12	0.04 ± 0.11	0.10 ± 0.15	0.21 ± 0.09	0.00 ± 0.13	0.00 ± 0.04
		0.02 ± 0.02	0.14 ± 0.13	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.01 ± 0.01	0.00 ± 0.16	0.00 ± 0.16	0.00 ± 0.20	0.01 ± 0.19	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
		0.00 ± 0.12	0.08 ± 0.12	0.00 ± 0.16	0.13 ± 0.13	0.08 ± 0.14	0.02 ± 0.04	0.00 ± 0.15	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00
	2	0.39 ± 0.44	0.00 ± 0.14	0.00 ± 0.18	0.00 ± 0.17	0.00 ± 0.04	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

Tabelle 25: Größe des Södtermes in den Hadron-Massenplots bei a) niederer b) hoher π/K -Energie

Teil IV

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die inklusive ρ^0 -Mesonenerzeugung in Stößen von Photonen mit 65 bis 175 GeV und geladenen Pionen und Kaonen von 80 und 140 GeV an Protonen untersucht. Durch Untersuchung der ρ^0 -Wirkungsquerschnitte sowie der Winkelverteilung der Pionen aus dem ρ^0 -Zerfall in Abhängigkeit vom Impuls des ρ^0 im Schwerpunktsystem der Reaktion, von der Art und Energie des Strahls, konnten mehrere Produktionsszenarios verifiziert werden.

Für eine Erzeugung von ρ^0 's mit kleinen Longitudinal- und Transversalimpulsen nach den Vorstellungen des Quark-Quark-Fusions-Modells sowohl in hadron-induzierten als auch in photon-induzierten Ereignissen sprechen die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}$ sowie die Konstanz der Divisionsplots im zentralen Bereich.

Die Eigenschaften des Ein-Pion-Austausches im Hadron-Ereignis und die der diffraktiven Dissoziation im Photon-Ereignis werden hervorragend wiedergegeben: Es zeigt sich in der extremen Vorwärtsrichtung sowohl die zu erwartende Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von x_F und $p_\perp$, als auch die vorhergesagte Form der Winkelverteilung in beiden Fällen. Eine weitere Bestätigung erfährt das OPE-Modell in den x_F -abhängigen Verhältnissen von pion- und kaon-induzierter Produktion.

Die Abweichung vom Vektormesondominanzbild im hohen $p_\perp$ der Photoproduktion, die sich in den Quotienten aus photonischen und hadronischen Wirkungsquerschnitten andeutet, kann mit der Annahme einer punktförmigen Photon-Kopplung beschrieben werden.

Literatur

- [Aa68] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-Collaboration, Ph.Rev. 175, 1669 (1968)
- [Al69] Alvensleben et al., Ph.Rev. 23, 1058 (1969)
- [An77] Andersson et al., Ph.Let. 69B, 221 (1977)
An77Andersson et al., Ph.Let. 71B, 337 (1977)
- [An79] Andersson et al., Z.Ph. C1, 105 (1979)
- [AS64] Amaldi et Selleri, Nuo.Cim. 3, 360 (1964)
- [At82] Atkinson et al., Ph.Lett. 108B, 55 (1982)
- [At84] Atkinson et al., Nucl.Ph. B245, 189 (1984)
- [Au87] Aurenche et al., Nucl.Ph. B286, 553 (1987)
- [Ba72] Ballam et al., Ph.Lett. 30B, 421 (1969)
Ballam et al., Ph.Rev. D5, 545 (1972)
- [Ba79] Balea et al., Nucl.Ph. B150, 345 (1979)
- [Ba87] Bailly et al., Z.Ph. C36, 545 (1987)
- [Ba88] Badalyan et Korchagin, Yerevan, YERPHI-1189(66)-89 (1989)
Badalyan et Gulkanyan, Sov.J.Nucl.Ph. 49, 121 (1989)
Badalyan et al., Sov.J.Nucl.Ph. 48, 874 (1988)
Badalyan et al., Sov.J.Nucl.Ph. 46, 1052 (1987)
Badalyan et al., Sov.J.Nucl.Ph. 45, 496 (1987)
Badalyan et Gulkanyan, Sov.J.Nucl.Ph. 41, 1020 (1986)
- [Ba89] Baake et al., Nucl.Instr.and Meth. A281, 325 (1989)
- [Bu71] Bulos et al., Ph.Rev.Let. 26, 1453 (1971)
- [BL87] Brun et Lienhart, HBOOK USER GUIDE, version 4, CERN Program Library Y250, 1 (1987)

- [Br89] Brun et al., PAW USER GUIDE, CERN Program Library Q121, 1 (1989)
- [Ch71] Chung, CERN 71-8, (1971)
- [CM82] Collins et Martin, Rep.Prog.Ph. 45, 335 (1982)
- [DeW79] DeWitt et al., Ph.Rev. D19, 2046 (1979)
- [DH77] Das et Hwa, Ph.Let. 68B, 459 (1977)
- [Di88] Diekmann, Ph.Rep. 159, 99 (1988)
- [DL84] Donnachie et Landshoff, Nucl.Ph. B231, 189 (1984)
- [DO84] Duke et Owens, Ph.Rev. D30, 49 (1984)
- [DS78] Donnachie et Shaw, Electromagnetic Interactions of Hadrons Vol.2, Ed.: Donnachie, Shaw, Plenum Press, 169 (1978)
- [DY71] Drell et Yan, Ann.Ph. 66, 555 (1971)
- [Fi91] Fiedler, Bonn, Diplomarbeit, in Vorbereitung
- [Fo80] Fontannaz et al., Z.Ph. C6, 241 (1980)
- [Ga89] Gapp, Dissertation, BONN-IR-89-11 (1989)
- [Ge88] Gebert, Diplomarbeit, BONN-IR-88-28 (1988)
- [Ge91] Gebert, Bonn, persönliche Mitteilung
- [Ge92] Gebert, Bonn, Dissertation, in Vorbereitung
- [GJ64] Gottfried et Jackson, Ph.Let.8, 144 (1964)
- [Gl82] Glück et al., Z.Ph. C13, 119 (1982)

- [Go70] Goldhaber, Experimental Meson Spectroscopy, Ed.: Baltay, Rosenfeld, Columbia University Press, 1 (1970)
- [Ha84] Hamacher, Wuppertal, Dissertation, WU B-DI 84-2 (1984)
- [Ho86] Hoeger, WA69SIM, Bonn (1986)
- [Ho88] Holzkamp, Bonn, Dissertation, BONN-IR-88-40 (1988)
- [Ho90] Hoeger, Doktorarbeit, BONN-IR-90-47
Apsimon et al., Separation of Minimum and Higher Twist..., angenommen von Z.Ph., (1990)
- [Hw80] Hwa, Ph.Rev. D22, 759 (1980)
Hwa, Ph.Rev. D22, 1593 (1980)
- [Ko77] Kogan et al., Nucl.Ph. B122, 383 (1977)
- [IW87] Ingelman et Weigend, Comp.Ph.Comm. 46, 335 (1987)
- [Ja65] Jackson, Rev.Mod.Ph. 37, 484 (1965)
- [Jo89] Joseph, Diplomarbeit, Bonn IR-89-07 (1989)
- [JR88] James et Roos, MINUIT Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library D506, 1 (1988)
- [Ka70] Kane, Experimental Meson Spectroscopy, Ed.: Baltay, Rosenfeld, Columbia University Press, 1 (1970)
- [Ki90] Kingler, Diplomarbeit, BONN-IR-90-05 (1990)
- [KQ71] Kramer et Quinn, Nucl.Ph. B27, 77 (1971)
- [Kr78] Kramer, Electromagnetic Interactions of Hadrons Vol.2, Ed.: Donnachie, Shaw, Plenum Press, 71 (1978)
- [La79] Lasalle et al., TRIDENT Manual, CERN-DD/EE/79-2 (1979)

- [Mi67] Miller et al., Ph.Rev. 153, 1423 (1967)
- [Mo85] Morris, PHOENIX Manual (unveröffentlicht), RAL (1985)
- [Mu70] Müller, Ph.Rev. 2, 2963 (1970)
- [MW88] Marchesini et Webber, Nucl.Ph. B310, 461 (1988)
- [We84] Webber, Nucl.Ph., B238, 492 (1984)
- [O'C86] O'Connor, OMFATHAC, Lancaster (1986)
- [Ow80] Owens, Ph.Rev. D21, 54 (1980)
- [PD88] Particle Data Group, Ph.Lett. B204, 1 (1988)
- [Po67] Poirier et al., Ph.Rev. 136, 1462 (1967)
- [Re59] Regge, Nuo.Cim. 14, 951 (1959)
- [Re60] Regge, Nuo.Cim. 18, 946 (1960)
- [Re85] Reidenbach, Dissertation, BONN IR-85-36 (1985)
- [Ro81] Brüssel-CERN-Genf-Mons-Nijmegen-Serpukhov-Collaboration, CERN/EP 81-99 (1981)
- [Ro82] Rotscheid, Diplomarbeit, BONN IR-82-34 (1982)
- [Ro88] Rotscheid, Dissertation, BONN-IR-88-55 (1988)
- [RS66] Ross et Stodolsky, Ph.Rev. 149, 1172 (1966)
- [Sc70] Schilling et al., Nucl.Ph. B15, 397 (1970)
- [Sj85] Sjöstrand (Lund Universität), LU TP85-10 (1985)
- [So66] Söding, Ph.Lett. 19, 702 (1966)

- [So87] Söldner-Rembold, Diplomarbeit, BONN-IR-87-31 (1987)
- [SY74] Spital et Yennie, Ph.Rev. D9, 126 (1974)
- [Ta72] Takahashi et al., Ph.Rev. D6, 1266 (1972)
- [Wi70] Williams, Ph.Rev. D1, 1312 (1970)
- [Wi77] Witten, Nucl.Ph. B120, 189 (1977)

Abbildungsverzeichnis

1	Das Spektrum der durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen und die Energien der Hadronstrahlen	6
2	Der experimentelle Aufbau	7
3	TRIDENT-Eventdisplay als Beispiel zur Spurrekonstruktion	7
4	Die Prozesse der punktförmigen Photon-Hadron-Kopplung in unterster Ordnung: a) QCD-Compton b) QCD-Bethe-Heitler	9
5	Kopplung des Photons an ein virtuelles Vektormeson	10
6	Fragmentationsmodell der Hadron-Hadron-Wechselwirkung bei kleinem Impulsübertrag	11
7	Rekombinationsmodell der Hadron-Hadron-Wechselwirkung bei kleinem Impulsübertrag	11
8	ρ^0 -Erzeugung nach dem Quark-Antiquark-Fusions-Modell in Analogie zum Drell-Yan-Prozeß	12
9	Graph zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für $A + B \rightarrow C + X$ im Triple-Regge-Limes	14
10	Austausch eines einzelnen Regge-Poles	15
11	Quasi-diffraktiver Ein-Pion-Austausch	16
12	Resonanzkurve des ρ^0 mit und ohne $\rho\omega$ -Interferenz	18
13	Erzeugung nicht resonanter Pion-Paare im diffraktiven Fall	18
14	Produktion nicht resonanter Pion-Paare in inklusiven Prozessen	19
15	Einteilung der x_F - $p_\perp$ -Fläche in Bins	21
16	Einteilung der x_F - und $p_\perp$ -Bereiche	22
17	Die Fitbereiche	23
18	Die ρ^0 - und die f_2 -Breit-Wigner-Resonanzkurve bei einem typischen Verhältnis $\rho^0:f_2$ von 10:1	24
19	Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.0 und 0.1 und $p_\perp$ zwischen 0.2 und 0.4 GeV. Der Fit enthält keinen Söding-Term.	25
20	Fitfunktion und Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.9 und 1.0 und $p_\perp$ zwischen 0.0 und 0.2 GeV. Die Fitfunktion enthält keinen Söding-Term.	26
21	ρ^0 -Breit-Wigner und Söding-Term bei $p_2 = 1$	26
22	Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.0 und 0.1 und $p_\perp$ zwischen 0.2 und 0.4 GeV. Der Fit enthält einen Söding-Term.	27
23	Fit an den Massenplot für niederenergetische Photoproduktion bei x_F zwischen 0.9 und 1.0 und $p_\perp$ zwischen 0.0 und 0.2 GeV. Der Fit enthält einen Söding-Term.	28
24	ρ^0 -Breit-Wigner und K^* -Reflexion bei einem typischen $K^*:\rho^0$ -Verhältnis von 1:3	29
25	Die Abhängigkeit des $K^*:\rho^0$ -Verhältnisses von x_F in vier $p_\perp$ -Bereichen für die zwei Photonenergiebereiche	30
26	Abhängigkeit des Parameters p_3 von x_F für a) niedere b) hohe Hadronenergien	31
27	Die Form der Reflexion des ω in verschiedenen x_F und $p_\perp$ Bereichen	32
28	Fit an einen Massenplot für niederenergetische Photoproduktion. Im Fit war das Verhältnis $\omega:\rho^0$ auf fixiert.	33
29	Fit an einen Massenplot für niederenergetische Photoproduktion. Im Gegensatz zu dem vorhergehenden Bild war das Verhältnis $\omega:\rho^0$ hier freier Fitparameter.	34
30	Die Reflexion des $\rho^0(1600)$ im Bereich niedriger x_F	34
31	Das Schema des Datenflusses im Experiment einschließlich der Akzeptanzbestimmung	39
32	Beispiel eines Massenplots, in dem der Fit den ρ^0 -Anteil unterschätzt, Photonen hoher Energien, $0.6 < x_F < 0.7$, $0.2 < p_\perp < 0.4$ GeV, a) Daten, b) Simulation	43

33	Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Photonenergien a) zwischen 65 GeV und 110 GeV und b) zwischen 110 GeV und 175 GeV . . .	48
34	Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dx_F}(h p \rightarrow \rho^0 X)$ bei π/K -Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV	49
35	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Photonenergien a) zwischen 65 und 110 GeV und b) zwischen 110 und 175 GeV	51
36	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}(\pi p \rightarrow \rho^0 X)$ bei π -Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV	52
37	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}(K p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Kaon-Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV	52
38	Invarianter Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow \rho^0 X$ in Abhängigkeit von x_F und Vorhersage mit angepassten Strukturfunktionen bei hohen Photonenergien; der diffraktive Anstieg wurde dazu von den Daten abgezogen	53
39	Invarianter Wirkungsquerschnitt für $K p \rightarrow \rho^0 X$ in Abhängigkeit von x_F und Vorhersage mit angepassten Strukturfunktionen bei hohen Kaonenergien	54
40	Invarianter Wirkungsquerschnitt für $\pi p \rightarrow \rho^0 X$ in Abhängigkeit von x_F und Vorhersage mit an die Photon- und Kaonwirkungsquerschnitte angepassten Strukturfunktionen bei hohen Pionenergien	54
41	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Photonenergien a) zwischen 65 und 110 GeV und b) zwischen 110 und 175 GeV	56
42	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(\pi p \rightarrow \rho^0 X)$ bei π -Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV	56
43	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(K p \rightarrow \rho^0 X)$ bei Kaon-Energien von a) 80 GeV und b) 140 GeV	57
44	Quotient der Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion durch π und K bei a) niederen und b) hohen Strahlenergien, x_F -abhängig	57
45	Die Einteilung und Numerierung der x_F - $p_{\perp}$ -Bereiche zur Messung der Winkelverteilungen	65
46	Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Photoproduktion	67
47	Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Photoproduktion	68
48	Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Hadroproduktion	69
49	Winkelverteilung der ρ^0 -Zerfalls-Pionen im SCH-System für Hadroproduktion	70
50	VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_{\perp}$ bei niederen Strahlenergien (Die oben schraffierten Säulen tragen sehr große Fehler und wurden der Übersichtlichkeit halber abgeschnitten)	72
51	VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_{\perp}$ bei hohen Strahlenergien	72
52	VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von x_F bei niederen Strahlenergien	75
53	VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von x_F bei hohen Strahlenergien	76
54	VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von $p_{\perp}$ bei niederen Strahlenergien	76
55	VMD-Faktoren und ihre Reziprokwerte als Funktionen von $p_{\perp}$ bei hohen Strahlenergien	77
56	Vorhersage der $p_{\perp}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte mit LUCIFER	77
57	Vergleich von $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ () mit $\frac{1}{200} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(h p \rightarrow \rho^0 X)$ () und $\frac{1}{200} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(h p \rightarrow \rho^0 X) + \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}(LUCIFER)$ ()	78
58	Größe des Södingtermes in den Photon-Massenplots bei a) niederer b) hoher Photonenergie	79
59	Größe des Södingtermes in den Hadron-Massenplots bei a) niederer b) hoher π/K -Energie	79

Tabellenverzeichnis

1	Die Werte auf die der Parameter p_3 in den Fits an Photonmassenplots fixiert wurde in Abhängigkeit von x_F	28
2	x_F abhängiges Verhältnis von ω zu ρ^0 -Photoproduktion	31
3	x_F - und $p_\perp$ -abhängiges Verhältnis der Größen von ω -Reflexion zu ρ^0 -Resonanz . . .	32
4	ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Photonstrahl niederer Energien als Funktion von x_F und $p_\perp$	40
5	ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Photonstrahl hoher Energien als Funktion von x_F und $p_\perp$	40
6	ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Hadronstrahl niederer Energien als Funktion von x_F und $p_\perp$	41
7	ρ^0 -Zählakzeptanzen für den Hadronstrahl hoher Energien als Funktion von x_F und $p_\perp$	41
8	Beitrag des Fehlers in der K^* -Bestimmung zum systematischen Fehler in %; a) niedere Energie, b) hohe Energie	45
9	Gesamter systematischer Fehler an den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten; a) niedere Energie, b) hohe Energie	45
10	Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_\perp dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ in $\mu\text{b}/\text{GeV}$ bei Photonenergien zwischen 65 GeV und 110 GeV	46
11	Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_\perp dx_F}(\gamma p \rightarrow \rho^0 X)$ in $\mu\text{b}/\text{GeV}$ bei Photonenergien zwischen 110 GeV und 175 GeV	47
12	Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_\perp dx_F}(hp \rightarrow \rho^0 X)$ in mb/GeV bei π/K -Energien von 80 GeV	47
13	Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_\perp dx_F}(hp \rightarrow \rho^0 X)$ in mb/GeV bei π/K -Energien von 140 GeV	48
14	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx_F}$	50
15	Die invarianten Wirkungsquerschnitte $\frac{E}{p_{\text{max}}} \frac{d\sigma}{dx_F}$	51
16	Quotient der Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Produktion durch π und K	51
17	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_\perp}$	55
18	Die Ergebnisse von Fits der Form $a \cdot p_\perp \cdot e^{-b \cdot p_\perp^2}$ an die $p_\perp$ -differentiellen Wirkungsquerschnitte	58
19	Die totalen Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Strahlarten	58
20	Vergleich der aus Summen und der direkt aus Projektionsmassenplots gebildeten Wirkungsquerschnitte	60
21	Ergebnisse von Fits an die Winkelverteilungen mit $a + b \sin^2 \theta$ und die sich daraus ergebenden Spindichtematrixelemente	66
22	VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_\perp$ bei niederen Strahlenergien	73
23	VMD-Faktoren und deren Reziprokwerte als Funktionen von x_F und $p_\perp$ bei hohen Strahlenergien	74
24	Größe des Södingtermes in den Photon-Massenplots bei a) niederer b) hoher Photon-Energie	80
25	Größe des Södingtermes in den Hadron-Massenplots bei a) niederer b) hoher π/K -Energie	81

1	the following information in the following order:	1
2	(a) the name of the person or persons who are the	2
3	owner or owners of the property;	3
4	(b) the name of the person or persons who are the	4
5	tenant or tenants of the property;	5
6	(c) the name of the person or persons who are the	6
7	lessor or lessors of the property;	7
8	(d) the name of the person or persons who are the	8
9	mortgagee or mortgagees of the property;	9
10	(e) the name of the person or persons who are the	10
11	owner or owners of the property, if the property is	11
12	owned by a corporation, partnership, or other	12
13	entity, and the name of the person or persons who	13
14	are the officers, directors, partners, or members	14
15	of such entity;	15
16	(f) the name of the person or persons who are the	16
17	owner or owners of the property, if the property is	17
18	owned by a trust, and the name of the person or	18
19	persons who are the trustees of such trust;	19
20	(g) the name of the person or persons who are the	20
21	owner or owners of the property, if the property is	21
22	owned by a partnership, and the name of the	22
23	person or persons who are the partners of such	23
24	partnership;	24
25	(h) the name of the person or persons who are the	25
26	owner or owners of the property, if the property is	26
27	owned by a partnership, and the name of the	27
28	person or persons who are the partners of such	28
29	partnership;	29
30	(i) the name of the person or persons who are the	30
31	owner or owners of the property, if the property is	31
32	owned by a partnership, and the name of the	32
33	person or persons who are the partners of such	33
34	partnership;	34
35	(j) the name of the person or persons who are the	35
36	owner or owners of the property, if the property is	36
37	owned by a partnership, and the name of the	37
38	person or persons who are the partners of such	38
39	partnership;	39
40	(k) the name of the person or persons who are the	40
41	owner or owners of the property, if the property is	41
42	owned by a partnership, and the name of the	42
43	person or persons who are the partners of such	43
44	partnership;	44
45	(l) the name of the person or persons who are the	45
46	owner or owners of the property, if the property is	46
47	owned by a partnership, and the name of the	47
48	person or persons who are the partners of such	48
49	partnership;	49
50	(m) the name of the person or persons who are the	50
51	owner or owners of the property, if the property is	51
52	owned by a partnership, and the name of the	52
53	person or persons who are the partners of such	53
54	partnership;	54
55	(n) the name of the person or persons who are the	55
56	owner or owners of the property, if the property is	56
57	owned by a partnership, and the name of the	57
58	person or persons who are the partners of such	58
59	partnership;	59
60	(o) the name of the person or persons who are the	60
61	owner or owners of the property, if the property is	61
62	owned by a partnership, and the name of the	62
63	person or persons who are the partners of such	63
64	partnership;	64
65	(p) the name of the person or persons who are the	65
66	owner or owners of the property, if the property is	66
67	owned by a partnership, and the name of the	67
68	person or persons who are the partners of such	68
69	partnership;	69
70	(q) the name of the person or persons who are the	70
71	owner or owners of the property, if the property is	71
72	owned by a partnership, and the name of the	72
73	person or persons who are the partners of such	73
74	partnership;	74
75	(r) the name of the person or persons who are the	75
76	owner or owners of the property, if the property is	76
77	owned by a partnership, and the name of the	77
78	person or persons who are the partners of such	78
79	partnership;	79
80	(s) the name of the person or persons who are the	80
81	owner or owners of the property, if the property is	81
82	owned by a partnership, and the name of the	82
83	person or persons who are the partners of such	83
84	partnership;	84
85	(t) the name of the person or persons who are the	85
86	owner or owners of the property, if the property is	86
87	owned by a partnership, and the name of the	87
88	person or persons who are the partners of such	88
89	partnership;	89
90	(u) the name of the person or persons who are the	90
91	owner or owners of the property, if the property is	91
92	owned by a partnership, and the name of the	92
93	person or persons who are the partners of such	93
94	partnership;	94
95	(v) the name of the person or persons who are the	95
96	owner or owners of the property, if the property is	96
97	owned by a partnership, and the name of the	97
98	person or persons who are the partners of such	98
99	partnership;	99
100	(w) the name of the person or persons who are the	100