

AR

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00068736

EX- BONN-IR 91-55

W.9147

# UNIVERSITÄT BONN

## Physikalisches Institut

### Das $f_2(1270)$ -Meson im Vergleich inklusive Photo- und Hadroerzeugung am CERN-OMEGA-Spektrometer

von  
Frank Fiedler

#### Abstract:

We report on a measurement of inclusive  $f_2$  production in  $\gamma p$  and  $h^\pm p$  collisions at beam energies of  $65 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 175 \text{ GeV}$  and  $E_h = 80, 140 \text{ GeV}$ , respectively, where  $h$  is  $\pi$  or  $K$ . Cross sections are determined for all beams and energies as functions of  $x_F$  ( $-0.1 \leq x_F \leq 1.0$ ) and  $p_T$  ( $0 \leq p_T \leq 2.0 \text{ GeV}$ ). Photon and hadron beam data are compared to measure the vector meson dominance factor.  $f_2$  production by  $\gamma$  and  $K$  beams is described by the quark antiquark fusion model while production by  $\pi$  at low  $p_T$  and high  $x_F$  is dominated by triple regge mechanisms. In addition, inclusive  $f_0$  production was observed with clear significance in photon and pion beam data.



Thesis-1991-Fiedler

Post address:  
Postfach 12  
5300 Bonn 1  
Germany

BONN-IR-91-55  
Bonn University  
October 1991  
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN  
Physikalisches Institut

Das  $f_2(1270)$ -Meson im Vergleich  
inklusive Photo- und Hadroerzeugung  
am CERN-OMEGA-Spektrometer

von  
Frank Fiedler

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

Angenommen am: 10. Oktober 1991  
Referent: Priv.-Doz. Dr. B. Diekmann  
Korreferent: Prof. Dr. B. Schoch

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>3</b>
2.1	Die Strahlen . . . . .	3
2.2	Das $\Omega$ -Spektrometer . . . . .	5
2.3	Die Detektoren . . . . .	6
2.4	Die Ereignisrekonstruktion . . . . .	7
2.5	Kinematische Variable . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Physik der <math>f_2</math>-Erzeugung</b>	<b>10</b>
3.1	Das $f_2$ -Meson . . . . .	10
3.2	Photo- und Hadroerzeugung des $f_2$ : Das Vektormesondominanzmodell als Bindeglied	13
3.3	$f_2$ -Produktionsmechanismen . . . . .	15
3.3.1	Quark-Antiquark-Fusion . . . . .	15
3.3.2	Triple-Regge-Mechanismus . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der <math>f_2</math>-Erzeugung</b>	<b>18</b>
4.1	Massenplots . . . . .	18
4.2	Fitfunktion . . . . .	22
4.3	Breite des $f_2$ . . . . .	27
4.4	Einfluß des $K_2^*(1430)$ . . . . .	29
4.5	Akzeptanzen . . . . .	32
4.6	Normierung der Wirkungsquerschnitte . . . . .	36
4.7	Fehler der Wirkungsquerschnitte . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>38</b>
5.1	Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dp_T dx_F$ . . . . .	38
5.2	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T$ . . . . .	42
5.3	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx_F$ . . . . .	45
5.4	Zerfallswinkelverteilungen $d\sigma/d\theta$ . . . . .	48
5.5	Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma^{tot}$ . . . . .	51
<b>6</b>	<b>Ein weiteres Teilchen - das <math>f_0(975)</math></b>	<b>52</b>
<b>7</b>	<b><math>f_2</math>-Erzeugung im Vergleich von Messung und Modellen</b>	<b>55</b>
7.1	VMD-Vergleich: $\sigma(\gamma p)/\sigma(hp)$ . . . . .	55
7.2	Quark-Antiquark-Fusion, Fit von Strukturfunktionen . . . . .	58
7.3	Triple-Regge-Produktion . . . . .	60
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>63</b>
<b>A</b>	<b>Triple-Regge-Mechanismus</b>	<b>64</b>
<b>B</b>	<b>Der Eventgenerator HERWIG</b>	<b>70</b>

# 1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit ist Teil der Auswertung des Photoproduktionsexperimentes WA69 am CERN  $\Omega$ -Spektrometer. Das Experiment wurde durchgeführt von der "OMEGA Photon Collaboration" mit Mitgliedern der Universitäten und Institute Bonn, CERN, Manchester, Lancaster, Rutherford, Sheffield und Yerevan.

WA69 untersuchte

- Photoproduktion mit hohem Transversalimpuls,
- inklusive Mesonproduktion über einen weiten kinematischen Bereich.

Diese Arbeit ist dem zweiten Bereich zuzuordnen.

Bei der Untersuchung von inklusiver  $\rho^0(770)$ -Meson-Produktion mit etwa 30% der Statistik [1] war in den Spektren invarianter  $\pi\pi$ -Massen neben dem  $\rho^0$ -Vektormeson auch das  $f_2(1270)$ -Tensormeson aufgetreten. Neben einer detaillierteren Behandlung des  $\rho^0$  [2] war - bei nunmehr voller Statistik, d. h.  $20 \cdot 10^6$  photon- und  $24 \cdot 10^6$  hadroninduzierten Triggern - auch eine  $f_2$ -Analyse möglich, die Gegenstand meiner Diplomarbeit ist und über die hier berichtet wird.

Ziel meiner Arbeit war die Bestimmung von einfach und doppelt differentiellen inklusiven Wirkungsquerschnitten der  $f_2$ -Produktion bezüglich der Variablen  $x_F$  und  $p_T$  für Photon- und Hadronstrahlen im Energiebereich von 65 bis 175 GeV. Mit diesen Wirkungsquerschnitten läßt sich die Gültigkeit des VMD-Modells (siehe 3.2) überprüfen. Weiterhin werden an die Wirkungsquerschnitte Vorhersagen des Quark-Antiquark-Fusions-Modells gefittet, woraus sich prinzipiell Strukturfunktionen von Strahl- und Targeteilchen bestimmen lassen.

Ich werde zunächst kurz den Aufbau des Experimentes skizzieren und die physikalischen Grundlagen der  $f_2$ -Produktion erläutern. Anschließend werde ich das Verfahren zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte vorstellen. Schließlich folgen die Wirkungsquerschnitte und Vergleiche mit Modellvorhersagen.

Neben dem  $f_2$  wurde sowohl in  $\gamma p$ - als auch in  $\pi p$ -Daten mit hoher Signifikanz das  $f_0(975)$  (früher S) in seinem Zerfall  $\rightarrow \pi^+\pi^-$  beobachtet. Eine entsprechende Analyse der  $Kp$ -Daten zeigt ein  $f_0$ -Signal mit nur geringer Signifikanz.

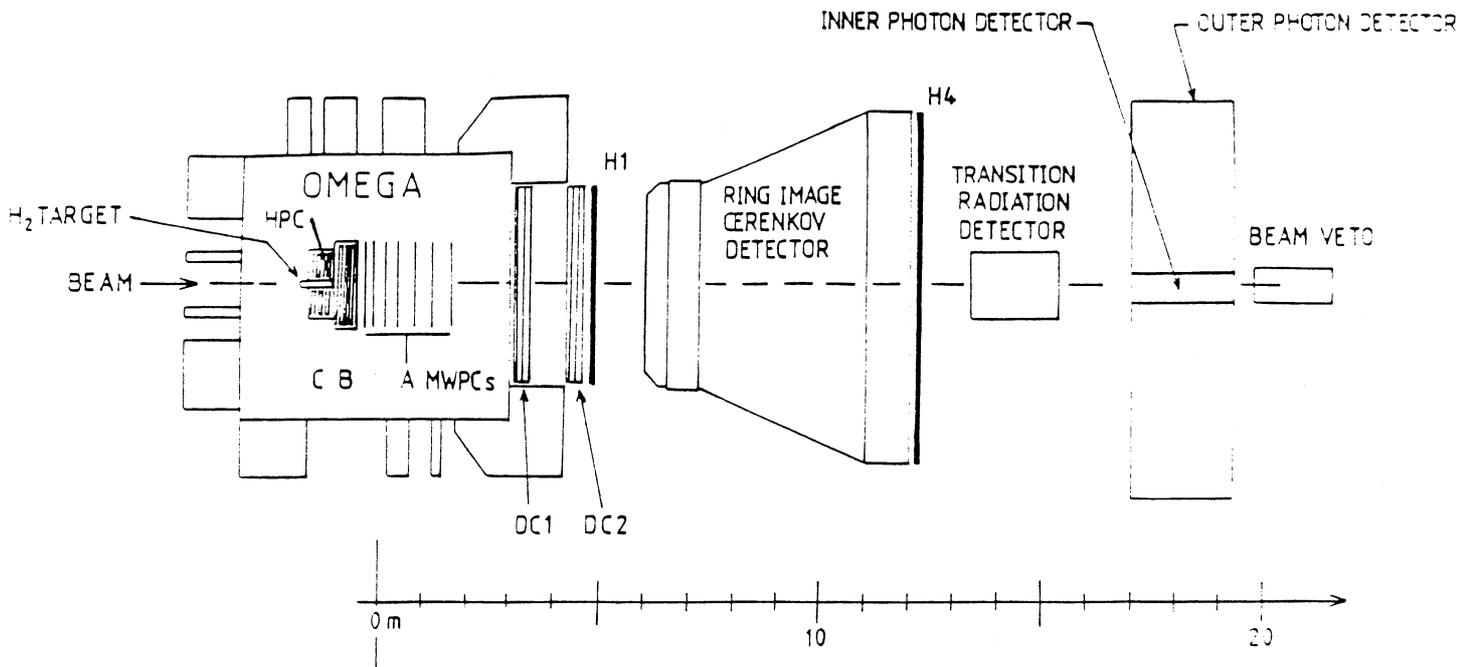


Abb. 1: Der experimentelle Aufbau

## 2 Das Experiment

Im WA69-Experiment wurden Photonen und Hadronen auf ein festes Target aus flüssigem Wasserstoff geschossen, um Photo- und Hadroproduktion von hadronischen Endzuständen mit dem gleichen experimentellen Aufbau zu messen. Da das Experiment bereits in mehreren Diplom- und Doktorarbeiten detailliert dargestellt worden ist (z. B. [1, 3]), werde ich mich auf eine kurze Beschreibung beschränken. Der Aufbau des Experiments ist in Bild 1 skizziert.

### 2.1 Die Strahlen

WA69 wurde mit Photon- und Hadron-Strahlen durchgeführt, die mit Hilfe des CERN-SPS erzeugt wurden.

Zur Erzeugung des Photonstrahls trafen die Protonen aus dem CERN-SPS mit einem Impuls von 450 GeV auf ein Beryllium-Target, in dem unter anderem neutrale Pionen erzeugt wurden ( $p + \text{Be} \rightarrow \pi^0 + X$ ), die in Photonen zerfielen ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ); diese trafen auf ein Silizium-Target, in dem sie in Elektron-Positron-Paare konvertierten ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). Von den so erzeugten Elektronen wurden durch eine Magnetoptik diejenigen mit Impulsen von  $(200 \pm 5)$  GeV auf ein Wolfram-Target durchgelassen, in dem sie Bremsstrahlung abgaben ( $e_1^- + W \rightarrow e_2^- + W + \gamma$ ). Nach dem Wolfram-Target wurde die Elektronenenergie gemessen (Meßbereich  $20 \text{ GeV} \leq E_{e_2^-} \leq 130 \text{ GeV}$ ) und durch Differenzbildung die Photonenergie ermittelt:  $E_\gamma = E_{e_1^-} - E_{e_2^-}$ . Somit standen energievermessene ("getaggte") Photonen mit Energien von 65 bis 175 GeV zur Verfügung. Doppelbremsstrahlungseffekte wurden mit Hilfe eines Beam-Veto-Kalorimeters (BV) am Ende der Beamline auf zwei Arten korrigiert: Unterhalb einer Schwellenergie von 30 GeV wurde die durch das Taggingsystem ermittelte Photonenergie korrigiert; überschreitet die Energie des zweiten Bremsstrahlungsphotons diese Schwellenenergie, so wurde das Ereignis verworfen. Da diese durch das BV verworfenen Ereignisse vom Taggingsystem bereits mitgezählt worden sind, muß die Anzahl der Photonen entsprechend korrigiert werden (siehe 4.5).

Die Erzeugung des Hadronstrahls war einfacher. Außer neutralen Pionen entstanden im Beryllium-

Target geladene Teilchen, und zwar hauptsächlich Kaonen und Pionen im Verhältnis von ungefähr 1:10. Zur Unterscheidung dieser beiden Teilchen befanden sich CEDARs (Cherenkov Differential Counter with Achromatic Ring Focus) in der Beamline. Mit ihrer Hilfe wurde dieses Verhältnis online auf etwa 1:3 verändert, indem nur jedes vierte Pion akzeptiert wurde. Pionen und Kaonen mit Energien von 80 bzw. 140 GeV wurden im Experiment verwendet, um die Photon- und Hadrondaten in zwei Energiebereichen vergleichen zu können:

- "niedrigen Energien" von 65 bis 110 GeV im Photon- und 80 GeV im Hadronstrahl
- "hohen Energien" von 110 bis 175 GeV im Photon- und 140 GeV im Hadronstrahl.

Die Photon-bzw. Hadronstrahlen trafen auf ein Target aus flüssigem Wasserstoff und erzeugten hadronische Endzustände. In dieser Arbeit wurden die Reaktionen

$$\gamma p \rightarrow f_2 X$$

und

$$h^\pm p \rightarrow f_2 X$$

untersucht, d. h. inklusive  $f_2$ -Produktion.  $X$  bezeichnet einen nicht weiter untersuchten hadronischen Zustand (daher inklusiv) mit mehr als zwei geladenen Spuren - insbesondere wurde also  $X = p$  ausgeschlossen;  $h$  steht für  $\pi$  bzw.  $K$ . Die Hadronstrahlen wurden nicht nach Ladungen unterschieden, da bei entsprechenden Tests keine Unterschiede beobachtet werden konnten. Hingegen wurden Pionen und Kaonen getrennt behandelt.

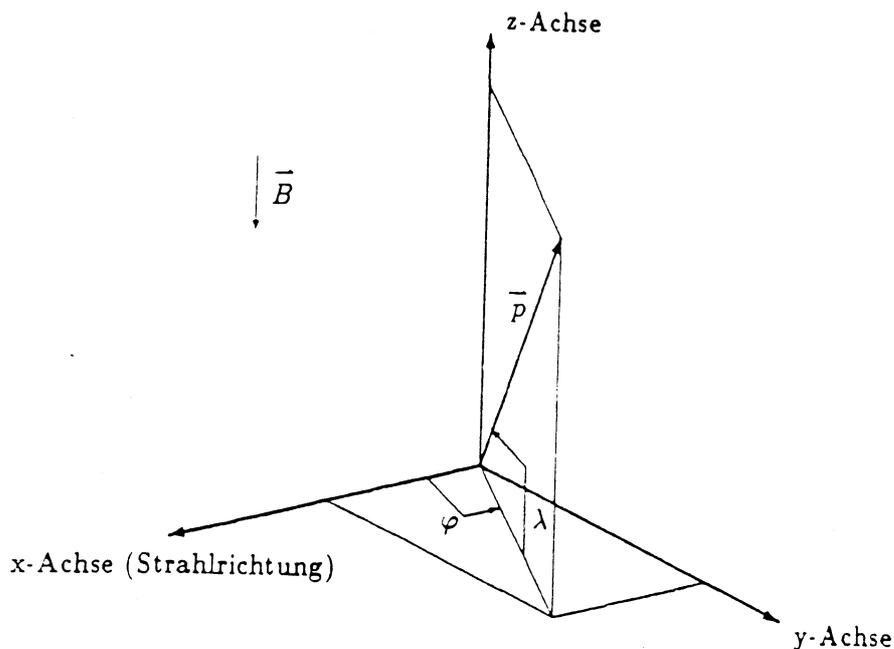


Abb. 2: OMEGA-Koordinatensystem

## 2.2 Das $\Omega$ -Spektrometer

Das zylinderförmige Target befindet sich am Beginn des Spektrometers in einem Magnetfeld von 1.8 Tesla, das durch supraleitende Helmholtzspulen erzeugt wird, die sich oberhalb und unterhalb des Targets befinden. Das OMEGA-Koordinatensystem wird definiert durch die Strahlrichtung als x-Richtung, das Magnetfeld in negative z-Richtung und den Ursprung im Zentrum des Magneten. Das Target befindet sich bei

$$\begin{aligned} -165.0 \text{ cm} &\leq x \leq -105.0 \text{ cm} \\ -2.4 \text{ cm} &\leq y \leq 2.4 \text{ cm} \\ -2.9 \text{ cm} &\leq z \leq 1.9 \text{ cm}. \end{aligned}$$

Das Magnetfeld dient dazu, Spuren unterschiedlicher Impulse zu trennen. Das Target wird durch die Endcap (EC) abgeschlossen, die zur Erkennung einer Wechselwirkung im Target dient. Es ist von einem Barrel-Hodoskop umschlossen - einer faßförmigen Anordnung von Szintillationszählerstreifen parallel zum Strahl.

An das Barrel-Hodoskop schließen sich seitlich die C-Kammern an, die zur Impulsbestimmung in der Rückwärtshemisphäre des totalen Schwerpunktsystems dienen. Die Vorwärtshemisphäre wird durch die A- und B-Kammern abgedeckt, Vieldrahtproportionalkammern zur stereoskopischen Spurrekonstruktion. Zwischen Endcap und B-Kammern befindet sich eine hochauflösende Drahtkammer (HPC) zur Vertexfindung.

Das Spektrometer wird abgeschlossen durch zwei Driftkammern DC1 und DC2, die zur Impulsbestimmung hochenergetischer Spuren dienen.

### 2.3 Die Detektoren

Hinter der zweiten Driftkammer befinden sich zwei Hodoskope vor bzw. hinter dem RICH (s. u.), die den Trigger bei der Unterdrückung von  $e^+e^-$ -Paaren unterstützen.  $e^+e^-$ -Paare unterscheiden sich von Hadronpaaren durch ihren viel kleineren Öffnungswinkel. Das Magnetfeld fächert die elektromagnetischen Spuren in der x-y-Ebene auf, aber nicht in der z-Richtung. Indem in beiden Hodoskopen ein Schlitz gelassen wurde, der einem Spuröffnungswinkel von 3 mrad entsprach, und verlangt wurde, daß mindestens eine Spur in einem Ereignis beide obere oder beide untere Hodoskope gefeuert hat, konnten  $e^+e^-$ -Paare wirkungsvoll unterdrückt werden.

Zur Identifikation geladener Endzustandsteilchen standen ein Ring-Image-Cherenkov-Counter (RICH) und ein Transition-Radiation-Detector (TRAD) zur Verfügung. Für einen Teil meiner Analyse habe ich deren Informationen verwendet; aufgrund der akzeptanzbeschränkenden Wirkung der beiden Detektoren habe ich allerdings den größten Teil der Untersuchung ohne Teilchenidentifikation durchgeführt, um so eine zufriedenstellende Statistik zu erhalten.

Der RICH dient der Teilchenseparation bis 80 GeV. Seine Funktion basiert auf dem Cherenkov-Effekt: Fliegt ein Teilchen mit der Geschwindigkeit  $\beta = v/c$  durch ein Medium mit dem Brechungsindex  $n$ , so emittiert es Photonen in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel  $\theta = \arccos(1/n\beta)$ ; auf Flächen senkrecht zur Flugrichtung entstehen also Kreisflächen, die durch eine Kugelspiegeloptik in Ringe in der Nachweisebene abgebildet werden. Aus deren Radius ergibt sich die Geschwindigkeit. Zusammen mit dem Impuls kann man die Masse und somit die Art des Teilchens bestimmen.

Der TRAD dient der Identifikation oberhalb 80 GeV. Er beruht auf der Übergangsstrahlung, die entsteht, wenn ein geladenes Teilchen die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten durchquert; dabei kann ein Photon in extremer Vorwärtsrichtung emittiert werden. Der TRAD besteht aus 12 hintereinander liegenden Modulen, diese aus je einem Radiator und einer Vieldrahtproportionalkammer. Die Radiatoren sind aus Polypropylenfasern aufgebaut, so daß viele Grenzflächen zwischen Gas und Fasern vorliegen. Die Gesamtenergie der Übergangsstrahlung, die von den Vieldrahtproportionalkammern gemessen wird, ist proportional zu  $\gamma = 1/(\sqrt{1-\beta^2})$ . Aus dieser gemessenen Energie folgt also die Geschwindigkeit und daraus wieder zusammen mit dem Impuls die Teilchenmasse [4].

Weiter stehen zwei Kalorimeter zum Nachweis neutraler Teilchen zur Verfügung: der GPD und der PLUG. Da lediglich geladene Endzustandsteilchen betrachtet wurden, fanden diese beiden Detektoren nur zur weiteren Unterdrückung elektromagnetischer Paare Verwendung. Dazu wurde die Tatsache ausgenutzt, daß Hadronen im Detektor weniger Energie deponieren und daher tiefer eindringen als Elektronen; Elektronen werden also dadurch erkannt, daß sie früher aufschauern, d. h. mehr Licht abstrahlen.

## 2.4 Die Ereignisrekonstruktion

Der Trigger soll die physikalisch uninteressanten Ereignisse von den interessanten trennen; so sollen speziell Endzustände unterdrückt werden, in denen das Strahlphoton statt eines hadronischen Systems ein  $e^+e^-$ -Paar gebildet hat. Die Triggerlogik ist z. B. in [1] ausführlich beschrieben. Da photon- und hadroninduzierte Daten verglichen werden sollten, wurde bei der Aufnahme von Photon- und Hadrondaten der gleiche Trigger verwendet. Von einem Ereignis, das den Trigger passiert hat und als interessant erkannt wurde, wurden die Informationen der MWPC's (Spurpunkte) und - falls vorhanden - die Informationen der Detektoren (RICH, TRAD, GPD, PLUG) auf Magnetbändern gespeichert.

Die Ereignisse wurden mit den Programmen TRIDENT und PHOENIX rekonstruiert.

Zunächst bestimmt TRIDENT [5] aus den Spurpunkten die geladenen Spuren und daraus den Vertex (bzw. die Vertices, z. B. bei V0-Ereignissen) sowie die Impulse der auslaufenden Teilchen im OMEGA-Koordinatensystem. Die Spurparameter Impuls  $p$ , Dipwinkel  $\lambda$  und Azimutwinkel  $\phi$  (Bild 2) lassen sich mit Hilfe der Transformationsgleichungen

$$\begin{aligned}p_x &= |\vec{p}| \cos \lambda \cos \phi \\p_y &= |\vec{p}| \cos \lambda \sin \phi \\p_z &= |\vec{p}| \sin \lambda\end{aligned}$$

in kartesische Koordinaten umrechnen. Außerdem berechnet TRIDENT aus den Informationen des Tagging-Systems den Impuls des einfallenden Photons.

PHOENIX [6] schließlich fügt dem TRIDENT-Output noch die Informationen der Teilchendetektoren hinzu, also RICH- und TRAD-Probilitäten für die Teilchensorten Protonen, Kaonen, Pionen und Elektronen.

## 2.5 Kinematische Variable

An dieser Stelle will ich einige kinematische Variablen definieren, die im folgenden immer wieder auftreten werden.

Zur Analyse der Zweiteilchenreaktion  $AB \rightarrow CD$  definiert man die Mandelstamvariablen

$$s := (p_A + p_B)^2$$

und

$$t := (p_A - p_C)^2 = m_A^2 + m_B^2 - 2|\vec{p}_A||\vec{p}_C| \cos \theta \approx -2|\vec{p}_A||\vec{p}_C| \cos \theta,$$

wobei die letzte Näherung bei vernachlässigbaren Teilchenmassen gilt. Im Schwerpunktsystem der Reaktion gilt  $\vec{p}_A + \vec{p}_B = 0$ , also folgt  $s = (E_A + E_B)^2$ . Diese beiden Lorentzinvarianten geben somit das Quadrat der Schwerpunktsenergie und den Impulsübertrag an. In der "gekreuzten" t-Kanal-Reaktion  $A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D$  vertauschen  $s$  und  $t$  die Rollen:  $t$  ist das Quadrat der Energie,  $s$  der Impulsübertrag.

Bei inklusiven Reaktionen  $AB \rightarrow CX$  mit einem nicht näher untersuchten System  $X$  ist noch

$$M_X^2 = (p_A + p_B - p_C)^2$$

von Bedeutung.

Bei einem Fixed-Target-Experiment zeichnet der Strahl eine Raumrichtung als x-Achse aus. Bezüglich dieser Richtung werden im totalen Schwerpunktsystem Longitudinalimpuls

$$p_L = p_x^{CM}$$

und Transversalimpuls

$$p_T = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}$$

gemessen (Bild 3). Weiter wird ein skaliertes Longitudinalimpuls

$$x_F := p_L / p_{max}$$

("Feynman-x") mit  $-1 \leq x_F \leq +1$  verwendet. Für hohe  $s$  gilt unter Vernachlässigung des Transversalimpulses und der Teilchenmassen die Näherung

$$x_F \approx 2p_L / \sqrt{s}.$$

Eng mit dem Longitudinalimpuls verknüpft ist auch die Rapidität

$$y := \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right),$$

wobei  $E$  die "longitudinale Energie" ( $E^2 = p_L^2 + m^2$ ) ist.

Zur Messung von Zerfallswinkelverteilungen sind drei Bezugssysteme üblich: Das s-Kanal-Helizitätssystem, das Gottfried-Jackson-System und das Adair-System; diese unterscheiden sich in der Definition ihrer z-Achsen [7]:

- Im s-Kanal-Helizitätssystem (SCHS) ist die z-Achse die Richtung der Resonanz im totalen Schwerpunktsystem.
- Im Gottfried-Jackson-System (GJS) ist die z-Achse die Richtung des einlaufenden Strahlteilchens im Ruhesystem der Resonanz.
- Im Adair-System ist die z-Achse die Richtung des einlaufenden Strahlteilchens im totalen Schwerpunktsystem.

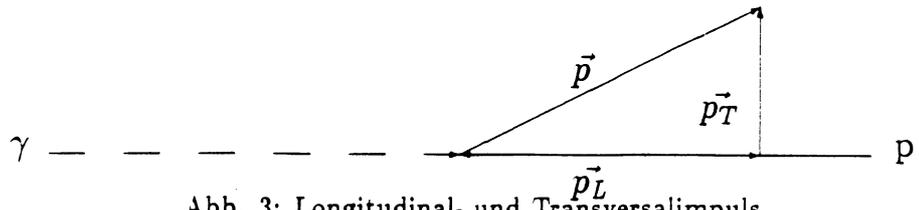


Abb. 3: Longitudinal- und Transversalimpuls

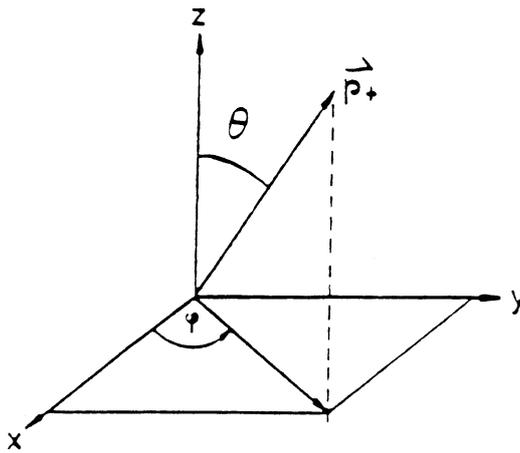


Abb. 4: Zur Definition des Zerfallswinkels

Der Zerfallswinkel  $\theta$  ist jeweils der Winkel zwischen dem Impuls  $p_+$  des positiven Zerfallsprodukts und der z-Achse (Bild 4).

Da  $\rho^0$  in Photoproduktion diffraktiv erzeugt werden mit s-Kanal-Helizitätserhaltung<sup>1</sup>, wurden im Hinblick auf die Zerfallswinkelverteilung des  $\rho^0$  in  $\gamma p$ -Daten [2] alle Zerfallswinkelverteilungen auch in dieser Arbeit im SCHS gemessen. Im Laufe der  $f_2$ -Analyse (Abschnitt 7.3) stellte sich heraus, daß die Messung des Zerfallswinkels sinnvollerweise im GJS erfolgt wäre, doch unterscheiden sich bei großem  $x_F$  beide Systeme nur geringfügig.

<sup>1</sup>Das Photon kann ein  $\rho^0$ -Vektormeson diffraktiv erzeugen, wobei seine Helizität auf das  $\rho^0$  übertragen wird

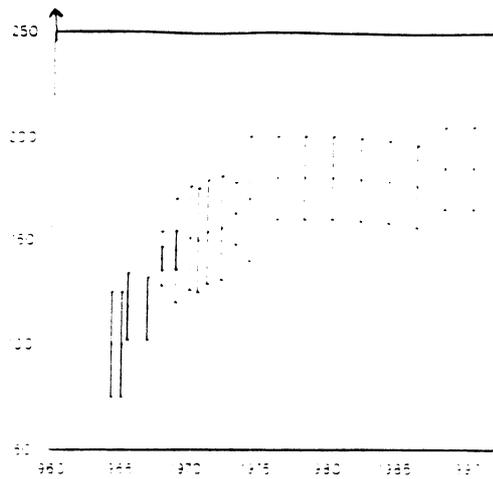


Abb. 5:  $\Gamma$  des  $f_2$  im Laufe der Zeit - kein physikalisches Gesetz

### 3 Physik der $f_2$ -Erzeugung

Nach dem heute allgemein akzeptierten Standardmodell der Elementarteilchenphysik sind Hadronen aus Quarks aufgebaut: Baryonen aus drei Valenzquarks, Mesonen aus einem Valenzquark und einem -antiquark. Hinzu kommen Gluonen, die die Farbkräfte zwischen den Quarks übertragen und sogenannte Seequarks (virtuelle Paare von je einem Quark und zugehörigem Antiquark). Die Wechselwirkung zwischen zwei Hadronen erfolgt bei hinreichend großen Impulsüberträgen auf dem Partonlevel, d. h. ein Parton (Quark oder Gluon) des einen Hadrons wechselwirkt mit einem Parton des anderen.

In diesem Kapitel wird zunächst das  $f_2$ -Meson vorgestellt, dann erläutert, inwiefern Photo- und Hadroproduktion gleiche Aspekte aufweisen und schließlich auf verschiedene Produktionsmechanismen eingegangen.

#### 3.1 Das $f_2$ -Meson

Das  $f_2$ -Tensormeson wurde erstmals 1962 in der Reaktion  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$  beobachtet [8]. In den fast 30 Jahren seit seiner Entdeckung wurden die Quantenzahlen  $I^G(J^{PC}) = 0^+(2^{++})$  bestimmt; die Masse beträgt  $m = 1274 \pm 5$  MeV, die Breite  $\Gamma = 185 \pm 20$  MeV [9].

Dennoch gibt es auch heute noch offene Fragen zu Struktur (eventuell kein reiner  $q\bar{q}$ -Zustand; starke gluonische Komponente), Produktionsmechanismen, Masse und Breite.

So findet man in der Literatur Messungen der  $f_2$ -Breite über einen weiten Bereich. Bei der Entdeckung etwa, wurde  $\Gamma = 100 \pm 50$  MeV gemessen [8]. Im Laufe der Jahre erhöhte sich der anerkannte Wert (Bild 5, aus [9]) auf den heutigen  $\Gamma = 185 \pm 20$  MeV. In anderen Experimenten wurden jedoch auch noch höhere Werte von  $\Gamma = 225 \pm 38$  [10] und sogar  $\Gamma = 325 \pm 55$  [11] gemessen. Auch bei der Messung der Masse findet man große Unterschiede gegenüber dem Standardwert  $m = 1274 \pm 5$  MeV; beispielsweise  $m = 1220 \pm 10$  MeV in [11].

[11] schlägt einen interessanten Produktionsmechanismus vor, der die großen Abweichungen in Masse und Breite erklären würde:

Es handelt sich um eine Untersuchung der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  bei der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 62$  GeV am CERN ISR mit Schnitten auf einen kinematischen Bereich, in dem Produktion durch doppelten Pomeron-Austausch erwartet wird (Bild 6a); das ist bei kleinen  $x_F$  der Fall. Aus den Korrelationen der auslaufenden Protonen folgt jedoch, daß  $f_2$  nach einem anderen Mechanismus erzeugt werden; die Messung ist verträglich mit einem Austausch von Gluonen gemäß Bild 6b. Das

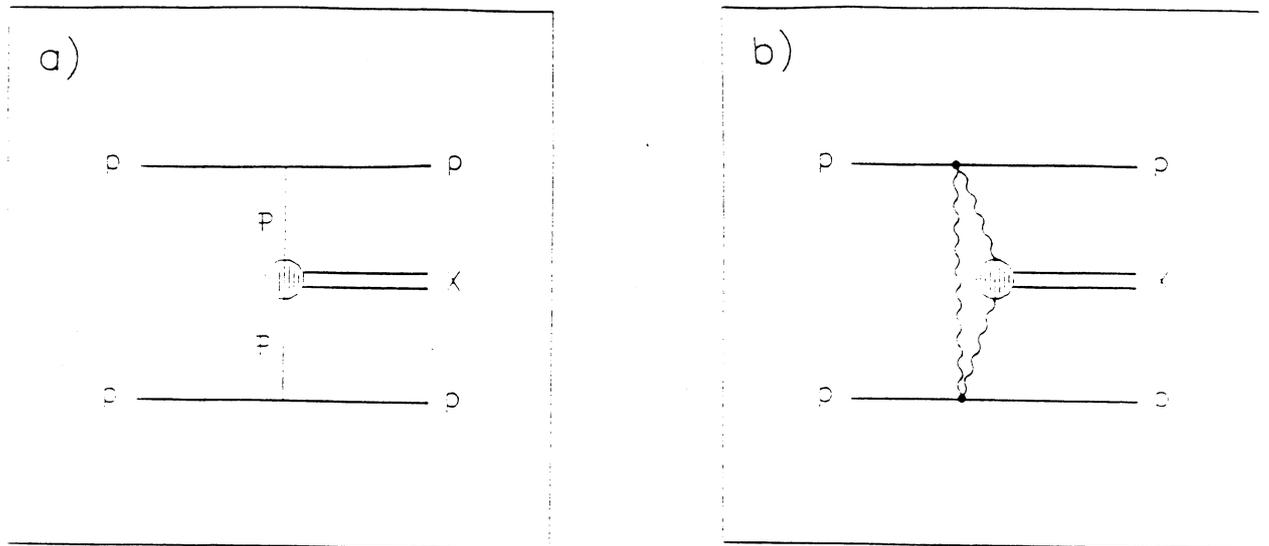


Abb. 6:  $f_2$ -Produktionsmechanismen nach [11]

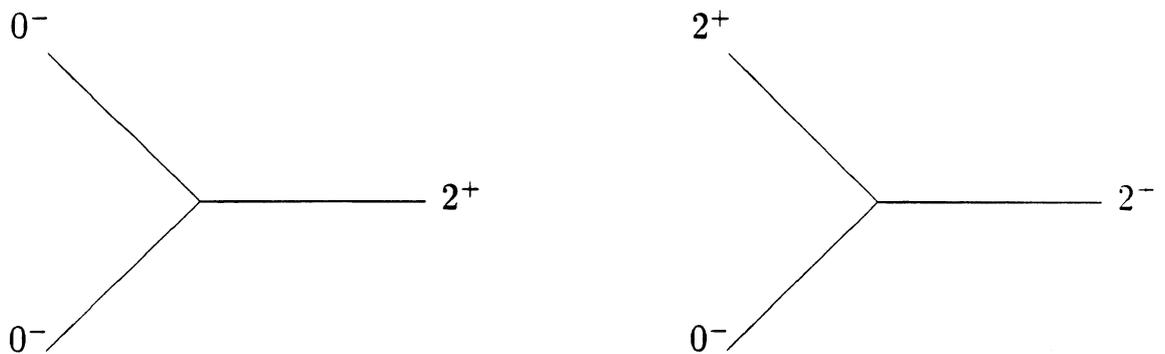


Abb. 7: Kopplung von Spins: a)  $0^- + 0^- \rightarrow 2^+$ ; b)  $0^- + 2^+ \rightarrow 2^+$

würde nach [11] auf eine starke gluonische Komponente des  $f_2$  schließen lassen. In dieser Arbeit werden konventionellere Produktionsmechanismen diskutiert, mit denen die gemessenen Verteilungen gut beschrieben werden können. Auf zwei Mechanismen sei bereits hingewiesen: Im Pionstrahl werden  $f_2$  durch Austausch von  $\pi$  und  $a_2$  im Triple-Regge-Limes erzeugt, was in Bild 45 dargestellt ist. Im ersten Fall (Bild 7a) wird das  $f_2$  als  $J^P = 2^+$ -Resonanz aus zwei Pionen mit  $J^P = 0^-$  gebildet, was Drehimpuls  $l=2$  erfordert. Daraus folgt eine Zerfallswinkelverteilung [12]

$$W(\cos \theta) \propto 3 \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right)^2.$$

Im zweiten Fall hingegen (Bild 7b) wird  $J^P = 2^+$  aus einem Pion ( $J^P = 0^-$ ) und einem  $a_2$  ( $J^P = 2^+$ ) gebildet - das bedeutet Drehimpuls  $l=1$ , und somit [12]

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

Auf diese Formeln zur Zerfallswinkelverteilung wird in Abschnitt 7.3 zurückgegriffen. Der Breite  $\Gamma = 185$  MeV entspricht eine mittlere Lebensdauer von  $3.4 \cdot 10^{-24}$  sec. Danach zerfällt das  $f_2$ , und zwar zu

- 56.7 % in  $\pi^+\pi^-$ ,
- 28.4 % in  $\pi^0\pi^0$ ,
- 6.6 % in  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ ,
- 4.7 % in  $K\bar{K}$

[9]. In dieser Arbeit wurde das  $f_2$  im  $\pi^+\pi^-$ -Zerfallskanal gemessen.

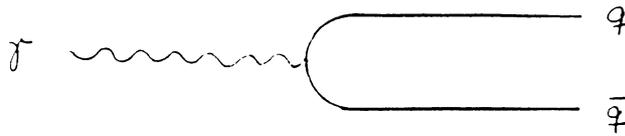


Abb. 8: Dissoziation eines Photons in ein  $q\bar{q}$ -Paar

### 3.2 Vektor-Meson-Dominanz-Modell

Ein Vergleich der  $f_2$ -Erzeugung durch Photon- und Hadronstrahlen dient der Überprüfung der Gültigkeit des Vektor-Meson-Dominanz-Modells, das besagt, daß Photonen sich wie Vektormesonen verhalten, d. h. eine Quarkstruktur besitzen, und daß Wirkungsquerschnitte von photon- und hadroninduzierten Daten bei gleichen Quarkgehalten und untergeordneter Bedeutung des Spins sich bis auf einen Skalierungsfaktor gleich verhalten sollen.

Das Photon kann innerhalb der Grenzen der Heisenbergschen Unschärferelation in ein Quark-Antiquark-Paar dissoziieren (Bild 8). Das so entstandene Quark-Antiquark-Paar kann darüber hinaus unter Erhaltung der Quantenzahlen des Photons  $J^{PC} = 1^{--}$  ein virtuelles Vektormeson bilden. Aus

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx 1$$

und

$$\Delta E = \sqrt{E_\gamma^2 - M_{q\bar{q}}^2} - E_\gamma \approx \frac{M_{q\bar{q}}^2}{2E_\gamma}$$

ergibt sich für das  $\rho^0$  als leichtestes Vektormeson ( $M_{\rho^0} = 0.77$  GeV) bei einer Photonenergie  $E_\gamma = 110$  GeV eine Flugstrecke von  $c \cdot \Delta t \approx 74 f$ . Dieses Vektormeson kann wiederum mit Hadronen wechselwirken. Dieser Mechanismus trägt den größten Anteil am Photon-Hadron-Wirkungsquerschnitt. Das ist die Aussage des Vektor-Meson-Dominanz-Modells (VMD, auch VDM) [16].

Da die Photon-Quark-Kopplung ein QED-Prozeß ist, wird sie durch die elektrische Ladung  $e_i$  des Quarks bestimmt, die Übergangswahrscheinlichkeit beträgt  $e_i^2$ . Für die Dissoziation des Photons in die verschiedenen Vektormesonen erhält man

$$\begin{aligned} |\gamma\rangle &= \sum_V \frac{e}{f_V} |V\rangle \\ &= \frac{e}{f_\rho} |\rho^0\rangle + \frac{e}{f_\omega} |\omega\rangle + \frac{e}{f_\phi} |\phi\rangle + \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

wobei

$$|\rho^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle),$$

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle),$$

$$|\phi\rangle = |s\bar{s}\rangle.$$

Bei idealer SU(3)-Symmetrie (d. h. identischen Massen aller Quarks) würden die relativen Mischungsverhältnisse, bezogen auf  $\omega$ ,

$$\left(\frac{e}{f_\rho}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\omega}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\phi}\right)^2 = 9 : 1 : 2$$

betragen; aus Messungen von Vektormesonzerfall in Elektron-Positron-Paare – dabei wird die partielle Zerfallsbreite des Vektormesons  $V$  in der Reaktion  $V \rightarrow e^+e^-$  gemessen – ergibt sich nach [29]

$$\left(\frac{e}{f_\rho}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\omega}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\phi}\right)^2 = (8.8 \pm 2.6) : 1 : (1.7 \pm 0.4).$$

Gleichung (1) läßt sich somit umschreiben in

$$|\gamma\rangle = f_u|u\bar{u}\rangle + f_d|d\bar{d}\rangle + f_s|s\bar{s}\rangle,$$

wobei die Anteile der verschiedenen Quarks  $f_u = 0.696$ ,  $f_d = 0.174$  und  $f_s = 0.130$  betragen. Das Verhältnis von hadronischen zu photonischen Wirkungsquerschnitten beträgt

$$R := \frac{\sigma(hp \rightarrow X)}{\sigma(\gamma p \rightarrow X)} \approx 200.$$

$h$  bedeutet eine geeignete Mischung von Hadronen. Zum Vergleich mit den elektrisch neutralen Photonen sollen auch die Hadronstrahlen im Mittel neutral sein, also ebensoviele positive wie negative Teilchen enthalten; für die vorliegende Analyse wurden Pion- und Kaonstrahlen so gemischt, daß der  $s$ -Quark-Anteil im Hadron- und im Photonstrahl gleich ist. Das wurde erreicht durch Mischung der Strahlen im Verhältnis  $\pi : K = 2 : 1^2$ .

Dieser sogenannte VMD-Faktor  $R$  konnte bereits in verschiedenen Experimenten (z. B. [17]) und auch bei WA69 [35] gemessen werden.

Darüberhinaus kann das Photon punktförmig<sup>3</sup> und als Quelle freier Partonen ("resolved") wechselwirken. In harten Prozessen, d. h. bei großen Impulsüberträgen überwiegen diese Beiträge in der Photoproduktion gegenüber den VMD-Prozessen. Dadurch steigt  $1/R$  bei  $p_T \geq 2.0$  GeV an, wie z. B. in [18, 19] gezeigt wurde. Leider erreicht die Messung der  $f_2$ -Wirkungsquerschnitte diese Region hoher  $p_T$  nicht. Interessant ist dennoch die Frage, wie sich Photo- und Hadroproduktion für ein Nicht-Vektormeson (nämlich ein Tensormeson) im Hinblick auf das VMD-Modell in  $x_F$  und  $p_T$  verhalten. Dies ist eine ganz neue Fragestellung, die hier erstmals untersucht wird.

<sup>2</sup>Das Verhältnis erhält man durch einfaches Absählen von Quarkinhalten:  $\pi^+ = u\bar{d}$ ,  $\pi^- = d\bar{u}$ ,  $K^+ = u\bar{s}$ ,  $K^- = s\bar{u}$ ; also folgt  $2(\pi^+ + \pi^-) + (K^+ + K^-) = 3u + 2d + s + \text{Antiquarks}$ , d. h.  $1/6$  aller Quarks sind  $s$ -Quarks; das entspricht genau dem  $s$ -Quark-Anteil im VMD-Photon [13]

<sup>3</sup>In niedrigster Ordnung unterscheidet man Photon-Gluon-Fusion, QCD-Compton, QED-Compton und Higher-Twist-Prozesse [13, 14, 15]

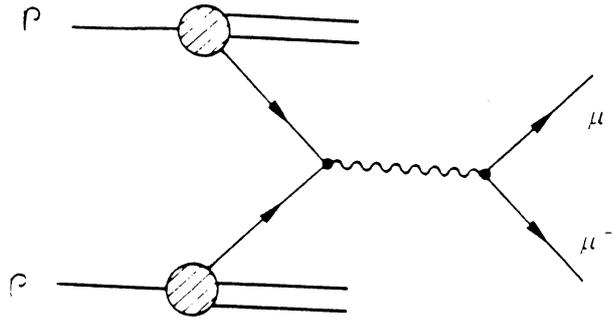


Abb. 9: Drell-Yan-Prozeß

### 3.3 $f_2$ -Produktionsmechanismen

In diesem Abschnitt werden konkrete Mechanismen der  $f_2$ -Erzeugung durch Pionen, Kaonen und VMD-Photonen vorgestellt: Quark-Antiquark-Fusion tritt in den photon- und hadroninduzierten Reaktionen auf, der Triple-Regge-Mechanismus wurde in den pioninduzierten Daten beobachtet.

#### 3.3.1 Quark-Antiquark-Fusion

Nach dem Quark-Antiquark-Fusion-Modell wechselwirken Hadronen, indem ein Quark oder Antiquark aus dem Strahl mit einem Antiquark oder Quark aus dem Target reagiert und so ein Quark-Antiquark-Paar bildet. Dabei sind jeweils Valenz- und Seequarkanteile zu berücksichtigen. Zu dieser Klasse gehört auch der Drell-Yan-Prozeß [20], in dem  $\mu^+\mu^-$ -Paare in Proton-Proton-Reaktionen erzeugt werden (Bild 9). In beiden Fällen wird die  $x_F$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Quarkstruktur der beiden Eingangszustände bestimmt. Die Beschreibung dieser Quarkstruktur erfolgt mit Strukturfunktionen, die die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines Partons als Funktion seines Anteils  $x$  ("Bjorken- $x$ ") am Hadronimpuls messen.

Bezeichnet man die Strukturfunktionen von Strahl- und Targetteilchen mit  $F_1$  und  $F_2$ , so beträgt der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des  $f_2$

$$\frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{d\mathbf{x}_F} = \frac{4\pi^2}{3m_{f_2}^2} \sum_q \frac{g_q^2}{4\pi} \left( F_1^q(\mathbf{x}_1) F_2^{\bar{q}}(\mathbf{x}_2) + F_2^q(\mathbf{x}_2) F_1^{\bar{q}}(\mathbf{x}_1) \right),$$

wobei über die Quarkflavors  $q = u, d, s$  zu summieren ist (schwerere Quarks können vernachlässigt werden).  $g_q^2/4\pi$  sind die Kopplungskonstanten des jeweiligen Quark-Antiquark-Paares an das  $f_2$ . Die Bjorken- $x$   $\mathbf{x}_1$  und  $\mathbf{x}_2$  sind durch

$$\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{x}_2 = \frac{m_{f_2}^2}{s}$$

und

$$\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2 = \mathbf{x}_F$$

festgelegt. Die Strukturfunktionen enthalten Valenz- und Seequarkverteilungen, so daß sie sich für jedes Quark ( $q = u, d, s$ ) in die Summe

$$F^q(\mathbf{x}) = V^q(\mathbf{x}) + S^q(\mathbf{x})$$

zerlegen lassen.

Auch dem Photon läßt sich eine Strukturfunktion zuschreiben, die im Rahmen des VMD-Modells gleich der der Vektormesonen ist. Da das Photon außerdem wie oben erwähnt punktförmig und resolved wechselwirken kann, besteht seine Strukturfunktion aus drei Anteilen:

$$F^\gamma(\mathbf{x}) = F^{VM}(\mathbf{x}) + \delta(\mathbf{x}) + F^{RES}(\mathbf{x}).$$

Für diese Analyse ist allerdings nur der Anteil  $F^{VM}(\mathbf{x})$  von Bedeutung.

### 3.3.2 Triple-Regge-Mechanismus

In der Hadroproduktion von  $f_2$  (genauer in  $\pi p$ -Daten) wurde bei großen  $x_F$  ein weiterer Produktionsmechanismus beobachtet:  $f_2$  werden hier nach dem Triple-Regge-Mechanismus [40] erzeugt. Die Regge-Theorie [21] verallgemeinert das alte Bild des Ein-Pion-Austausches (OPE), um auch den Austausch anderer Teilchen zu beschreiben. Sie wurde entwickelt zur Erklärung der elastischen Photoproduktion von Vektormesonen.

Müller [22] übertrug das Regge-Konzept auf inklusive Reaktionen.

Die wichtigsten Aussagen der Regge-Müller-Theorie wie auch die Herleitung der Gleichung (2) werden im Anhang A erläutert.

Je nach kinematischem Bereich unterscheidet man verschiedene Regge-Limites. Der Triple-Regge-Limes liegt vor, falls  $t$  klein,  $M_X^2$  groß und  $s/M_X^2 \approx 1/(1-x_F)$  groß sind, also speziell bei großen  $x_F$ . Mit diesen Einschränkungen gilt speziell für den Austausch der zwei Trajektorien  $\pi$  und  $a_2$  gemäß Bild 45

$$\frac{d^2\sigma}{dt d(M_X^2/s)} \propto G_{\pi\pi P}(t) \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_\pi(t)-1} + G_{a_2 a_2 P}(t) \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_{a_2}(t)-1}, \quad (2)$$

wobei

$$G_{\pi\pi P} \propto \frac{\exp(-6t)}{(t - m_\pi^2)^2}$$

und

$$G_{a_2 a_2 P} = \text{const.}$$

Diese Formel wird in 7.3 benutzt.

## 4 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

### 4.1 Massenplots

Aufgrund seiner kurzen Lebensdauer von  $3.4 \cdot 10^{-24}$  sec läßt sich das  $f_2$ -Meson nicht direkt beobachten, sondern muß über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Es wurde im  $\pi^+\pi^-$ -Kanal gemessen, der 56.7% der Zerfälle ausmacht.

Neben dem  $f_2$  wurden viele andere Teilchen erzeugt, die in Pionen und andere Teilchen zerfielen, außerdem wurden  $\pi$  direkt erzeugt. Man weiß zwar nicht, welche  $\pi$  aus einem  $f_2$  stammen, doch ist dies auch gar nicht erforderlich. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes genügt es, die Anzahl produzierter  $f_2$  zu bestimmen. Diese findet man, indem man Kombinationen aus je einem positiv und einem negativ geladenen Pion bildet und den Anteil dieser Kombinationen bestimmt, der aus einem  $f_2$  stammt.

Dazu berechnet man die invariante Masse (Definition siehe unten) einer solchen Kombination und füllt diese in ein Histogramm, den sogenannten Massenplot (genauer:  $\pi^+\pi^-$ -Massenplot). Der kombinatorische Untergrund aus  $\pi^+\pi^-$ -Paaren, die nicht aus einer Resonanz stammen, ergibt eine glatte Verteilung, die sich durch eine geeignete Funktion mit wenigen Parametern (siehe 4.2) beschreiben läßt. Hingegen bilden die Massen von  $\pi^+\pi^-$ -Paaren aus einer Resonanz eine Überhöhung im Massenplot, die durch eine Breit-Wigner-Funktion zu beschreiben ist.

Der erste Schritt zur Erzeugung der Massenplots war der Ausschluß schlecht vermessener, elastischer und elektromagnetischer ( $e^+e^-$ ) Ereignisse. Dazu wurden folgende Anforderungen an die Ereignisse gestellt:

- Vertex innerhalb des Targets
- Vertexfehler kleiner als 3 cm
- Strahlenergie zwischen 65 und 175 GeV
- Fehler der Strahlenergie kleiner als 10%
- keine Spur hat einen Impuls, der größer ist als der Strahlimpuls
- keine Spur hat einen verschwindenden Transversalimpuls im  $\Omega$ -Koordinatensystem
- Multiplizität geladener Spuren größer als 3.

Aus diesen Ereignissen wurden nur solche Spuren verwendet, die folgende Anforderungen erfüllen:

- Ladung  $\pm 1$
- Abstand der Spur vom Vertex 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.

Aus den verbleibenden Spuren eines Ereignisses wurden nun je zwei zu allen möglichen neutralen Kombinationen zusammengefaßt. Von jeder dieser Kombinationen wurde die invariante Masse  $m_{\pi\pi}$  sowie die kinematischen Variablen  $x_F$ ,  $p_T$ ,  $\theta_{SCHS}$  berechnet.

Die invarianten Massen wurden in Massenplots gefüllt, wobei für jede Strahlensorte, jede Strahlenergie und jeden kinematischen Bereich getrennt ein Massenplot erstellt wurde. Nach folgenden Kriterien wurde also unterschieden:

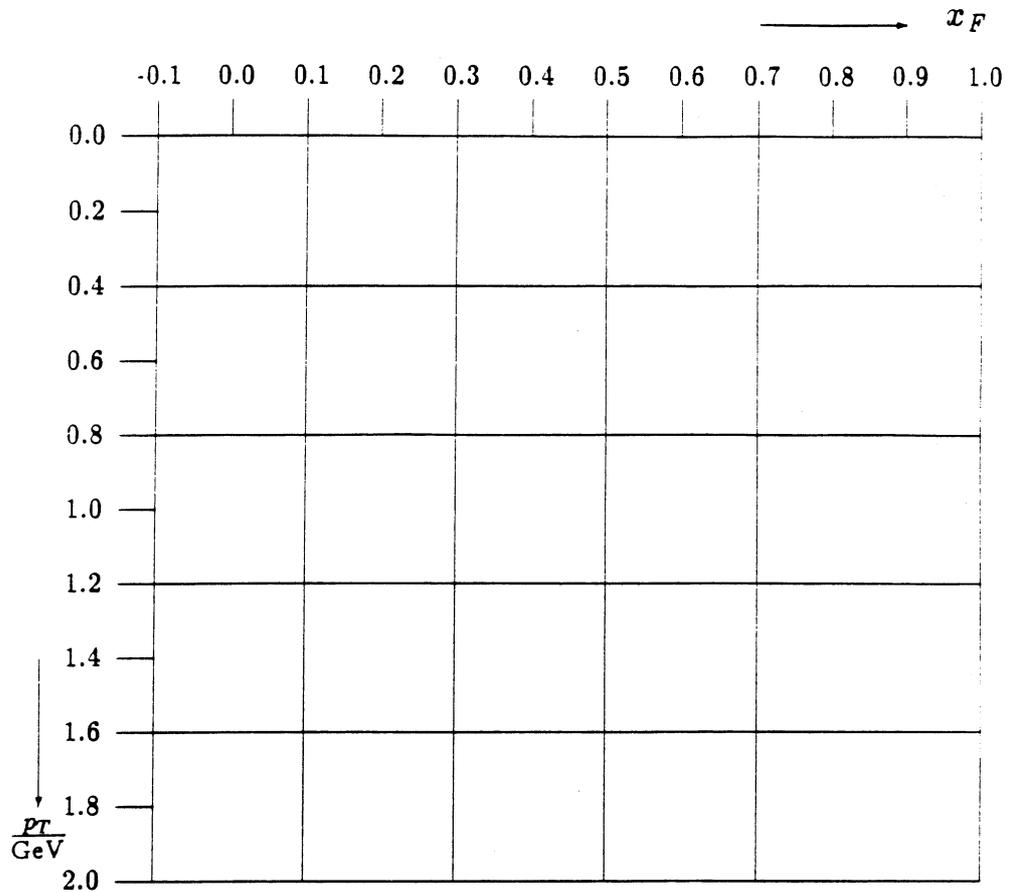


Abb. 10:  $x_F$ - $p_T$ -Binning zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte; ein solches Gitter wurde für jedes Strahlteilchen und jede Energie erstellt; in jedem Bin wurden 10 Massenplots für die 10 Zerfallswinkelbereiche gefüllt

- Strahlteilchen  $\pi$ , K und  $\gamma$
- zwei Energiebereiche: die "niedrigen Energien" von 65 bis 110 GeV beim Photonstrahl, 80 GeV beim Hadronstrahl und die "hohen Energien" von 110 bis 175 GeV beim Photonstrahl, 140 GeV beim Hadronstrahl; durch diese Unterscheidung sollte ein Vergleich zwischen Photon- und Hadrondaten für die beiden Energiebereiche getrennt ermöglicht werden
- elf  $x_F$ -Bereiche von -0.1 bis 1.0
- zehn  $p_T$ -Bereiche von 0 bis 2.0 GeV
- zehn Bereiche des Zerfallswinkels  $\theta_{SCHS}$  von 0 bis  $\pi$ ,

wobei zur Verbesserung der Statistik in den doppelt differentiellen Plots jeweils zwei  $p_T$ - und zwei bzw. drei  $x_F$ -Bereiche zusammengefaßt wurden (siehe auch Bild 10).

Die invariante Masse  $m_{inv}$  einer Kombination von zwei Teilchen mit Massen  $m_i$  und Viererimpulsen  $(E_i, \vec{p}_i)$  ( $i=1,2$ ) beträgt

$$m_{inv}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2)$$

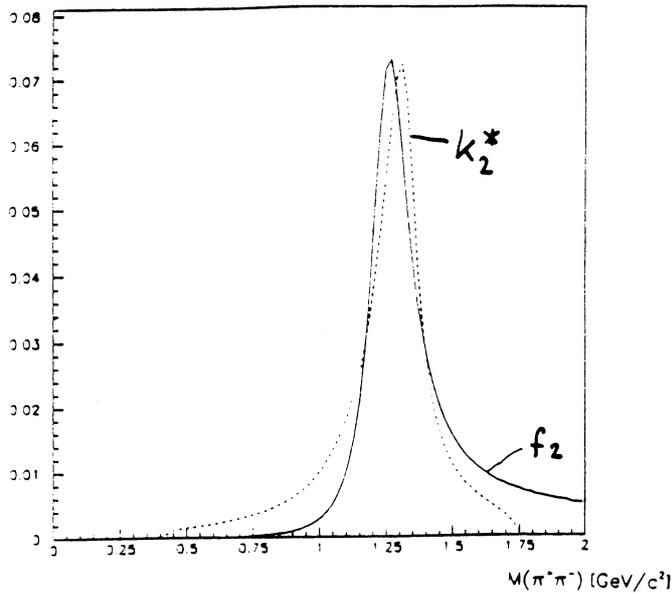


Abb. 11: Gestalt des  $f_2$  und der  $K_2^*(1430)$ -Reflexion im  $\pi\pi$ -Massenspektrum; beide sind auf gleiche Flächen normiert

mit  $E_i = \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2}$ .

Durch den Verzicht auf Identifikation der Endzustandsteilchen wurden alle geladenen Teilchen als Pionen angesehen, d. h. es wurde  $m_1 = m_2 = m_\pi$  gesetzt. Zerfällt nun eine Resonanz in  $\pi K$  (z. B. das  $K_2^*(1430)$ ) oder in  $K\bar{K}$  (z. B. das  $f_2(1525)$ ), so tauchen sie im  $\pi\pi$ -Massenspektrum nicht bei ihrer Nominalmasse auf, sondern erscheinen mit größerer Breite bei kleineren Massen, weil dem Kaon die Pionmasse zugewiesen worden ist. Man bezeichnet dies als Reflexionen. Besondere Beachtung erfordert das  $K_2^*(1430)$ , dessen Reflexion im  $\pi\pi$ -Massenplot in der Nähe der  $f_2$ -Masse liegt (Bild 11) und von dem insbesondere im Kaonstrahl bei großem  $x_F$  große Produktionsraten zu erwarten sind; Bild 12 zeigt einen Vergleich von  $f_2$ - und  $K_2^*(1430)$ -Wirkungsquerschnitten in Photon- und Kaonstrahlen von jeweils 140 GeV, wie sie vom Monte Carlo Eventgenerator HERWIG ([25], siehe Abschnitt B) vorausgesagt werden.

Der Einfluß der Reflexionen kann zwar prinzipiell mit Hilfe von RICH und TRAD verringert werden, indem nur Paare aus identifizierten Pionen in den Massenplot eingetragen werden; da dadurch jedoch die Statistik extrem verschlechtert worden wäre, wurden die Identifikatoren in dieser Arbeit nicht verwendet.

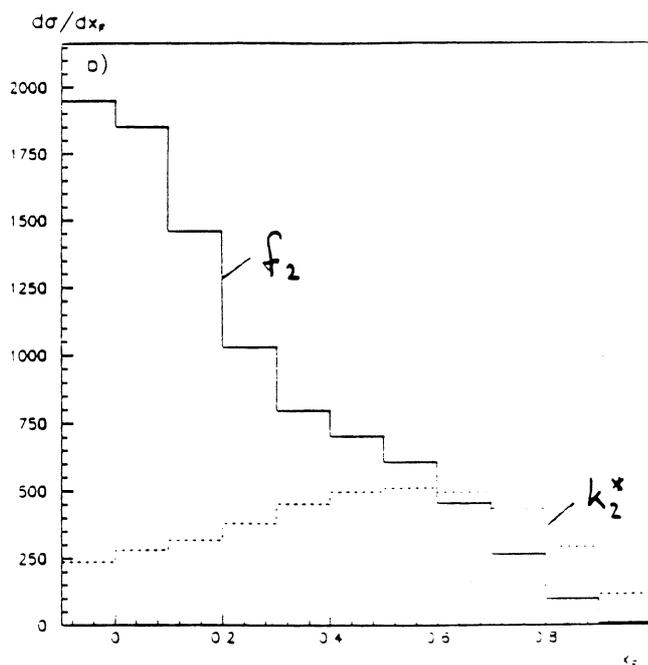
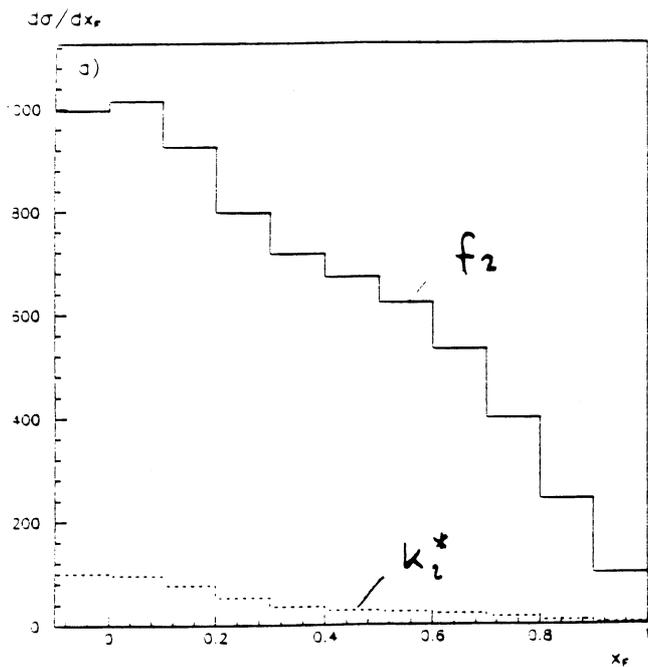


Abb. 12:  $x_F$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $f_2$  und  $K_2^*(1430)$  nach HERWIG; zufällige Einheiten; a) Photonstrahl, b) Kaonstrahl mit 140 GeV

## 4.2 Fitfunktion

Zur Extraktion des  $f_2$ -Signals aus dem Massenplot werden Untergrund und Resonanzen durch geeignete Funktionen beschrieben. Die Idee ist, daß man dann die Untergrundfunktion von den Daten abziehen kann und als Differenz die Anzahl produzierter  $f_2$  erhält. Der Bereich, in dem eine solche Funktion gefittet wurde, erstreckte sich von  $m_{inv} = 0.88$  GeV bis  $m_{inv} = 1.70$  GeV.

Betrachtet man die Massenplots (z. B. Bild 13), so erkennt man, daß sich der kombinatorische Untergrund im Bereich  $m_{inv} \geq 2m_\pi$  durch eine Exponentialfunktion, multipliziert mit einem Abschneideterm, beschreiben läßt. Die Exponentialfunktion mit ihrem quadratischen Term beschreibt den rasch abnehmenden konvexen Verlauf des Untergrundes. Der Abschneideterm sorgt dafür, daß die Funktion an der Produktionsschwelle bei  $m_{inv} = 2m_\pi \approx 0.279$  GeV verschwindet. Andere übliche Untergrundparametrisierungen sind z. B. Polynome niedriger (zweiter bis vierter) Ordnung. Zusätzliche Resonanzen (im Fitbereich von 0.88 GeV bis 1.70 GeV besonders  $\rho^0$  und  $f_2$ ) lassen sich durch Breit-Wigner-Funktionen beschreiben:

Durch Photon- wie Hadronstrahlen werden viele  $\rho^0$  produziert, die in den Massenplots bei 770 MeV mit einer Breite von 153 MeV liegen. Im Fitbereich liegt noch eine Schulter des  $\rho^0$ , die zwar in manchen Plots im Untergrund untergeht (Bild 13a), in anderen hingegen – speziell bei großem  $x_F$  – als eigener Beitrag in der Fitfunktion berücksichtigt werden muß (Bild 13b).

Schließlich tritt ein Beitrag für das  $f_2$  auf, dessen Stärke zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte gemessen werden mußte. Die Anzahl der erzeugten  $f_2$  ist gegeben durch das Integral der Resonanzfunktion:

$$R = \int BW_{f_2}(m) dm. \quad (3)$$

Insgesamt ergab sich folgende Fitfunktion

$$F(m) = p_1 \cdot BG(m; p_2, p_3, p_4) + p_5 \cdot BW_{f_2}(m) + p_6 \cdot BW_{\rho^0}(m) \quad (4)$$

mit

$$BG(m; p_2, p_3, p_4) = (m - 2m_\pi)^{p_2} \cdot \exp(-p_3 m - p_4 m^2)$$

und

$$BW(m) = \frac{m \cdot m_0 \cdot \Gamma(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \cdot \Gamma^2(m)},$$

wobei

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \cdot \frac{2 \left( \frac{m^2 - 4m_\pi^2}{m_0^2 - 4m_\pi^2} \right)^{l + \frac{1}{2}}}{1 + \frac{m^2 - 4m_\pi^2}{m_0^2 - 4m_\pi^2}}.$$

$m_0$ ,  $\Gamma_0$  und  $l$  sind dabei Masse, Breite und Drehimpuls der Resonanz gemäß Particle Data Group (PDG) [9], also für das  $\rho^0$

$$m_0 = 0.770 \text{ GeV}, \quad \Gamma_0 = 0.153 \text{ GeV}, \quad l = 1$$

und für das  $f_2$

$$m_0 = 1.274 \text{ GeV}, \quad \Gamma_0 = 0.185 \text{ GeV}, \quad l = 2.$$

$p_1$  bis  $p_6$  sind freie Parameter im Fit. Es sei hier betont, daß die Messung der Wirkungsquerschnitte der  $f_2$ -Erzeugung gleichbedeutend mit der Bestimmung von  $p_5$  ist – die übrigen Fitparameter dienen der Beschreibung von Untergrund und  $\rho^0$  und haben für die weitere Analyse keine Bedeutung. Im Fitbereich liegt auch das  $f_0(975)$ ; da es aber in den Massenplots nicht sichtbar war, wurde es nicht in der Fitfunktion berücksichtigt. Die Tatsache, daß es schließlich doch beobachtet werden konnte (siehe Kapitel 6), beweist die Korrektheit der finalen Fits einschließlich der Untergrundparametrisierung.

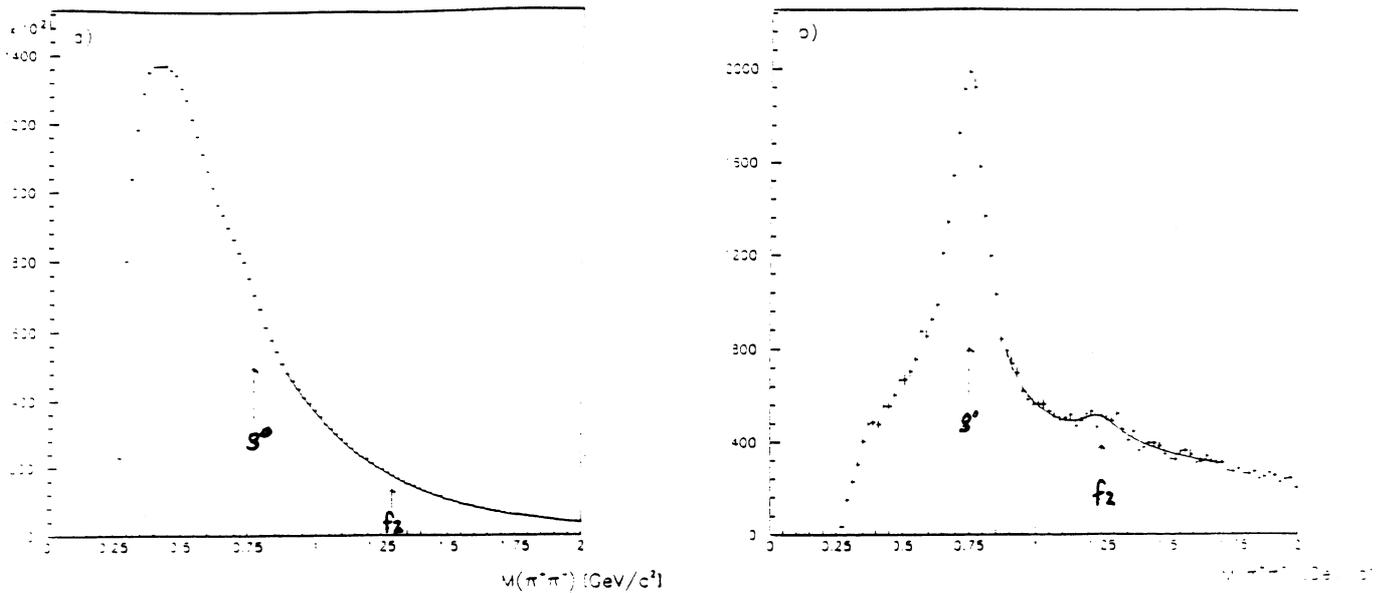


Abb. 13: Beispiele für typische Massenplots mit eingezeichneter Fitfunktion:

- a)  $\gamma p$ , niedrige Energie,  $0.0 \leq x_F \leq 0.1$   
 b)  $\gamma p$ , niedrige Energie,  $0.8 \leq x_F \leq 0.9$

Strahl	Energie	m/MeV	$\Gamma$ /MeV
$\gamma$	niedrig	1260 $\pm$ 4	222 $\pm$ 8
$\gamma$	hoch	1267 $\pm$ 6	215 $\pm$ 17
$\pi$	niedrig	1256 $\pm$ 3	221 $\pm$ 19
$\pi$	hoch	1256 $\pm$ 3	217 $\pm$ 13
K	niedrig	1268 $\pm$ 6	308 $\pm$ 22
K	hoch	1269 $\pm$ 10	266 $\pm$ 26

Tabelle 1: Gemessene Masse und Breite des  $f_2$  in verschiedenen Strahlen

In der parallelen  $\rho^0$ -Analyse [2] zeigte sich, daß für die Beschreibung des  $\rho^0$  zusätzliche Terme benötigt werden: die Reflexionen von  $K^*(890)$  und  $\omega(783)$  sowie eine Interferenz der Zerfallspionen mit nicht resonant erzeugten Pionen werden dort durch zusätzliche Beiträge in der Fitfunktion berücksichtigt. Da im Fitbereich für die  $f_2$ -Fits jedoch nur am Rand eine Flanke des  $\rho^0$  liegt, genügt hier die Beschreibung des  $\rho^0$  durch eine einfache Breit-Wigner-Funktion.

Allerdings waren einige Fits im Massenbereich des  $f_2$  unbefriedigend – besonders gut ist das in den  $\pi p$ -Daten bei großen  $x_F$  zu sehen, wo der Untergrund klein ist und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis groß. Ein Beispiel zeigt Bild 14a. Daher wurden Masse und Breite des  $f_2$  in  $\gamma p$ -,  $\pi p$ - und  $K p$ -Daten analysiert, wozu jeweils alle kinematischen Bereiche in einen Massenplot zusammengefaßt wurden. Aus Fits mit freien Parametern für  $f_2$ -Masse und -Breite ergaben sich die Werte in Tabelle 1.

Die Verbreiterung kann als Folge der experimentellen Auflösung (TRIDENT-Fehler) verstanden werden, was genauer in Abschnitt 4.3 ausgeführt wird.

Um für die verschiedenen Strahlarten konsistente und über den gesamten kinematischen Bereich brauchbare Fits zu erhalten, wurden alle  $\gamma p$ - und  $\pi p$ -Daten in einen Massenplot zusammengefaßt; die  $K p$ -Daten wurden nicht mit einbezogen, da die hier zusätzlich vorhandene Reflexion

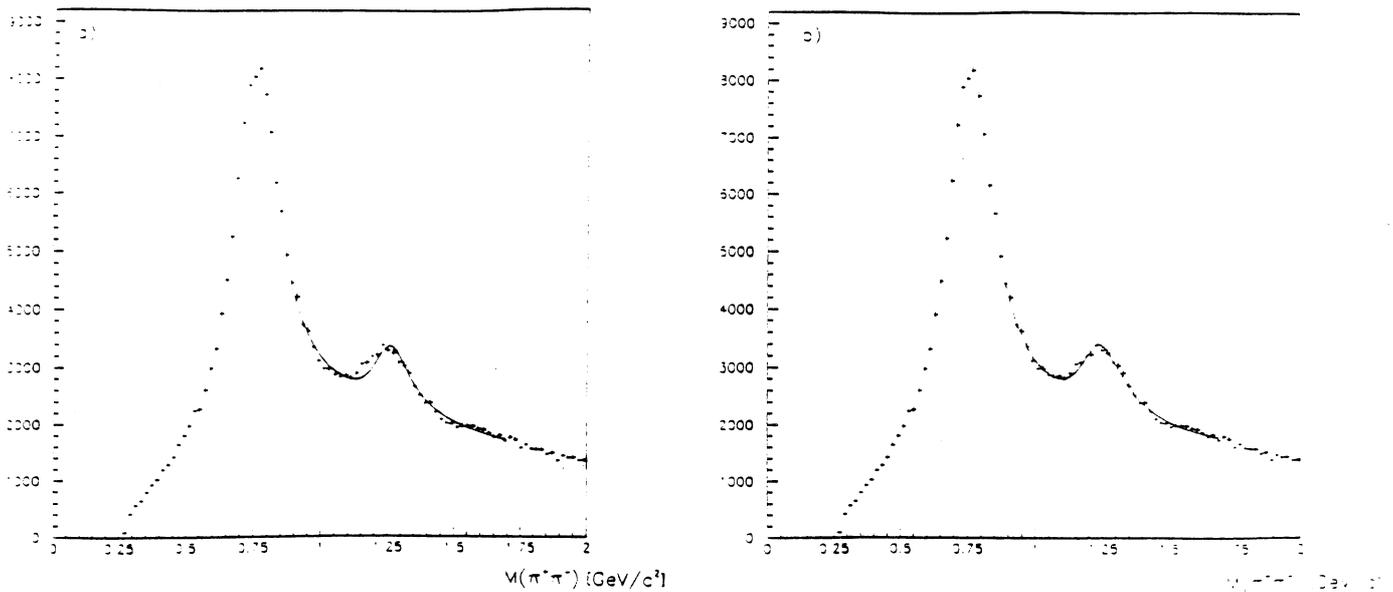


Abb. 14: Massenplot für  $\pi^+\pi^-$ , 140 GeV  $0.7 \leq x_F \leq 1.0$ ,  $p_T \leq 0.4$  GeV mit eingezeichneten Fitfunktionen: a)  $m=1274$  MeV,  $\Gamma=185$  MeV (Nominalwerte nach PDG), b)  $m=1258$  MeV,  $\Gamma=219$  MeV (im freien Fit gefundene Werte)

des  $K_2^*(1430)$  zu einer unerwünschten Verbreiterung und Verschiebung des Signals geführt hätte. Dieser Summen-Massenplot ist mit der Fitfunktion mit  $m=1274$  MeV,  $\Gamma=185$  MeV (d. h. den PDG-Werten) in Bild 15a gezeigt; Bild 15b zeigt den Plot nach Subtraktion des Untergrundes. Hier ist deutlich zu sehen, wie schlecht die Daten von der Fitfunktion beschrieben werden. Läßt man hingegen im Fit Masse und Breite der Breit-Wigner-Funktion frei, so ergibt sich

$$m_0 = 1258 \pm 2 \text{ MeV}, \quad \Gamma_0 = 219_{-10}^{+12} \text{ MeV} .$$

Dies sind MINOS-Fehler (asymmetrisch bei  $\Gamma_0$ ! – zu MINOS siehe Abschnitt 4.7). In die endgültige Fitfunktion wurden diese Werte statt der PDG-Werte eingesetzt.

Dieselben Daten wie in den Bildern 15a und b sind in 15c und d mit der entsprechend geänderten Fitfunktion eingezeichnet – die Verbesserung ist deutlich zu erkennen. Bild 14 zeigt einen Vergleich der beiden Fitfunktionen an einem Massenplot, in dem bereits ohne Subtraktion des Untergrundes das  $f_2$ -Signal und die Qualitäten der beiden Fits zu erkennen sind. Die  $K_p$ -Daten, die hier unberücksichtigt blieben, werden in Abschnitt 4.4 behandelt.

Häufig wird statt Gleichung (4) ein sog. korrelierter Untergrund verwendet, d. h. eine Fitfunktion der Form  $F(m) \propto BG \cdot (1 + \alpha BW)$ , z. B. [36]. Dieser Ansatz wirkt sich aber nicht auf die Fitqualität aus, beseitigt insbesondere weder die Verbreiterung noch die Verschiebung des  $f_2$ -Signals.

In einigen Plots (siehe z. B. Bild 15d) deutet sich nach Untergrundsubtraktion ein  $\rho^0(1600)$ -Signal an. Die Hinzunahme eines Fitbeitrages zur Beschreibung des  $\rho^0(1600)$  verbessert aber die Qualität der Fits nicht und wirkt sich auch nicht auf die gefundenen  $f_2$ -Wirkungsquerschnitte aus. Die exklusive  $\rho^0(1600)$ -Erzeugung bei WA69 in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$  war bereits Gegenstand einer anderen Diplomarbeit [23].

In Bild 15d ist ein  $f_0(975)$ -Signal klar sichtbar; darauf wird genauer in Abschnitt 6 eingegangen. Die ermittelte  $f_2$ -Produktionsrate steigt mit dem in den Fit eingesetzten Wert für die Breite  $\Gamma_0$  in etwa linear an; Bild 16 zeigt den Zusammenhang zwischen  $\Gamma_0$  und der im Fit ermittelten Rate mit fixierter  $f_2$ -Masse  $m(f_2) = 1274$  MeV am Beispiel der Photonen niedriger Energie. Der Einfluß

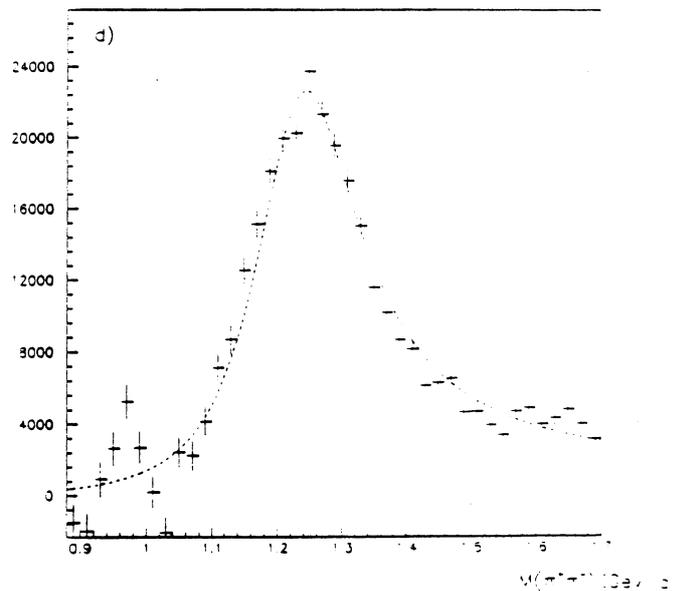
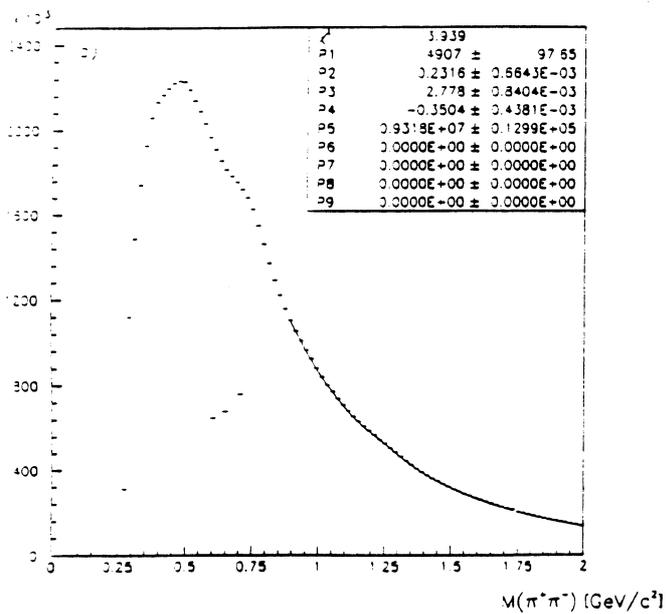
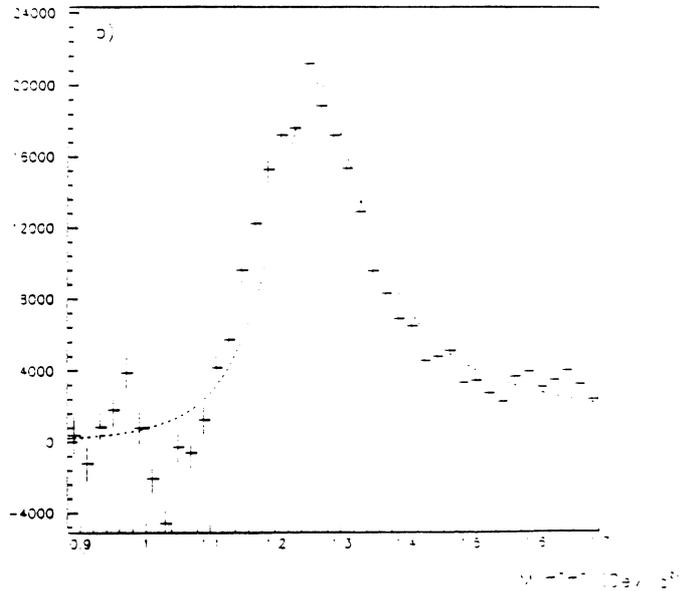
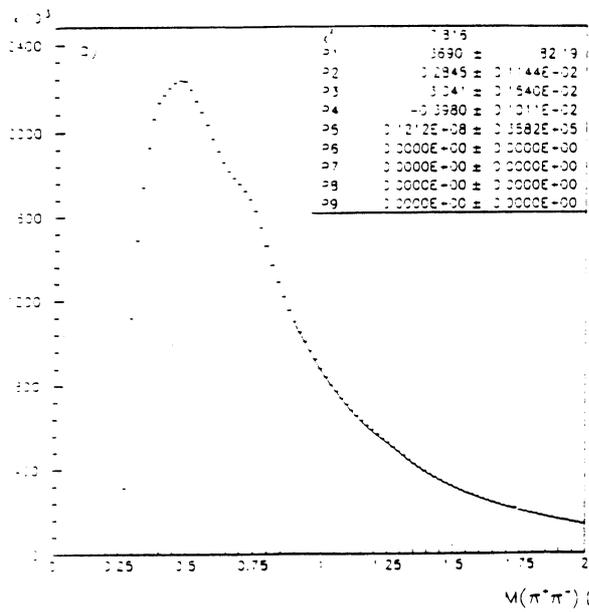


Abb. 15: Summierter Massenplot mit allen  $\gamma p$ - und  $\pi p$ -Daten mit eingezeichneten Fitfunktionen:  
 a)  $m=1274$  MeV,  $\Gamma=185$  MeV (Nominalwerte), b) Untergrund subtrahiert,  
 c)  $m=1258$  MeV,  $\Gamma=219$  MeV (im Fit gefundene Werte), d) Untergrund subtrahiert

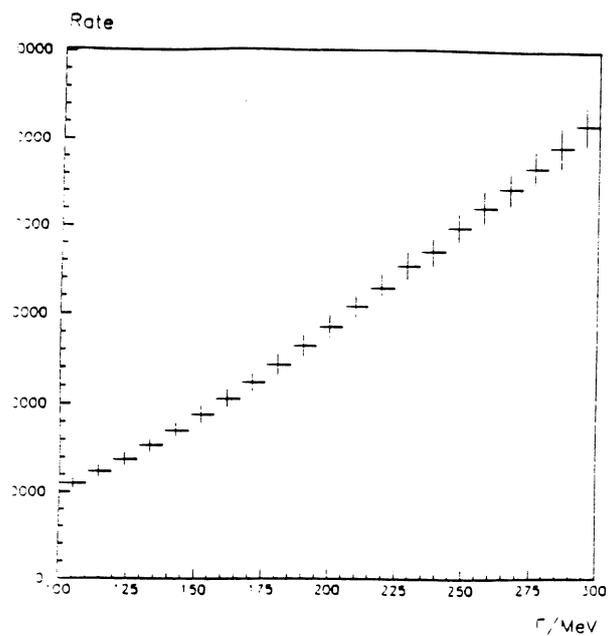


Abb. 16: Ermittelte  $f_2$ -Rate in Abhängigkeit der Breite der Breit-Wigner-Funktion mit fixierter Masse  $m = 1274 \text{ MeV}$

auf die Wirkungsquerschnitte konnte jedoch weitgehend ausgeschaltet werden, wie weiter unten erläutert wird.

### 4.3 Breite des $f_2$

Die Bestimmung von Masse und Breite des  $f_2$  war nicht Gegenstand dieser Arbeit, doch wurde den Gründen für die auffallende Verbreiterung nachgegangen. Wie bereits in Abschnitt 3.1 dargestellt wurde, variieren Messungen der  $f_2$ -Breite in verschiedenen Experimenten über einen weiten Bereich. Mögliche Gründe für eine Verbreiterung sind

- andere Resonanzen oder Reflexionen im Massenbereich des  $f_2$ ,
- Produktionsmechanismen,
- technische Gründe.

Als Resonanzen im Massenbereich kommen ein mögliches  $\rho'(1250)$  und das  $b_1(1235)$  in Frage, deren Wirkungsquerschnitte allerdings zu klein sind, um eine Rolle zu spielen. An Reflexionen sind insbesondere das  $K_2^*(1430)$  zu berücksichtigen (siehe auch Abschnitt 4.4), dessen Reflexion aus dem  $K\pi$ -Zerfall bei  $m_{\pi\pi} = 1290$  MeV peakt sowie das  $f_2'(1525)$ , dessen Reflexion aus dem  $K\bar{K}$ -Zerfall bei  $m_{\pi\pi} = 1180$  MeV liegt. Das  $K_2^*$  ist offenbar für die starke Verbreiterung in den  $Kp$ -Daten verantwortlich. Der Einfluß des  $f_2'$  wurde durch RICH-identifizierte Plots überprüft: wenn verlangt wird, daß beide Zerfallsteilchen als Kaonen identifiziert worden sind, müßte das  $f_2'$  eine Überhöhung im Spektrum invarianter  $K^+K^-$ -Massen bei  $m_{KK} = 1525$  MeV bewirken; die Abwesenheit einer solchen Überhöhung bedeutet, daß der Einfluß des  $f_2'$  zu vernachlässigen ist. Als Produktionsmechanismus, der eine Verbreiterung erklären kann, ist bereits der Gluonaustausch nach [11] in Abschnitt 3.1 genannt worden.

Die Verbreiterung des  $f_2$ -Signals auf  $\Gamma = 219$  MeV in den photon- und den pioninduzierten WA69-Daten läßt sich als Folge der TRIDENT-Fehler verstehen. Dazu wurde ein Verfahren auf die  $f_2$ -Fits übertragen, welches für das Fitten von  $\phi$  und  $K_2^*$  entwickelt wurde [24]. Die kaoninduzierten Daten, bei denen die Verbreiterung hauptsächlich durch die  $K_2^*$ -Reflexion bewirkt wird, werden im nächsten Abschnitt betrachtet.

Die TRIDENT-Impulse sind mit einem auflösungsbedingten Fehler behaftet. Daher besitzen auch die in den Massenplot eingetragenen invarianten Massen  $m$  einen Fehler, der sich durch Fehlerfortpflanzung aus den Impulsfehlern berechnen läßt. Die Abhängigkeit dieses Fehlers  $\overline{\Delta m}$  von  $m$  ist in Bild 17 dargestellt, wobei über alle Strahlsorten, Energien,  $x_F$  und  $p_T$  gemittelt wurde; die Abhängigkeit von  $\overline{\Delta m}$  von diesen Größen ist nur gering. Speziell im Bereich der  $f_2$ -Masse beträgt der Fehler also  $\overline{\Delta m} \approx 30 - 35$  MeV.

An den Massenplot darf man genaugenommen nicht die Funktion  $F(m)$  aus Gleichung (4) fitten, die sich ohne Berücksichtigung der Massenfehler ergibt, sondern eine Funktion  $G(m)$ , die durch Faltung von  $F(m)$  mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(m)$  entsteht:

$$G(m) = \int P(m - \mu) F(\mu) d\mu.$$

Die Auflösungsfunktion  $P(m)$  ergibt sich als Summe von Gauß-Funktionen mit Breiten  $\Delta m_i$ . Hätten diese Gauß-Funktionen alle dieselbe Breite, so wäre ihre Summe eine Gauß-Funktion der Breite  $\overline{\Delta m}$ ; nachdem ihre Breiten sich aber unterscheiden, stellte sich empirisch heraus, daß

$$P(m) \propto \frac{1}{|m|^q + 0.2 \cdot 10^{-3}}$$

mit der Normierung  $\int P(m) dm = 1$  die Fehlerverteilung besser beschreibt, wobei der Exponent  $q$  die Breite von  $P(m)$  bestimmt.

Daher wurde folgendermaßen vorgegangen:

Es wurde der Zusammenhang zwischen  $m$ ,  $\overline{\Delta m}$  und  $q$  bestimmt.  $\overline{\Delta m}$  als Funktion von  $m$  läßt sich durch

$$\overline{\Delta m}(m) = \overline{\Delta m}(m_{f_2}) \cdot \sqrt{\frac{m - 2m_\pi}{m_{f_2} - 2m_\pi}}$$

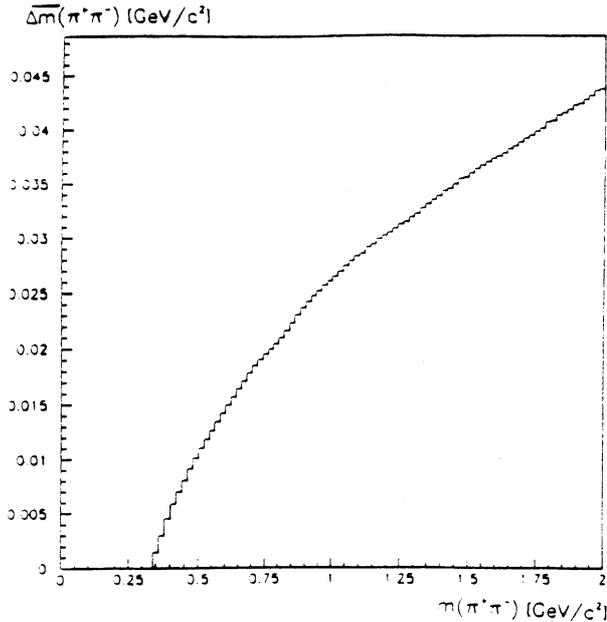


Abb. 17: TRIDENT-Fehler der invarianten Masse als Funktion der Masse; alle Strahlarten und Energien sind zusammengefaßt

parametrisieren. Der Zusammenhang zwischen der Breite  $\overline{\Delta m}$  einer Gauß-Funktion und dem Exponenten  $q$  in der Auflösungsfunktion ergibt sich durch Fits von  $P(m)$  an gegebene Gauß-Verteilungen zu

$$q = 26.9 \cdot \overline{\Delta m} + 1.14.$$

Schließlich erhält man die Fitfunktion

$$G(m) = \int \frac{N}{|m - \mu|^q + 0.2 \cdot 10^{-3}} \cdot F(\mu) d\mu$$

mit  $F(m)$  nach Gleichung (4).  $\overline{\Delta m}(m_{f_2})$  wird in dieser Fitfunktion fixiert, woraus nach den oben angegebenen Beziehungen  $\overline{\Delta m}(m)$  und  $q$  folgen.  $N$  sorgt für die Normierung der Auflösungsfunktion.

An verschiedenen Bins wurde exemplarisch überprüft, wie sich dieses Fitverfahren auf die Wirkungsquerschnitte auswirkt. Dazu wurden  $f_2$ -Rate und Fitakzeptanz nach zwei Verfahren bestimmt: zum einen mit der Fitfunktion (4) aus Abschnitt 4.2 mit  $f_2$ -Breite  $\Gamma = 219$  MeV (V1), zum anderen mit dem in diesem Abschnitt vorgestellten Verfahren (V2). Die Rate liegt bei V2 um 1% unter der Rate von V1. Auch die Fitakzeptanzen unterscheiden sich kaum: bei V1 beträgt sie 1.10, bei V2 1.08. Somit unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte in beiden Verfahren nur um circa 2%.

Anders sind die Verhältnisse bei den bereits erwähnten  $\phi$ -Fits: Dort unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte nach beiden Verfahren um etwa 40 - 50% [24]. Der Grund liegt darin, daß das  $\phi$  wesentlich schmaler ist ( $\Gamma = 4.4$  MeV [9]), so daß seine Breite fast nur durch die Auflösung bestimmt wird.

Beim  $f_2$  hingegen sind die Unterschiede der Wirkungsquerschnitte vernachlässigbar; die Fitqualitäten sind in beiden Verfahren gut. V2 hat den Vorteil, daß mit der Nominalbreite gefittet werden kann; man kommt also mit weniger Parametern aus. Allerdings ist der Aufwand an Rechenzeit so hoch, daß in Anbetracht der vernachlässigbaren Unterschiede die weiteren Ergebnisse mit V1 gewonnen wurden.

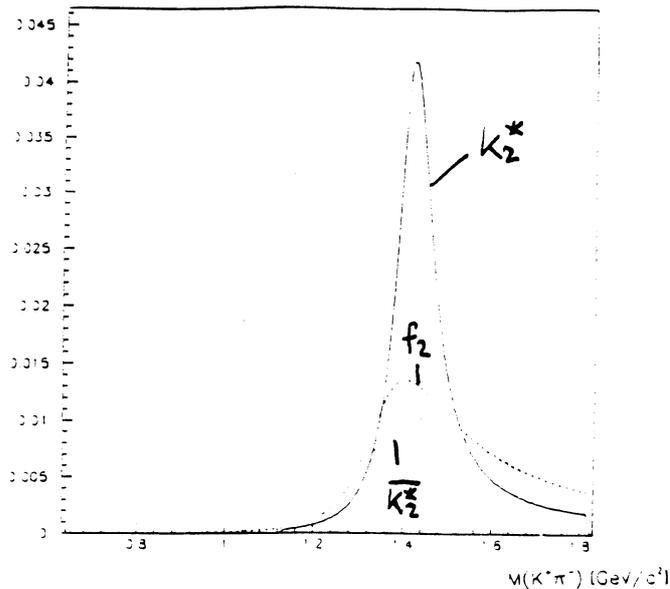


Abb. 18: Gestalt des  $K_2^*(1430)$  und der Reflexionen von  $f_2$  und  $\bar{K}_2^*(1430)$  im  $K\pi$ -Massenspektrum; alle sind auf gleiche Flächen normiert

#### 4.4 Einfluß des $K_2^*(1430)$

Nachdem die Breite des  $f_2$ -Signals in  $\gamma p$ - und  $\pi p$ -Daten geklärt ist, werden in diesem Abschnitt nur noch die  $Kp$ -Daten behandelt – genauer: die  $Kp$ -Daten hoher Energie. Hier wirkt sich zusätzlich die Reflexion des  $K_2^*$  auf die Breite aus.

Bild 12 zeigt HERWIG-Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte von  $K_2^*(1430)$  im Vergleich zu  $f_2$ . Aufgrund dieser Vorhersage im Zusammenhang mit dem bevorzugten Zerfall  $K_2^* \rightarrow K^+\pi^-$  (49.7%) und der Tatsache, daß die Reflexion des  $K_2^*(1430)$  im  $\pi\pi$ -Massenspektrum in unmittelbarer Nähe des  $f_2$  liegt (Bild 11), ist zu befürchten, daß das  $K_2^*$  besonders in den  $Kp$ -Daten außer der  $f_2$ -Breite auch die  $f_2$ -Wirkungsquerschnitte verfälscht. Sein Einfluß auf die kaoninduzierten Daten wurde daher mit dem in diesem Abschnitt vorgestellten Verfahren abgeschätzt.

Da das  $K_2^*(1430)$  als Reflexion im  $\pi\pi$ -Spektrum nahe der  $f_2$ -Masse mit vergleichbarer Breite auftritt (Bild 11), sind die beiden Signale schlecht zu trennen.

Die direkte Ermittlung von Wirkungsquerschnitten mit Hilfe identifizierter Spuren (RICH, TRAD) wurde wegen der geringen Akzeptanz und der schwierig zu evaluierenden Effizienzen dieser Detektoren zugunsten der nachfolgend geschilderten Methode nicht durchgeführt:

Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, wurden Massenplots erzeugt – dort war beiden Zerfallsteilchen die  $\pi$ -Masse zugewiesen worden, so daß dort  $\pi^+\pi^-$ -Massenplots entstanden sind. Im Unterschied dazu wurden jetzt  $K^+\pi^-$ - und  $\pi^+K^-$ -Plots erstellt. Wieder wurde keine Teilchenidentifikation verwendet, allerdings entstand der  $K^+\pi^-$ -Plot, indem dem positiven Teilchen die  $K$ -Masse, dem negativen die  $\pi$ -Masse zugewiesen wurde, also in den Plot die invariante Masse  $m_{K\pi}$  mit

$$m_{K\pi}^2 = m_K^2 + m_\pi^2 + 2(E_+E_- - p_+p_-)$$

und  $E_+ = \sqrt{m_K^2 + p_+^2}$ ,  $E_- = \sqrt{m_\pi^2 + p_-^2}$  eingetragen wurde. Analog wurde im  $\pi^+K^-$ -Plot dem positiven Teilchen die  $\pi$ -Masse, dem negativen die  $K$ -Masse zugewiesen. Man erhält so im  $K^+\pi^-$ -Spektrum ein deutliches  $K_2^*$ -Signal aus dem Zerfall  $K_2^* \rightarrow K^+\pi^-$  und Reflexionen von  $f_2$  bzw.  $\bar{K}_2^*$  aus  $f_2 \rightarrow \pi^+\pi^-$  bzw.  $\bar{K}_2^* \rightarrow \pi^+K^-$  (Bild 18); analog treten im  $\pi^+K^-$ -Spektrum ein deutliches

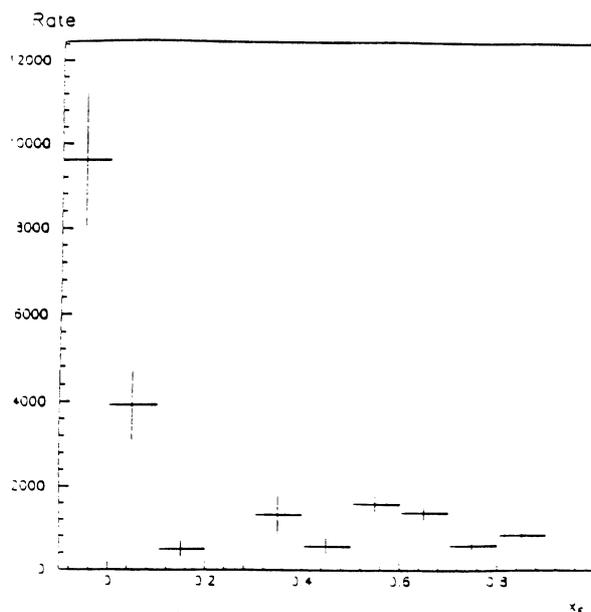


Abb. 19: Gemessene  $K_2^+$ -Raten in Kp-Daten hoher Energie

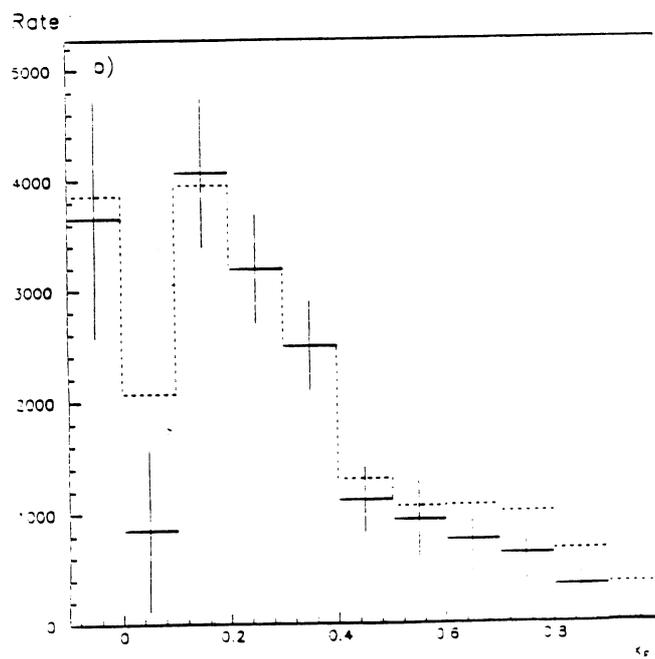
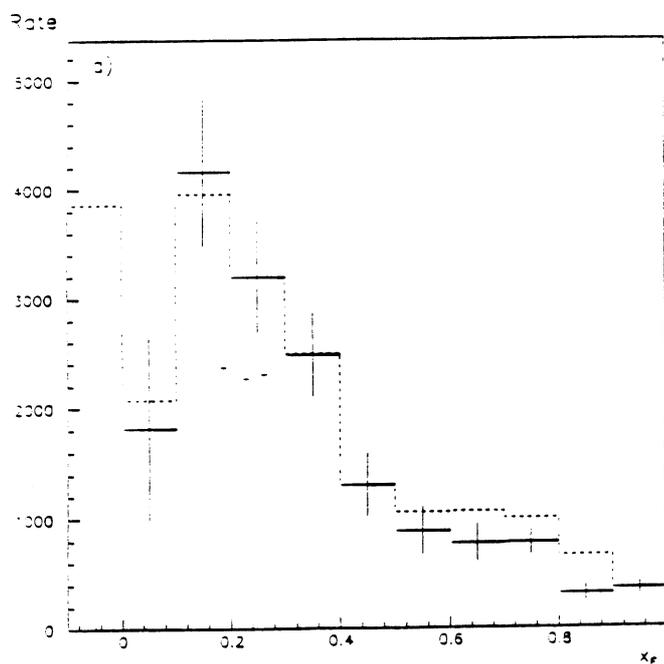


Abb. 20:  $x_F$ -Verteilung von  $f_2$  in Kp-Daten hoher Energie mit a) fixiertem, b) freiem  $K_2^+$ -Beitrag; gestrichelte Linien: ohne  $K_2^+$

$\bar{K}_2^*$ -Signal sowie  $f_2$ - und  $K_2^*$ -Reflexionen auf. Nun wurden  $K^+\pi^-$ - und  $\pi^+K^-$ -Spektrum in einem Plot zusammengefaßt, um so die Zahl von ( $K_2^* + \bar{K}_2^*$ ) zu bestimmen.

Der Vorteil gegenüber dem  $\pi\pi$ -Plot liegt darin, daß das ohnehin schon breitere  $f_2$  durch die Reflexion nochmal verbreitert wird und das schmalere  $K_2^*$  sich besser fitten läßt. Diese Fits wurden mit einer Fitfunktion analog Gleichung (4) aus Abschnitt 4.2 durchgeführt, die Beiträge für Untergrund und  $K_2^*(1430)$ -Resonanz enthielt:

$$F(m) = p_1 \cdot BG(m; p_2, p_3, p_4) + p_5 \cdot BW_{K_2^*}(m).$$

Die so gefundene Produktionsrate der  $K_2^*$  als Funktion von  $x_F$  zeigt Bild 19. Nun wurde die Fitfunktion nach Gleichung (4) um einen zusätzlichen Summanden  $R_K(m)$  zur Beschreibung der  $K^*$ -Reflexionen erweitert, d. h. statt mit  $F(m)$  wurde mit

$$G(m) = F(m) + p_7 \cdot R_K(m)$$

gefittet, wobei  $p_7$  auf den vorher im  $K\pi$ -Spektrum bestimmten Wert fixiert war. Bild 20a zeigt die so gefundenen  $f_2$ -Erzeugungsraten als Funktion von  $x_F$  im Vergleich zu den ohne  $K_2^*$ -Beitrag gefundenen (gestrichelte Linie). Als weitere Überprüfung des  $K_2^*$ -Einflusses wurde  $p_7$  nun zusätzlich freigelassen, so daß der Fit einen beliebigen  $K_2^*$ -Anteil suchen konnte. Die so bestimmten Wirkungsquerschnitte zeigt Bild 20b.

Fazit: Die Vernachlässigung des  $K_2^*$  bewirkt eine Überschätzung der Wirkungsquerschnitte von der Größenordnung 15% in den  $Kp$ -Daten; die Unterschiede liegen im Rahmen der Fitfehler. Allerdings weichen die Wirkungsquerschnitte vor allem bei großen  $x_F$  ab, wo die Verteilung für die Strukturfunktions-Fits besonders wichtig ist. In den  $\gamma p$ - und  $\pi p$ -Daten dürften die Unterschiede wegen der geringeren  $K_2^*$ -Beimischung eher noch kleiner sein.

Nachdem der  $K_2^*$ -Beitrag fixiert war, wurde an die Summe der  $Kp$ -Daten (alle  $x_F$  und  $p_T$ , aber weiterhin nur hohe Energie) ein Fit mit freier Masse und Breite des  $f_2$  durchgeführt. Dabei ergab sich  $m = 1263 \pm 7$  MeV,  $\Gamma = 227 \pm 22$  MeV im Vergleich zu  $m = 1269 \pm 10$  MeV,  $\Gamma = 266 \pm 26$  MeV ohne  $K_2^*$ -Beitrag (Tabelle 1). Die mit  $K_2^*$ -Beitrag ermittelte Breite ist also (fast genau) gleich der in  $\gamma p$ - und  $\pi$ -Daten gefundenen und wie dort durch die Auflösung zu erklären.

Die weiteren Ergebnisse der Arbeit sind mit der ursprünglichen Fitfunktion nach Gleichung (4) gewonnen worden.

## 4.5 Akzeptanzen

Zur Bestimmung der Akzeptanz wurden mit HERWIG [25] Ereignisse gewürfelt. HERWIG ist ein Monte Carlo Eventgenerator, der auf dem Cluster-Fragmentationsmodell [26] basiert; siehe Anhang B.

Die simulierten Ereignisse wurden der gleichen Verarbeitung unterworfen wie die experimentellen Daten. Genauer: Sie wurden zunächst durch ein Programm zur Detektorsimulation (OMFATHAC [27]) verarbeitet, das Informationen im gleichen Format wie die realen Detektoren des  $\Omega$ -Spektrometers liefert. Diese Informationen konnten dann von TRIDENT weiterverarbeitet werden. Da man in der Simulation nachvollziehen kann, wie viele  $f_2$  der Generator geliefert hat und wie viele nach der Datenverarbeitung vorhanden sind, kann man durch einfachen Vergleich von Input- und Output-Zahlen die  $f_2$ -Zählakzeptanz bestimmen. Diese wurde auf demselben  $x_F$ - $p_T$ -Gitter wie die Erzeugungsraten ermittelt. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der statistischen Fehler für alle drei Strahlarten überein und werden in Bild 21 sowie in den Tabellen 2 - 7 für  $\gamma p$ -Daten gezeigt; die angegebenen Fehler sind statistische Fehler.

Die endgültige Bestimmung der Akzeptanz beinhaltet aber auch den wichtigen Schritt zur Bestimmung der Erzeugungsraten: Diese wurden durch Fits an Massenplots bestimmt. Es ist aber a priori nicht klar, daß der Fit wirklich die richtige Zahl von  $f_2$  liefert. Das Fitergebnis steigt wie bereits gezeigt mit der in die Fitfunktion eingesetzten Breite der Breit-Wigner-Funktion an; außerdem hängt die ermittelte Rate vom Massenbereich ab, über den die Resonanzfunktion gemäß Gleichung (3) integriert wird ( $m_0 \pm \Gamma/2$  oder  $m_0 \pm \Gamma$  oder gesamter Fitbereich). Diese Ambiguitäten wurden ausgeschlossen, indem auch der Output der Simulation in Massenplots gefüllt wurde und diese Massenplots mit der selben Fitfunktion wie die Daten gefittet wurden. Durch einen Vergleich der vom Fit gefundenen  $f_2$  mit den im Output der Simulation gezählten erhält man so die "Fitakzeptanz". Dabei ist bemerkenswert, daß auch ein Fit an die simulierten Plots mit freiem Fitparameter für die Breite eine Verbreiterung des  $f_2$ -Signals wie in den experimentellen Daten auf 220 MeV aufwies. Bereits in Abschnitt 4.3 wurde diese Verbreiterung als Folge der TRIDENT-Massenfehler gedeutet, so daß die Verbreiterung in den simulierten Daten für die Zuverlässigkeit der Vorgehensweise spricht.

Bei der Bestimmung der Akzeptanzen nach dem geschilderten Verfahren trat ein grundlegendes Problem auf: Die volle Simulation mit OMFATHAC und TRIDENT hätte zur Erzeugung einer ausreichenden Statistik viel zu viel Zeit erfordert. Deshalb wurde ASTERICS entwickelt [24] - ein schnelles Simulationsprogramm, durch das eine dem Experiment vergleichbare Statistik in vertretbarer Zeit erreicht werden konnte.

Wie bereits oben erwähnt, verwirft ein Beam-Veto-Zähler bei den  $\gamma p$ -Daten oberhalb einer Schwelle von 30 GeV Ereignisse mit Doppelbremsstrahlung. Die Akzeptanz dieses Beam-Vetos wurde von [1] zu  $(79 \pm 3)\%$  bestimmt. Sie ist also in der Akzeptanz bei den  $\gamma p$ -Daten gesondert zu berücksichtigen. Alle übrigen Zähleffizienzen sind in der Simulationskette enthalten.

Die Gesamtakzeptanz ergibt sich als Produkt aus Zähl- und Fitakzeptanz und - bei Photondaten - Beam-Veto-Akzeptanz.

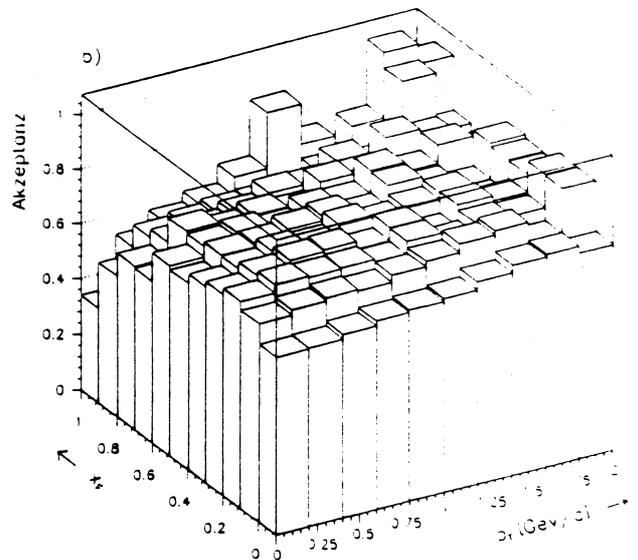
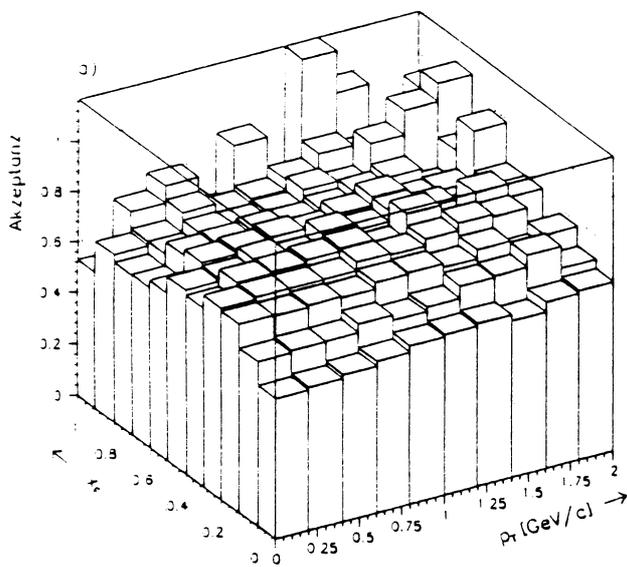


Abb. 21: Zählakzeptanzen für  $f_2$ : a) niedrige Energien, b) hohe Energien;  
 gedrehte Darstellung, um nicht durch den Bereich hoher Akzeptanz den Blick auf den Bereich  
 kleiner  $x_F$  und  $p_T$  zu verdecken

$x_F$

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	0.610 ± 0.005	0.749 ± 0.007	0.739 ± 0.008	0.706 ± 0.010	0.660 ± 0.014
0.4 - 0.8	0.631 ± 0.004	0.753 ± 0.006	0.769 ± 0.007	0.750 ± 0.008	0.722 ± 0.012
0.8 - 1.2	0.653 ± 0.005	0.781 ± 0.008	0.791 ± 0.009	0.762 ± 0.011	0.753 ± 0.018
1.2 - 1.6	0.684 ± 0.010	0.797 ± 0.013	0.823 ± 0.017	0.808 ± 0.020	0.819 ± 0.036
1.6 - 2.0	0.709 ± 0.019	0.770 ± 0.024	0.825 ± 0.031	0.819 ± 0.039	0.969 ± 0.098

$p_T$  [GeV/c]

Tabelle 2: Zählakzeptanz für  $f_2$  als Funktion von  $x_F$  und  $p_T$  bei niedriger Energie

$x_F$

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	0.690 ± 0.005	0.764 ± 0.007	0.726 ± 0.008	0.704 ± 0.010	0.604 ± 0.013
0.4 - 0.8	0.710 ± 0.004	0.783 ± 0.006	0.764 ± 0.007	0.726 ± 0.008	0.655 ± 0.011
0.8 - 1.2	0.735 ± 0.006	0.784 ± 0.008	0.789 ± 0.010	0.754 ± 0.011	0.702 ± 0.016
1.2 - 1.6	0.783 ± 0.011	0.789 ± 0.013	0.822 ± 0.017	0.816 ± 0.020	0.758 ± 0.030
1.6 - 2.0	0.788 ± 0.021	0.844 ± 0.026	0.813 ± 0.030	0.816 ± 0.036	0.964 ± 0.081

$p_T$  [GeV/c]

Tabelle 3: Zählakzeptanz für  $f_2$  als Funktion von  $x_F$  und  $p_T$  bei hoher Energie

$x_F$	Akzeptanz
-0.1 - 0.0	0.596 ± 0.003
0.0 - 0.1	0.677 ± 0.004
0.1 - 0.2	0.753 ± 0.005
0.2 - 0.3	0.775 ± 0.005
0.3 - 0.4	0.779 ± 0.006
0.4 - 0.5	0.764 ± 0.006
0.5 - 0.6	0.759 ± 0.007
0.6 - 0.7	0.734 ± 0.008
0.7 - 0.8	0.719 ± 0.010
0.8 - 0.9	0.726 ± 0.015
0.9 - 1.0	0.740 ± 0.041

Tabelle 4: Zählakzeptanz für  $f_2$  als Funktion von  $x_F$  bei niedriger Energie

$p_T$ /GeV	Akzeptanz
0.0 - 0.2	0.664 ± 0.006
0.2 - 0.4	0.690 ± 0.004
0.4 - 0.6	0.702 ± 0.004
0.6 - 0.8	0.713 ± 0.004
0.8 - 1.0	0.728 ± 0.005
1.0 - 1.2	0.735 ± 0.006
1.2 - 1.4	0.765 ± 0.008
1.4 - 1.6	0.758 ± 0.011
1.6 - 1.8	0.772 ± 0.016
1.8 - 2.0	0.765 ± 0.022

Tabelle 5: Zählakzeptanz für  $f_2$  als Funktion von  $p_T$  bei niedriger Energie

$x_F$	Akzeptanz
-0.1 - 0.0	0.679 $\pm$ 0.004
0.0 - 0.1	0.757 $\pm$ 0.004
0.1 - 0.2	0.779 $\pm$ 0.005
0.2 - 0.3	0.783 $\pm$ 0.006
0.3 - 0.4	0.770 $\pm$ 0.006
0.4 - 0.5	0.762 $\pm$ 0.007
0.5 - 0.6	0.748 $\pm$ 0.007
0.6 - 0.7	0.727 $\pm$ 0.008
0.7 - 0.8	0.685 $\pm$ 0.009
0.8 - 0.9	0.637 $\pm$ 0.013
0.9 - 1.0	0.593 $\pm$ 0.029

Tabelle 6: Zählakzeptanz für  $f_2$  als Funktion von  $x_F$  bei hoher Energie

$p_T/\text{GeV}$	Akzeptanz
0.0 - 0.2	0.688 $\pm$ 0.006
0.2 - 0.4	0.722 $\pm$ 0.004
0.4 - 0.6	0.733 $\pm$ 0.004
0.6 - 0.8	0.740 $\pm$ 0.004
0.8 - 1.0	0.751 $\pm$ 0.005
1.0 - 1.2	0.770 $\pm$ 0.006
1.2 - 1.4	0.784 $\pm$ 0.008
1.4 - 1.6	0.813 $\pm$ 0.012
1.6 - 1.8	0.803 $\pm$ 0.016
1.8 - 2.0	0.851 $\pm$ 0.024

Tabelle 7: Zählakzeptanz für  $f_2$  als Funktion von  $p_T$  bei hoher Energie

#### 4.6 Normierung der Wirkungsquerschnitte

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte erfolgte für jedes Bin nach der Formel

$$\sigma = \frac{1}{A} \cdot \frac{R}{NT}$$

mit

$A$	Akzeptanz
$R$	Reaktionsrate
$N$	Anzahl Teilchen im Strahl
$T$	Targetflächendichte.

Akzeptanzen und Reaktionsraten wurden nach dem bereits beschriebenen Verfahren bestimmt. Die Anzahl der Teilchen im Strahl erhält man aus den Scalern, die während der Datennahme die Strahlteilchen zählten. Unterschieden nach Strahlteilchen, -energien und -ladungen betrug  $N$

$\gamma$	niedrige Energie	$1.192 \cdot 10^{10}$
$\gamma$	hohe Energie	$0.995 \cdot 10^{10}$
$\pi^+$	niedrige Energie	$0.321 \cdot 10^8$
$\pi^-$	niedrige Energie	$0.360 \cdot 10^8$
$\pi^+$	hohe Energie	$0.581 \cdot 10^8$
$\pi^-$	hohe Energie	$0.646 \cdot 10^8$
$K^+$	niedrige Energie	$0.714 \cdot 10^7$
$K^-$	niedrige Energie	$0.661 \cdot 10^7$
$K^+$	hohe Energie	$0.233 \cdot 10^8$
$K^-$	hohe Energie	$0.191 \cdot 10^8$

Die Targetflächendichte ist das Produkt aus Avogadrokonstante, der Dichte des flüssigen Wasserstoffs und der Targetlänge:

$$T = 6.022 \cdot 10^{23} \cdot 0.0708 \cdot 60 \text{ cm}^{-2} = 2.558 \text{ barn}^{-1}$$

#### 4.7 Fehler der Wirkungsquerschnitte

Die angegebenen Fehler der  $f_2$ -Wirkungsquerschnitte sind Fitfehler gemäß MIGRAD, einem Unterprogramm von MINUIT [28]. Ein anderes Unterprogramm, MINOS, berechnet die Fitfehler korrekt, benötigt aber wesentlich mehr Rechenzeit als MIGRAD, das parabolisch genäherte Fitfehler angibt. Wenn die Fitfunktion hinreichend glatt ist, Korrelationen zwischen den Fitparametern klein sind und die Fitparameter weit genug von den vorgegebenen Grenzen entfernt sind, weichen die MIGRAD-Fehler nur geringfügig von den korrekten MINOS-Fehlern ab. Da die genannten Bedingungen gut erfüllt sind, insbesondere  $p_5$  nur gering mit den anderen Fitparametern korreliert ist, unterscheiden sich MIGRAD- und MINOS-Fehler der Wirkungsquerschnitte um weniger als 20%, wie an einzelnen Fits exemplarisch überprüft wurde.

Weiter sind systematische Fehler zu berücksichtigen, die aus folgenden Quellen stammen:

- Einfluß der  $K_2^+$ -Reflexion,
- Fehler in der Bestimmung der Akzeptanzen,
- Fehler in der Bestimmung der Teilchenzahl im Strahl.

Der Einfluß der  $K_2^+$ -Reflexion wurde in Abschnitt 4.4 zu maximal 15% abgeschätzt.

Fehler in der Bestimmung der Zählakzeptanz können zum einen durch mangelnde Statistik - besonders im schwach bevölkerten Bereich hoher  $p_T$  - zum anderen durch Abweichung der Simulation (ASTERICS) von der Realität verursacht werden. Die statistischen Fehler (Wurzel aus der generierten  $f_2$ -Anzahl) liegen im gesamten Bereich unter 5%. In der gleichen Größenordnung liegen die Abweichungen zwischen der schnellen Simulation ASTERICS und der vollen Simulation. Der Fehler der Beam-Veto-Akzeptanz beträgt nach [1] 3%.

Durch die Fitakzeptanz sollten Fehler korrigiert werden, die durch einen ungeeigneten Fitansatz verursacht wurden. In Abschnitt 4.3 wurden zwei grundverschiedene Verfahren verglichen, die einen Unterschied von 2% ergaben - das ist als Fehler der Fitakzeptanz anzusetzen.

Bei der Bestimmung der Strahlteilchenzahlen tritt durch die in [2] genannten Gründe eine Unsicherheit von 3% auf.

Insgesamt ergibt sich ein systematischer Fehler von ungefähr 30%. Den größten Einzelbeitrag dazu liefert mit 15 % der Einfluß der  $K_2^+$ -Reflexion, der im Photon- und im Pionstrahl eher geringer sein wird.

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	3.18 ± 0.65	1.87 ± 0.50	1.97 ± 0.32	1.82 ± 0.21	0.71 ± 0.09
0.4 - 0.8	5.61 ± 0.71	4.14 ± 0.77	2.40 ± 0.35	1.74 ± 0.23	0.86 ± 0.09
0.8 - 1.2	1.70 ± 0.50	1.05 ± 0.31	0.45 ± 0.21	0.38 ± 0.14	0.25 ± 0.05
1.2 - 1.6	0.17 ± 0.16	0.33 ± 0.16	0.34 ± 0.10	0.13 ± 0.06	0.04 ± 0.02
1.6 - 2.0	0.07 ± 0.06	0.19 ± 0.06	0.08 ± 0.04		

$x_F$

$p_T$  [GeV/c] Tabelle 8:  $d^2\sigma/dx_F dp_T(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ , niedrige Energie, in  $\mu\text{b}/\text{GeV}$

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	3.56 ± 0.72	1.43 ± 0.54	0.94 ± 0.34	1.14 ± 0.24	0.57 ± 0.12
0.4 - 0.8	2.60 ± 0.95	4.08 ± 0.66	2.68 ± 0.40	1.91 ± 0.24	0.76 ± 0.11
0.8 - 1.2	2.09 ± 0.47	1.06 ± 0.44	0.71 ± 0.28	1.14 ± 0.16	0.35 ± 0.07
1.2 - 1.6	0.47 ± 0.21	0.04 ± 0.04	0.28 ± 0.12	0.16 ± 0.08	0.01 ± 0.04
1.6 - 2.0	0.25 ± 0.08	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00		

$x_F$

$p_T$  [GeV/c] Tabelle 9:  $d^2\sigma/dx_F dp_T(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ , hohe Energie, in  $\mu\text{b}/\text{GeV}$

## 5 Ergebnisse: Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse präsentiert, also die Wirkungsquerschnitte, doppelt und einfach differentiell in  $x_F$  und  $p_T$ , ferner Zerfallswinkelverteilungen und integrierte Wirkungsquerschnitte.

### 5.1 Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dp_T dx_F$

In den Tabellen 8 - 13 stehen die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für  $f_2$ -Erzeugung. Sie sind zusätzlich als Legoplots in den Bildern 22 - 24 graphisch dargestellt:

Tabelle 8	Bild 22a	$\gamma p$	niedrige Energie
Tabelle 9	Bild 22b	$\gamma p$	hohe Energie
Tabelle 10	Bild 23a	$\pi p$	niedrige Energie
Tabelle 11	Bild 23b	$\pi p$	hohe Energie
Tabelle 12	Bild 24a	$K p$	niedrige Energie
Tabelle 13	Bild 24b	$K p$	hohe Energie.

Bei allen drei Strahlarten liegt das Maximum des Wirkungsquerschnittes wie erwartet im zentralen Bereich (kleine  $x_F$  und kleine  $p_T$ ). Die gleiche Beobachtung wurde unter anderem bereits in [1] für inklusive  $\rho^0$ -Produktion gemacht, wo dieser Bereich großer Wirkungsquerschnitte anschaulich als "Empire State Building" bezeichnet wurde.

Dies ist allerdings auch der Bereich mit den kritischsten Fits: Wie man an dem Beispiel in Bild 13 sieht, erkennt man bei kleinen  $x_F$  im Gegensatz zum Bereich großer  $x_F$  mit dem bloßen Auge

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	0.38 ± 0.11	0.48 ± 0.09	0.39 ± 0.06	0.62 ± 0.04	0.71 ± 0.02
0.4 - 0.8	0.83 ± 0.15	0.26 ± 0.11	0.46 ± 0.05	0.45 ± 0.04	0.33 ± 0.02
0.8 - 1.2	0.23 ± 0.08	0.33 ± 0.06	0.19 ± 0.04	0.17 ± 0.02	0.07 ± 0.01
1.2 - 1.6	0.10 ± 0.03	0.07 ± 0.02	0.06 ± 0.02	0.04 ± 0.01	0.00 ± 0.00
1.6 - 2.0	0.02 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.00		

$x_F$

$p_T$  [GeV/c] Tabelle 10:  $d^2\sigma/dx_F dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$ , niedrige Energie, in  $\text{mb}/\text{GeV}$

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	0.75 ± 0.09	0.64 ± 0.09	0.46 ± 0.05	0.43 ± 0.04	0.76 ± 0.02
0.4 - 0.8	0.89 ± 0.13	0.79 ± 0.10	0.54 ± 0.05	0.37 ± 0.03	0.29 ± 0.01
0.8 - 1.2	0.47 ± 0.07	0.31 ± 0.05	0.16 ± 0.03	0.15 ± 0.03	0.05 ± 0.01
1.2 - 1.6	0.03 ± 0.03	0.18 ± 0.02	0.00 ± 0.00	0.03 ± 0.01	0.01 ± 0.00
1.6 - 2.0	0.03 ± 0.01	0.02 ± 0.02	0.02 ± 0.01		

$p_T$  [GeV/c] Tabelle 11:  $d^2\sigma/dx_F dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$ , hohe Energie, in mb/GeV

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	0.52 ± 0.27	0.25 ± 0.24	0.32 ± 0.11	0.19 ± 0.07	0.17 ± 0.03
0.4 - 0.8	1.06 ± 0.17	0.24 ± 0.23	0.28 ± 0.08	0.25 ± 0.07	0.15 ± 0.03
0.8 - 1.2	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.19 ± 0.07	0.04 ± 0.03	0.07 ± 0.01
1.2 - 1.6	0.19 ± 0.06	0.00 ± 0.04	0.08 ± 0.04	0.03 ± 0.01	0.00 ± 0.03
1.6 - 2.0	0.10 ± 0.02	0.01 ± 0.02	0.00 ± 0.00		

$p_T$  [GeV/c] Tabelle 12:  $d^2\sigma/dx_F dp_T(Kp \rightarrow f_2 X)$ , niedrige Energie, in mb/GeV

überhaupt keine Resonanzen im Massenplot. Erst durch die geeignete Fitprozedur kann die  $f_2$ -Rate hier bestimmt werden. Das schlägt sich letztlich in den großen Fitfehlern im zentralen Bereich nieder: den Tabellen 8 bis 13 entnimmt man für  $x_F \leq 0.5$  Fitfehler der Größenordnung 30% bis hin zu fast 100% in den Kp-Daten niedriger Energie (Tabelle 12) mit ihrer leider besonders niedrigen Statistik. Beim Betrachten der Legoplots sollte man gerade im zentralen Bereich mit seinen schwankenden Wirkungsquerschnitten immer diese großen Fehler bedenken. Bin-zu-Bin-Fluktuationen der gleichen Größenordnung traten auch bei den Fits an die simulierten Daten bei vergleichbarer Statistik auf. Daher ist davon auszugehen, daß die Fehler der Wirkungsquerschnitte eher durch diese Fluktuationen als durch die Fitfehler gegeben sind.

Mit  $p_T$  steigen die Wirkungsquerschnitte bis  $p_T \approx 0.6$  GeV an; mit weiter steigenden  $p_T$  und mit wachsenden  $x_F$  fallen sie ab. Dieses Verhalten wird in den beiden folgenden Abschnitten noch weiter diskutiert.

Lediglich in den  $\pi p$ -Daten steigen bei kleinem  $p_T$  die Wirkungsquerschnitte oberhalb von  $x_F \approx 0.5$  wieder an. Dies ist auf die in diesem Bereich zusätzlich auftretenden Produktionsmechanismen nach Regge zurückzuführen.

	-0.1 - 0.1	0.1 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.0
0.0 - 0.4	0.40 ± 0.18	0.69 ± 0.13	0.25 ± 0.07	0.22 ± 0.05	0.18 ± 0.02
0.4 - 0.8	0.59 ± 0.17	0.64 ± 0.13	0.50 ± 0.07	0.24 ± 0.04	0.17 ± 0.02
0.8 - 1.2	0.29 ± 0.11	0.29 ± 0.08	0.12 ± 0.05	0.05 ± 0.03	0.03 ± 0.00
1.2 - 1.6	0.03 ± 0.02	0.16 ± 0.04	0.08 ± 0.02	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.00
1.6 - 2.0	0.03 ± 0.02	0.02 ± 0.02	0.00 ± 0.00		

$p_T$  [GeV/c] Tabelle 13:  $d^2\sigma/dx_F dp_T(Kp \rightarrow f_2 X)$ , hohe Energie, in mb/GeV

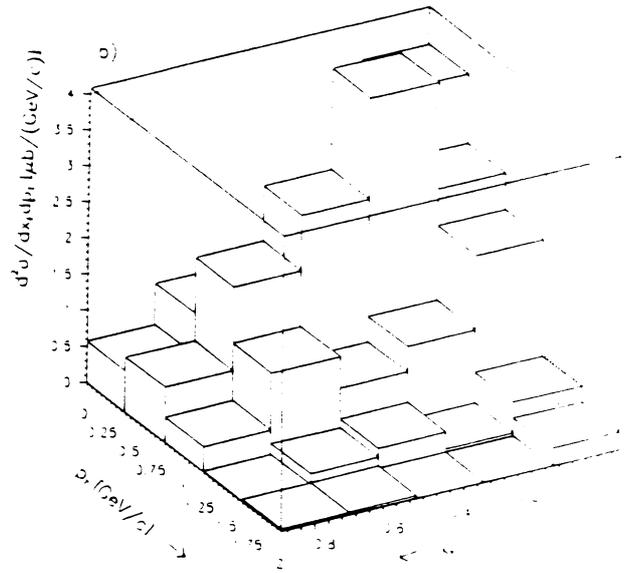
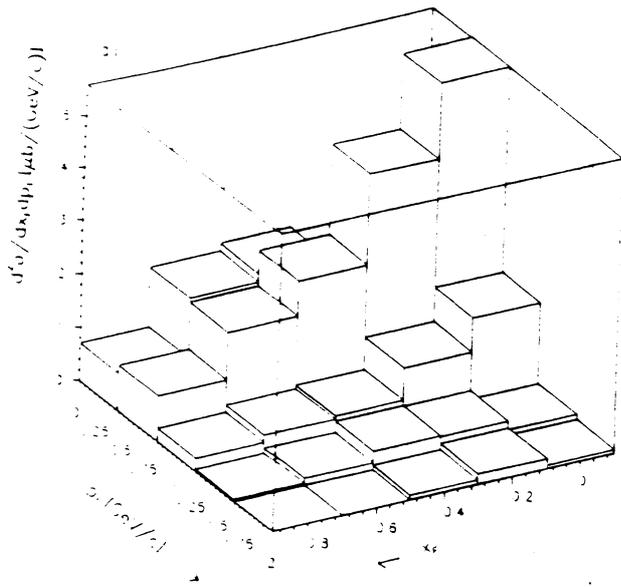


Abb. 22: Doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/dx_F dp_T(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ ; a) niedrige Energien, b) hohe Energien

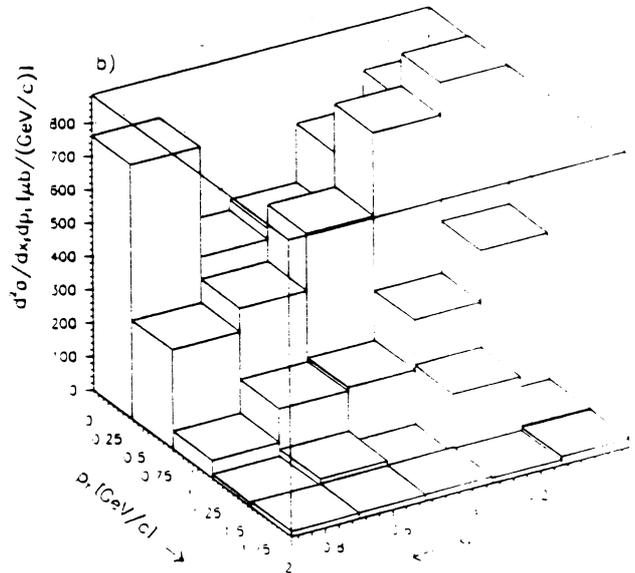
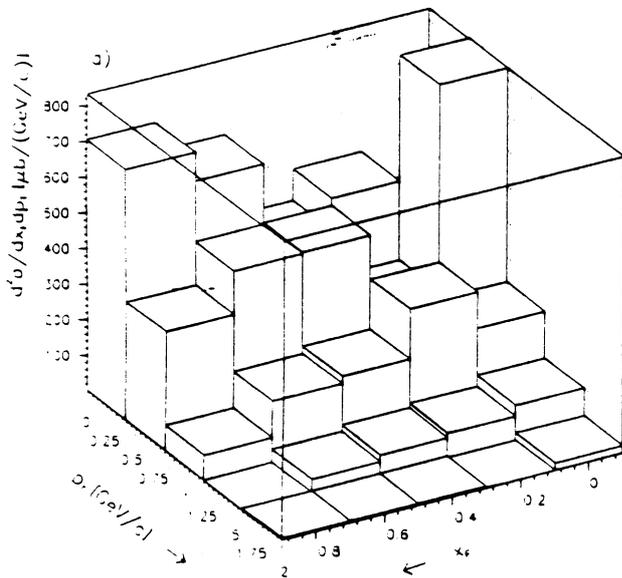


Abb. 23: Doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/dx_F dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$ ; a) niedrige Energie, b) hohe Energie

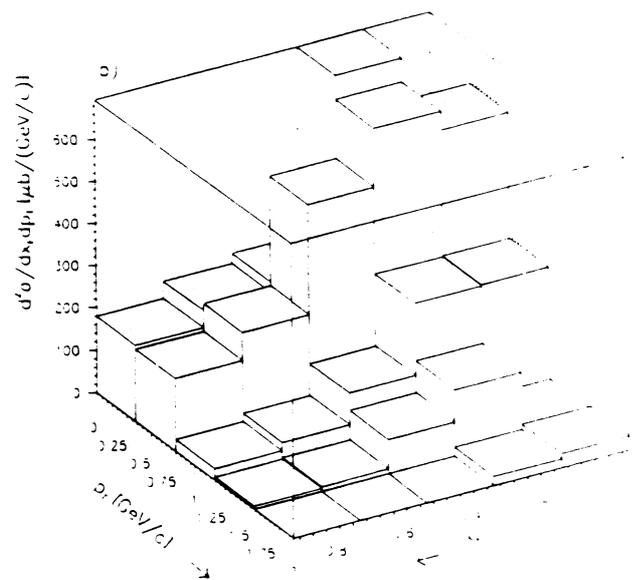
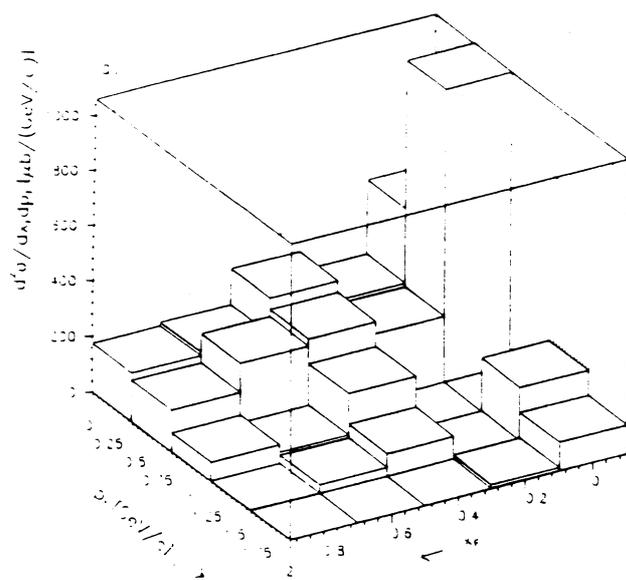


Abb. 24: Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/dx_F dp_T(Kp \rightarrow f_2 X)$ ;  
 a) niedrige Energie, b) hohe Energie

## 5.2 Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T$

Die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp_T$  wurden durch Fits an projizierte Massenplots gewonnen. Die Ergebnisse befinden sich in der Tabelle 14. Sie sind konsistent mit den Summen aus den entsprechenden doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten; beispielsweise ergibt die ersten Zeile in Tabelle 9  $\sigma(p_T < 0.4\text{GeV}) = 0.634 \pm 0.081 \mu\text{b}$ ; aus Tabelle 14 berechnet man  $\sigma(p_T < 0.4\text{GeV}) = 0.658 \pm 0.092 \mu\text{b}$ .

Da die Statistik in der Projektion höher ist als in den doppelt differentiellen Plots, war ein feineres Binning möglich, wie bereits in Bild 10 angedeutet (Binbreite von 0.2 GeV anstatt 0.4 GeV), so daß man hier die  $p_T$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte detaillierter beobachten kann. Auch in den Bildern 25 - 27 werden die Wirkungsquerschnitte gezeigt. Zusätzlich sind die Wirkungsquerschnitte, beschränkt auf den Bereich  $x_F \leq 0.5$ , gestrichelt eingezeichnet. Durch diesen  $x_F$ -Schnitt werden in den  $\pi p$ -Daten Triple-Regge-Effekte vermieden. Die Lage des Maximums bei  $p_T \approx 0.5 - 0.7 \text{ GeV}$  läßt sich durch zwei Effekte erklären: Einerseits fällt der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit  $p_T^2$ , andererseits ist das Phasenraumvolumen proportional zu  $p_T$ . Daher steigt  $d\sigma/dp_T$  zunächst an und fällt dann ungefähr exponentiell ab.

Man kann dieses Verhalten durch

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = a \cdot p_T \cdot \exp(-b \cdot p_T^2)$$

parametrisieren. Fits mit dieser Parametrisierung an die Daten ( $x_F \leq 0.5$ ) sind in den Bildern als gestrichelte Linien mit eingezeichnet. Die Fitparameter stehen in Tabelle 15.  $a$  dient zur Normierung; die nur geringen Unterschiede von  $b$  verdeutlichen die Ähnlichkeit der  $p_T$ -Abhängigkeiten in den verschiedenen Strahlarten.

$p_T / \text{GeV}$	Photonen 65-110 GeV [ $\mu\text{b}/\text{GeV}$ ]	Photonen 110-175 GeV [ $\mu\text{b}/\text{GeV}$ ]	Pionen 80 GeV [ $\text{mb}/\text{GeV}$ ]	Pionen 140 GeV [ $\text{mb}/\text{GeV}$ ]	Kaonen 80 GeV [ $\text{mb}/\text{GeV}$ ]	Kaonen 140 GeV [ $\text{mb}/\text{GeV}$ ]
0.0 - 0.2	1.09 $\pm$ 0.23	1.03 $\pm$ 0.26	0.52 $\pm$ 0.04	0.73 $\pm$ 0.04	0.20 $\pm$ 0.08	0.34 $\pm$ 0.05
0.2 - 0.4	2.67 $\pm$ 0.30	2.26 $\pm$ 0.38	0.71 $\pm$ 0.05	0.75 $\pm$ 0.05	0.44 $\pm$ 0.10	0.35 $\pm$ 0.06
0.4 - 0.6	3.35 $\pm$ 0.29	2.63 $\pm$ 0.35	0.70 $\pm$ 0.05	0.72 $\pm$ 0.05	0.48 $\pm$ 0.10	0.37 $\pm$ 0.07
0.6 - 0.8	2.76 $\pm$ 0.25	2.69 $\pm$ 0.31	0.35 $\pm$ 0.04	0.54 $\pm$ 0.04	0.42 $\pm$ 0.09	0.47 $\pm$ 0.06
0.8 - 1.0	1.08 $\pm$ 0.20	1.67 $\pm$ 0.23	0.27 $\pm$ 0.03	0.26 $\pm$ 0.03	0.11 $\pm$ 0.11	0.26 $\pm$ 0.05
1.0 - 1.2	0.52 $\pm$ 0.13	0.53 $\pm$ 0.16	0.15 $\pm$ 0.02	0.20 $\pm$ 0.02	0.03 $\pm$ 0.03	0.08 $\pm$ 0.04
1.2 - 1.4	0.29 $\pm$ 0.08	0.44 $\pm$ 0.10	0.08 $\pm$ 0.01	0.07 $\pm$ 0.01	0.09 $\pm$ 0.03	0.10 $\pm$ 0.02
1.4 - 1.6	0.11 $\pm$ 0.06	0.00 $\pm$ 0.00	0.03 $\pm$ 0.01	0.03 $\pm$ 0.01	0.03 $\pm$ 0.02	0.02 $\pm$ 0.02
1.6 - 1.8	0.03 $\pm$ 0.03	0.03 $\pm$ 0.03	0.02 $\pm$ 0.01	0.02 $\pm$ 0.01	0.06 $\pm$ 0.01	0.02 $\pm$ 0.01
1.8 - 2.0	0.08 $\pm$ 0.02	0.07 $\pm$ 0.03	0.00 $\pm$ 0.00	0.01 $\pm$ 0.00	0.00 $\pm$ 0.00	0.01 $\pm$ 0.01

Tabelle 14:  $d\sigma/dp_T(\gamma/hp \rightarrow f_2 X)$  in  $\mu\text{b}/\text{GeV}$  für  $\gamma p$ ,  $\text{mb}/\text{GeV}$  für  $\pi p$ ,  $K p$

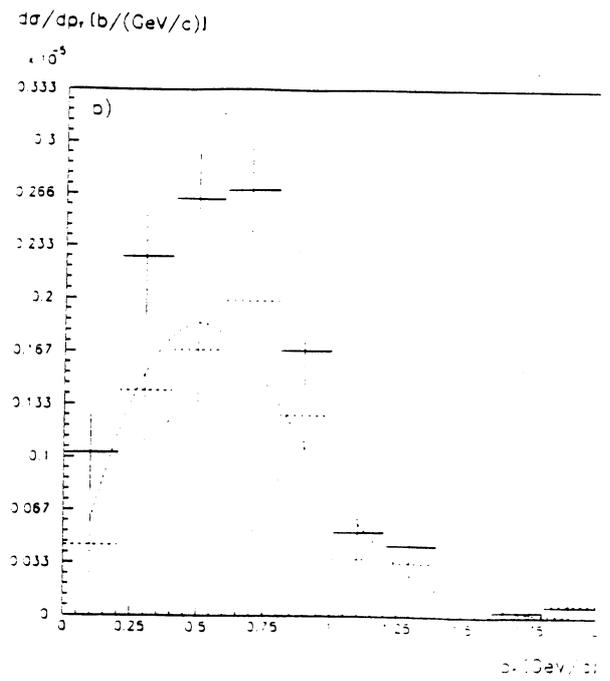
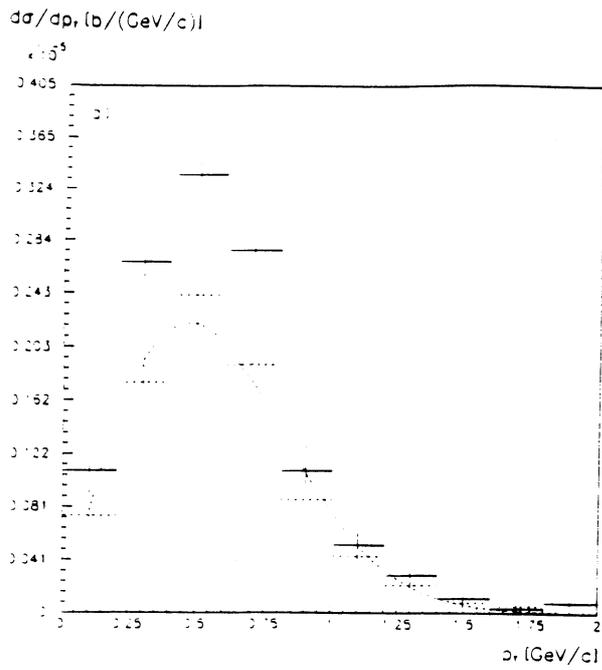


Abb. 25: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp_T(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ ;  
a) niedrige Energien, b) hohe Energien

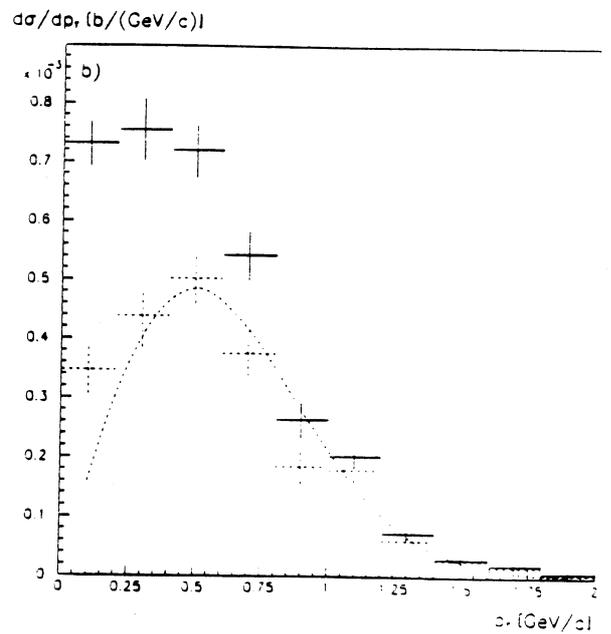
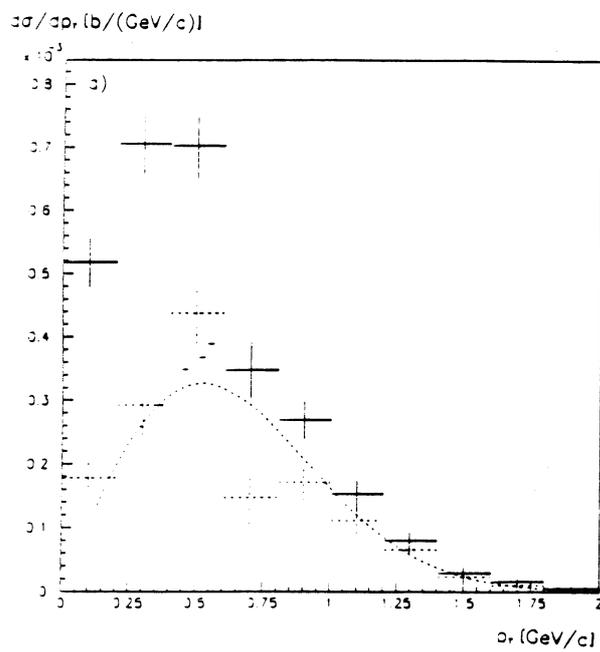


Abb. 26: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$ ;  
a) niedrige Energie, b) hohe Energie

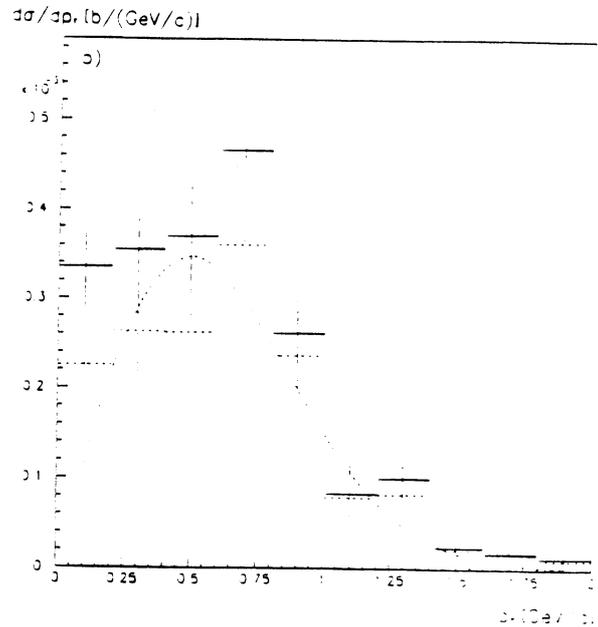
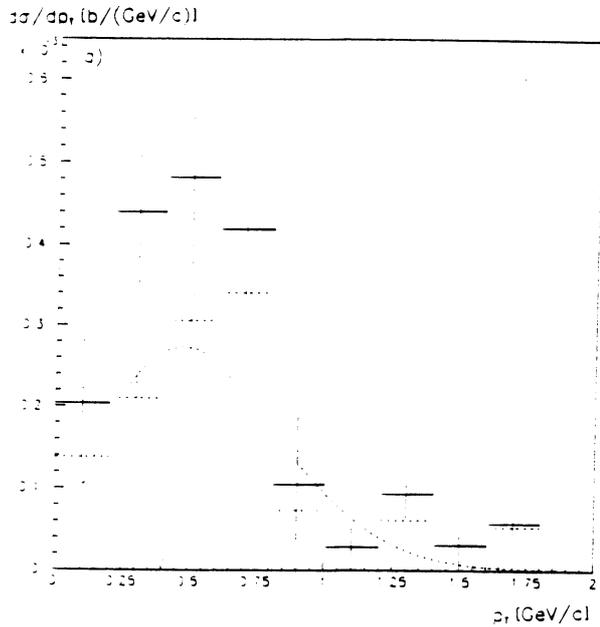


Abb. 27: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp_T(Kp \rightarrow f_2 X)$ ;  
a) niedrige Energie, b) hohe Energie

Strahl	Energie	$a$ in [barn/GeV <sup>2</sup> ]	$b$ in [GeV <sup>-2</sup> ]
$\gamma$	niedrig	$(0.788 \pm 0.077) \cdot 10^{-5}$	$2.34 \pm 0.16$
$\gamma$	hoch	$(0.610 \pm 0.086) \cdot 10^{-5}$	$2.02 \pm 0.17$
$\pi$	niedrig	$(0.104 \pm 0.011) \cdot 10^{-2}$	$1.86 \pm 0.10$
$\pi$	hoch	$(0.161 \pm 0.011) \cdot 10^{-2}$	$2.03 \pm 0.09$
K	niedrig	$(0.984 \pm 0.028) \cdot 10^{-3}$	$2.36 \pm 0.45$
K	hoch	$(0.116 \pm 0.017) \cdot 10^{-3}$	$2.05 \pm 0.17$

Tabelle 15: Fit an differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp_T = a p_T \exp(-b p_T^2)$  für  $x_F \leq 0.5$

$x_F$	Photonen 65-110 GeV [ $\mu\text{b}$ ]	Photonen 110-175 GeV [ $\mu\text{b}$ ]	Pionen 80 GeV [mb]	Pionen 140 GeV [mb]	Kaonen 80 GeV [mb]	Kaonen 140 GeV [mb]
-0.1 - 0.0	4.87 $\pm$ 0.56	4.35 $\pm$ 0.71	0.40 $\pm$ 0.10	1.08 $\pm$ 0.09	0.74 $\pm$ 0.22	0.84 $\pm$ 0.22
0.0 - 0.1	3.84 $\pm$ 0.60	3.65 $\pm$ 0.72	0.92 $\pm$ 0.11	0.86 $\pm$ 0.10	0.76 $\pm$ 0.21	0.41 $\pm$ 0.11
0.1 - 0.2	3.31 $\pm$ 0.53	3.07 $\pm$ 0.62	0.46 $\pm$ 0.10	0.73 $\pm$ 0.08	0.15 $\pm$ 0.11	0.77 $\pm$ 0.11
0.2 - 0.3	3.10 $\pm$ 0.41	2.60 $\pm$ 0.50	0.51 $\pm$ 0.08	0.84 $\pm$ 0.06	0.36 $\pm$ 0.16	0.63 $\pm$ 0.16
0.3 - 0.4	2.36 $\pm$ 0.34	2.27 $\pm$ 0.39	0.49 $\pm$ 0.06	0.36 $\pm$ 0.05	0.29 $\pm$ 0.06	0.49 $\pm$ 0.06
0.4 - 0.5	2.10 $\pm$ 0.19	1.51 $\pm$ 0.31	0.43 $\pm$ 0.05	0.63 $\pm$ 0.04	0.45 $\pm$ 0.06	0.26 $\pm$ 0.06
0.5 - 0.6	1.69 $\pm$ 0.23	2.12 $\pm$ 0.24	0.53 $\pm$ 0.04	0.41 $\pm$ 0.03	0.18 $\pm$ 0.06	0.23 $\pm$ 0.06
0.6 - 0.7	1.60 $\pm$ 0.17	1.43 $\pm$ 0.20	0.52 $\pm$ 0.03	0.37 $\pm$ 0.03	0.31 $\pm$ 0.05	0.23 $\pm$ 0.05
0.7 - 0.8	1.26 $\pm$ 0.14	1.29 $\pm$ 0.15	0.47 $\pm$ 0.02	0.42 $\pm$ 0.02	0.26 $\pm$ 0.04	0.23 $\pm$ 0.04
0.8 - 0.9	0.69 $\pm$ 0.09	0.51 $\pm$ 0.11	0.53 $\pm$ 0.02	0.52 $\pm$ 0.02	0.13 $\pm$ 0.03	0.16 $\pm$ 0.03
0.9 - 1.0	0.26 $\pm$ 0.06	0.31 $\pm$ 0.08	0.34 $\pm$ 0.01	0.39 $\pm$ 0.01	0.27 $\pm$ 0.10	0.04 $\pm$ 0.10

Tabelle 16:  $d\sigma/dx_F(\gamma/hp \rightarrow f_2 X)$  in  $\mu\text{b}$  für  $\gamma p$ , mb für  $\pi p$ ,  $K p$

### 5.3 Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx_F$

Auch  $d\sigma/dx_F$  wurden durch Fits an projizierte Massenplots bestimmt. Sie stehen in Tabelle 16 und den Bildern 28 - 30.

Auch diese Ergebnisse stimmen vorzüglich mit den Summen von doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten überein; so findet man z. B. aus der ersten Spalte in Tabelle 8  $\sigma(-0.1 < x_F < 0.1) = 0.909 \pm 0.088 \mu\text{b}$  im Vergleich zu  $\sigma(-0.1 < x_F < 0.1) = 0.871 \pm 0.082 \mu\text{b}$  aus Tabelle 16.

Wie in den  $p_T$ -Projektionen wurde auch hier feiner gebinnt als in den doppelt differentiellen Plots (Binbreite 0.1 anstatt 0.2). Das feinere Binning ist vor allem für die Quark-Antiquark-Fusions-Fits (siehe 7.2) erforderlich, um eine ausreichende Zahl von Stützstellen zu erhalten.

Die Wirkungsquerschnitte fallen von kleinen zu großen  $x_F$  hin ab, wie es auf Grund der Strukturfunktionen der Strahlteilchen zu erwarten ist. Bei den pioninduzierten Daten überlagert sich diesem abfallenden Verhalten ein Anstieg durch die Triple-Regge-Mechanismen.

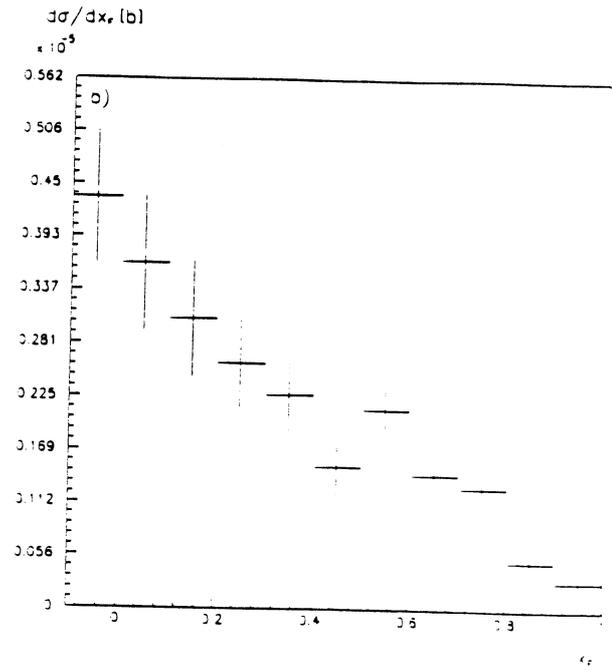
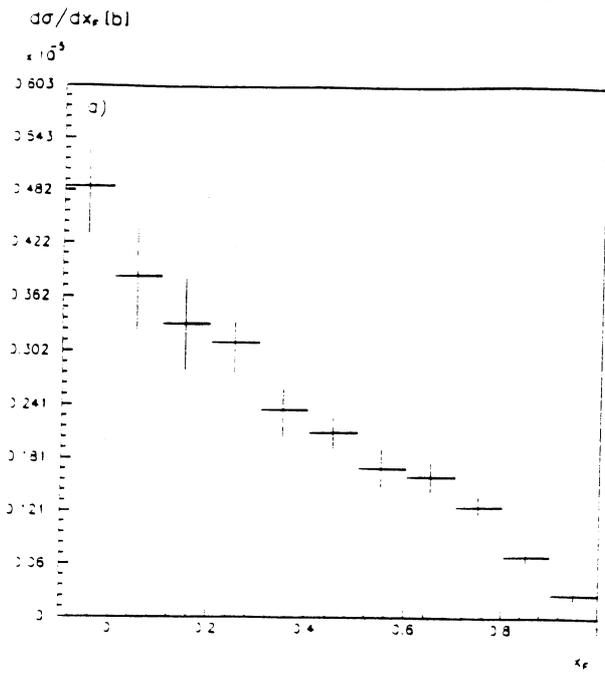


Abb. 28: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dx_F(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ ;  
 a) niedrige Energien, b) hohe Energien

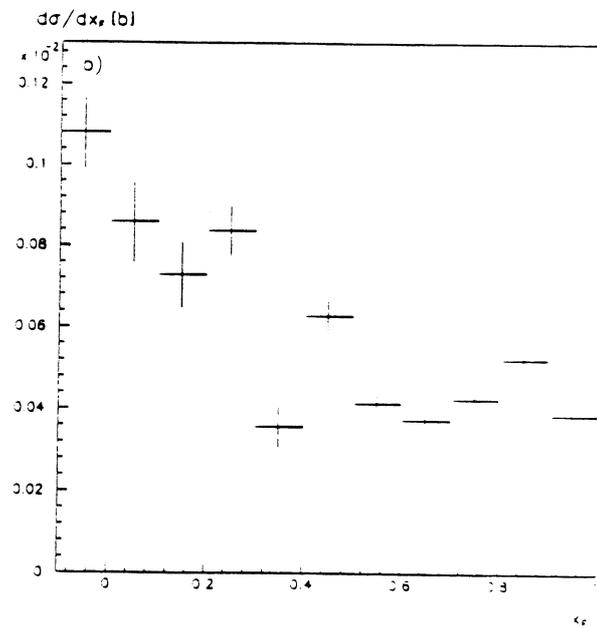
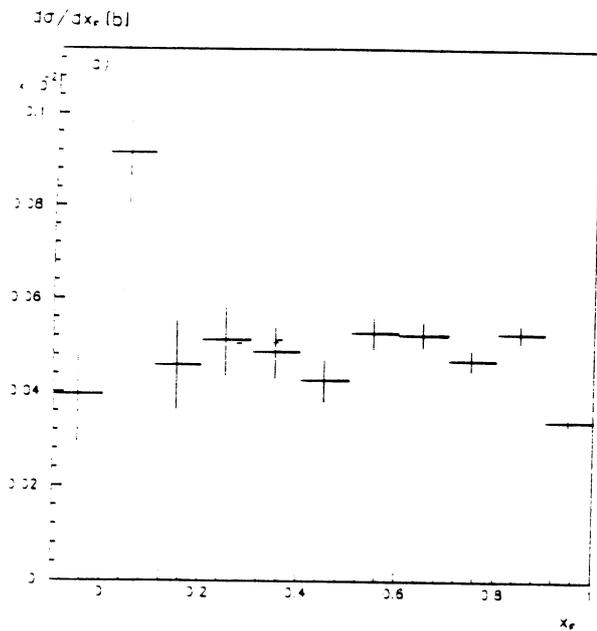


Abb. 29: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dx_F(\pi p \rightarrow f_2 X)$ ;  
 a) niedrige Energie, b) hohe Energie

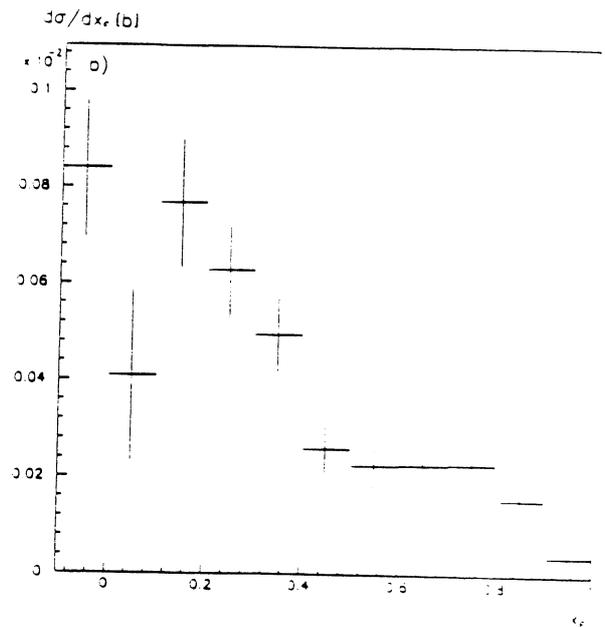
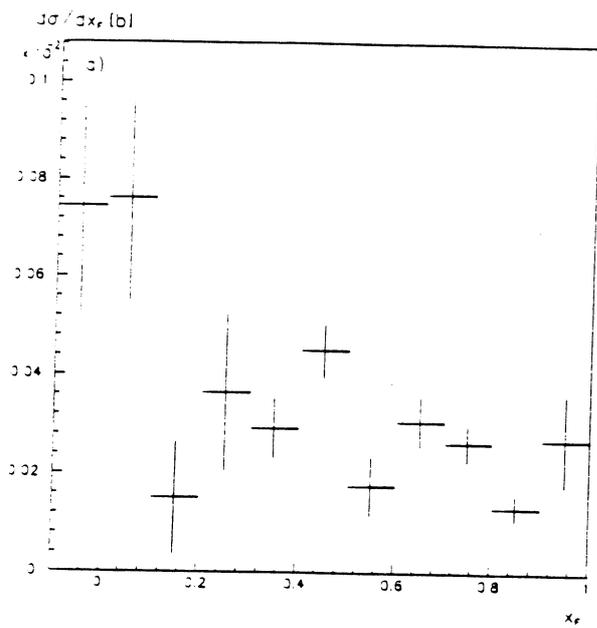


Abb. 30: Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dx_F(Kp \rightarrow f_2X)$ ; a) niedrige Energie, b) hohe Energie

#### 5.4 Zerfallswinkelverteilungen $d\sigma/d\theta$

Die Zerfallswinkelverteilungen wurden für jeden Strahltyp in zwei  $x_F$ -Bereichen mit  $p_T \leq 1.0$  GeV gemessen:  $-0.1 \leq x_F \leq 0.5$  und  $0.7 \leq x_F \leq 1.0$  (Bilder 31 - 33). Dabei sind jeweils die Daten bei niedrigen und hohen Energien zusammengefaßt. Die Grenze in  $p_T$  ergab sich aus dem Gültigkeitsbereich des Triple-Regge-Modells; die beiden  $x_F$ -Bereiche entsprechen dem zentralen und dem Triple-Regge-Bereich.

Die Zerfallswinkelverteilungen sind bei kleinen  $x_F$  innerhalb der Fehler flach. In den  $\pi p$ -Daten fallen bei großen  $x_F$  Strukturen auf, die sich durch Teilchenaustausch-Mechanismen erklären lassen (siehe Abschnitt 7.3).

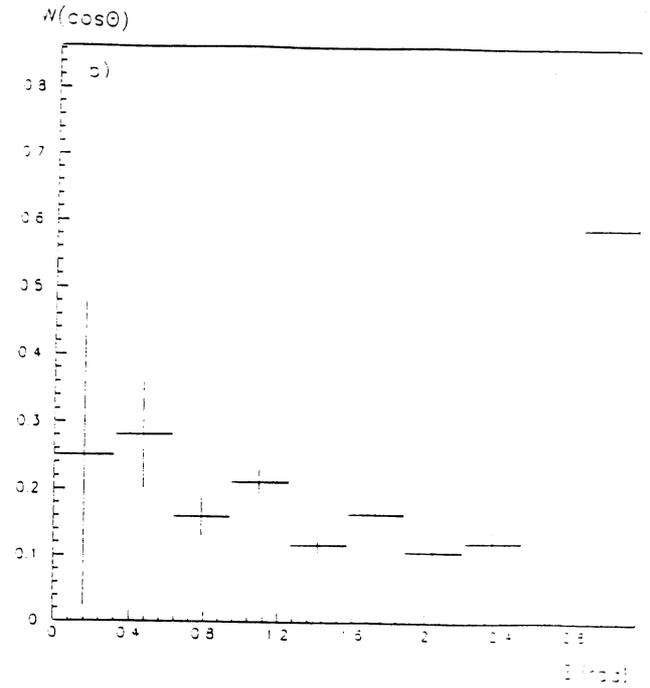
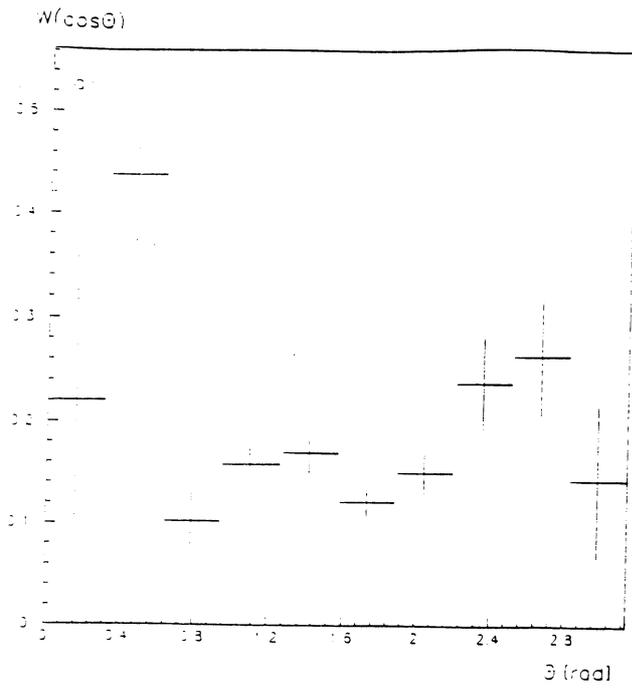


Abb. 31: Zerfallswinkelverteilungen für  $\gamma p \rightarrow f_2 X$ : a)  $x_F \leq 0.5$ , b)  $x_F \geq 0.7$

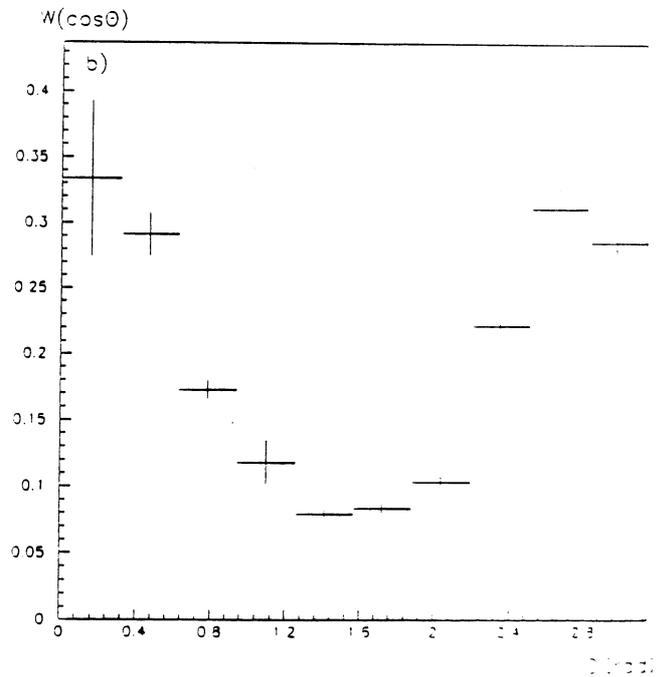
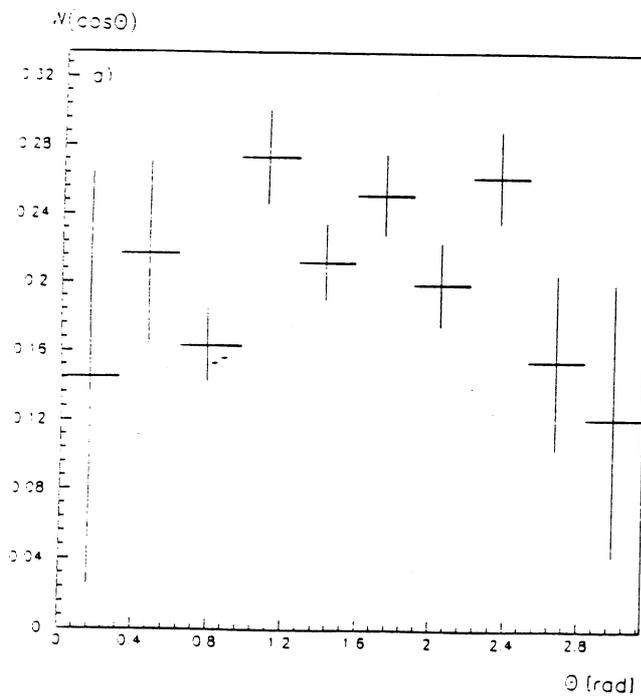


Abb. 32: Zerfallswinkelverteilungen für  $\pi p \rightarrow f_2 X$ : a)  $x_F \leq 0.5$ , b)  $x_F \geq 0.7$

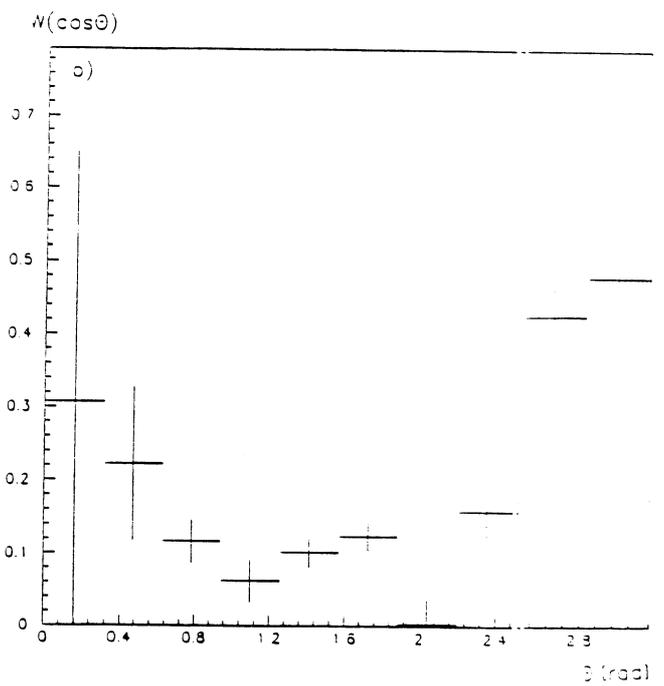
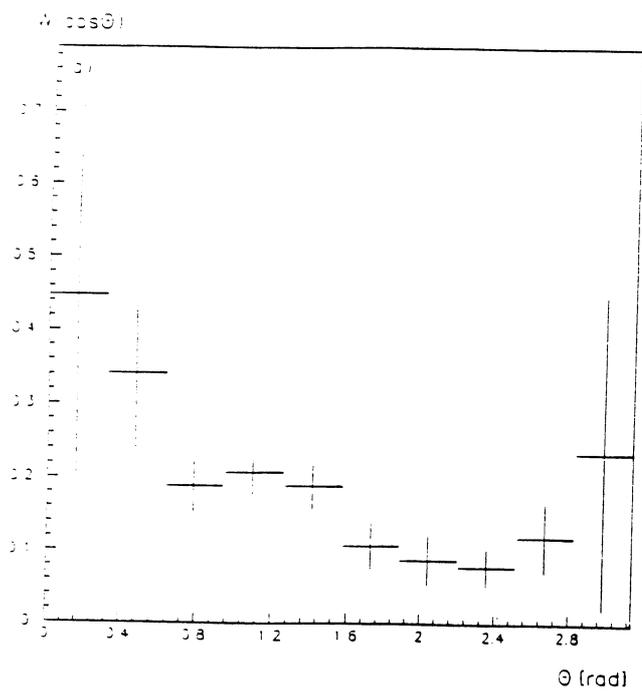


Abb. 33: Zerfallswinkelverteilungen für  $Kp \rightarrow f_2 X$ : a)  $x_F \leq 0.5$ , b)  $x_F \geq 0.7$

## 5.5 Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma^{tot}$

Schließlich wurden die integrierten Wirkungsquerschnitte im Bereich  $-0.1 \leq x_F \leq 1.0$ ,  $p_T \leq 2.0$  GeV und den gesamten Zerfallswinkelbereich durch Fits an die jeweils summierten Massenplots bestimmt. Die Ergebnisse für die verschiedenen Strahltypen sind Tabelle 17 zu entnehmen, die auch die Anzahl der jeweils beobachteten (nicht der produzierten!)  $f_2$  enthält. h bezeichnet die bereits in Abschnitt 3.2 erläuterte Mischung aus Pionen und Kaonen im Verhältnis  $\pi : K = 2 : 1$ , das für Hadron- und VMD-Photonstrahl das gleiche strange/nonstrange-Verhältnis bewirkt.

Auch hier zeigt sich Konsistenz mit den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten, z. B. ergibt die vierte Spalte von Tabelle 14  $\sigma^{tot} = (0.666 \pm 0.017)$  mb und die vierte Spalte von Tabelle 16  $\sigma^{tot} = (0.661 \pm 0.019)$  mb für  $\pi p$ -Daten hoher Energie im Vergleich zu  $\sigma^{tot} = (0.653 \pm 0.017)$  mb aus Tabelle 17.

Strahl	Energie	$\sigma$	Anzahl $f_2$
$\gamma$	65 - 110 GeV	$2.59 \pm 0.11$	35000
$\gamma$	110 - 175 GeV	$2.31 \pm 0.13$	27000
$\gamma$	60 - 175 GeV	$2.53 \pm 0.09$	64000
$\pi$	80 GeV	$0.593 \pm 0.021$	46000
$\pi$	140 GeV	$0.653 \pm 0.017$	95000
$K$	80 GeV	$0.386 \pm 0.043$	6000
$K$	140 GeV	$0.435 \pm 0.014$	22000
h	80 GeV	$0.544 \pm 0.015$	58000
h	140 GeV	$0.617 \pm 0.016$	132000
h	80/140 GeV	$0.571 \pm 0.009$	187000

Tabelle 17:  $\sigma^{tot}(\gamma/hp \rightarrow f_2 X)$  im Bereich  $-0.1 \leq x_F \leq 1.0$ ,  $p_T \leq 2.0$  GeV in  $\mu b$  für  $\gamma p$ , mb für  $\pi p$ ,  $K p$  und  $h p$

Strahl	Anzahl $f_0$	$\sigma/\mu b$
$\gamma$	8200 $\pm$ 1100	0.35 $\pm$ 0.04
$\pi$	11300 $\pm$ 1500	54 $\pm$ 7
K	1930 $\pm$ 750	31 $\pm$ 12

Tabelle 18:  $f_0$ -Zahlen und -Wirkungsquerschnitte

## 6 Ein weiteres Teilchen - das $f_0(975)$

In Bild 15d fällt ein Peak etwas unterhalb einer  $\pi\pi$ -Masse von 1 GeV auf, wobei es sich offenbar um das  $f_0(975)$  - früher S genannt - handelt.

Nach [9] besitzt das  $f_0(975)$  die Quantenzahlen  $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$ , Masse  $m = 975.6 \pm 3.1$  MeV, Breite  $\Gamma = 33.6 \pm 5.6$  MeV. Es zerfällt zu 78.1% in  $\pi\pi$ , zu 21.9% in  $K\bar{K}$ . Bei einer K-Masse von 494 MeV liegt das  $f_0$  eigentlich unter der Schwelle für den  $K\bar{K}$ -Zerfall; die Tatsache, daß das  $f_0$  dennoch so stark in  $K\bar{K}$  zerfällt, führte zu der Vermutung, daß es sich nicht um einen üblichen  $q\bar{q}$ -Zustand sondern um ein  $K\bar{K}$ -Molekül handeln könnte [29, 30].

In Bild 15d sind photon- und pioninduzierte Daten zusammengefaßt. Interessant ist nun eine Untersuchung getrennt nach Strahlensorten, vor allem auch mit Kaonstrahlen. Zur Verbesserung der Statistik wurden jeweils alle Strahlenergien zusammengefaßt.

Die Fitfunktion nach Gleichung (4) wurde für diese  $f_0$ -Analyse um eine Breit-Wigner-Funktion zur Beschreibung des zusätzlichen  $f_0$ -Beitrages erweitert:

$$F(m) = p_1 \cdot BG(m; p_2, p_3, p_4) + p_5 \cdot BW_{f_2}(m) + p_6 \cdot BW_{\rho^0}(m) + p_8 \cdot BW_{f_0}(m),$$

wobei die oben angegebenen Nominalwerte für Masse, Breite und Spin des  $f_0$  eingesetzt wurden. Nach den Erfahrungen mit dem  $f_2$  ist zwar eine Verbreiterung der  $f_0$ -Breit-Wigner-Funktion zu erwarten und auch eine leichte Verschiebung der Masse würde nicht sehr überraschen, doch wurde auf eine detaillierte Analyse - schon aufgrund der Statistik - verzichtet. Der Fitbereich zur Bestimmung der  $f_0$ -Signale mußte gegenüber dem  $f_2$ -Fitbereich erweitert werden: die Untergrenze wurde statt auf 880 MeV auf 780 MeV gesetzt. Damit ist die Grenze weit genug vom  $f_0$  entfernt, ohne daß das  $\rho^0$  allzugroße Schwierigkeiten bereitet.

Subtrahiert man von den Daten die Fitfunktion, so ergeben sich für Photon-, Pion- und Kaonstrahlen die Bilder 34a-c, in denen auch die  $f_0$ -Breit-Wigner-Funktion eingezeichnet ist. Man erkennt, daß tatsächlich eine etwas kleinere  $f_0$ -Masse und eine größere Breite die Daten besser fitten würde. Die Zahlen der beobachteten  $f_0$  gibt Tabelle 18 an. Dort sind auch Wirkungsquerschnitte inklusiver  $f_0$ -Erzeugung angegeben. Allerdings sind diese Wirkungsquerschnitte nur als grobe Abschätzung zu verstehen unter der Annahme gleicher Akzeptanzen für  $f_2$  und  $f_0$  und ohne Angabe systematischer Fehler.

Die Tabelle zeigt, daß in  $\gamma p$ - und  $\pi p$ -Daten das  $f_0(975)$  immerhin mit einer Signifikanz von acht Standardabweichungen zu beobachten ist (MINOS-Fehler!). In Anbetracht der oben erwähnten Vermutung, daß es sich um ein  $K\bar{K}$ -Molekül handelt, überrascht hingegen die Kleinheit des Signals in den Kp-Daten, das innerhalb von  $3\sigma$  mit "nicht vorhanden" verträglich ist.

In der Literatur werden die  $0^{++}$ -Mesonen  $f_0(975)$  und sein Isotriplettpartner  $a_0(980)$  entweder als  $K\bar{K}$ -Moleküle, als  $q\bar{q}$ -Zustände mit  $K\bar{K}$ -Beimischung oder als konventionelle  $q\bar{q}$ -Zustände interpretiert [31]. Dies Experiment favorisiert die letzte Interpretation: ein  $q\bar{q}$ -Zustand mit  $q = u/d$  sollte in  $\pi$ - und wegen VMD in  $\gamma$ -Daten deutlicher sichtbar werden - im Rahmen der im nächsten Abschnitt diskutierten Produktionsmodelle - als ein Zustand mit einem großen  $s$ -Quark-Gehalt. Ein Vorgängerexperiment von WA69, WA57, zog aus der Beobachtung einer sehr ähnlichen Produktionsdynamik von  $b_1^\pm(1235)$  (im Zerfall  $\omega\pi^\pm$ ) und  $a_0^\pm(980)$  (im Zerfall  $\eta\pi^\pm$ ) und deren sehr guter Beschreibbarkeit im Rahmen des Quark-Antiquark-Fusionsmodells einen analogen Schluß bezüglich der inneren Struktur des  $a_0$  [32].

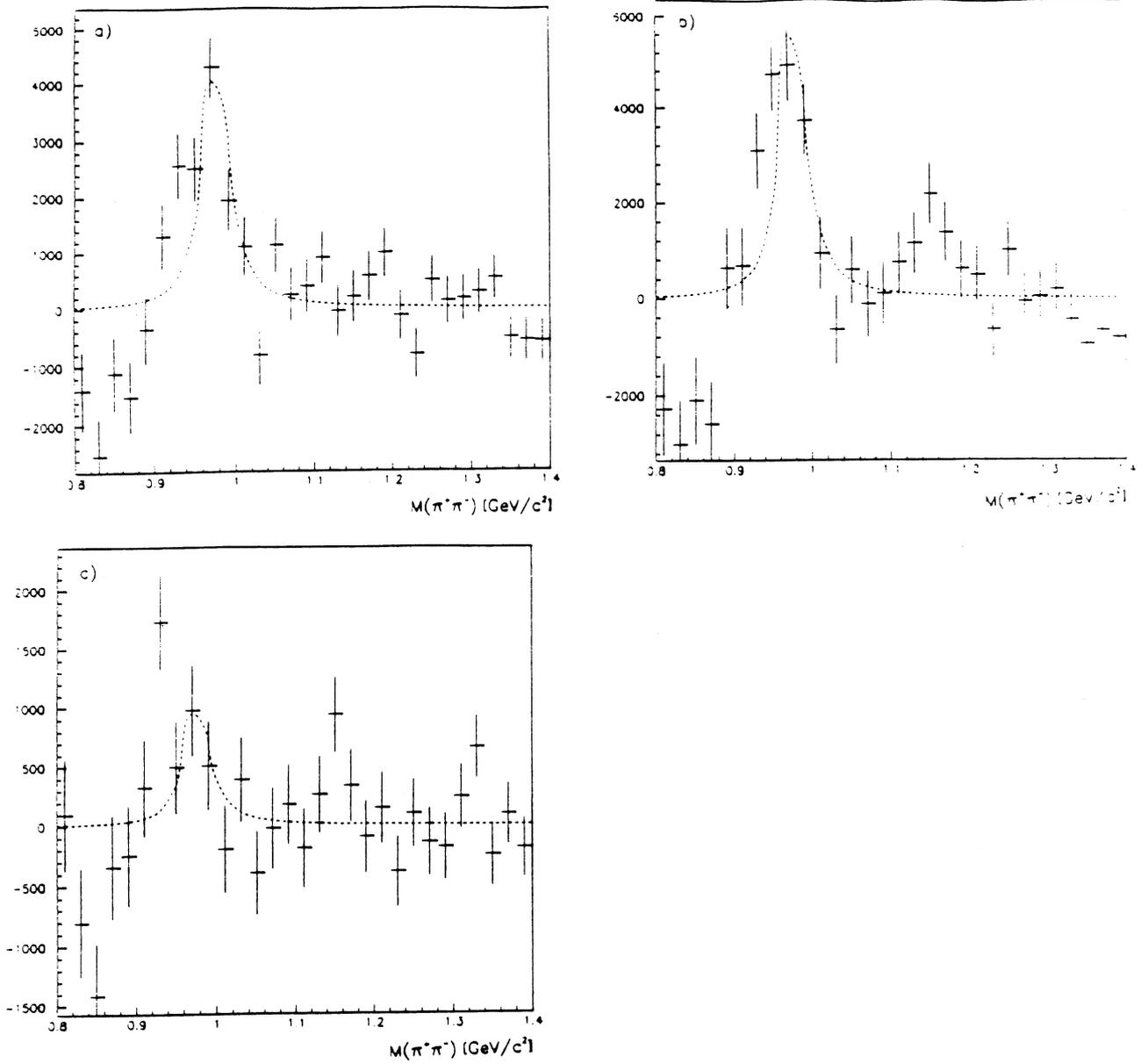


Abb. 34: Massenplot mit subtrahiertem Untergrund,  $f_2$  und  $\rho^0$ ;  $f_0$ -Breit-Wigner-Funktion ist mit eingezeichnet; a)  $\gamma p^-$ , b)  $\pi p^-$ , c)  $K p^-$ -Daten

## 8 $f_2$ -Erzeugung im Vergleich von Messung und Modellen

Die Ergebnisse des vorigen Kapitels werden mit den Modellen des Kapitels 3 verglichen. Zunächst wird die Konsistenz mit dem VMD-Modell durch Vergleich photonischer und hadronischer Wirkungsquerschnitte überprüft. Im nächsten Abschnitt werden an die Wirkungsquerschnitte Vorhersagen des Quark-Antiquark-Fusions-Modells gefittet. Dann werden die pioninduzierten Daten mit dem Regge-Modell verglichen.

### 8.1 VMD-Vergleich: $\sigma(\gamma p)/\sigma(hp)$

Im Hinblick auf das VMD-Modell wurden photonische und hadronische Wirkungsquerschnitte verglichen. Zu diesem Vergleich bieten sich entsprechend den oben präsentierten Ergebnissen vier Größen an:

- die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/dp_T dx_F$
- die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dp_T$  und  $d\sigma/dx_F$
- die totalen Wirkungsquerschnitte  $\sigma^{tot}$ .

Die Division der hadroninduzierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte durch die photoninduzierten ergibt für  $p_T \leq 1.2$  GeV Bild 35. Dabei wurden zur Verbesserung der Statistik beide Energiebereiche zusammengefaßt. Dennoch beobachtet man große Schwankungen des VMD-Faktors über die  $x_F$ - $p_T$ -Ebene. Allerdings sind die einzelnen Bins mit Fehlern von typischerweise 50 % behaftet – so beträgt z. B. im Bin  $0.3 \leq x_F \leq 0.5$ ,  $p_T \leq 0.4$  GeV der VMD-Faktor  $R = 260 \pm 130$ . Im Rahmen der Fehler ist die Verteilung also weitgehend konstant. Lediglich bei großen  $x_F$  und kleinen  $p_T$  steigt der VMD-Faktor signifikant an. Dies rührt vom Anstieg der pionischen und damit der hadronischen Wirkungsquerschnitte durch Triple-Regge-Austausch her.

Die Ergebnisse der Divisionen von  $d\sigma/dp_T$  bzw.  $d\sigma/dx_F$  sind in den Bildern 36a,b bzw. 37 dargestellt. Wieder erkennt man die markant hohen Werte bei kleinen  $p_T$  bzw. großen  $x_F$  durch den Anstieg der hadronischen Wirkungsquerschnitte in diesem Bereich. Berücksichtigt man in Bild 36 nur den Bereich mit  $x_F \leq 0.5$ , so ergeben sich 36c,d. Im ersten  $p_T$ -Bin bleibt der VMD-Faktor speziell bei hoher Energie dennoch auffallend hoch – eine Erklärung dafür konnte nicht gefunden werden; die gleiche Beobachtung wurde aber auch in der inklusiven  $\rho^0$ -Produktion ([2], dort Bild 55) gemacht.

Schließlich ergibt die Division des totalen photonischen durch den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt bei niedriger Energie  $R_N = 210 \pm 11$ , bei hoher Energie  $R_H = 268 \pm 17$  und bei Kombination aller Energien  $R_{ges} = 225.7 \pm 8.6$ . Schließt man den Bereich  $p_T \leq 0.4$  GeV,  $x_F \geq 0.7$  aus, so ergeben sich etwas kleinere Werte:  $R_N = 186 \pm 10$ ,  $R_H = 239 \pm 15$  und  $R_{ges} = 200.0 \pm 7.6$ . Die so bestimmten Werte sind mit denen von [2] ( $R_N = 197.4 \pm 3.3$ ,  $R_H = 205.8 \pm 3.5$ ) und [18] ( $R = 215 \pm 30$ ) zu vergleichen. Vor allem  $R_{ges}$  entspricht diesen Werten sehr gut. Das Problem ist die Bestimmung des Triple-Regge-Anteils am hadronischen Wirkungsquerschnitt – einerseits werden auch bei  $x_F \geq 0.7$  noch  $f_2$  durch Quark-Antiquark-Fusion erzeugt, andererseits setzt der Triple-Regge-Mechanismus bereits bei  $x_F \approx 0.5$  ein.

Bei großen  $p_T$  ( $p_T \geq 2.0$  GeV) fällt der VMD-Faktor, wie bereits erwähnt und in den oben genannten Arbeiten gezeigt, aufgrund der punktförmigen Wechselwirkung des Photons ab. Die hier gemessenen  $f_2$ -Wirkungsquerschnitte decken diesen Bereich leider nicht ab.

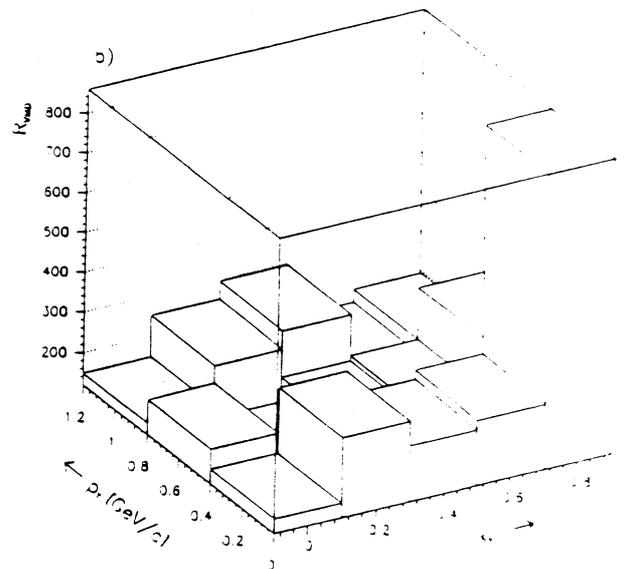
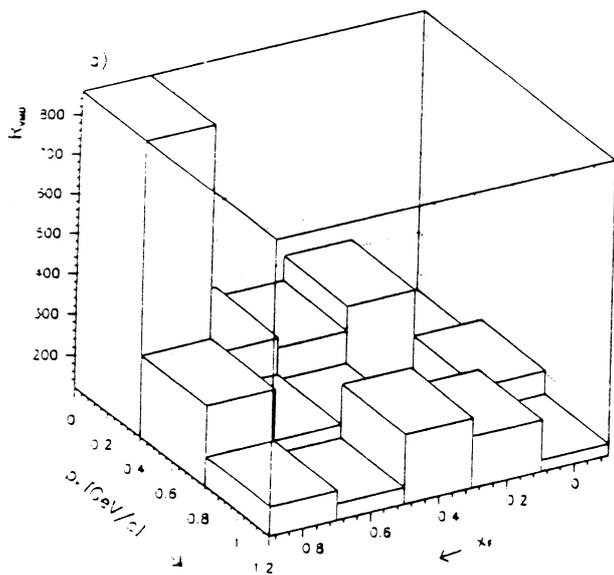


Abb. 35: VMD-Plot:  $\sigma(hp \rightarrow f_2 X) / \sigma(\gamma p \rightarrow f_2 X)$  als Funktion von  $x_F$  und  $p_T$  - alle Energien zusammengefaßt; b) gedrehte Darstellung

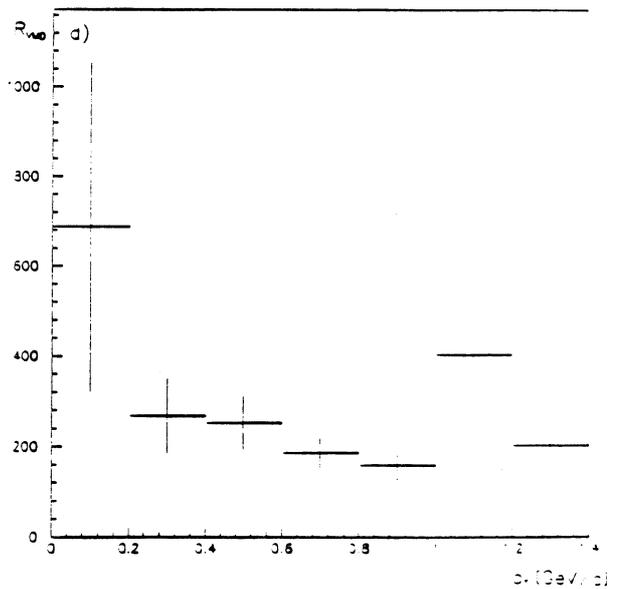
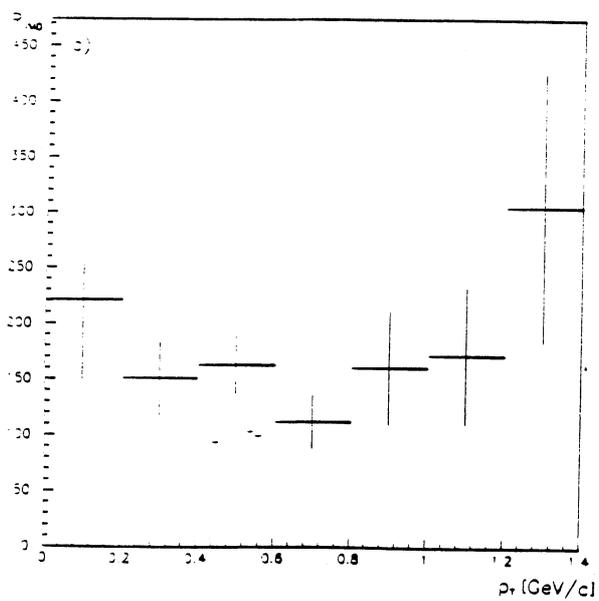
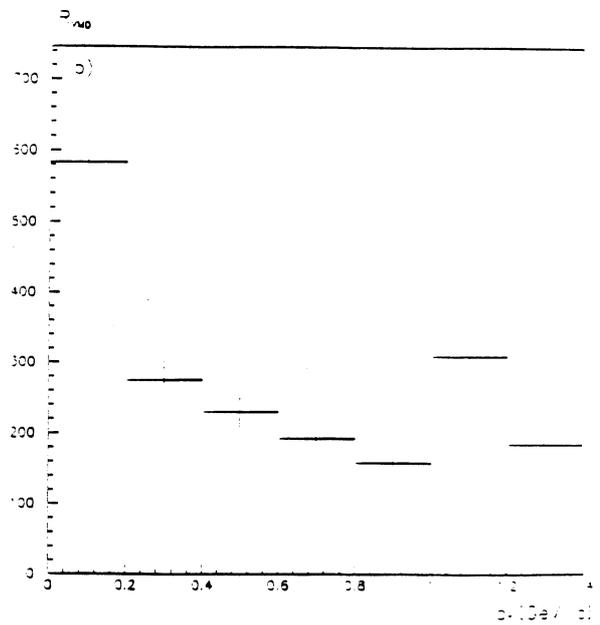
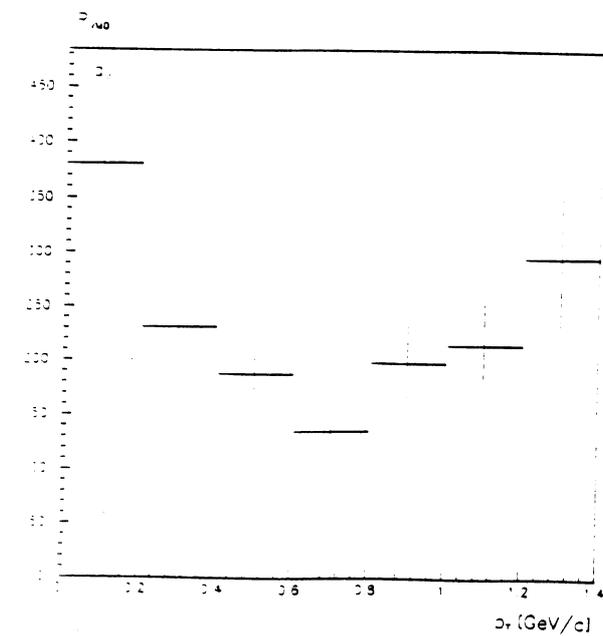


Abb. 36: VMD-Plot:  $\sigma(hp \rightarrow f_2 X) / \sigma(\gamma p \rightarrow f_2 X)$   
 $p_T$ -Abhängigkeit bei a) niedriger und b) hoher Energie;  
 c,d) wie a,b, aber eingeschränkt auf  $x_F \leq 0.5$

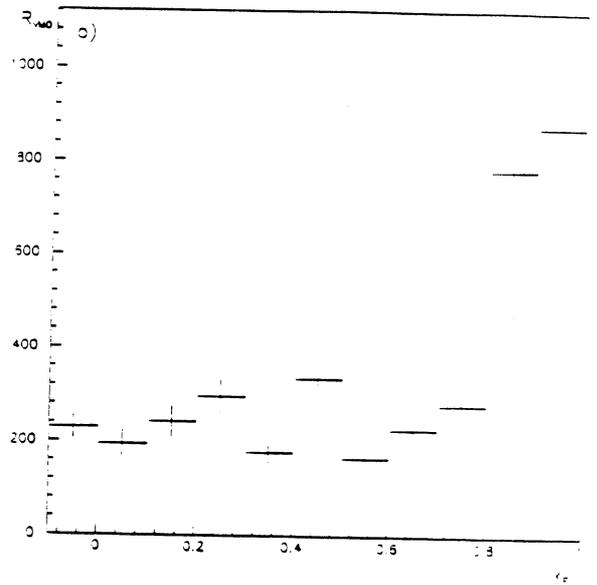
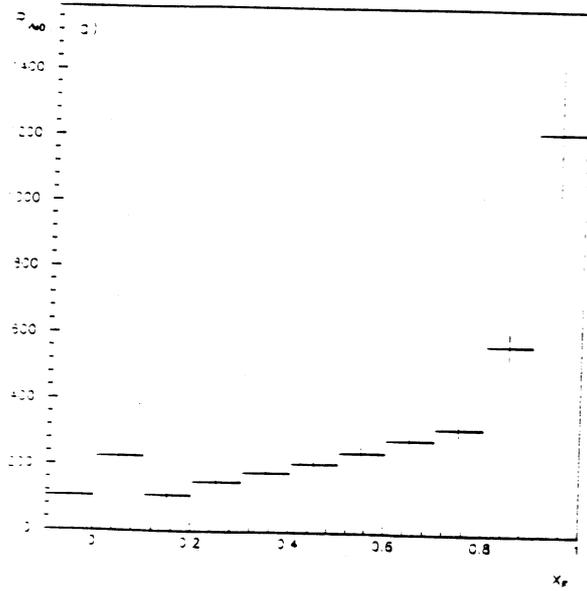


Abb. 37: VMD-Plot:  $\sigma(hp \rightarrow f_2 X) / \sigma(\gamma p \rightarrow f_2 X)$   
 $x_F$ -Abhängigkeit bei a) niedriger und b) hoher Energie

Strahl		$\beta$	$\delta$	$g_s$
$\gamma$	a)	0.549 $\pm$ 0.161	0.637 $\pm$ 0.190	0.070 $\pm$ 0.018
	b)	1.4 $\pm$ 0.2	1.0 $\pm$ 0.3	0.025 $\pm$ 0.010
K	a)	0.628 $\pm$ 0.098	0.613 $\pm$ 0.170	0.059 $\pm$ 0.014
	b)	1.75 $\pm$ 0.10	9.0 $\pm$ 2.0	0.03 $\pm$ 0.01

Tabelle 1: Parameter der Strukturfunktionen von Photon und Kaon  
a) diese Arbeit; b) Resultate aus  $\rho^0$ -Erzeugung [35]

## 8.2 Quark-Antiquark-Fusion, Fit von Strukturfunktionen

Nach dem in 3.3.1 vorgestellten Quark-Antiquark-Fusions-Modell lassen sich die Wirkungsquerschnitte aus den Strukturfunktionen von Strahl- und Targetteilchen berechnen. Hier wird das Verfahren nun umgedreht: aus den invarianten Wirkungsquerschnitten  $(2E/\sqrt{s})d\sigma/dx_F$  werden durch Fits die Strukturfunktionen der Strahlteilchen bestimmt. Dies Vorgehen ist aber eine Überinterpretation der vorliegenden Daten; mangelnde Statistik und daher große Fehler der Wirkungsquerschnitte lassen es nur als Versuch erscheinen.

Im Prinzip lassen sich so Strukturfunktionen von Target- und Strahlteilchen bestimmen. Es stellte sich jedoch in einem ersten Schritt mit Fits verschiedener Protonstrukturfunktionen heraus, daß durch den eingeschränkten  $x_F$ -Bereich ( $x_F \geq -0.1$ ) die Fits nicht sehr sensitiv auf die Protonstrukturfunktion waren. Daher wurde im folgenden die Protonstrukturfunktion aus [33] verwendet, die unter anderem die EMC-Daten [34] bei  $0.2 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$  gut beschreibt und auch in [35] erfolgreich benutzt wurde.

Wegen des Triple-Regge-Einflusses in den  $\pi p$ -Daten konnten diese hier nicht verwendet werden. An die verbleibenden  $\gamma p$ - und  $K p$ -Daten wurden Strukturfunktionen des Typs

$$xv(x) = \sqrt{x} \cdot (1-x)^\beta \cdot B^{-1}(0.5, \beta+1)$$

$$xs(x) = g_s \cdot (1-x)^\delta$$

gefitet.  $v$  bezeichnet die Valenz-,  $s$  die Seequarkverteilung; die  $\beta$ -Funktion  $B$  stellt die Normierung der Valenzquarkverteilung sicher;  $\beta$ ,  $\delta$  und  $g_s$  werden durch den Fit bestimmt.

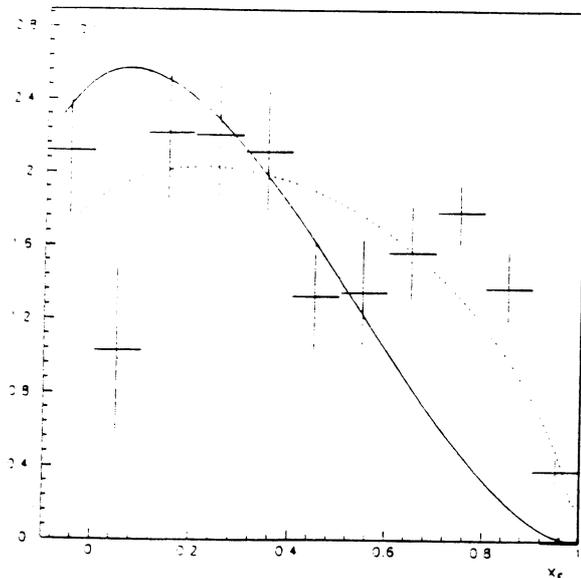
Ein simultaner Fit an photon- und kaoninduzierte Daten hoher Energie ergab die Werte in Tabelle 19, wo sie mit den entsprechenden Werten aus inklusiver  $\rho^0(770)$ -Produktion [35] verglichen werden. Die Ergebnisse werden in Bild 38 gezeigt, wo die hier gefundenen Strukturfunktionen gestrichelt eingezeichnet sind, die aus [35] als durchgezogene Linien.

Beim Vergleich der Strukturfunktionen sind vor allem zwei Aspekte zu berücksichtigen:

1.  $Q^2 = m^2$  der beiden Prozesse unterscheidet sich um einen Faktor 3:  $m_{\rho^0}^2 = 0.59 \text{ GeV}^2$  gegenüber  $m_{f_2}^2 = 1.62 \text{ GeV}^2$ . Bei größerem  $Q^2$  ist ein höherer See-Anteil zu erwarten. Genau das erklärt die Abweichung speziell in den  $\gamma p$ -Daten (Bild 38b).
2. Bei kleinen  $x_F$ , wo die Seestruktur die Hauptrolle spielt, fluktuieren vor allem die  $K p$ -Daten sehr stark (der "Ausreißer" im zweiten Bin von Bild 38a); daher ist der Meßwert  $\delta = 0.613$  des Kaons besonders unzuverlässig.
3. Bei großen  $x_F$  zieht in den  $K p$ -Daten die  $K_2^*(1430)$ -Reflexion die Wirkungsquerschnitte hoch.

Abschließend sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Bestimmung der Strukturfunktionen mit den  $\rho^0$ -Daten [35] wesentlich zuverlässiger ist als mit den  $f_2$ -Daten.

$2E/\sqrt{s} \cdot d\sigma/dz_F$  [ $\mu\text{b}/\text{GeV}$ ]



$2E/\sqrt{s} \cdot d\sigma/dz_F$  [ $\mu\text{b}/\text{GeV}$ ]

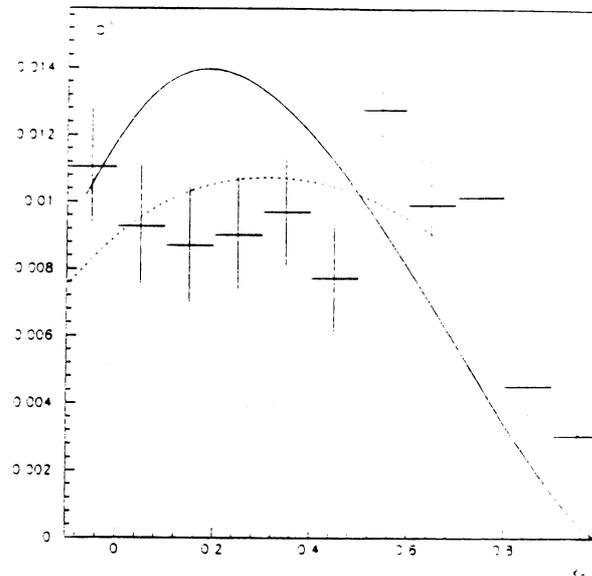


Abb. 38: Invariante Wirkungsquerschnitte und Fits daran (gestrichelte Linien); a) Kp-Daten, b)  $\gamma p$ -Daten; durchgezogene Linien: Strukturfunktionen aus  $\rho^0$ -Daten [35] zum Vergleich

	diese Arbeit	[37]	OPEA
$\rho_{00}$	$0.465 \pm 0.021$	$0.93 \pm 0.07$	0.85
$\rho_{11}$	$0.278 \pm 0.009$	$0.26 \pm 0.02$	0.07
$\rho_{22}$	$-0.010 \pm 0.004$	$-0.22 \pm 0.02$	0.00

Tabelle 20: Fit an die Winkelverteilung von  $\pi p$ -Daten nach Gleichung (5) im Vergleich mit [37] und OPEA

### 7.3 Triple-Regge-Produktion

Im Bereich großer  $x_F$  und kleiner  $p_T$  steigt der  $f_2$ -Wirkungsquerschnitt in den  $\pi p$ -Daten an. Dieser Anstieg läßt sich durch Austausch von  $\pi$ - und  $a_2$ -Trajektorien nach dem Regge-Modell erklären. Auch die Zerfallswinkelverteilung paßt in dieses Bild. In diesem Abschnitt werden nur die Ergebnisse der  $\pi p$ -Daten mit hoher Energie (140 GeV) verwendet.

[37] hat in der Reaktion  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$  mit einem 8 GeV  $\pi^-$ -Strahl eine ähnliche Zerfallswinkelverteilung des  $f_2$  gemessen wie hier und diese mit Vorhersagen des OPEA-Modells (Ein-Pion-Austausch mit Absorption) verglichen. Dort wird die Winkelverteilung parametrisiert durch

$$W(\cos \theta) = \frac{15}{16\pi} \left\{ \rho_{22}^2 \sin 4\theta + \rho_{11}^2 \sin^2 2\theta + 3\rho_{00}^2 \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

mit der Normierung  $2\rho_{22}^2 + 2\rho_{11}^2 + \rho_{00}^2 = 1$ . Die Spindichtematrix-Elemente  $\rho_{jk}^i$  quantifizieren die Stärke der Kopplung von Zuständen mit magnetischen Quantenzahlen  $j$  und  $k$  bei Gesamtdrehimpuls  $i$ . Die in [37] zusätzlich auftretende Abhängigkeit vom Polarwinkel  $\phi$  entfällt hier, weil nur der Azimuthwinkel  $\theta$  gemessen wurde.

Die Fitergebnisse an diesen Ansatz stehen in Tabelle 20, wo sie verglichen werden mit der Messung von [37] und der dort angegebenen OPEA-Vorhersage<sup>3</sup>. In Bild 39a ist die Winkelverteilung für  $\pi p$ -Daten hoher Energie zusammen mit der entsprechenden Fitfunktion eingezeichnet. Die Abweichung von der OPEA-Vorhersage und die schlechte Qualität des Fits ( $\chi^2/\text{NDF} = 22$ ) ist durch den viel zu einfachen Ansatz des OPEA-Modells zu erklären; nimmt man etwa  $a_2$ -Austausch als zusätzlichen Mechanismus mit hinzu, so ergibt sich allerdings eine wesentlich umfangreichere Spindichtematrix, die entsprechend mehr Parameter in der Fitfunktion erfordern würde - eine so detaillierte Analyse ist mit den vorliegenden Daten nicht möglich.

In der einfachsten Näherung zur Behandlung von  $\pi$ - und  $a_2$ -Austausch sind nur die bereits in Abschnitt 3.1 genannten dominierenden Beiträge zu berücksichtigen, deren Stärke durch die Matrixelemente  $\rho_{00}^1$  und  $\rho_{00}^2$  beschrieben wird. Läßt man zusätzlich eine additive Konstante  $C$  für winkelunabhängigen Untergrund durch andere Produktionsmechanismen zu, so nimmt die Winkelverteilung die Form

$$W(\cos \theta) \propto C + 3\rho_{00}^2 \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right)^2 + \rho_{00}^1 \cos^2 \theta$$

an. Damit ergibt sich der verbesserte Fit an dieselben Daten in Bild 39b mit  $C = 0.0114 \pm 0.0024$ ,  $\rho_{00}^2 = 0.0780 \pm 0.0093$ ,  $\rho_{00}^1 = 0.1565 \pm 0.0067$  und  $\chi^2/\text{NDF} = 4.9$ .

Die  $p_T$ - und  $x_F$ -Abhängigkeit in den 140 GeV-Daten wurde behandelt, indem zunächst an die  $p_T$ -Verteilung im Triple-Regge-Bereich  $d^2\sigma/dtd(M^2/s)$  gemäß Gleichung (12) gefittet wurde und die so erhaltene Vorhersage mit  $d\sigma/dx_F$  verglichen wurde.

Aufgrund des Gültigkeitsbereichs des Triple-Regge-Limes wurde also an die  $p_T$ -Verteilung für

<sup>3</sup>Wegen Unsicherheiten in der Akzeptanzbestimmung und daraus resultierender Unterschätzung der Fehler im ersten und letzten  $\theta$ -Bin wurden diese zwei Bins von Fit ausgeschlossen

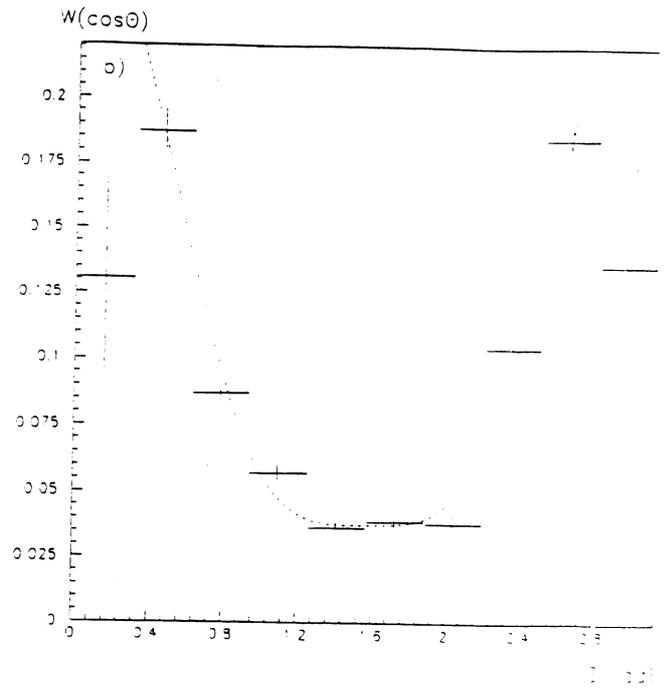
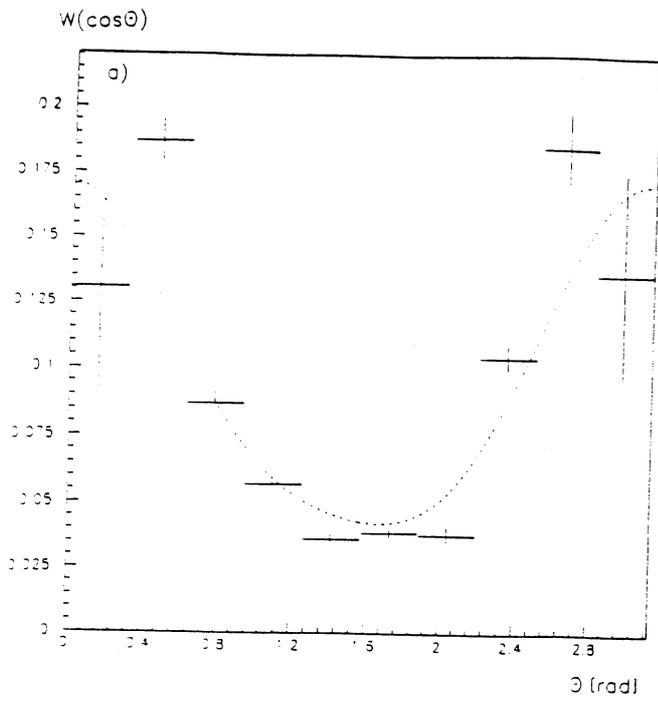


Abb. 39: Fits an die Zerfallswinkelverteilung für  $\pi p \rightarrow f_2 X$ , hohe Energie,  $p_T \leq 1.0$  GeV,  $x_F \geq 0.7$ :  
a)  $\pi$ -Austausch, b)  $\pi$ - und  $a_2$ -Austausch

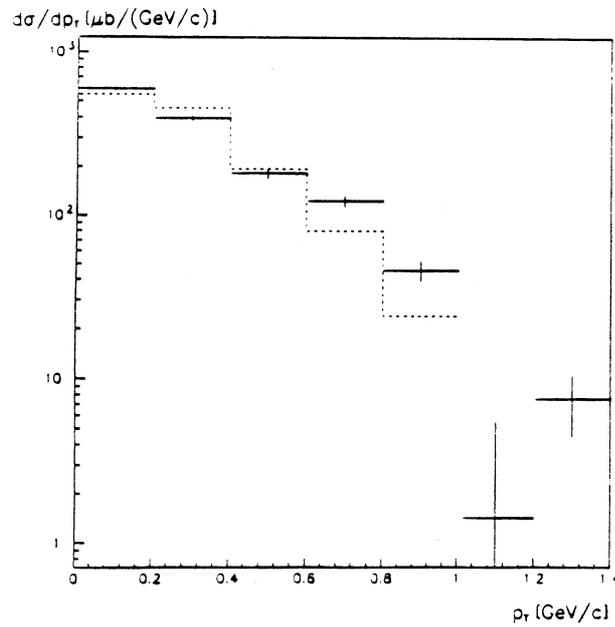


Abb. 40: Triple-Regge-Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$  für  $x_F \geq 0.7$

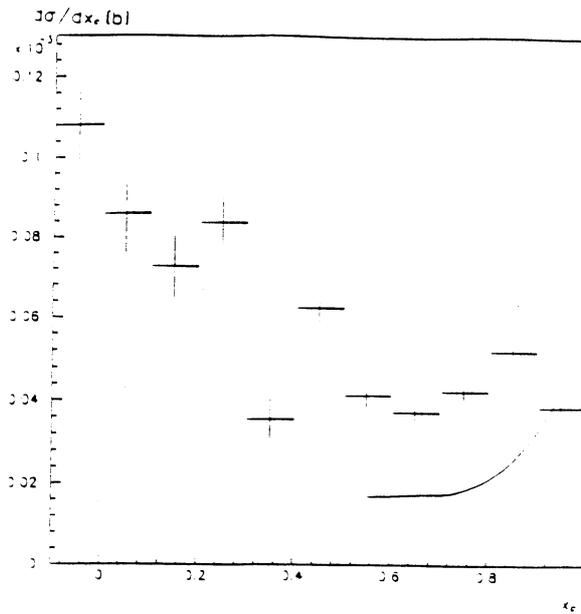


Abb. 41:  $d\sigma/dx_F(\pi p \rightarrow f_2 X)$  mit Triple-Regge-Anteil

$p_T \leq 1.0$  GeV und  $x_F \geq 0.7$  die Funktion

$$F(p_T) = A \cdot \frac{\exp(-6t)}{(t - m_\pi)^2} \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_\pi(t)-1} + B \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_{a_2}(t)-1}$$

mit den Fitparametern  $A$  und  $B$  gefittet; das Ergebnis zeigt Bild 40. Dieser Fit legt die relativen Anteile und die absolute Normierung fest, mit welchen die entsprechende Triple-Regge-Vorhersage für  $x_F \geq 0.5$  in Bild 41 (Wiederholung von Bild 29) eingezeichnet ist.

Abschließend läßt sich zu Kapitel 7 festhalten:

Photon- und kaoninduzierte Daten lassen sich durch Quark-Antiquark-Fusion beschreiben. Der Bereich hoher  $p_T$ , in dem die punktförmige Wechselwirkung dominiert, ist experimentell nicht zugänglich. Die pioninduzierten Daten weichen bei großen  $x_F$  vom Quark-Antiquark-Fusionsmodell ab; sie lassen sich durch Triple-Regge-Mechanismen beschreiben.

Eine alternative Möglichkeit, die  $f_2$ -Erzeugung im Rahmen eines Partonschauermodells zu verstehen, wurde mit HERWIG durchgeführt (siehe Anhang B).

## 8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die inklusive Erzeugung von  $f_2(1270)$ -Mesonen mit Photon-, Pion- und Kaonstrahlen mit Strahlenergien zwischen 65 und 175 GeV am Wasserstofftarget untersucht. Durch Bestimmung der Wirkungsquerschnitte als Funktionen von  $x_F$ ,  $p_T$  und dem Zerfallswinkel konnten verschiedene Produktionsmechanismen beobachtet werden.

Die integrierten Wirkungsquerschnitte betragen bei

$\gamma p$ -Daten	niedriger Energie	$2.59 \pm 0.11 \mu b$
$\gamma p$ -Daten	hoher Energie	$2.31 \pm 0.13 \mu b$
$\pi p$ -Daten	niedriger Energie	$0.593 \pm 0.021 mb$
$\pi p$ -Daten	hoher Energie	$0.653 \pm 0.017 mb$
Kp-Daten	niedriger Energie	$0.386 \pm 0.043 mb$
Kp-Daten	hoher Energie	$0.435 \pm 0.014 mb$

Über einen weiten kinematischen Bereich lassen sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dx_F$  in Hadro- und Photoproduktion durch das Quark-Antiquark-Fusionsmodell beschreiben.

Für das Vektor-Meson-Dominanz-Modell spricht die weitgehende Konstanz der Quotienten aus hadro- und photoinduzierten Daten über einen weiten  $x_F$ - und  $p_T$ -Bereich. Der gesamte VMD-Faktor wurde - gemittelt über alle Energien und unter Ausschluß des Triple-Regge dominierten Bereiches  $x_F \geq 0.7$ ,  $p_T \leq 0.4$  GeV - zu  $R = 200.0 \pm 7.6$  bestimmt.

Der Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei großen  $x_F$  in  $\pi p$ -Daten, seine  $p_T$ -Abhängigkeit und die Zerfallswinkelverteilung sind deutliche Hinweise auf  $f_2$ -Erzeugung nach dem Regge-Modell mit Austausch von  $\pi$ - und  $a_2$ -Trajektorien.

In photon- und pioninduzierten Daten wurde das  $f_0(975)$  mit hoher Signifikanz beobachtet: in kaoninduzierten Daten ist das Signal wesentlich schwächer.

## A Triple-Regge-Mechanismus

In der Hadroerzeugung von  $f_2$  (genauer in  $\pi p$ -Daten) wurde bei großen  $x_F$  Produktion nach dem Triple-Regge-Mechanismus beschreiben. Daher werden in diesem Teil einige wesentliche Ideen der Regge-Theorie skizziert.

In der elastischen Photoproduktion von Vektormesonen  $\gamma + p \rightarrow VM + p$  beobachtet man diffraktives Verhalten:

- der Wirkungsquerschnitt ist fast energieunabhängig
- der differentielle Wirkungsquerschnitt fällt mit  $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}$
- die Streuamplitude in Vorwärtsrichtung ist fast rein imaginär
- im t-Kanal werden die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht (Pomeron-Austausch)
- im s-Kanal bleibt die Helizität erhalten (SCHC).

Die Regge-Theorie [21] beschreibt diese Beobachtungen durch den Austausch sogenannter Regge-Trajektorien, wodurch das alte Bild des Ein-Pion-Austausches (OPE) verallgemeinert wird. Im OPE-Modell erfolgt die Streuung zweier Teilchen durch Austausch eines Pions mit der Amplitude  $A(s, t) \propto \frac{1}{m_\pi^2 - t}$ . Dies Modell berücksichtigt aber nur das Pion als leichtestes aller möglichen Austauscheteilchen und reine s-Wellen-Streuung. Darüberhinaus können andere Teilchen (z. B.  $\rho, \omega$ ) oder mehrere Teilchen (z. B.  $2\pi$ ) ausgetauscht werden. Das OPE-Modell vernachlässigt außerdem höhere Partialwellen ( $l > 0$ ).

Um die Summation der Partialwellen

$$A(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot A_l(t) \cdot P_l(\cos \theta_t)$$

zu ermöglichen, behandelte Regge den Drehimpuls als kontinuierliche komplexe Variable  $\alpha(t)$ , wobei gebundene Zustände und Resonanzen den Singularitäten in der komplexen Drehimpulsebene entsprechen:  $\alpha(m_l^2) = l$ . Bei einer linearen Trajektorie  $\alpha_n(t) = \alpha_n(0) + \alpha'_n t$  hat die l-te Partialwelle einen Pol  $A_l^{n,S} = \frac{\beta_n(t)}{l - \alpha_n(t)} (\exp(i\pi\alpha_n(t)) + S)$  mit dem Residuum  $\beta_n$ ; physikalisch bedeutet  $\beta_n$  die Kopplung des Pols an äußere Teilchen. Weiterhin tritt die Signatur  $S$  der Trajektorie auf:  $S = +1$ , falls  $l$  gerade,  $S = -1$ , falls  $l$  ungerade ist. Die Trajektorien sind nach  $S$  entartet, so besitzen z. B. die  $\rho$ -Trajektorie ( $S = -1$ ) und die  $a_2$ -Trajektorie ( $S = +1$ ) beide den Verlauf  $\alpha(t) = 0.46 + 0.89t$  [38]. Eine wichtige Rolle in der diffraktiven Vektormeson-Produktion spielt der Austausch des Pomerons mit den Vakuumquantenzahlen, also  $J^{PC} = 0^{++}$  und der Trajektorie  $\alpha_P(t) = 1.09 + 0.25t$  [38]. Gerade der Pomeron-Austausch bewirkt die weitgehende Energieunabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes.

Die Amplitude, die zur Trajektorie  $n$  gehört, ist dann

$$A_{n,S}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot A_l^{n,S}(t) \cdot P_l(\cos \theta_t).$$

Der für dieses Experiment interessierende kinematische Bereich ist durch große  $s$  und kleine  $t$  gegeben. Es läßt sich zeigen (siehe <sup>4</sup>), daß dann  $\cos \theta_t \propto (-s)$ . Für genügend großes  $s$  dominiert in diesem Fall der führende Term jedes Legendre Polynoms

$$P_l(z) \approx \frac{(2l-1)!!}{l!} z^l$$

<sup>4</sup> Im t-Kanal ist für die Reaktion  $ab \rightarrow cX$

$$\begin{aligned} s &= (p_a - p_b)^2 = m_a^2 + m_b^2 - 2E_a E_b + 2|\vec{p}_a||\vec{p}_b| \cos \theta_t \\ t &= (p_a + p_c)^2 = m_a^2 + m_c^2 + 2p_a p_c = m_b^2 + M_X^2 + 2p_b p_X \end{aligned} \quad (6)$$

und es gilt für die Amplitude

$$A_{n,S}(s, t) = \beta_n(t) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1)!!}{l!} \frac{(\cos \theta_t)^l}{l - \alpha_n(t)} (\exp(i\pi\alpha_n(t)) + S).$$

Durch den Übergang vom ganzzahligen Drehimpuls  $l$  zur Funktion  $\alpha(t)$  ist es nun möglich, diese Summe durch analytische Fortsetzung zu evaluieren [41]

$$A_{n,S}(s, t) = \left[ -\sqrt{\pi} \beta_n(t) \frac{\Gamma(\alpha_n(t) + \frac{3}{2}) 2^{\alpha_n(t)}}{\Gamma(\alpha_n(t) + 1)} \right] \xi_n(t) (\cos \theta_t)^{\alpha_n(t)}$$

mit dem sogenannten Signaturfaktor

$$\xi_n(t) = \frac{e^{-i\pi\alpha_n(t)} + S}{\sin(\pi\alpha_n(t))}.$$

Ausnutzung von  $\cos \theta_t \propto (-s)$  und Trennen von  $s$ - und  $t$ -Abhängigkeit ergibt ( $\gamma_n(t)$  wird entsprechend definiert)

$$A_{n,S}(s, t) = \gamma_n(t) \xi_n(t) \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_n(t)}.$$

Dabei ist  $s_0$  ein Skalenfaktor der Dimension [Energie<sup>2</sup>]. Man nimmt an (in Analogie zum Ein-Teilchen-Austausch), daß das  $\gamma_n(t)$  in die einzelnen Kopplungen faktorisiert, also speziell beim Prozeß  $ab \rightarrow cd$  unter dem Austausch der Trajektorie  $\alpha_n$

$$\gamma_n(t) = \gamma_{ac}^n(t) \gamma_{bd}^n(t).$$

Die gesamte Amplitude beim Austausch mehrerer Trajektorien ergibt sich als Summe über alle Trajektorien

$$A(s, t) = \sum_n A_{n,S}(s, t) = \sum_n \gamma_{ac}^n(t) \gamma_{bd}^n(t) \xi_n(t) \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_n(t)}. \quad (7)$$

Aus der Amplitude wird der Wirkungsquerschnitt nach dem optischen Theorem berechnet, das die Vorwärtsstreuamplitude mit dem totalen Wirkungsquerschnitt verknüpft. Dieses optische Theorem soll im folgenden heuristisch hergeleitet werden. Die Darstellung folgt im wesentlichen [40]. Dazu werden zunächst einige Postulate über die Streuamplitude  $A$  benötigt.

Im a-c-CMS gilt

$$p_a(p_a + p_c) = m_a^2 + p_a p_c = E_a \sqrt{t}.$$

Damit erhält man

$$E_a = \frac{1}{2\sqrt{t}}(t + m_a^2 - m_c^2).$$

Analog gilt

$$E_b = \frac{1}{2\sqrt{t}}(t + m_b^2 - M_X^2).$$

Nach Einsetzen in (6) und einiger Algebra ergibt sich

$$\cos \theta_t = \frac{2st - 2t(m_a^2 + m_b^2) - (t + m_a^2 - m_c^2)(t + m_b - M_X^2)}{\sqrt{(t + m_a^2 - m_c^2)^2 - m_a^2} \sqrt{(t + m_b - M_X^2)^2 - m_b^2}}.$$

Falls jetzt  $s \gg M_X^2 \gg |t| \gg m_{a,b,c}^2$  und  $t < 0$  läßt sich dieser Ausdruck nähern durch

$$\cos \theta_t \approx -\frac{2s}{M_X^2 - t}$$

$$\sum_x \left| \begin{array}{c} b \\ \circ \\ a \end{array} \right. \times \left. \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right|^2 = \sum_x \begin{array}{c} b \quad \quad b \\ \circ \quad \quad \circ \\ a \quad \quad a \end{array} \\ = 2 \text{ Disc } \left\{ \begin{array}{c} b \quad \quad b \\ \circ \\ a \quad \quad a \end{array} \right\}$$

Abb. 42: Optisches Theorem

- Aus der Lorentz-Invarianz des Wirkungsquerschnittes folgt, daß  $A$  ein Lorentz-Skalar ist und sich demzufolge als Funktion ausschließlich von Lorentz-Skalaren darstellen lassen muß. Wenn  $p_i$  die Viererimpulse der an der Reaktion beteiligten Teilchen sind, wählt man  $\bar{s}_{ijk\dots} = (\pm p_i \pm p_j \pm p_k \pm \dots)^2$ . Dabei sind für "physikalisch sinnvolle" Prozesse die  $\bar{s}$  reell.
- $A$  läßt sich analytisch für komplexe  $\bar{s}$  fortsetzen.

Das  $A$  wird bei der Zerlegung der S-Matrix in einen wechselwirkenden und einen nicht wechselwirkenden Anteil eingeführt (die  $|n_i\rangle$  sind beliebige Zustände, der Faktor  $i(2\pi)^4$  ist reine Konvention)

$$\langle n_1 | S | n_2 \rangle = \delta_{n_1 n_2} + i(2\pi)^4 \delta^4(p_{n_1} - p_{n_2}) \langle n_1 | A | n_2 \rangle . \quad (8)$$

Für  $S^+$  gilt dementsprechend

$$\langle n_1 | S^+ | n_2 \rangle = \delta_{n_1 n_2} - i(2\pi)^4 \delta^4(p_{n_1} - p_{n_2}) \langle n_1 | A^+ | n_2 \rangle . \quad (9)$$

Es läßt sich zeigen, daß sich  $A^+$  und  $A^- := A$  als analytische Fortsetzung derselben Funktion  $A$  darstellen lassen

$$A^\pm(s, t, u) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} A(s \pm i\epsilon, t, u) .$$

Die Verbindung zwischen dem Wirkungsquerschnitt und der Streuamplitude ist dann gegeben durch ( $\Lambda$  bezeichnet den Anfangszustand, die Summation erfolgt über alle Endzustände  $n$ ,  $F$  ist der Flußfaktor)

$$\sigma_\Lambda^{\text{tot}} = \frac{1}{F} \sum_n (2\pi)^4 \delta^4(p_n - p_\Lambda) |\langle n | A | \Lambda \rangle|^2 . \quad (10)$$

Durch das optische Theorem (Bild 42) läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt mit der Streuamplitude für die elastische Streuung in Zusammenhang bringen.

Ausgehend von der Unitarität der S-Matrix

$$\delta_{f\Lambda} = \langle f | S S^+ | \Lambda \rangle = \sum_n \langle f | S | n \rangle \langle n | S^+ | \Lambda \rangle$$

folgt mit (8) und (9)

$$= \delta_{f\Lambda} + i(2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_\Lambda) (\langle f | A^+ | \Lambda \rangle - \langle f | A^- | \Lambda \rangle) + (2\pi)^8 \sum_n \delta^4(p_f - p_n) \delta^4(p_n - p_\Lambda) \langle f | A^+ | n \rangle \langle n | A^- | \Lambda \rangle .$$

Unter Ausnutzung von  $\delta^4(p_f - p_n) \delta^4(p_n - p_\Lambda) = \delta^4(p_f - p_\Lambda) \delta^4(p_n - p_\Lambda)$  läßt sich der Term  $(2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_\Lambda)$  ausfaktorisieren und man erhält

$$(2\pi)^4 \sum_n \delta^4(p_n - p_\Lambda) \langle f | A^+ | n \rangle \langle n | A^- | \Lambda \rangle = 2 \left\{ \frac{1}{2i} (\langle f | A^+ | \Lambda \rangle - \langle f | A^- | \Lambda \rangle) \right\} =: 2 \text{ Disc}_{p_f^2 = s} \{ A \} . \quad (11)$$

Diese Beziehung wird als verallgemeinertes optisches Theorem bezeichnet.

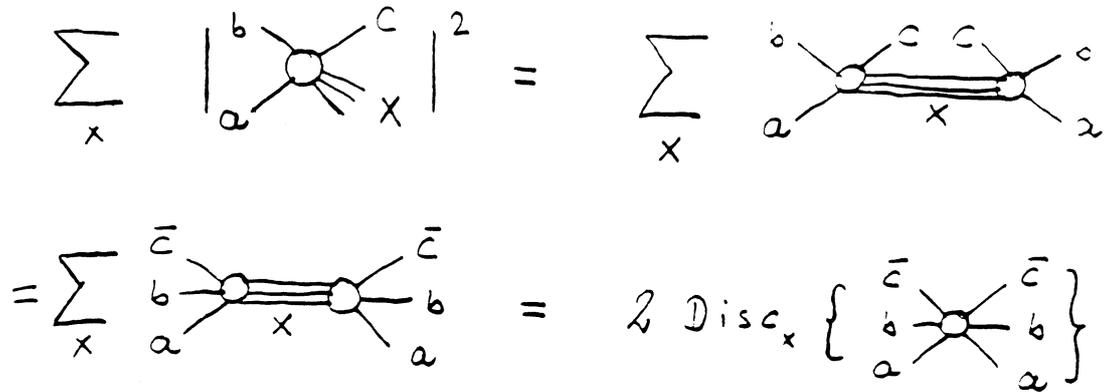


Abb. 43: Müllers Theorem

Für den Fall der elastischen Streuung (d.h.  $|f\rangle = |\Lambda\rangle$ , also insbesondere  $t=0$ ) ergibt sich wegen  $A(s^*, \dots) = A^*(s, \dots)$

$$(2\pi)^4 \sum_n \delta^4(p_n - p_\Lambda) |\langle n|A|\Lambda\rangle|^2 = 2 \text{Disc}_{p_\Lambda^2=s} \{A\} = 2 \text{Im}(i|A(t=0)|\Lambda)$$

Die linke Seite der Gleichung ist bis auf den Flußfaktor gleich (10). Also gilt

$$\sigma_\Lambda^{\text{tot}} = \frac{2}{F} \text{Im}(\Lambda|A(t=0)|\Lambda)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurden inklusive Einteilchen-Endzustände betrachtet, d.h. Reaktionen des Typs  $i \rightarrow cX$ , wobei  $X$  ein nicht definiertes Restsystem ist. Die Anwendung des verallgemeinerten optischen Theorems (11) auf Reaktionen dieses Typs führt zum Müllerschen Theorem [22] (siehe Bild 43). Der invariante Wirkungsquerschnitt für obige Reaktion ist

$$E_c \frac{d^3\sigma}{dp_c^3} = \frac{1}{\bar{F}} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_x + p_c - p_\Lambda) |\langle Xc|A|\Lambda\rangle|^2$$

$\bar{F}$  enthält den Flußfaktor sowie sonstige Normierungsfaktoren.

$$= \frac{1}{\bar{F}} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_x + p_c - p_\Lambda) \langle \Lambda|A^+|Xc\rangle \langle Xc|A^-|\Lambda\rangle$$

Daraus folgt wegen der Crossing-Symmetrie (insbesondere  $p_{\bar{c}} = -p_c$ )

$$= \frac{1}{\bar{F}} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_x - (p_{\bar{c}} + p_\Lambda)) \langle \Lambda\bar{c}|A^+|X\rangle \langle X|A^-|\Lambda\bar{c}\rangle,$$

und unter Verwendung des verallgemeinerten optischen Theorems

$$= \frac{2}{\bar{F}} \text{Disc}_{(p_\Lambda + p_{\bar{c}})^2} \{A\} = \frac{2}{\bar{F}} \text{Disc}_{(p_\Lambda - p_c)^2 = M_X^2} \{A\}.$$

(Man beachte: dem  $s$  für den Prozeß  $\Lambda \rightarrow X$  entspricht das  $M_X^2$  in der Reaktion  $\Lambda\bar{c} \rightarrow X$ .)

Um den obigen Ausdruck für die Reaktion  $ab \rightarrow cX$  berechnen zu können, sind gewisse Näherungen erforderlich. Je nach kinematischem Bereich unterscheidet man den einfachen, den Standard- und den Triple-Regge-Limes. Letzterer liegt vor, falls  $t$  klein,  $M_X^2$  groß und  $s/M_X^2 \approx 1/(1-x_F)$  groß sind, also speziell bei großen  $x_F$  - dem hier interessierenden Bereich. Mit diesen kinematischen Einschränkungen läßt sich der Wirkungsquerschnitt wie in Bild 44 veranschaulichen. Aus dem optischen Theorem

$$E_c \frac{d^3\sigma}{dp_c^3} = \frac{2}{F} \text{Disc}_{M_X^2} \{A(ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c})\}$$

folgt mit (7) und  $s, s/M_X^2$  groß

$$= \frac{1}{s} \sum_{i,j} \gamma_{ac}^i(t) \gamma_{ac}^{j*}(t) \xi_i(t) \xi_j^*(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t)} \cdot \text{Disc}_{M_X^2} \{A(bi \rightarrow bj; t, M_X^2, t_{bb'} = 0)\}.$$

$$\sigma(a \rightarrow c) = \left| \begin{array}{c} a \quad c \\ \diagdown \quad / \\ \bigcirc \\ / \quad \diagdown \\ b \quad X \end{array} \right|^2$$

$$\begin{array}{l} \rightarrow \\ t \text{ klein} \\ \frac{s}{M_X^2} \text{ groß} \end{array} \left| \begin{array}{c} a \quad c \\ \diagdown \quad / \\ \alpha(t) \\ / \quad \diagdown \\ b \quad X \end{array} \right|^2 = \begin{array}{c} \bar{c} \quad \bar{c} \\ | \quad | \\ a \quad a \\ \diagdown \quad / \\ \text{---} \quad \text{---} \\ / \quad \diagdown \\ b \quad b \\ X \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \rightarrow \\ M_X^2 \text{ groß} \end{array} \begin{array}{c} \bar{c} \quad \bar{c} \\ | \quad | \\ a \quad a \\ \diagdown \quad / \\ \alpha_i(t) \quad \alpha_j(t) \\ | \quad | \\ \alpha_k(t) \\ / \quad \diagdown \\ b \quad b \end{array}$$

Abb. 44: Illustration des Triple-Regge-Limes

Die als letzter Faktor auftretende Diskontinuität enthält neben der Kopplung der Trajektorie  $k$  an  $b$  auch die Kopplung von  $k$  an die Trajektorien  $i$  und  $j$ . Die Diskontinuität läßt sich berechnen, da  $M_X^2$  groß ist, der Signaturfaktor ist  $\xi_k(t=0) = 1$

$$Disc_{M_X^2} \{A(bi \rightarrow bj; t, M_X^2, t_{bb'} = 0)\} = \sum_k \gamma_{bb'}^k(0) \gamma^{ij,k}(t, 0) \left(\frac{M_X^2}{s_0}\right)^{\alpha_k(0)}$$

Damit erhält man

$$=: \frac{1}{s} \sum_{i,j,k} \tilde{G}_{ijk}(t) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)} \left(\frac{M_X^2}{s_0}\right)^{\alpha_k(0)-\alpha_i(t)-\alpha_j(t)}$$

und nach Transformation in die Variablen  $M_X^2$  und  $t$

$$\frac{d^2\sigma}{dtd(M_X^2/s)} = \sum_{ijk} G_{ijk}(t) \cdot s^{\alpha_k(0)-1} \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)-\alpha_k(0)}$$

Die  $G$  und  $\tilde{G}$  enthalten dabei neben diversen Konstanten die auftretenden Kopplungen.

Speziell folgt für den Austausch der zwei Trajektorien  $\pi$  und  $\alpha_2$  gemäß Bild 45 aus [35] (wenn man  $\alpha_P(0) = 1$  setzt)

$$\frac{d^2\sigma}{dtd(M_X^2/s)} \propto G_{\pi\pi P}(t) \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_\pi(t)-1} + G_{\alpha_2\alpha_2 P}(t) \cdot \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_{\alpha_2}(t)-1}, \quad (12)$$

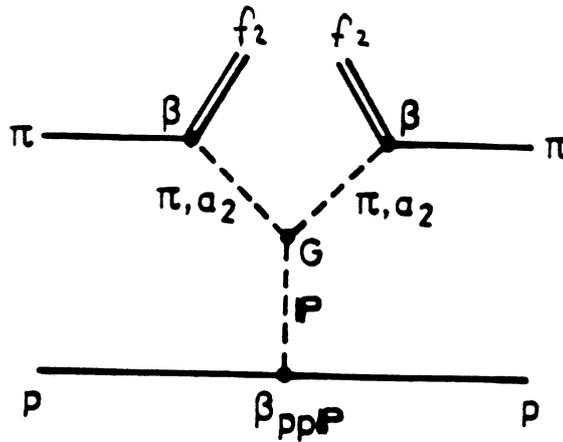


Abb. 45: Austausch von  $\pi$  und  $a_2$

wobei

$$G_{\pi\pi P} \propto \frac{\exp(-6t)}{(t - m_\pi^2)^2}$$

und

$$G_{a_2 a_2 P} = \text{const.}$$

Beide Trajektorien sind wegen der unterschiedlichen Quantenzahlen von  $\pi$  und  $a_2$  inkohärent zu addieren; andernfalls würde noch ein zusätzlicher Interferenzterm auftreten.

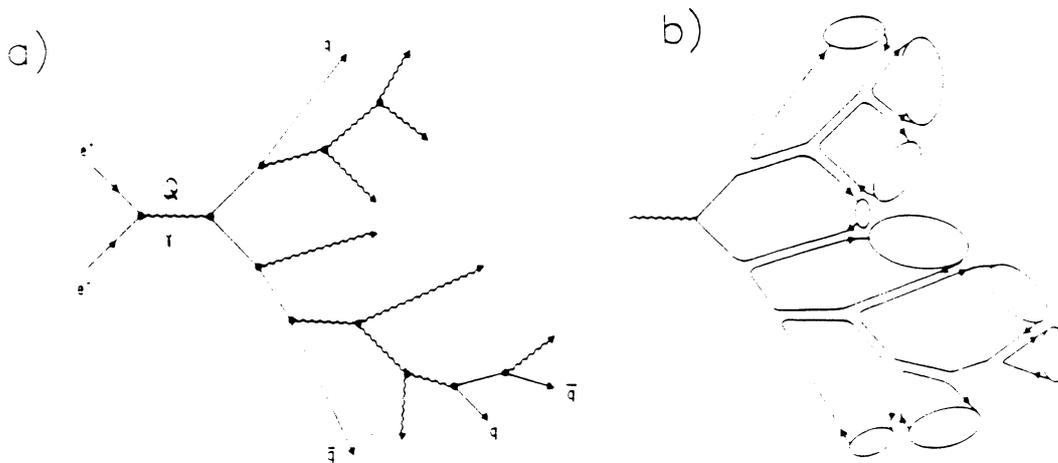


Abb. 46: a) Ein Ereignis  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \dots$ ; b) seine Farbstruktur

## B Der Eventgenerator HERWIG

Der Monte Carlo Eventgenerator HERWIG [25] – genauer: das Unterprogramm SOFEVT – wurde in dieser Arbeit für zwei Zwecke eingesetzt:

1. Als Generator zur Bestimmung der Akzeptanz
2. Zum Vergleich mit den ermittelten Wirkungsquerschnitten.

Zunächst wird kurz auf die physikalischen Grundlagen und die Eigenschaften des Programms eingegangen.

Zur Simulation von Reaktionen hochenergetischer Teilchen werden Monte Carlo Programme verwendet, die auf verschiedenen Fragmentationsmodellen beruhen: Die String-Fragmentation wird unter anderem in JETSET und FRITJOF verwendet, die Cluster-Fragmentation in HERWIG. HERWIG beinhaltet harte Lepton-Lepton-, Lepton-Hadron- und Hadron-Hadron-Streuung sowie weiche Hadron-Hadron-Stöße. In dieser Arbeit wurde nur der letzte Prozeß verwendet.

Die beiden einlaufenden Strahlteilchen können standardmäßig  $e^\pm, \mu^\pm, p, \bar{p}, n, \bar{n}, \pi^\pm$  sein. HERWIG ermöglicht über 200 verschiedene Endzustandsteilchen, und zwar Baryonen mit  $J^P = \frac{1}{2}^+$  und  $J^P = \frac{3}{2}^+$  sowie Mesonen mit  $J^P = 0^-, 1^\pm, 2^+$ . Gerade diese Möglichkeit zur Erzeugung von  $2^+$ -Mesonen (und damit  $f_2$ ) zeichnete HERWIG für diese Analyse gegenüber anderen Eventgeneratoren aus. Hadronen werden gemäß ihrem Valenzquarkinhalt aus Quarks und Diquarks zusammengesetzt, so daß man leicht andere Hadronen als Strahlteilchen selbst in das Programm einbauen kann, indem man etwa  $K^+ = u\bar{s}$  und  $K^- = s\bar{u}$  setzt – genau das wurde zur Umsetzung der Kaonstrahlen getan. Da WA69 auch mit Photonstrahlen gearbeitet hat, mußte auch das Photon realisiert werden. Es wurde gemäß VMD-Modell unter Berücksichtigung von u-, d-, und s-Quarks als Überlagerung

$$|\gamma\rangle = f_u|u\bar{u}\rangle + f_d|d\bar{d}\rangle + f_s|s\bar{s}\rangle$$

mit  $f_u = 0.696$ ,  $f_d = 0.174$  und  $f_s = 0.130$  geschrieben (Abschnitt 3.2).

Ein Prozeß wie der in Bild 46a gezeigte faktorisiert in die Subprozesse:

1. Elementarer harter Unterprozeß

## 2. Gluonstrahlung im Endzustand

3. Bei hadronischen Eingangszuständen tritt außerdem Gluonstrahlung im Eingangszustand auf

## 4. Hadronisierung.

HERWIG läßt die einzelnen Teile in dieser Reihenfolge ablaufen: Ausgehend von einem harten Subprozeß werden Partonschauer in Ausgangs- und Eingangszustand (zeitlich rückwärts) entwickelt. Schließlich werden die ein- und auslaufenden Teilchen durch die Hadronisierung angeschlossen.

Im harten Subprozeß liegt das Teilchen (hier das  $\gamma$ ) nicht auf der Massenschale - es besitzt eine Virtualität  $Q$ . Die perturbative Verzweigung virtueller Partonen läßt einen Partonschauer entstehen. Dieser endet bei Erreichen einer minimalen Virtualität  $Q_0$  ( $Q_0$  ist ein Parameter des Modells). Zeichnet man wie in Bild 46b Quarks als einzelne und Gluonen als doppelte Linien (Quarks tragen eine Farbladung, Gluonen eine Farb- und eine Antifarbladung), so kann man die zwei Endpunkte jeder Linie zu einem farbneutralen "Cluster" zusammenfassen, dessen Masse wenige GeV beträgt ( $\approx 3 Q_0$ ).

Die Hadronisation dieses Clusters hängt von seiner Masse ab:

- Sehr leichte Cluster zerfallen nicht - sie bilden bereits ein Hadron.
- Schwerere Cluster (bis etwa 4 GeV) zerfallen in zwei Mesonen oder ein Baryon-Antibaryon-Paar.
- Noch schwerere Cluster (ungefähr 1/10 aller Cluster) hadronisieren durch Stringfragmentation.

Speziell bei den weichen Hadron-Hadron-Stößen - die auch neben jedem harten hadronischen Prozeß mit den Spectator-Quarks der beiden Strahlteilchen ablaufen - werden folgende Schritte durchgeführt:

1. Die beiden Strahlcluster werden gemäß dem Quarkinhalt der Teilchen gebildet.
2. Entsprechend der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  wird die geladene Multiplizität  $\propto \sqrt{s}$  gewählt.
3. Endzustandscluster werden wie oben dargestellt gebildet und hadronisiert.
4. Die Multiplizität wird überprüft; wenn sie nicht dem im 2. Schritt gewählten Wert entspricht, läuft der Hadronisierungsprozeß erneut ab.
5. Jetzt erst kommt die Dynamik ins Spiel: Den Clustern werden Massen  $M$  nach einer Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(M) \propto (M - M_0) \cdot \exp(-a(M - M_0))$$

mit  $M_0 = 1$  GeV zugewiesen. Anschließend werden die Clusterimpulse generiert und auf die aus ihnen entstandenen Hadronen aufgeteilt. Dabei ergeben sich die Longitudinalimpulse aus einer gleichverteilten Rapidität, die Transversalimpulse sind nach

$$P(p_T) \propto p_T \cdot \exp\left(-b\sqrt{p_T^2 + M^2}\right)$$

verteilt.  $a$  und  $b$  sind Parameter des Programmes, wobei die ursprünglichen Werte des Programms beibehalten wurden:  $a = 2 \text{ GeV}^{-1}$ ;  $b$  hängt ab vom Clustertyp.

Die weichen Stöße werden im Programmteil SOFEVT realisiert, der in dieser Arbeit verwendet wurde.

In den Bildern 47 - 49 werden die gemessenen  $x_F$ - und  $p_T$ -Verteilungen bei hohen Energien den Vorhersagen von HERWIG gegenübergestellt. Aus Gründen der Darstellbarkeit wurde auf einen Vergleich der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte verzichtet und nur  $d\sigma/dx_F$  und  $d\sigma/dp_T$  verglichen. Ein Vergleich von Zerfallswinkelverteilungen erübrigt sich, da HERWIG grundsätzlich isotrope Zerfälle durchführt. SOFEVT macht keine Aussagen über Wirkungsquerschnitte, sondern

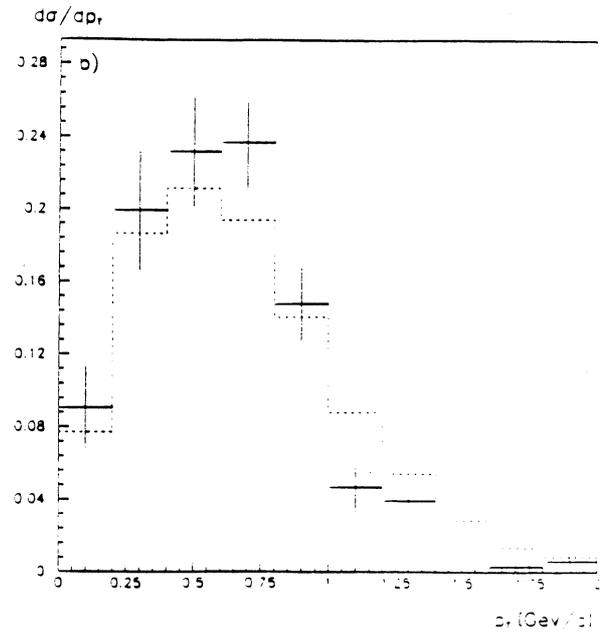
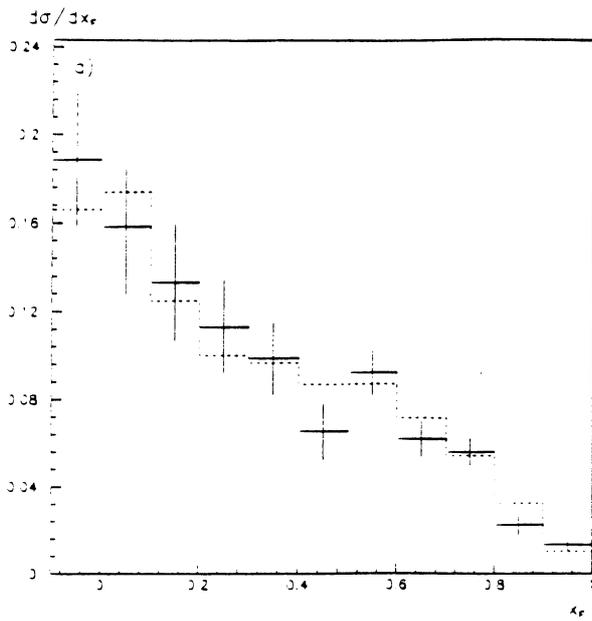


Abb. 47: Vergleich zwischen  $\gamma p$ -Daten und HERWIG: a)  $d\sigma/dx_F$ , b)  $d\sigma/dp_T$  hohe Energie

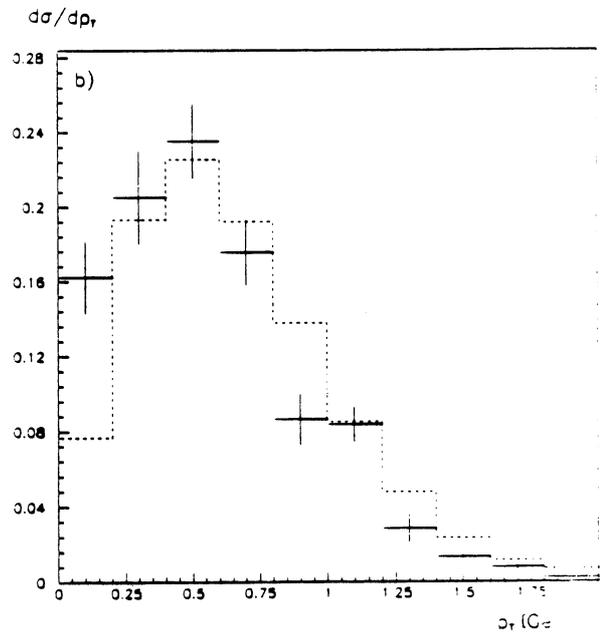
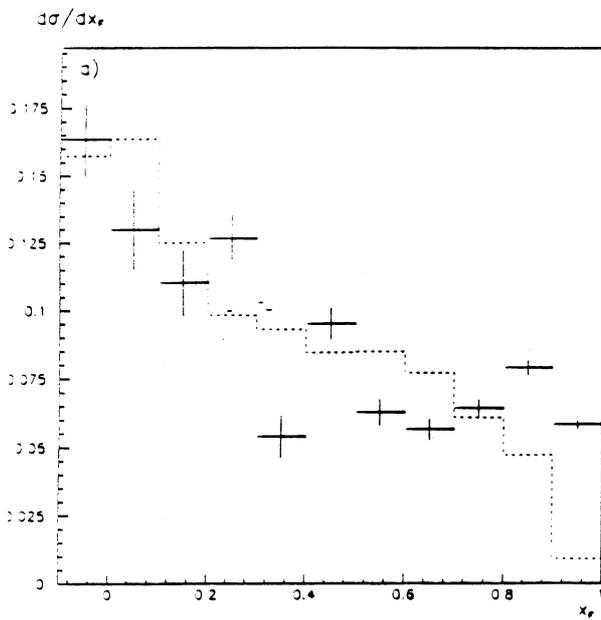


Abb. 48: Vergleich zwischen  $\pi p$ -Daten und HERWIG: a)  $d\sigma/dx_F$ , b)  $d\sigma/dp_T$  ( $x_F \leq 0.5$ ) hohe Energie

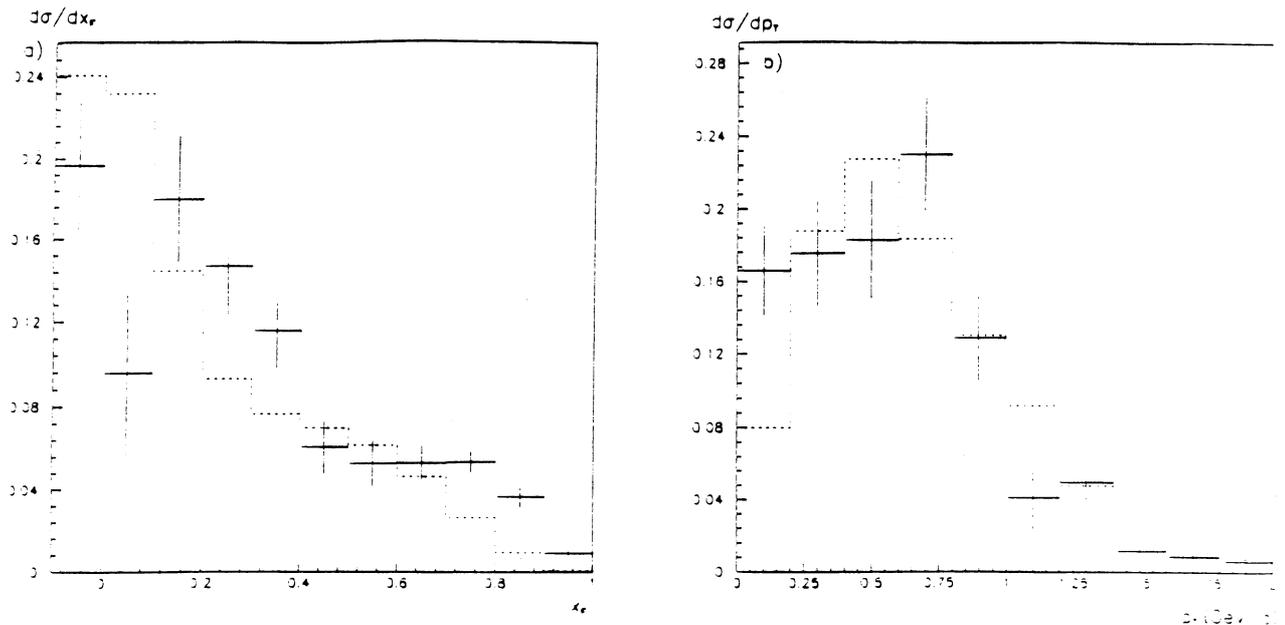


Abb. 49: Vergleich zwischen Kp-Daten und HERWIG: a)  $d\sigma/dx_F$ , b)  $d\sigma/dp_T$  hohe Energie

liefert nur Anzahlen produzierter Teilchen. Da die HERWIG-Aussagen somit nicht normiert sind, ist kein absoluter Vergleich möglich, d. h. die totalen Wirkungsquerschnitte des Abschnitts 5.5 konnten nicht mit HERWIG verglichen werden.

In den Bildern 47 - 49 wurden die experimentellen und die simulierten Daten auf 1 normiert. Abgesehen davon entsprechen sie den jeweiligen Bildern aus dem Hauptteil: die  $x_F$ -Verteilungen den Bildern 28 - 30, die  $p_T$ -Verteilungen den Bildern 25 - 27. Da Triple-Regge-Mechanismen von HERWIG nicht berücksichtigt werden, wurde in Bild 48b der Bereich  $x_F \geq 0.5$  ausgeschlossen; dies erklärt auch den Unterschied in Bild 48a bei großen  $x_F$ . Abgesehen davon beobachtet man in allen Fällen recht gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation.

Man kann also die experimentellen Ergebnisse einerseits gut mit dem Quark-Antiquark-Fusionsmodell erklären wie in Abschnitt 7.2; andererseits kann man sie durch das HERWIG zugrundeliegende Partonschauermodell beschreiben. In beiden Fällen treten Triple-Regge-Effekte (Abschnitt 7.3) hinzu. Die gute Übereinstimmung des Eventgenerators mit den experimentellen Verteilungen rechtfertigt nachträglich die Verwendung bei der Akzeptanzbestimmung.

## Literaturverzeichnis

- [1] D. Joseph, Diplomarbeit, BONN-IR-89-07
- [2] R.P. Hofmann, Diplomarbeit, BONN-IR-91-26
- [3] J. Kingler, Diplomarbeit, BONN-IR-90-05
- [4] M. Baake et al., Nucl. Inst. A281 (1989) 325
- [5] J.C. Lassalle et al., CERN DD/EE/79-2 und NIM 176 (1980) 371
- [6] J.A.G. Morris, PHOENIX Manual, Rutherford Appleton Laboratory 1985
- [7] M. Reidenbach, Dissertaton, BONN-IR-85-36
- [8] W. Selove et al., Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 272
- [9] M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Lett. B239 (1990)
- [10] M. Deutschmann et al., Nucl. Phys. B103 (1976) 426
- [11] A. Breakstone et al., Z. Phys. C48 (1990) 569
- [12] S.U. Chung, Spin Formalisms, CERN 71-8
- [13] H. Rotscheidt, Dissertation, BONN-IR-88-55
- [14] C. Gapp, Dissertation, BONN-IR-90-11
- [15] K.C. Hoeger, Dissertation, BONN-IR-90-47
- [16] D.W.G.S. Leith, Electromagnetic Interactions of Hadrons, ed. Donnachie, Shaw, Vol. I, Plenum Press N. Y. 1978, 345
- [17] T.H. Bauer et al., Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
- [18] R.J. Apsimon et al., Z. Phys. C43 (1989) 63

- [19] E. Auge et al., Phys. Lett. 168B (1986) 163 und  
R. Barate et al., Phys. Lett. 174B (1986) 458
  
- [20] S.D. Drell, T.M. Yan, Ann. Ph. 66 (1971) 555
  
- [21] T. Regge, Nuo. Cim. 14 (1959) 951  
T. Regge, Nuo. Cim. 18 (1960) 946
  
- [22] A.H. Müller, Phys. Rev. 2 (1970) 2963
  
- [23] S. Söldner-Rembold, Diplomarbeit, BONN-IR-87-31
  
- [24] F.-D. Gebert, Dissertation, in Vorbereitung
  
- [25] G. Marchesini, B.R. Webber, CERN Pool Program W5037 (1989)
  
- [26] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461
  
- [27] A. O'Connor, OMFATHAC User's Guide, Lancaster (1988)
  
- [28] F. James, M. Roos, CERN Pool Program D506 (1987)
  
- [29] B. Diekmann, Phys. Rep. 159 (1988) 99
  
- [30] N. Isgur, S. Godfrey, Phys. Rev. D31 (1985) 189
  
- [31] B. Diekmann, BONN-HE-91-11
  
- [32] M. Atkinson et al., Phys. Lett. 138B (1984) 459
  
- [33] A. Donnachie, P. Landshoff, Nucl. Phys. B244 (1984) 322
  
- [34] M. Arnedo et al., Nucl. Phys. B333 (1990) 1
  
- [35] R.J. Apsimon et al., abgeschickt an Z. Phys. C
  
- [36] H. Fawcett et al., Z. Phys. C46 (1990) 513

- [37] J.A. Poirier et al., Phys. Rev. 163 (1967) 162
- [38] S.N. Ganguli, D.P. Roy, Phys. Rep. 67 (1980) 201
- [39] C.E. Detar et al., Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 675
- [40] P.D.B. Collins, Regge Theory and High Energy Physics (Cambridge: Cambridge University Press) 1977
- [41] M. L. Perl, High Energy Hadron Physics (New York: Wiley) 1974

# Verzeichnis der Abbildungen

1	Der experimentelle Aufbau . . . . .	3
2	OMEGA-Koordinatensystem . . . . .	5
3	Longitudinal- und Transversalimpuls . . . . .	9
4	Zur Definition des Zerfallswinkels . . . . .	9
5	$\Gamma$ des $f_2$ im Laufe der Zeit . . . . .	10
6	$f_2$ -Produktionsmechanismen . . . . .	11
7	Kopplung von Spins: a) $0^- + 0^- \rightarrow 2^+$ ; b) $0^- + 2^+ \rightarrow 2^+$ . . . . .	11
8	Dissoziation eines Photons in ein qq-Paar . . . . .	13
9	Drell-Yan-Prozeß . . . . .	15
10	$x_F$ - $p_T$ -Binning zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte . . . . .	19
11	$f_2$ und $K_2^*(1430)$ -Reflexion im $\pi\pi$ -Massenspektrum . . . . .	20
12	$x_F$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes nach HERWIG . . . . .	21
13	Beispiele für typische Massenplots . . . . .	23
14	Massenplot für $\pi p$ , 140 GeV, $0.7 \leq x_F \leq 1.0$ , $p_T \leq 0.4$ GeV . . . . .	24
15	Summierter Massenplot mit allen $\gamma p$ - und $\pi p$ -Daten . . . . .	25
16	$f_2$ -Rate in Abhängigkeit der Breite der Breit-Wigner-Funktion . . . . .	26
17	TRIDENT-Fehler der invarianten Masse als Funktion der Masse . . . . .	28
18	$K_2^*(1430)$ , $f_2$ und $K_2^*(1430)$ im $K\pi$ -Massenspektrum . . . . .	29
19	Gemessene $K_2^*$ -Raten in $Kp$ -Daten hoher Energie . . . . .	30
20	$x_F$ -Verteilung von $f_2$ in $Kp$ -Daten hoher Energie . . . . .	30
21	Zählakzeptanzen für $f_2$ . . . . .	33
22	Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dx_F dp_T$ . . . . .	40
23	Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dx_F dp_T$ . . . . .	40
24	Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dx_F dp_T$ . . . . .	41
25	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T$ . . . . .	43
26	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T$ . . . . .	43
27	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T$ . . . . .	44
28	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx_F$ . . . . .	46
29	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx_F$ . . . . .	46
30	Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx_F$ . . . . .	47
31	Zerfallswinkelverteilungen für $\gamma p \rightarrow f_2 X$ . . . . .	49
32	Zerfallswinkelverteilungen für $\pi p \rightarrow f_2 X$ . . . . .	49
33	Zerfallswinkelverteilungen für $K p \rightarrow f_2 X$ . . . . .	50
34	Massenplot und $f_0$ -Breit-Wigner-Funktion . . . . .	53
35	VMD-Plot: $\sigma(hp \rightarrow f_2 X)/\sigma(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ als Funktion von $x_F$ und $p_T$ . . . . .	55
36	VMD-Plot: $\sigma(hp \rightarrow f_2 X)/\sigma(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ als Funktion von $p_T$ . . . . .	56
37	VMD-Plot: $\sigma(hp \rightarrow f_2 X)/\sigma(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ als Funktion von $x_F$ . . . . .	57
38	Invariante Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen . . . . .	59
39	Fits an die Zerfallswinkelverteilung für $\pi p \rightarrow f_2 X$ . . . . .	61
40	Triple-Regge-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$ für $x_F \geq 0.7$ . . . . .	61
41	$d\sigma/dx_F(\pi p \rightarrow f_2 X)$ mit Triple-Regge-Anteil . . . . .	62
42	Optisches Theorem . . . . .	66
43	Müllers Theorem . . . . .	67
44	Illustration des Triple-Regge-Limes . . . . .	68
45	Austausch von $\pi$ und $a_2$ . . . . .	69
46	Ein Ereignis $e^+ e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \dots$ . . . . .	70
47	Vergleich zwischen $\gamma p$ -Daten und HERWIG . . . . .	72
48	Vergleich zwischen $\pi p$ -Daten und HERWIG . . . . .	72

## Verzeichnis der Tabellen

1	Gemessene Masse und Breite des $f_2$ in verschiedenen Strahlen . . . . .	23
2	Zählakzeptanz für $f_2$ als Funktion von $x_F$ und $p_T$ bei niedriger Energie . . . . .	34
3	Zählakzeptanz für $f_2$ als Funktion von $x_F$ und $p_T$ bei hoher Energie . . . . .	34
4	Zählakzeptanz für $f_2$ als Funktion von $x_F$ bei niedriger Energie . . . . .	34
5	Zählakzeptanz für $f_2$ als Funktion von $p_T$ bei niedriger Energie . . . . .	34
6	Zählakzeptanz für $f_2$ als Funktion von $x_F$ bei hoher Energie . . . . .	35
7	Zählakzeptanz für $f_2$ als Funktion von $p_T$ bei hoher Energie . . . . .	35
8	$d^2\sigma/dx_F dp_T(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ , niedrige Energie, in $\mu\text{b}/\text{GeV}$ . . . . .	38
9	$d^2\sigma/dx_F dp_T(\gamma p \rightarrow f_2 X)$ , hohe Energie, in $\mu\text{b}/\text{GeV}$ . . . . .	38
10	$d^2\sigma/dx_F dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$ , niedrige Energie, in $\text{mb}/\text{GeV}$ . . . . .	38
11	$d^2\sigma/dx_F dp_T(\pi p \rightarrow f_2 X)$ , hohe Energie, in $\text{mb}/\text{GeV}$ . . . . .	39
12	$d^2\sigma/dx_F dp_T(K p \rightarrow f_2 X)$ , niedrige Energie, in $\text{mb}/\text{GeV}$ . . . . .	39
13	$d^2\sigma/dx_F dp_T(K p \rightarrow f_2 X)$ , hohe Energie, in $\text{mb}/\text{GeV}$ . . . . .	39
14	$d\sigma/dp_T(\gamma/hp \rightarrow f_2 X)$ . . . . .	42
15	Fits an $d\sigma/dp_T = a p_T \exp(-b p_T^2)$ . . . . .	44
16	$d\sigma/dx_F(\gamma/hp \rightarrow f_2 X)$ . . . . .	45
17	$\sigma^{\text{tot}}(\gamma/hp \rightarrow f_2 X)$ . . . . .	51
18	$f_0$ -Zahlen und -Wirkungsquerschnitte . . . . .	52
19	Parameter der Strukturfunktionen von Photon und Kaon . . . . .	58
20	Fit an die Winkelverteilung bei $\pi p$ -Daten . . . . .	60