

DESY-Bibliothek
9. JULI 1970

Interner Bericht
DESY F1-70/2
Juni 1970

Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen in der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$
bei Photonenergien zwischen 1 und 5 GeV

von

Peter Raulefs

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1 Zusammenfassung	1
2.1 Einleitung	2
2.2 Bezeichnungen und einfache kinematische Beziehungen	3
3 Technische Datenanalyse	5
3.1 Experiment und Auswertungsverfahren	5
3.1.1 Die Auswertungskette	5
3.2 Hypothesenauswahl bei mehrdeutigen Ereignissen	9
3.2.1 Abtrennung der Kanäle $\gamma d \rightarrow pp \pi^-(\pi^0)$ und $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 d$	9
3.2.2 Kontamination der Kanäle $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$ und $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- pn$	10
3.3 Scanverlust	12
3.4 Zusammenfassung der systematischen Fehler des experimentellen Verfahrens	15
4 Physikalische Auswertung	17
4.1 Theoretische Modelle	17
4.1.1 Modelle zur ρ^0 -Erzeugung	17
4.1.2 Modell für Streuprozesse am Deuteron	20
4.2 Verfahren zur physikalischen Auswertung	22
4.2.1 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten	22
4.2.2 Ansätze zur Anpassung der Massen- und Zerfallswinkelverteilungen	23

4.2.3	Anpassungsverfahren	24
4.3	Ergebnisse	26
4.3.1	Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte	26
4.3.2	ρ^0 -Parameter: M_{ρ^0} , Γ_{ρ^0} und Dichtematrixelemente	28
5	Diskussion der Ergebnisse	29
5.1	Systematische Fehler der Wirkungsquerschnitte	29
5.2	Die Kopplungskonstante	29
5.3	Der d^* -Effekt	31
5.4	Nicht-diffraktiver Anteil der ρ^0 -Erzeugung am Proton	31
6	Anhang	33
6.1	Anpassungsverfahren mit MITOSIS	33
6.2	Wirkungsquerschnitte für $\Gamma_{\rho^0} = 0$	34
6.3	Experimentelle Bestimmung von Wirkungs- querschnitten in E_γ - und t -Intervallen	36
6.4	Theoretische Massenverteilungen der Einzelstreuprozesse	37
	Literaturverzeichnis	41
	Danksagungen	44
	Tabellen	45
	Verzeichnis der Abbildungen	55
	Abbildungen	

1. Zusammenfassung

Die kohärente Photoerzeugung von η^0 -Mesonen an Deuteronen in der 85 cm - Deuteriumblasenkammer beim DESY wird an 1289 Ereignissen untersucht. Für $|t| < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ erhalten wir totale Wirkungsquerschnitte bei $1.1 < E_\gamma < 5.3 \text{ GeV}$ sowie differentielle Wirkungsquerschnitte und Abschätzungen von Dichtematrixelementen bei $1.8 < E_\gamma < 5.3 \text{ GeV}$. Daten, die sich auf den Bereich $|t| < 0.04 \text{ GeV}^2/c^2$ beziehen, enthalten große systematische Fehler.

1. Der totale Wirkungsquerschnitt steigt auf etwa $10 \mu\text{b}$ bei 5.3 GeV an. Seine Energieabhängigkeit wird durch einen Diffraktionsprozeß beschrieben.
2. Die η^0 -Erzeugung kann durch den Ansatz von Ross und Stodolsky (RS 66) im Rahmen des Vektormeson-Dominanzmodells und durch das Interferenzmodell von Söding (Sö 66) beschrieben werden.
3. Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dt}$ wird durch die Theorie von Franco und Glauber (FG 66) erklärt. Er hat ungefähr die gleiche t -Abhängigkeit wie $\frac{d\sigma}{dt}$ für elastische $n\text{d}$ -Streuung.
4. Die $d\pi^+$ - und $d\pi^-$ -Massenverteilungen zeigen in allen Energiebereichen keine Resonanzstruktur.

2.1 Einleitung

Es gibt zahlreiche Experimente (PDG 68), in denen die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen an Atomkernen beobachtet wurde. In allen Fällen ergab sich ein überwiegend diffraktiver Erzeugungsmechanismus.

Die kohärente ρ^0 -Photoerzeugung an Kernen mit mehr als einem Nukleon wurde bisher nur in Zählerexperimenten untersucht (z.B. (MC 69), (TIN 68)). Besonders bei leichten Kernen ist dabei nur eine ungenaue Abgrenzung kohärenter Ereignisse gegen solche möglich, bei denen der Kern aufgebrochen ist.

Im vorliegenden Experiment wurde zum erstenmal die ρ^0 -Photoerzeugung in einer Deuteriumblasenkammer untersucht. Bei Ereignissen mit einem Impulsübertrag $|t(\gamma/\pi^+\pi^-)| < 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$ können nahezu alle Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$ von andersartigen unterschieden werden. Im Teil 3 dieser Arbeit wird zunächst die technische Analyse der experimentellen Daten beschrieben, soweit sie wesentlich ist für die physikalische Auswertung. Die wichtigsten Ergebnisse der physikalischen Auswertung (Teil 4) sind Resonanzparameter und Wirkungsquerschnitte der ρ^0 -Erzeugung. Sie werden durch Anpassung theoretischer Ansätze an experimentelle Häufigkeitsverteilungen gewonnen. Diese theoretischen Modelle sind in 4.1 angegeben. Die Anpassungsverfahren sind in 4.2 und dem Anhang 6. aufgeführt. Im Teil 5. werden die Ergebnisse diskutiert.

2.2 Bezeichnungen und einfache kinematische Beziehungen

Bezeichnungen

4-Vektoren werden durch kleine, 3-Vektoren durch große Buchstaben bezeichnet.

$k = (E_\gamma, \vec{P}_\gamma)$	4-Vektor des einlaufenden Photons
q	4-Vektor des auslaufenden $(\pi^+ \pi^-)$ -Systems
P_d, P_p	Betrag des 3-Impulses des auslaufenden Deuterons bzw. Protons
$M_{\pi\pi}, M_{pn}$	effektive Masse des auslaufenden $(\pi^+ \pi^-)$ - bzw. (pn) -Systems
M_d, M_f, M_π	Masse des Deuterons, ρ^0 -Mesons und geladenen Pions
$t := -(k-q)^2$	4-Impulsübertrag; <u>t ist positiv</u>
s	Gesamtenergie im Schwerpunktsystem

Bezugssystem: Wenn nicht anders angegeben, beziehen sich alle Größen auf das Laborsystem (=Deuteronruhesystem). Das Schwerpunktsystem wird durch "CM" bezeichnet.

Winkel: θ_{CM} Erzeugungswinkel des $(\pi^+ \pi^-)$ -Systems
 θ_H, ϕ_H Polar- und Azimutwinkel des auslaufenden π^+ -Mesons im Helizitätssystem (vgl. (GJA 64)).

Die relativistische Breit-Wigner Funktion ist

$$BW(M) = \text{konst.} \frac{M \cdot \Gamma(M)}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2(M)}$$

Als massenabhängige Breite des ρ^0 -Mesons benutzen wir die empirische Form von Selleri (SEL 62):

$$\Gamma(M_{\pi\pi}) := \frac{2q_{\pi\pi}^3(M_{\pi\pi})}{q_0(M_\rho) [q_{\pi\pi}^2(M_{\pi\pi}) + q_0^2(M_\rho)]}$$

wo $q_{\pi\pi}(M_{\pi\pi}) := \frac{1}{2} \sqrt{M_{\pi\pi}^2 - 4M_\pi^2}$ der Impulsbetrag eines Pions im $(\pi^+ \pi^-)$ -Ruhesystem ist.

Die durch $\Gamma(M_{\pi\pi})$ und $M_0 = M_\rho$ festgelegte Breit-Wigner Funktion wird mit BW_ρ bezeichnet.

Der Kanal $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$ wird mit (d) und $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- pn$ mit (pn) bezeichnet.

Einfache kinematische Beziehungen in der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$

$$(2 - 1) \quad s = M_d^2 + 2M_d E_\gamma$$

$$(2 - 2) \quad F(s) = M_d E_\gamma \quad (\text{Flußfaktor})$$

$$(2 - 3) \quad t = 2M_d^2 \left\{ \sqrt{1 + \frac{P_d^2}{M_d^2}} - 1 \right\}$$

$$(2 - 4) \quad R_2(M_{\pi\pi}) = \pi^2 \cdot \frac{q_{\pi\pi}(M_{\pi\pi})}{M_{\pi\pi}} \quad (\text{Lorentz-invarianter 2-Teilchen-Phasenraum})$$

$$(2 - 5) \quad dR_3(s, M_{\pi\pi}) = \frac{\pi^2}{2F(s)} q_{\pi\pi}(M_{\pi\pi}) dM_{\pi\pi} dt$$

(Lorentz-invariantes 3-Teilchen-Phasenraumelement)

(2 - 6) Schwelle der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$: $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$
 Schwelle für die Erzeugung eines
 $(\pi^+ \pi^-)$ -Zustandes mit $M_{\pi\pi} = 765 \text{ MeV}$: $E_\gamma = 920 \text{ MeV}$

3. Technische Datenanalyse

3.1 Experiment und Auswertungsverfahren

Diese Arbeit beruht auf einem Experiment, welches an der 85 cm-Deuterium-Blasenammer des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) durchgeführt wurde. Durch Abbremsung eines monoenergetischen Elektronenstrahls wurde ein Photonenbremsstrahl mit der Maximalenergie 5.3 GeV gewonnen und in die Blasenammer eingeschossen. Es wurden insgesamt 3.1 Mill. Aufnahmen gemacht. Die vorliegenden Daten stützen sich auf einen Abschnitt von etwa 900 000 Aufnahmen.

Das experimentelle Verfahren besteht aus zwei Teilen:

- a. Aufbau und Betrieb des Blasenammersystems;
- b. Auswertung der aufgenommenen Bilder.

Das Blasenammersystem wird in (MSP 66), (SPI 67) und (BUT 70) beschrieben. In diesem Kapitel wird die Auswertung des Bildmaterials besprochen, insofern sie Voraussetzung für die physikalische Analyse von Ereignissen des Kanals (d) ist.

3.1.1 Die Auswertungskette

Die Auswertung der Blasenammerbilder erfolgt in mehreren Stufen. In jeder werden neue experimentelle Bedingungen eingeführt.

a. Durchmustern der Bilder (Scan)

Die Aufnahmen wurden mit drei Kameras aus drei verschiedenen Blickwinkeln gemacht (vgl. Abb.1). In zwei unabhängigen Scans werden jeweils zwei Bilder auf hadronische Ereignisse hin durchmustert.

Scankriterium: Innerhalb eines festgelegten Scanvolumens wird jedes hadronische n-Spurereignis registriert, wenn gilt:

1. n ist geradzahlig oder
2. n ist ungeradzahlig und zu dem Ereignis gehört keine mögliche Protonspur mit $|\vec{P}_p| > 400 \text{ MeV}/c$

(Hierdurch werden bevorzugt Stöße am Neutron ausgewählt.)

Damit werden Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$ nur für $P_d < 560 \text{ MeV}/c$ ausgewählt.

b. Geometrische und kinematische Rekonstruktion

Die im Scan gefundenen Ereignisse werden anschließend vermessen, durch das Programm WELAGA (WOL 63) geometrisch rekonstruiert und mit dem Programm GRIND(BOE 60), (FET 65), (CERN 65); für dieses Experiment: (BUT 70) kinematisch analysiert. In der kinematischen Rechnung wird versucht, jedes Ereignis vorgegebenen, physikalisch möglichen Reaktionen (Hypothesen) zuzuordnen. Folgende Hypothesen werden für 2- und 3- Spurereignisse durchgerechnet:

$\gamma d \rightarrow$

(1) $\pi^+ \pi^- d$ (d)

(2) $\pi^+ \pi^- \pi^0 d$

(3) $\pi^+ \pi^- pn$ (pn)

(4) $pp\pi^-$

(5) $pp\pi^- \pi^0$

sowie Hypothesen mit seltsamen Teilchen.

Nebenbedingung für die Anpassung einer Hypothese ist der Erhaltungssatz für Energie und Impuls. Hypothesen ohne neutrales Teilchen sind daher bei 3-Spurereignissen dreifach kinematisch überbestimmt. Für solche Hypothesen führt GRIND folgendes Anpassungsverfahren durch (FET 65):

Zum i-ten Teilchen sind $x_{i1}^m := \frac{1}{P_i}$, $x_{i2}^m := \lambda_i$; und $x_{i3}^m := \phi_i$; gemessene Größen. Für jedes x_{ij}^m werden innerhalb vorbestimmter Grenzen (BUT 70) Korrekturen c_{ij} sowie eine Kovarianzmatrix \bar{G}^{-1} bestimmt.

Die Matrix (c_{ij}) wird so berechnet, daß gilt :

Die Größen $x_{ij}^o := x_{ij}^m + c_{ij}$ erfüllen die Nebenbedingungen.

Die Größe $M := (c_{ij}) \bar{G}^{-1} (c_{ij})'$ nimmt ein Minimum an.

M genügt einer χ^2 -Verteilung mit drei Freiheitsgraden, wenn für jedes Ereignis folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. Die Meßwerte x_{ij}^m sind normalverteilt.
2. Zur Berechnung von \bar{G}^{-1} werden realistische Annahmen über Korrelationen und Fehler unter den x_{ij}^m gemacht.
3. Die Nebenbedingungen sind auch in der Natur erfüllt.

Die Bedingung 3. trifft zu, wenn die Hypothese wahr ist. 1. und 2.

bilden eine hinreichende Bedingung dafür, daß die Größen

$PULL(c_{ij}) := \frac{c_{ij}}{\sqrt{\sigma(c_{ij})}}$ $N(0,1)$ -verteilt sind ($\sigma :=$ Varianz).

Wir bezeichnen daher die Größe M als χ^2 .

Spuren können nicht vermessen werden, wenn ihre in die Filmebene projizierte Länge L_{pr} kleiner ist als 2mm. Dies gilt für die Deuteronspur fast aller (d)-Ereignisse mit $P_d < 165 \text{ MeV/c}$ oder $t < 0.027 \text{ GeV}^2/c^2$. GRIND behandelt auch bei nicht gemessener Deuteronspur die Hypothese (d) als dreifach kinematisch überbestimmt. In diesem Falle werden die Impulskomponenten des Deuterons gleich Null gesetzt und als gemessene Werte behandelt, die mit den Fehlern $\Delta P_x := \Delta P_y := 30 \text{ MeV/c}$, $\Delta P_z := 41 \text{ MeV/c}$ behaftet sind. Die danach auftretende Verfälschung von E_γ und \vec{P}_d wurde an etwa 1000 (d)-Ereignissen mit $L_{pr}(d) < 2\text{mm}$ und $1 < E_\gamma < 5 \text{ GeV}$ überprüft, die mit dem Monte-Carlo-Programm FAKE ((LYN62), (KR 69)) erzeugt und durch GRIND analysiert worden waren. Daraus ergibt sich für den Bereich der Fehlanpassungen dieser Größen:

$$\begin{aligned} \Delta E_\gamma & : \pm 56 \text{ MeV} \\ \Delta P_d & : \pm 20 \text{ MeV/c} \\ \Delta \phi_d & : \pm 13^\circ \\ \Delta \lambda_d & : \pm 11^\circ \end{aligned}$$

c. Hypothesenauswahl

Die von GRIND zugeordneten Hypothesen werden akzeptiert, wenn folgende Entscheidungskriterien erfüllt sind (vgl. (BUT 70)):

1. Die Meßgenauigkeit ist befriedigend.
2. Es gilt $E_\gamma < E^{\text{max}} + 3\delta E$, wo δE der berechnete Fehler der Photonenergie ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine wahre Hypothese diese Bedingung nicht erfüllt, ist kleiner als 1%.
3. Die berechneten Bläschendichten der sichtbaren Spuren sind mit den beobachtbaren auf dem Film verträglich.
4. $\chi^2 < 16.25$ für kinematisch dreifach überbestimmte Hypothesen.
5. Sind Deuteron- oder Protonspuren unmeßbar kurz oder unsichtbar, so führen die angepaßten Impulse zu Reichweiten mit $L_{pr} < 2\text{mm}$.

Durch 4. werden weniger als 0.1% der wahren Hypothesen verworfen, wenn die experimentelle χ^2 -Verteilung der theoretischen folgt.

Die Entscheidung über die Kriterien 3. und 5. wird häufig dadurch erschwert, daß kurze Proton- oder Deuteronspuren mit anderen zusammenfallen. Solche Hypothesen werden in Zweifelsfällen zunächst akzeptiert und später in einer besonders sorgfältigen Nachentscheidung überprüft.

Durch das Kriterium 3. können sichtbare Proton- und Deuteronspuren nicht unterschieden werden, da sie eine sehr starke Ionisation aufweisen.

d. Nachentscheidung

Die Nachentscheidung betrifft Ereignisse, für die beim Scan keine Baryonspur registriert, aber durch GRIND eine Deuteronspur angepaßt wurde, die sichtbar sein müßte. Bei allen diesen 2-Spurereignissen wurden gleichzeitig die Hypothesen (d) und (pn) angepaßt. Daher wird in allen Fällen, in denen die angepaßte Deuteronspur sicher nicht existiert, der (d)-Fit verworfen und der (pn)-Fit angenommen. Der (d)-Fit wird genau dann akzeptiert und die (pn)-Hypothese verworfen, wenn eines der folgenden Kriterien zutrifft:

A. Es ist eine Spur sichtbar, deren Lage mit der angepaßten Deuteronspur verträglich ist.

B. Die angepaßte Deuteronspur könnte durch andere Spuren auf dem Film so überdeckt werden, daß sie nicht ausgeschlossen werden kann.

Bei Anwendung dieser Kriterien ist zu berücksichtigen, daß GRIND nicht gemessene Deuteronspuren mit $P_d > 165 \text{ MeV/c}$ nur ungenau rekonstruiert. Dies wurde an (d)-Ereignissen untersucht, die mit FAKE simuliert worden waren. Die Deuteronspur wurde anschließend gelöscht und das Ereignis so durch GRIND analysiert, Aus dem Vergleich der wahren mit den von GRIND gelieferten Werten ergibt sich, daß für die Fehlanpassung der Deuteronspur folgende Grenzen gelten:

$$\begin{aligned} - 20 &\leq \Delta P_d \leq +25 \text{ MeV/c} \\ - 12^\circ &\leq \Delta \phi_d \leq +18^\circ \\ - 12^\circ &\leq \Delta \lambda_d \leq +12^\circ \end{aligned}$$

Durch die Nachentscheidung wurden 66 (d)-Hypothesen verworfen.

Abb. 2 zeigt die P_d -Verteilung der 2-Spurereignisse und die Auswirkung der Nachentscheidung.

e. Ergebnis des bisherigen Auswertungsprozesses

Nach der Auswertungskette a - d liegen 1465 Ereignisse vor, für die die Hypothese (d) akzeptiert wurde. Darunter sind 1289 Ereignisse mit $t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ oder $P_d < 450 \text{ MeV/c}$, die das experimentelle Material der nachfolgenden Untersuchungen bilden. Bei 1168 (92%) von ihnen wurden gleichzeitig eine oder mehrere der Hypothesen (2) - (5) angenommen. In Tab. 1 ist die Aufteilung der Ereignisse auf die einzelnen Hypothesengruppen angegeben.

3.2 Hypothesenauswahl bei mehrdeutigen Ereignissen

Für mehrdeutige Ereignisse gilt folgende zusätzliche Entscheidungsregel:

6. Werden außer der (d) Hypothese auch Kombinationen der Hypothesen (2) - (5) im Auswertungsprozeß (3.1.1a-d) akzeptiert, so wird nur die Hypothese (d) angenommen und die anderen werden verworfen.

Dieses Kriterium wurde nach Untersuchungen an Ereignissen der Kanäle (1) - (5) aufgestellt, die mit FAKE simuliert und durch GRIND analysiert worden waren. Anschließend wurde das experimentelle Entscheidungsverfahren (3.1.1 c,d) nachgeahmt, in dem an Stelle der Regel 3. die folgende tritt:

3'. Die berechneten Bläschendichten der Hypothese sind von denen der FAKE-Hypothese nicht unterscheidbar. Zwei Ionisationen I_1 und I_2 gelten als nicht unterscheidbar, wenn gilt:

$$\Delta I := |I_1 - I_2| < 0.3 + 0.5(I_M - 1)^2 \text{ und } I_M < 4.0$$

für $I_M := \text{Min}(I_1, I_2)$.

Dies ist ein schärferes, aber auch realistischeres Entscheidungskriterium als das bei (KÜB 69) angegebene:

$$\Delta I(\text{KÜB 69}) > 0.4 + (I_M + 1)^2 \text{ und } I_M < 4.0$$

Abb. 3 zeigt den Verlauf von $\Delta I(I_M)$ für beide Kriterien. In den beiden folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der FAKE-Untersuchungen diskutiert. Dabei beziehen wir uns auf das Auswertungsverfahren vor Anwendung der Regel 6.

3.2.1 Abtrennung der Kanäle $\gamma d \rightarrow pp\pi^-(\pi^0)$ und $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 d$

Nach (KÜB 69), (WIL 69) und (BUT 70) wird für weniger als 0.5% der erzeugten FAKE-Ereignisse aus den Kanälen (4) und (5) ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-(\pi^0)$) die Hypothese (d) akzeptiert. Das gleiche gilt nach (KÜB 69) auch für 3-Spurereignisse des Kanals (2) $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 d$. FAKE-Rechnungen mit einer etwa zehnfachen Anzahl von Ereignissen in mehreren E_γ -Bereichen zeigten das gleiche Ergebnis.

Die Hypothese (2) wird für 2-Spurereignisse von GRIND nicht angepaßt. Bei etwa 85% der FAKE-Ereignisse vom Typ (2) wurden dagegen die Hypothesen (d) und (pn) akzeptiert. Unter den experimentellen Ereignissen ist die Hypothese (2) nahezu vollständig mit (pn), (4) bzw. (5)

kontaminiert, ohne daß ein Unterscheidungskriterium gefunden wurde. Daher kann die Anzahl von 2-Spurereignissen der Reaktion (2) aus den experimentellen Daten nicht abgeschätzt werden. Sie werden als (d)-Ereignisse fehlinterpretiert.

3.2.2 Kontamination der Kanäle $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$ und $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- pn$

Die Kontamination der Kanäle (d) und (pn) wird durch die Ambiguitätsrate charakterisiert:

$$AR := \frac{\text{Zahl (d)/(pn)-mehrdeutiger Ereignisse}}{\text{Zahl aller Ereignisse mit einer (pn)-Hypothese}}$$

Die wesentlichen Eigenschaften von AR sind:

- (1) AR ist stark von M_{pn} abhängig.
- (2) AR ist für 2-Spurereignisse größer als für 3-Spurereignisse.
- (3) AR ist für 2- und 3-Spurereignisse jeweils nicht signifikant von E_γ und $M_{\pi\pi}$ abhängig.

In Tab. 2 ist $AR(M_{pn})$ für experimentelle und FAKE-Ereignisse aufgeführt. Mit FAKE wurden (pn)-Ereignisse auf zwei verschiedene Arten erzeugt, zu denen die M_{pn} -Verteilungen der Abb. 4 gehören. Eine Abschätzung der experimentellen Meßgenauigkeit von M_{pn} ergibt sich aus der Häufigkeitsverteilung von $(M_{pn}(\text{FAKE}) - M_{pn}(\text{GRIND}))$ bei FAKE-Ereignissen. Diese Größe ist ungefähr normalverteilt mit der Standardabweichung

$$\begin{aligned} \Delta M_{pn} &= 2 \text{ MeV} \quad \text{bei 3-Spurereignissen} \\ \text{und} \quad \Delta M_{pn} &= 10 \text{ MeV} \quad \text{bei 2-Spurereignissen.} \end{aligned}$$

Eine Liste der akzeptierten Hypothesen von FAKE-Ereignissen der Kanäle (d) und (pn) ist in Tab. 3 angegeben.

a. 2-Spurereignisse

Die FAKE-Rechnungen ergeben für (pn)-Ereignisse mit $M_{pn} < 1.886 \text{ GeV}$ $AR \approx 100\%$, während die experimentellen Ereignisse in diesem Bereich $AR \approx 57\%$ zeigen. Zu $M_{pn} > 1.886 \text{ GeV}$ gibt es im Experiment weniger als 1% (d)/(pn)-mehrdeutige Ereignisse. Aus diesem Befund schließen wir:

1. Unter den experimentellen (pn)-Ereignissen mit $M_{pn} < 1.886 \text{ GeV}$ befindet sich ein erheblicher Anteil falsch interpretierter Ereignisse der Kanäle (4) und (5). Dies zeigen auch FAKE-Rechnungen in (WIL 69).

2. Aus den FAKE-Rechnungen kann der Anteil wahrer (d)-Ereignisse unter den (d)/(pn)-mehrdeutigen nicht abgeschätzt werden.

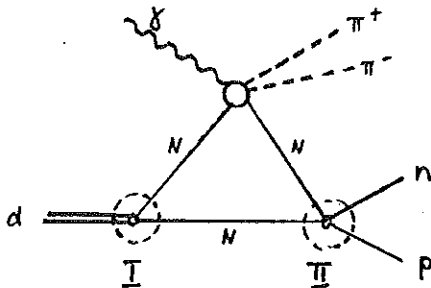
b. 3-Spurereignisse

Unter den FAKE-Ereignissen liegen nahezu alle (d)/(pn)-mehrdeutigen im Bereich $M_{pn} < 1.882$ GeV (vgl. Tab. 2). Für $M_{pn} < 1.882$ GeV gilt im Mittel: $AR_{FAKE} \approx 25\%$ und $AR_{EXP} = 52\%$. Bei simulierten (d)-Ereignissen wird für mehr als 90% auch die (pn)-Hypothese akzeptiert (vgl. Tab. 3). Die Relation $AR_{EXP} > AR_{FAKE}$ wird daher durch (d)-Ereignisse erklärt, bei denen im Experiment auch die Hypothese (pn) angenommen wird.

c. Deutung

Die in a. und b. angeführten Ergebnisse können in folgender Weise gedeutet werden:

1. Deuteronpol: Die Reaktionen des (pn)-Kanals werden in der Impulsapproximation (vgl. 6.4) durch ein Diagramm der nebenstehenden



Art beschrieben. Die M_{pn} -Verteilung wird bestimmt durch die Amplitude $|T_{II}|^2$ am Vertex II. T_{II} kann durch den Deuteronpol approximiert werden (BC 67):

$$T_{II} = - \frac{g^2}{M_{pn}^2 - M_d^2} \quad \text{mit } g = \text{konst.}$$

(vgl. 6.4)

Daraus ergibt sich eine starke Anhäufung der Ereignisse bei $M_{pn} \approx M_d$ (vgl. Abb. 5). Nach einer theoretischen Rechnung (s. Abb. 5) gilt für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \rho^0 np$ für $t < 0.2$ GeV²/c²:

- a. bei 16% der 2-Spurereignisse ist $M_{pn} < 1.886$ GeV
- b. bei 19% der 3-Spurereignisse ist $M_{pn} < 1.882$ GeV.

Diese theoretischen Voraussagen können jedoch nicht auf die experimentellen M_{pn} -Verteilungen angewandt werden, da die Kanäle (pn), (2), (4) und (5) stark kontaminiert sind. Für 3-Spurereignisse folgt jedoch, daß höchstens 5% der (d/pn)-mehrdeutigen Ereignisse mit $M_{pn} < 1.882$ GeV zum (pn)-Kanal gehören.

2. M_{pn} -Grenzen: Die (d/pn)-Mehrdeutigkeit tritt fast nur unterhalb der angegebenen M_{pn} -Grenzen auf.

Da bei 2-Spurereignissen in der (pn)-Hypothese $P_p := 0$ gesetzt wird, gilt $t \sim M_{pn}^2$. $t \approx 0.03$ (GeV/c)² entspricht daher $M_{pn} \approx 1.886$ GeV.

Gleichzeitig sind für 2-Spurereignisse die Größen M_{pn} der (pn)- und χ^2 der (d)-Hypothese korreliert. Dem Schnitt $\chi^2_{pn} < 16.25$ entspricht $M_{pn} \leq 1.902$ GeV.

Bei den 3-Spurereignissen wird die Grenze $M_{pn} < 1.882$ GeV durch die Meßfehler und das Anpassungsverfahren erklärt.

d. Zusammenfassung

Die Kontamination der Kanäle (d) und (pn) kann nur qualitativ gedeutet werden. Eine Abschätzung des Anteils wahrer (d)-Ereignisse unter den kontaminierten 2-Spurereignissen ist nicht möglich. Dieser Anteil beträgt bei 3-Spurereignissen mehr als 95%.

3.3 Scanverlust

Beim Durchmustern des Filmmaterials wird ein Teil der hadronischen 2- und 3-Spurereignisse nicht gefunden. Dieser Scanverlust wird für Ereignisse, die zum (d)-Kanal beitragen, durch zweierlei verursacht:

(1) Verwechslung hadronischer Ereignisse mit unsichtbarer oder kurzer Baryonspur mit e^+e^- -Paaren.

Nahezu alle e^+e^- -Paare werden in Vorwärtsrichtung und unter einem Winkel von 0° (Laborsystem) erzeugt. Daher gibt es einen systematischen Scanverlust besonders in den folgenden kinematischen Bereichen:

a) $t < 0.02$ GeV²/c² oder $P_d < 142$ MeV/c. In diesem Bereich sind d- oder p-Spuren unsichtbar.

b) $0.02 < t < 0.04$ GeV²/c² oder $142 < P_d < 200$ MeV/c. Dies entspricht einer Länge von 0.14 - 0.45 cm der Deuteronspur.

c) Die Häufigkeit kleiner Öffnungswinkel zwischen π^+ - und π^- -Spur nimmt für kleiner werdende Massen $M_{\pi\pi}$ und damit auch die Verwechslungswahrscheinlichkeit mit e^+e^- -Paaren zu.

(2) Unabhängig von ihrer Topologie werden Ereignisse übersehen, wenn sie sich in Gebieten starker Anhäufung von e^+e^- -Paaren befinden, die durch einen hohen Photonfluß erzeugt werden.

Scangüte

Ein Maß für die Qualität der durchgeführten Scans ist die Scangüte,

d.h. der Anteil gefundener an den wahren Ereignissen.

Als Schätzwert für die Scangüte setzen wir die Größe

$$SG := \frac{(n_1 + n_2 - n_{12}) n_{12}}{n_1 n_2},$$

wo n_i die Anzahlen gefundener Ereignisse im i -ten Scan ($i = 1, 2$) und n_{12} die Anzahl der im 1. und 2. Scan gefundenen Ereignisse ist. SG ist jedoch nur dann ein sinnvoller Schätzwert, wenn beide Scans stochastisch unabhängig voneinander sind und die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis zu finden, konstant ist.

Diese Voraussetzungen sind jedoch nicht erfüllt.

SG hängt im (d)-Kanal stark von der Sichtbarkeit des Deuterons sowie für 2-Spurereignisse ($t \lesssim 0.03 \text{ (GeV/c)}^2$) vom Öffnungswinkel α zwischen π^+ - und π^- -Spur ab:

t (GeV/c) ²	SG in % für einen Öffnungswinkel α im Bereich					
	0° - 6°	6° - 12°	12° - 18°	18° - 24°	24° - 30°	> 30°
.02	80 ± 4	34 ± 3	90 ± 3	93 ± 3	98 ± 2	> 99 ± 2
.02-.04	für alle α -Bereiche: 98 ± 1					
.04-.20	für alle α -Bereiche: 99.6 ± 1					

Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler

Die folgenden beiden Methoden werden angewandt, um den Scanverlust abzuschätzen und Korrekturen zu bestimmen:

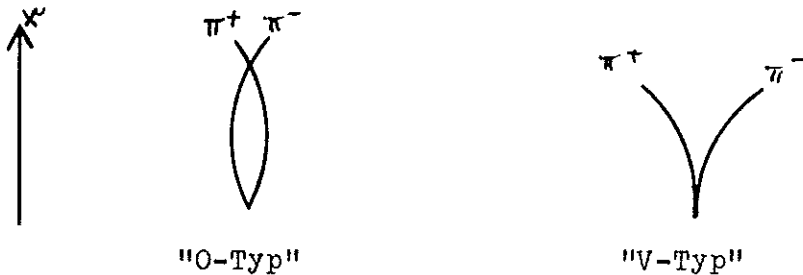
A) Scanwinkelverteilungen

γ -Strahl und Deuteronen in der Blaskammer sind nicht polarisiert. Wählt man in einem Kugelkoordinatensystem die Richtung des γ -Strahls als Polarachse, so gibt es daher keine Vorzugsrichtung für den Azimutwinkel des Vektors $\vec{P}(\pi^+) \times \vec{P}(\pi^-)$. Dieser Winkel heißt Scanwinkel $\psi := \arccos(\text{pr}_{yz}(\vec{P}(\pi^+) \times \vec{P}(\pi^-), z\text{-Achse}))$. Gäbe es keinen Scanverlust, so wäre die Häufigkeitsverteilung von ψ uniform. Die experimentellen Ereignisse zeigen jedoch in den unter (1) angeführten kinematischen Bereichen zwei Effekte, die durch den Scanverlust erklärt werden:

- (a) Im Bereich $S1 := \{\psi: 0^\circ < \psi < 60^\circ\}$, sowie zum Teil in
 $S3 := \{\psi: 120^\circ < \psi < 180^\circ\}$ gibt es jeweils mehr Ereignisse
als in $S2 := \{\psi: 60^\circ < \psi < 120^\circ\}$.

Für $\psi = 90^\circ$ steht die (π^+, π^-) -Ebene senkrecht auf der (y, z) -Ebene.
Der scheinbare Öffnungswinkel von π^+ - und π^- -Spur ist daher für
 $\psi \approx 90^\circ$ klein und Verwechslungen mit e^+e^- -Paaren sind leicht möglich.

- (b) Für $0^\circ < \psi < 90^\circ$ gibt es mehr Ereignisse als für $90^\circ < \psi < 180^\circ$.
Diese beiden Scanwinkelbereiche bezeichnen zwei Typen von Ereignissen,
die sich durch die Lage von π^+ - und π^- -Spur auf dem Film unter-
scheiden:



Ereignisse des V-Typs werden leichter mit e^+e^- -Paaren verwechselt
als solche des O-Typs. Daher sind einige Scanwinkelverteilungen
asymmetrisch bezüglich 90° .

In $S1$ gibt es infolge der Effekte (a) und (b) keinen Scanverlust.
Sind N_1 , N_2 und N_3 die Ereigniszahlen in $S1$, $S2$ und $S3$, so beträgt
der Scanverlust für $N_g := N_1 + N_2 + N_3$ gefundener Ereignisse
 $V_{23} = 3N_1 - N_g$. Oft ist der Effekt (b) nicht signifikant nachweisbar,
so daß dann nur der Scanverlust in $S2$ auftritt: $V_2 = \frac{3}{2}(N_1 + N_3) \cdot N_g$.
Die Effekte (a) und (b) führen nicht zu einer scharfen Abgrenzung von
Scanwinkelbereichen. $S2$ ist daher als kleinster Bereich gewählt worden,
der sicher alle Scanverluste der Art (a) enthält.

In Abb. 6 ist die Abhängigkeit des Scanverlustes von der Photonenergie
und in Abb. 7 sind die $M_{\pi\pi}$ -Verteilungen in $S1$, $S2$ und $S3$ dar-
gestellt. Es zeigt sich eine Zunahme des Scanverlustes mit wachsendem
 E_γ und $M_{\pi\pi}$, denn mit diesen Größen nimmt auch die Häufigkeit von
Ereignissen mit kleinem Öffnungswinkel $(\pi^+\pi^-)$ zu.

In Tab. 4a sind die Korrekturen aufgeführt, die sich für den Scanverlust
aus der Betrachtung der Scanwinkelverteilungen ergeben. Sie betreffen
den Bereich $0 < t < 0.04 \text{ GeV}^2/c^2$. Diese Korrekturen erfassen keine
Ereignisse, für die $(\pi^+\pi^-)$ so klein ist, daß sie mit e^+e^- -Paaren
verwechselt werden, selbst wenn sie zu $S1$ gehören.

B) Rescan

Der Rescan ist ein besonders sorgfältig durchgeführter weiterer Scan. Er wurde an Filmmaterial durchgeführt, das etwa 1/10 des hier betrachteten Photonflusses entspricht. Als zusätzliches Entscheidungskriterium wurde gefordert:

Jedes Ereignis mit zwei möglichen π^+ - und π^- -Spuren wird registriert, wenn für diese Spuren gilt:

- a) Der zum Krümmungsradius gehörende π -Impuls ist für jede mögliche π -Spur größer als 150 MeV.
- b) Ein Öffnungswinkel von $(\pi^+, \pi^-) > 3^\circ$ kann nicht ausgeschlossen werden.

Der Nutzen des Rescans für den (d)-Kanal liegt in der Abschätzung des Scanverlustes, der nicht durch Betrachtung der Scanwinkelverteilungen bestimmt werden kann:

- a) Sicherung des Bereiches S1 bzgl. Ereignisse, für die $\alpha(\pi^+, \pi^-)$ klein ist.
- b) Abschätzung des durch (2) und andere, unbekannte Effekte bedingten Scanverlustes.

Im Rescan wurden acht (d)-Ereignisse gefunden, von denen für drei $0.04 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ gilt. Alle Ereignisse sind gleichmäßig über S1, S2 und S3 verteilt. Wir schließen daraus:

Der durch Betrachtung von Scanwinkelverteilungen ermittelte Scanverlust bedarf bei Berücksichtigung seines statistischen Fehlers keiner weiteren Korrektur für $0 < t < 0.04 \text{ GeV}^2/c^2$. Nur für $t > 0.04 \text{ GeV}^2/c^2$ ist die aus dem Rescan bestimmte Korrektur zu berücksichtigen. Diese Korrektur ist in Tab. 4b angegeben.

3.4 Zusammenfassung der systematischen Fehler des experimentellen Verfahrens

a. 2-Spurereignisse

Es gibt einen unbekanntem Beitrag von Ereignissen der Reaktionen (pn) und $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \dots d$. Beim Scan ist ein Anteil von etwa $(50 \pm 20) \%$ der gefundenen Ereignisse übersehen worden.

b. 3-Spurereignisse

Unter den 3-Spurereignissen beträgt der Anteil falsch entschiedener (pn)-Ereignisse weniger als 5%. Der Scanverlust führt für $t > 0.04 \text{ GeV}^2/c^2$ zu einer Korrektur von etwa 7%.

χ^2 -Schnitt: Die Verteilung der Größen PULL (x_i) ($x_i = \frac{1}{p}, \lambda, \phi$) konnte nur an 111 Ereignissen überprüft werden, die in Hamburg bearbeitet wurden.

Abb. 8 zeigt keine signifikante Abweichung von einer $N(0,1)$ -Verteilung. Wegen der geringen Zahl falsch akzeptierter Hypothesen können wir Übereinstimmung der experimentellen χ^2 -Verteilung mit der theoretischen erwarten, wenn wir für alle 3-Spurereignisse eine $N(0,1)$ -Verteilung der PULL-Größen annehmen (vgl. 3.1 b). Abb. 9 zeigt jedoch eine Verschiebung der experimentellen Werte zugunsten $\chi^2 > 10$ gegenüber der theoretischen Verteilung. Diese Abweichung ist für den Bereich $P_d > 250 \text{ MeV}/c$ stärker als bei 3-Spurereignissen mit $P_d < 250 \text{ MeV}/c$. Extrapoliert man die experimentelle χ^2 -Verteilung nach $\chi^2 > 16.25$, so folgt, daß durch die Entscheidungsregel 4. (3.1 c) etwa 2% der wahren (d)-Hypothesen bei 3-Spurereignissen verworfen werden.

c. Meßfehler

Aus FAKE-Rechnungen ergeben sich folgende Abschätzungen der Meßgenauigkeiten:

Größe	maximaler Fehler (3-Spurereignisse)
E	48 MeV
t	$0.012 \text{ GeV}^2/c^2$
$M_{\pi\pi}$	13 MeV

Bei 2-Spurereignissen liegen diese Werte um etwa 10% höher.

4. Physikalische Auswertung

4.1 Theoretische Modelle

In diesem Abschnitt werden einige Modelle zur ρ^0 -Erzeugung am Deuteron aufgeführt, die zur Anpassung an die experimentellen Massen- und Zerfallswinkelverteilungen benutzt werden.

4.1.1 Modelle zur ρ^0 -Erzeugung

Das Matrixelement T für den Prozeß $\gamma d \rightarrow \rho^0 d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$ kann durch ein Produkt beschrieben werden (PIL 67):

$$(4.1-1) \quad T = T_{st}(\gamma d \rightarrow \rho^0_{stabil} d) \cdot T(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \cdot \phi(M_\rho^2) \quad .$$

$$\phi \text{ ist der Propagator } \phi(M_\rho^2) := \frac{1}{M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2 - iM_\rho \Gamma}$$

Daraus ergibt sich der zugehörige Wirkungsquerschnitt (JA 62) :

$$(4.1-2) \quad d\sigma = d\sigma_{st} BW(M_{\pi\pi}) \text{ konst.}$$

Die folgenden Modelle liefern Ansätze zur Beschreibung von $T_{st}(\gamma d \rightarrow \rho^0_{st} d)$.

Die Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 -Mesons wird nach (GJ 64) beschrieben durch die Wahrscheinlichkeitsdichte W für eine ($J^P = 1^-$)-Resonanz:

$$(4.1-3) \quad W(\cos\theta, \phi) := \frac{3}{4} \left\{ \frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1) \cos^2\theta - \rho_{1,-1} \sin^2\theta \cos 2\phi \right. \\ \left. - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos 2\phi \right\}$$

Darin beziehen wir die Winkel θ und ϕ sowie die Elemente ρ_{ik} der Spindichtematrix auf das Helizitätssystem (s. z.B. (GJ 64), (SPI 67)).

4.1.1.1 Diffraktive Dissoziation

Im Modell der diffraktiven Dissoziation (GW 60) "dissoziiert" ein Teilchen mit der Masse M und dem Impuls P in einen virtuellen Zustand, der diffraktiv in ein reelles System der Masse M^X gestreut wird. Dabei bleiben die Quantenzahlen von Anfangs- und Endzustand gleich. Die Erhaltungssätze für Energie und Impuls werden durch einen Impulsübertrag Q an das Targetteilchen erfüllt. Für hohe Energien ($P \gg M$) gilt:

$$E \simeq P + \frac{M^2}{2P} \simeq (P - Q) + \frac{M^2}{2(P - Q)}, \text{ d.h. } Q \gtrsim \frac{M^2}{2P}.$$

Da Photon und ρ^0 -Meson gleichen Spin und Parität haben, können wir dieses Modell auf die ρ^0 -Photoproduktion beziehen, wofür damit gilt:

$$t \gtrsim \left(\frac{M_\rho^2}{2E_\gamma} \right)^2.$$

a. Ansatz von Ross und Stodolsky

Ross und Stodolsky (RS 66) verknüpfen dieses Modell mit dem phänomenologischen Ansatz einer direkten γ - ρ^0 -Kopplung, die durch das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) interpretiert werden kann (JO 67), (SCH 69). Hiernach gilt für die Amplitude $T_{RS}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d \rightarrow \pi^+ \pi^- d)$ nach (BE 68):

$$T_{RS}(M_{\pi\pi}) = \text{konst.} \cdot \frac{\alpha\pi}{g_\rho^2} T(\rho^0 d \rightarrow \rho^0 d) \frac{M_\rho^2}{-M_{\pi\pi}^2 (M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 + iM_\rho\Gamma)} \cdot \frac{\sqrt{M_\rho\Gamma}}{M_\rho} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\rho^0 d \rightarrow \rho^0 d)$$

Darin ist $T(\rho^0 d \rightarrow \rho^0 d)$ die Amplitude für die diffraktive Streuung des dissoziierten virtuellen Zustandes ρ^0 in ein freies ρ^0 -Meson und g_ρ die bei (GM 62) definierte Kopplungskonstante. In (RS 66) wird $T(\rho^0 d \rightarrow \rho^0 d)$ durch $T(\rho^0 d \rightarrow \rho^0 d)$ genähert, so daß folgt:

$$(4.1-4) \quad \frac{d^2\sigma}{dt \, dM_{\pi\pi}^2}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d \rightarrow \pi^+ \pi^- d) = \frac{\alpha\pi}{g_\rho^2} \cdot \left(\frac{M}{M_{\pi\pi}}\right)^4 \cdot BW(M_{\pi\pi}) \cdot W(\cos\theta, \phi)$$

b. Einfaches optisches Modell zur Diffraktionsstreuung

Die kohärente, diffraktive Streuung $\rho^0 d \rightarrow \rho^0 d$ kann mit dem optischen Modell der Streuung an einer schwarzen Scheibe näherungsweise beschrieben werden. Nach (GG 60) und (PIL 67) kann man die Streuamplitude $f(\theta)$ ($\theta :=$ Streuwinkel) als Summe von $L+1$ Partialwellen beschreiben:

$$f(\theta) = i \frac{1-\eta}{2k} \sum_{l=0}^L (2l+1) P_l(\cos\theta) \quad \text{mit } \eta := \text{Absorptionskoeffizient}$$

$k := \text{Impuls des einlaufenden } \rho^0\text{-Mesons}$

Für große Impulse k kann man die Summe durch eine Besselfunktion nähern:

$$f(\theta) \simeq (kR)^2 \frac{2J_1(kR\theta)}{kR\theta} \simeq (kR)^2 e^{-(1/4) \cdot kR\theta} \quad \text{für } \theta \rightarrow 0,$$

da $L = kR$ ist ($R :=$ maximaler Radius der Wechselwirkung).

Für $\theta \rightarrow 0$ ist $t \simeq (kR)^2$, so daß gilt:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = \frac{\pi}{k^2} \cdot |f(\theta)|^2 = \text{konst.} \cdot e^{-\frac{R^2}{4}t}$$

Damit erhalten wir den Ansatz

$$(4.1-5) \quad \frac{d\sigma(\gamma d \rightarrow f^0_{st} d)}{dt} (t) = \text{konst.} \cdot e^{-At} \quad \text{mit } A = \text{konst.}$$

Mit (4.1-4) ergibt sich:

$$(4.1-6) \quad \frac{d^2\sigma}{dt dM_{\pi\pi}^2} (\gamma d \rightarrow f^0 d \rightarrow \pi^+ \pi^- d) = \text{konst.} \cdot e^{-At} \left(\frac{M_{p^0}}{M_{\pi\pi}}\right)^4 BW_f(M_{\pi\pi}) W(\cos\theta, \phi)$$

Dieses einfache optische Modell setzt voraus, daß die Kohärenzbedingung $Q \cdot R \gg 1$ erfüllt ist. Dies ist für $E_\gamma > \frac{1}{2} M_p^2 R = 3 \text{ GeV}$ bei $R = 21F$ (Deuteronradius) der Fall.

c. Abhängigkeit von A und $M_{\pi\pi}$

In (πp)- und (γp)-Experimenten (z.B. (BAR 68) bzw. (ABBHM 68)) ergab sich, daß bei einem Exponentialansatz der Art (4.1-5) die Größe A mit $M_{\pi\pi}$ variiert.

H. Yoshii (YO 69) führt die Abhängigkeit auf denjenigen Teil der Amplitude zurück, der die kinematischen Singularitäten enthält.

Seine Auswertung ergibt den Ansatz

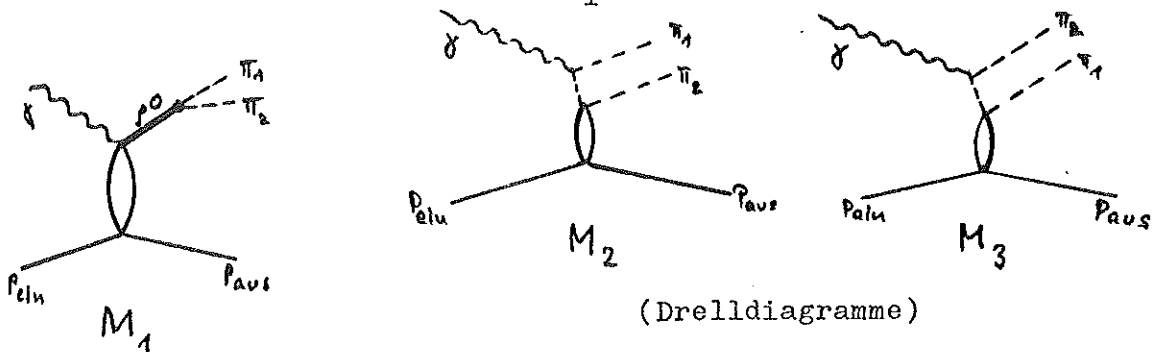
$$(4.1-7) \quad \frac{d^2\sigma}{dt dM_{\pi\pi}^2} = \text{konst.} \cdot e^{4 \frac{M_p^2 - M_{\pi\pi}^2}{M_p^2 M_{\pi\pi}^2} t} \left(\frac{M_p}{M_{\pi\pi}}\right)^8 BW_f(M_{\pi\pi}) \frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow f^0_{st} d)$$

Ein Modell von Kramer und Uretsky (KU 68) führt näherungsweise zu dem Ansatz

$$(4.1-8) \quad \frac{d^2\sigma}{dt dM_{\pi\pi}^2} = \text{konst.} \cdot e^{2 \frac{M_p^2 - M_{\pi\pi}^2}{M_p^2 M_{\pi\pi}^2} t} \left(\frac{M_p}{M_{\pi\pi}}\right)^4 BW_f(M_{\pi\pi}) \frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow f^0_{st} d)$$

4.1.1.2 Interferenzmodell von Söding

Nach Söding (SÖ 66) sind für die f^0 -Photoproduktion am Proton drei Diagramme mit den Matrixelementen M_i zu betrachten:



$M_1(s, t) := \text{konst. } F(s) e^{-\frac{1}{2} A_p t}$ ist ein Matrixelement für ρ^0 -Erzeugung und M_2, M_3 sind Matrixelemente für die Erzeugung eines nicht-resonanten $(\pi^+ \pi^-)$ -Paares im p-Zustand (Drellgraphen).

Die resultierende Amplitude $|M|^2$ setzt sich damit aus drei Anteilen zusammen:

$$(4.1-7) \quad |M|^2 = |M_1|^2 + \{ |M_2|^2 + |M_3|^2 + I(M_2, M_3) \} + \{ I(\text{Im}M_1, M_2) + I(\text{Im}M_1, M_3) \}$$

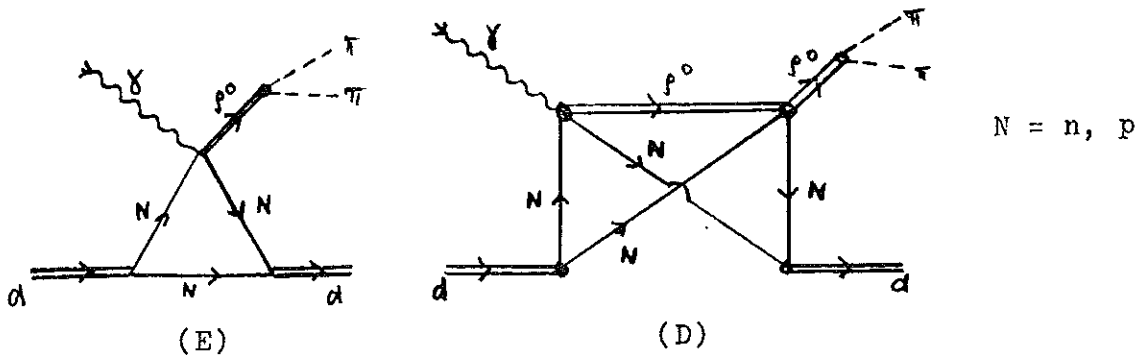
("Drelluntergrund") ("Interferenzterm")

mit $I(M_i, M_j) :=$ Amplitude für die Interferenz zwischen M_i und M_j
 Wir übernehmen dieses Modell ohne weitere Diskussion, indem wir das Proton durch ein Deuteron ersetzen.

4.1.2 Modell für Streuprozesse am Deuteron

Nach (FG 66) läßt sich der gesamte Wirkungsquerschnitt eines elastischen Streuprozesses am Deuteron in drei Terme aufspalten:

$\sigma_g = \sigma_E + \sigma_D + \sigma_{DE}$ kann also als Summe der Wirkungsquerschnitte für Einzelstreuung (E) am Proton oder Neutron, für Doppelstreuung (D) und Interferenzprozessen (DE) dargestellt werden.



Einzel- und Doppelstreudiagramme für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$

Die Beiträge σ_E, σ_D und σ_{DE} wurden für $1.8 < E_\gamma < 5.3$ GeV für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$ berechnet (KNI 70). Für die Ortswellenfunktion des Deuterons wurde dabei eine Anpassung von Moravcsik (MO 68) an die Gartenhaus-Wellenfunktion benutzt:

$$\psi_d(r) = a_1 (e^{-\alpha_1 r} - e^{-a_2 r}) (1 - e^{-a_3 r}) (1 - e^{-a_4 r})$$

Die a_i sind angepaßte Parameter und es ist $\alpha = \sqrt{M_N E_B} = 45.7$ MeV/c (vgl. F.4). Aus dieser Rechnung ergibt sich für $t < 0.2$ GeV²/c²:

1. Der Anteil von σ_D an σ_g ist kleiner als 0.5%.
2. Die Interferenz (DE) ist destruktiv. Der Anteil von σ_{DE} an σ_g beträgt etwa 9%.

3. Abb. 10 zeigt den Verlauf von $\frac{d\sigma_g}{dt}(t)$, $\frac{d\sigma_E}{dt}(t)$ und $\frac{d\sigma_{DE}}{dt}(t)$.

Alle drei Terme werden ungefähr durch eine Exponentialfunktion der Form $\frac{d\sigma_i}{dt}(t) = \text{konst.} \cdot e^{-A_i t}$ ($i = g, E, DE$) beschrieben.

Aus der Theorie von Franco und Glauber (FG 66) können wir unter folgenden Voraussetzungen Schlüsse für die Reaktion $\gamma d \rightarrow p^0 d$ ableiten:

- (1) Keine Spin- und Isospinabhängigkeit der Wechselwirkung. Dann gilt für die Einzelstreuamplituden $f_p(\gamma p \rightarrow p^0 p) = f_n(\gamma n \rightarrow p^0 n)$.
- (2) Das Deuteron befindet sich in einem reinen S-Zustand. Das bedeutet, daß der Anteil des D-Zustandes durch einen S-Anteil ersetzt wird.
- (3) Die Fermibewegung der Nukleonen ist während der Wechselwirkung vernachlässigbar.

Dann gilt nach (BER 69):

$$(4.1-8) \quad f_d(E_\gamma, \vec{q}) = S\left(\frac{q^2}{4}\right) \left(f_p(E_\gamma, \vec{q}) + f_n(E_\gamma, \vec{q}) \right) + \frac{1}{2} \frac{1}{\pi E_\gamma} \cdot \int d^3p S(p^2) f_p(E_\gamma, \frac{\vec{q}-\vec{p}}{2}) f_n(E_\gamma, \frac{\vec{q}+\vec{p}}{2})$$

wo $S(q^2) := \int dx |\psi_d(x)|^2 e^{iqx}$ der Formfaktor des Deuterons und $f_d(\gamma^0 d \rightarrow p^0 d)$ die gesamte elastische Streuamplitude ist.

Daraus folgt für den differentiellen Einzelstreu-Wirkungsquerschnitt

$$(4.1-9) \quad \frac{d\sigma_E}{dt}(t) = \text{konst.} \cdot S^2\left(\frac{t}{4}\right) \cdot \frac{d}{dt}(\gamma N \rightarrow p^0 N) \quad (N = n, p)$$

Das (γp) -Experiment (ABBHM 68) zeigt vorwiegend diffraktive

p^0 -Erzeugung am Proton, die dem Exponentialansatz

$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p^0 p) = B_p e^{-A_p t}$ ($B_p, A_p = \text{konst.}$) genügt. Mit (4.1-9) und der Voraussetzung (1) folgt also:

$$(4.1-10) \quad \frac{d\sigma_E}{dt}(\gamma d \rightarrow p^0 d) = \text{konst.} \cdot S^2(t/4) \cdot e^{-A_p t}$$

Der Formfaktor $S(t)$ weicht für $t \rightarrow 0$ stark von einer Exponentialfunktion

ab. Bei hinreichend großem t wird ψ_d durch eine Gaußfunktion an-

genähert, so daß für $t > 0.02 \text{ GeV}^2/c^2$ näherungsweise gilt

$S^2(t) = \text{konst.} \cdot e^{-A_S}$ (vgl. (FG 66)). Damit erhalten wir den Ansatz

$$(4.1-11) \quad \frac{d\sigma_E}{dt}(\gamma d \rightarrow p^0 d) = \text{konst.} \cdot e^{-A t} \quad \text{mit } A = A_S + A_p.$$

4.2 Verfahren zur physikalischen Auswertung

4.2.1 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Im Photonenergieintervall $I_E := (E_\gamma, \Delta E_\gamma)$ beträgt der Wirkungsquerschnitt, der $N(I_E)$ Ereignissen entspricht

$$\sigma(I_E) = \frac{N(I_E)}{N_\gamma(I_E)} \cdot \frac{1}{ML},$$

wo $M :=$ Anzahl der Deuteronen pro cm^3

$L :=$ Länge des Scanbereiches längs der x-Achse

$N_\gamma(I_E) :=$ Anzahl der Photonen mit $E_\gamma \in I_E$, die in das durchmusterte Volumen eingetreten sind.

N_γ ist mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_p(E)$ für e^+e^- -Paarerzeugung und der Anzahl N_p der im Scanbereich erzeugten e^+e^- -Paaren

verknüpft (SPI 67):
$$N_\gamma(I_E) = \frac{N_p(I_E)}{\sigma_p(E_\gamma)} \cdot \frac{1}{ML}$$

σ_p wurde theoretisch nach (WL 56) berechnet (s. (BUT 70)). N_p wurde durch stichprobenweises Auszählen der e^+e^- -Paare mit einer Energie

von mehr als 100 MeV bestimmt. Damit ist auch das Photonspektrum

$S(E_\gamma) := \frac{N_\gamma(I_E)}{\Delta E_\gamma}$ bekannt. Definiert man $F(E_\gamma) := \frac{\phi \cdot ML}{S(E_\gamma)}$ mit

$\phi :=$ Gesamtzahl aller im Scanbereich erzeugter e^+e^- -Paare, so folgt:

$$(4.2-1) \quad \sigma(I_E) = \frac{N(I_E) \cdot F(I_E)}{\phi \cdot \Delta E_\gamma}$$

Im Rahmen des Programmes MITOSIS wurden Wirkungsquerschnitte $\sigma_1(I_E)$ für den Prozeß 1 berechnet nach

$$(4.2-2) \quad \sigma_1(I_E) = \frac{1}{\phi \cdot \Delta E_\gamma} \cdot \sum_{i \in I_E} \frac{N_1 F_1(x_1)}{\int_B F_1(x) dx} \cdot F(E_\gamma^i)$$

Dabei ist (vgl. 6.1)

$N_1 :=$ Anzahl der Ereignisse der Art 1 in I_E

$F_1 :=$ Faktor, der durch die Amplitude des Prozesses 1 charakterisiert wird

$B :=$ beobachteter kinematischer Bereich

$x :=$ Satz kinematischer Größen, die den Prozeß 1 beschreiben

Das Verfahren zur Bestimmung der totalen und differentiellen

Wirkungsquerschnitte wird im Anhang (6.1 - 6.3) beschrieben,

4.2.2. Ansätze zur Anpassung der Massen- und Zerfallswinkelverteilungen

Für den Wirkungsquerschnitt eines Prozesses mit der Amplitude $|T|^2$ in der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$ gilt (vgl. (2-5)):

$$(4.2-3) \quad d\sigma(E_\gamma, t) = \frac{\text{konst.}}{E_\gamma^2} |T(E_\gamma, t)|^2 q_{\pi\pi}(M_{\pi\pi}) dM_{\pi\pi} dt$$

Zur Anpassung von Massenverteilungen werden zwei Typen von Ansätzen für die Amplitude $|T|^2$ benutzt:

1. Die innere Struktur des Deuteron wird nur insofern berücksichtigt, als sie durch den Faktor e^{-At} ($A = \text{konst.}$) in $|T|^2$ näherungsweise beschrieben wird (vgl. (4.1.2)). Diese Amplituden werden durch $|T^A|^2$ bezeichnet.

2. Nach (4.1.2) tragen fast ausschließlich die Prozesse (E) und (DE) zur Reaktion (d) bei. Es unterscheiden sich nach Abb. 10 die t-Verteilungen und nach (KNI 69) die Verteilungen von $M_{\pi\pi}$ und $M(d\pi^+)$ von (E) und (DE) in ihrer Form wenig. Zur Anpassung der Anteile einiger Prozesse (ρ^0 -Erzeugung, ...) werden daher die Massenverteilungen benutzt, die sich aus dem Einzelstreudiagramm ergeben. Die zugehörigen Amplituden bezeichnen wir durch $|T^E|^2$.

a. Ansätze für $|T^A|^2$

Anpassungen für die Amplituden $|T^A|^2$ wurden mit dem Programm MITOSIS (vgl. (6.1)) durchgeführt. Darin wird nach der erweiterten Maximum-Likelihood-Methode der Ausdruck

$$\mathcal{L}(\alpha, A_1) := \sum_{i=1}^N \ln \sum_1 \frac{N_1 F_1(x_i; \alpha)}{\int_B F_1(x; \alpha) dx} - \sum_1 N_1 \quad (\text{vgl. (4.2-2) })$$

durch Variation der N_1 und des Parametersatzes α maximalisiert.

Die Amplituden $|T_1^A|^2$ werden durch die $F_1(x, \alpha) := \text{konst.} \cdot |T_1^A|^2$ mit den folgenden Ansätzen beschrieben:

1. Peripheralisierter Phasenraum: $F_B := e^{-A_B t}$, $A_B = \text{konst.}$

2. ρ^0 -Erzeugung :

a) nach Breit-Wigner (BW): $F_{BW} = E_\gamma^2 e^{-A_\rho t} F_{BW}^{\rho} (M_{\pi\pi}) \cdot W(\cos \theta, \phi)$

b) nach Ross-Stodolsky (RS): $F_{RS} = F_{BW} \cdot \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}} \right)^4$

c) nach Yoshii (Y) : $F_Y = F_{BW} \cdot \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}} \right)^8 e^{4 \frac{M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2}{M_\rho^2 M_{\pi\pi}^2} t}$

d) nach Kramer-Uretsky (KU): $F_{KU} = \sqrt{F_Y}$

e) nach Söding (S):

$$F_S = \left\{ BW_\rho(M_{\pi\pi}) W(\cos \theta, \phi) + 2\sqrt{a} I(M_{\pi\pi}, E_\gamma) + a D(M_{\pi\pi}, E_\gamma) \right\} e^{-A_\rho t}$$

$D(M_{\pi\pi}, E_\gamma)$ und $I(M_{\pi\pi}, E_\gamma)$ sind Parametrisierungen für Beiträge des Drelluntergrundes und des Interferenzterms (vgl. (4.1-7)), die vom (γp) -Experiment (ABBHHM 68) übernommen wurden. a ist ein Parameter, der für $1.8 < E_\gamma < 5.3$ GeV zu $a = 0.3 \pm 0.03$ angepaßt und daraufhin stets auf $a := 0.3$ für alle E -Bereiche fixiert wurde. Schwankungen von a im Bereich $0.2 < a < 0.4$ verändern die Ergebnisse der Anpassungen der N_1 um weniger als eine Standardabweichung.

b. Ansätze für $|T^E|^2$

Die theoretischen Verteilungen von $M_{\pi\pi}$ und $M(d\pi^+)$ der betrachteten Einzelstreuprozesse wurden mit einem Monte-Carlo-Programm erzeugt (s. 6.4). Die Anteile der einzelnen Beiträge wurden durch Anpassung dieser Verteilungen an die experimentellen bestimmt.

Für die Amplituden der ρ^0 -Erzeugung am Nukleon wird

$$|T_{\rho^0}^N|^2 = \text{konst.} \cdot E_\gamma^2 \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) \cdot BW_\rho(M_{\pi\pi}) \cdot \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}} \right)^4 \cdot W(\cos \theta)$$

angesetzt. Darin ist $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ (ABBHHM 68) entnommen. Fest eingesetzte Parameter sind: $M_\rho = 765$ MeV, $\Gamma_\rho = 130$ MeV, $\xi_0 = 0.05$.

Zur Beschreibung nicht-resonanter $(\pi^+ \pi^-)$ -Erzeugung wurden Phasenraumereignisse mit $|T_B^N(\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- N)|^2 = \text{konst.}$ erzeugt. Als zusätzlichen Untergrundterm wurden die Reflektionen der Reaktion $\gamma d \rightarrow \omega d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 d$ in die Verteilungen von $M_{\pi\pi}$ und $M(d\pi^+)$ mit FAKE/GRIND erzeugt.

Dieser Beitrag soll falsch interpretierte 2-Spurereignisse aus dem Kanal $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 d$ beschreiben (vgl. 3.2.1).

Weiterhin wird intermediäre Δ -Erzeugung betrachtet. Analog zur ρ^0 -Erzeugung wird die Amplitude $|T^N|^2$ den Daten des (γp) -Experimentes (ABBHHM 68) zur Δ^{++} -Erzeugung am Proton entnommen (vgl. 6.4).

4.2.3 Anpassungsverfahren

Zu den Ansätzen (A) für $|T^A|^2$ und (E) für $|T^E|^2$ wurden verschiedene

Anpassungsverfahren benutzt:

1. Für die Einzelstreuprozesse mit $|T_1^E|^2$ wurden nur die Anteile N_1 der einzelnen Beiträge durch gleichzeitige Anpassung in den drei Massenverteilungen mit dem Programm PROFIT (LÜ 69) bestimmt. Die Anpassung dieser Größen durch ein Maximum-Likelihood-Verfahren im Dalitzplot ($M_{\pi\pi}^2$ vs. $M^2(d\pi^+)$) ergab für $1.8 < E < 2.5$ GeV übereinstimmende Ergebnisse.

2. Die folgende Abbildung ist ein Schema des Anpassungsverfahrens für die Ansätze der Art (A). Diese Kette wurde mehrfach mit jeweils neu angepaßten Parametern durchlaufen, bis eine befriedigende Konvergenz innerhalb der Fehler erreicht wurde.

angepaßte Parameter	benutzte Modelle	Programm
M_ρ, Γ_ρ	(BW), (RS), (S); (PR)	RESFIT (LÜ 68)
Anteile N_1 in t-Intervallen für die E_γ -Intervalle 1.8-2.5, 2.5-3.5, 3.5-5.3 GeV	(RS); (PR)	MITOSIS
A_ρ, A_{PR}	$\frac{d\sigma_i}{dt} \sim e^{-A_i t}$ (i = ρ^0, PR)	UNIFIT (LÜ 68)
Anteile N_1 für $t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ in 5 E_γ -Intervallen	(RS), (S), (Y), (KU); (PR)	MITOSIS
$\rho_{00}, \rho_{1,-1}, \text{Re } \rho_{10}$		MITOSIS

Anpassungsverfahren für (A)

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Differentielle und totale Wirkungsquerschnitte

Die Anpassungsverfahren (A) und (E) ergeben, daß die Massenverteilungen (Abb. 11 a - d) vollständig beschrieben werden können durch ρ^0 -Erzeugung und einen Untergrund, der dem Phasenraum und teilweise der Reflektion des $(\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 d)$ - Kanals zugeordnet wird. Der Anteil für intermediäre Δ - Erzeugung ist mit Null verträglich. Für $1.8 < E_\gamma < 5.3$ GeV und $t < 0.04$ GeV²/c² verschwindet der Untergrund fast vollständig. Auch für $1.1 < E_\gamma < 1.8$ GeV liegt der ρ^0 -Anteil für $t < 0.04$ GeV²/c² erheblich über dem bei $t < 0.04$ GeV²/c² (s. Tab. 5b). Tab. 5a ermöglicht einen Vergleich zwischen den Anpassungen für die Ansätze (RS) (Ross-Stodolsky), (S) (Söding) und (E) (Einzelstreuprozess mit ρ^0 -Erzeugung nach (RS 66)). (E) ist in allen E_γ - Bereichen am besten, (S) ist für $1.8 < E_\gamma < 5.3$ GeV besser als (RS). Anpassungen mit dem Ansatz von Yoshii (Y) sind unbefriedigend, während solche nach (KU) ähnlich (RS) verlaufen und einen etwa 10% höheren ρ^0 -Anteil ergeben.

In diesen Anpassungen wurden feste Werte für folgende Parameter benutzt: $M_\rho = 765$ MeV, $\Gamma_\rho = 130$ MeV, $\rho_{00}^H = 0.05$ und $f_{ik} = 0$ für $(i,k) \neq (0,0)$. In (RS) und (S) wurde $A_\rho = A_{PR} = 23$ GeV²/c² gesetzt.

Anpassungen in den Scanwinkelbereichen S1 und S1+S3 (vgl. 3.3) ergaben ρ^0 -Anteile, die sich um weniger als eine Standardabweichung unterscheiden. Daher wurde darauf verzichtet, in den Anpassungen eine Gewichtsfunktion einzuführen, die die leichte Verformung der Massenspektren durch den Scanverlust (vgl. Abb. 7) korrigiert.

In Tab. 6 und Abb. 12a,b sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d}{dt}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d)$ in drei Photonenergieintervallen zwischen 1.8 und 5.3 GeV angegeben. Sie wurden nach (RS) mit dem MLM-Programm MITOSIS so bestimmt, daß sie zu den totalen Wirkungsquerschnitten führen, die sich mit (E) ergeben. Diese Normierung wurde wegen der großen Unsicherheit der ρ^0 -Anteile für $t < 0.04$ GeV²/c² vorgenommen.

Für den Ansatz $\left. \frac{d\sigma(\gamma d \rightarrow f^0 d)}{dt} \right|_{t_f=0} = B e^{-At}$ ergeben sich folgende Werte:

E (GeV)	B ($\mu\text{b GeV}^{-2}$)	A $\text{GeV}^{-2} c^2$
1.8 - 2.5	262 \pm 83	21.5 \pm 3.5
2.5 - 3.5	283 \pm 109	23.7 \pm 4.6
3.5 - 5.3	288 \pm 93	23.2 \pm 3.6

Die Wirkungsquerschnitte $\sigma(\gamma d \rightarrow f^0 d)$ für $0 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ sind in Tab. 7 und Abb. 13 für fünf E_γ -Intervalle angegeben. Zum Vergleich ist in Abb. 13 der Verlauf von $\sigma(E_\gamma)$ eingezeichnet, der aus dem Ansatz (RS) folgt:

$$(4.3-1) \quad \sigma(E_\gamma) = \text{konst.} \cdot \int_{t_{\min}(E_\gamma)}^{0.2 \text{ GeV}^2/c^2} e^{-23t} dt \int_{2 M_\pi}^{\text{Max}(M_{\pi\pi}(E_\gamma, t))} BW_f(M_{\pi\pi}) \cdot \left(\frac{M_f}{M_{\pi\pi}}\right)^4 \cdot dM_{\pi\pi}^2$$

Darin bezieht sich $t_{\min}(E_\gamma)$ auf $M_{\pi\pi} = 2M_\pi$.

In Abb. 14 sind die Wirkungsquerschnitte eingetragen, zu denen die Anpassungen (RS), (S) und (E) führen.

Nach (HSI 68) gilt für elastische π^+d -Streuung bei 3.65 GeV/c:

$$\frac{(t > 0.2 \text{ GeV}^2/c^2)}{(t_{\min}^0 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2)} = 2\% \text{ mit } t_{\min}^0 := t_{\min} \text{ für } \gamma d \rightarrow f^0 d.$$

Eine theoretische Rechnung von G. Knies (KNI 70) für die Reaktion $\gamma d \rightarrow f^0 d$ ergibt:

E (GeV)	($t > 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$) (μb)
1.8 - 2.5	0.40
2.5 - 3.5	0.35
3.5 - 5.3	0.30

Die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma d \rightarrow f^0 d$ sind also um etwa 2% größer als die angegebenen Werte von ($0 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$).

Der Photonfluß (vgl. 4.2.1) ist mit einem Fehler von 2% für $E_\gamma < 2 \text{ GeV}$ und 5% für $E_\gamma > 2 \text{ GeV}$ bestimmt worden. Dieser Fehler ist in allen angegebenen Wirkungsquerschnitten enthalten.

4.3.2 ρ^0 - Parameter: M_ρ, Γ_ρ und Dichtematrixelemente

In Tab. 8 sind Anpassungen von M_ρ und Γ_ρ nach den Modellen (BW), (RS) und (S) angegeben. Sie beziehen sich auf den Bereich $0.04 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ und $1.8 < E_\gamma < 5.3 \text{ GeV}$, in dem der nicht-resonante Untergrund fast verschwindet. Einen Vergleich der unterschiedlichen Beschreibungen der $M_{\pi\pi}$ - Verteilung bei ρ^0 -Erzeugung nach diesen Ansätzen liefert Abb. 15.

Die Zerfallswinkelverteilungen $W(\cos\theta_H)$ und $W(\phi_H)$ im Helizitätssystem sind in Abb. 16 für drei E_γ -Bereiche oberhalb 1.8 GeV bei $0 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ und $0.62 < M_{\pi\pi} < 0.84 \text{ GeV}$ aufgetragen. Die eingezeichneten Kurven sind nach Anpassung der Dichtematrixelemente $\rho_{00}^H, \rho_{1,-1}^H$ und $\text{Re } \rho_{10}^H$ berechnet worden. Deren Werte sind in Tab. 9 angegeben. Sie sind mit Null verträglich und damit auch mit den Vorhersagen des "Starken - Absorptionsmodells" ((EI 66), (KRA 67)). Die Symmetrie der aus dem ρ^0 - Zerfall stammenden π^+ - und π^- -Mesonen im ρ^0 -Ruhesystem bzgl. $\cos \theta^H = 0$ zeigt Abb. 17. Darin ist die Größe $\frac{F-B}{F+B}$ in Abhängigkeit von $M_{\pi\pi}$ aufgetragen, wobei F und B die Anzahl der Ereignisse mit $\cos\theta^H > 0$ bzw. $\cos\theta^H < 0$ ist. Man sieht, daß $R \approx 0$ beträgt.

5 Diskussion der Ergebnisse

5.1 Systematische Fehler der Wirkungsquerschnitte

In den angegebenen Fehlern der Wirkungsquerschnitte sind zwei systematische Fehler nicht enthalten:

1. Anteil falsch interpretierter Ereignisse: Die 2-Spurereignisse enthalten einen unbekanntem Anteil der Kanäle (pn) und $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- \sigma^0 d$. Aus theoretischen Rechnungen ((LEB 68), (KNI 70)) läßt sich abschätzen, daß der Beitrag des (pn) - Kanals für $1.8 < E_\gamma < 5.3$ GeV und $t < 0.04$ GeV²/c² höchstens 30% beträgt. Bei den 3-Spurereignissen gibt es nur einen Anteil des (pn) - Kanals, der zu weniger als 5% abgeschätzt wurde (vgl. 3.2.2).

2. Unsicherheit in der Beschreibung von Resonanzform und Untergrund:

Die Beschreibung des nicht-resonanten Untergrundes durch einen peripheralisierten Phasenraum ist eine phänomenologische Annahme. In anderen Experimenten (z.B. (AL 70)) wird dieser Anteil durch ein passendes Polynom beschrieben. Zusammen mit der Unsicherheit der Beschreibung der Resonanzform (vgl. Tab. 9) ergibt sich daraus ein möglicher systematischer Fehler der Wirkungsquerschnitte für f^0 - Erzeugung. Diese Unsicherheit schätzen wir zu 30% für $E_\gamma < 1.8$ GeV und zu 15% für $1.8 < E_\gamma < 5.3$ GeV ab.

5.2 Die Kopplungskonstante χ_f

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte lassen sich zur Berechnung der Kopplungskonstanten (vgl. (GM 62)) heranziehen. Hierzu verwenden wir nach zwei Methoden, die das Quark- bzw. Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) annehmen:

1. Aus dem Quarkmodell folgt (KOK 69):

$$\frac{\sigma_{\gamma d \rightarrow f^0 d}^{pCM}}{\sigma_{\pi^+ d \rightarrow \pi^+ d}^{pCM}} = \frac{\alpha}{4} \cdot \left(\frac{\delta_f^2}{4\pi} \right)^{-1} \cdot \sigma_{\pi^+ d \rightarrow \pi^+ d}^{pCM}$$

Darin ergibt sich der kinematische Faktor $\frac{\sigma_{\pi^+ d \rightarrow \pi^+ d}^{pCM}}{\sigma_{\gamma d \rightarrow f^0 d}^{pCM}}$ z. B. nach (KÄL 64).

Wir beziehen die Wirkungsquerschnitte auf den Bereich $0.04 < t < 0.02$ GeV²/c².

Entnimmt man $(\pi^+ d \rightarrow \pi^+ d)$ (HSI 68) und $(\gamma d \rightarrow f^0_{st} d)$ Tab. 6, so ergibt sich

$$\frac{\delta_f^2}{4\pi} = 0.65 \pm 0.14$$

2. Aus dem VDM und dem optischen Theorem folgt (STO 67):

$$\sigma_{\text{tot}}^2(\gamma d) = 16\pi\alpha \left\{ \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \left[\left(\frac{\chi_V^2}{4\pi} \right)^{-1} \cdot \frac{P_{CM}^{\chi}}{P_{CM}^V} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow Vd) \Big|_{t=0} \right]^{1/2} \right\}^2$$

Im Ansatz $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d) = B e^{-At}$ hat B die Bedeutung von $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}$.

Die Wellenfunktion des Deuterons weicht jedoch für große $|\vec{x}|$ stark von einer Gaußfunktion ab, so daß bei $t \rightarrow 0$ auch $S^2 \left(\frac{t}{4} \right)$ und damit $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d)$ nicht durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden. Bei ρ^0 -Photoerzeugung ist wegen $M_{\rho^0} \neq 0$ auch $t_{\text{min}} > 0$. Die Extrapolation von $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d)$ nach $t=0$ muß also für $M_{\rho^0} = 0$ auch unter der Annahme eines Modells für die Deuteronwellenfunktion berechnet werden, für das eine Gaußfunktion ungeeignet ist.

Unter diesem Vorbehalt setzen wir $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d) \Big|_{t=0} = B$ für

$3.5 < E_\gamma < 5.3$ GeV ein (s. 4.3.1). $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$ wurde für diesen Energiebereich gemessen (MEY 69).

Bei (γp) -Experimenten ergibt sich für den diffraktiven Anteil von

$$\frac{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \omega p) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \phi p)}{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)} \Big|_{t=0} = 17\% \quad (\text{LO 69}). \text{ Nehmen wir}$$

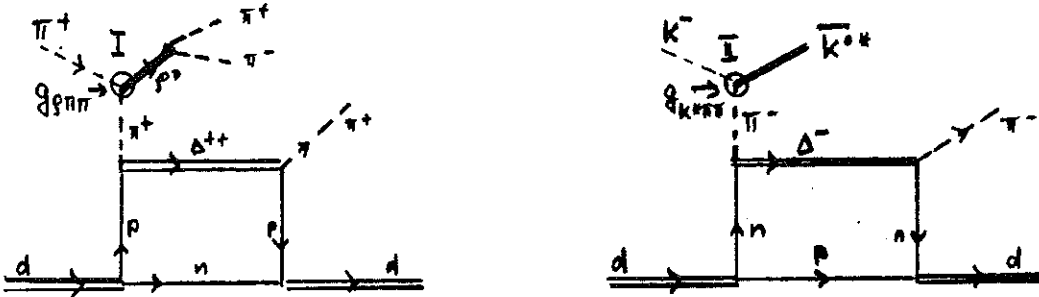
für dieses Experiment das gleiche Verhältnis an, und setzen $\frac{\chi_\omega^2}{4\pi} = 4.1$ und $\frac{\chi_\phi^2}{4\pi} = 4.4$ (LO 69) ein, so ergibt sich

$$\frac{\chi_\rho^2}{4\pi} = 0.19 \pm 0.08$$

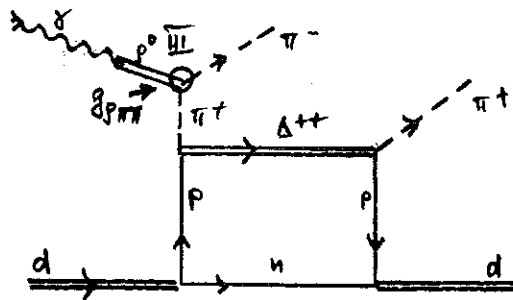
Nach (DT 66) kann man abschätzen, daß eine korrekte Extrapolation von $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow \rho^0 d)$ nach $t=0$ den Wert von $\frac{\chi_\rho^2}{4\pi}$ um weniger als 50% ändert. Die Anwendung des VDM führt in diesem Experiment damit zu einem signifikant niedrigeren Wert als bei (MC 69), (TIN 68) und (BUL 69), die $\frac{\chi_\rho^2}{4\pi} = 0.5 \pm 0.1$ bzw. 1.1 ± 0.2 angeben. Andererseits ist der Wert dieses Experimentes verträglich mit $\frac{\chi_\rho^2}{4\pi} = 0.2$, was (DP 69) unter Anwendung des VDM aus Wirkungsquerschnitten zur Einfachpion-erzeugung mit polarisierten Photonen erhalten. Die Auswertung dieser Daten ist jedoch umstritten (vgl. (GL 69), (LO 69)).

5.3 Der d^* -Effekt

In den (π^+d) -Experimenten (ABO 65), (CNO 68), (FOR 65), (VEG 65) und (VAN 69) sowie im (k^-d) -Experiment (WER 69) wurden signifikante Anhäufungen in den $(d\pi^+)$ -Massenverteilungen bei etwa 2.2 GeV gefunden, die als d^* bezeichnet werden. Dieser Effekt konnte durch intermediäre Δ -Erzeugung beschrieben werden, z.B. :



Ein analoges Diagramm für dieses Experiment lautet:



Den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma d \rightarrow d^* \pi$ können wir aus den Breiten an den Vertizes I, II und III sowie aus den Daten

$$\sigma(\pi^+d \rightarrow d^* \rho^0) = (106 \pm 18) \mu b \quad (\text{VAN 69})$$

$$\sigma(k^-d \rightarrow d^* \bar{k}^0) = (28 \pm 10) \mu b \quad (\text{WER 69}) \quad \text{abschätzen zu}$$

$$\sigma(\gamma d \rightarrow d^* \pi) \approx 0.4 \mu b.$$

Diese Abschätzung bestätigt das Ergebnis dieses Experimentes, in dem wir einen d^* -Effekt nicht signifikant beobachten können.

5.4 Nicht-diffraktiver Anteil der ρ^0 -Erzeugung am Proton

Die Amplituden $T^p(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ und $T^n(\gamma n \rightarrow \rho^0 n)$ können in zwei Beiträge T_0 und T_1 bzgl. Isospin $I=0$ - und $I=1$ -Austausch zerlegt werden:

$$T^p = T_0 + T_1, \quad T^n = T_0 - T_1.$$

Man kann T^D nach (ABBHHM 68) und damit auch T^H als spinunabhängig annehmen. Zur Reaktion $\gamma^d \rightarrow \rho^0 d$ trägt die Amplitude T_1 nur in der Doppelstreuung bei (BER 69). G. Knies hat aus den Daten des (γ p)-Experimentes (ABBHHM 68) Wirkungsquerschnitte für $\sigma^d \rightarrow \rho^0 d$ berechnet (KNI 70) (s. Abb. 12a).

Für den so berechneten Wirkungsquerschnitt σ (berechnet) gilt:

$$R := \frac{\sigma(\text{berechnet})}{\sigma(\text{gemessen})} (\gamma^d \rightarrow \rho^0 d) = \left| \frac{T_0 + T_1}{T_0} \right|^2. \quad R \text{ ist also ein Maß}$$

für den nicht-diffraktiven Anteil in der ρ^0 -Photoerzeugung am Proton. Nach (KNI 70) ergeben sich die folgenden Werte für den Bereich $0.04 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$

E_γ (GeV)	σ (gemessen) (μb)	σ (berechnet) (μb)	R
1.8 - 2.5	4.62 ± 0.70	$6.02 \pm .58$	$1.30 \pm .19$
2.5 - 3.5	4.83 ± 0.78	$5.74 \pm .54$	$1.19 \pm .19$
3.5 - 5.3	4.64 ± 0.74	$5.34 \pm .64$	$1.15 \pm .21$

6. Anhang

6.1 Anpassungsverfahren mit MITOSIS

MITOSIS ((SWA 66), (SPI 67)) ist ein Programm für Reaktionen mit 3-Teilchen-Endzuständen, welches nach der Maximum-Likelihood-Methode (MLM) arbeitet ((OR 58), (WIT 66)).

Die Funktion der gemeinsamen Wahrscheinlichkeitsdichte eines Satzes $x := (x_i)$ von Zufallsvariablen in Abhängigkeit von einem Satz $\alpha := (\alpha_i)$ von Parametern heißt Likelihoodfunktion $l(\alpha)$. Das ML-Schätzverfahren beruht auf einer Entscheidungsfunktion, die den möglichen Werten von α denjenigen Schätzwert $\hat{\alpha}$ zuordnet, für den $l(\hat{\alpha})$ das Maximum annimmt.

Als Zufallsvariable werden bestimmte kinematische Größen der einzelnen Ereignisse gewählt. Da sie voneinander unabhängig sind, ist ihre gemeinsame Dichtefunktion Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten $f(x_i; \alpha)$ für jedes Ereignis :

$$l(\alpha) = \prod_{i=1}^{N_t} f(x_i; \alpha) \quad (N_t = \text{Anzahl von Ereignissen});$$

$$\text{es sei } L(\alpha) := \ln l(\alpha) = \sum_{i=1}^{N_t} \ln f(x_i; \alpha).$$

Zur Berechnung der $f(x_i; \alpha)$ geht man von der Dichteverteilung $\frac{1}{I_N} N(T_i, T_j, E_\gamma)$ aus, wo $N(T_i, T_j, E_\gamma)$ die Anzahl der Ereignisse an

der Stelle (T_i, T_j) des Dalitzplots (vgl. (PIL 67)) mit den Achsen T_i und T_j ($i, j = 1, 2, 3; i \neq j; T_i =$ kinetische Energie des auslaufenden Teilchens i) ist. $I_N := \int_B dT_i dT_j dE_\gamma N(T_i, T_j, E_\gamma)$ ist das über den beobachteten Bereich B erstreckte Normierungsintegral.

Nach (4.2-1) gilt

$$(6.1-1) \quad dN = d\sigma \cdot S(E_\gamma) dE_\gamma \cdot \frac{1}{ML} .$$

$$\text{Andererseits ist (SKJ 64) } d\sigma = \frac{v^2}{F(s)} |T|^2 dR_3 = \text{konst.} \frac{|T|^2}{F(s)} dT_i dT_j$$

$$\text{mit } dT_i = \frac{1}{2s} d(M_{ij}^2), \text{ d.h. } d\sigma = \frac{\text{konst.}}{s \cdot F(s)} |T|^2 M_{ij} M_{jk} dM_{ij} dM_{jk} .$$

Mit (6.1-1) folgt also

$$(6.1-2) \quad dN = \text{konst.} \cdot \frac{S(E_\gamma)}{E_\gamma^2 \cdot s} |T|^2 M_{ij} M_{jk} dM_{ij} dM_{jk} dE_\gamma.$$

In diesem Ausdruck ist $|T|^2 = |T(\alpha)|^2$ Funktion des anzupassenden Parameter.

Tragen mehrere Prozesse mit den Amplituden $|T_1|^2$ zu den Ereignissen bei, so kann man für jeden einen Anteil von N_1 Ereignissen ($\sum N_1 = N_t$) anpassen.

Zur Anpassung der N_1 wird die "erweiterte MLM" angewandt (OR 58), in der der Ausdruck

$$\sum_{i=1}^{N_t} \ln \sum_l \frac{N_l N_1(x_i; \alpha)}{\int_B dN_1(x; \alpha) dx} - \sum N_1$$

maximalisiert wird. Hierzu werden Massen- und Photoenergieintervalle gebildet mit den Breiten ΔM_{ij} , ΔM_{jk} und ΔE_γ , zu denen ΔN_1 Ereignisse des Prozesses l gehören:

$$\Delta N_1 = \frac{S(E_\gamma)}{E_\gamma^2 \cdot s} |T_1|^2 M_{ij} M_{jk} \Delta M_{ij} \Delta M_{jk} \Delta E_\gamma \cdot \text{konst.}$$

In der obigen Summe kann man einige dieser Faktoren fortlassen, da sie die Maximalisierung nicht beeinflussen. In MITOSIS wird daher der Ausdruck

$$(6.1-3) \quad \mathcal{L}(\alpha; A_1) := \sum_{i=1}^{N_t} \ln \sum_l \frac{N_l F_l(x_i; \alpha)}{\int_B F_l(x; \alpha) dx} - \sum N_l$$

maximalisiert. $F_l(x; \alpha)$ sind Größen, die durch das Matrixelement T_1 bestimmt und in 4.2.2 angegeben sind.

6.2 Wirkungsquerschnitte für $\Gamma_\rho = 0$

Die in 3.2.2 verwendeten Amplituden zur ρ^0 -Erzeugung kann man separieren in drei Funktionen von s, t und $M_{\pi\pi}$: $|T_\rho|^2 = u(s)v(t)w(M_{\pi\pi})$. Daraus folgt für den Wirkungsquerschnitt :

$$(6.2-1) \quad \sigma_\rho(s) = \text{konst.} \cdot \frac{u(s)}{F^2(s)} \int dt dM_{\pi\pi} v(t)w(M_{\pi\pi}), \quad \text{und}$$

$$(6.2-2) \quad \frac{d\sigma_\rho}{dt}(s, t) = \text{konst.} \cdot \frac{u(s)}{F^2(s)} v(t) \int_{2M}^{M_{\pi\pi}^{\max}(s, t)} dM_{\pi\pi} w(M_{\pi\pi})$$

Der Wirkungsquerschnitt σ_{st} für die Erzeugung eines stabilen angenommenen ρ^0 -Mesons beträgt

$$\sigma_{st}(s) = \text{konst.} \cdot \frac{1}{F^2(s)} \int dR_2 u(s) v(t), \quad \text{d.h.}$$

$$(6.2-3) \quad \sigma_{st}(s) = \text{konst.} \cdot \frac{u(s)}{F^2(s)} \int dt v(t) \quad \text{und}$$

$$(6.2-4) \quad \frac{d\sigma_{st}}{dt}(s, t) = \text{konst.} \cdot \frac{u(s)}{F^2(s)} v(t).$$

Man erhält also σ_{st} aus σ_{ρ^0} für $w(M_{\pi\pi}) := \sigma(M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2)$, d.h. $\sigma_{st} = \lim_{F \rightarrow 0} \sigma_\rho$. Insbesondere erhält man nach (RS 66)

für $u(s) := F^2(s)$, $v(t) := e^{-At}$ und $w(M_{\pi\pi}) := \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^4 BW_\rho(M_{\pi\pi})$:

$$(6.2-5) \quad \frac{d\sigma_{st}}{dt}(s, t) = \frac{1}{W_\rho(s, t)} \frac{d\sigma_\rho}{dt}(s, t) \quad \text{mit (SÖ 69)}$$

$$W_\rho(s, t) = \int_{2M}^{M_{\pi\pi}^{\max}(s, t)} \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^4 BW_\rho(M_{\pi\pi}) dM_{\pi\pi}$$

$$\text{und } M_{\pi\pi}^{\max}(s, t) = \left\{ 2E_\gamma \sqrt{t} \left(\sqrt{\frac{t}{4M_T^2} + 1} - \frac{1}{2} \sqrt{t} \cdot \frac{E}{E + M_T} \right) \right\}^{1/2}$$

(M_T := Masse des Targetteilchens).

Daraus ergibt sich die Darstellung

$$(6.2-6) \quad \frac{d\sigma_{st}}{dt}(E_\gamma, t) = \text{konst.} \cdot e^{-At}.$$

$\frac{d\sigma_{st}}{dt}$ ist also eine geeignete Größe zur bequemen Nachprüfung des

benutzten Modells. Sie enthält zudem keine Abhängigkeit von der Targetmasse und kann daher unmittelbar zum Vergleich verschiedener Experimente mit unterschiedlichen Targetkernen verwendet werden.

Abb. 18 zeigt den Verlauf von $W_\rho(E_\gamma, t)$ mit der Amplitude $|T_{RS}|^2$ für die ρ^0 -Photoerzeugung am Deuteron.

6.3 Experimentelle Bestimmung von Wirkungsquerschnitten in E_γ - und t -Intervallen

Die experimentell bestimmbaren Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf Photonenergie- und t -Intervalle $I_E := [E_1, E_2] := (E_\gamma, \Delta E_\gamma)$ und $I_t := [t_1, t_2] := (t, \Delta t)$. Da für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(I_E)$ im Intervall I_E gilt

$$\sigma(I_E) = \frac{1}{\Delta E_\gamma} \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \text{ gehört zu den Ereignissen in } I_E \text{ der}$$

$$\text{Wirkungsquerschnitt } \sigma(I_E) = \frac{1}{\Phi \cdot \Delta E_\gamma} \sum_{i \in I_E} F(E_\gamma(i))$$

("i \in I_E " bedeutet: i-tes Ereignis in I_E)

Gibt es unter den Ereignissen in I_E einen Anteil von N_m Ereignissen des Prozesses m (z.B. Resonanzereignisse), so erhält man den zugehörigen Wirkungsquerschnitt σ_m aus

$$(6.3-1) \sigma_m(I_E) = \frac{1}{\Phi \cdot \Delta E_\gamma} \sum_{i \in I_E} F(E_\gamma(i)) \cdot P_m(x_i),$$

wobei $P_m(x_i) := \frac{N_m F_m(x_i; \alpha)}{\sum_I \int_B F_1(x; \alpha) dx}$ die in der MLM vorkommende

Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozeß m an der Stelle x_i (Satz kinemat. Variabler) ist (vgl.(6.1-3)).

Für Einzelstreuprozesse wurde die Wahrscheinlichkeitsdichte $P_m(x)$ theoretischen zweidimensionalen Verteilungen ($M_{\pi\pi}, M(d\pi^+)$) entnommen, die durch ein Monte-Carlo-Verfahren hergestellt wurden (s. 6.4 und 3.2.2).

Für die Angabe von differentiellen Wirkungsquerschnitten $\frac{d\sigma}{dt}(I_E \times I_t)$ für die Erzeugung breiter Resonanzen wie ρ^0 ist es sinnvoll, diese Daten auf den Wert für $\Gamma_\rho = 0$ oder den im Chew-Low-Plot (CL 59) erlaubten kinematischen Bereich zu reduzieren.

Die erste Angabe ist nützlich für den Vergleich mit einem diffraktiven Modell (s. 6.2). Die zweite ist modellunabhängig, da nur kinematische Grenzen berücksichtigt werden.

Nach 6.2 erhält man

$$(6.3-2) \quad \left. \frac{d\sigma_{\text{el}}(I_E \times I_t)}{dt} \right|_{\Gamma_f=0} = \frac{1}{\phi \cdot \Delta E_f \cdot \Delta t} \sum_{i \in I_E \times I_t} F(E_f(i)) \bar{W}^1(E_f(i), t(i)).$$

Es ist möglich, daß die kinematisch gegebenen Grenzen $t_{\min(\max)}$ und $E_{\min(\max)}$ innerhalb von I_E bzw. I_t liegen. Bezieht man den Wirkungsquerschnitt $\frac{d}{dt}(I_E \times I_t)$ auf den kinematisch erlaubten Bereich, so erhält man

$$(6.3-3) \quad \left. \frac{d\sigma_{\text{el}}(I_E \times I_t)}{dt} \right|_{\text{kin. erlaubt}} = \frac{1}{\phi} \sum_{i \in I_E \times I_t} \frac{F(E_f(i))}{[E_x(t_i, m_i) - E_m(t_i, m_i)][t_x(E_{\gamma i}, m_i) - t_m(E_{\gamma i}, m_i)]}$$

$$\text{mit } E_{\frac{m}{x}}(t_i, m_i) := \begin{cases} E_{\frac{2}{1}}, & \text{falls } E_{\frac{\max}{\min}}(t_i, m_i) \geq E_{\frac{2}{1}} \\ \uparrow \\ E_{\frac{\max}{\min}}(t_i, m_i) & \text{sonst} \end{cases}$$

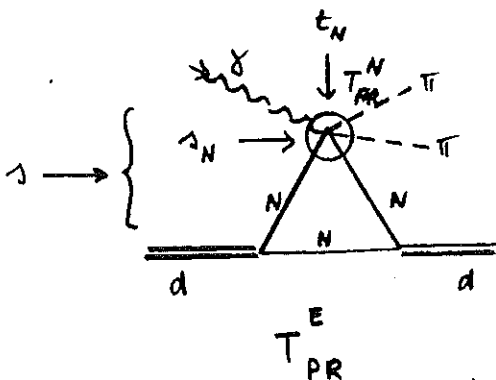
$$t_{\frac{m}{x}}(E_{\gamma i}, m_i) := \begin{cases} t_{\frac{2}{1}}, & \text{falls } t_{\frac{\max}{\min}} > t_{\frac{2}{1}} \\ \uparrow \\ t_{\frac{\max}{\min}}(E_{\gamma i}, m_i) & \text{sonst} \end{cases}$$

6.4 Theoretische Massenverteilungen der Einzelstreuprozesse

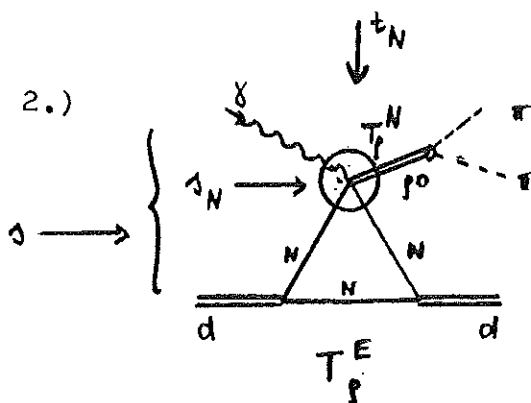
Es werden folgende Einzelstreuprozesse betrachtet ($N := n, p$) :

1.)

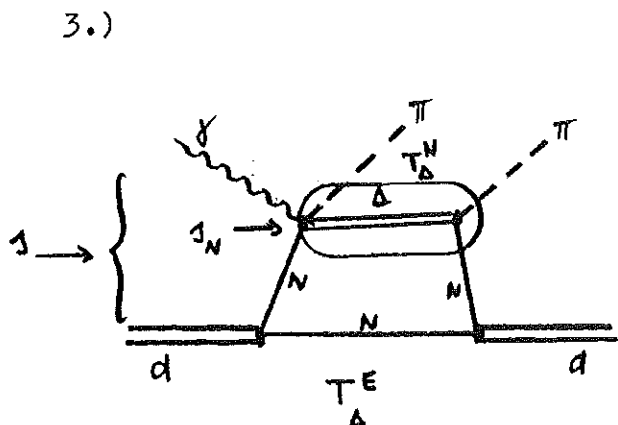
Erzeugung nicht-resonanter (π^+, π^-) - Paare am Nukleon nach dem Phasenraummodell:



$$|T_{PR}^E(s, t)|^2 = \text{konst.}$$



Erzeugung von ρ^0 -Mesonen am Nukleon und Zerfall $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

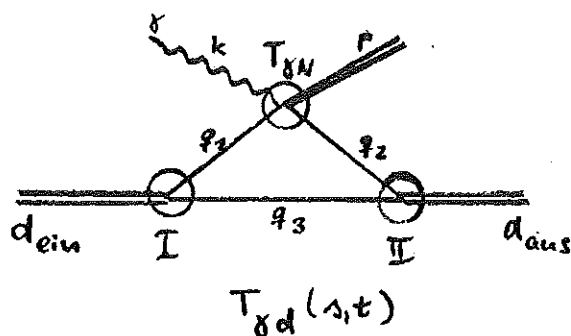


Erzeugung einer Δ -Resonanz und Zerfall $\Delta \rightarrow N \pi$

Zur Berechnung der Amplituden nehmen wir die Voraussetzungen (1) - (3) in 4.1.2 an. Nach (BER 69) gilt

$$(6.4-1) \quad T_{\gamma d}^E(s, t) = \frac{i \cdot g^2}{(2\pi)^4} \int d^4 q_3 \quad T_{\gamma N}(s, t) \frac{\varphi(q_1^2, q_3^2) \cdot \varphi(q_2^2, q_3^2)}{[q_1^2 - M_N^2][q_2^2 - M_N^2][q_3^2 - M_N^2]}$$

für das Diagramm



Hierin ist $g^2 := 32\pi M_d \frac{2\alpha\beta(\alpha+\beta)}{(\alpha-\beta)^2}$; $\varphi(q_1^2, q_3^2)$ und $\varphi(q_2^2, q_3^2)$ sind die Deuteronvertexfunktionen bei I und II, für die nach (BC 67) gilt:

$$\varphi(q_i^2, q_j^2) := \frac{2(\beta^2 - \alpha^2)}{(q_i^2 - q_j^2) + 2(\beta^2 - \alpha^2)} \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

mit $\alpha := \sqrt{M_N E_B} = 45.7 \text{ MeV}/c$ ($E_B = 2.226 \text{ MeV}$ ist die Bindungsenergie des Deuterons). β ist ein Parameter, den die Hulthén-Wellenfunktion (HS 57) für das Deuteron enthält: $\psi_H(r) = \frac{\text{konst.}}{r} (e^{-\alpha r} - e^{-\beta r})$.

Nach (SUH 60) und (WSC 60) erhält man durch Anpassung an experimentelle Daten der Photospaltung des Deuterons den Wert $\beta = (260 \pm 2) \text{ MeV}/c$.

In der Impulsapproximation wird das Integral in (6.4-1) nur über einen Bereich erstreckt, in dem q_3 auf der Massenschale liegt.

Die Massenverteilungen $M_{\pi\pi}$ und $M(d\pi^+)$ wurden durch ein Monte-Carlo-Programm (KNI 69) in zwei Schritten erzeugt

I. Zunächst werden innerhalb eines vorgegebenen kinematischen Bereiches die 4-Vektoren k , d_{ein} , p und d_{aus} erzeugt ("externe Kinematik").

II. Danach werden die 4-Vektoren q_1, q_2 und q_3 ("interne Kinematik") innerhalb des Integrationsbereiches von (6.4-1) erzeugt, der durch die externe Kinematik bestimmt ist.

Hiermit können die in (6.4-1) vorkommenden Größen berechnet werden.

Die Integration wird durch Erzeugung vieler Ereignisse im Integrationsbereich ausgeführt.

Die betrachteten Amplituden $|T_1^N|^2$ wurden wie folgt bestimmt:

Es wurden Daten aus (ABBHMM 68) benutzt. Um diese Daten anwenden zu können werden die beteiligten 4-Vektoren ins N_{ein} -Ruhesystem transformiert. Damit wird vorausgesetzt, daß die experimentellen Werte auch für einlaufende Nukleonen gelten, die nicht auf der Massenschale liegen. Folgende Ansätze wurden gemacht:

$$1.) |T_{PR}^N|^2 = 1$$

$$2.) |T^N|^2 = \frac{4F^2(s)}{\pi^3} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) BW_\rho(M_{\pi\pi}) \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^4 W(\cos \theta^H)$$

Die Daten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt werden in der Parametrisierung $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = B_\rho(E_\gamma) e^{-A_\rho(E_\gamma)t}$

verwendet. Für das ρ^0 -Meson wurden die auch sonst benutzten

Werte $M = 765 \text{ MeV}$, $\Gamma = 130 \text{ MeV}$, $\rho_{00}^H = 0.05$ sowie

$\rho_{ik}^H = 0$ für $(i,k) \neq (0,0)$ eingesetzt.

$$3.) |T_\Delta^N|^2 = \frac{4F^2(s)}{\pi^3} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma p \rightarrow \Delta^+ \pi^-) BW_\rho(M(p\pi^+))$$

Für $E_\gamma > 1.4 \text{ GeV}$ können die experimentellen Daten wie bei 2.)

durch einen Exponentialansatz beschrieben werden. Für

$E_\gamma < 1.4 \text{ GeV}$ wurde die Parametrisierung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-) = \frac{1}{(E_{\gamma}^{CM})^2} \sum A_n(E_{\gamma}) P_n(\cos \theta_{CM})$$

nach (ABBHHM 68) benutzt. Für die Δ^{++} -Resonanz wurden die Werte $M(\Delta^{++}) = 1.236$ GeV und $\Gamma_{\Delta^{++}} = 120$ MeV in der empirischen Form von Anderson (JA 62) eingesetzt.

Literaturverzeichnis

- (ABBHM 68) Phys. Rev. 175, 1669 (1968) und DESY 68/8 (1968)
(ABO 65) M.A. Abolins et al., Phys. Rev. Letters 15, 125 (1965)
(AL 70) H. Alvensleben et al., DESY ~~69~~/50 (1969)

(BAR 68) J. Bartsch et al., Phys. Letters 27B, 336 (1968)
(BC 67) L. Bertocchi, A. Capella, Nuovo Cim. 51A, 369 (1967)
(BE 68) U. Becker, Dissertation. Hamburg 1968
(BER 69) L. Bertocchi, Herceg-Novii Lecture 1969
(BÖ 60) R. Böck, Cern 60 - 30 (1960)
(BRA 69) F. Bradamante et al., Vorabdruck 1969
(BUL 69) F. Bulos et al., Phys. Rev. Letters 22, 490 (1969)
(BUT 70) H. Butenschön, Dissertation. Hamburg 1970

(CERN 65) CERN, TC-Library (1965)
(CG 52) G.F. Chew, M.L. Goldberger, Phys. Rev. 87, 778 (1952)
(CGLN 57) G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1345 (1957)
(CL 59) G.F. Chew, F.E. Low, Phys. Rev. 113, 1640 (1959)
(CNO 68) A.M. Cnops et al., Phys. Rev. Letters 21, 1609 (1968)

(DP 69) R. Diebold, J.A. Poirier, Phys. Rev. Letters 22, 906 (1969)
(DT 66) S.D. Drell, J.S. Trefil, Phys. Rev. Letters 16, 552 und 832(E)(1966)

(EI 66) Y. Eisenberg et al., Phys. Letters 22, 217 und 223 (1966)

(FET 65) E. Fett, Herceg-Novii Lecture 1965
(FG 66) R. Franco, R.J. Glauber, Phys. Rev. 142, 1195 (1966)
(FL 66) P. Fleury, Herceg-Novii Lecture 1966
(FOR 65) A. Forino et al., Phys. Letters 19, 68 (1965)

(GG 60) K.R. Greider, A.E. Glassgold, Ann. Phys.(NY) 10, 100 (1960)
(GIO 69) M. Giorgi, Herceg-Novii Lecture 1969
(GJ 69) K. Gottfried, D. Julius, Vorabdruck CLNS-66, Cornell 1969
(GJA 64) K. Gottfried, J.D. Jackson, Nuovo Cim. 33, 309 (1964)
(GL 69) Z.G.T. Guiragossian, A. Levy. SLAC-PUB-581, Stanford 1969
(GL 58) R.J. Glauber, Boulder Lecture 1958
(GM 62) M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1062 (1962)
(GW 60) M.L. Good, W.D. Walker, Phys. Rev. 120, 1857 (1960)

- (HS 57) L. Hulthén, M. Sugarawa, Hdbuch der Phys. Bd.39 (1957)
- (HSI 68) H.C. Hsiung et al., Phys. Rev. Letters 21, 187 (1968)
- (JA 62) J.D. Jackson, Nuovo Cim. 34, 1644 (1962)
- (JO 67) H. Joos, DESY 67/13 (1967)
- (KÄL 64) G. Källén, Elementarteilchenphysik. Mannheim 1964
- (KNI 69) G. Knies, Private Mitteilung
- (KNI 70) G. Knies, DESY-Bericht (in Vorbereitung)
- (KOK 69) J.J. Kokkedee, The Quark-Model. New York 1969
- (KR 69) H. Kübeck, E. Raubold, Interner DESY-Bericht F1-69/4 (1969)
- (KRA 67) G. Kramer, DESY 67/32 (1967)
- (KU 68) G. Kramer, J.L. Uretsky, Phys. Rev. 181, 1918 (1969) und ANL/HEP 6823 (1968)
- (KÜB 69) H. Kübeck, Diplomarbeit. Hamburg 1969
- (LEB 68) A. Lebedev, Vorabdruck. Cornell University 1968
- (LO 69) E. Lohrmann, DESY-Bericht 69/21 (1969)
- (LÜ 68) D. Lüke, Interner DESY-Bericht F1-68/3 (1968)
- (LÜ 69) D. Lüke, Informelle Beschreibung des Programms PROFIT
- (LYN 62) G.R. Lynch, UCRL-10335. Berkeley 1962
- (MC 69) G. Mc Clellan et al., Phys. Rev. Letters 22, 374 (1969) und A. Silverman, Proc. of the Int. Symp. on Electron and Photon Interact. , Liverpool 1969
- (MEY 69) H. Meyer, Beitrag zum Int. Symp. on Electron and Photon Interact., Liverpool 1969
- (MO 58) M.J. Moravcsik, Nucl. Phys. 7, 113 (1958)
- (MSP 66) H. Meyer, H. Spitzer, Interner DESY-Bericht F1-66/1 (1966)
- (OR 58) J. OrEAR, UCRL-8417. Berkeley 1958
- (PDG 68) Particle Data Group, UCRL-8030. Berkeley 1968
- (PIL 67) H. Pilkuhn, The Interactions of Hadrons. Amsterdam 1967
- (RS 66) M. Ross, L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172 (1966)
- (SCH 69) D. Schildknecht, DESY 69/10 (1969)
- (SEL 62) F. Selleri, Phys. Letters 3, 76 (1962)
- (SKJ 64) O. Skjeggstad, CERN 64-13 Vol. II (1964)
- (SÖ 66) P. Söding, Phys. Letters 19, 702 (1966)
- (SÖ 69) P. Söding, Private Mitteilung

- (SPI 67) H. Spitzer, Dissertation. Hamburg 1967
- (STO 67) L. Stodolsky, Phys. Rev. Letters 18, 135 (1967)
- (SUH 60) K.S. Suh, Am. J. Phys. 28, 327 (1960)
- (SWA 66) W.P. Swanson, DESY 66/17 (1966)
- (TIN 68) S.C.C. Ting, Proc. of the XIV Int. Conf. on High Energy
Phys., Wien 1968
- (VAN 69) R. Vanderhagen et al., Vorabdruck 1969
- (VEG 65) G. Vegni et al., Phys. Letters 19, 526 (1965)
- (WER 69) B. Werner et al., ANL/HEP 6915. Argonne 1969
- (WIL 69) H.-J. Willutzki, Diplomarbeit. Hamburg 1969
- (WIT 66) H. Witting, Mathematische Statistik .Stuttgart 1966
- (WOL 63) G. Wolf, WELAGA-Beschreibung. Hamburg 1963
- (WSC 60) D.H. White, R.M. Schectman, B.M. Chasan, Phys. Rev.
120, 614 (1960)
- (YO 69) H. Yoshii, Vorabdruck. Tokio 1969

Danksagungen

Ich danke den Herren Prof. Dr. E. Lohrmann und Prof. Dr. M. W. Teucher dafür, daß sie mir die Möglichkeit gaben, diese Arbeit in der Blasenammergruppe des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg anzufertigen.

Den Herren Dr. G. Knies, D. Lüke, Dr. P. Söding und Dr. H. Spitzer danke ich für zahlreiche Ratschläge und ihre unermüdliche Bereitschaft zu klärenden Diskussionen. Insbesondere danke ich Herrn Dr. H. Spitzer für seine Anleitung und hilfreiche Kritik, sowie Herrn Dr. G. Knies dafür, daß er mir die Ergebnisse seiner Monte-Carlo-Rechnungen zur Verfügung stellte.

Das DESY-Rechenzentrum stellte mir die nötige Rechenzeit auf der IBM 360/75 zur Verfügung. Den Operateuren danke ich für ihre Hilfsbereitschaft.

Frl. Jantzen danke ich für die sorgfältige Anfertigung der Zeichnungen.

Tabellen

Tabelle 1

Verteilung der akzeptierten Ereignisse des (d)-Kanals mit $t \leq 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$


E _d (GeV)	Anzahl akzeptierter Ereignisse								
	d π ⁺ π ⁻	d π ⁺ π ⁻ d π ⁺ π ⁰ π ⁰	d π ⁺ π ⁻ pn π ⁺ π ⁻	d π ⁺ π ⁻ d π ⁺ π ⁰ π ⁰ pn π ⁺ π ⁻	d π ⁺ π ⁻ pp π ⁻	d π ⁺ π ⁻ pp π ⁻ π ⁰	d π ⁺ π ⁻ pp π ⁻ π ⁰ pn π ⁺ π ⁻	d π ⁺ π ⁻ d π ⁺ π ⁰ π ⁰ pp π ⁰ π ⁰ pn π ⁺ π ⁻	Σ
1.1	5 51	- 10	120 194	1 116	1 1	- 2	-	-	502
1.1-1.4	5 12	- 3	38 67	1 29	- -	- -	- -	-	155
1.4-1.8	5 10	- 1	55 59	- 28	- -	1 -	2 4	- -	165
1.8-2.5	6 6	- -	50 51	2 27	- -	- -	14 6	- 3	165
2.5-3.5	8 6	1 -	37 38	2 19	- -	- 1	25 18	- 6	161
3.5-5.3	2 5	- 1	20 16	2 15	- -	3 -	26 35	1 15	141
Σ	31 90	1 15	320 425	8 234	1 1	4 3	67 63	1 25	1289

linke Spalten: P_d < 165 MeV/c; rechte Spalten: P_d > 165 MeV/c

Tabelle 2 Ambiguitätsraten für experimentelle und FAKE-Ereignisse

Kanal $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- pn$
 $t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$

a. 2-Spurereignisse

M_{pn} (GeV)	EXPERIMENT			FAKE			
	N(total)	N(d/pn)	AR (%)	N(total)	N(d/pn)	AR (%)	
< 1.880	26	22	85	22	22	100 	
- 1.882	24	17	52	31	31		
- 1.884	29	13	45	42	42		
- 1.886	31	11	36	44	44		
- 1.888	68	1	---	43	43		
- 1.890	70	2	↑	34	34		
- 1.892	74	1	↓	29	29		
- 1.894	62	1	< 2	21	21		
- 1.898	149	2	↓	43	40		93
- 1.904	160	0	↓	63	19		30
- 1.908	170	1	---	66	3	5	
1.908			< 0.5			0.5	

b. 3-Spurereignisse

< 1.878	12	6	50	29	7	24
- 1.879	213	155	73	182	67	37
- 1.880	150	37	58	161	30	19
- 1.881	77	18	23	95	12	13
- 1.882	69	6	9	90	4	4
- 1.883	62	1	2	69	2	3
- 1.885	125	6	5	71	1	1
- 1.890	271	3	1	72	0	0
- 1.900	602	14	2	112	1	1

Tabelle 3 Akzeptierte Hypothesen für FAKE-Ereignisse

a. Erzeugt: $\gamma d \rightarrow p_s n \pi^+ \pi^-$ mit $A = 8 \text{ GeV}^{-2} c^2$
 M_{pn} -Verteilung: Abb. 4b

E_γ (GeV)	erzeugte Anzahl	Akzeptierte Hypothesen in %							
		$pn \pi^+ \pi^-$	$d \pi^+ \pi^-$ $pn \pi^+ \pi^-$ ⌘	$d \pi^+ \pi^-$ $pn \pi^+ \pi^-$ $pp \pi^- \pi^0$ ⌘	$d \pi^+ \pi^-$ $pn \pi^+ \pi^-$	$d \pi^+ \pi^- \pi^0$ $pn \pi^+ \pi^-$ $pp \pi^- \pi^0$	$pn \pi^+ \pi^-$ $pp \pi^- \pi^0$	Nofit	andere
1.0	198	81	15	-	1	-	2	1	-
1.5	200	85	10	-	5	-	-	-	-
2.0	200	75	18	-	5	-	1	1	-
2.5	200	56	14	3	5	1	19	2	-
3.0	192	54	7	6	2	5	24	1	1
3.5	197	36	6	4	3	1	49	-	1
4.0	200	34	4	5	-	3	54	-	-
5.0	-	17	6	15	-	2	60	-	-

b. Erzeugt: $\gamma d \rightarrow p_s n \rho^0 \rightarrow p_s n \pi^+ \pi^-$ mit $A = 8 \text{ GeV}^{-2} c^2$
 und $\Gamma_\rho = 130 \text{ MeV}$, $M_\rho = 760 \text{ MeV}$
 M_{pn} -Verteilung: Abb. 4b

E_γ (GeV)	erzeugte Anzahl	Akzeptierte Hypothesen in %							
		$pn \pi^+ \pi^-$	$d \pi^+ \pi^-$ $pn \pi^+ \pi^-$ ⌘	$d \pi^+ \pi^-$ $pn \pi^+ \pi^-$ $pp \pi^- \pi^0$ ⌘	$d \pi^+ \pi^- \pi^0$ $pn \pi^+ \pi^-$	$d \pi^+ \pi^- \pi^0$ $pn \pi^+ \pi^-$ $pp \pi^- \pi^0$	$pn \pi^+ \pi^-$ $pp \pi^- \pi^0$	andere	
1.5	200	91	7	-	2	-	-	-	-
2.0	196	85	9	2	3	-	1	-	-
2.5	200	58	9	5	4	1	22	1	-
3.0	199	57	7	7	-	1	28	-	-
3.5	200	59	5	11	2	1	22	-	-
4.0	200	35	2	7	2	-	54	1	-
5.0	200	26	1	7	1	2	63	-	-

⌘ = 2-Spurereignisse

c. Erzeugt: $\gamma d \rightarrow pn \pi^+ \pi^-$ mit $A = 25 \text{ GeV}^{-2} c^2$
 M_{pn} -Verteilung s. Abb. 4a

E_γ (GeV)	erzeugte Anzahl	akzeptierte Hypothesen in %							Nofit und andere
		$pn\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-$ $pn\pi^+\pi^-$ ⊗	$d\pi^+\pi^-$ $d\pi^+\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-$ $pn\pi^+\pi^-$ $pp\pi^-\pi^0$ ⊗ ₁	$d\pi^+\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$ $pp\pi^-\pi^0$	$d\pi^+\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$ $pp\pi^-\pi^0$	
1.0	200	62	14	1	-	-	20	1	2
1.5	200	65	15	-	-	-	19	-	-
2.0	199	74	14	2	2	-	7	1	-
2.5	200	52	10	3	5	8	7	15	-
3.0	200	35	12	2	6	3	10	31	1
3.5	200	32	5	5	12	2	7	36	1
4.0	200	34	9	1	8	6	8	32	-
5.0	197	17	9	14	3	10	4	43	-

d. Erzeugt: $\gamma d \rightarrow (pn \rho^0) \rightarrow pn \pi^+ \pi^-$ mit $A = 25 \text{ GeV}^{-2} c^2$
 M_{pn} -Verteilung s. Abb. 4a

E_γ (GeV)	erzeugte Anzahl	akzeptierte Hypothesen in %							Nofit und andere
		$pn\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-$ $pn\pi^+\pi^-$ ⊗	$d\pi^+\pi^-$ $d\pi^+\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^-$ $pn\pi^+\pi^-$ $pp\pi^-\pi^0$ ⊗	$d\pi^+\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$ $pp\pi^-\pi^0$	$d\pi^+\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$ $pp\pi^-\pi^0$	
1.5	200	56	11	-	-	1	29	-	3
2.0	200	59	13	2	1	-	23	1	1
2.5	200	51	7	4	3	3	14	13	-
3.0	199	42	10	-	10	5	5	28	-
3.5	200	36	9	2	10	8	8	26	1
4.0	200	24	5	6	8	6	4	46	1
5.0	200	23	5	3	11	5	5	47	1

⊗ = 2-Spureneignisse

e. Erzeugt: $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ mit $A = 25 \text{ GeV}^{-2}c^2$

E γ (GeV)	erzeugte Anzahl	akzeptierte Hypothesen in %									
		$d\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$ *	$pn\pi^+\pi^-$ *	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$ *	$pn\pi^+\pi^-$ *	Nofit und andere
1.0	200	12	8	42	7	31	-	-	-	-	-
1.5	200	13	11	36	6	34	-	-	-	-	-
2.0	350	11	13	29	8	33	1	-	4	1	
2.5	350	24	17	20	5	17	10	-	7	-	
3.0	270	13	22	19	7	17	12	2	7	1	
3.5	341	17	22	12	3	15	12	5	14	-	
4.0	242	16	31	8	2	8	13	5	17	-	
5.0	200	21	20	6	8	8	19	3	15	-	

f. Erzeugt: $\gamma d \rightarrow (d \rho^0) \rightarrow d\pi^+\pi^-$ mit $A = 25 \text{ GeV}^{-2}c^2$
und $\Gamma_\rho = 130 \text{ MeV}$, $M_\rho = 760 \text{ MeV}$

E γ (GeV)	erzeugte Anzahl	akzeptierte Hypothesen in %								
		$d\pi^+\pi^-$	$d\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$ *	$pn\pi^+\pi^-$ *	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$	$pn\pi^+\pi^-$ *	$pn\pi^+\pi^-$ *
1.0	200	13	29	29	-	24	2	-	2	1
1.5	200	4	5	40	3	47	-	-	1	-
2.0	300	1	5	48	3	39	3	1	-	-
2.5	348	3	2	27	4	33	13	12	16	-
3.0	278	2	1	19	11	20	18	11	17	1
3.5	296	2	2	21	16	14	22	7	16	-
4.0	200	2	-	21	8	13	26	13	16	1
5.0	228	-	8	11	6	26	20	29	67	-

* 2-Spurereignisse

Tabelle 4 Scanverlust

a. für $t < 0.04 \text{ GeV}^2/c^2$

t (GeV^2/c^2)	Anteil des Scanverlustes an den gefundenen Ereignissen in %	
	$1.1 < E_{\chi} < 2.5 \text{ GeV}$	$2.5 < E_{\chi} < 5.3 \text{ GeV}$
< 0.02	61 ± 21	53 ± 23
$0.02 - 0.04$	38 ± 20	38 ± 27

b. für $0.04 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$

E (GeV)	Scanverlust in μb
1.4 - 1.8	0.43
1.8 - 2.5	0.37
2.5 - 3.5	0.43
3.5 - 5.3	0.39

Tabelle 5

Übersicht über Ergebnisse verschiedener Anpassungsverfahren

a) $t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$

E χ (GeV)	Zahl d. Ereignisse	Anpassung (RS) (MITOSIS)			Anpassung (S) (MITOSIS)			Anpassung (E) (PROFIT)														
		N ϕ	χ^2 / ND		N ϕ	χ^2 / ND		N ϕ	χ^2 / ND													
			($\pi^+\pi^-$)	($d\pi^+$)		($d\pi^-$)	($\pi^+\pi^-$)		($d\pi^+$)	($d\pi^-$)												
1.1-1.4	155	47+15	11.5	13	10.0	16	19.4	21	225+8	12.8	13	11.2	16	20.1	21	38+21	37+3	13	10.0	16	12.6	21
1.4-1.8	167	34+15	12.7	14	27.9	26	26.7	20	23+10	14.2	14	26.9	26	24.8	20	26+11	11.9	14	25.7	26	24.9	20
1.8-2.5	165	101+15	19.3	13	26.9	19	32.3	19	74+11	20.5	13	28.4	19	33.8	19	113+14	6.2	13	25.8	19	22.4	19
2.5-3.5	160	121+15	32.4	13	32.6	26	17.8	19	101+12	23.8	13	25.7	26	17.4	19	122+12	7.8	13	24.3	26	17.0	13
3.5-5.3	141	144+15	22.4	11	14.3	18	20.4	17	118+11	14.0	11	14.0	18	16.3	17	125+11	13.0	11	13.9	18	15.1	17

b) $0.04 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ (Anpassung (RS) mit MITOSIS) Bemerkungen: 1. Die Werte von χ^2 beziehen sich stets auf Intervalle, die mindestens 5 Ereignisse enthalten.

E χ (GeV)	Zahl d. Ereignisse	N ϕ	f 0 -Anteil 0/0	χ^2 ND ($\pi^+\pi^-$)	
1.1-1.4	93	48+14	52+15	6.6	9
1.4-1.8	77	50+12	65+16	6.4	10
1.8-2.5	76	74+9	97+12	1.9	8
2.5-3.5	68	66+9	98+13	3.0	8
3.5-5.3	69	69+9	100+13	6.7	7

- Für $E < 2.5 \text{ GeV}$ wurde die Einschränkung $M < 1.3 \text{ GeV}$ gemacht.
- Anzahl der freien Parameter NP: (RS): NP = 2; (S): NP = 3; (E) : NP = 3;

Tabelle 6:

Differentielle Wirkungsquerschnitte

t	1.8 E 2.5 GeV					2.5 E 3.5 GeV					3.5 E 5.3 GeV							
	N_t	Scan- ver- lust o/o	f_0 Anteil o/o	$\langle W \rangle$	$\frac{d\sigma}{dt}$ $\mu\text{b GeV}^{-2}$	$\frac{d\sigma_{st}}{dt}$ $\mu\text{b GeV}^{-2}$	N_t	Scan- ver- lust o/o	f_0 Anteil o/o	$\langle W \rangle$	$\frac{d\sigma}{dt}$ $\mu\text{b GeV}^{-2}$	$\frac{d\sigma_{st}}{dt}$ $\mu\text{b GeV}^{-2}$	N_t	Scan- ver- lust o/o	f_0 Anteil o/o	$\langle W \rangle$	$\frac{d\sigma}{dt}$ $\mu\text{b GeV}^{-2}$	$\frac{d\sigma_{st}}{dt}$ $\mu\text{b GeV}^{-2}$
≤ 0.02	51	61+20	38±20	.143	103±55	722±382	54	53±23	37±19	.390	100±52	257±134	45	53±23	75±16	.501	170±43	340±87
0.02-0.04	38	38±20	50±21	.675	81±36	120±53	37	38±27	100±19	.899	174±48	194±53	26	38±27	80±27	.930	91±35	97±38
0.04-0.06	27	10±5	96±20	.876	83±18	94±20	26	10±6	92±22	.926	90±21	97±23	26	10±6	100±23	.940	87±20	92±21
0.06-0.08	15	10±6	97±27	.915	51±14	56±16	21	7±4	93±24	.927	73±21	79±23	13	12±7	100±31	.927	46±14	49±15
0.08-0.10	12	8±5	97±29	.921	35±11	38±11	6	16±8	93±45	.925	21±10	22±11	11	9±4	100±34	.937	36±12	38±13
0.10-0.12	6	10±11	98±50	.925	18±9	20±10	3	17±10	90±63	.941	11±8	12±8	9	6±4	100±39	.906	30±12	33±13
0.12-0.14	5	7±4	100±50	.921	14±7	16±8	4	8±5	95±55	.927	15±9	16±9	6	6±3	100±47	.939	20±9	21±10
0.14-0.16	5	4±2	100±50	.935	15±8	16±8	4	6±3	95±55	.940	12±7	13±7	2	12±7	100±80	.897	6±5	7±5
0.16-0.18	5	2±1	100±50	.929	15±7	16±8	3	5±3	96±67	.938	8±5	9±6	1	15±8	100±100	.900	3±3	3±3
0.18-0.20	1	1±.5	100±100	.935	3±3	3±3	3	2±1	96±67	.921	11±7	12±8	2	4±2	100±80	.940	7±6	8±6

Tabelle 7 Totale Wirkungsquerschnitte

E_γ (GeV)	Zahl der Ereignisse	ρ^0 Anteil %	Scan- verlust μb	$\sigma(\gamma d \rightarrow f^0 d)$ $t < 0.2 \text{ GeV}^2$ μb	$\sigma_{\text{tot}}(\gamma d \rightarrow f^0 d)$ μb
1.1 - 1.4	165	25 ± 13	-	2.5 ± 1.3	2.6 ± 1.3
1.4 - 1.8	165	15 ± 7	0.4 ± 0.2	2.2 ± 0.8	2.2 ± 0.8
1.8 - 2.5	165	68 ± 8	1.6 ± 0.3	8.3 ± 1.4	8.5 ± 1.4
2.5 - 3.5	160	76 ± 7	2.1 ± 0.8	10.3 ± 1.6	10.5 ± 1.6
3.5 - 5.3	141	88 ± 8	2.1 ± 0.6	9.9 ± 1.3	10.1 ± 1.3

Tabelle 8 Anpassungen für Masse und Breite des ρ^0 -Mesons

a) Anpassungen von M_ρ für $\Gamma_\rho := 130 \text{ MeV}$

E_γ (GeV)	N Zahl der Ereignisse	Anpassung für		
		Breit-Wigner- Funktion (p-Welle) M_ρ (MeV)	Ross-Stodolsky -Modell M_ρ (MeV)	Interferenzmodell nach Söding M_ρ (MeV)
1.8 - 2.5	76	738 ± 16	761 ± 17	768 ± 18
2.5 - 3.5	69	731 ± 18	762 ± 18	769 ± 19
3.5 - 5.3	67	752 ± 18	761 ± 18	788 ± 19
1.8 - 5.3	212	737 ± 10	766 ± 10	775 ± 10
2.5 - 5.3	136	741 ± 13	770 ± 20	780 ± 14

b) Anpassungen von M_ρ und Γ_ρ (nach Ross-Stodolsky).

E_γ (GeV)	N (Ereignisse)	M_ρ (MeV)	Γ_ρ (MeV)
1.8 - 2.5	76	757 ± 14	104 ± 36
2.5 - 3.5	69	769 ± 23	167 ± 62
3.5 - 5.3	67	775 ± 16	110 ± 41
1.8 - 5.3	212	765 ± 10	122 ± 24
2.5 - 5.3	136	771 ± 13	130 ± 32

Tabelle 9 Dichtematrixelemente im Helizitätssystem

a. Einschränkungen wie in Abb. 16 : $0.62 < M_{\pi\pi} < 0.84$ GeV, $t < 0.2$ GeV²/c²

E_{γ} (GeV)	Zahl der Ereignisse	$\cos \theta_{CM}$	$f_{0,0}^H$	$f_{1,1}^H$	$\text{Re } f_{1,0}^H$
1.8 - 2.5	84	0.95 - 1.0	0.088 ± 0.060	-0.045 ± 0.077	-0.020 ± 0.047
2.5 - 3.5	57	0.99 - 1.0	-0.057 ± 0.043	0.115 ± 0.080	-0.058 ± 0.028
3.5 - 5.3	69	0.99 - 1.0	0.050 ± 0.034	-0.056 ± 0.084	-0.040 ± 0.058
1.8 - 5.3	164	0.99 - 1.0	0.055 ± 0.033	-0.013 ± 0.053	-0.039 ± 0.033
2.5 - 5.3	126	0.99 - 1.0	0.037 ± 0.019	0.022 ± 0.059	-0.043 ± 0.039

b. Für $M = 1.3$ GeV, $0.04 < t < 0.2$ GeV²/c² und $-1 < \cos \theta_{CM} < +1$

E_{γ} (GeV)	Zahl der Ereignisse	$f_{0,0}^H$	$f_{1,1}^H$	$\text{Re } f_{1,0}^H$
1.8 - 2.5	76	0.005 ± 0.0313	0.114 ± 0.085	-0.022 ± 0.046
2.5 - 3.5	68	0.129 ± 0.072	0.088 ± 0.078	-0.111 ± 0.040
3.5 - 5.3	69	0.099 ± 0.076	-0.030 ± 0.072	-0.157 ± 0.038
1.8 - 5.3	213	0.063 ± 0.038	0.060 ± 0.047	-0.098 ± 0.016
2.5 - 5.3	137	0.117 ± 0.055	0.035 ± 0.057	-0.129 ± 0.021

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Schematische Darstellung des Blasenkamer- und des Laborkoordinatensystems (aus (SPI 67) .
- Abb. 2 P_d - und t -Verteilung der 2-Spurereignisse. Die in der Nachentscheidung verworfenen Hypothesen sind schraffiert.
- Abb. 3 Kriterium zur Unterscheidbarkeit der Ionisationen zweier Spuren.
- Abb. 4a,b M_{pn} -Verteilungen für zwei Typen von $(pn) \rightarrow$ Ereignissen, die durch FAKE erzeugt und mit GRIND analysiert wurden.
- Abb. 5 M_{pn} -Verteilung für Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow f^0 pn$. (Theoretische Berechnung unter Benutzung der Impulsapproximation)
- Abb. 6 Scanverlust in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ für $t \leq 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$.
- Abb. 7 $M_{\pi\pi}$ -Verteilungen in S1, S2 und S3 bei $t < 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$. Für jedes E_γ -Intervall sind die Verteilungen für S2 und S3 jeweils auf die Anzahl der Ereignisse in S1 normiert.
- Abb. 8 PULL-Verteilungen der Größen $\frac{1}{p}$, λ und ϕ von 111 Hamburger 3-Spurereignissen der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$.
- Abb. 9 χ^2 -Verteilung der 3-Spurereignisse
- Abb. 10 Verlauf von $-\frac{d\sigma}{dt}^g$, $-\frac{d\sigma}{dt}^E$ und $-\frac{d\sigma}{dt}^{DE}$ in Abhängigkeit von t . (Theoretische Vorhersage von G. Knies (KNI 70).
- Abb. 11a-d Häufigkeitsverteilungen der effektiven Massen $M_{\pi\pi}$, $M(d\pi^+)$ und $M(d\pi^-)$. Ereignisse mit $t < 0.04 \text{ GeV}^2/c^2$ sind schraffiert. Die eingezeichneten Kurven sind in
 Abb. 11a : peripheralisierte Phasenraumverteilung
 Abb. 11b-d: Anpassungen nach (E) (vgl. 4.2.2)
- Abb. 12 Differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dt}^-$ ($\gamma d \rightarrow f^0 d$)
 a) Die eingezeichneten Kurven sind Vorhersagen von G. Knies (KNI 70) (vgl. 5.4)
 b) $\frac{d\sigma}{dt}^-$ ($\gamma d \rightarrow f^0 d$) für $\Gamma_p = 0$.
- Abb. 13 Totale Wirkungsquerschnitte für $t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ als Funktion von E_γ . Die eingezeichnete Kurve wird in 4.3.1 erklärt.

- Abb. 14 Totale Wirkungsquerschnitte für $\gamma d \rightarrow \rho^0 d$, die sich nach den Anpassungsverfahren (E), (S) und (RS) ergeben.
- Abb. 15 Anpassungen der ρ^0 -Resonanzform nach den Modellen (BW), (RS) und (S) für $2.5 < E_\gamma < 5.3$ GeV und $0.04 < t < 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$.
- Abb. 16 Zerfallswinkelverteilungen des ρ^0 -Mesons im Helizitätssystem. Sie beziehen sich in den angegebenen kinematischen Bereichen auf das Intervall $0.62 < M_{\pi\pi} < 0.84$ GeV.
- Abb. 17 Vorwärts- Rückwärtssymmetrie $\frac{F-B}{F+B}$ in Abhängigkeit von M .
- Abb. 18 $W_\rho(E_\gamma, t)$ für ρ^0 -Erzeugung am Deuteron (vgl. 6.2)

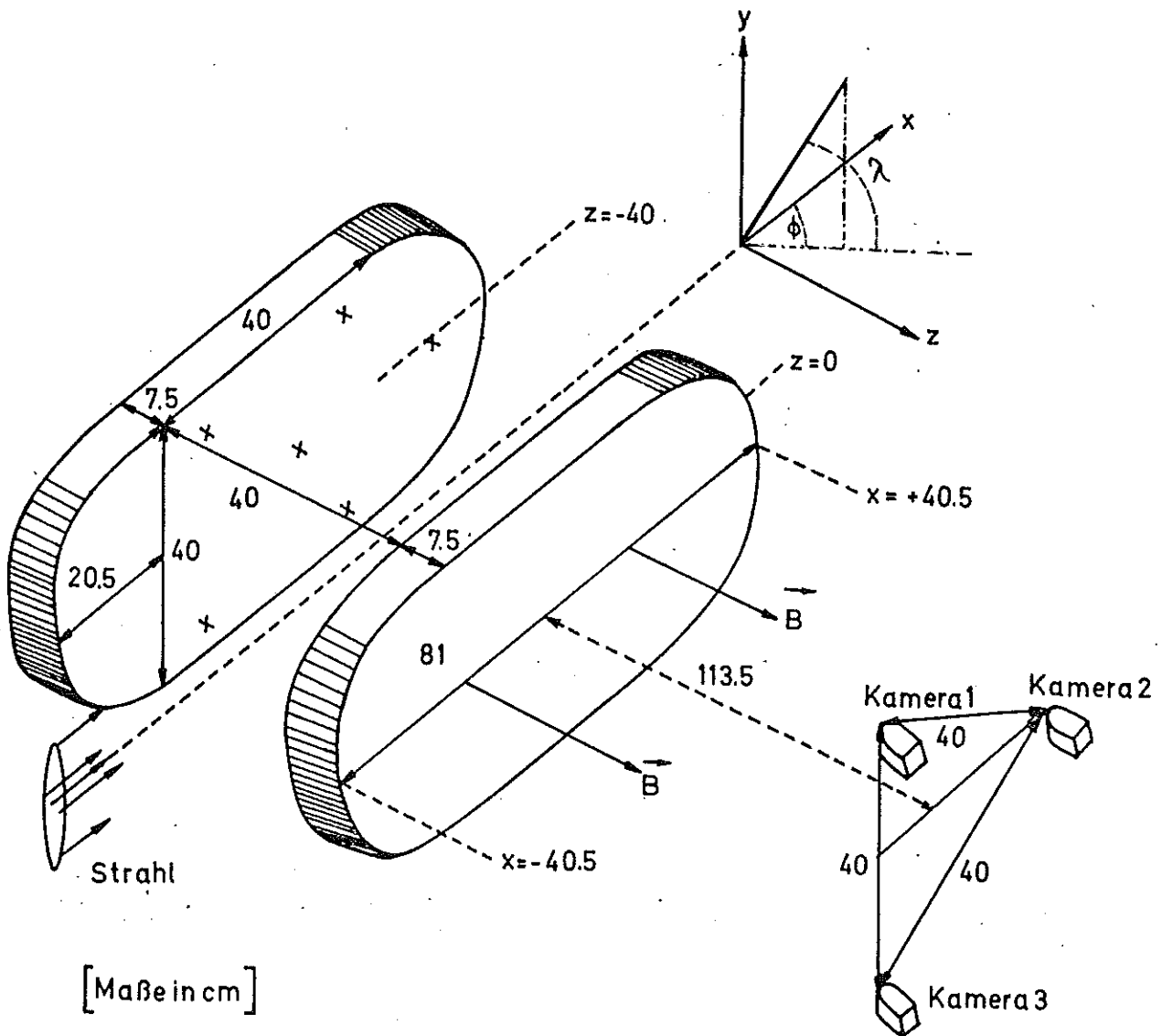


Abb.1 Schematische Darstellung der Blasenkammer
 Kammerkörper mit Seitenfenstern und Kameras.
 Der Punkt $(x, y, z) = (0, 0, -20)$ liegt in
 Kammermitte.

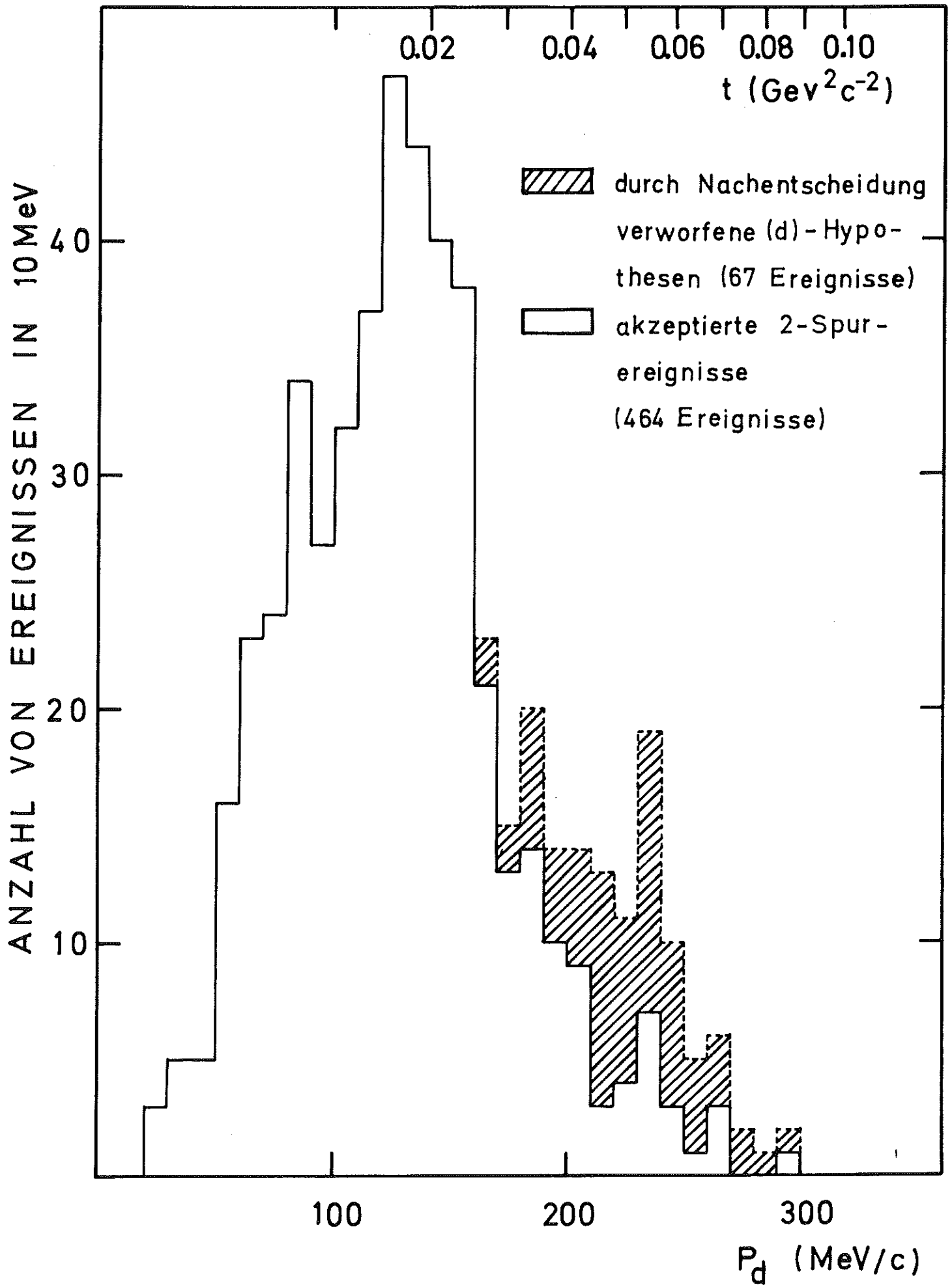


Abb. 2

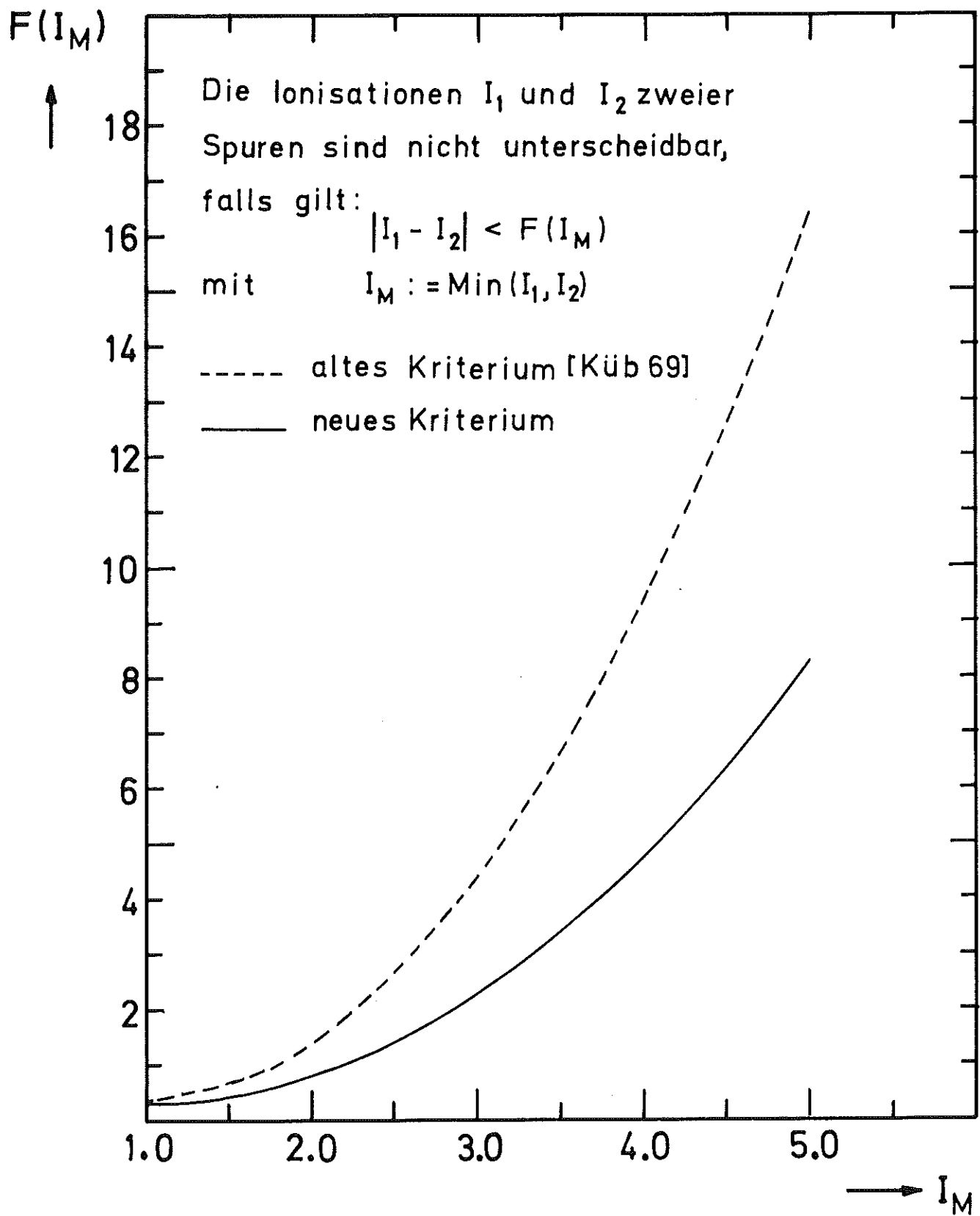
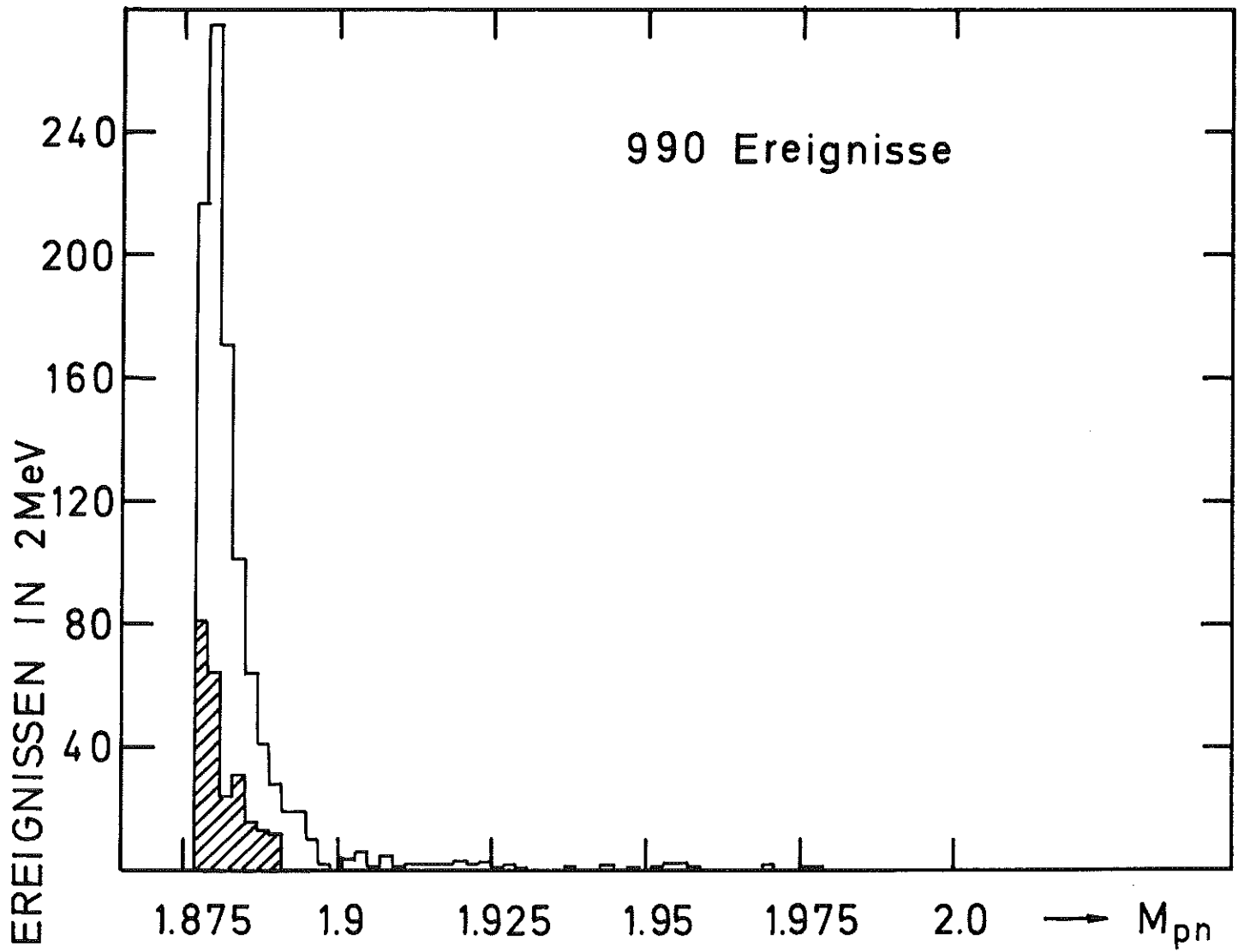
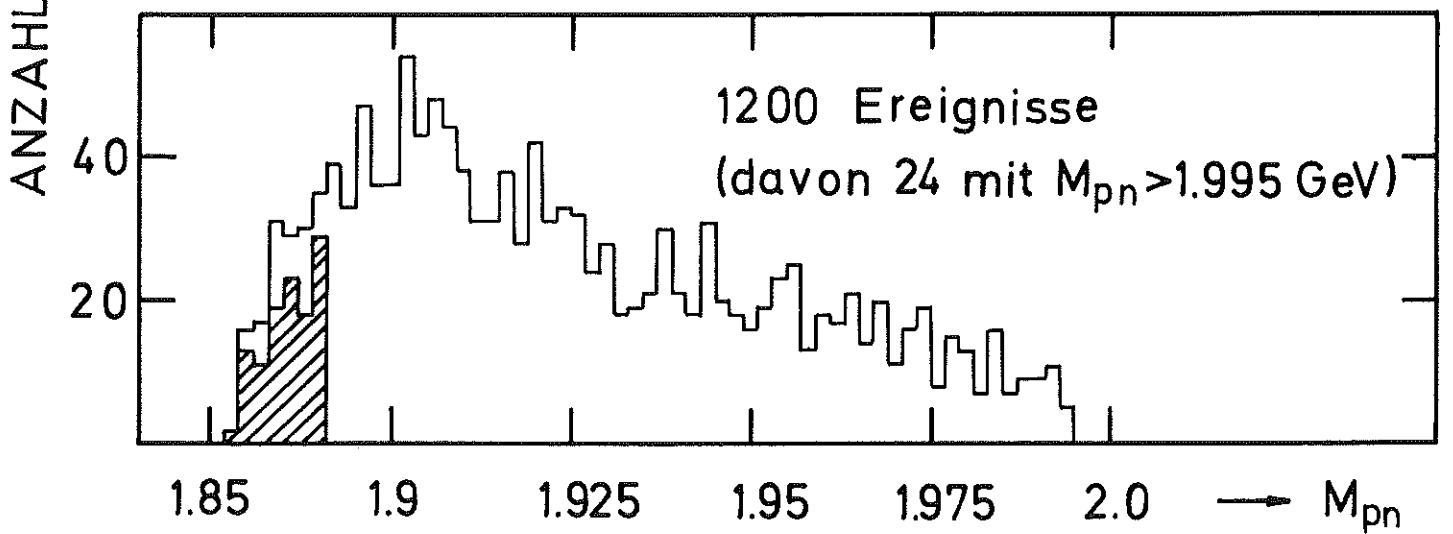


Abb. 3



▨ (d/pn)-mehrfache Ereignisse Abb. 4 a



M_{pn} -Verteilungen für FAKE-Ereignisse Abb. 4 b



$$1.1 < E_\gamma < 5.3 \text{ GeV} \text{ und } t < 0.2 \text{ GeV}^2 c^{-2}$$

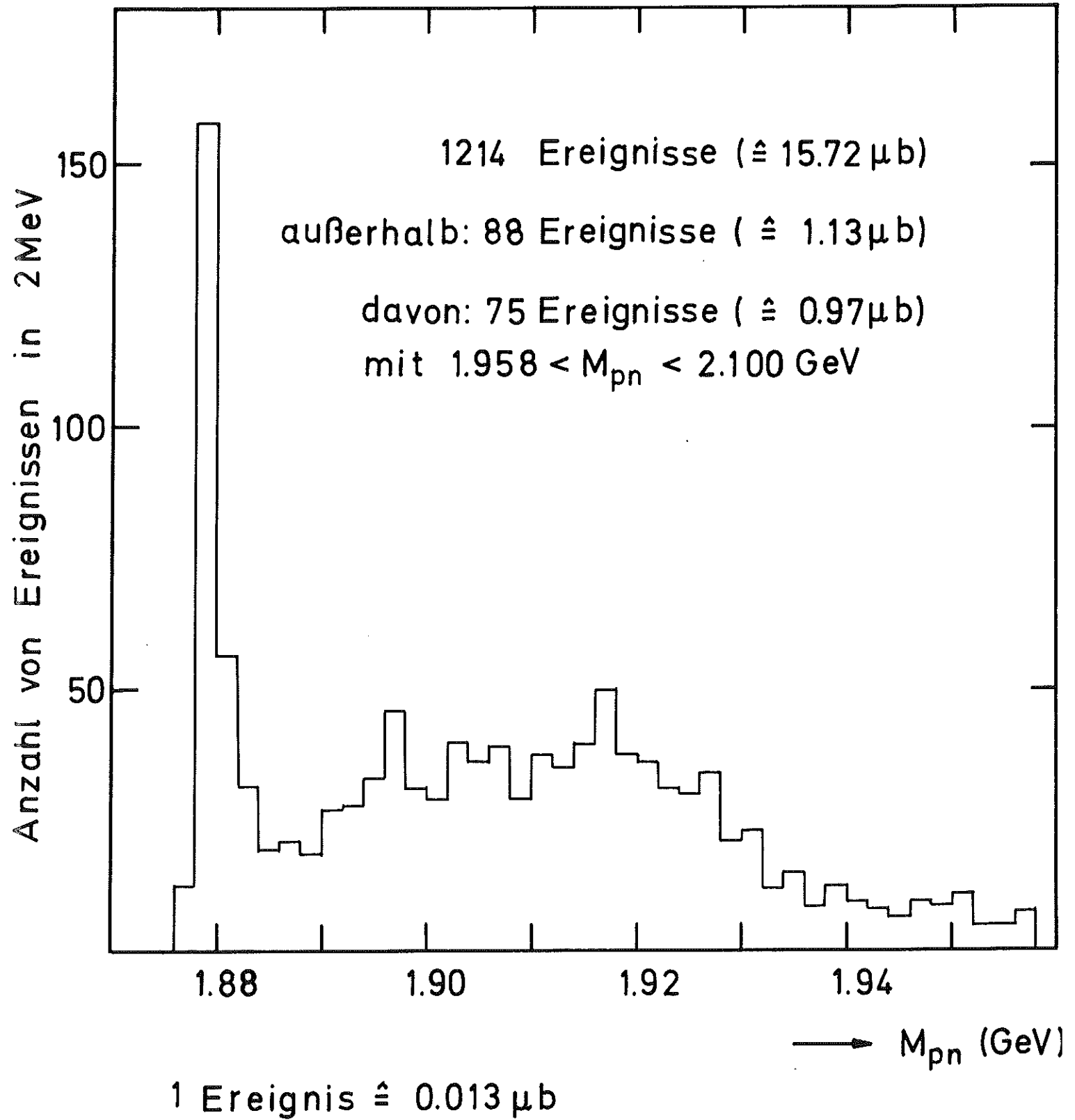


Abb. 5

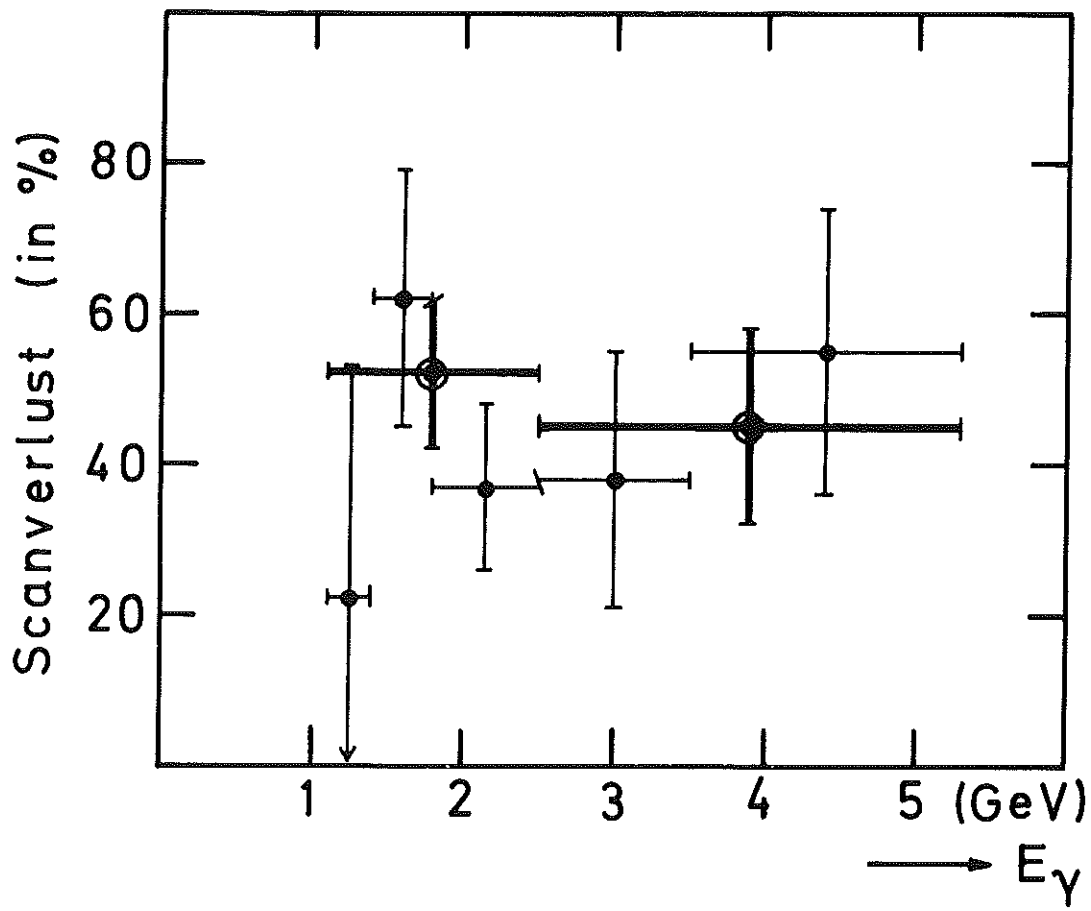


Abb. 6

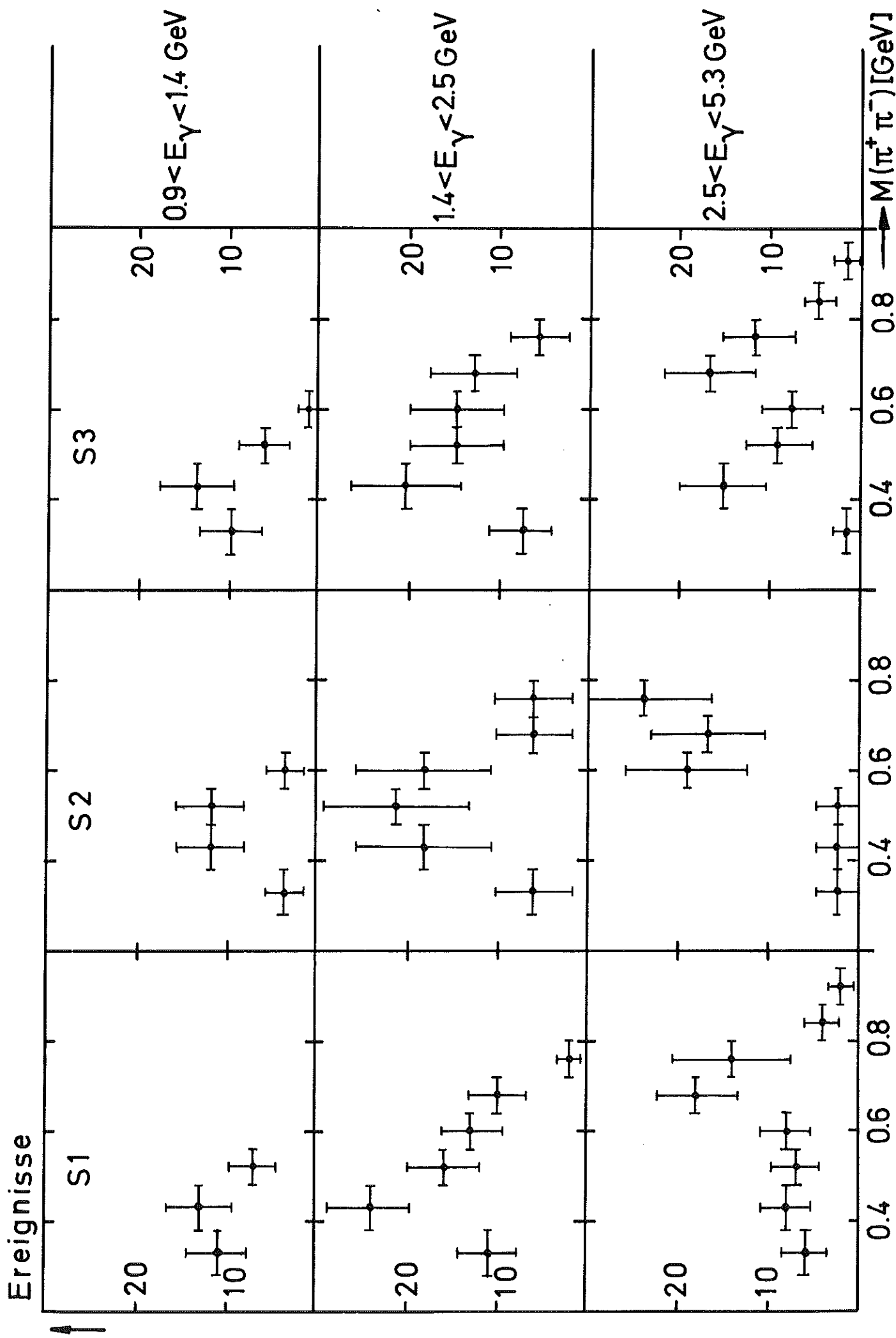
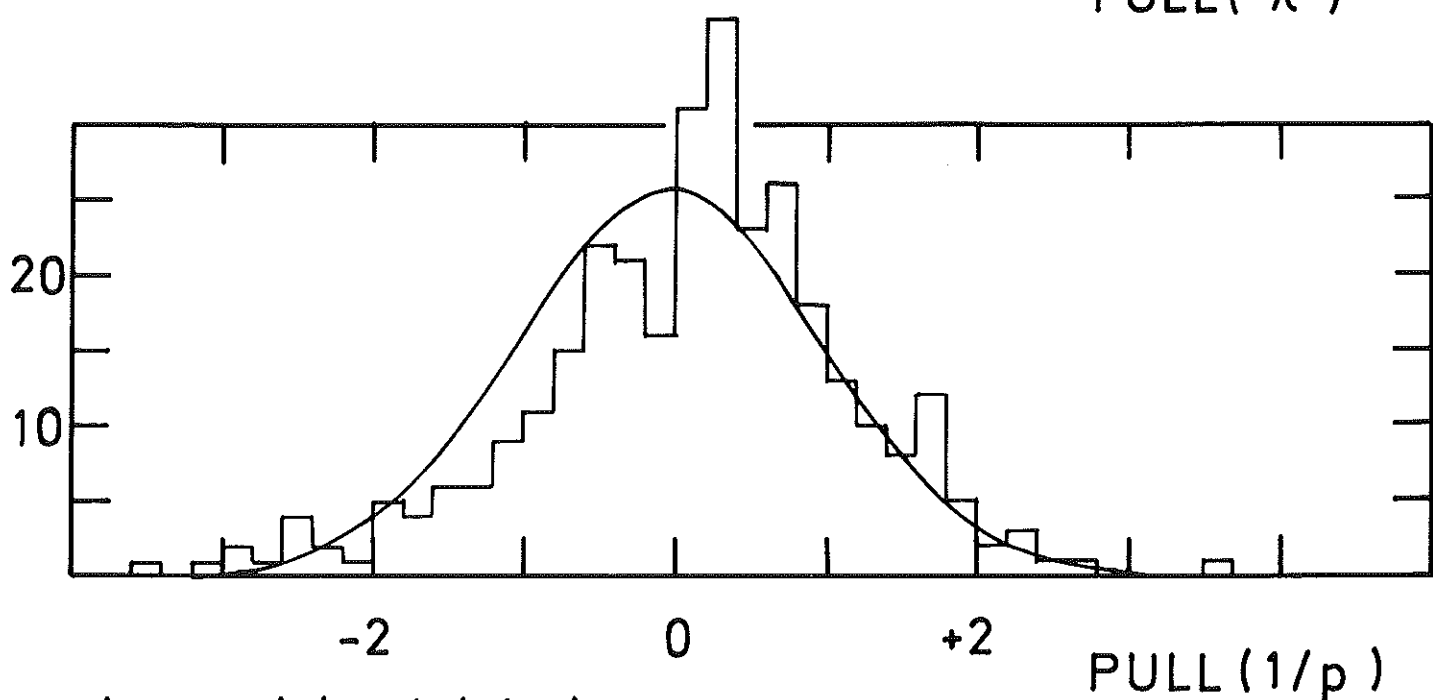
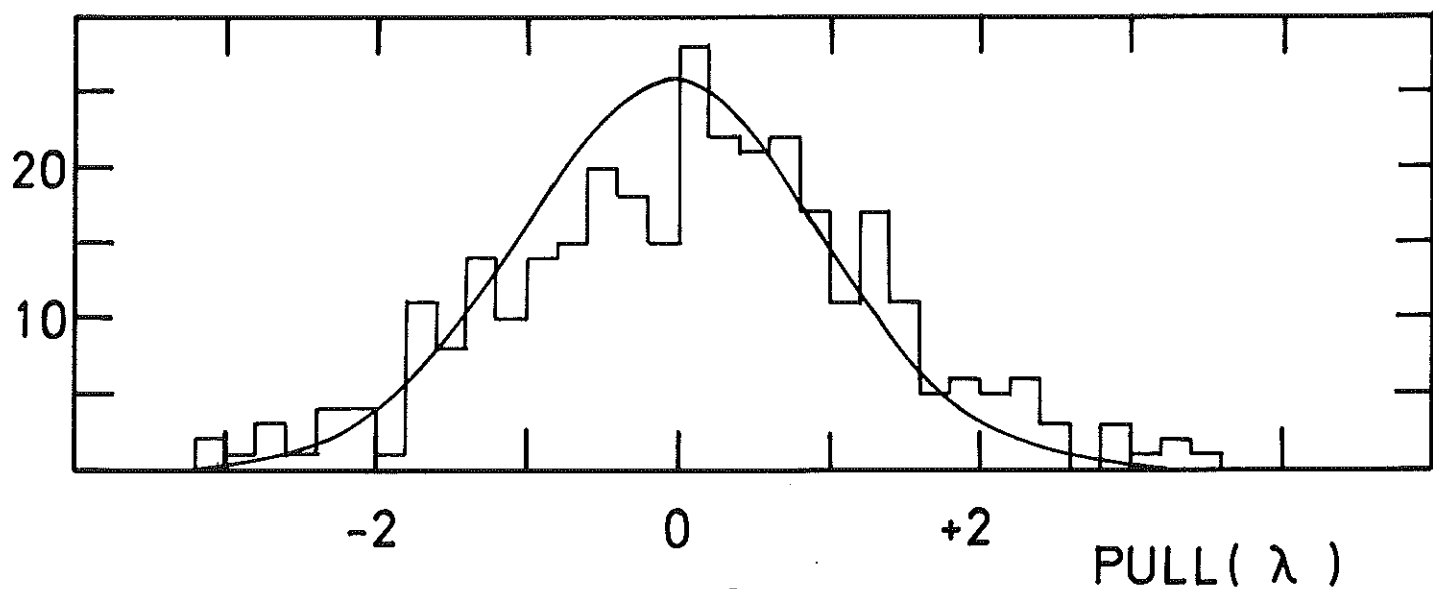
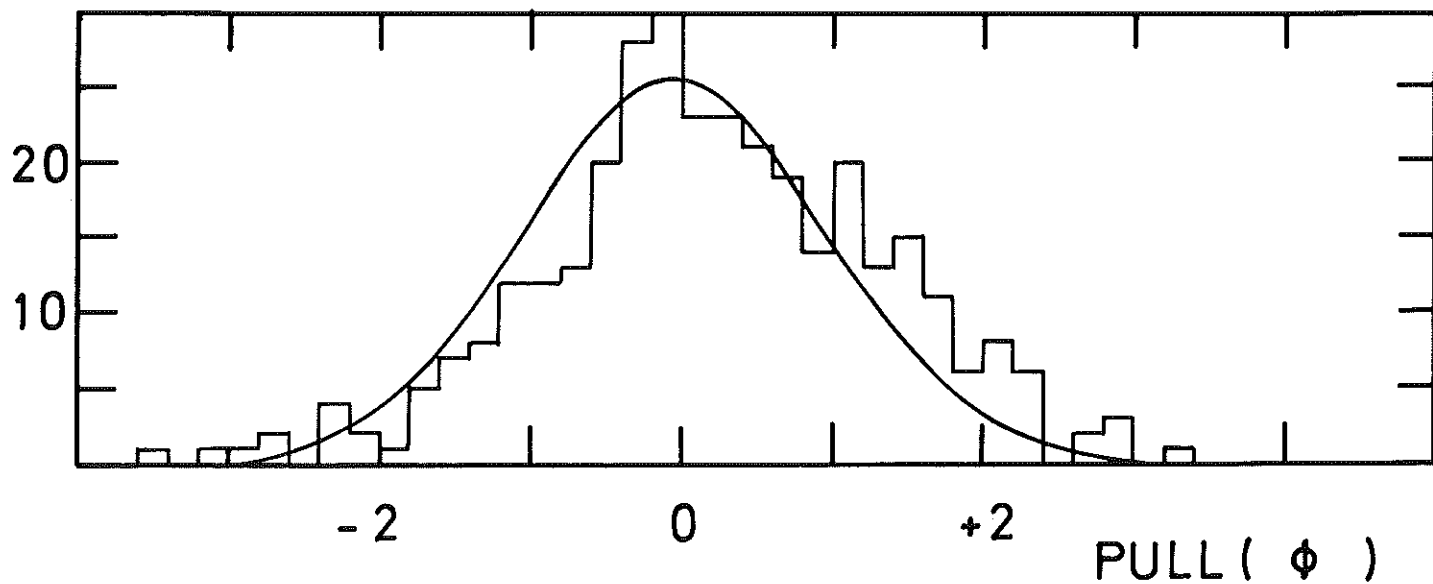


Abb. 7



eingezeichnet ist eine
 $N(0,1)$ - Verteilung

Abb. 8

806 3-Spurereignisse

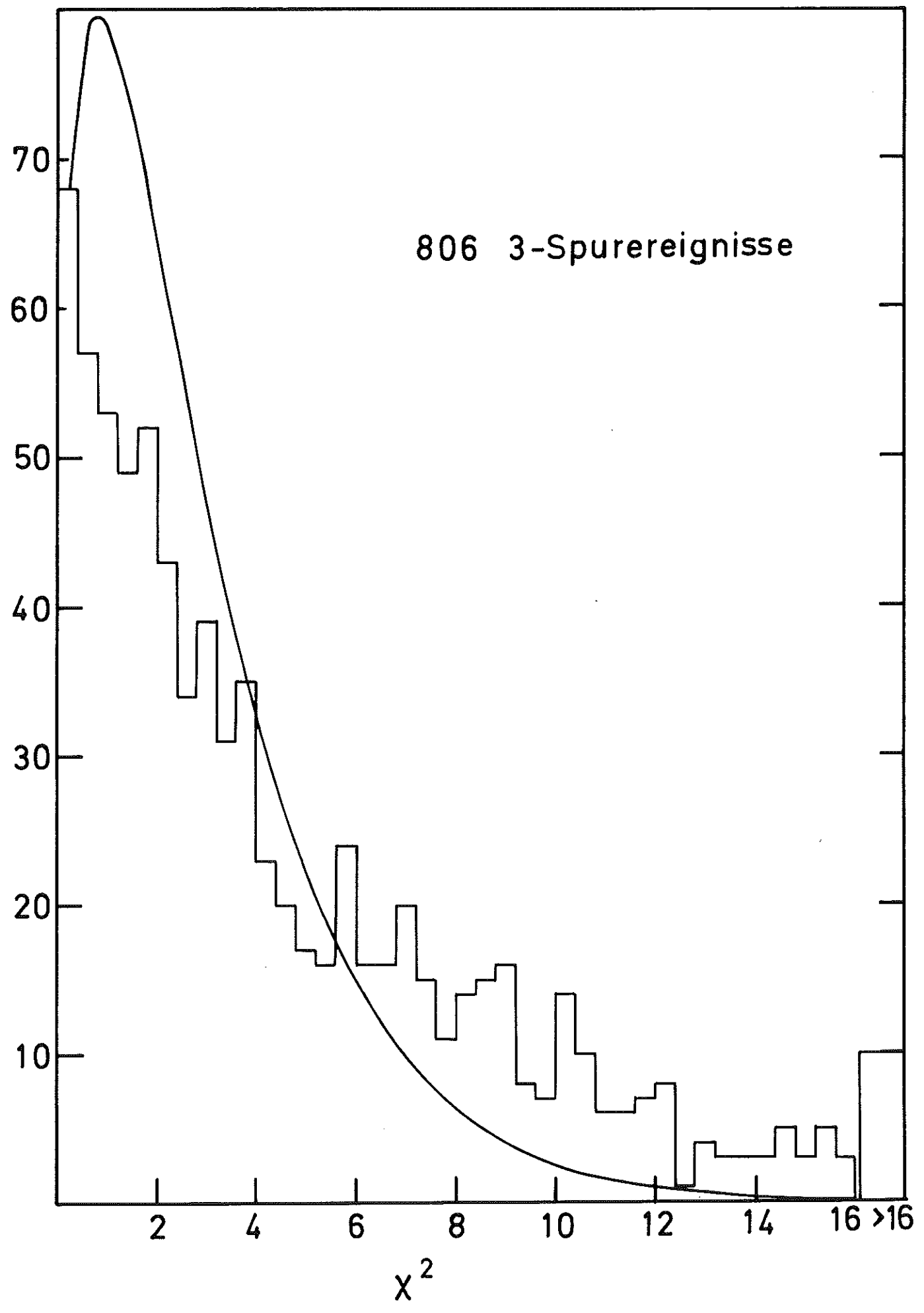


Abb. 9

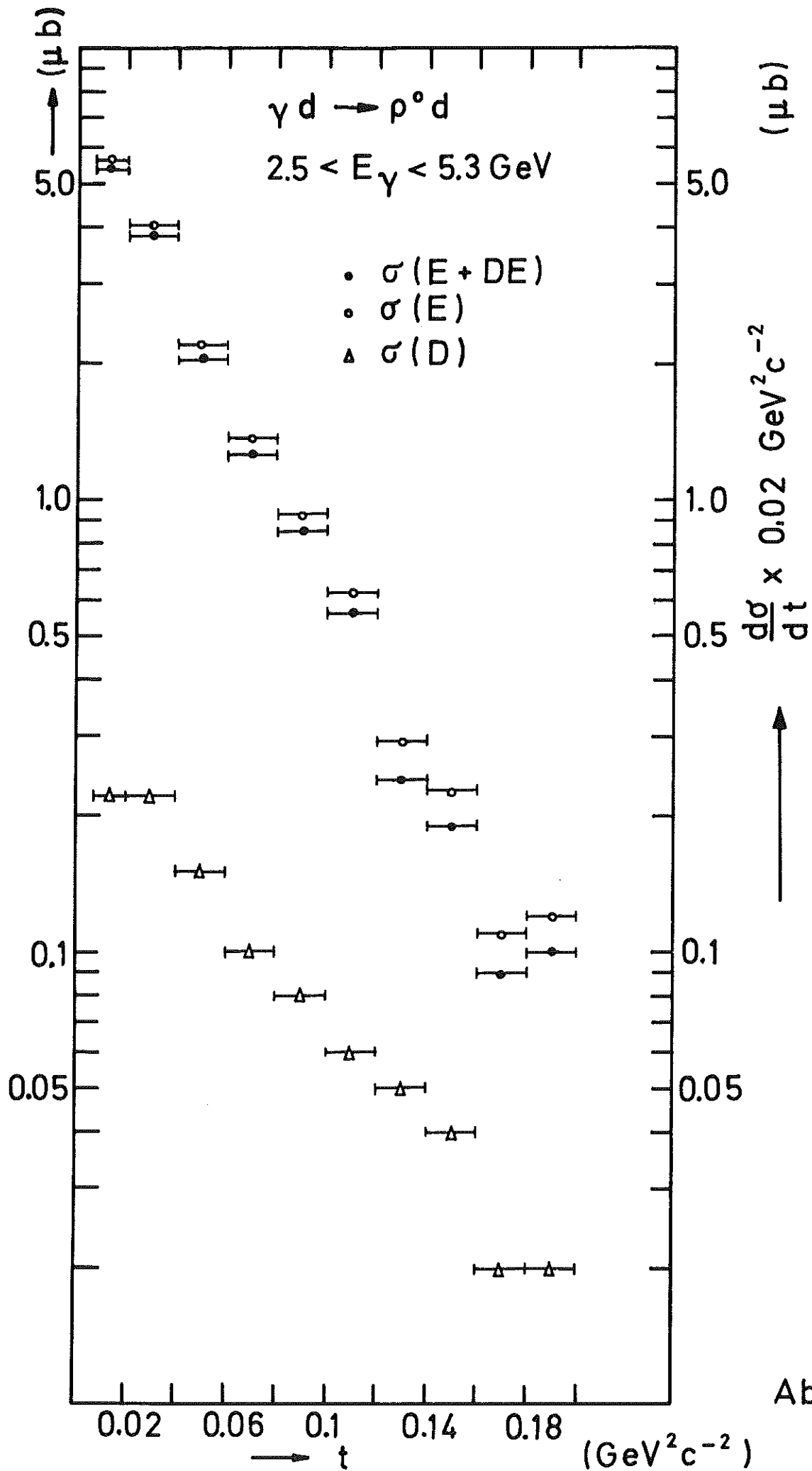


Abb. 10

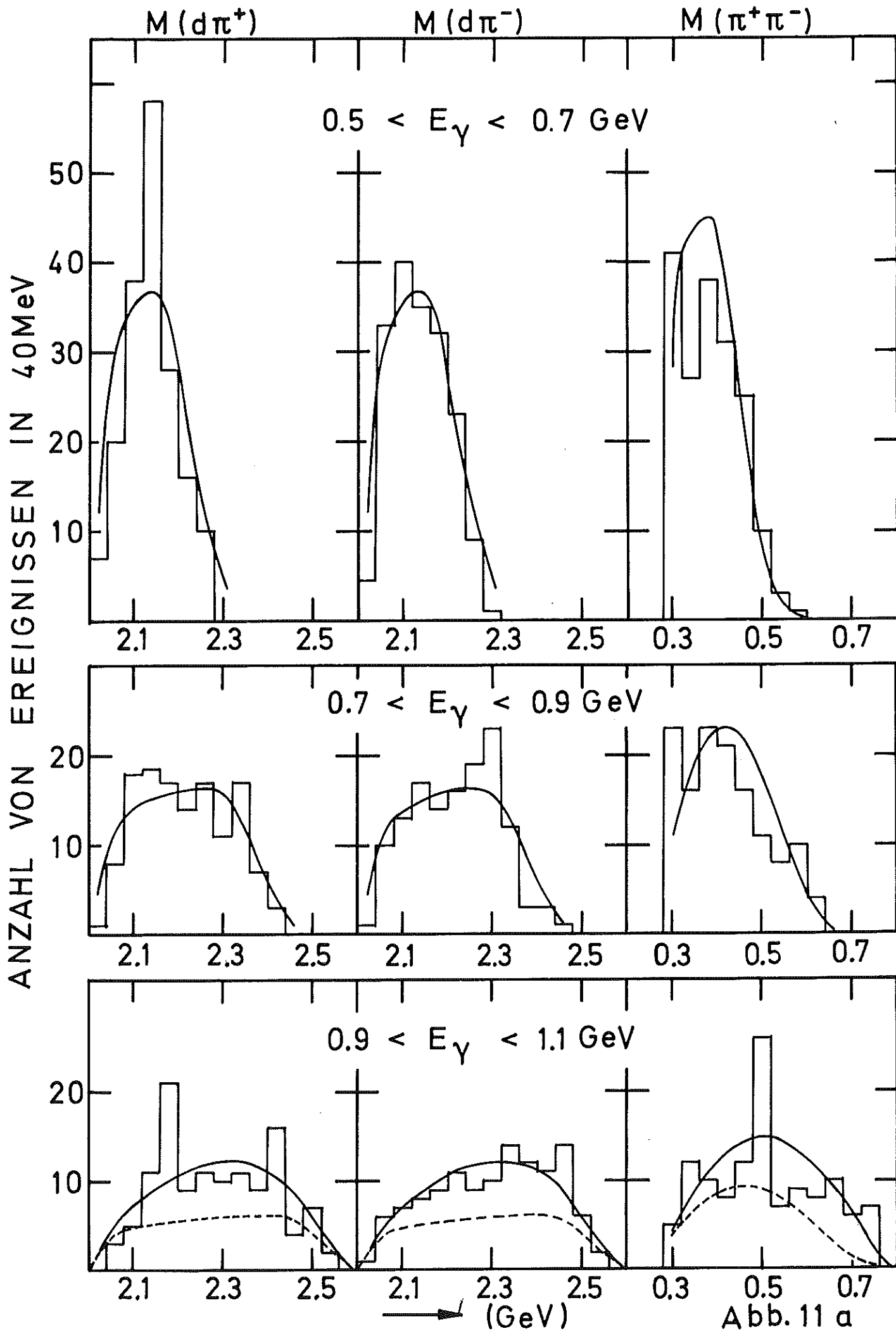
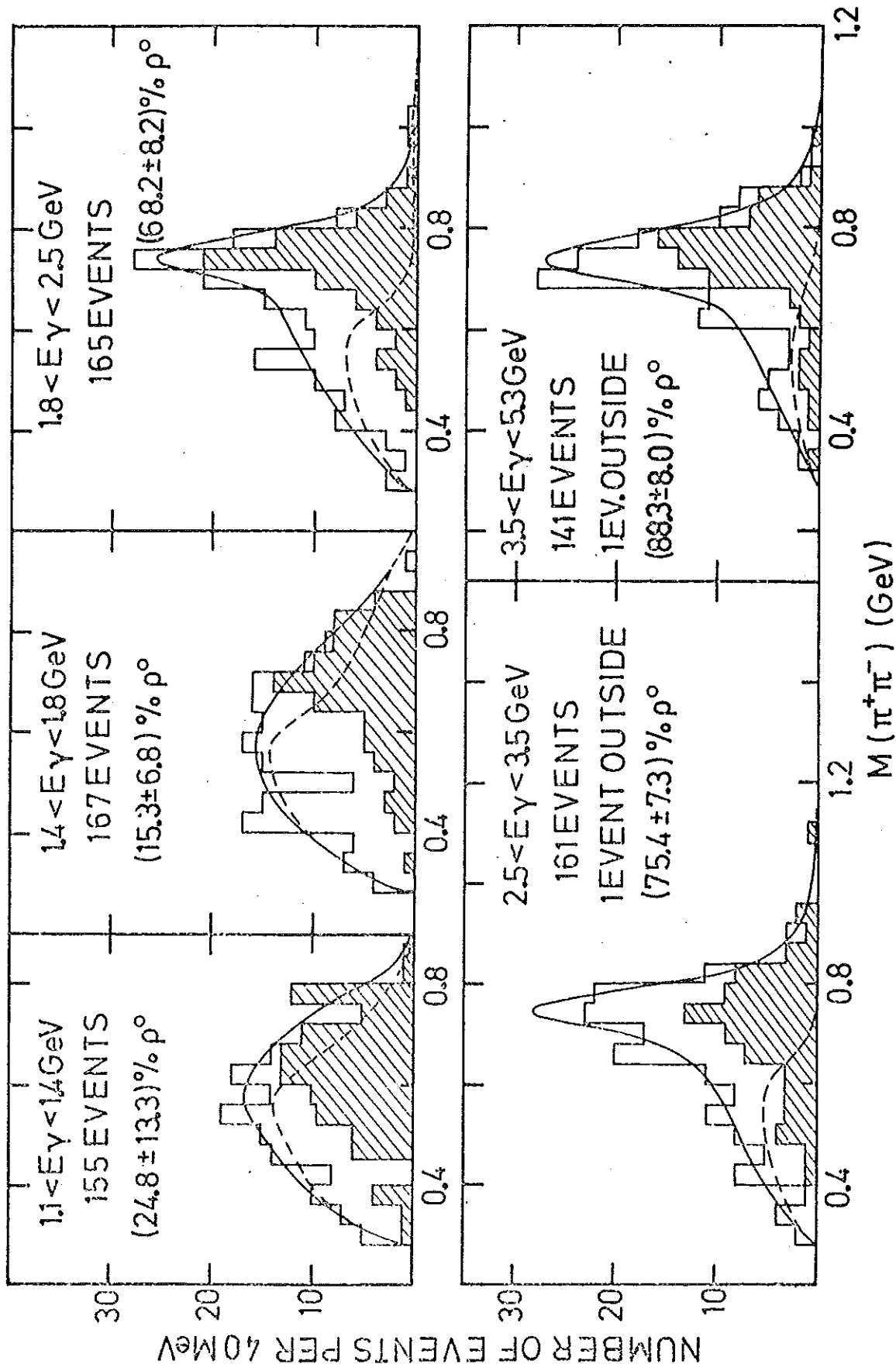


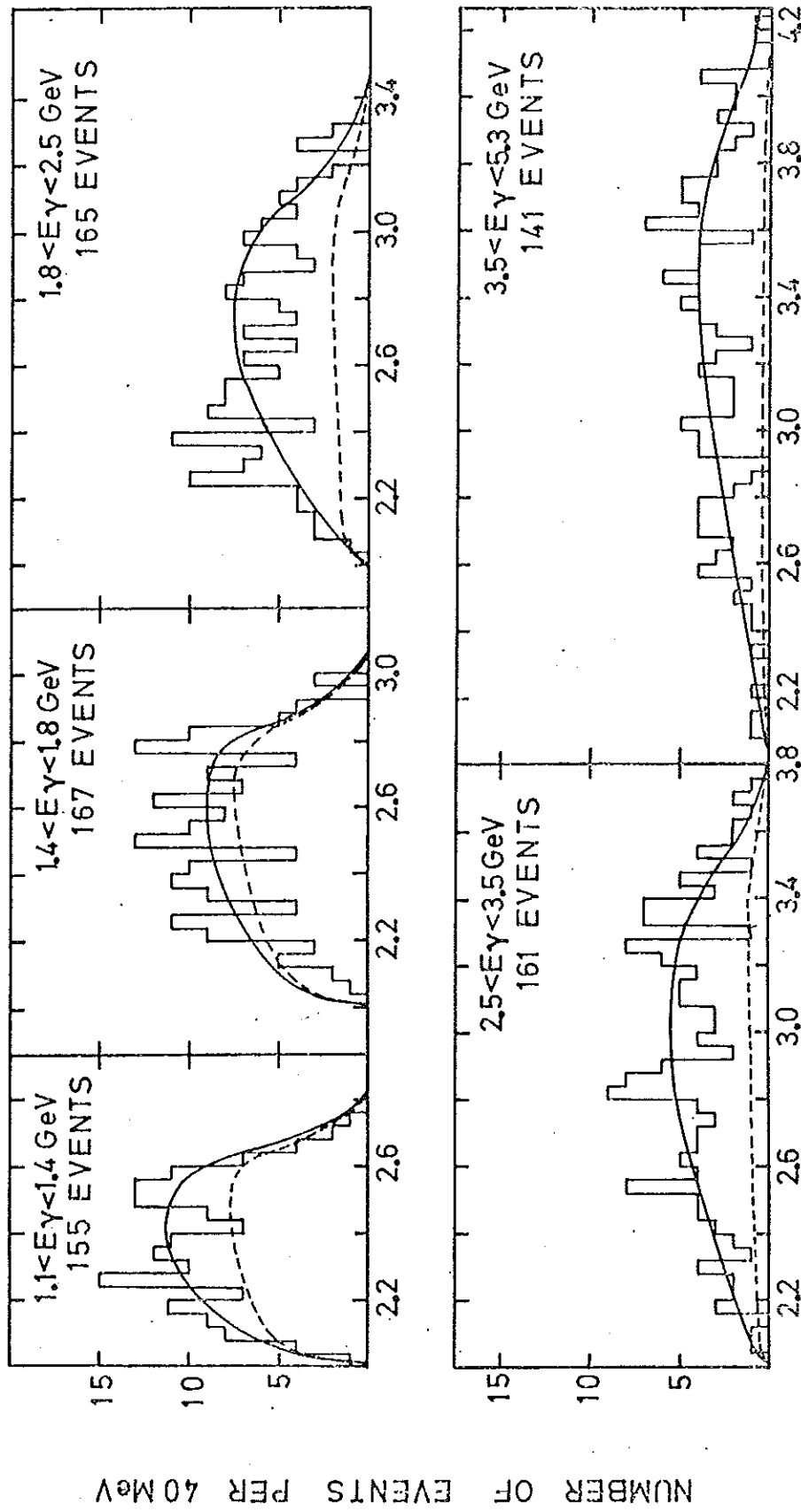
Abb. 11 a

$$\gamma d \rightarrow d \pi^+ \pi^- \quad |t(\gamma/\pi^+ \pi^-)| < 0.2 \text{ GeV}^2$$



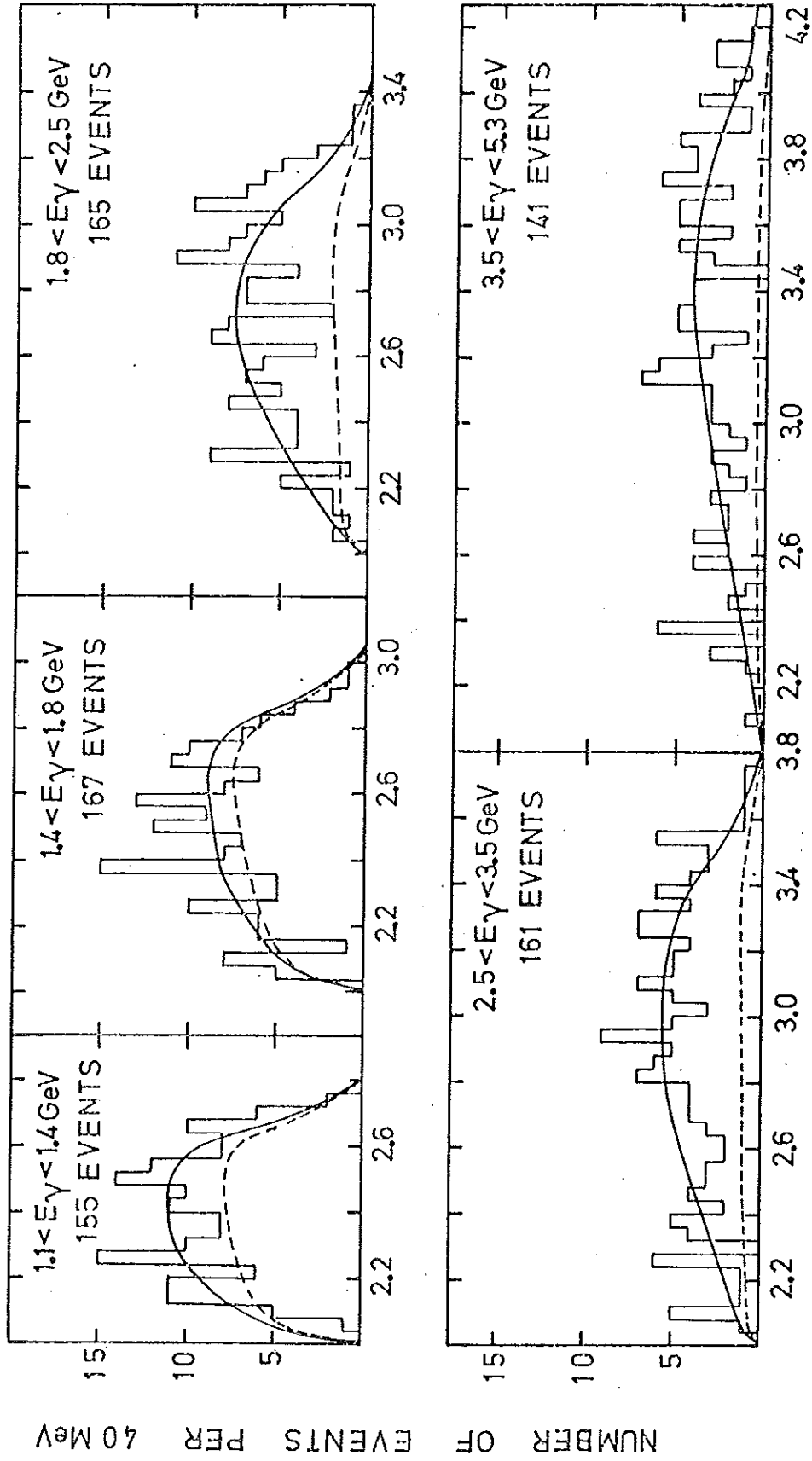
$$\gamma d \rightarrow d \pi^+ \pi^-$$

$$|t(\gamma/\pi^+ \pi^-)| < 0.2 \text{ GeV}^2$$



$$\gamma d \rightarrow d \pi^+ \pi^-$$

$$|t(\gamma/\pi^+\pi^-)| < 0.2 \text{ GeV}^2$$



$M(d\pi^-)$ (GeV)

$\gamma d \rightarrow dp^0$

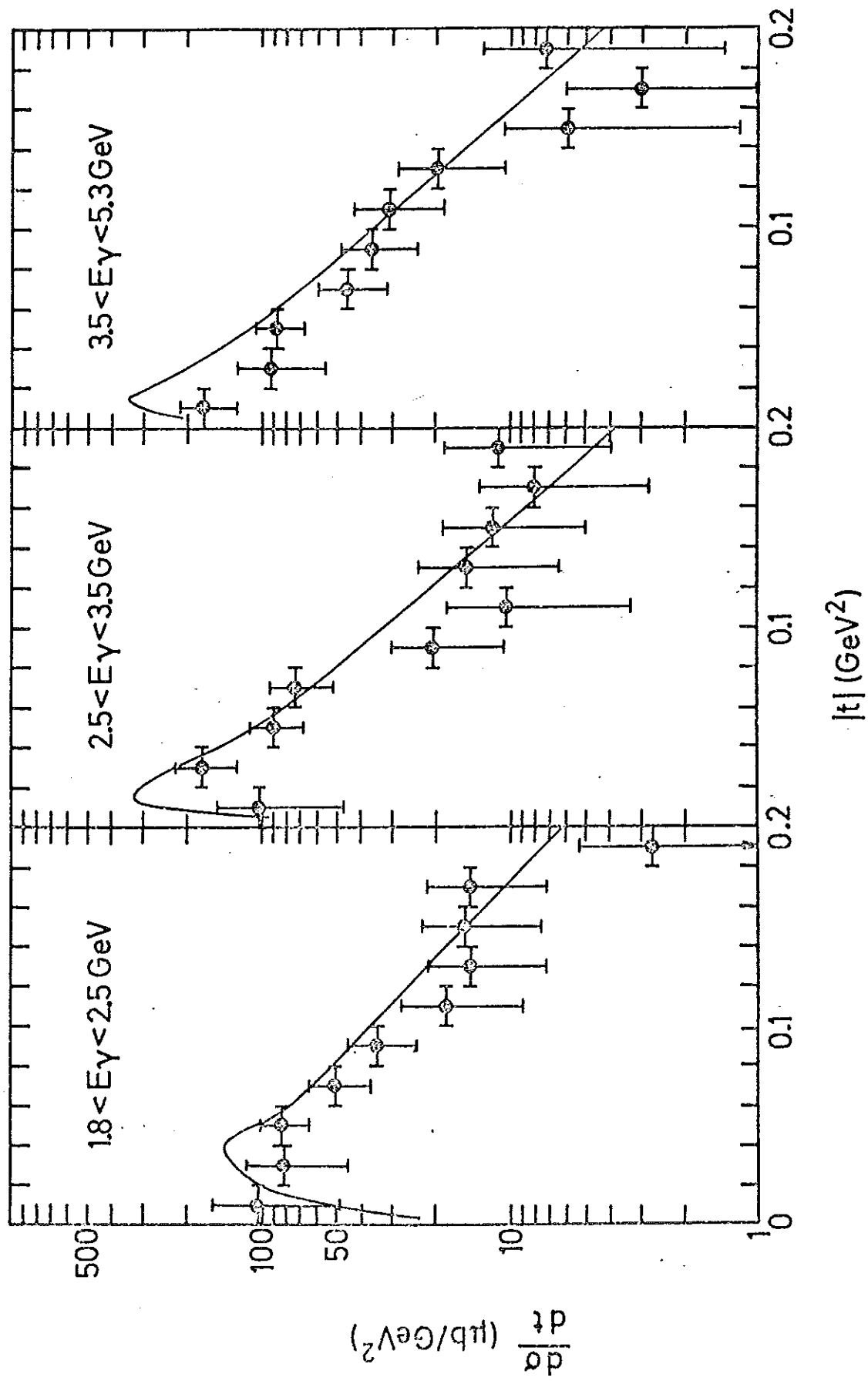


Abb. 12a

$\gamma d \rightarrow dp^0$

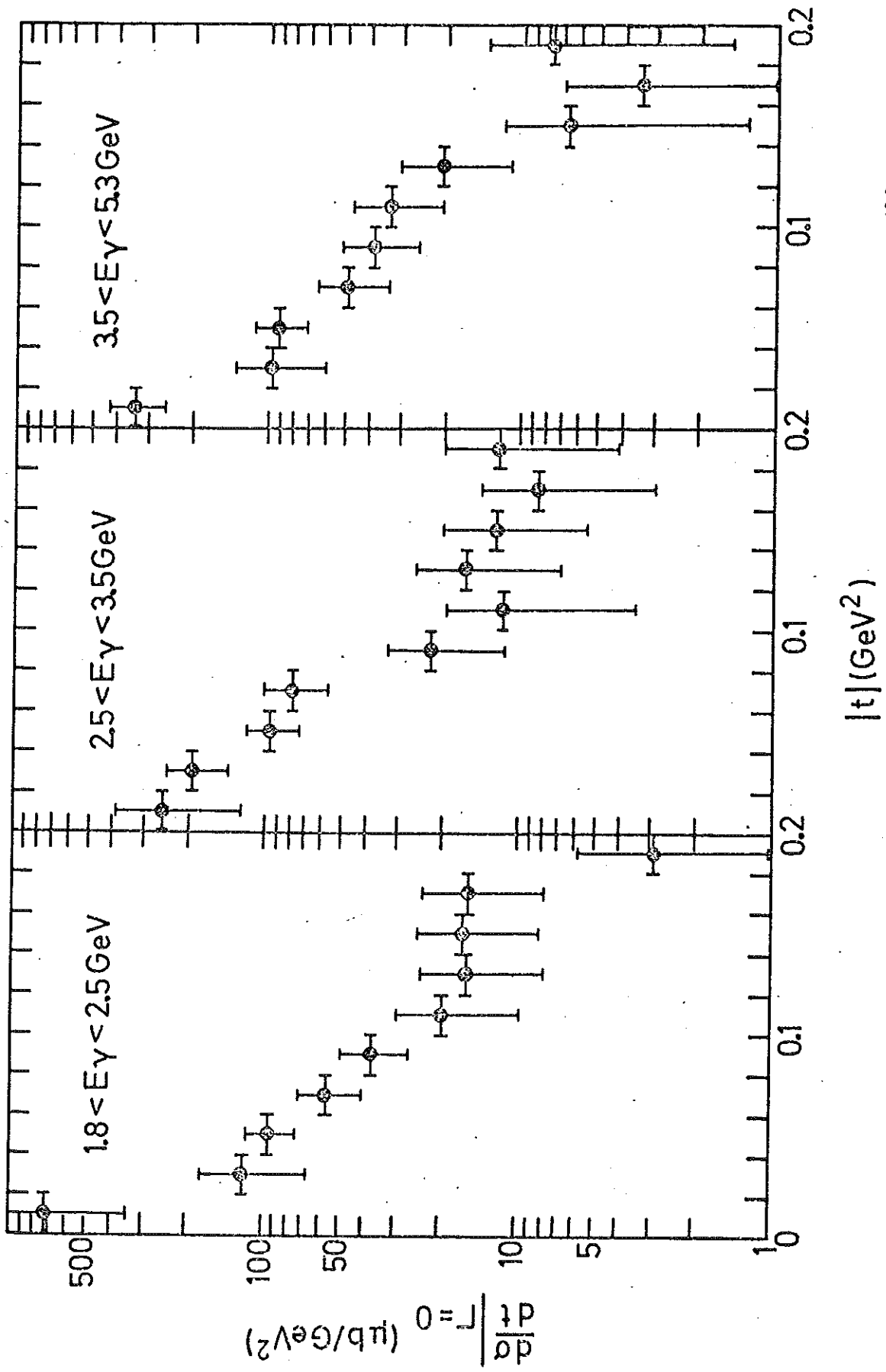


Abb. 12b

$$0 < t < 0.2 \text{ GeV}^2$$

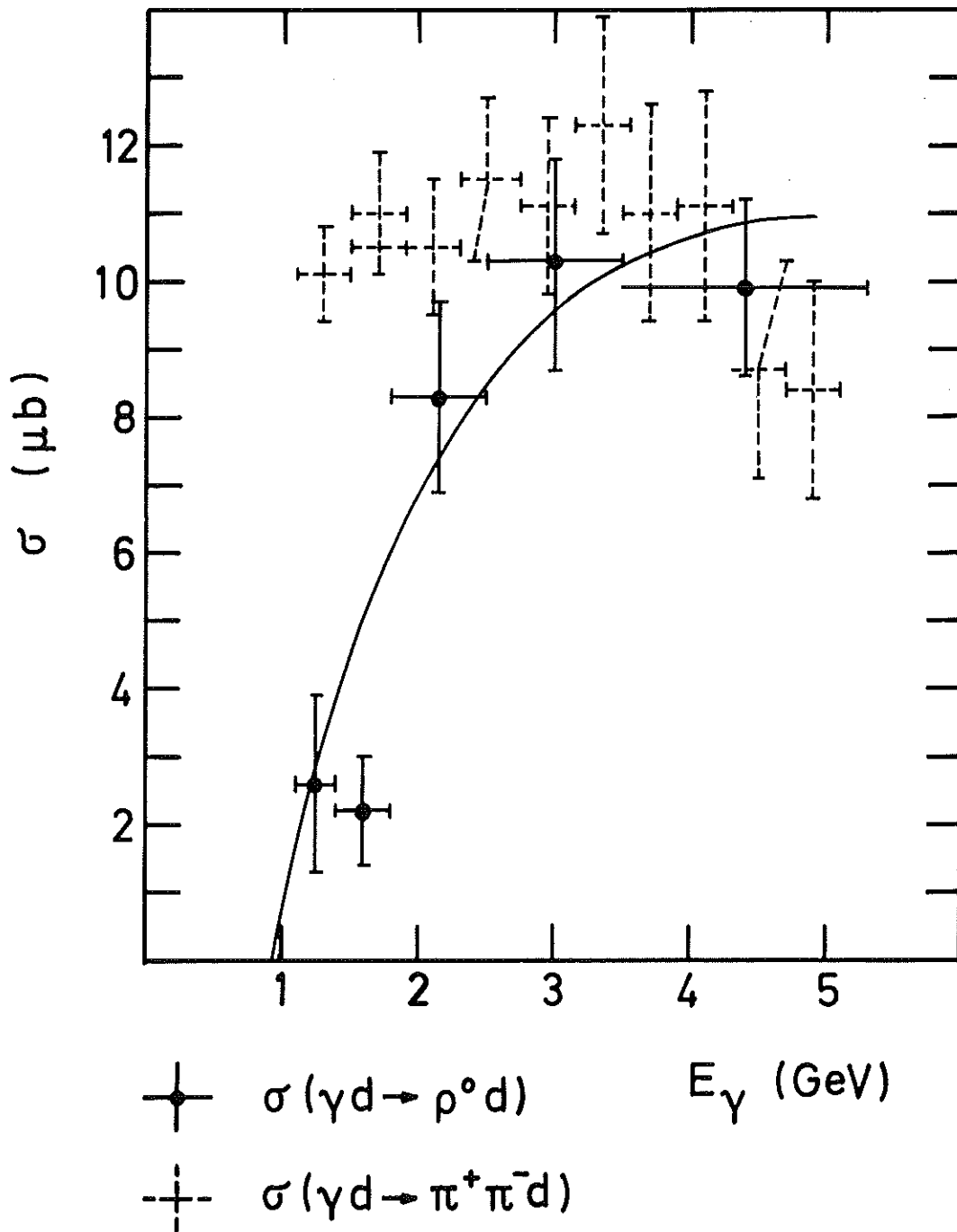
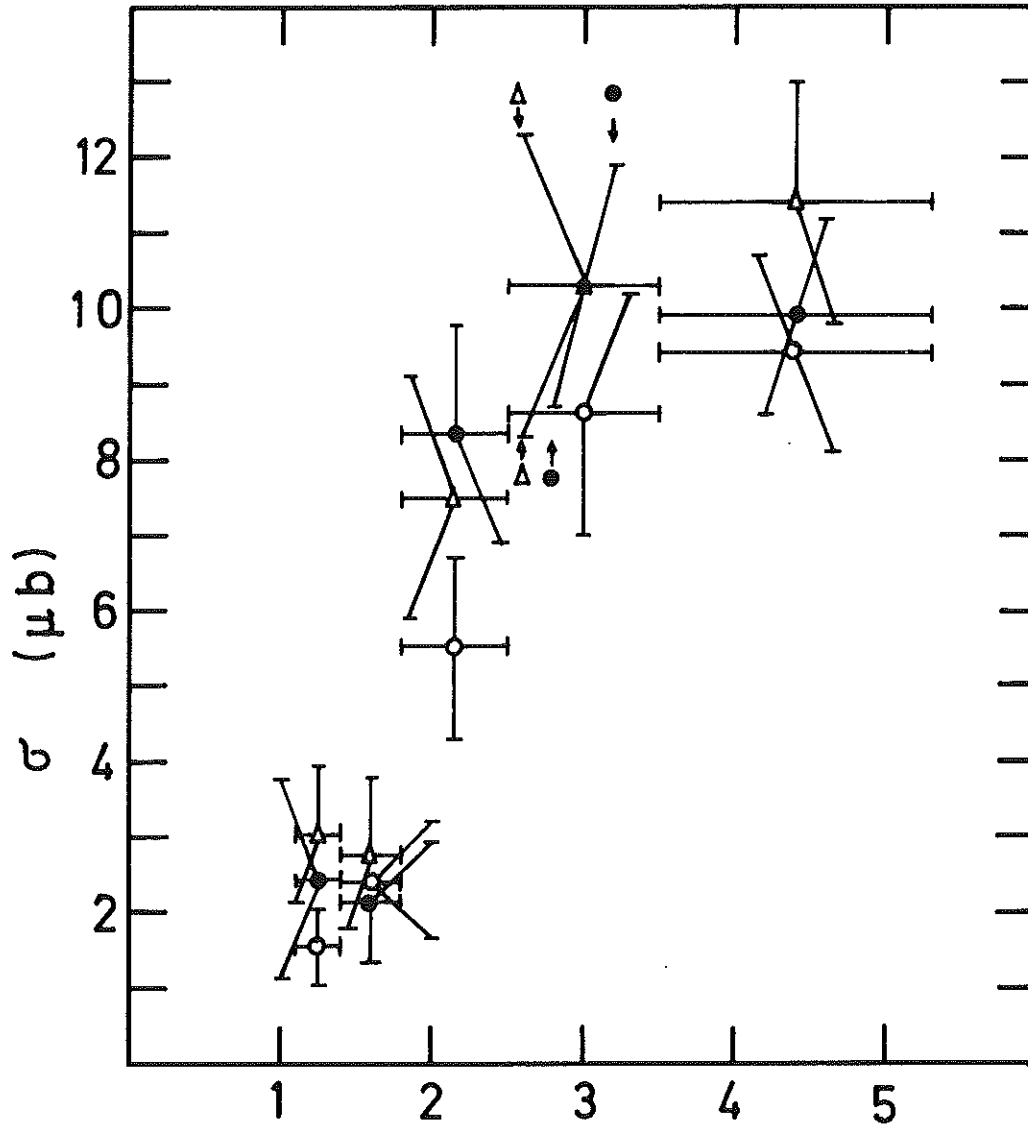


Abb. 13



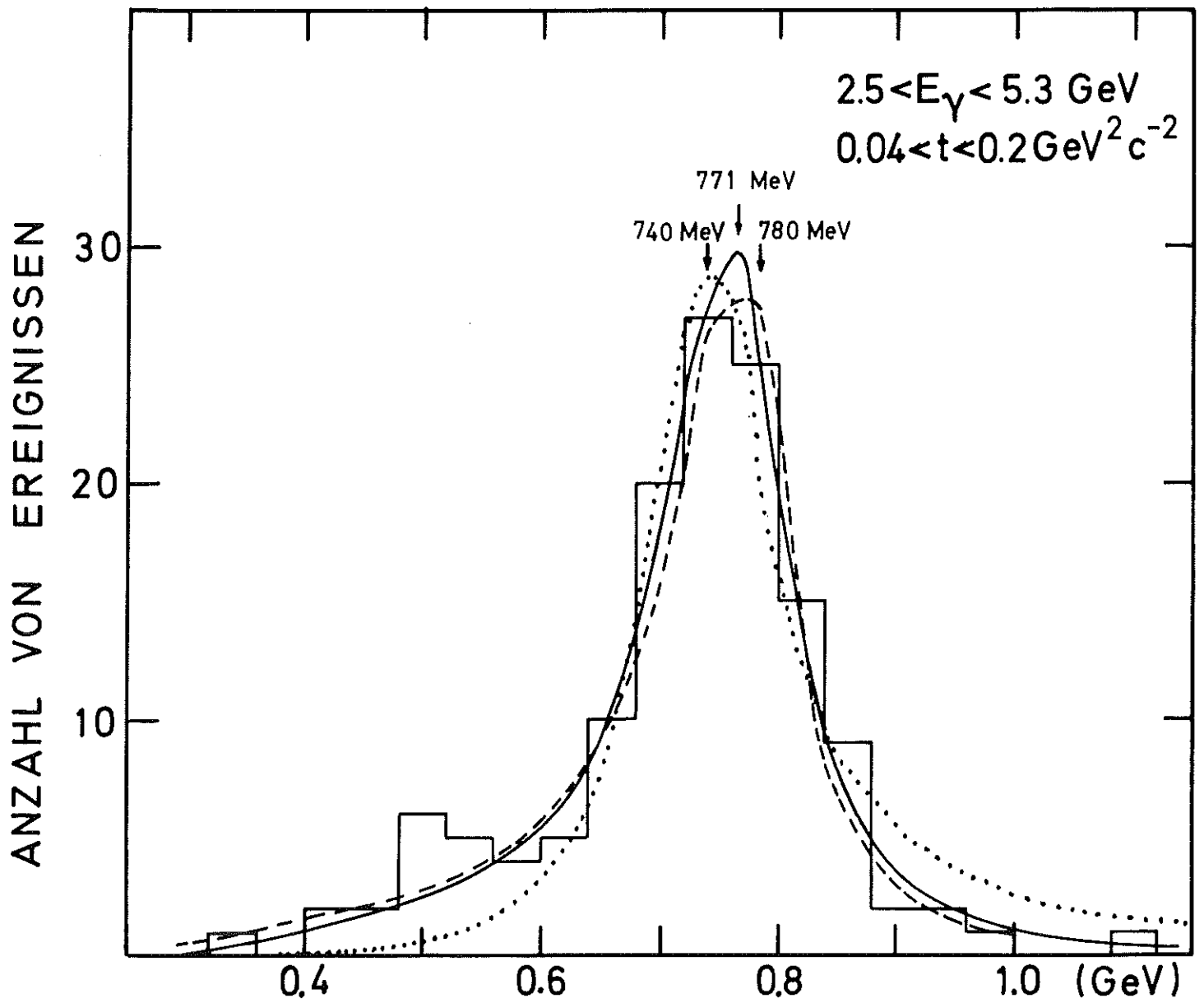
$$0 < t < 0.2 \text{ GeV}^2 c^{-2}$$



Anpassungen:

- (E)
- (S)
- △ (RS)

E_γ (GeV)



Anpassungen:

— nach Ross-Stodolsky (RS)

--- Interferenzprozeß nach Söding (S)

.... nach Breit-Wigner (BW)

→ $M_{\pi^+\pi^-}$

Abb. 15

ANZAHL VON EREIGNISSEN

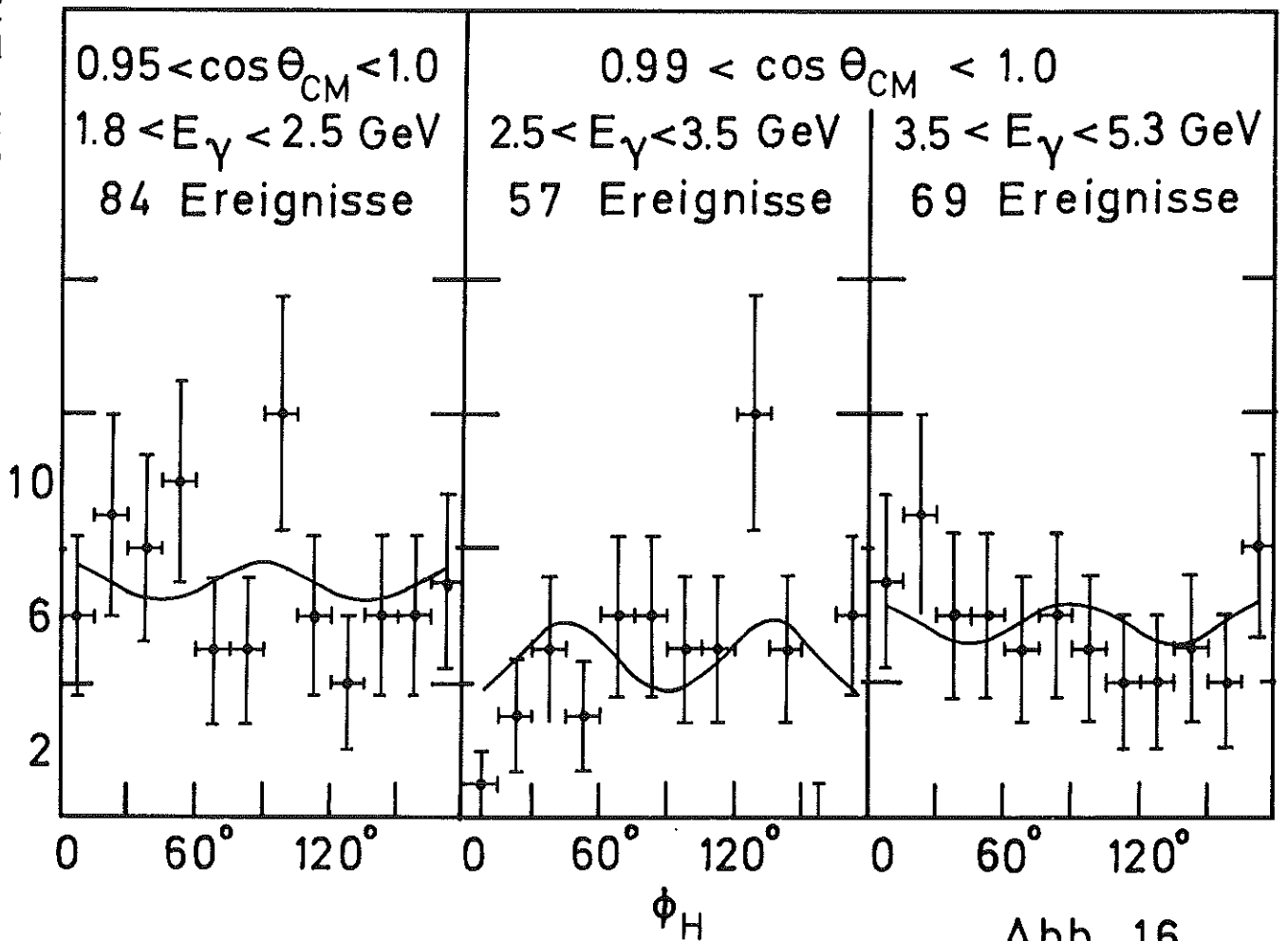
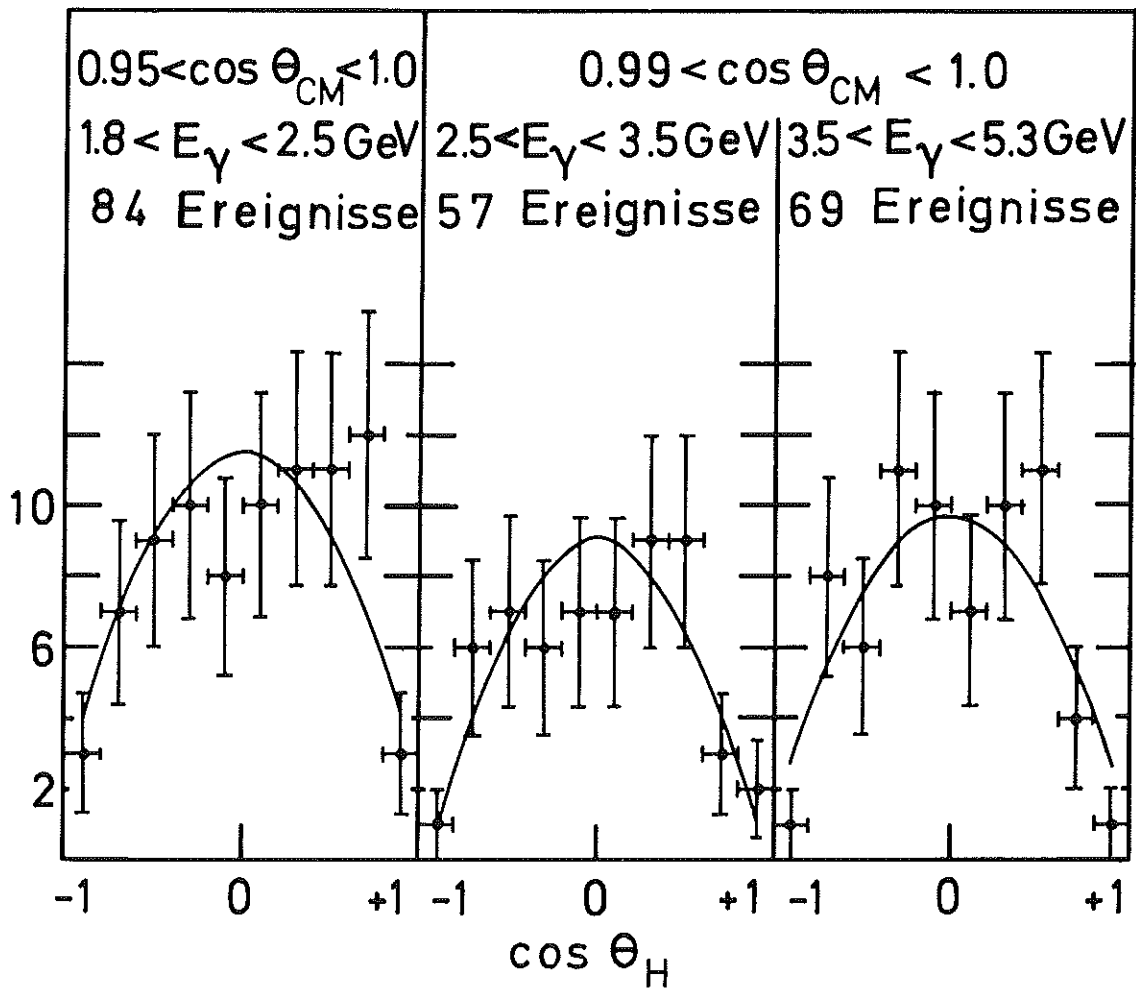


Abb. 16

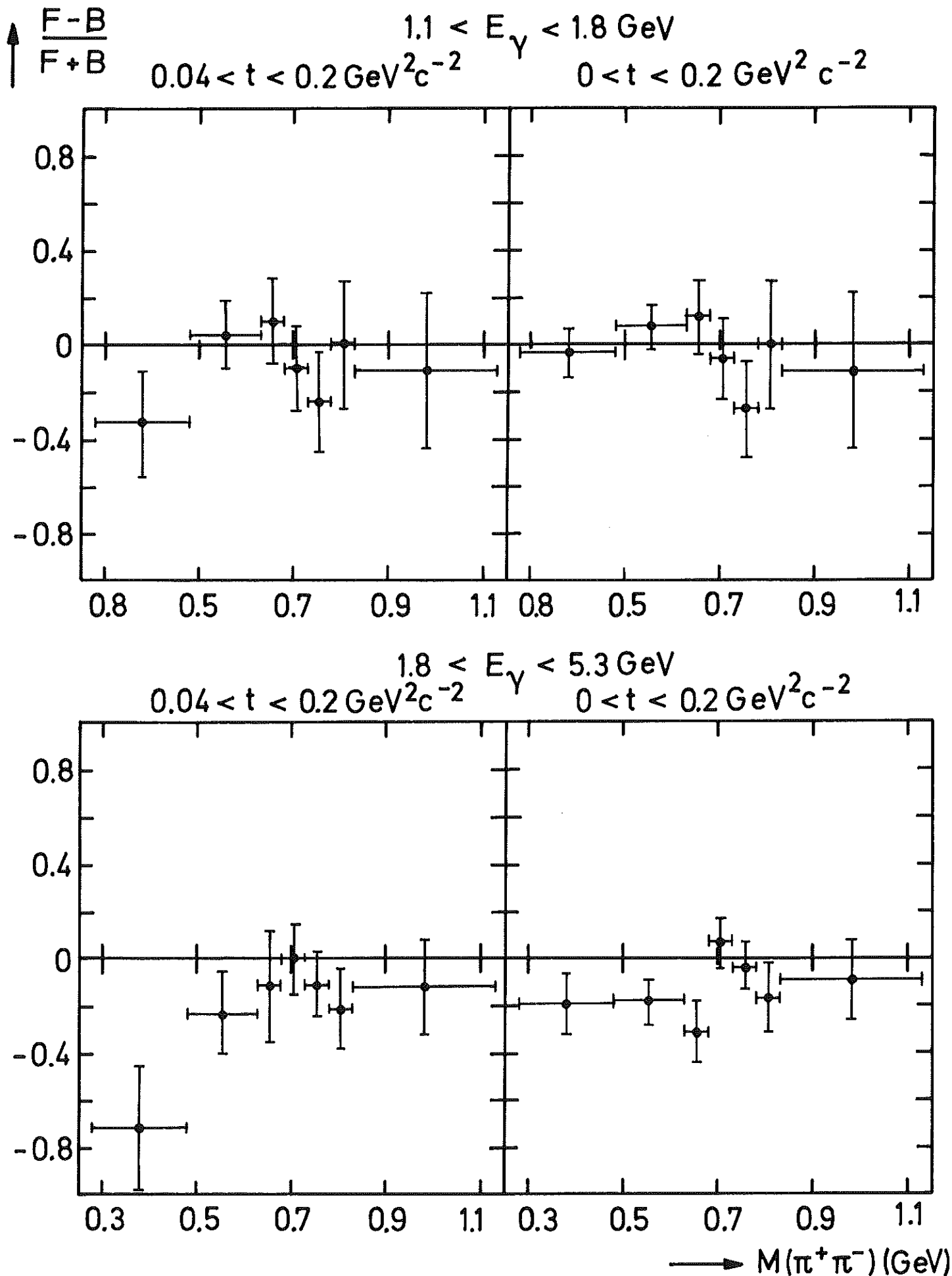


Abb. 17

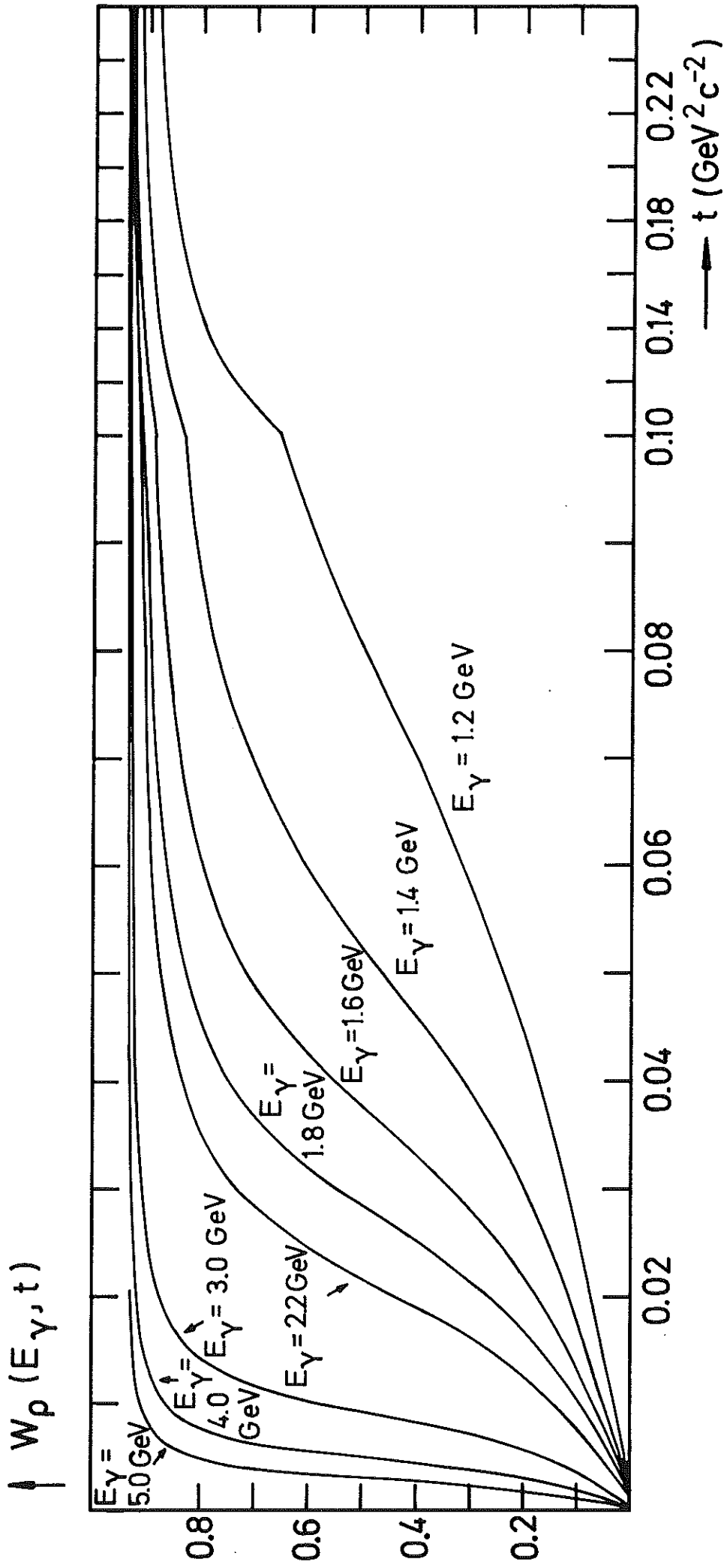


Abb. 18



