

Interner Bericht
DESY F1-73/1
Februar 1973

DESY Bibliothek
10. FEB. 1973

Photoproduktion von $\Delta(1236)$ und ρ^- in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$
bei Photonenergien bis 5.5 GeV

von

Fritz Storim

Photoproduktion von $\Delta(1236)$ und ρ^- in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$
bei Photonenergien bis 5.5 GeV

von

Fritz Storim

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes, das die Aachen-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt hat.

Abstract

In a study of photoproduction on deuterons with a bremsstrahlung beam of end-point 5.5 GeV in the 85 cm bubble chamber at DESY, approximately 3.1 million pictures containing about 92 000 events with two or more outgoing charged particles were analyzed.

This paper presents the cross sections for the processes $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$, $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+(1236)$, $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0(1236)$, and $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ as functions of the photon energy. For resonance production, the differential cross sections are given for various intervals of photon energy. These analyses are based on a sample of about 5000 $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ events.

The extraction of cross sections on neutrons from the deuteron data and the separation of multi π^0 events is discussed in detail.

The photoproduction of Δ isobars and vector mesons is discussed in terms of several models.

The cross section for Δ production can be qualitatively understood in terms of a Born model with absorptive corrections and contributions from resonance formation in the s-channel.

The cross section for ρ^- production at center-of-mass energies > 2.5 GeV agree within the error bars with the prediction from π exchange. At lower energies the observed cross section exceeds the π exchange prediction; the difference in the cross sections may be understood in terms of ρ^- and A_2^- exchange or (in the spirit of extended duality) of resonance formation in the s-channel.

Using the cross sections for $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ and $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ at center-of-mass energies > 2.5 GeV we determined for the reaction $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ an isospin $I = 1$ exchange contribution of about 4% and an A_2^0 exchange contribution of about 1%.

Inhaltsverzeichnis

Seite

Liste häufig benutzter Abkürzungen

Zusammenfassung

I.	Einleitung	1
II.	Aufbau, Durchführung und Auswertung des Experiments	4
	1. Blaskammer	4
	2. Photonenstrahl	5
	3. Musterung und Messung	6
	4. Kinematische Analyse und Auswertekriterien	8
III.	Das Deuterontarget in hochenergetischen Reaktionen und die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für Reaktionen am freien Neutron	11
	1. Die Stoßnäherung	12
	2. Die Wellenfunktion des Deuterons	14
	3. Die Stoßnäherung niedrigster Ordnung für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 pp_{sp}$	16
	4. Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Reaktionen am bewegten Target	18
	5. Test auf die Anwendbarkeit der Stoßnäherung niedrigster Ordnung	20
	6. Die Stoßnäherung höherer Ordnung	24
IV.	Identifikation der Ereignisse	27
	1. Λ -Zerfälle	27
	2. Mehrdeutigkeit mit der $(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$ -Hypothese	28
	3. Abtrennung von $(\gamma d \rightarrow \pi^- pp_{sp})$ -Ereignissen	32
	4. Mehrdeutigkeit mit den $(\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^+ np_{sp}$ $\pi^- \pi^+ d, \pi^- \pi^0 \pi^+ d)$ -Hypothesen	33
	5. Einfluß der multineutralen Ereignisse auf die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 pp_{sp}$	35

	Seite
a) Vorhersagen von Photoproduktionswirkungsquerschnitten für Multipionereignisse	36
b) Beeinflussung des Energiespektrums und der Massenverteilungen durch Multi- π^0 -Ereignisse	45
6. Energierückfaltung und Halbwertsbreiten für $\Delta^+(1236)$, $\Delta^0(1236)$ und ρ^-	48
V. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$	51
VI. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Resonanzproduktion der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ und Interpretation der Ergebnisse	54
1. Bestimmung der Resonanzbeiträge	54
2. Berechnung der Wirkungsquerschnitte	59
3. Interpretation der experimentellen Ergebnisse	62
a Die Reaktionen $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0(p\pi^-)$ und $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+(p\pi^0)$	62
b Die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$	65
Anhang	
1 a Isospinbeziehungen für die Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi \Delta$	75
b Isospinbeziehungen für die Reaktion $\gamma N \rightarrow \rho N$	76
2a,b OPE-Voraussagen für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$	77
Danksagung	79
Literaturverzeichnis	80
Tabellen	87
Abbildungen	91

Häufig benutzte Abkürzungen

- E_{γ}^{Lab} Photonenergie im Laborsystem;
- E_{γ}^{CMS} Photonenergie im $\gamma n^{\text{off}}-(\pi^{-}\pi^{0}p)$ Ruhesystem;
- E_{γ}^{eff} "effektive" Photonenergie = Photonenergie, die man erhält, wenn man vom Schwerpunktsystem der (γn^{off}) -Reaktion in das System einer (γn^{on}) -Reaktion mit ruhendem n^{on} transformiert [III.4];
- m_x Ruhemasse des Teilchens x ;
- $M(xy) = M_{xy}$ effektive Masse des Teilchensystems xy ;
- p_{sp} Zuschauerproton oder Impulsbetrag des Zuschauerprotons;
- $n^{\text{off(on)}}$ "off-(on-) shell"-Neutron;
- $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^{\gamma n\text{-CMS}} = \cos\theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{CMS}}$ Erzeugungswinkel des π^{-} -Mesons im $\gamma n^{\text{off}}-(\pi^{-}\pi^{0}p)$ -Ruhesystem;
- t_{xy} Quadrat des 4-Impulsübertrags von Teilchen x auf Teilchen y (t ist positiv definiert);
- n -Sternereignis Ereignis mit n sichtbaren Spuren in der Blaskammer
- [6, II, (7), III. (2)] Hinweis auf die Publikation 6, Kapitel II dieser Arbeit, Formel (7) des laufenden Kapitels, Formel (2) des Kapitels III.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Photoerzeugung von $\Delta^0(1236)$, $\Delta^+(1236)$ und ρ^- in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$. Die Daten entstammen einem Experiment, das mit der 85 cm-Deuteriumblasenkammer am DESY von Mitarbeitern der Hochenergiephysik-Institute in Aachen, Berlin, Bonn, Hamburg, Heidelberg und München durchgeführt und ausgewertet wurde. Der Photonenstrahl war unpolarisiert und hatte eine maximale Energie von 5.5 GeV. Für die Auswertung standen etwa 5000 Ereignisse der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ zur Verfügung.

Es werden der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ und die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung der Δ^0 -, Δ^+ - und ρ^- -Resonanzen als Funktion der Photonenergie angegeben.

Der totale Δ^+ -Wirkungsquerschnitt steigt oberhalb der Schwelle bei $E_Y^{\text{eff}} = 0.75$ GeV auf 40 μb an und fällt dann auf 1 μb bei $E_Y^{\text{eff}} = 3$ GeV ab. Dieser Verlauf konnte durch ausschließliche Berücksichtigung von s-Kanal-Resonanzen nicht erklärt werden, und er läßt deshalb auf einen starken nicht-resonanten Untergrund schließen.

Mit einem eichinvarianten elektrischen Borntermmodell unter Berücksichtigung von s-Kanal-Resonanzen gelang es, den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+(1236)$ näherungsweise zu beschreiben.

In der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0(1236)$ tritt im Rahmen des elektrischen Borntermmodells kein nicht-resonanter Untergrund auf. Dadurch ist diese Reaktion besonders geeignet, Resonanzanregungen zu studieren. Es werden Voraussagen für die s-Kanal-Resonanzen $D_{13}(1520)$ und $F_{15}(1688)$ mit den oberen Grenzen des totalen Δ^0 -Wirkungsquerschnitts verglichen. Der experimentelle Wirkungsquerschnitt zeigt wohl Andeutungen von Resonanzstrukturen, die Messung ist aber zu ungenau, um quantitative Aussagen zu machen.

Die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ bietet eine einfache Möglichkeit, den nicht-diffraktiven Anteil der ρ -Photoerzeugung zu studieren, da Ladungsaustausch stattfindet und somit Diffraktionsstreuung ausgeschlossen ist.

Der ρ^- -Wirkungsquerschnitt steigt oberhalb der Schwelle bei $E_Y^{\text{eff}} \approx 1.6$ GeV auf etwa $7 \mu\text{b}$ an und fällt dann mit der Photonenergie bei $E_Y^{\text{eff}} \approx 3$ GeV auf $1 \mu\text{b}$ ab. Im Bereich $E_Y^{\text{eff}} < 3$ GeV kann nur etwa 20% des beobachteten Wirkungsquerschnitts durch Ein-Pion-Austausch erklärt werden. Für $E_Y^{\text{eff}} > 3$ GeV stimmt die OPE-Voraussage innerhalb der sehr großen Fehler mit der Messung überein. Dieses Verhalten des Wirkungsquerschnitts deutet darauf hin, daß bei der ρ^- -Erzeugung bei kleinen Energien weitere t-Kanal-Beiträge wie z.B. A_2^- und ρ -Austausch eine Rolle spielen. Für den ρ -Austausch liegen bisher nur sehr unvollständige Modellrechnungen vor; danach scheint es möglich zu sein, die Diskrepanz zwischen Messung und OPE-Voraussage durch ρ -Austauschbeitrag zu erklären.

Für die ρ^0 -Erzeugung in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ wurde für $E_Y^{\text{eff}} > 3$ GeV der Beitrag des Isospin-1-Austauschs im t-Kanal zu ungefähr 4% und der Beitrag des A_2 -Austauschs zu ungefähr 1% abgeschätzt.

Betrachtet man den Imaginärteil der Erzeugungsamplituden, so ist ein zum Austausch von Teilchentrajektorien (verschieden von Pomeron-austausch) duales Vorgehen die Berücksichtigung von s-Kanal-Resonanzen. Eine grobe Abschätzung weist darauf hin, daß der s-Kanal-Beitrag bei der ρ -Erzeugung hauptsächlich durch Δ -Anregung erfolgt. Die vorhandenen Daten sind aber nicht genau genug, um die vorausgesagten Resonanzstrukturen aufzulösen. Es kann daher nicht geklärt werden, ob Ein-Pion-Austausch und die bisher durch Photoanregung beobachteten s-Kanal-Resonanzen ($\Delta(1925)$, $\Delta(2420)$, $\Delta(2850)$) den nicht-diffraktiven Anteil der ρ -Erzeugung erklären können.

I. Einleitung

Das Photon nimmt unter den Elementarteilchen eine Sonderstellung ein: es ist Feldquant der elektromagnetischen Wechselwirkung, ist aber auch an hadronischen Wechselwirkungen beteiligt. Um die hadronischen Wechselwirkungen des Photons zu studieren, wurden von einer Kollaboration der Hochenergiephysik Institute in Aachen, Berlin, Bonn, Hamburg, Heidelberg und München (ABBHHM) [1] zwei Experimente an der 85 cm-Blasenammer am DESY durchgeführt.

Das erste Experiment [2,3] untersuchte die Photoproduktion am Proton bei Photonenergien bis 5.8 GeV. Die Blasenammer war mit Wasserstoff gefüllt, der Photonenstrahl wurde durch Abbremsung von Elektronen in einem Target gewonnen. Mit dieser Anordnung wurden 1.7 Millionen Bilder genommen und darauf ungefähr 31 000 Ereignisse analysiert. Damit konnten u.a. Erzeugung und Zerfall von mesonischen ($\rho, \omega, \phi, \eta, X^0$) und baryonischen Resonanzen ($\Delta(1236)$, $\Sigma(1385)$) studiert werden.

Um die systematische Erforschung der Photoproduktion am Nukleon weiterzuführen, wurde ein Experiment zur Photoproduktion am Neutron geplant. Es ist bisher nicht möglich, Reaktionen an ungebundenen Neutronen durchzuführen, da ungebundene Neutronen instabil sind. Deshalb muß man Targets verwenden, die das Neutron gebunden enthalten. Das Deuteron bietet sich hierbei besonders an, da es nur aus zwei Nukleonen besteht, die zudem mit einer relativ geringen Bindungsenergie von etwa 2.2 MeV aneinander gebunden sind.

Die ABBHHM-Kollaboration führte deshalb ein Experiment an der mit Deuterium gefüllten DESY-Blasenammer durch - mit einem ähnlichen Aufbau wie im ersten Experiment. Es wurden 3.1 Millionen Bilder genommen und darauf etwa 92 000 Ereignisse untersucht.

Bei der Interpretation der Reaktionen am Deuteron kann man eine einfache Näherung benutzen, die darin besteht, daß man die Kernnukleonen als quasi-frei betrachtet. Die Reaktionen am Neutron werden dann herausgefiltert, indem man annimmt, daß das einlaufende Photon nur mit einem Nukleon reagiert, während das andere

"zuschaut" und so seine Fermibewegung beibehält. Zur genauen Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Reaktionen am freien Neutron aus Messungen am gebundenen Neutron sind die Kenntnis der Deuteron-Wellenfunktion und der Kerneffekte wie Vielfachstreuung, Endzustandswechselwirkungen und Coulombwechselwirkungen erforderlich. Diese Effekte sind bisher jedoch nur unzureichend bekannt.

Die physikalischen Prozesse, die man bei der Photoproduktion am Neutron studieren kann, unterscheiden sich durch wesentliche Merkmale von den γp -Reaktionen, und ihre Untersuchung bildet damit eine wertvolle Ergänzung zum Verständnis der Photoproduktion von Hadronen.

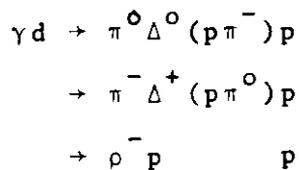
So kann z.B. die Pion-Einfacherzeugung in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ untersucht und mit der entsprechenden Reaktion am Proton verglichen werden.

Weiter ist ein Vergleich der Erzeugung von Nukleonresonanzen in den Reaktionen $\gamma N \rightarrow \pi \Delta(1236)$ von großem Interesse. Es wurde nämlich festgestellt, daß der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ bei kleinen Energien nicht allein durch s-Kanal-Beiträge zu erklären ist, sondern einen starken nichtresonanten Untergrund enthält. Es gelang, diesen Untergrund durch einen eichinvarianten elektrischen Born-Term mit Absorptionskorrekturen zu beschreiben. Dieses Modell kann auch zur Beschreibung der analogen Wirkungsquerschnitte am Neutron herangezogen werden. Besonders wichtig ist dabei die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0 (p \pi^-)$, denn hier verschwindet der Born-Term und nur die Beiträge der s-Kanal-Resonanzen bleiben übrig. Damit stellt diese Reaktion eine einfache Möglichkeit dar, den Ansatz zu überprüfen, der die $\pi \Delta(1236)$ -Erzeugung durch eine Summe von Born-Term und s-Kanal-Resonanzen beschreibt.

Die Untersuchung der Photoerzeugung von Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) am Proton hat ergeben, daß Vektormesonen bei hohen Energien hauptsächlich diffraktiv erzeugt werden. Photoerzeugung von Vektormesonen stellt somit eine gute Möglichkeit dar, Eigenschaften der Diffraktionsstreuung zu studieren. Bei Energien nahe der Erzeugungsschwelle spielen nichtdiffraktive Beiträge wie s-Kanal-Resonanzen und Ein-Pion-Austausch eine wichtige Rolle. Da geladene

Vektormesonen wegen des Ladungsaustauschs nur nichtdiffraktiv erzeugt werden können, sind solche Reaktionen - wie z.B. die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ - besonders geeignet, das Verhalten der nichtdiffraktiven Beiträge zu studieren.

Diese Arbeit beschreibt die Untersuchung der Photoerzeugung von $\Delta(1236)$ und ρ^- am Neutron bei Photonenergien bis $E_{\gamma}^{\text{Lab}} = 5.5$ GeV. Hierzu wurden die Reaktionen



analysiert.

Der Aufbau, die Durchführung und die Auswertung des Experiments werden in Kapitel II beschrieben. Kapitel III beschreibt die Probleme, die durch ein Deuterontarget in der Analyse der Ereignisse auftreten und die Methode, die angewandt wurde, um die Reaktionen am Neutron herauszufiltern. Die Identifikation der $(\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 pp)$ -Ereignisse und die Untersuchung der Energieverschiebung und Verbreiterung der Halbwertsbreiten der Resonanzen, die durch das kinematische Anpassungsverfahren zustande kommen, werden in Kapitel IV dargestellt. Einen breiten Raum nimmt in diesem Kapitel die Abtrennung der multineutralen Ereignisse ein. Dies ist bei der untersuchten Reaktion ein wichtiges Problem, denn da die Photonenergie unbekannt ist, muß man bei allen Reaktionen mit neutralen Teilchen im Endzustand annehmen, daß nur ein einziges neutrales Teilchen im Endzustand vorhanden ist, wenn man die Ereignisse vollständig analysieren will.

In Kapitel V und am Anfang von Kapitel VI wird die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ und $\gamma n \rightarrow \pi \Delta(1236)$ und $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ vorgenommen. Zum Schluß werden in Kapitel VI die Wirkungsquerschnitte der Resonanzproduktion am Neutron und am Proton miteinander verglichen und verschiedene Modellvorstellungen (Born-Term-Modell mit s-Kanal-Resonanzen, erweiterte Dualität) getestet.

II. Aufbau, Durchführung und Auswertung des Experiments

Da über Aufbau und Durchführung des Experiments sowie über das Aufsuchen, Messen und über die geometrische und kinematische Rekonstruktion der Ereignisse in den Arbeiten [2, 4, 5, 6, 7, 10] ausführlich berichtet wurde, soll hier nur die Information aufgeführt werden, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig ist.

Das Experiment wurde von einer Kollaboration von Hochenergiephysikinstitutionen in Aachen, Berlin, Bonn, Hamburg, Heidelberg und München [1] mit der DESY-Blasen-kammer durchgeführt. In der Zeit von November 1966 bis Mai 1968 wurden in mehreren Abschnitten 3.1 Millionen Bilder genommen; darauf wurden rund 92 000 Ereignisse gefunden und davon etwa 85 000 analysiert. Zwischenergebnisse wurden bereits in mehreren Publikationen [7, 8, 9] veröffentlicht. Die endgültige Auswertung wird Ende 1973 abgeschlossen sein.

II.1 Blasen-kammer

Als Nachweisinstrument wurde eine mit flüssigem Deuterium gefüllte Blasen-kammer mit einem sichtbaren Volumen von $(85 \times 40 \times 40) \text{ cm}^3$ - das entspricht etwa 120 l flüssigem Deuterium - benutzt. Die Blasen-kammer wurde unter den folgenden Bedingungen betrieben:

Temperatur des Deuteriums:	31°k
Druck	: 6.2 bis 6.7 kp/cm ²
Magnetfeld	: 21 bis 22 kΓ
Blitzverzögerung	: 1.0 bis 1.1 msec
Expansionsrate	: 0.7 - 0.5 sec

Im expandierten Zustand hatte das Deuterium eine Dichte von $(0.138 \pm 0.002) \text{ g/cm}^3$; dieser Wert wurde durch die Messung der Reichweite von Mionenspuren aus π - μ -e-Zerfällen bestimmt (zur Methode s. [6]).

II.2 Photonenstrahl

Das Experiment wurde in 3 Abschnitten mit jeweils etwas verschiedener Photonenstrahlanordnung durchgeführt. Abschnitt 1 umfaßt etwa 50 % aller Bilder; sie wurden mit Bremsstrahlungsphotonen mit konstanter Richtung, einer maximalen Energie von $E_{\gamma}^{\text{Lab}} = 5.3 \text{ GeV}$ und unter Verwendung eines Strahlhärters erzeugt. Der Strahlhärter bestand aus 60 cm LiH und hatte die Aufgabe, den Anteil der niederenergetischen Photonen möglichst weit herabzudrücken. Die Erfahrung hat aber gezeigt, daß sich die Paarerzeugung durch die niederenergetischen Photonen bei der Musterung nicht besonders störend auswirkt, während die theoretische Berechnung des Paarspektrums durch den Strahlhärter erheblich erschwert wird. Zur Auswertung dieses Experiments wurde das Photonenspektrum aus den gemessenen Paaren bestimmt.

In den Auswerteabschnitten 2 und 3 wurde mit Hilfe eines Zählensystems ("Taggingssystem") die Photonenergie gemessen [5]. Hierzu wurde während einer Strahlpulsdauer von 1 msec der Elektronenstrahl mit einem Ablenkmagneten über das Target gelenkt. Dadurch überstrich der Photonenstrahl in der Blaskammer einen Bereich von 16 cm in vertikaler Richtung. Die maximale Photonenergie betrug im Auswerteabschnitt 2 5.3 GeV und im Auswerteabschnitt 3 5.5 GeV; es wurde kein Strahlhärter verwendet. Die Zuordnungswahrscheinlichkeit von Bremsstrahlereignis zu Blaskammerereignis betrug 1/3. Die Tagginginformation ermöglichte die statistische Abtrennung der Reaktionen mit mehreren neutralen Teilchen im Endzustand; hierzu wurden 11×10^5 Bilder ausgewertet und darauf 32 000 hadronische Ereignisse mit zwei oder mehreren sichtbaren Spuren gefunden [9, 11, 12].

In dieser Arbeit werden alle Ereignisse der Auswerteabschnitte 1, 2 und 3 verwendet; die Tagginginformation wurde wegen ihres statistischen Charakters bei der kinematischen Rekonstruktion der Ereignisse nicht berücksichtigt.

Die Strahlintensität wurde so gewählt, daß pro Bild im Mittel 6 Elektron-Positron-Paare sichtbar waren. Mit diesem Strahl wurde im Mittel auf jedem dreißigsten Bild ein Photoproduktionsereignis mit mehr als einer sichtbaren Spur erzeugt.

II.3 Musterung und Messung

Sämtliche Filme wurden zweimal unabhängig auf hadronische Ereignisse mit mehr als einer sichtbaren Spur oder bei Auftreten des Zerfalls eines neutralen Teilchens auf Ereignisse mit mindestens einer sichtbaren Spur am Primärvertex gemustert. Durch eine vergleichende Musterung wurde eine Auffindwahrscheinlichkeit von $\geq 99\%$ für alle Ereignisse mit 2 und mehr sichtbaren Spuren bestimmt.

Etwa 10 % aller Filme wurden einer dritten, sehr sorgfältigen Musterung nach schwer auffindbaren Ereignissen unterzogen. Solche Ereignisse sind z.B. 2-Spur-Ereignisse mit sich überdeckenden Spuren, oder mit einer Spur in Rückwärtsrichtung, oder mit einer Spur in der optischen Achse, oder Ereignisse, die vom Paaruntergrund überdeckt werden. Hieraus und aus der Forderung nach Isotropie für jede Spur um die Strahlrichtung wurde für die Reaktion $\gamma d \rightarrow p p \pi^- \pi^0$ eine Korrektur von $(5 \pm 1)\%$ berechnet.

Da der Anfangszustand einfach positiv geladen ist, haben die hadronischen Ereignisse eine ungerade Anzahl geladener Spuren im Endzustand. Bei etwa der Hälfte aller Ereignisse wurde jedoch eine gerade Spurenzahl beobachtet [Tab.1], da etwa die Hälfte aller Aufbruchreaktionen am "quasifreien Neutron" [III] stattfindet und dann in 2/3 aller Fälle ein Proton einen Impuls < 100 MeV/c (entspricht < 1 mm Reichweite) hat und i.a. seine Spur nicht mehr sichtbar ist. Einen weiteren Beitrag liefert die kohärente Produktion am Deuteron, da sie stark kleine 4-Impulsüberträge $t_{d/d}$ bevorzugt [8]. Die Deuteronspur hat ihre Sichtbarkeitsgrenze bei einem Impuls von etwa 165 MeV/c.

Insgesamt wurden rund 92 000 Ereignisse gefunden. Um die Reaktionen am Neutron herauszufiltern, wurden bei der Messung der Ereignisse des Auswerteabschnitts 1 zeitweise nur Ereignisse akzeptiert, die mindestens ein Proton oder Deuteron hatten, dessen Impuls kleiner 0.4 GeV/c war. Falls die Impulsverteilung des nicht an der Reaktion beteiligten Nukleons einer Hulthénverteilung [III.2] folgt, gehen durch diesen Schnitt weniger als 1 % der "Reaktionen am Neutron" verloren. Zudem ist aus der Untersuchung der Photoproduktion am Proton [3] bekannt, daß dort die Protonen im Endzustand meistens einen Impuls $> 400 \text{ MeV/c}$ haben. Dieses Auswahlkriterium wurde bei der Messung der nachfolgenden Ereignisse verworfen, da es für die kohärente Produktion am Deuteron eine Einschränkung im 4-Impulsübertrag t_d/d bedeutet und für die Analyse von Aufbruchreaktionen Modellvorstellungen erfordert [III].

Zur Bestimmung des Photonenflusses Φ wurden auf jedem 100. Bild innerhalb des Musterungsvolumens die Elektron-Positron-Paare mit einer Gesamtenergie $> 50 \text{ MeV}$ gezählt. Man erhielt für $E_Y^{\text{Lab}} > 100 \text{ MeV}$:

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{Auswerteabschnitt 1}} &= 504.1 \cdot 10^4 \\ \Phi_{\text{Auswerteabschnitt 2}} &= 131.9 \cdot 10^4 \\ \Phi_{\text{Auswerteabschnitt 3}} &= 319.8 \cdot 10^4\end{aligned}$$

Das Bremsstrahlungsspektrum [Abb.1] wurde aus den Messungen von 35 000 (e^+e^-)-Paaren mit Hilfe des bekannten Paarwirkungsquerschnitts berechnet [13].

Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten tragen die statistischen Fehler des Photonenspektrums mit einer Ungenauigkeit von 2 % in im Laborenergiebereich $E_Y^{\text{Lab}} < 3 \text{ GeV}$ und bis zu 6 % für höhere Energien bei. Dies sind Fehler, die aus einer Anpassung des experimentellen Spektrums durch ein Polynom 3ten Grades in $E_Y^{\text{Lab}} / (E_Y^{\text{Lab}})_{\text{max}}$ bestimmt wurden. Durch die Annahme eines glatten Verlaufs des Spektrums wurde so ein kleinerer als der statistische Fehler erhalten. Der Fehler des Photonenflusses ist vernachlässigbar.

Die Ereignisse wurden mit halbautomatischen, digitalisierten Meßprojektoren gemessen.

Zur Auswertung der Ereignisse wurde in Hamburg folgende Programmkette benutzt [14].

- BLASYS [15]: Berechnung von Parametern zur Transformation von Kammerpunkten in die Filmebene.
- INDEX [16]: Buchhaltung, Kontrolle, Statistik.
- WELAGA [17]: geometrische Rekonstruktion.
- HERAK [18] : aus mehreren Messungen eines Ereignisses werden die am besten gemessenen Spuren und Punkte herausgesucht.
- GRIND [19] : kinematische Rekonstruktion.
- AUTDEC [20]: automatische Entscheidung.
- GETOUT [14]: Erzeugung eines Datenbandes, welches nur die ausgewählten Hypothesen enthält.
- HYBRID [21]: Anfertigung von Histogrammen.
- FAKE [22] : Simulierung von Ereignissen.
- PHYSIK [23]: Monte-Carlo-Programm zur Bestimmung von Massen-, Energie-, Impuls- und Winkelverteilungen von Teilchen und Teilchensystemen.
- MURTLBERT [24]: Maximum-Likelihood-Programm zur Anpassung von theoretischen Modellen an die experimentellen Daten und zur Bestimmung der besten Parameterwerte.

II.4 Kinematische Analyse und Auswahlkriterien

Für Ereignisse mit einer unsichtbaren Proton- oder Deuteronspur wurde eine Anpassung versucht, indem für den Proton- oder Deuteronimpuls der Startwert auf Null und für den Fehler $\Delta p_x = \Delta p_y = 30 \text{ MeV}$; $\Delta p_z = 41 \text{ MeV}$ (z ist die Richtung in der optischen Achse) gesetzt wurde. Hierdurch gewinnt man für die Rekonstruktion 3 Freiheitsgrade. Mit diesem Verfahren kann auch noch einem Ereignis mit einem zusätzlichen neutralen Teilchen eine Hypothese angepaßt werden, was aber zu einem größeren Fehler sowie zu einer systematischen Verschiebung der nichtgemessenen Größen (z.B. Photolaborenergie) führt.

Die von GRIND vorgeschlagenen Hypothesen wurden nur akzeptiert, wenn sie die folgenden Auswahlkriterien erfüllten:

- ausreichende Meßgenauigkeit
- Übereinstimmung der berechneten mit der beobachteten Ionisation
- Übereinstimmung mit der Energie-Reichweite-Beziehung
- ein 3C-Fit wurde nur akzeptiert, wenn er eine χ^2 -Wahrscheinlichkeit $> 0,1$ % hatte
- berechnete Photonenergie $E_\gamma < E_\gamma^{\max} + 3\Delta E_\gamma$, wobei ΔE_γ der berechnete Fehler der Photonenergie ist.

Die mit diesen Kriterien gewonnene Verteilung der Ereignisse auf die verschiedenen Reaktionskanäle ist in Tabelle 1 dargestellt.

3711 2/3-Stern-Ereignisse waren unmeßbar oder ihnen konnte keine Hypothese zugeordnet werden ("NOFIT"). Sie wurden unter Berücksichtigung der Ionisation bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte im Verhältnis der akzeptierten Hypothesen auf die verschiedenen Reaktionen aufgeteilt. Für die Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0$ lieferte diese Aufteilung eine Korrektur von $(4 \pm 2)\%$ der eindeutigen $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse.

Hypothese $(\gamma d \rightarrow \dots)$	2-Stern- Ereignisse	3-Stern- Ereignisse	Summe der Ereignisse
$d \rightarrow p^+ n^-$	(58) 26	(159) 114	(217) 140
$d \rightarrow p^+ n^- n^0$	-	(161) 201	(161) 201
$pn \rightarrow p^+ n^-$	(422) 396	(528) 783	(970) 1179
$d \rightarrow p^+ / pn \rightarrow p^+ n^-$	(599) 614	(466) 541	(1065) 1155
$d \rightarrow p^+ n^- / d \rightarrow p^+ n^- n^0 / pn \rightarrow p^+ n^-$	-	(298) 354	(298) 354
$d \rightarrow p^+ n^- n^0 / pn \rightarrow p^+ n^-$	-	(2095) 2417	(2095) 2417
$pp \rightarrow p^+ p^-$	(12857) 10975	(5439) 5594	(18296) 16569
$pn \rightarrow p^+ n^- / pp \rightarrow p^+ p^-$	(36) 43	(36) 48	(72) 91
$pp \rightarrow p^+ p^- n^0$	(2113) 1884	(1521) 1484	(3634) 3368
$pn \rightarrow p^+ n^- / pp \rightarrow p^+ p^-$	(422) 502	(425) 776	(847) 1278
$d \rightarrow p^+ n^- / pn \rightarrow p^+ n^- / pp \rightarrow p^+ p^- n^0$	(10) 186	(71) 147	(173) 333
$d \rightarrow p^+ n^- / d \rightarrow p^+ n^- n^0 / pn \rightarrow p^+ n^- / pp \rightarrow p^+ p^- n^0$	-	(30) 102	(30) 102
$d \rightarrow p^+ n^- n^0 / pn \rightarrow p^+ n^- / pp \rightarrow p^+ p^- n^0$	-	(209) 369	(209) 369
$pn \rightarrow p^+ n^- / pp \rightarrow p^+ p^- n^0$	(18) 20	(41) 47	(39) 52
$nn \rightarrow n^+ n^-$	-	1148	1148
$d \rightarrow p^+ n^- n^0 / pn \rightarrow p^+ n^- / nn \rightarrow n^+ n^-$	-	81	81
$pn \rightarrow p^+ n^- / nn \rightarrow n^+ n^-$	-	675	675
$pp \rightarrow p^+ p^- / pp \rightarrow p^+ p^- n^0 / nn \rightarrow n^+ n^-$	-	28	28
sonstige	(12) 6	(11) 20	(23) 26
Summe	(20619) 18219	(16227) 21965	(36846) 40184

Hypothese $(\gamma d \rightarrow \dots)$	4-Stern- Ereignisse	5-Stern- Ereignisse	Summe der Ereignisse
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0$	(245) 231	(254) 478	(499) 669
$d \rightarrow p^+ n^- n^0 / pn \rightarrow p^+ n^- n^0$	(3) 1	(14) 11	(17) 12
$d \rightarrow p^+ n^- n^0 n^0 / pn \rightarrow p^+ n^- n^0$	-	(35) 56	(35) 56
$pp \rightarrow p^+ p^- n^0$	(340) 428	(170) 178	(510) 606
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0 / pp \rightarrow p^+ p^- n^0$	(19) 47	(13) 10	(32) 57
$pp \rightarrow p^+ p^- n^0 n^0$	(199) 203	(147) 171	(346) 374
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0 / pp \rightarrow p^+ p^- n^0 n^0$	(100) 157	(75) 167	(175) 324
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0 / pp \rightarrow p^+ p^- n^0 / pp \rightarrow p^+ p^- n^0 n^0$	(21) 28	(9) 15	(30) 43
$nn \rightarrow n^+ n^- n^0$	-	70	70
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0 / nn \rightarrow n^+ n^- n^0$	-	101	101
Sonstige	(1) 0	(11) 5	(12) 5
Summe	(928) 985	(703) 1437	(1631) 2422
Hypothese $(\gamma d \rightarrow \dots)$	6-Stern- Ereignisse	7-Stern- Ereignisse	Summe der Ereignisse
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0 n^0$	(4) 9	(4) 19	(8) 28
$pp \rightarrow p^+ p^- n^0 n^0$	(5) 14	(5) 8	(10) 22
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0 n^0 / pp \rightarrow p^+ p^- n^0 n^0$	(1) 4	(1) 2	(2) 6
$pp \rightarrow p^+ p^- n^0 n^0 n^0$	(4) 6	(6) 8	(10) 14
$pn \rightarrow p^+ n^- n^0 n^0 / pp \rightarrow p^+ p^- n^0 n^0 n^0$	(5) 11	(2) 17	(7) 28
sonstige	(1) 1	(2) 6	(3) 7
Summe	(20) 43	(20) 55	(40) 98
Seltsame Teilchen Reaktionen (mit 1,2 oder 3 geladenen Spuren am Primärvertex)			285

Tab. 1 zeigt die Verteilung der Ereignisse auf die verschiedenen Reaktionskanäle nach der kinematischen Anpassung, der Ionisations- und Energiereichweiteneinstellung.

Im Auswertabschnitt 1 (durch Klammern gekennzeichnet) wurden zeitweise nur Ereignisse gemessen, wenn sie mindestens ein Proton oder Deuteron mit einem Impuls kleiner 0,4 GeV/c hatten.

Ereignisse mit einem neutralen Teilchen im Endzustand konnten nicht von Ereignissen mit zusätzlichen neutralen Protonen unterschieden werden.

Etwa 50 % aller Ereignisse, die sich durch eine 3C-Hypothese beschreiben lassen, erlauben auch einen Fit mit einer zusätzlichen n^0 [IV, 21].

Die Deuteronhypothese mit einem n^0 im Endzustand konnte nur bei sichtbarer Deuteronspur angepaßt werden. Lag der Deuteronimpuls unterhalb der Sichtbarkeitsgrenze, so wurde dem Ereignis i.a. eine $(\gamma d \rightarrow pn^+ n^-)$ -Hypothese zugeordnet. [25].

Bei der Anpassung der $(\gamma d \rightarrow nn^+ n^-)$ -Hypothese wurde der Impuls eines Neutrons auf Null gesetzt. Diese Hypothese wurde nur in den Auswertabschnitten 2 und 3 angepaßt.

III. Das Deuterontarget in hochenergetischen Reaktionen und die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für Reaktionen am freien Neutron

Da das ungebundene Neutron instabil ist muß man, wenn man Reaktionen am Neutron studieren will, Targets verwenden, die das Neutron gebunden enthalten. Aus zwei Gründen bietet sich hier das Deuteron an. Einmal, weil es nur aus zwei Nukleonen, einem Proton und einem Neutron besteht, und dann, weil diese beiden Nukleonen nur mit einer relativ schwachen Bindungsenergie von 2.226 MeV aneinander gebunden sind.

Messungen von Wirkungsquerschnitten am Proton und Deuteron im Zusammenhang mit der Annahme über Ladungsunabhängigkeit haben gezeigt, daß der totale Wirkungsquerschnitt für Wechselwirkungen am Deuteron kleiner ist als die Summe der analogen Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen am freien Proton und Neutron.

V. Franco und R.J. Glauber haben mit einer verallgemeinerten Form der Diffraktionstheorie für hohe Energien für den totalen Wirkungsquerschnitt am Deuteron u.a. folgende Formel erhalten [26]:

$$\sigma_d = \sigma_n + \sigma_p - \delta_\sigma$$
$$\delta_\sigma \approx \frac{1}{4\pi} \cdot \sigma_n \cdot \sigma_p \cdot \langle r^{-2} \rangle_d$$

- Bei der Ableitung dieser Formel wurde jede Spinabhängigkeit der Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden Teilchen und den Targetnukleonen vernachlässigt.
- Die einfache Form von δ_σ wird erhalten, wenn man annimmt, daß die Streuamplituden rein imaginär sind.
- $\langle r^{-2} \rangle_d$ ist der mittlere inverse quadratische Abstand der beiden Nukleonen im Deuteron. (Es ist bisher noch nicht ganz geklärt, ob $\langle r^{-2} \rangle_d$ sich mit der Energie des eingeschossenen Teilchens ändert oder konstant bleibt [27] und von der Natur des eingeschossenen Teilchens abhängt.)

In [26] sind allgemeine Formeln für die Berechnung von δ_σ angegeben und mit gutem Erfolg werden bei Energien oberhalb des Haupt-

resonanzgebietes Vergleiche mit experimentellen Daten für $(\bar{p}p)$ - und $(\bar{p}d)$ -Reaktionen durchgeführt [27, 28, 29].

Bei der theoretischen Behandlung einzelner Reaktionen am Deuteron ist es notwendig, Vorstellungen über den Ablauf der Reaktionen an Kernen zu entwickeln und Annahmen über eine Wellenfunktion zur Beschreibung der inneren Struktur des Deuterons zu machen.

III.1 Die "Stoßnäherung"

Ein einfaches Modell, Reaktionen an komplexen Kernen zu beschreiben, ist die Stoßnäherung. Es soll hier nicht auf die theoretischen Schwierigkeiten, die bei der Ableitung der Stoßnäherung auftreten, eingegangen werden - dazu sei auf [29] verwiesen - sondern es werden nur die ihr zugrunde liegenden Ideen dargestellt.

Bei der Stoßnäherung wird angenommen, daß die Streuung eines Elementarteilchens an einem Kern approximiert werden kann durch die Superposition auslaufender Wellen, die an einzelnen, unabhängig voneinander wirkenden Nukleonen erzeugt werden. Die Wechselwirkung läßt sich demnach durch eine Superposition einfacher 2-Teilchen-Wechselwirkungen beschreiben. Dabei werden die Nukleonen des Kerns als freie Teilchen behandelt, die dieselbe Impulsverteilung haben wie die im Kern gebundenen Nukleonen.

Reaktionen, für die diese Approximation zulässig ist, müssen folgende Bedingungen erfüllen:

1. Das einlaufende Teilchen wechselwirkt niemals gleichzeitig mit mehr als einem Kernbaustein, kann aber i. a. nacheinander mit verschiedenen Nukleonen wechselwirken, oder die Reaktionsprodukte können es tun ("Stoßapproximation höherer Ordnung". Wird die Amplitude der einlaufenden Welle, die mit einem Nukleon reagiert, durch die Anwesenheit der anderen Nukleonen nicht beeinflusst, d. h. gibt es keine Mehrfachstreuung, so spricht man von "Stoßapproximation niedrigster Ordnung").

2. Die Bindungsenergie stört die Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit einem Nukleon des Kerns nicht wesentlich.

Das Deuterontarget scheint diese Bedingungen, verglichen mit anderen Kernen, bevorzugt zu erfüllen, einmal weil die Reichweite der Kernkräfte klein ist gegenüber der mittleren Entfernung der Nukleonen [III.2] zum anderen, weil die Bindungsenergie der Nukleonen klein ist gegenüber der Wechselwirkungsenergie und damit auch die Wechselwirkungsdauer ($\sim 10^{-24}$ sec) klein ist gegen die Periode des gebundenen Systems ($\sim 10^{-20}$ sec) [30].

In der Stoßapproximation niedrigster Ordnung unterscheidet sich das gebundene Neutron von einem freien nur durch die Fermibewegung im Kern. Das bei der Reaktion am Neutron "zuschauende" Proton (daher auch "Zuschauermodell") verläßt den Ort der Wechselwirkung mit dem Impuls (p_{sp}), den es vor der Wechselwirkung aufgrund seiner Fermibewegung im Deuteron hatte. Im Laborsystem ist der Impuls des Reaktionsteilchens wegen Impulserhaltung dem Impuls des "zuschauenden" Teilchens entgegengesetzt. Die kinematischen Größen des Targetneutrons lassen sich nach diesen Vorstellungen aus denen des Zuschauerprotons ermitteln. Das führt z.B. dazu, daß das Targetneutron eine Masse (m_n^{off}) erhält, die kleiner ist als die Masse eines freien Neutrons (m_n^{on}):

$$(E_n^{Lab})^2 - (p_n^{Lab})^2 = (m_n^{off})^2 < (m_n^{on})^2$$

wobei $|p_n^{Lab}| = |p_{sp}^{Lab}|$

$$E_n^{Lab} = m_d - E_{sp}^{Lab}$$

Für die weiteren Überlegungen wird angenommen, daß die Amplitude der Wechselwirkung des gebundenen Neutrons mit dem einlaufenden Photon nicht davon abhängt, wie weit das Neutron von der Massenschale entfernt ist. *)

Fußnote siehe nächste Seite

Effekte, die auf Stoßapproximation höherer Ordnung zurückzuführen sind, werden im Kapitel III.6 beschrieben.

III.2 Die Wellenfunktion des Deuterons

Im allgemeinen wird das Deuteron als ein gebundener Zustand von Neutron und Proton aufgefaßt. Die Nukleonen werden dabei durch Kernkräfte aneinander gebunden, die vermutlich durch den Austausch virtueller Pionen beschrieben werden können. Diese Kräfte haben Hulthén und Sugawara [34] durch ein modifiziertes Yukawa-potential beschrieben:

$$V(r) = -V_0 \cdot \frac{e^{-(\beta-\alpha) \cdot r}}{1 - e^{-(\beta-\alpha) \cdot r}},$$

$$\text{mit } \alpha = 45.7 \text{ MeV, } \beta = (260 \pm 2) \text{ MeV} \quad [35]$$

Löst man für dieses Potential die Schrödingergleichung, so erhält man die radiale Wellenfunktion $\psi(r)$:

$$\psi(r) = \frac{K}{r} \cdot (e^{-\alpha \cdot r} - e^{-\beta \cdot r}),$$

hier ist

$$K^2 = \frac{\alpha \cdot \beta \cdot (\alpha + \beta)}{2 \cdot \pi \cdot (\alpha - \beta)^2}$$

r = der Abstand der beiden Nukleonen

*) Eine weitere Möglichkeit, aus Deuteronreaktionen den Wirkungsquerschnitt am freien Neutron zu bestimmen, ist die Chew-Low-Extrapolation [7, 31, 32, 33]. Hier werden die analytischen Eigenschaften der Streumatrix einer Reaktion am komplexen Target ausgenutzt, um Aussagen über die Reaktion an einer der Komponenten des Targets im ungebundenen Zustand zu erhalten. Diese Methode stellt an die statistische Genauigkeit des Experiments hohe Anforderungen und es ist eine möglichst genaue Kenntnis des 4-Impulsübertrags vom Deuteron auf das niederenergetischere Nukleon notwendig. Für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^0 p p_{sp}$ ist in unserem Fall diese Methode nicht anwendbar, da die Zuschauerimpulse für 2-Stern-Ereignisse nicht berechenbar sind.

(Fortsetzung s. Fußnote S. 15)

die Wellenfunktion ist so normiert, daß

$$\int_V |\psi(\vec{r})|^2 \cdot dV = \int_{r=0}^{\infty} \int_{\cos\theta=-1}^{+1} \int_{\phi=0}^{2\pi} |\psi(r)|^2 \cdot r^2 \cdot dr \cdot d\cos\theta \cdot d\phi$$

$$= 4 \cdot \pi \cdot \int_{r=0}^{\infty} |\psi(r)|^2 \cdot r^2 \cdot dr = 1$$

Der mittlere Abstand der beiden Nukleonen kann unmittelbar aus der Wellenfunktion bestimmt werden:

$$\langle r \rangle = \int_0^{\infty} r |\psi(r)|^2 dV = \frac{K^2 \cdot \pi}{\alpha^2} \left(1 - \frac{8}{(1+\beta/\alpha)^2} + \frac{1}{(\beta/\alpha)^2} \right) \approx 3F$$

Die Impulsverteilung $H(p)$ der beiden Nukleonen im Kern erhält man durch die Fouriertransformation von $\psi(r)$:

$$(1) \quad |\psi(p)|^2 \equiv H(p) = \frac{1}{(2 \cdot \pi)^3} \cdot \left| \int e^{-i \cdot \vec{r} \cdot \vec{p}} \cdot \psi(\vec{r}) \cdot dV \right|^2$$

$$= 8 \cdot K^2 \cdot p^2 \cdot \left(\frac{1}{p^2 + \alpha^2} - \frac{1}{p^2 + \beta^2} \right)^2 \quad \text{wobei} \quad \int |\psi(\vec{p})|^2 \cdot d^3 p = 1$$

Der Test auf Übereinstimmung von $H(p)$ mit den experimentellen Daten wird in III.5 beschrieben.

Weitere Versuche, für das Deuteron eine geeignete Wellenfunktion zu finden, sind z.B. in [36, 37, 38, 39] dargestellt worden.

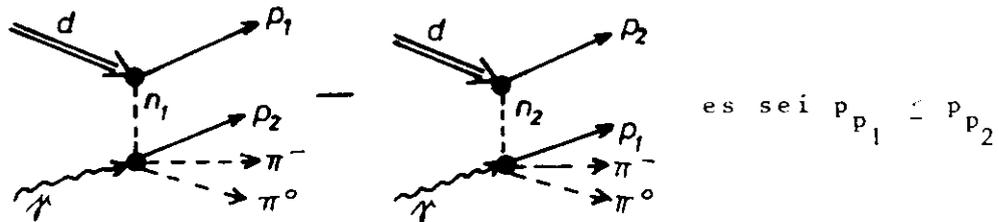
(Fortsetzung von Fußnote S. 14)

Ein anderes Verfahren zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten am freien Neutron liefert die Impulsapproximation mit Berücksichtigung der Vollständigkeitsrelation und iterativer Lösung des Faltungsintegrals [7, 33]. Für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi \pi p p_{sp}$ ist auch diese Methode nicht anwendbar, da bisher keine Modellvorstellungen für die Erzeugungsamplituden existieren.

Beide Verfahren lassen sich auch im Bereich niedriger Energien anwenden.

III.3 Die Stoßapproximation niedrigster Ordnung für die Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0$

Im Rahmen der Stoßapproximation kann die Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0$ aus Ladungserhaltungsgründen nur am Neutron stattfinden; sie läßt sich dann durch die folgenden Graphen beschreiben:



Wegen der Ununterscheidbarkeit der beiden Protonen im Endzustand müssen in dieser Reaktion zwei Graphen berücksichtigt werden. Das Minuszeichen erfüllt die Forderung des Pauliprinzips nach der Antisymmetrie der Gesamtamplitude bei Vertauschung der beiden Protonen.

Die Impulsverteilung des Zuschauerprotons fällt zu höheren Impulsen sehr schnell ab [Abb.2]. Nach der Hulthénverteilung [III.2] haben rund 2/3 aller Ereignisse ein Zuschauerproton mit einem Impuls $p_{sp} < 100$ MeV/c und etwa 1/3 ein Zuschauerproton mit einem Impuls zwischen 100 und 300 MeV/c. Nur 1.5 % aller Ereignisse liegen in einem Bereich mit $p_{sp} > 300$ MeV/c. (Die Hulthénverteilung beschreibt die Impulsverteilung des Zuschauerprotons für große Impulse nicht gut [Abb.3]. Andere Ansätze für die Deuteronwellenfunktion liefern zwar einen etwas stärkeren Anteil der Zuschauerprotonen in diesem Impulsbereich, können dort aber die experimentelle Verteilung auch nicht ausreichend beschreiben.)

Ergebnisse der Photoproduktion am freien Proton [3] zeigen, daß die Impulsverteilung des Protons im Endzustand bei >400 MeV/c ihr Maximum hat. Daraus kann man folgern, daß bei großen Differenzen zwischen den Impulsen der beiden Protonen im wesentlichen nur der Graph zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, der am oberen Vertex das langsamere Proton hat.

Diese Überlegungen führten dazu, die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ aus einem $(\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 p_{sp} p)$ -

Ereignissatz mit möglichst großer Impulsdifferenz zwischen dem Zuschauerproton und Reaktionsproton durchzuführen. Dies wurde erreicht, indem:

- das niederenergetischere Proton immer als Zuschauerproton interpretiert wurde,
- zur Untersuchung nur Ereignisse herangezogen wurden, die mindestens ein Proton mit $p_{sp} < 0.2 \text{ GeV}/c$ hatten.

Nach diesen Einschränkungen kann man wohl das Absolutquadrat der Amplitude des zweiten Graphen gegenüber dem des ersten Graphen vernachlässigen, aber der Interferenzterm kann noch einen nicht vernachlässigbaren Anteil liefern. Nimmt man z.B. an, daß der Anteil des zweiten Graphen 1 % im Wirkungsquerschnitt des Anteils des ersten Graphen beträgt, und setzt maximale Interferenz voraus, so ergibt dies einen Anteil von 20 % des dominierenden Graphen für den Interferenzterm. Um diesen Anteil genau zu bestimmen, müßte die relative Phase der Graphen bekannt sein.

Für Multipionenzustände liegen bisher keine Rechnungen für die Größe dieser Korrektur vor.

Mit der Beschränkung auf den dominanten Graphen der Stoßapproximation ist die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für Reaktionen am freien Neutron auf das Problem zurückgeführt, Wirkungsquerschnitte am bewegten Target zu bestimmen (wobei die Targetmasse vom Laborimpuls des Targets abhängt).

III.4 Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Reaktionen am bewegten Target

Der Wirkungsquerschnitt am bewegten Target läßt sich durch folgende Formel [40, 41] berechnen:

$$(2) \quad \frac{d^3 N_R}{dE_Y^{eff} \cdot dp_n^{Lab} \cdot d\cos\theta_{\gamma n}^{Lab}} = \frac{dN_Y}{dE_Y^{Lab}} \cdot n_n \cdot L \cdot \sigma_R(E_Y^{eff}) \cdot \frac{m_n^{on}}{E_n^{Lab}} \cdot H(p_n^{Lab}) \cdot 2 \cdot \pi$$

entsprechend läßt sich für den Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung ableiten:

$$(3) \quad \frac{dN_P}{dE_Y^{Lab}} = \frac{dN_Y}{dE_Y^{Lab}} \cdot n_d \cdot L \cdot \sigma_P(E_Y^{Lab})$$

die Symbole haben folgende Bedeutung:

- N_R = Anzahl der beobachteten hadronischen Reaktionen am Neutron,
- N_Y = Anzahl der eingeschossenen Photonen,
- N_P = Anzahl der Paare,
- σ_P = Paarwirkungsquerschnitt,
- n_n = Zahl der Neutronen pro Volumeneinheit im Deuterium der Blaskammer ($n_n = n_p = n_d$)
- L = Länge des Kammerbereichs, in dem die Ereignisse gesucht wurden, multipliziert mit der Anzahl der Bilder, auf denen Ereignisse gesucht wurden,
- $H(p_n^{Lab})$ = Impulsverteilung der beiden Nukleonen im Deuteron, Normierung $\int H(\vec{p}) d\vec{p} = 1$,
- σ_R = Wirkungsquerschnitt für die beobachteten hadronischen Reaktionen,
- $m_n^{on(off)}$ = on(off)-shell-Ruhemasse des Neutrons

$$(4) \quad E_Y^{eff} = \frac{1}{2 \cdot m_n^{on}} \cdot \left[(E_n^{Lab})^2 - (p_n^{Lab})^2 + 2E_Y^{Lab} \cdot E_n^{Lab} \cdot \left(1 - \frac{p_n^{Lab}}{E_n^{Lab}} \cos\theta_{\gamma n}^{Lab}\right) - (m_n^{on})^2 \right] =$$

= Photonenergie, die man erhält, wenn man vom Schwerpunktsystem der (γn^{off}) -Reaktion in das System einer (γn^{on}) -Reaktion mit ruhendem n^{on} transformiert,

$\cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}$ = Cosinus des Winkels zwischen einlaufendem Photon und Targetneutron im Laborsystem.

Aus (2) und (3) erhält man:

$$(5) \quad \frac{d^3 N_R}{dE_{\gamma}^{\text{eff}} \cdot dp_n^{\text{Lab}} \cdot d\cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}} = \frac{1}{\sigma_p(E_{\gamma}^{\text{Lab}})} \cdot \frac{dN_p}{dE_{\gamma}^{\text{Lab}}} \cdot \sigma_R(E_{\gamma}^{\text{eff}}) \cdot \frac{m_n^{\text{on}}}{E_n^{\text{Lab}}} \cdot H(p_n^{\text{Lab}}) \cdot 2 \cdot \pi$$

Das Photonenspektrum $\frac{1}{\sigma_p(E_{\gamma}^{\text{Lab}})} \cdot \frac{dN_p}{dE_{\gamma}^{\text{Lab}}} \sim \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma}^{\text{Lab}}}$ wurde aus der

Messung von e^+e^- -Paaren [II.3, Abb.1] und dem bekannten Paarwirkungsquerschnitt bestimmt. Da zur Bestimmung des Spektrums meist nur ein bestimmter Anteil aller Paare gemessen wird, wird es auf ein Paar normiert und dann mit dem Photonfluß Φ - der Zahl der gemusterten Bilder multipliziert mit der mittleren Zahl der e^+e^- -Paare pro Bild - multipliziert. Hierzu definiert man die Funktion

$$F(E_{\gamma}^{\text{Lab}}) = \frac{\sigma_p(E_{\gamma}^{\text{Lab}})}{\left(\frac{dN_p}{dE_{\gamma}^{\text{Lab}}} \right)} \quad \text{mit} \quad \left\{ \frac{dN_p}{dE_{\gamma}^{\text{Lab}}} \cdot dE_{\gamma}^{\text{Lab}} = 1 \right.$$

setzt man sie in (5) ein, so erhält man:

$$(6) \quad \frac{d^3 N_R}{dE_{\gamma}^{\text{eff}} \cdot dp_n^{\text{Lab}} \cdot d\cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}} = \frac{\Phi}{F(E_{\gamma}^{\text{Lab}})} \cdot \sigma_R(E_{\gamma}^{\text{eff}}) \cdot \frac{m_n^{\text{on}}}{E_n^{\text{Lab}}} \cdot H(p_n^{\text{Lab}}) \cdot 2 \cdot \pi$$

Integriert man (6) nach p_n^{Lab} und $\cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}$, so erhält man für den gemittelten Wirkungsquerschnitt der N_R Ereignisse im Energieintervall $[E_{\gamma}^{\text{eff}} - 1/2 \cdot \Delta E_{\gamma}^{\text{eff}}; E_{\gamma}^{\text{eff}} + 1/2 \cdot \Delta E_{\gamma}^{\text{eff}}]$ folgenden Ausdruck:

$$(7) \quad \overline{\sigma_R(E_Y^{eff})}^{\Delta E} = \frac{1}{\phi \cdot \Delta E_Y^{eff}} \cdot \sum_{i=1}^{N_R} F_i(E_Y^{Lab}) \cdot \frac{(E_n^{Lab})_i}{m_n} \cdot q_i(E_Y^{eff}, (E_Y^{Lab})_{max})$$

mit

$$q_i(E_Y^{eff}, (E_Y^{Lab})_{max}) = \frac{\int_{\cos\theta=-1}^{+1} \int_{p_{sp}=0}^{200} H(p^{Lab}) \cdot dp_n^{Lab} \cdot d\cos\theta_{\gamma n}^{Lab}}{\int_{\cos\theta=-1}^{+1} \int_{p_{sp}=0}^{200} H(p^{Lab}) \cdot dp_n^{Lab} \cdot d\cos\theta_{\gamma n}^{Lab}}$$

Im Nenner wird über alle diejenigen Winkel und Impulse mit $p_{sp} < 0.2$ GeV/c integriert, die bei einem Ereignis mit E_Y^{eff} und dem bekannten $(E_Y^{Lab})_{max}$ erlaubt sind ((4), zur Berechnung s. [40]). Durch den Faktor $q(E_Y^{eff}, (E_Y^{Lab})_{max})$ wird berücksichtigt, daß durch die endliche obere Grenze von E_Y^{Lab} es von der Kinematik des Neutrons abhängt, wie oft die oberen Energien von E_Y^{eff} erreicht werden.

III.5 Test auf die Anwendbarkeit der Stoßapproximation niedrigster Ordnung

Einige notwendige Bedingungen für die Gültigkeit der Stoßapproximation lassen sich experimentell nachprüfen:

a) Die experimentelle Impulsverteilung des Zuschauerprotons

Durch die Integration der Gleichung (6) erhält man die experimentelle Impulsverteilung des Zuschauernukleons:

$$\begin{aligned}
 & \int_{(\Delta p_n^{\text{Lab}})_j} \int_{\Delta E_Y^{\text{eff}}} \int_{\cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}} = -1}^{+1} \frac{d^3 N_R}{dE_Y^{\text{eff}} \cdot dp_n^{\text{Lab}} \cdot d\cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}} \cdot \\
 & \quad \cdot F(E_Y^{\text{Lab}}) \cdot E_n^{\text{Lab}} \cdot d\cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}} \cdot dE_Y^{\text{eff}} \cdot dp_n^{\text{Lab}} \\
 & = \phi \cdot m_n^{\text{on}} \cdot \int_{(\Delta p_n^{\text{Lab}})_j} H(p_n^{\text{Lab}}) \cdot dp_n^{\text{Lab}} \cdot \int_{\Delta E_Y^{\text{eff}}} \sigma_R(E_Y^{\text{eff}}) \cdot dE_Y^{\text{eff}}
 \end{aligned}$$

wobei $E_Y^{\text{Lab}} = E_Y^{\text{Lab}}(E_Y^{\text{eff}}, p_n^{\text{Lab}}, \cos \theta_{\gamma n}^{\text{Lab}})$ und j die Δp_n^{Lab} -Intervalle durchzählt.

Für die linke Seite der Gleichung kann man näherungsweise schreiben:

$$\frac{N_R \epsilon(\Delta E_Y^{\text{eff}}, (\Delta p_n^{\text{Lab}})_j)}{\sum_{i=1} (F(E_Y^{\text{Lab}}) \cdot E_n^{\text{Lab}})_i}$$

Für ein festes ΔE_Y^{eff} -Intervall ist der Teil der rechten Seite, der nur von E_Y^{eff} abhängt, für die Impulsverteilung ein konstanter Faktor. Man kann deshalb schreiben:

$$(8) \quad \frac{N_R \epsilon(\Delta E_Y^{\text{eff}}, (\Delta p_n^{\text{Lab}})_j)}{\sum_{i=1} (F(E_Y^{\text{Lab}}) \cdot E_n^{\text{Lab}})_i} \sim \overline{H(p_n^{\text{Lab}})^j}$$

für alle j

$\overline{H(p_n^{\text{Lab}})^j}$ ist der Mittelwert des Quadrats der Deuteronwellenfunktion im Impulsintervall j des Zuschauerprotons.

Zur Überprüfung der Beziehung (8) haben wir für die Deuteronwellenfunktion die Hulthénverteilung (1) gewählt. Da die Hypothese $\gamma n \rightarrow \pi^0 \pi^- p$ eine Anpassung mit 0 Freiheitsgraden bedeutet [II.4, IV.5], konnte der Impuls des Zuschauerprotons für Ereignisse mit unsichtbarem Zuschauerproton nicht bestimmt werden und der Verlauf der Impulsverteilung solcher Ereignisse folglich nicht überprüft werden.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung 3 dargestellt. Abweichungen der experimentellen Verteilung von der Hulthénkurve im Impulsbereich $0.08 < p_{sp} \text{ [GeV/c]} < 0.12$ lassen sich durch Musterungsverluste wegen der kurzen Protonenspür erklären. (Siehe die gute Übereinstimmung der Impulsverteilung des Zuschauerprotons der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- p_{sp} p$ mit der Hulthénverteilung [41]; in dieser Reaktion konnte das Zuschauerproton, auch wenn es in der Kammer keine sichtbare Spur hinterließ, kinematisch durch die Anpassung bestimmt werden.) Abweichungen für $p_{sp} > 0.2 \text{ GeV/c}$ wurden u.a. auf Deuteroneneffekte höherer Ordnung zurückgeführt [III.6].

b) Die $\cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}$ -Verteilung

Analog wie in Abschnitt a) läßt sich aus (6) die $\cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}$ -Verteilung für ein vorgegebenes $\Delta E_{\gamma}^{\text{eff}}$ - und Δp_n^{Lab} -Intervall berechnen:

$$\int_{\Delta E_{\gamma}^{\text{eff}}} \int_{\Delta p_n^{\text{Lab}}} \int_{(\Delta \cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}})_j} \frac{dN_R}{dE_{\gamma}^{\text{eff}} \cdot dp_n^{\text{Lab}} \cdot d\cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}} \cdot F(E_{\gamma}^{\text{Lab}}) \cdot dE_{\gamma}^{\text{eff}} \cdot dp_n^{\text{Lab}} \cdot d\cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}$$

$$= \phi \cdot m_n^{\text{on}} \cdot \int_{\Delta E_{\gamma}^{\text{eff}}} \sigma_R(E_{\gamma}^{\text{eff}}) \cdot dE_{\gamma}^{\text{eff}} \cdot \int_{\Delta p_n^{\text{Lab}}} \frac{H(p_n^{\text{Lab}})}{E_n^{\text{Lab}}} \cdot dp_n^{\text{Lab}}$$

mit $E_{\gamma}^{\text{Lab}} = E_{\gamma}^{\text{Lab}}(E_{\gamma}^{\text{eff}}, p_n^{\text{Lab}}, \cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}})$

Die rechte Seite der Gleichung hängt nicht von $\cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}$ ab; d.h. sie wirkt auf die $\cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}}$ -Verteilung wie ein konstanter Faktor (K). Danach läßt sich schreiben:

$$(9) \quad \frac{N_R \epsilon(\Delta E_Y^{\text{eff}}, \Delta p_n^{\text{Lab}}, (\Delta \cos\theta_{\gamma n}^{\text{Lab}})_j)}{\sum_{i=1} F(E_Y^{\text{Lab}})_i} = K$$

für alle j

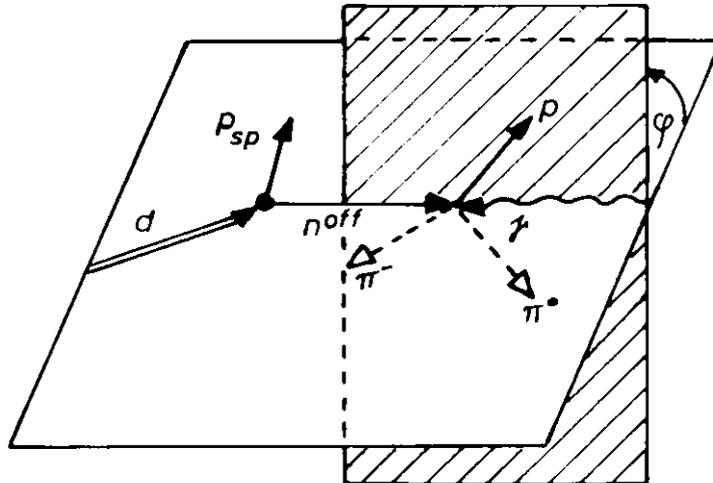
Wie Abb.4 zeigt, erfüllen die experimentellen Daten diese Beziehung annähernd.

Bei den Integrationen in a) und b) wurde der Einfluß der endlichen oberen Grenze von E_Y^{Lab} auf das Integrationsvolumen [III.4] nicht berücksichtigt; d.b. hier, daß die Beziehungen (8) und (9) nur ungefähr bis zu einer maximalen Energie von $E_Y^{\text{eff}} = 5 \text{ GeV}$ gültig sind.

c) Der Treiman-Yang-Winkel

In [41] wird gezeigt, daß die Isotropie der Treiman-Yang-Winkel eine notwendige Bedingung für die Anwendbarkeit der Stoßapproximation ist. Die Treiman-Yang-Winkel ϕ für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- p_{sp} p$ sind dabei die Winkel zwischen der Ebene, die durch die Impulse \vec{p}_γ und \vec{p}_p (oder \vec{p}_{π^-} oder \vec{p}_{π^0}) definiert ist und der Ebene, die durch die Impulse \vec{p}_d und \vec{p}_{sp} definiert ist, wenn man die Reaktion im $(p\pi^-\pi^0)$ -Ruhesystem betrachtet:

$$\phi_{p(\pi^-, \pi^0)} = \arccos \left(\frac{\vec{p}_d \times \vec{p}_{sp}}{|\vec{p}_d \times \vec{p}_{sp}|} \cdot \frac{\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{p(\pi^-, \pi^0)}}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{p(\pi^-, \pi^0)}|} \right)$$

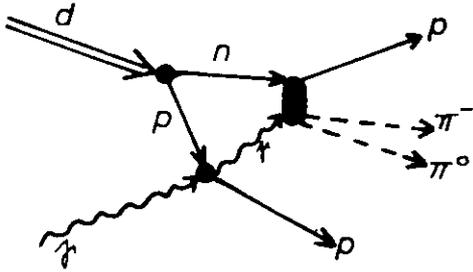


Definition des Treiman-Yang-Winkels

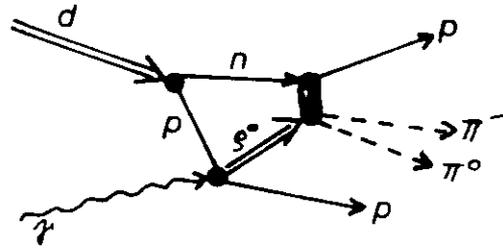
Wie Abbildung 5 zeigt, ist die Forderung nach Isotropie für die Treiman-Yang-Winkel gut erfüllt. Zur Überprüfung der Empfindlichkeit des Tests wurden in der obigen Winkeldefinition das Zuschauerproton und das Reaktionsproton vertauscht. Die so erhaltenen Verteilungen zeigen starke Anisotropie.

III.6 Die Stoßnäherung höherer Ordnung

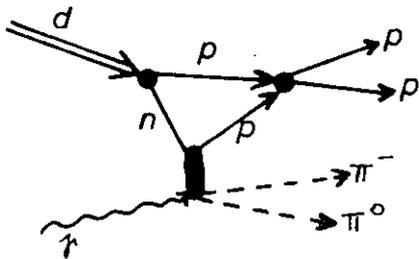
Bei der Stoßnäherung niedrigster Ordnung [III.1] wurden Effekte, die auf Vielfachstreuung, Endzustandswechselwirkungen und Coulombwechselwirkungen zurückzuführen sind ("Deuteroneffekte höherer Ordnung") nicht berücksichtigt. Diese Wechselwirkungen werden in der Stoßnäherung höherer Ordnung z.B. durch folgende Graphen beschrieben:



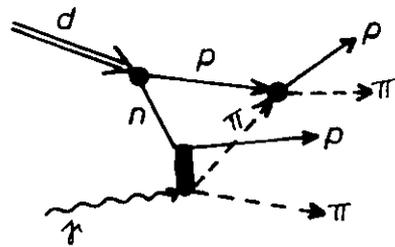
a) Coulombstreuung des einlaufenden Photons am Proton. Wegen der 2-fach höheren Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung, verglichen z.B. mit b), ist dieser Beitrag stets vernachlässigbar.



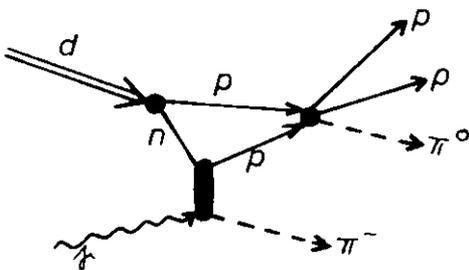
b) Photoerzeugung von ρ^0 am Proton des Deuterons und anschließende Wechselwirkung des ρ^0 am Neutron des Deuterons.



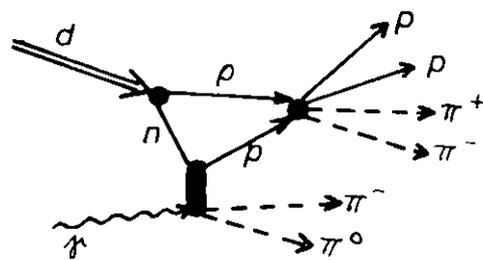
c) elastische Streuung des Reaktionsprotons mit dem Zuschauerproton.



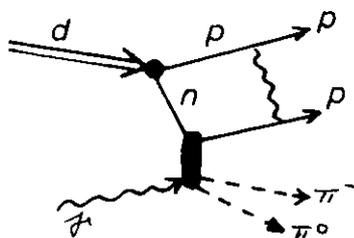
d) elastische Streuung eines Pions des Endzustandes mit dem Zuschauerproton.



e) inelastische Streuung eines Reaktionsteilchens mit dem Zuschauerproton.



f)



g) Coulombwechselwirkung im Endzustand

Wegen der Vielzahl der unbekanntenen Amplituden und Variablen konnten die einzelnen Graphen bisher nicht berechnet werden.

Die Deuteroneffekte höherer Ordnung werden i.a. bewirken, daß das als Zuschauerproton identifizierte Nukleon einen größeren Impuls als seinen Fermiimpuls erhält. Dies könnte eine Erklärung dafür sein, daß in dem Impulsbereich $p_{sp} > 0.2 \text{ GeV/c}$ experimentell mehr Ereignisse gefunden wurden, als man nach den theoretischen Voraussagen erwartet [III.3, III.5]. Dieser Effekt wurde im gleichen Experiment auch bei den Reaktionen $\gamma d \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ und $\gamma d \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ [40] festgestellt. Bei den Zuschauerimpulsen $p_{sp} < 0.2 \text{ GeV/c}$ fällt der Verlust dieser Ereignisse nicht so stark auf, da sie dort prozentual keine so große Rolle spielen.

Die Deuteroneffekte höherer Ordnung können zudem eine Verschmierung der effektiven Masse bestimmter Teilchenkombinationen bewirken; dies spielt hauptsächlich bei der Untersuchung von Resonanzproduktion eine Rolle. Zudem wird E_{γ}^{eff} falsch bestimmt [IV.6].

Diese Ergebnisse rechtfertigen zusätzlich den Schnitt im Zuschauerimpuls [III.3]. Die weggeschnittenen Ereignisse wurden prozentual bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte wieder hinzuaddiert. Der Korrekturfaktor ist energieunabhängig und beträgt auf die Ereignisse mit sichtbarem Zuschauerproton bezogen 1.7 ± 0.1 (zu seiner Bestimmung wurde ein Ereignissatz mit $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^{n-CMS} < .98$ und $t(\gamma/\pi^-\pi^0) < 1.1$ [IV.3, 4] zugrunde gelegt).

Für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^+nn$ haben Neugebauer und Mitarbeiter [43] die Korrekturen auf Deuteroneffekte aus dem Vergleich mit der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+n$ für verschiedene Energie- und Winkelbereiche bestimmt. Sie beobachteten eine starke Abhängigkeit der Korrektur (5 % - 35 %) vom π^+ -CMS-Erzeugungswinkel. Da diese Korrekturen vermutlich vom Erzeugungsmechanismus abhängen kann man sie nicht auf andere Reaktionen übertragen.

Für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^-pp$ sind bisher weder für die Paulieffekte [III.3] noch für die soeben beschriebenen Deuteroneffekte aus den oben genannten Gründen Korrekturen bestimmt worden.

IV. Identifikation der Ereignisse

Es wurden 10 462 Ereignisse gefunden, die nach den in II.4 beschriebenen Entscheidungskriterien mit der Hypothese $\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ verträglich sind. Hierunter sind Ereignisse die:

- zusätzlich mit einer oder mehreren der Hypothesen $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$, $d\pi^+\pi^-$, $d\pi^+\pi^-\pi^0$ beschrieben werden können [IV.4]
- mehrere neutrale Pionen im Endzustand haben; denn ein solches Ereignis konnte in diesem Experiment nicht von einem Ereignis mit nur einem π^0 im Endzustand unterschieden werden [IV.5]
- denen nur eine $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Hypothese zugeordnet werden konnte, die aber fehlinterpretierte $(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ -Zerfälle [IV.1] oder $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Ereignisse [IV.3] sind.

Ereignisse, die zusätzlich durch die Hypothese $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ interpretiert werden können, sind in obiger Zahl nicht enthalten. Dies trifft auf etwa 50 % aller $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Hypothesen zu [IV.2].

In den Abschnitten IV.1 bis IV.5 wird beschrieben, wie diese Mehrdeutigkeiten und Fehlinterpretationen bei der Untersuchung der $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Reaktion berücksichtigt wurden.

IV.1 Λ -Zerfälle

Die effektive $(p\pi^-)$ -Massenverteilung von 2-Stern-Ereignissen zeigt bei 1.115 GeV eine scharfe Anhäufung [Abb. 6]. Diese Anhäufung ist auf $(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ -Zerfälle zurückzuführen.

Liegt z.B. die Reaktion $\gamma d \rightarrow p\Lambda K^0$ mit einem sichtbar zerfallenden Λ und einem unsichtbaren Zuschauerproton vor, so ist es kinematisch möglich, den Zerfallsspuren eine $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Reaktion zuzuordnen. Energie- und Impulserhaltung werden hierbei durch das hinzuaddierte π^0 erreicht. Diese falsch interpretierten Λ -Zerfälle wurden durch einen Schnitt in der $(p\pi^-)$ -Massenverteilung ($1.11 < M(p\pi^-) [\text{GeV}] < 1.12$) herausgeschnitten und die

durch diesen Schnitt betroffenen ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$)-Ereignisse wurden bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte durch die in Abb.6c dargestellten Korrekturfaktoren berücksichtigt.

IV.2 Mehrdeutigkeit mit der ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-$)-Hypothese

Wie aus Tab. 1 ersichtlich ist, entspricht der Anteil der Ereignisse, die zugleich mit der ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-$)-Hypothese und der ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$)-Hypothese verträglich sind, etwa 100 % der Ereignisse denen nur eine ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-$)-Hypothese zugeordnet werden konnte und etwa 250 % der Ereignisse mit nur einer ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$)-Hypothese.

Die Herkunft der mehrdeutigen Ereignisse wurde mit Kunstereignissen nachgeprüft, die mit dem Monte-Carlo-Programm FAKE [22] erzeugt und mit dem Kinematik-Programm GRIND [19] wie die gemessenen Ereignisse rekonstruiert wurden. Die Fehler der simulierten Größen wurden im FAKE so gewählt, daß sie denen im Experiment entsprachen. Die Fermibewegung des Neutrons wurde dadurch berücksichtigt, daß für das Zuschauerproton eine Hulthén-Impulsverteilung [III.2] angenommen wurde.

Erzeugt wurden Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp}p\pi^-\pi^0$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt_{\gamma/\pi\pi} - t_{\gamma/\pi\pi}$ ist das Quadrat des 4-Impulsübertrags vom Photon auf das ($\pi^-\pi^0$)-System - wurde mit der Funktion $e^{-At_{\gamma/\pi\pi}}$ bewichtet. Für Laborenergien $E_{\gamma}^{Lab} < 1.1 \text{ GeV}$ wurde $A = 0.5$, für $E_{\gamma}^{Lab} > 1.1 \text{ GeV}$ $A = 1$ und $A = 2$ gewählt.

Diese Rechnungen ergaben folgende Ergebnisse:

mit FAKE erzeugte Ereignisse: $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0$				
durch die GRIND-Anpassung erhaltene Hypothesen $\gamma d \rightarrow$				
$pp \pi^- \pi^0$	$pp \pi^-$ $pp \pi^- \pi^0$	weitere Mehrdeutige und $pp \pi^-$	beide Protonen unsichtbar	Ereignisse, die keine Anpassung ergaben
100 %	(4±3)%	(2±1)%	(1±1)%	(4±2)%

Tab.2 FAKE-Ergebnisse für $(\gamma d \rightarrow pp \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse

Diese Ergebnisse gelten nicht für Ereignisse nahe der Erzeugungsschwelle ($\sim E_{\gamma}^{eff} < 0.6 \text{ GeV}$). Hier ist der Prozentsatz der $(\gamma d \rightarrow pp \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse, die auch eine $(\gamma d \rightarrow pp \pi^-)$ -Anpassung zulassen, etwa 25 %; dies ist durch die großen relativen Impulsfehler zu erklären. Zu den weiteren Untersuchungen dieser Arbeit wurden nur Ereignisse mit $E_{\gamma}^{eff} > 0.6 \text{ GeV}$ herangezogen. Für die Aufteilung der mehrdeutigen Ereignisse auf die verschiedenen Reaktionen konnte innerhalb der Genauigkeit des Verfahrens keine Energieabhängigkeit festgestellt werden.

FAKE-Ereignissen, denen die Hypothesen $\gamma d \rightarrow pp \pi^-$ und $\gamma d \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ zugeordnet werden konnten, hatten bei der Erzeugung alle ein unsichtbares Zuschauerproton ($p_{sp} < 80 \text{ MeV}/c$). Dies läßt sich dadurch erklären, daß bei diesen Ereignissen bei der Anpassung der $(\gamma d \rightarrow pp \pi^-)$ -Hypothese das fehlende π^0 in der Energie-Impulsbilanz durch Veränderung des Impulses des Zuschauerprotons ausgeglichen werden kann. Dabei erhält das Zuschauerproton oft einen so großen Impuls, daß es hätte sichtbar sein müssen; in solchen Fällen wurde nur die $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Hypothese akzeptiert. Diese Möglichkeit des Impulsausgleichs besteht nicht bei einem Ereignis mit einem sichtbaren Zuschauerproton.

Die Anzahl der FAKE-Ereignisse, die mit den Hypothesen $\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ und $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ verträglich war, war kleiner als 2 %. Das Ergebnis hängt aber stark von der Wahl von A ab; für A = 0 wächst z.B. der Anteil solcher Mehrdeutigkeiten bei hohen Energien auf bis zu etwa 50 % an.

Diese Mehrdeutigkeit wird in Kapitel IV.4 näher untersucht.

Es wurden ebenfalls Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow ppp^- \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ erzeugt. Hier wurde in Übereinstimmung mit dem Experiment [VI.3] A = 2 angenommen.

Innerhalb der Fehler wurden die gleichen Ergebnisse wie die in Tabelle 2 erhalten.

($\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0\pi^0$)-Ereignissen, die mit A = 0 erzeugt wurden, wurde mindestens die ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$)-Hypothese, Ereignissen mit $E_\gamma^{\text{Lab}} > 3 \text{ GeV}$ bis zu 50 % zusätzlich noch die ($\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$)-Hypothese zugeordnet. Mehrdeutigkeiten mit anderen Hypothesen kamen nur in vernachlässigbarer Anzahl vor.

Die Abtrennung der Multi- π^0 -Ereignisse wird in Kapitel IV.5 weiter behandelt.

Die Interpretation von FAKE-Ereignissen der Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp}p\pi^-$ lieferte Ereignisse, die zu etwa 50 % ausschließlich mit der Hypothese $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ und zu etwa 50 % mit den beiden Hypothesen $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ und $\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ verträglich waren [10].

Dieses Ergebnis läßt sich folgendermaßen erklären: Wird in der Natur ein ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-$)-Ereignis erzeugt, so muß es die folgenden Gleichungen erfüllen:

$$\begin{array}{l} E_\gamma + m_d = E_s \\ \text{und} \\ p_\gamma = p_s^l; p_s^{\text{tr}} = 0 \end{array} \quad \left| \quad \text{d.f.} \quad \underbrace{p_s^l + m_d - E_s}_{\equiv G} = 0 \right.$$

mit $E_\gamma (=p_\gamma)$ = Energie des einlaufenden Photons

m_d = Masse des Deuterons

E_s = Energie der auslaufenden sichtbaren Spuren

p_s^l = Longitudinalimpuls der sichtbaren Spuren

p_s^{tr} = Transversalimpuls der sichtbaren Spuren

Diese Bedingung ist für die gemessenen Größen nicht erfüllt; G ist ungefähr symmetrisch um 0 verteilt. Die Anpassung versucht unter Berücksichtigung der Meßfehler die gemessenen Größen so zu variieren, daß die Gleichung erfüllt wird.

Liegt in der Natur ein $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Ereignis vor, so läßt sich eine analoge Bedingung angeben:

$$\begin{array}{l}
 E_{\gamma} + m_d = E_s + E_{\pi^0} \\
 p_{\gamma} = p_s^l + p_{\pi^0}^l; \quad p_s^{tr} + p_{\pi^0}^{tr} = 0
 \end{array}
 \left| \begin{array}{l}
 \text{d. f. } \underbrace{p_s^l + m_d - E_s}_{\equiv G} = E_{\pi^0} - p_{\pi^0}^l > 0
 \end{array} \right.$$

Da das Gleichungssystem für diese Reaktion nicht überbestimmt ist [IV.5], kann G nur aus den gemessenen Größen bestimmt werden.

Wird nun in der Natur ein $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Ereignis erzeugt und zusätzlich zu dieser Hypothese die $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Hypothese angepaßt, so muß G aus den gemessenen Spuren größer 0 sein, das π^0 in Vorwärtsrichtung angepaßt werden und die errechnete Photonenenergie E_{γ}^{Lab} innerhalb der Fehler kleiner als die maximale Energie sein. Dies tritt wegen der ungefähren Symmetrie von G um 0 in etwa 50 % aller $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Ereignisse ein. Dies Ergebnis stimmt mit den FAKE-Ergebnissen und auch mit den experimentellen Ergebnissen überein, wenn man dort alle Ereignisse, die mehrdeutig zwischen $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ und $\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ sind, zu den $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Ereignissen rechnet. Einen weiteren Hinweis für die Richtigkeit dieser Zuordnung erhält man, wenn man die Erzeugungswinkelverteilungen der Pionen vergleicht [Abb. 7,8] und, wie für $(\gamma d \rightarrow p_{sp}p\pi^-)$ -Ereignisse erwartet, starke Anhäufung der mehrdeutigen Ereignisse für kleine π^0 -Erzeugungswinkel beobachtet.

Ist $G > 0$ aber die Fehler der gemessenen Spuren so klein, daß eine Anpassung mit $G = 0$ nicht möglich ist, oder ist der Transversalimpuls der sichtbaren Spuren innerhalb der Fehler von 0 verschieden, so kann dem Ereignis die $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Hypothese nicht zugeordnet werden. Dieser Fall wird hauptsächlich bei Ereignissen mit sichtbarem Zuschauerproton auftreten [s. Anhäufung in Vorwärtsrichtung in Abb.8] ; bei Ereignissen mit unsichtbaren Zuschauerprotonen wird eine $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Anpassung wegen des großen Fehlers des Zuschauerimpulses i. a. möglich sein. Die Untersuchung dieser Ereignisse wird in Kapitel IV.3 ausführlich behandelt.

Wird in der Natur ein $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Ereignis erzeugt, so kann nur dann auch gleichzeitig ein $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Ereignis angepaßt werden, wenn einerseits der Transversalimpuls der gemessenen Spuren innerhalb der Fehler mit 0 verträglich ist (d.h., das π^0 wird in Vorwärtsrichtung erzeugt), andererseits die Fehler der gemessenen Spuren erlauben, daß G für die angepaßten Werte 0 wird. Ist das aus den gemessenen Werten bestimmte G kleiner 0 - dies kommt nach den FAKE-Ergebnissen in weniger als in 2 % der eindeutigen $(\gamma d \rightarrow p_{sp}p\pi^-\pi^0)$ -Ereignisse vor - so kann keine $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Hypothese angepaßt werden.

IV.3 Abtrennung von $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Ereignissen.

Wie schon im Abschnitt IV.2 aufgezeigt wurde, werden unter bestimmten Bedingungen $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-)$ -Ereignisse mit sichtbarem Zuschauerproton als eindeutige $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Ereignisse interpretiert. Diese Ereignisse sind durch eine scharfe Anhäufung des π^0 in Vorwärtsrichtung im Schwerpunktsystem der $(\gamma n \rightarrow p\pi^-\pi^0)$ -Reaktion erkennbar; sie wurden durch einen Schnitt im Erzeugungswinkel des π^0 ($\cos\theta_{\pi^0}^{\gamma n} / \pi^0 \text{ CMS} > 0.98$) abgetrennt.

Der Korrekturfaktor, zur Berücksichtigung der von diesem Schnitt betroffenen $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Ereignisse, beträgt - bezogen auf alle eindeutigen $(\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0)$ -Ereignisse mit sichtbarem Zuschauerproton - unabhängig von der Energie 1.03 ± 0.02 .

In Abbildung 8 ist die Erzeugungswinkelverteilung des π^0 der eindeutigen $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse für zwei Energiebereiche dargestellt. Zum Vergleich werden auch die entsprechenden Verteilungen für das π^- gezeigt.

IV.4 Mehrdeutigkeit mit den $(\gamma d \rightarrow pn \pi^+ \pi^-, d \pi^+ \pi^-, d \pi^+ \pi^- \pi^0)$ -Hypothesen

Ereignisse, die kinematisch mit den Hypothesen $\gamma d \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ und $\gamma d \rightarrow pn \pi^+ \pi^-$ verträglich sind können, wegen der Ununterscheidbarkeit in der Ionisation von Protonen und π -Mesonen, bei Impulsen oberhalb 1.3 GeV/c nicht eindeutig identifiziert werden. Dies trifft nach Tabelle 1 auf etwa 30 % der Ereignisse zu, die nur mit der $(\gamma d \rightarrow pp \pi^- \pi^0)$ -Hypothese verträglich sind. Die Mehrdeutigkeit wächst, wie Tabelle 3 zeigt, mit zunehmender Energie und tritt hauptsächlich für $t_{\gamma/\pi^- \pi^0} > 1.1 \text{ GeV}^2$ auf.

Eine statistische Aufteilung der Hypothesen auf die Ereignisse konnte - da die Photonenergie der beiden Hypothesen sich i. a. genügend stark unterscheiden (etwa 400 MeV im Mittel) - mit Hilfe von Tagginginformation vorgenommen werden [11, 12]. Danach ist der Anteil der $(\gamma d \rightarrow pp \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse an den mehrdeutigen Ereignissen gemittelt über die Energien $(10 \pm 10)\%$. Dieses Ergebnis ist innerhalb der Fehler mit den FAKE-Ergebnissen [IV.2] verträglich und wird durch die Beobachtung eines starken ρ^0 -Signals in der $(\pi^+ \pi^-)$ -Massenverteilung der mehrdeutigen Ereignisse erhärtet.

Da der Anteil der resonanten Ereignisse mit dem Endzustand $p_{sp} p \pi^- \pi^0$ an den Mehrdeutigen sich nicht so verhalten muß wie der aller $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse, und da der resonante Anteil i. a. nicht von dem starken $(pn \pi^+ \pi^-)$ -Untergrund abzutrennen war, wurden für die Untersuchungen der Resonanzproduktion die mehrdeutigen Ereignisse durch Schnitte im Impulsübertrag $t_{\gamma/\pi^- \pi^0}$ und $t_{n/p \pi^-}$ abgetrennt [VI.2].

Mit den in den Kapiteln IV.1 bis IV.4 beschriebenen Schnitten und Korrekturen wurde ein vollständiger $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Ereignissatz erhalten, in dem Mehrdeutigkeiten mit den Hypothesen $\gamma d \rightarrow pn \pi^+ \pi^-, d \pi^+ \pi^-$ und $d \pi^+ \pi^- \pi^0$ vernachlässigbar waren [Tab.3].

$E_{\gamma n\text{-CMS}}^{\text{eff}}$ (E_{γ}^{eff}) [GeV]	Anzahl der Ereignisse, die mit den folgenden Hypothesen verträglich sind: $\gamma d \rightarrow$			Anzahl der Ereignisse, die mindestens mit der ($\gamma d \rightarrow pp\pi^-\pi^0$)-Hypothese (außer mit $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$) ver- träglich sind	
	$pp\pi^-\pi^0$	$pp\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$	$pp\pi^-\pi^0$ $pn\pi^+\pi^-$ $d\pi^+\pi^-$	2-Stern- Ereign.	3-Stern- Ereignisse
1.22 - 1.42 (0.322-0.603)	438	1	0	287	153
1.42 - 1.48 (0.603-0.696)	506	1	1	364	145
1.48 - 1.54 (0.696-0.792)	646	5	0	457	195
1.54 - 1.60 (0.792-0.893)	588 (")	6 (")	0	412 (")	183 (")
1.60 - 1.66 (0.893-0.997)	472 (470)	11 (11)	0	338 (336)	145 (145)
1.66 - 1.72 (0.997-1.105)	395 (385)	14 (13)	0	278 (270)	132 (129)
1.72 - 1.77 (1.105-1.197)	286 (274)	14 (12)	0	204 (194)	96 (92)
1.77 - 1.87 (1.197-1.391)	422 (383)	60 (17)	1 (1)	343 (296)	142 (107)
1.87 - 2.06 (1.391-1.789)	587 (483)	191 (14)	7 (1)	538 (351)	248 (147)
2.06 - 2.36 (1.789-2.494)	456 (378)	410 (12)	23 (0)	594 (275)	307 (115)
2.36 - 3.3 (2.494-5.326)	348 (270)	632 (9)	56 (1)	664 (205)	428 (75)
1.22 - 3.3 (0.6 - 5.3)	5144 (4821)	1345 (101)	88 (4)	4479 (3447)	2174 (1486)

Tab.3 Verteilung der Ereignisse, denen die ($\gamma d \rightarrow p_{sp} p\pi^-\pi^0$)-Hypothese angepaßt werden konnte in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} ($E_{\gamma n\text{-CMS}}^{\text{eff}}$) mit den Einschränkungen: $p_{sp} < 0.2$ GeV/c [III.3], Λ -Schnitt [IV.1] und $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^{n\text{-CMS}} < 0.98$ [IV.3]. Die eingeklammerten Ereignisse unterliegen zusätzlich der Einschränkung $t_{\gamma/\pi^-\pi^0} < 1.1$ GeV² [IV.4].

IV.5 Einfluß der multineutralen Ereignisse auf die Reaktion

$$\underline{\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0}$$

Ein Ereignis mit mehreren neutralen Teilchen im Endzustand wie z.B. $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- m(\pi^0)$ mit $m > 1$, konnte nicht von einem entsprechenden Ereignis mit nur einem neutralen Teilchen im Endzustand getrennt werden. Das liegt daran, daß die vier Gleichungen, die Energie- und Impulserhaltung liefern, bei bekannter Einfallsrichtung des Photons gerade ausreichen, um den Impuls des einlaufenden Photons und die drei Impulskomponenten eines neutralen Teilchen zu bestimmen. Die als $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Reaktion entschiedenen Ereignisse enthalten demnach u.a. folgende Reaktionen:

$$\begin{aligned} \gamma d &\rightarrow p_{sp} p \pi^- m(\pi^0), & m > 0 \\ &\rightarrow p_{sp} \Delta^0(p \pi^-) m(\pi^0), & m > 0 \\ &\rightarrow p_{sp} \Delta^+(p \pi^0) \pi^- m(\pi^0), & m \geq 0 \\ &\rightarrow p_{sp} p \rho^- m(\pi^0), & m \geq 0 \\ &\rightarrow p_{sp} \Delta^+(p \pi^0) \rho^- m(\pi^0), & m \geq 0 . \end{aligned}$$

Zur Abtrennung der Mult- π^0 -Ereignisse von den Ein- π^0 -Ereignissen genügt es nicht, den Wirkungsquerschnitt für die Multi- π^0 -Ereignisse zu kennen [IV.5a], sondern es müssen auch Energieverschiebung und Veränderung der kinematischen Variablen, die durch die falsche Interpretation zustande kommen [IV.5b], berücksichtigt werden.

IV.5a Vorhersagen von Photoproduktionswirkungsquerschnitten für Multipionereignisse

Mit Hilfe des Vektordominanzmodells (VDM), des Quarkmodells und mit Annahmen über Isospinunabhängigkeit der πN -Amplituden lassen sich Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von Multipionereignissen aus den entsprechenden Wirkungsquerschnitten für Pion-Nukleon-Streuung vorhersagen. Dieses Verfahren wurde bisher mit Erfolg angewandt [3,9,44]; es soll hier zur Vorhersage der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 m(\pi^0)$, $\Delta^+ \pi^- m(\pi^0)$, $\Delta^0 \pi^0 m(\pi^0)$, $p \rho^- m(\pi^0)$ mit $m \geq 1$ benutzt werden.

Im folgenden soll das Verfahren dargestellt werden. Ausgangspunkt für das VDM [45] ist der Ansatz, den hadronischen elektromagnetischen Strom j_μ als Summe der Felder der Vektormesonen ($V = \rho^0, \omega, \phi$ stark wechselwirkende Teilchen, die bis auf ihre Masse dieselben Quantenzahlen wie das Photon haben) zu schreiben:

$$(1) \quad -j_\mu(x) = \frac{m_\rho^2}{2\gamma_\rho} \cdot \rho_\mu(x) + \frac{m_\omega^2}{2\gamma_\omega} \cdot \omega_\mu(x) + \frac{m_\phi^2}{2\gamma_\phi} \cdot \phi_\mu(x)$$

Hier bedeuten: m_V = Masse des Vektormesons
 γ_V = γ -V-Kopplungskonstante*
 $\rho_\mu(x), \omega_\mu(x), \phi_\mu(x)$ = Felder der Vektormesonen ρ, ω, ϕ

(Es gibt starke Anzeichen dafür, daß noch weitere Vektormesonen, wie z.B. das ρ' [Fußnote S.39] existieren; diese müßten dann in Gleichung (1) noch berücksichtigt werden.)

*) Für das Verhältnis der γ -V-Kopplungskonstanten macht SU_6 die folgende Voraussage:

$$\frac{1}{\gamma_\rho} : \frac{1}{\gamma_\omega} : \frac{1}{\gamma_\phi} = 3 : 1 : (-\sqrt{2}) \quad [45],$$

Unter Berücksichtigung von Symmetriebrechung verändern sich diese Verhältnisse zu

$$\frac{1}{\gamma_\rho^2} : \frac{1}{\gamma_\omega^2} : \frac{1}{\gamma_\phi^2} = 9 : 0.65 : 1.33 \quad [46],$$

oder zu

$$9 : 1.2 : 1 \quad [47].$$

Nimmt man an, daß die dazugehörigen Matrixelemente und die Kopplungskonstanten sich nur wenig verändern, wenn man von der Photonmasse zur Masse des Vektormesons extrapoliert, und vernachlässigt man Interferenzen zwischen Amplituden für ρ -, ω - und ϕ -Beiträge, so kann man eine Beziehung zwischen dem Photoproduktionswirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow x)$ und dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tr}(Vp \rightarrow x)$ für transversal polarisierte Vektormesonen aufstellen (während das Photon transversal polarisiert ist, also nur zwei Spineinstellungen besitzt, existieren für Vektormesonen drei mögliche Spineinstellungen. Das VDM liefert nur für die Amplituden transversal polarisierter Vektormesonen eine Relation zu Photoproduktionsamplituden):

$$(2) \quad \sigma(\gamma p \rightarrow x) = \sum_V \frac{\alpha\pi}{\gamma_V^2} \cdot \sigma_{tr}(Vp \rightarrow x)$$

$$\text{hier bedeuten: } \alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$$

x = beliebiger hadronischer Endzustand

Die Summenregeln des "additiven" Quark-Modells verbinden die totalen Wirkungsquerschnitte (σ_T) von (Vp) - und (πp) -Reaktionen.

$$(3) \quad \sigma_T(\rho p) = \sigma_T(\omega p) = \frac{1}{2} \cdot (\sigma_T(\pi^+ p) + \sigma_T(\pi^- p)) = \sigma_T(\pi^0 p) \approx$$

28 mb bei 5 GeV

25 mb bei 1.4 GeV

$$\sigma_T(\phi p) = \sigma_T(K^+ p) + \sigma_T(K^- p) - \sigma_T(\pi^+ p) \approx 13 \text{ mb bei } 5 \text{ GeV} \quad [48]$$

Mit der Annahme, daß $\sigma(VN \rightarrow x) = \sigma_{tr}(VN \rightarrow x)$ und daß Formel (3) auch für partielle Wirkungsquerschnitte gilt und unter Vernachlässigung des kleinen Beitrags der ϕp -Reaktionen, läßt sich eine Beziehung zwischen Wirkungsquerschnitten für Photoproduktion und Pionproduktion angeben:

$$(4) \quad \sigma(\gamma p \rightarrow x) = \alpha \cdot \pi \cdot \left(\frac{1}{\gamma_\rho^2} + \frac{1}{\gamma_\omega^2} \right) \cdot \sigma(\pi^0 p \rightarrow x).$$

Analog läßt sich eine Beziehung für Reaktionen am Neutron aufstellen:

$$\sigma(\gamma n \rightarrow x) = \alpha \cdot \pi \cdot \left(\frac{1}{\gamma_{\rho}^2} + \frac{1}{\gamma_{\omega}^2} \right) \cdot \sigma(\pi^0 n \rightarrow x).$$

Wählt man für $\frac{\gamma_{\rho}^2}{4\pi} = 0.64 \pm 0.1$ und $\frac{\gamma_{\omega}^2}{4\pi} = 4.8 \pm 0.5$ *) , so erhält man

$$(5) \quad \sigma(\gamma n \rightarrow x) = (3.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \cdot \sigma(\pi^0 n \rightarrow x)$$

Nimmt man an, daß die Beiträge der γN -Amplituden unabhängig vom Isospin sind, so läßt sich zwischen Wirkungsquerschnitten verschiedener γN -Reaktionen mit fester Anzahl von Nukleonen und Pionen im Endzustand, aber mit verschiedenen Ladungskonfigurationen, eine Beziehung angeben, die nur von Clebsch-Gordan-Koeffizienten und statistischen Faktoren abhängt [44, 53].

Diese Annahme kann nur für Reaktionen gemacht werden,

- deren Energien oberhalb des Hauptresonanzgebietes liegen, so daß die Bevorzugung eines Isospinzustandes durch Bildung von s-Kanal-Resonanzen ausgeschlossen ist,
- in deren Endzustand keine bestimmte Resonanz dominiert, so daß keine Isospinzustände bevorzugt werden,
- deren Endzustand möglichst viele Pionen enthält; hierdurch soll gewährleistet werden, daß sich die Resonanz- und Interferenzeffekte herausheben.

Die oben erwähnte Beziehung soll im folgenden abgeleitet werden.

Entwickeln wir die Reaktion $\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0$ nach Isospinzuständen $|I, I_3\rangle$, wobei I der Isospin und I_3 seine dritte Komponente bedeuten, so erhalten wir:

* Fußnote siehe nächste Seite

* γ -V-Kopplungskonstanten bestimmt aus:

	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V p)_{t=0}$ +Quark-Modell+VDM	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V p)_{t=0} + \sigma_T(\gamma p) + \text{VDM}$ $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow V d)_{t=0} + \sigma_T(\gamma d) + \text{VDM}$	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V p)$ + $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) + \text{VDM}$	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow \rho^0 N) + \frac{d\sigma}{dt}(\rho^0 N \rightarrow \rho^0 N) + \text{VDM}$ best. aus $\gamma p \rightarrow V^0 p$ und $\gamma d \rightarrow V^0 d$	Orsay, Storage Ring, e^+e^- -Annihilations- experiment
$\gamma_\rho^2/4\pi$	0.65 ± 0.1	0.35 ± 0.05 (0.36 ± 0.10)	$0.2 - 0.3$	0.68 ± 0.13	0.64 ± 0.05
$\gamma_\omega^2/4\pi$	6 ± 1.5	(2.3 ± 0.5)			4.8 ± 0.5
$\gamma_\phi^2/4\pi$	5.1 ± 0.6				2.8 ± 0.2

Die Werte für γ_ρ , die allein aus den Photoproduktionsdaten und dem VDM gewonnen wurden ([49], [8], Spalte 2 und 3), sind um etwa einen Faktor zwei kleiner als die, die durch das e^+e^- -Annihilationsexperiment ([50], Spalte 5) bestimmt wurden.

Die Diskrepanz in den Werten der Kopplungskonstanten könnte z.B. darauf zurückzuführen sein, daß bei der Photoproduktion γ_ρ bei $m_\gamma=0$ und im Annihilationsexperiment γ_ρ bei $m_\gamma=m_\rho$ bestimmt wurde, oder daß eine weitere Resonanz (oder ein Kontinuum) ρ' mit $J^P=1^-$ und $I^G=1^+$ ($m_{\rho'}$ vermutlich mit einer Masse zwischen 1.2 und 2.0 GeV) existiert, oder daß zusätzliche Wechselwirkungen zwischen Photonen und Hadronen existieren, die vom VDM nicht beschrieben werden [52].

Das erste Argument erscheint unwahrscheinlich, da der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung in Verbindung mit Voraussagen des Quarkmodells ([49], Spalte 1) und Messungen der Photoproduktion von ρ^0 am Deuteron und am Proton ([51], Spalte 4) den gleichen Wert für γ_ρ liefern wie das Annihilationsexperiment.

Ein weiteres Vektormeson mit $J^P=1^-$, mit Anzeichen für $I^G=1^+$, mit einer Masse im Bereich von 1.5 GeV und einer Breite ≥ 0.4 GeV ist inzwischen von einer Berkeley-Stanford-Kollaboration [58] gefunden worden. Die Resonanz wurde in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho' p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- p$ beobachtet, sie zeigt eine starke $(\rho^0 \pi^+ \pi^-)$ -Struktur und wird peripher ($\exp(6t)$) mit einem Wirkungsquerschnitt von $(1.7 \pm 0.3)\mu\text{b}$ bei $E_\gamma = 9.3$ GeV erzeugt. Diese Resonanz könnte den Unterschied zwischen den Kopplungskonstanten teilweise erklären.

Bei unseren Überlegungen sind wir analog wie in Spalte 1 beschrieben vorgegangen. Die Werte für γ_ρ und γ_ω aus Spalte 1 und Spalte 5 stimmen gut überein, nur sind die aus Spalte 5 genauer bestimmt; deshalb haben wir diese benutzt.

$$|\pi^0 n\rangle = |1, 0\rangle \cdot \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|p \pi^- \pi^0\rangle = |p \pi^- \rangle \cdot |\pi^0\rangle = \left(-\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right) \cdot |1, 0\rangle =$$

(eine Entwicklung über den $|p \pi^0\rangle \cdot |\pi^- \rangle$ - oder den $|p \pi^- \rangle \cdot |\pi^0\rangle$ -Zustand wäre gleichberechtigt)

$$= -\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \left(\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left| \left(1, \frac{1}{2}\right) \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \left| \left(1, \frac{1}{2}\right) \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right) +$$

$$+ \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left(-\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left| \left(1, \frac{3}{2}\right) \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{15}} \cdot \left| \left(1, \frac{3}{2}\right) \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{3}{15}} \cdot \left| \left(1, \frac{3}{2}\right) \frac{5}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right)$$

Der Wirkungsquerschnitt σ ist proportional dem Betragsquadrat des Streumatrixelements $\langle n, \pi^0 | T | p, \pi^-, \pi^0 \rangle$. Er läßt sich nach Integration über alle kinematischen Variablen und nach Mittelung über Spinzustände im Anfangs- und Endzustand folgendermaßen schreiben:

$$\sigma(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0) = C \cdot |\langle n, \pi^0 | T | p, \pi^-, \pi^0 \rangle|^2$$

Der Proportionalitätsfaktor C ist unter denselben kinematischen Bedingungen für die verschiedenen Reaktionen gleich.

Mit der Annahme, daß die Streumatrix unter Rotation im Isospinraum invariant ist, d.h., daß alle ihre Matrixelemente diagonal in I und unabhängig von I_3 sind, können wir schreiben:

$$\sigma(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0) = C \cdot \left| -\sqrt{\frac{2}{27}} \cdot T\left(\left(1, \frac{1}{2}\right) \frac{1}{2}\right) - \sqrt{\frac{8}{27}} \cdot T\left(\left(1, \frac{1}{2}\right) \frac{3}{2}\right) - \right.$$

$$\left. \sqrt{\frac{1}{27}} \cdot T\left(\left(1, \frac{3}{2}\right) \frac{1}{2}\right) - \sqrt{\frac{2}{135}} \cdot T\left(\left(1, \frac{3}{2}\right) \frac{3}{2}\right) \right|^2$$

$$\text{mit } \langle I', I'_3 | T | I, I_3 \rangle = \delta_{I, I'} \cdot \delta_{I_3, I'_3} \cdot T(I)$$

Nehmen wir an, daß das Betragsquadrat der einzelnen Amplituden nicht vom Isospin abhängt -

$$\text{d.h. } |T\left(\left(1, \frac{1}{2}\right) \frac{1}{2}\right)|^2 = |T\left(\left(1, \frac{1}{2}\right) \frac{3}{2}\right)|^2 = |T\left(\left(1, \frac{3}{2}\right) \frac{1}{2}\right)|^2 = |T\left(\left(1, \frac{3}{2}\right) \frac{3}{2}\right)|^2 = T' -$$

und vernachlässigen wir Interferenzen zwischen den Amplituden, so folgt:

$$(6) \quad \sigma(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0) = C \cdot G_1 \cdot |T'(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0)|^2,$$

$$G_1 = 0.422$$

Nehmen wir weiter an, daß die Betragsquadrate der Amplituden T' für Reaktionen mit gleichen Anzahlen von Nukleonen und Pionen im Anfangs- und Endzustand aber mit unterschiedlichen Ladungskonfigurationen sich nur in einem Faktor G_2 unterscheiden ($|T'|^2 = G_2 |T''|^2$) - wobei G_2 angibt, wie oft eine Phasenraumzelle mit verschiedenen Meson-Baryonkombinationen des Endzustandes besetzt werden kann - so folgt weiter:

$$(7) \quad \sigma(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0) = C \cdot G_1 \cdot G_2 \cdot |T''(\pi N \rightarrow N 2\pi)|^2,$$

$$G_2 = \prod_i \left\{ \frac{n(I_i)!}{\prod_{(I_3)_i = -I_i} n(I_i, (I_3)_i)!} \right\}$$

mit $n(I_i)$ = Anzahl der Teilchen im Endzustand, die zu dem Isospinmultiplett I_i gehören,
 $n(I_i, (I_3)_i)$ = Anzahl der Teilchen im Endzustand, die zu dem Isospinmultiplett I_i gehören und die 3-Komponente $(I_3)_i$ haben.

Für den $(p \pi^- \pi^0)$ -Endzustand liefert diese Formel $G_2 = 2$. Für den Wirkungsquerschnitt der untersuchten Reaktion läßt sich dann schreiben:

$$\sigma(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0) = C \cdot 0.422 \cdot 2 \cdot |T''(\pi N \rightarrow N 2\pi)|^2$$

In Tabelle 4 sind die Gewichte G_1 und G_2 für verschiedene Reaktionen angegeben.

Anfangszustand	Endzustand	G_1	G_2
$\pi^0 n$	$p \pi^- \pi^0$	0.422	2
	$p \pi^- \pi^0 \pi^0$	0.311	3
	$p \rho^- \pi^0$	0.422	1
	$\Delta^0 \pi^0 \pi^0$	0.355	1
	$\Delta^+ \pi^- \pi^0$	0.306	2
	$p \pi^+ \pi^- \pi^-$	0.4	3
	$p \rho^0 \pi^-$	0.422	1
	$\Delta^{++} \pi^- \pi^-$	0.4	1
	$\Delta^0 \pi^+ \pi^-$	0.185	2
	$p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	0.33	12
	$p \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.276	4
	$p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	0.33	12
	$n \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	0.365	6
	$p \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.228	5
	$p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0$	0.273	30
$n \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	0.302	30	
$\pi^- p$	$p \pi^- \pi^0$	0.377	2
	$n \pi^+ \pi^-$	0.466	2
	$p \pi^+ \pi^- \pi^-$	0.4	3
	$p \rho^0 \pi^-$	0.38	1
	$\Delta^{++} \pi^- \pi^-$	0.4	1
	$p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	0.299	12
	$n \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	0.348	6
$\pi^+ p$	$p \pi^+ \pi^0$	0.6	2
	$n \pi^+ \pi^+$	0.8	1
	$p \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.667	3
	$p \pi^+ \rho^0$	0.6	1
	$\Delta^{++} \pi^+ \pi^-$	0.667	2
$\pi^0 p$	$p \pi^+ \pi^-$	0.433	2
	$p \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.367	6
	$p \rho^+ \pi^-$	0.434	1
	$\Delta^{++} \pi^- \pi^0$	0.367	2
	$n \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.4	3
$p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	0.365	6	

Tab.4 Isospin (G_1)- und Phasenraumgewichte (G_2) berechnet nach Formel (6) und (7). Bei Resonanzproduktion müssen noch die Verzweungsverhältnisse der verschiedenen Zerfallskanäle berücksichtigt werden.

Analog den Gleichungen (5) und (7) erhalten wir für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0$:

$$\sigma(\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0) = 3.2 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0),$$

$$\frac{\sigma(\pi^0 n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-)} = \frac{0.311 \cdot 3}{0.4 \cdot 3} = 0.777.$$

Aus den beiden Gleichungen folgt:

$$\sigma(\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0) = 3.2 \cdot 10^{-3} \cdot 0.777 \cdot \sigma(\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-)$$

d.h. der γn -Wirkungsquerschnitt läßt sich aus dem schon gemessenen $\pi^- p$ -Wirkungsquerschnitt voraussagen.

Wegen der vielen Annahmen und Vernachlässigungen, die zur Ableitung dieses Ergebnisses gemacht wurden, kann nicht erwartet werden, daß der nach diesem Verfahren für eine Photoreaktion abgeschätzte Wirkungsquerschnitt genauer als bis auf $\pm 50\%$ mit dem tatsächlichen Wirkungsquerschnitt übereinstimmt.

Im folgenden sollen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen

- a) $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0$
- b) $\rightarrow \Delta^0(p \pi^-) \pi^0 \pi^0$
- c) $\rightarrow \Delta^+(p \pi^0) \pi^- \pi^0$
- d) $\rightarrow p \rho^- \pi^0$
- e) $\rightarrow \Delta^+(p \pi^0) \rho^-$

bestimmt werden.

Nach den Formeln (5) und (7) und Tabelle 4 erhält man:

$$a') \quad \sigma(\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0) = 2.49 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma(\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-) \quad [54]$$

$$\sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0 \pi^0) = 0.778 \cdot \sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^+ \pi^- \pi^-) \quad [40]$$

$$b') \quad \sigma(\gamma n \rightarrow \Delta^0(p\pi^-)\pi^0\pi^0) = 0.95 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma(\pi^- p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-\pi^-) \quad [54]$$

$$= 0.16 \cdot \sigma(\gamma p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-\pi^0) \quad [56]$$

$$\sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp}\Delta^0(p\pi^-)\pi^0\pi^0) = 0.96 \cdot \sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp}\Delta^0(p\pi^-)\pi^+\pi^-) \quad [40]$$

$$c') \quad \sigma(\gamma n \rightarrow \Delta^+(p\pi^0)\pi^-\pi^0) = 3.26 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma(\pi^- p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-\pi^-) \quad [54]$$

$$= 0.56 \cdot \sigma(\gamma p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-\pi^0) \quad [56]$$

$$d') \quad \sigma(\gamma n \rightarrow p\rho^-\pi^0) = 0.97 \cdot \sigma(\gamma p \rightarrow p\rho^+\pi^-) \quad [3, 55, 56]$$

$$\sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp}p\rho^-\pi^0) = \sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp}p\rho^0\pi^-) \quad [40]$$

e') nimmt man an, daß sich die Reaktionen $\gamma n \rightarrow \Delta^+(p\pi^0)\rho^-$ und $\gamma p \rightarrow \Delta^{++}\rho^-$ beide durch Isospin-1-Austausch (ρ und π) beschreiben lassen, so erhält man mit Hilfe des Isospinformalismus:

$$\sigma(\gamma n \rightarrow \Delta^+(p\pi^0)\rho^-) = \frac{1}{3} \cdot \frac{2}{3} \cdot \sigma(\gamma p \rightarrow \Delta^{++}\rho^-) \quad [3, 55, 56]$$

Die Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 9 und 12 dargestellt. Nach Möglichkeit wurden zu ihrer Berechnung Wirkungsquerschnitte aus der Photoproduktion herangezogen; dadurch umgeht man die Ungenauigkeit, die dem konstanten Faktor der Gleichung (5) anhaftet und mehrere Annahmen, die zur Ableitung der Gleichung notwendig waren.

Für die Berechnung von $\sigma(\gamma n \rightarrow \Delta^+(p\pi^0)\pi^-\pi^0)$ sind bisher keine ausreichenden Daten vorhanden. Nach einer pessimistischen Abschätzung hat dieser Wirkungsquerschnitt in dem Bereich $0.75 < E_{\gamma}^{eff} [\text{GeV}] < 2.5$ ein Maximum. Diese Annahme wird bestärkt, wenn man den Verlauf der oberen Grenzen für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-\pi^0$ [3] betrachtet.

Berechnet man $\sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp} \Delta^0 (p\pi^-)\pi^0\pi^0)$ aus $\sigma(\gamma d \rightarrow p_{sp} \Delta^0 (p\pi^-)\pi^+\pi^-)$ nach b'), so erhält man einen Wirkungsquerschnitt der über den ganzen Energiebereich mit Null verträglich ist und eine obere Grenze von 3 μb hat.

IV.5b Beeinflussung des Energiespektrums und der Massenverteilungen durch Multi- π^0 -Ereignisse

Die Photonenergie im Laborsystem (E_γ^{Lab}) für die Reaktionen $\gamma d \rightarrow p_{sp} p\pi^- m(\pi^0)$ mit $m \geq 1$ ist nach Energie- und Impulserhaltung:

$$E_\gamma^{\text{Lab}} = \frac{p_s^2 + m_u^2 - (E_s - m_d)^2}{2(p_s^\ell - E_s + m_d)}$$

p_s, E_s = Impuls und Energie des sichtbaren Teilchensystems,

p_s^ℓ = Impulskomponente des sichtbaren Teilchensystems in Richtung des einlaufenden Photons,

m_d = Masse des Deuterons,

m_u = invariante Masse des unsichtbaren Teilchensystems.

Diese Gleichung zeigt, daß für multineutrale Ereignisse, die als Ereignisse mit einem π^0 interpretiert werden, eine zu kleine Photonenergie berechnet wird.

Die Auswirkungen der Interpretation von Multi- π^0 -Ereignissen als 1- π^0 -Ereignisse auf das Energiespektrum und auf die Massenverteilungen wurden an simulierten Ereignissen studiert. Hierzu wurden mit dem Monte-Carlo-Programm PHYSIK [23] nach dem Phasenraummodell bei verschiedenen diskreten Energien Ereignisse der Reaktionen IV.5a (a)-e) mit 2 π^0 und 3 π^0 im Endzustand erzeugt, als 1 π^0 -Ereignis interpretiert und in verschiedenen Energie- und 4-Impulsübertragsintervallen betrachtet.

Die Abbildungen 10 und 11 zeigen die Energiespektren und die Massenverteilungen für die wichtigsten Reaktionen. Zum Vergleich sind die entsprechenden Verteilungen für Reaktionen mit einem π^0 im Endzustand eingezeichnet.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen sind:

- Für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \Delta^+ (p\pi^0)\pi^-\pi^0$, $m \geq 1$, die als Reaktion $\gamma n \rightarrow p\pi^-\pi^0$ interpretiert wird, läßt sich die Massenverteilung $M(p\pi^0)$ gut durch den Phasenraum beschreiben. Dies gilt auch für verschiedene 4-Impulsüberträge $t_n/p\pi^0$.

Das bedeutet, daß bei der Bestimmung von σ und $d\sigma/dt$ für die Δ^+ -Produktion in der Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp}\Delta^+\pi^-$ die analogen Reaktionen mit zusätzlichen neutralen Pionen im Endzustand nicht berücksichtigt werden brauchen.

- Da die p^- und die π^- -Spur gemessen werden, ändert die Massenverteilung $M(p\pi^-)$ ihre Form nicht, unabhängig von der Anzahl der neutralen Pionen im Endzustand.

Das bedeutet, daß bei der Bestimmung von σ und $d\sigma/dt$ für die Δ^0 -Produktion in der Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp}p\pi^-\pi^0$ der Δ^0 -Anteil der Multi- π^0 -Ereignisse nicht abgetrennt werden kann. Er beträgt nach Berücksichtigung der Energieverschiebung [Abb.12] für σ maximal 2 μb .

- Für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p\rho^-\pi^0$, die als Reaktion $\gamma n \rightarrow p\pi^-\pi^0$ interpretiert wird, läßt sich die Massenverteilung $M(\pi^-\pi^0)$ zu etwa $(50 \pm 10)\%$ durch den Phasenraum der Reaktion $\gamma n \rightarrow p\pi^-\pi^0$ beschreiben. Dieser Wert wurde durch eine Anpassung von Breit-Wigner- und Phasenraumkurve an die Massenverteilung bestimmt. Das bedeutet, daß bei der Bestimmung von σ für die ρ^- -Produktion in der Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp}p\rho^-$ $(50 \pm 10)\%$ der $(\gamma d \rightarrow p_{sp}\rho^-\pi^0)$ -Ereignisse abgezogen werden müssen [Abb.12].

Die Massenverteilungen $M(\pi^-\pi^0)$ von Ereignissen mit drei oder mehr neutralen Pionen im Endzustand lassen sich mit zunehmender Anzahl der neutralen Pionen zunehmend besser durch den Phasenraum der Reaktion $\gamma n \rightarrow p\pi^-\pi^0$ beschreiben. Dieser Beitrag kann deshalb innerhalb der Genauigkeit unseres Experiments vernachlässigt werden.

Bei kleinen Impulsüberträgen $t_{\gamma/\pi\pi}$ verfälschen Multi- π^0 -Ereignisse verstärkt den ρ^- -Wirkungsquerschnitt [Abb. 11, II], während bei großen Impulsüberträgen ihr Beitrag sinkt. Dieser Beitrag läßt sich nicht berücksichtigen, da $d\sigma/dt$ für Multi- π^0 -Ereignisse nicht bekannt ist; d.h. es lassen sich für $d\sigma/dt$ nur obere Grenzen angeben.

IV.6 Energierückfaltung und Halbwertsbreiten für $\Delta^+(1236)$, $\Delta^0(1236)$ und ρ^-

Die Genauigkeit der Spurenmessungen sowie das O-Setzen des Zuschauerimpulses bei unsichtbarem Zuschauerproton [II.4] verursachten eine Verschmierung der Photonenergie und der invarianten Massen.

Der Einfluß der Energieverschmierung auf den Verlauf der Wirkungsquerschnitte ist abhängig vom Verlauf des Ereignisspektrums und dem Fehler der Photonenergie als Funktion der Energie. Die Massenverbreiterungen lieferten nur bei schmalen Massenanhäufungen, wie sie z.B. bei der Resonanzproduktion auftreten, meßbare Effekte.

Beide Erscheinungen wurden mit simulierten Ereignissen nachgeprüft. Hierzu wurden mit dem Monte-Carlo-Programm FAKE bei mehreren diskreten Energien Ereignisse der Reaktionen $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0$, $p_{sp} \Lambda^0 (p \pi^-) \pi^0$, $p_{sp} \Lambda^+ (p \pi^0) \pi^-$ und $p_{sp} p \rho^-$ erzeugt und mit dem Kinematikprogramm GRIND wie die gemessenen Ereignisse rekonstruiert [IV.2].

Aus der Energieverteilung der so analysierten Ereignisse wurden dann Korrekturfaktoren für die Energierückfaltung bestimmt. Diese Methode ist abhängig von Annahmen über die Fehler der simulierten Größen und Impulsverteilung der einzelnen Teilchen. Deshalb wurden zusätzlich die Korrekturfaktoren für verschiedene Energieintervalle aus dem experimentellen, mit den gemessenen Fehlern ideogrammierten Ereignisspektrum bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 dargestellt. Beide Methoden lieferten innerhalb der Fehler die gleichen Resultate. Die Unsicherheit des Rückfaltungsverfahrens - bestimmt aus der Differenz der beiden Methoden - wurde berücksichtigt, indem an die rückgefalteten Ereignisse in jedem Energieintervall ein zusätzlicher Fehler von $\pm 10\%$ angebracht wurde.

Die Breiten der Resonanzen nach der kinematischen Neukonstruktion wurden durch Anpassungen von Breit-Wigner-Kurven an die entsprechenden invarianten Massen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

E_{γ}^{eff} [GeV]													
	0.32	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.4	1.8	2.5	3.5	5.3
1	<u>84</u>	13	2										
0	17	<u>64</u>	17	2									
	4	20	<u>60</u>	13	3								
		4	20	<u>60</u>	13	3							
			4	20	<u>55</u>	17	4						
				5	22	<u>50</u>	17	6					
					5	19	<u>48</u>	23	5				
						5	15	<u>58</u>	19	3			
							2	14	<u>70</u>	12	2		
								1	12	<u>76</u>	10	1	
									2	13	<u>70</u>	11	4
										2	10	<u>71</u>	17

Tab. 5 Das mit dem Fehler der Photonenergie ideogrammierte Ereignisspektrum (in %) für verschiedene Energieintervalle (durch "-" gekennzeichnet). Links und rechts der unterstrichenen Werte stehen die prozentualen Anteile der Ereignisse die nach der Ideogrammisierung in die benachbarten Energieintervalle fallen. Zu dieser Untersuchung wurden nur eindeutige ($\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^{-} \pi^{0}$)-Ereignisse mit Λ -Schnitt, $\cos \theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{yn-CMS}} < 0.98$ und $t_{\gamma/\pi\pi} < 1.1$ GeV [IV] herangezogen.

Resonanz	Erzeugungswerte für FAKE		Fitwerte nach der kinematischen Neukonstruktion	
	Masse [GeV]	Breite [GeV]	Masse [GeV]	Breite [GeV]
ρ^-	0.765	0.125	festgehalten bei 0.765 frei	0.160 0.180
$\Delta^0(p\pi^-)$	1.236	0.120	festgehalten bei 1.236 frei	0.120 0.120
$\Delta^+(p\pi^0)$	1.236	0.120	festgehalten bei 1.236 frei	0.140 0.140

Tab. 6 Halbwertsbreiten von Resonanzen nach der kinematischen Neukonstruktion von FAKE-Ereignissen der Reaktion $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0$. Die Werte wurden gemeinsam für 2- und 3-Stern-Ereignisse bestimmt.

V. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0$

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0$ wurden folgende Schnitte und Korrekturen durchgeführt:

- 1) Schnitt im Impuls des Zuschauerprotons [III.3]:

$$p_{sp} < 0.2 \text{ GeV}/c.$$

Dieser Schnitt wurde korrigiert, indem unabhängig von der Energie die Anzahl der Ereignisse mit sichtbarem Zuschauerproton mit 1.7 ± 0.1 multipliziert wurde.

- 2) Es wurden nur Ereignisse betrachtet, denen nur die $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Hypothese zugeordnet werden konnte [IV.4]. Der Verlust der Ereignisse, die zusätzlich noch mit anderen Hypothesen verträglich waren (außer mit $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^-$), wurde berücksichtigt, indem $(10 \pm 10)\%$ der Anzahl der mehrdeutigen Ereignisse zu der Anzahl der eindeutigen hinzuaddiert wurde. Auf den Verlust der Ereignisse, die zusätzlich noch mit der Hypothese $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^-$ verträglich waren, wurde korrigiert, indem die Anzahl der eindeutigen Ereignisse um $(4 \pm 3)\%$ [IV.2] erhöht wurde.

- 3) Schnitt im Erzeugungswinkel des π^0 der Ereignisse mit sichtbarem Zuschauerproton [IV.3]: $\cos \theta_{\gamma/\pi^0}^{\gamma n \text{-CMS}} < 0.98$. Der Korrekturfaktor betrug (1.03 ± 0.02) an die eindeutigen $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^- \pi^0)$ -Ereignisse mit sichtbarem Zuschauerproton.

- 4) Schnitt in der invarianten Massenverteilung $M(p \pi^-)$ der Ereignisse mit unsichtbarem Zuschauerproton [IV.1]:

$$1.11 < M(p \pi^-) [\text{GeV}] < 1.12.$$

Der Korrekturfaktor war energieabhängig und ist in Abb.6 dargestellt.

- 5) Die Korrektur auf die unmeßbaren Ereignisse und NOFITS betrug $(4 \pm 2)\%$ [II.4, IV.2], die auf die negativen 1-Prongs $(1 \pm 1)\%$ [IV.2], die Rescan- und Scanwinkelkorrektur $(5 \pm 1)\%$ [II.3].

- 6) Die Ungenauigkeit des Photonenspektrums [II.3] war $\pm 2\%$ unterhalb und bis zu $\pm 6\%$ oberhalb $E_{\gamma}^{\text{Lab}} = 3 \text{ GeV}$.
- 7) Das Ereignisspektrum wurde mit der Rückfaltungsmatrix aus Tab.6 [IV.6] zurückgefaltet. Die Unsicherheit dieser Korrektur wurde mit einem zusätzlichen Fehler von $\pm 10\%$ der eindeutigen Ereignisse berücksichtigt.
- 8) Für $E_{\gamma}^{\text{eff}} < 0.6 \text{ [GeV]}$ konnten wegen des starken Anteils der $(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse an mehrdeutigen Ereignissen zwischen den Hypothesen $\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} / p_{\text{sp}} p \pi^{-} \pi^{0}$ [IV.2] nur untere Grenzen angegeben werden.
- 9) Für Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung [III.6] konnten keine Korrekturen angegeben werden.
- 10) Der Wirkungsquerschnitt wurde mit Formel [III.4 (7)] bestimmt. Er stellt mit den oben aufgeführten Schnitten und Korrekturen eine obere Grenze dar.

Den endgültigen Wirkungsquerschnitt erhielt man nach Abzug des Beitrags der Multi- π^{0} -Ereignisse. Der Beitrag der Multi- π^{0} -Ereignisse wurde bestimmt, indem die $(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{+} \pi^{-} \pi^{-})$ -Ereignisse dieses Experiments als $(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} \pi^{0} \pi^{0})$ -Ereignisse definiert, auf die - unter Berücksichtigung der Energieverschiebung - berechnete Anzahl der $(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} m(\pi^{0})$ mit $m \geq 2$)-Ereignisse normiert und als $(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse kinematisch interpretiert wurden.

Der Berechnung der Ereigniszahlen und Wirkungsquerschnitte wurden folgende Verhältnisse zugrunde gelegt [Tab.4]:

$$\frac{\sigma(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} 2\pi^{0})}{\sigma(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{+} 2\pi^{-})} = 0.78,$$

$$\frac{\sigma(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} 3\pi^{0})}{\sigma(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{+} 2\pi^{-} \pi^{0})} = 0.28,$$

$$\frac{\sigma(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{-} 4\pi^{0})}{\sigma(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p \pi^{+} 2\pi^{-} 2\pi^{0})} = 0.14.$$

Die im Nenner stehenden Wirkungsquerschnitte wurden der Publikation [9] entnommen.

Abb. 13 und Tab. 7 zeigen den totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0}$.

Die Fehler setzen sich aus den statistischen und den unter 1) bis 5) aufgeführten Fehlern zusammen. Zusätzlich muß ein systematischer Fehler, der durch die Ungenauigkeit im Photonenspektrum und durch die Energierückfaltung zustande kommt, berücksichtigt werden [6), 7)].

Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte nicht berücksichtigt [III.6].

Der Wirkungsquerschnitt stimmt annähernd mit den Ergebnissen der FRPN-Kollaboration [57] und sehr gut mit den Ergebnissen der Tagging-Auswertung dieses Experiments [9] überein.

VI. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Resonanzproduktion in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ und Interpretation der Ergebnisse

Mögliche Prozesse, die zur Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ beitragen können, sind:

- (1) $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0 (p \pi^-)$
- (2) $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+ (p \pi^0)$
- (3) $\gamma n \rightarrow \rho^- p$
- (4) $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ (unkorrelierte Erzeugung)

Die Beiträge der einzelnen Prozesse wurden mit einem Maximum-Likelihood-Verfahren bestimmt. Dieses Verfahren, die Berechnung der Wirkungsquerschnitte und die Interpretation der Ergebnisse, soll im folgenden dargestellt werden.

VI.1 Bestimmung der Resonanzbeiträge

Mit dem Anpassungsprogramm MURTLBERT [24] wurden durch eine Maximum-Likelihood-Methode die verschiedenen Resonanzbeiträge der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ bestimmt. Bei dieser Methode wird mit den Modellvorstellungen für die verschiedenen Prozesse eine normalisierte Häufigkeitsverteilung aufgestellt und damit für jedes Ereignis ein Häufigkeitsfaktor ermittelt. Die Wahrscheinlichkeit für die Übereinstimmung der experimentellen Verteilungen mit den theoretischen Annahmen ist dann proportional zum Produkt dieser Häufigkeitsfaktoren. Der Parametersatz, der den Logarithmus dieses Produktes maximalisiert, bewirkt dann die bestmögliche Anpassung der theoretischen Annahmen an die experimentellen Daten.

Auf die physikalischen und programmtechnischen Hintergründe des Maximum-Likelihood-Verfahrens soll hier nicht eingegangen werden, dazu verweisen wir auf die Arbeiten [4, 24, 59] und der dort

angegebenen Literatur; hier sollen nur diejenigen Komponenten des Verfahrens näher dargestellt werden, die speziell in unsere Untersuchungen eingehen.

Die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ mit unpolarisierten Teilchen im Anfangszustand wird durch fünf unabhängige Variablen (außer den 5 Massen) kinematisch vollständig beschrieben.

Die fünf unabhängigen Variablen wählen wir so, daß sie mit der Erzeugung und dem Zerfall der Resonanzen eng verbunden sind.

Für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0 (p\pi^-)$ sind dies z.B.:

- $s = (\gamma + n)^2 = (\pi^- + \pi^0 + p)^2 = (\text{Gesamtenergie im CMS})^2$
oder E_γ^{eff}
- $t_{n/p\pi^-} = (\gamma - \pi^0)^2 = (n - (p + \pi^-))^2 = m_{\pi^0}^2 - 2E_\gamma^{\text{CMS}} \cdot E_{\pi^0}^{\text{CMS}} +$
 $+ 2 \cdot |\vec{\gamma}^{\text{CMS}}| \cdot |\vec{\pi^0}^{\text{CMS}}| \cdot \cos \theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{CMS}}$
= Quadrat des 4-Impulses, der vom $(\gamma\pi^0)$ -System auf das $(n(p\pi^-))$ -System übertragen wird. Statt $t_{n/p\pi^-}$ kann auch der Erzeugungswinkel im Gesamtschwerpunktsystem $\theta_{n/p\pi^-}^{\text{CMS}} = \angle(\vec{n}, \vec{p\pi^-}) = \theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{CMS}} = \angle(\vec{\gamma}, \vec{\pi^0})$ gewählt werden.
- $M_{p\pi^-}^2 = (p + \pi^-)^2 = (\text{effektive Masse des } p\pi^- \text{-Systems})^2$
- $\left. \begin{array}{l} \Theta_{p\pi^-}^{\text{Hel}} \\ \Phi_{p\pi^-}^{\text{Hel}} \end{array} \right\} \text{ Zerfallswinkelverteilung des } (\Delta^0 \rightarrow p\pi^-) \text{-Zerfalls im Helizitätssystem.}^*$

* Der Zerfall des $(p\pi^-)$ -Systems kann auch in anderen Koordinatensystemen beschrieben werden. Gebräuchlich sind zusätzlich noch das Gottfried-Jackson-System und das Adairsystem. Alle diese Systeme sind rechtshändige kartesische Koordinatensysteme; sie unterscheiden sich durch die Wahl der z-Achse. Im Gottfried-Jackson-System wird die z-Achse parallel zum einlaufenden Nukleon, im Helizitätssystem entgegengesetzt zum π^0 (d.b. parallel zur Flugrichtung des $(p\pi^-)$ -Systems im Gesamtschwerpunktsystem) jeweils im $(p\pi^-)$ -Schwerpunktsystem gewählt. Im Adairsystem wird die z-Achse parallel zur Richtung des einlaufenden Nukleons im Gesamtschwerpunktsystem festgelegt. Die z-Achse ist also immer ein Vektor in der Erzeugungsebene. Die y-Achse ist bei allen drei Systemen die Normale auf der Erzeugungsebene

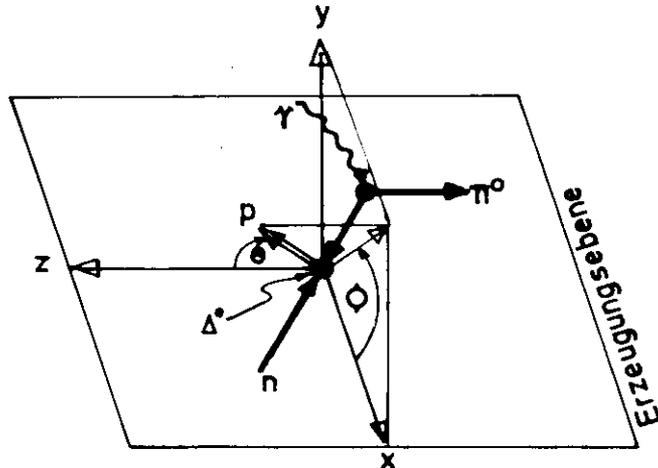
$$\vec{y} = \frac{\vec{\gamma} \times \vec{\pi^0}}{|\vec{\gamma} \times \vec{\pi^0}|} .$$

Mit dieser Wahl lassen sich die einzelnen Systeme durch eine Rotation um die y-Achse ineinander überführen. Die Zerfallswinkel sind dann als Polarwinkel mit der z-Achse als Polarachse definiert:

$$\cos\theta = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot \vec{z};$$

$$\cos\phi = \vec{y} \cdot \frac{\vec{z} \times \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}}{|\vec{z} \times \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}|}; \quad \sin\phi = -\vec{x} \cdot \frac{\vec{z} \times \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}}{|\vec{z} \times \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}|};$$

wenn \vec{x}, \vec{y} und \vec{z} die Einheitsvektoren in Richtung der Koordinatenachsen bedeuten.



Definition der Helizitätswinkel

Die Häufigkeitsverteilung wird dann als Funktion der fünf unabhängigen Variablen aus der Summe der Häufigkeitsverteilungen der Einzelprozesse aufgestellt. Nimmt man an, daß die Amplituden der verschiedenen Prozesse nicht interferieren, so kann man schreiben:

$$(1) \quad \frac{d^5 N}{dE_Y^{eff} \cdot d\vec{x}} = (N_{\Delta^0 P_{\Delta^0}} + N_{\Delta^+ P_{\Delta^+}} + N_{\rho^- P_{\rho^-}} + N_{ps P_{ps}}) \cdot \rho(E_Y^{eff}, \vec{x})$$

mit: $N_{\Delta^0} + N_{\Delta^+} + N_{\rho^-} + N_{ps} = N =$ Anzahl der Ereignisse in dem Bereich, in dem die Anpassung durchgeführt werden soll.

- P sind normierte Dichteverteilungen für die Einzelprozesse, sie werden als Funktion von fünf unabhängigen Variablen (E_Y^{eff}, \vec{x}) geschrieben. Für die einzelnen Beiträge wurden verschiedene Sätze von unabhängigen Variablen gewählt; dies ist erlaubt, da sie alle ineinander umrechenbar sind [s. unten].
- $\rho(E_Y^{Lab}, \vec{x})$ beschreibt die Phasenraumdichte der Ereignisse.

Für die Dichteverteilungen der einzelnen Prozesse wurden folgende Funktionen gewählt:

$$P_{\Delta^0}(E_Y, M_{p\pi^-}, \cos^{\ominus}_{\gamma/\pi^0}, \cos^{\ominus}_{p\pi^-}, \phi_{p\pi^-}^{Hel}) =$$

$$BW(M_{p\pi^-}) \cdot G(E_Y, \cos^{\ominus}_{\gamma/\pi^0}) \cdot W(\cos^{\ominus}_{p\pi^-}, \phi_{p\pi^-}^{Hel}, E_Y^{eff}, \cos^{\ominus}_{\gamma/\pi^0})$$

hier bedeuten bis auf Normierungsfaktoren:

$$- BW(M_{p\pi^-}) = \frac{M_{p\pi^-}}{q(M_{p\pi^-})} \cdot \frac{\Gamma(M_{p\pi^-})}{(M_0^2 - M_{p\pi^-}^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2(M_{p\pi^-})} = \begin{matrix} \text{relativistische} \\ \text{Breit-Wigner Form} \\ [61] \end{matrix}$$

$$M_0 = 1.236 \text{ GeV},$$

$$\Gamma(M_{p\pi^-}) = \Gamma_0 \cdot \left(\frac{q(M_{p\pi^-})}{q(M_{\Delta^0})} \right)^3 \cdot \frac{\rho(M)}{\rho(M_0)} = \text{massenabhängige Breite};$$

$$\rho(M) = \frac{1}{2,2 \cdot m_\pi^2 + q(M_{p\pi^-})^2} \quad [\text{nach Anderson}]$$

$$\Gamma_0 = 0,120 \text{ GeV [Tab.6]}; q(M_{p\pi^-}) \text{ ist der Impulsbetrag des } p \text{ und } \pi^- \text{ im } (p\pi^-)\text{-Ruhesystem}$$

- $G(E_Y, \cos^{\ominus}_{\gamma/\pi^0})$ = normierte Erzeugungswinkelverteilung im CMS. Anstelle der Erzeugungswinkelverteilung kann auch eine t-Verteilung (z.B. $e^{-At} \gamma/\pi^0$) gewählt werden.
- $W(\cos^{\ominus}_{p\pi^-}, \phi_{p\pi^-}^{Hel}, E_Y, \cos^{\ominus}_{\gamma/\pi^0})$ ist die normierte Zerfallswinkelverteilung für den Zerfall $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ [4,60].

P_{Δ^+} ist analog zu P_{Δ^0} definiert bis auf:

$$\Gamma_0 = 0.140 \text{ GeV [Tab.6]}.$$

P_{ρ^-} ist analog zur P_{Δ^0} definiert bis auf:

$$M_0 = 0.765 \text{ GeV}$$

$$\Gamma(M_{\pi^-\pi^0}) = \Gamma_0 \cdot \left(\frac{q(M_{\pi^-\pi^0})}{q(M_{\rho^-})} \right)^3 \cdot \frac{2 \cdot q(M_{\rho^-})^2}{q(M_{\pi^-\pi^0})^2 + q(M_{\rho^-})^2} \quad \begin{array}{l} \text{[nach} \\ \text{Selleri]} \end{array}$$

$$\Gamma_0 = 0.160 \text{ oder } 0.180 \text{ GeV [Tab.6]}$$

$P_{ps} = 1$ beschreibt den Untergrund nach dem statistischen Modell.

Zur Demonstration des Anpassungsverfahrens sind in der Abbildung 15 für ein Energieintervall die Verteilungen der unabhängigen Variablen mit den besten theoretischen Anpassungen für die einzelnen Prozesse dargestellt.

Für kleine Energien $E^{\text{CMS}} < 1.6 \text{ GeV}$ überlappen sich die Resonanzbänder im Dalitzplot " $M_{p\pi^-}^2$ gegen $M_{p\pi^0}^2$ " stark [Abb.14] und die Breit-Wigner-Kurven haben einen ähnlichen Verlauf wie der Phasenraum [Abb. 15]; dies schlägt sich in einem verhältnismäßig großen Fehler der angepaßten Parameter nieder. Für $E^{\text{CMS}} > 1.6 \text{ GeV}$ verringert sich der Überlappungsbereich der Resonanzbänder im Dalitzplot " $M_{p\pi^-}^2$ gegen $M_{p\pi^0}^2$ " und der Unterschied in der Form der Massenverteilungen von Phasenraum- und Resonanzereignissen wird größer.

Für Energiebereiche oberhalb der ρ^- -Schwelle $E^{\text{CMS}} > 1.72 \text{ GeV}$ überlappen sich die Resonanzbänder des Δ^0, Δ^+ und ρ^- nur wenig.

Für die Form der Erzeugungswinkel- und Zerfallswinkelverteilungen wurde Isotropie angenommen: $G(E_Y, t) = \text{const}$,
 $W(\cos\theta^{\text{Hel}}, \phi^{\text{Hel}}) = \text{const}$.

Die Versuche, die Parameter für die Zerfallswinkelverteilungen aus der Anpassung zu gewinnen, lieferten innerhalb der sehr großen Anpassungsfehler Übereinstimmung mit dieser Annahme. Es muß aber gesehen werden, daß der Einfluß der Multi- π^0 -Ereignisse auf die Zerfallswinkelverteilungen nicht bekannt ist und daß der Verlauf der Zerfallswinkelverteilung einer Resonanz starken Einfluß auf ihre Reflexion in andere Massenverteilungen haben kann.

Weiter wurden durch Anpassung an die experimentellen Verteilungen in verschiedenen Energie- und 4-Impulsübertragsintervallen die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dt}(E_Y, t)$ für die einzelnen Beiträge abgeschätzt [VI.2, Abb.19, 24, 28] daraus über $\frac{d\sigma}{dt} \sim G(E_Y, t) \sim e^{-At}$ für jede Reaktion eine Konstante A bestimmt und damit die Anpassungen in den einzelnen Energieintervallen wiederholt. Die t-Abhängigkeit von $d\sigma/dt$ ist aber so gering, daß bei der schwachen Abhängigkeit der übrigen Variablen von t dieses Vorgehen das Ergebnis nicht signifikant beeinflusst hat.

VI.2 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Die Beiträge für die Resonanzproduktion wurden nach dem in Kapitel VI.1 beschriebenen Maximum-Likelihood-Verfahren bestimmt. Dazu wurde an allen Ereignissen eines E_Y^{eff} -Intervalls und eines durch die unten dargestellten Schnitte zusätzlich begrenzten Bereichs eine Likelihoodfunktion [VI.1(1)] angepaßt. Unterhalb von $E_Y^{\text{eff}} = 1.1$ GeV wurden Beiträge der Reaktionen $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0 (p\pi^-)$, $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+ (p\pi^0)$ und des Phasenraums und oberhalb $E_Y = 1.1$ GeV wurden zusätzlich Beiträge der Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ angepaßt [Abb.16, 20, 25].

Bei der Bestimmung der Beiträge und bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurden Schnitte und Korrekturen durchgeführt, wie sie bereits in Kapitel V.1)-9) dargestellt und in den Kapiteln III und IV ausführlich begründet wurden. Das spezielle Vorgehen bei der Untersuchung der Resonanzproduktion war:

- Im Energiebereich $E_Y^{\text{eff}} < 1.2$ GeV war der Anteil der mehrdeutigen Ereignisse vernachlässigbar, im Energiebereich $E_Y^{\text{eff}} > 1.2$ GeV wurden für die Untersuchung der Δ^+ - und ρ^- -Produktion die mehrdeutigen Ereignisse durch die Einschränkung $t_{\gamma/\pi^- \rightarrow 0} < 1.1$ GeV² weggeschnitten [Tab.3, IV.4]. Wie Abbildung 21 zeigt, konnte

für Ereignisse mit $t_{\gamma/\pi^-\pi^0} > 1.1 \text{ GeV}^2$ der Δ^+ -Anteil abgeschätzt werden. Das hat zur Folge, daß der Wirkungsquerschnitt für die Δ^+ -Produktion ohne t-Einschränkung und für die ρ^- -Produktion nur für $t_{\gamma/\pi^-\pi^0} < 1.1 \text{ GeV}^2$ angegeben wird. Die Δ^0 -Erzeugung wurde an einem Ereignissatz mit der Einschränkung $t_{n/p\pi^-} < 0.5 \text{ GeV}^2$ bestimmt. Hier betrug der Anteil der mehrdeutigen an den eindeutigen Ereignissen zwischen 3 % und 10 %, dieser wurde vernachlässigt.

- Der Einfluß der Multi- π^0 -Ereignisse auf die Berechnung der Resonanzwirkungsquerschnitte wurde, wie in [IV.5b, Abb.12] ausgeführt, berücksichtigt.
- Das Δ^+ kann außer in p und π^0 auch in n und π^+ zerfallen. Nach Isospinformalismus muß das Verhältnis $(\Delta^+ \rightarrow p\pi^0) : (\Delta^+ \rightarrow n\pi^+) = 2:1$ betragen. Dies wurde an den experimentellen Daten überprüft.

Hierzu wurden die verschiedenen Resonanzanteile der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ ($\Delta^+, \Delta^-, \rho^0$) einmal mit fest eingegebenem und einmal mit freigelassenem Δ^+ -Anteil bestimmt. Beide Anpassungen lieferten vergleichbar gute χ^2 -Wahrscheinlichkeiten. Abbildung 23 zeigt solch eine Anpassung mit fest eingegebenem Δ^+ -Anteil im Energiebereich $0.7 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 0.8$, in dem der Δ^+ -Wirkungsquerschnitt sein Maximum hat.

Die Bestimmung des Δ^+ -Wirkungsquerschnitts aus den experimentellen Daten der $(\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^+ n p_s)$ -Reaktion stößt auf erhebliche Schwierigkeiten. Dies liegt unter anderem daran, daß die Δ^- -Erzeugung stark dominiert und dadurch das Δ^+ in der $(n\pi^+)$ -Massenverteilung unterhalb $E_{\gamma}^{\text{eff}} = 1 \text{ GeV}$ nur als leichte Schulter auf der Δ^- -Reflexion erscheint und zusätzlich die Resonanz-Massenverteilungen durch das Null-Setzen des Zuschauerimpulses verbreitert werden.

Genaue Untersuchungen dieser Reaktion werden von P. Benz vorgenommen [33].

- Da der Δ^0 -Wirkungsquerschnitt (Abb.17) nur verhältnismäßig ungenau zu bestimmen war und starke Schwankungen aufweist wurde der Δ^0 -Ereignissatz nicht auf Energieverschiebung zurückgefaltet [IV.6]. Eine Energierückfaltung würde u.a. statistische Schwankungen verstärken.

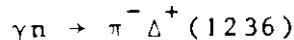
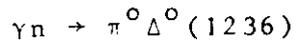
Bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ wurde die Likelihoodfunktion [VI.1(1)] an alle Ereignisse eines E_γ - und t -Intervalls angepaßt. Im übrigen wurde bis auf die folgenden Punkte, wie oben beschrieben, vorgegangen:

- Für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0$ konnte $d\sigma/dt$ erst ab $t_n/p\pi^- > 0.07 \text{ GeV}^2$ bestimmt werden, da der Ereignissatz für kleinere Impulsüberträge stark durch $(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$ -Ereignisse verunreinigt war [IV.3]. Für Ereignisse mit $t_n/p\pi^- > 0.07 \text{ GeV}^2$ war der $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^{\gamma n \text{-CMS}}$ -Schnitt überflüssig.
- Die mehrdeutigen Ereignisse wurden vernachlässigt. Ihr Beitrag war in den angegebenen Intervallen für alle Reaktionen zwischen 2 % und 3 %.
Mit wachsendem E_γ^{eff} und t nehmen die Mehrdeutigkeiten stark zu.
- Eine Energierückfaltung [IV.6] war wegen der relativ großen Energieintervalle, verglichen mit den mittleren Energiefehlern innerhalb der Genauigkeit, mit der die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden konnten, nicht erforderlich.

Die Wirkungsquerschnitte wurden mit den Formeln nach Kapitel III.4 bestimmt. Sie sind in den Tabellen 8,9,10,11,12 und 13 und in den Abbildungen 17,19,22,24,27,28 und 29 dargestellt. Die Fehler setzen sich aus dem Fehler der Anpassung und den Fehlern der Korrekturen und Schnitte zusammen. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung konnten nicht berücksichtigt werden [III.6].

VI.3 Interpretation der experimentellen Ergebnisse

Über die Photoproduktion von Nukleonenresonanzen und der ρ^- -Resonanz am Neutron in den Reaktionen



sind bisher keine Ergebnisse anderer Experimente veröffentlicht worden.

Die Unsicherheit unserer Ergebnisse ergeben sich hauptsächlich aus der Schwierigkeit, die Multi- π^0 -Ereignisse abzutrennen und aus der Unkenntnis über die Deuteroneffekte höherer Ordnung und über die Paulieffekte [VI.2].

In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse theoretisch interpretiert.

VI.3a Die Reaktionen $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0(p\pi^-)$ und $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+(p\pi^0)$

Das Borntermmodell mit s-Kanal-Resonanzen (BTM+SR)

Bisher wurde ausführlich die Δ -Produktion in den Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}(p\pi^+)$ und $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0(p\pi^-)$ experimentell untersucht [2, 59, 62, 63].

Für das Verhältnis

$$\frac{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}(p\pi^+))}{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0(p\pi^-))} = \begin{cases} 9 & \text{für } I_s = 1/2 \text{ oder } I_t = 1 \\ 9/4 & \text{für } I_s = 3/2 \\ 1 & \text{für } I_t = 2 \end{cases} \quad [\text{Anhang 1a}]$$

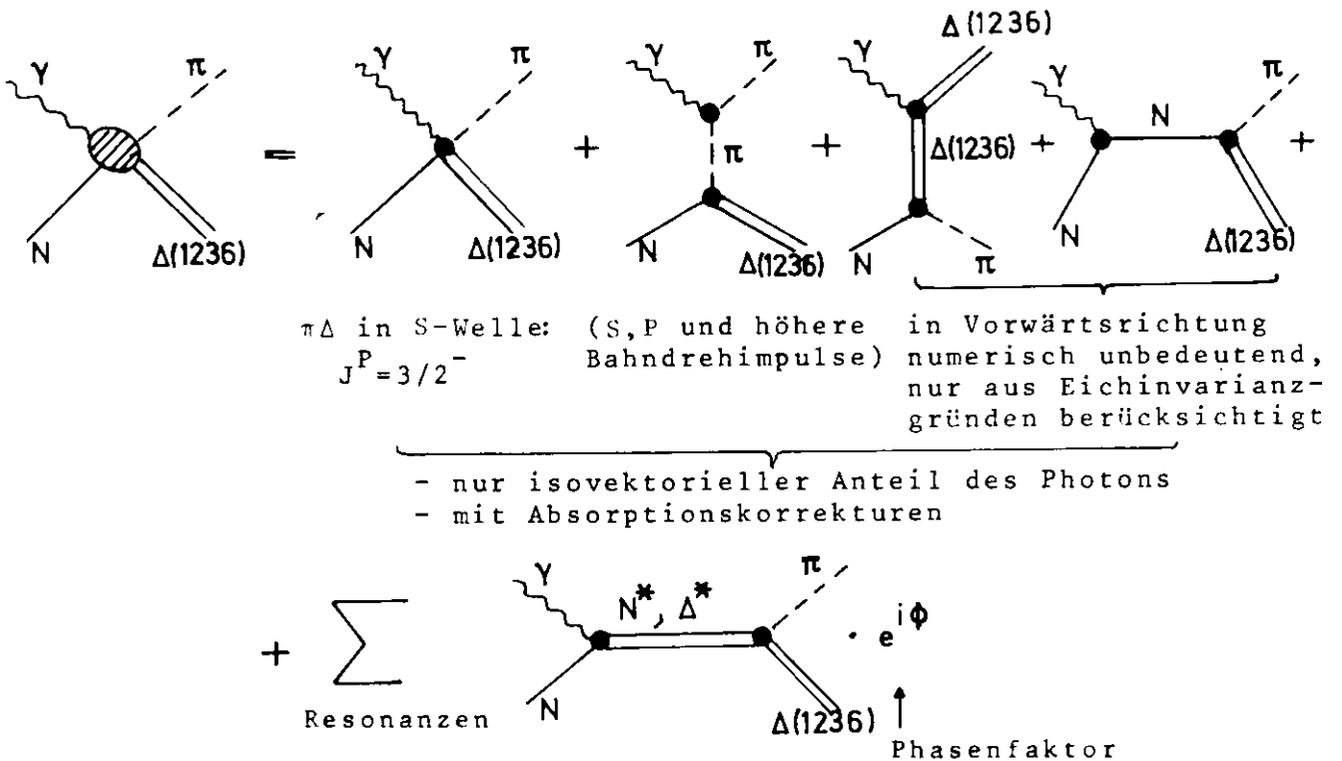
wurde der Wert ≥ 9 für $E_Y^{\text{Lab}} \leq 700$ MeV gefunden. Dies deutet darauf hin, daß der $(I = 1/2)$ -Zustand im s-Kanal oder der $(I = 1)$ -Zustand im t-Kanal in den Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi \Delta$ dominiert.

Die s-Kanal-Resonanzen $N(1470)$, $N(1520)$, $N(1670)$, $N(1688)$, $\Delta(1950)$ konnten bei niedrigen Energien den experimentellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ nicht erklären. Die

einzelnen Beiträge lassen sich mit der Unitaritätsformel und den bekannten Kopplungen $\Gamma_{\gamma N}$ (aus Ein-Pion-Photoerzeugung) und $\Gamma_{\pi\Delta}$ (aus Partialwellenanalysen von πN -Reaktionen) bestimmen [62].

Die Differenz zwischen den Beiträgen der s-Kanal-Resonanzen und dem experimentellen Wirkungsquerschnitt, besonders auch das steile Ansteigen des Wirkungsquerschnitts nahe der Reaktionsschwelle, lassen sich gut durch ein eichinvariantes elektrisches Borntermmodell mit Absorptionskorrekturen (BTM) beschreiben [59, 62, 64]. Dieses Modell enthält vier Graphen: der steile Anstieg des Wirkungsquerschnitts wird auf eine starke "Kontakt-Wechselwirkung" zurückgeführt, die zu einer stark vorherrschenden reellen, nicht resonanten $J^P = 3/2^-$ S-Welle im $(\pi^- \Delta^{++})$ -Endzustand führt.

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ läßt sich dann folgendermaßen beschreiben:



Da die einzelnen Beiträge interferieren, können die Wirkungsquerschnitte nicht einfach addiert werden.

Mit diesem Modell gelang es, die Größe und Energieabhängigkeit von $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$ und den allgemeinen Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Dichtematrixelemente gut wiederzugeben. Der kleine Wert von $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0(p\pi^-))$ in der Nähe der Reaktionsschwelle wird erwartet, da der Kontaktterm einen Beitrag von $1/9 \cdot \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$ liefert.

Test des Born-Term-Modells mit s-Kanal-Resonanzen

Mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten der Reaktionen $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0(p\pi^-)$ und $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+(p\pi^0)$ läßt sich das BTM+SR testen.

Die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0$ hat die besondere Eigenschaft, daß die elektrischen Bornterme keinen Beitrag zur Amplitude liefern und damit nur die s-Kanal-Resonanzen beitragen. Die einzelnen Bornterme verschwinden, da das Modell nur die elektrischen Terme enthält, andererseits Pion, Nukleon und $\Delta(1236)$ in dieser Reaktion neutral sind. Diese Reaktion ist danach besonders geeignet, die Beiträge der s-Kanal-Resonanzen zu studieren.

In der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+$ sind dagegen alle Beiträge erlaubt. Hier erwartet man bei kleinen Energien einen größeren Wirkungsquerschnitt als in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0$.

Wie die Abbildungen 17 und 22 zeigen, wird diese Voraussage von den experimentellen Daten bestätigt.

Abbildung 17 zeigt die oberen Grenzen des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0(p\pi^-)$ [VI.2]. Schwache Hinweise für eine Resonanzstruktur sind vorhanden. Die eingezeichnete Kurve berücksichtigt die Resonanzen $D_{13}(1520)$ und $F_{15}(1688)$ nach Rechnungen von D. Lüke [59]. Der Beitrag der $P_{11}(1470)$ -Resonanz ist verhältnismäßig klein und wurde deshalb vernachlässigt.

Abbildung 22 zeigt den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+ (p \pi^0)$ [VI.2]. Der Wirkungsquerschnitt steigt an der Schwelle steil an, erreicht sein Maximum bei $0.7 < E_{\gamma}^{\text{eff}} \text{ GeV} < 0.8$ ($E^{\text{CMS}} \approx 1.5 \text{ GeV}$) und fällt dann rasch wieder ab. Nach der eingezeichneten Kurve [59] wird dieses Verhalten gut durch das BTM+SR unter Berücksichtigung der $D_{13}(1520)$ wiedergegeben.

In Abbildung 24 wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ ($\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+ (p \pi^0)$) in verschiedenen Energieintervallen mit den Voraussagen des BTM [59] verglichen. Wie erwartet beschreibt die Kurve für $E_{\gamma}^{\text{eff}} = 1.2 \text{ GeV}$ besser die experimentellen Daten als die Kurve für $E_{\gamma}^{\text{eff}} = 0.85 \text{ GeV}$, da für $E_{\gamma}^{\text{eff}} > 1 \text{ GeV}$ ($E^{\text{CMS}} > 1.66 \text{ GeV}$) der Einfluß der s-Kanal-Resonanzen nachläßt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Borntermmodell mit Absorptionskorrekturen unter Berücksichtigung von s-Kanal-Resonanzen die $\Delta(1236)$ -Erzeugung in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ qualitativ richtig beschreibt.

VI.3b Die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$

Umfassende Darstellungen der experimentellen Ergebnisse und der theoretischen Interpretationen der Photoerzeugung von Vektormesonen wurden in letzter Zeit z.B. von K. Schilling [65], P. Söding [52] und G. Wolf [49] gegeben. Wir wollen uns deshalb darauf beschränken, nur diejenigen Aspekte darzustellen, die notwendig sind, um die Erzeugung von ρ^- -Mesonen in der Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ in die bestehenden Vorstellungen einordnen zu können.

Das Studium der Photoerzeugung von Vektormesonen in den Reaktionen

$$\begin{aligned} \gamma N \rightarrow VN, \quad V = \rho, \omega, \phi, \text{ eventuell weitere } V\text{'s [Fußnote S. 39]} \\ N = p, n, d \end{aligned}$$

gibt Aufschluß über fundamentale Eigenschaften hadronischer Prozesse.*

So verhält sich die Photoerzeugung von ρ^0 und ϕ in Vorwärtsrichtung und bei hohen Energien wie ein diffraktiver Prozeß, der dadurch charakterisiert ist, daß keine Quantenzahlen (Q,I,S,B,C) im t-Kanal ausgetauscht werden, der Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien nur schwach variiert und nicht verschwindet und die t-Verteilung nahezu exponentiell abfällt.

Durch Messungen mit linear polarisierten Photonen [66] konnte für $E_\gamma > 2.8$ GeV der Beitrag von natürlichem ($P = (-1)^J = P^n$) und unnatürlichem ($P = -(-1)^J = P^u$) Paritätsaustausch im t-Kanal für Reaktionen am Proton bestimmt und beide Anteile getrennt auf ihre Eigenschaften untersucht werden. So wurde festgestellt, daß bei P^n -Austausch die s-Kanal-Helizität am γV -Vertex annähernd vollständig erhalten bleibt. Die Möglichkeit, ρ^0 und ϕ -Erzeugung durch P^n -Austausch zu erklären, ist ein weiterer Hinweis auf einen diffraktiven Produktionsmechanismus.

*

In den einzelnen Reaktionen sind verschiedene Isospinaustauschbeiträge im t-Kanal möglich [Anhang 1b]:

Reaktion	Isospinaustausch im t-Kanal	mögliche Austauschbeiträge im t-Kanal
$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	0 1	$\mathbb{P} \pi^0 - A_2^0 f$
$\rho^+ n$	- 1	$- \pi^+ \rho^+ A_2^+ -$
ωp	0 1	$\mathbb{P} \pi^0 - A_2^0 f$
ϕp	0 1	$\mathbb{P} \pi^0 - A_2^0 f$
$\gamma n \rightarrow \rho^- p$	- 1	$- \pi^- \rho^- A_2^- -$
$\rho^0 n$	0 1	$\mathbb{P} \pi^0 - A_2^0 f$
ωn	0 1	$\mathbb{P} \pi^0 - A_2^0 f$
ϕn	0 1	$\mathbb{P} \pi^0 - A_2^0 f$
$\gamma d \rightarrow \rho^0 d$	0 -	$\mathbb{P} - - - f$
ωd	0 -	$\mathbb{P} - - - f$
ϕd	0 -	$\mathbb{P} - - - f$

Für den π^0 -Austausch lassen sich nach SU_3 mit "idealer Mischung" folgende Beziehungen für die Kopplungskonstanten angeben:

$$(1) \quad \lambda_{\rho^0\pi\gamma} : \lambda_{\omega\pi\gamma} : \lambda_{\phi\pi\gamma} = 1 : 3 : 0$$

$$(\Gamma_{\rho\pi\gamma} = 1/9 \Gamma_{\omega\pi\gamma} = 0.13 \text{ MeV})$$

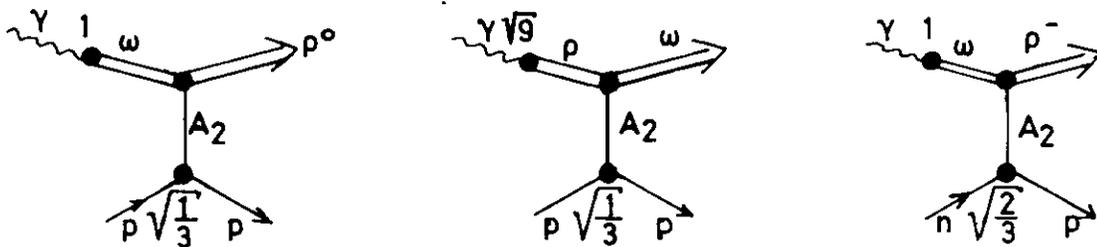
Für die \mathbb{P} -Kopplung folgt unter der Annahme, daß \mathbb{P} ein SU_3 Singulett und γ ein U-Spin-Skalar ist:

$$(2) \quad \lambda_{\gamma\mathbb{P}\rho^0} : \lambda_{\gamma\mathbb{P}\omega} : \lambda_{\gamma\mathbb{P}\phi} = 3 : 1 : -\sqrt{2}$$

Aus der Beziehung (2) können wir voraussagen, daß die ρ^0 -Erzeugung den größten \mathbb{P} -Austausch-Beitrag unter den betrachteten Reaktionen, die ω -Erzeugung den größten π -Austausch-Anteil und den kleinsten \mathbb{P} -Austausch-Anteil hat und die ϕ -Erzeugung nur durch \mathbb{P} -Austausch zu beschreiben ist.

Die Beziehung (2) wurde in der Tendenz durch Messungen bestätigt.

Für den A_2 -Austausch läßt sich mit Hilfe des Vektordominanzmodells schreiben:



$$(3) \quad \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)^{A_2} : \sigma(\gamma p \rightarrow \omega p)^{A_2} = 1 : 9$$

$$(4) \quad \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)^{A_2} : \sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p)^{A_2} = 1 : 2$$

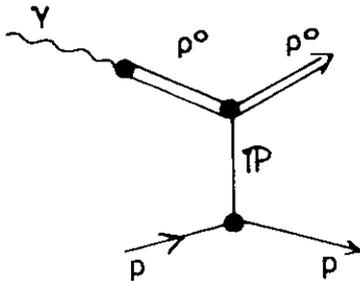
Im folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften der einzelnen Reaktionen für Vektormeson-Erzeugung besprochen [2,8,63,66].

Bei der ρ^0 -Erzeugung am Proton wird bei $E_Y^{\text{Lab}} > 2.8 \text{ GeV}$ ausschließlich natürliche Parität ausgetauscht. Die s-Kanal-Helizität ist am γp -Vertex erhalten. Bei der Photon-Energie von $E_Y^{\text{Lab}} = 9.3 \text{ GeV}$ ist ein Anteil von $\leq 10 \%$ für die Helizität-flip-1- und flip 2-Amplitude nicht auszuschließen.

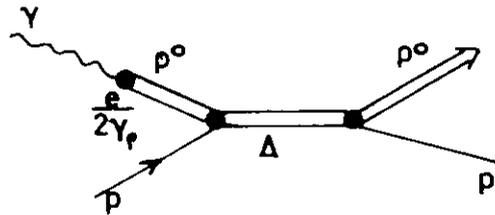
Es wird vermutet, daß der diffraktive Anteil des ρ^0 -Wirkungsquerschnitts oberhalb der Schwelle langsam ansteigt und einem nahezu konstanten Wert zustrebt, der sich gut durch Pomeron (\mathbb{P})-

Austausch [67,68] beschreiben läßt. Der beobachtete steile Anstieg des ρ^0 -Wirkungsquerschnitts wird auf s-Kanalresonanzen zurückgeführt.

Um die verschiedenen Beiträge der ρ^0 -Erzeugung zu berechnen, kann man das Vektordominanz-Modell [IV. 5a] heranziehen.



Pomeron-Austausch



Anregung einer Δ -Resonanz

Da die γN -Kopplung der Δ -Resonanzen im VDM über ρN -Kopplung und der bekannten $\gamma \rho^0$ -Kopplung geschieht, erwartet man, daß in der Reaktion $\gamma N \rightarrow \rho^0 N$ alle diejenigen Δ -Resonanzen angeregt werden, die in irgend welchen Photoanregungsprozessen auftreten.

Durch die Messung des Verhältnisses $(\sigma(\gamma d \rightarrow \rho^0 d) / \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p))$ in Vorwärtsrichtung, konnte für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ der Isospin im t-Kanal bestimmt werden. Für $E_\gamma > 4$ GeV lieferte dieses Untersuchung Verträglichkeit mit reinem $I_t = 0$ Austausch. Die ρ^0 -Erzeugung am Deuteron zeigt für $E_\gamma^{\text{Lab}} > 1.5$ GeV einen energieunabhängigen Wirkungsquerschnitt und ist mit s-Kanal-Helizitätserhaltung am $\gamma \rho$ -Vertex verträglich.

Der Wirkungsquerschnitt der ω -Erzeugung enthält P^u - und P^n -Austausch. Der P^u -Beitrag nimmt stark mit wachsender Energie ab. Dieses Verhalten wird gut durch Vorhersagen von Ein-Pion-Austausch beschrieben. Der P^n -Beitrag zeigt in E und t die gleiche Abhängigkeit wie sie bei der ρ^0 -Erzeugung beobachtet wurde und ist mit s-Kanal-Helizität-Erhaltung am $\gamma \omega$ -Vertex verträglich.

Der Beitrag für Spin-flip-Amplituden scheint nicht größer zu sein, als der bei der ρ^0 -Erzeugung. Einen um einen Faktor 9 [Fußnote S.66 (3)] im Wirkungsquerschnitt größeren Anteil hätte man erwartet, wenn man den Spin-1-flip-Anteil auf A_2 -Austausch zurückführt.

Das Verhältnis der P^n -Austausch-Anteile aus der ρ^0 - und ω -Erzeugung stimmen gut mit den Vorhersagen nach SU_3 für diffraktive Erzeugung überein [Fußnote S.66 (2)].

Auf die Möglichkeit, die ω -Erzeugung als eine Summe von Ein-Pion-Austausch und Diffraktionsstreuung zu erklären wurde mehrfach schon früher hingewiesen. Diese Vorstellung ist für den Energiebereich $1.8 < E_{\gamma}^{\text{Lab}} [\text{GeV}] < 5.8$ ausführlich untersucht worden [69, Abb.30,31].

Der Wirkungsquerschnitt für die ϕ -Erzeugung am Proton steigt leicht mit der Energie an. Der P^n -Austausch bildet den Hauptanteil und ist mit Erhaltung der s-Kanal-Helizität am $\gamma\phi$ -Vertex verträglich.

Die erweiterte Dualität

Nach der "erweiterten Dualität" können die Imaginärteile der Amplituden folgender Reaktionsprozesse einander zugeordnet werden [68]: s-Kanal-Resonanzen dem Austausch von Teilchentrajektorien (verschieden von \mathbb{P}) im t-Kanal; nichtresonante Untergrundbeiträge dem Austausch des \mathbb{P} im t-Kanal:

s-Kanal		t-Kanal
s-Kanal-Resonanz	\leftrightarrow	Austausch von Teilchentrajektorien
nichtresonanter Untergrund	\leftrightarrow	Austausch der \mathbb{P} -Trajektorie

Diese Zuordnung ermöglicht die Voraussage, daß bei der Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ kein niederenergetischer nichtresonanter Untergrund im Imaginärteil der Amplitude auftritt und der Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien gegen Null abfällt, während bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ auch bei niedrigen Energien nichtresonanter Untergrund vorhanden ist, der bei höhere Energien gegen den \mathbb{P} -Austausch-Grenzwert konvergiert. In beiden Reaktionen können s-Kanal-Resonanzen auftreten. Das bedeutet z.B., daß über Isospinbeziehungen die s-Kanal-Resonanzbeiträge für die ρ^0 -Erzeugung aus dem ρ^- -Wirkungsquerschnitt bestimmt werden können.

Wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden, stimmen unsere experimentellen Messungen mit dieser Voraussage überein.

Die obigen Ergebnisse können durch Isospin-Argumente für den s-Kanal nicht gewonnen werden, da danach kein Grund für ein unterschiedliches Verhalten von resonanten und nichtresonanten Amplituden in ρ^- - und ρ^0 -Erzeugung besteht.

Der Beitrag von reellen Amplituden, wie er z.B. durch Ein-Pion-Austausch geliefert wird, muß gesondert berücksichtigt werden.

Die ρ^- -Erzeugung

Vorteilhaft für das Studium des ($I_t=1$)-Austauschs ist die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$. Hier ist wegen des Ladungsaustauschs kein \overline{P} -Austausch möglich. [Fußnote S.66]. Die Abbildungen 28 und 29 und die Tabellen 12 und 13 zeigen den totalen und differentellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die ρ^- -Erzeugung [VI.2]. Der Wirkungsquerschnitt beträgt zwischen $1.4 (1.9) < E_\gamma^{\text{eff}}(E^{\text{CMS}}) [\text{GeV}] < 1.8 (2.1)$ etwa $7 \mu\text{b}$ und fällt dann mit der Photonenergie für $E_\gamma^{\text{eff}}(E^{\text{CMS}}) > 3 (2.56) \text{ GeV}$ auf $1 \mu\text{b}$ ab. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ eingezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt für die ρ^- -Erzeugung ist sehr viel kleiner als der für die ρ^0 -Erzeugung. Dies trifft auch für niedrige Energien im Gebiet der s-Kanal-Resonanzen zu.

Zusätzlich wird in den Abbildungen der erwartete Verlauf für den Ein-Pion-Austausch angegeben. Die Kurven wurden nach den Formeln, wie sie in Anhang 2a beschrieben werden, mit $\Gamma_{\rho\pi\gamma} = \frac{1}{9} \Gamma_{\omega\pi\gamma} = 0.13 \text{ MeV}$ [Fußnote S.66 (I);70] berechnet. Ein gleiches Ergebnis erhält man, wenn man $\sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p)^{\text{OPE}}$ aus $\sigma(\gamma p \rightarrow \omega p)^{\text{OPE}}$ [Anhang 2b] bestimmt. In dem Bereich $E_\gamma^{\text{eff}} < 3 \text{ GeV}$ kann nur etwa 20% des beobachteten Wirkungsquerschnitts durch ein-Pion-Austausch erklärt werden. Für $E_\gamma^{\text{eff}} > 3 \text{ GeV}$ stimmt eine OPE-Voraussage innerhalb der sehr großen Fehler mit den Messungen überein. Dies bestärkt die Vermutung, daß bei kleinen Energien weitere t-Austauschbeiträge wie A_2^- - und ρ^- -Austausch bei der ρ^- -Erzeugung eine Rolle spielen.

Nimmt man an, daß der ρ^- - und A_2^- -Austausch sich in der ρ^- -Erzeugung nicht wesentlich auslöschen und daß die Interferenzterme zwischen π^- , ρ^- und zwischen π^- , A_2^- -Amplituden verschwinden (für hohe Energien trifft dies zu; es kann gezeigt werden [71], daß sich die interferierenden Amplituden zwischen P^n - und P^u -Austausch wegheben), so kann man den ($I_t=1$)-Austausch Beitrag für die ρ^0 -Erzeugung für $E_\gamma^{\text{eff}} > 3$ GeV bestimmen:

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) (\pi^0 + A_2) &\leq \frac{1}{2} \sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p) (\pi^- + \rho^- + A_2^-) \leq \\ &\leq \frac{1}{2} (1.2 \pm 0.5) \mu\text{b} \end{aligned}$$

$$\text{d. f. } \frac{\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)_{I_t=1}}{\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)_{\text{total}}} \leq \frac{0.6 \pm 0.25}{16 \pm 2} = 0.038 \pm 0.015 \approx 4\% .$$

Für den A_2^0 -Austausch-Beitrag in der ρ^0 -Erzeugung erhält man für $E_\gamma^{\text{eff}} > 3$ GeV:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)_{A_2^0} \leq \frac{1}{2} \sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p) (\pi^- + \rho^- + A_2^-) - \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)_{\pi^0}$$

mit der Annahme, daß $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)^u = \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)_{\pi^0}$

und

$$\frac{\sigma_{\rho^0}^u}{\sigma_{\rho^0}^{\text{tot}}} = \begin{cases} (3.1 \pm 3.1)\% \text{ bei } E_\gamma^{\text{Lab}} = 2.8 \text{ GeV, } 0.02 < |t| [\text{GeV}^2] < 1 \\ (-1.1 \pm 2.8)\% \text{ bei } " = 4.7 \text{ GeV, } 0.02 < |t| [\text{GeV}^2] < 1 \\ (-0.5 \pm 4.5)\% \text{ bei } " = 9.3 \text{ GeV, } 0.05 < |t| [\text{GeV}^2] < 0.8 \end{cases}$$

nach [49] folgt, wenn man für das Verhältnis $\sigma_{\rho^0}^u / \sigma_{\rho^0}^{\text{tot}} \sim 3\%$ annimmt

$$\frac{\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)_{A_2^0}}{\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)_{\text{total}}} \approx 1\% .$$

Dieses Ergebnis stimmt mit den Abschätzungen überein, die aus den Messungen des Spin-flip-Terms bei der ρ^0 - und ω -Erzeugung gewonnen wurden [S.67].

Die Tatsache daß der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt auch für $E_\gamma < 3 \text{ GeV}$ sehr viel größer ist als der ρ^- -Wirkungsquerschnitt, deutet darauf hin, daß auch für relativ kleine Energien der ($I_t=0$)-Austausch in der Photoproduktion von ρ^0 in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ einem wesentlichen Beitrag liefert.

Eine Untersuchung des ρ^- -Austauschs bei der ρ^- -Photoerzeugung im Rahmen der Born-Approximation wird in der Publikation [72] beschrieben. Die dort erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind von den Annahmen über das magnetische Moment des ρ^- (μ_{ρ^-}) und den Eichinvarianzkorrekturen (diese hängen auch von μ_{ρ^-} ab) stark abhängig. Diese Voraussagen erscheinen unrealistisch; so wurde im Gegensatz zu den Messungen ein mit der Energie anwachsender Wirkungsquerschnitt erhalten.

Dennoch deuten die Abschätzungen in [72] die Möglichkeit an, den Unterschied zwischen OPE-Beitrag und experimentellen Daten im ρ^- -Wirkungsquerschnitt durch ρ^- -Austausch zu beschreiben.

In Abbildung 28 wird neben der Voraussage für Ein-Pion-Austausch auch eine Voraussage für ρ^- -Austausch nach [72] gezeigt.

Analysiert man die experimentellen Ergebnisse im s-Kanal-Bild, so wird man versuchen den Anteil des ρ^- -Wirkungsquerschnitts, der nicht durch OPE zu beschreiben ist, durch s-Kanal-Resonanzen über die Reaktion $\gamma n \rightarrow (N \text{ oder } \Delta) \rightarrow \rho^- p$ zu erklären.

Aus Isospinüberlegungen [Anhang 1b] erhält man:

$$\frac{\sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p)}{\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)} = \begin{cases} 2 & \text{für } I_s = \frac{1}{2} \text{ reiner Isektor- (oder reiner} \\ & \text{Isoskalar)-Strom} \\ 0.5 & \text{für } I_s = \frac{3}{2} \text{ Isektor-Strom} \end{cases}$$

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \sum \Delta(\sim 1950) \rightarrow p \rho^0) \sim 10 \text{ } \mu\text{b (wenn man für den diffraktiven} \\ \text{Untergrund } \sim 15 \text{ } \mu\text{b annimmt)}$$

$$\sim 2 \cdot \sigma(\gamma n \rightarrow \sum \Delta(\sim 1950) \rightarrow \rho^- p) \sim 12 \text{ } \mu\text{b [Abb.29].}$$

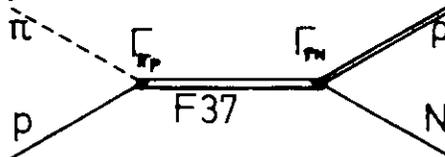
Diese sehr grobe Abschätzung weist darauf hin, den s-Kanal-Beitrag in den Reaktionen $\gamma N \rightarrow \rho N'$ durch Δ -Anregung zu erklären.

Abschätzungen von Δ -Beiträge zur ρ -Produktion haben ergeben [62]:

Name	J^P	$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ im Resonanzmaximum
F37 (1925)	$7/2^+$	$3.3 \mu\text{b}^*$
$\Delta(2420)$	$11/2^+$	$\sim 0.6 \mu\text{b}$ (grobe Abschätzung mit VDM)
$\Delta(2850)$		Andeutungen wurden in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ gesehen

*

Der $\rho^0 p$ -Zerfall der F37 (1925)-Resonanzen ist in den Reaktionen $\pi p \rightarrow \pi \pi N$ in einem Energiebereich $1.6 < E^{\text{CMS}} < 2.0$ durch Partialwellenanalysen nachgewiesen worden [73].



Für diese Resonanz wurden die folgenden Parameter bestimmt:

Welle	Masse (GeV)	Γ_{tot} (GeV)	$\Gamma_{\pi p} / \Gamma_{\text{tot}}$	Zerfälle
F_{37}	1925	0.2	0.4	$\Delta\pi, N\rho$

Nach der Gleichung

$$\sigma_{\pi}(E^{\text{CMS}}) = \frac{\pi}{k^* z} \cdot (J + \frac{1}{2}) \cdot 4 \cdot |T_{\rho N}|^2$$

mit: $|T_{\rho N}|^2 = 0.054$ für $E^{\text{CMS}} = 1.925 \text{ GeV}$

$J = \text{Spin der Resonanz} = 7/2$

$k^* = \text{Strahlimpuls im CMS}$

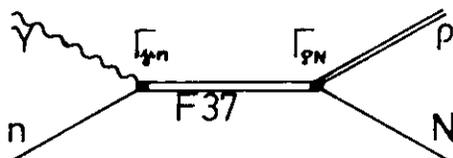
läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion

$\pi p \rightarrow F_{37}(1925) \rightarrow \rho N$ bestimmen.

Aus diesem Ergebnis läßt sich mit Hilfe der an der Resonanzstelle $E^{\text{CMS}} = 1.925 \text{ GeV}$ geltenden Formel

$$\sigma_{\gamma}(E^{\text{CMS}}) = \frac{\pi}{k^2} \cdot (2 \cdot J + 1) \cdot \frac{\Gamma_{\rho N} \cdot \Gamma_{\gamma N}}{\Gamma_{\text{tot}}^2} \quad [62]$$

mit



$k = \text{Strahlimpuls im CMS}$

$\Gamma_{\gamma N} / \Gamma_{\text{tot}} \sim 0.002$ [62]

und einer analogen Formel für πN -Wechselwirkung:

$$\sigma_{\pi}(E^{\text{CMS}}) = \frac{2 \cdot \pi}{p^* z} \cdot (2 \cdot j + 1) \cdot \frac{\Gamma_{\rho N} \cdot \Gamma_{\pi p}}{\Gamma_{\text{tot}}^2}$$

der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n \rightarrow F37 \rightarrow \rho N$ an der Resonanzstelle zu $\sigma_{\gamma}(F37(1925)) = 4.92 \mu\text{b}$ bestimmen. Aus Isospinüberlegungen folgt dann für die Wirkungsquerschnitte der ρ^- - und ρ^0 -Erzeugung:

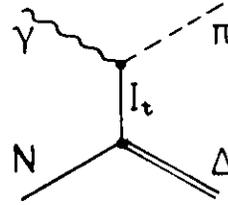
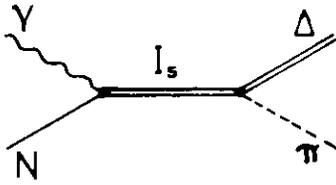
$$\sigma(\gamma n \rightarrow F37 \rightarrow \rho^- p) = 1.64 \mu\text{b}, \quad \sigma(\gamma p \rightarrow F37 \rightarrow \rho^0 p) = 3.28 \mu\text{b}.$$

Die Messungen des Wirkungsquerschnitts der ρ^- -Erzeugung als Funktion der Energie sind nicht genau genug, um die vorausgesagten Resonanzstrukturen aufzulösen. Wegen der sehr großen Fehler im ρ^0 - und ρ^- -Wirkungsquerschnitt und wegen des unbekanntem Verlaufs des diffraktiven Untergrunds der ρ^0 -Erzeugung bei kleinen Energien kann nicht ausgesagt werden, ob Ein-Pion-Austausch und die bekanntem s-Kanal-Resonanzen den Wirkungsquerschnitt für den nichtdiffraktiven Anteil der ρ -Erzeugung erklären. Möglicherweise tragen noch s-Kanal-Resonanzen bei, die bisher noch nicht als Photo-Anregung beobachtet wurden. Mögliche Kandidaten sind z.B. die Resonanzen $S_{11}(2100)$, $P_{13}(1900)$, $F_{35}(1875)$; diese wurden bisher alle als Pion-Anregung mit ρN -Zerfall gefunden [73].

Anhang 1

a) Isospinbeziehungen für die Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi \Delta$

Die Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi \Delta$ lassen sich durch drei Isospinamplituden im s-Kanal ($T_S(1/2)$, $T_V(1/2)$, $T_V(3/2)$) oder durch drei Isospinamplituden im t-Kanal ($T_S(1)$, $T_V(1)$, $T_V(2)$) beschreiben (die in Klammern angegebenen Zahlen stellen den Isospin dar):



$I_S = \frac{1}{2}$ Kopplung an das isoskalare Photon

$I_S = \frac{1}{2}$ Kopplung an das isovektorielle Photon

$I_S = \frac{3}{2}$ Kopplung an das isovektorielle Photon

$I_t = 1$ Kopplung an das isoskalare Photon

$I_t = 1$ Kopplung an das isovektorielle Photon

$I_t = 2$ Kopplung an das isovektorielle Photon

$$T(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}) = +\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot T_S\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{1}{\sqrt{6}} T_V\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{2}{\sqrt{15}} T_V\left(\frac{3}{2}\right) = +\frac{1}{\sqrt{3}} T_S(1) - \frac{1}{\sqrt{2}} T_V(1) - \sqrt{\frac{3}{50}} T_V(2)$$

$$T(\gamma p \rightarrow \pi^0 \Delta^+) = -\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot T_S\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{3} \cdot T_V\left(\frac{1}{2}\right) + \sqrt{\frac{2}{45}} T_V\left(\frac{3}{2}\right) = -\frac{\sqrt{2}}{3} T_S(1) + \frac{2}{5} \cdot T_V(2)$$

$$T(\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0) = +\frac{1}{\sqrt{6}} \cdot T_S\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{1}{\sqrt{18}} T_V\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{4}{\sqrt{45}} T_V\left(\frac{3}{2}\right) = +\frac{1}{3} \cdot T_S(1) + \frac{1}{\sqrt{6}} T_V(1) - \frac{3}{\sqrt{50}} T_V(2)$$

$$T(\gamma n \rightarrow \pi^+ \Delta^-) = +\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot T_S\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{\sqrt{6}} T_V\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{2}{\sqrt{15}} T_V\left(\frac{3}{2}\right) = +\frac{1}{\sqrt{3}} T_S(1) + \frac{1}{\sqrt{2}} T_V(1) + \frac{3}{\sqrt{50}} T_V(2)$$

$$T(\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0) = -\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot T_S\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{1}{3} \cdot T_V\left(\frac{1}{2}\right) - \sqrt{\frac{2}{45}} T_V\left(\frac{3}{2}\right) = -\frac{\sqrt{2}}{3} T_S(1) - \frac{2}{5} \cdot T_V(2)$$

$$T(\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+) = +\frac{1}{\sqrt{6}} \cdot T_S\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{\sqrt{18}} T_V\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{4}{\sqrt{45}} T_V\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{1}{3} \cdot T_S(1) - \frac{1}{\sqrt{6}} T_V(1) + \frac{3}{\sqrt{50}} T_V(2)$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich der Zusammenhang zwischen s- und t-Kanal-Amplituden bestimmen:

$$\begin{array}{l|l}
 T_S(\frac{1}{2}) = +\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot T_S(1) & T_S(1) = +\sqrt{\frac{3}{2}} \cdot T_S(\frac{1}{2}) \\
 T_V(\frac{1}{2}) = +\frac{1}{\sqrt{3}} T_V(1) + T_V(2) & T_V(1) = +\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot T_V(\frac{1}{2}) - \sqrt{\frac{5}{6}} \cdot T_V(\frac{3}{2}) \\
 T_V(\frac{3}{2}) = -\sqrt{\frac{5}{6}} \cdot T_V(1) + \frac{1}{\sqrt{10}} \cdot T_V(2) & T_V(2) = +\frac{5}{6} \cdot T_V(\frac{1}{2}) + \frac{\sqrt{10}}{6} T_V(\frac{3}{2})
 \end{array}$$

b) Isospinbeziehungen für die Reaktion $\gamma N \rightarrow \rho N$

Analog wie in Anhang 1a lassen sich auch die Reaktionen $\gamma N \rightarrow \rho N$ durch 3 Isospinamplituden im s-Kanal und durch 3 Isospinamplituden im t-Kanal beschreiben:

$$\begin{aligned}
 T(\gamma p \rightarrow \rho^+ n) &= +\sqrt{\frac{2}{3}} T_S(\frac{1}{2}) - \frac{\sqrt{2}}{3} T_V(\frac{1}{2}) + \frac{\sqrt{2}}{3} T_V(\frac{3}{2}) = -\sqrt{\frac{2}{3}} T_S(1) + \frac{1}{\sqrt{3}} T_V(1) \\
 T(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) &= +\frac{1}{\sqrt{3}} T_S(\frac{1}{2}) - \frac{1}{3} \cdot T_V(\frac{1}{2}) - \frac{2}{3} T_V(\frac{3}{2}) = -\frac{1}{\sqrt{3}} T_S(1) + T_V(0) \\
 T(\gamma n \rightarrow \rho^- p) &= +\sqrt{\frac{2}{3}} T_S(\frac{1}{2}) + \frac{\sqrt{2}}{3} T_V(\frac{1}{2}) - \frac{\sqrt{2}}{3} T_V(\frac{3}{2}) = -\sqrt{\frac{2}{3}} T_S(1) - \frac{1}{\sqrt{3}} T_V(1) \\
 T(\gamma n \rightarrow \rho^0 n) &= -\frac{1}{\sqrt{3}} T_S(\frac{1}{2}) - \frac{1}{3} T_V(\frac{1}{2}) - \frac{2}{3} T_V(\frac{3}{2}) = +\frac{1}{\sqrt{3}} T_S(1) + T_V(0)
 \end{aligned}$$

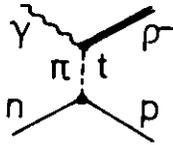
Aus diesen Gleichungen läßt sich der Zusammenhang zwischen s- und t-Amplituden bestimmen:

$$\begin{array}{l|l}
 T_S(1) = - T_S(\frac{1}{2}) & T_V(0) = -\frac{1}{3} T_V(\frac{1}{2}) - \frac{2}{3} T_V(\frac{3}{2}) \\
 & T_V(1) = -\sqrt{\frac{2}{3}} T_V(\frac{1}{2}) + \sqrt{\frac{2}{3}} T_V(\frac{3}{2})
 \end{array}$$

Anhang 2

OPE-Voraussage für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$

a) Nach dem Ein-Pion-Austausch-Modell mit Formfaktoren [74,75] erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ den folgenden Ausdruck:



$$\frac{d^2\sigma}{d|t|dM_{\pi\pi}} = \frac{\pi}{4 \cdot p \cdot s} \cdot \frac{g^2}{4\pi} \cdot \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\rho_{\pi\gamma}}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{(M_{\pi\pi}^2 - m_\pi^2)^2}{4} \cdot \frac{U_1(q_{\text{off}} \cdot R_\rho)^2}{U_1(q_{\text{on}} \cdot R_\rho)} \cdot \frac{M_{\pi\pi} \cdot M_\rho \cdot \Gamma_{\rho\pi\pi}(M_{\pi\pi})}{(M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_\rho^2 \cdot \Gamma_{\rho\pi\pi}^2(M_{\pi\pi})} \cdot \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} \cdot F_{NN\pi}^2(t)$$

mit $M_\rho = 0.77 \text{ GeV}$; $s = (\gamma + n)^2$; $t = (\gamma - \rho^-)^2$; $p = \text{Anfangsimpuls im CMS}$

$$\frac{g^2}{4\pi} = 2 \cdot 14,6$$

$$\frac{\lambda^2}{4\pi} = 24 \cdot \left(\frac{M_\rho}{M_\rho^2 - m_\pi^2} \right)^3 \cdot \Gamma_{\rho\pi\gamma}$$

$$q_{\text{off}}^2 = \frac{1}{4 \cdot M_{\pi\pi}^2} \cdot (M_{\pi\pi}^2 - t)^2; \quad q_{\text{on}}^2 = \frac{1}{4 \cdot M_{\pi\pi}^2} \cdot (M_{\pi\pi}^2 - m_\pi^2)^2 =$$

off(on) shell-Impuls im $\pi\gamma$ -System

$$\Gamma_{\rho\pi\pi}(M_{\pi\pi}) = \Gamma_{\rho\pi\pi}(M_\rho) \cdot \left(\frac{q}{q_0} \right)^3 \cdot \frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}$$

$$\Gamma_{\rho\pi\pi}(M_\rho) = 0.128 \text{ GeV}$$

$q(q_0) = \text{Impuls des Pions im } \pi\pi(\rho)\text{-System}$

$$R_\rho = 2,3 \text{ GeV}^{-1} \quad [75]$$

$$U_1(x) = \frac{1}{2 \cdot x^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot x^2 + 1}{4 \cdot x^2} \cdot \ln(4 \cdot x^2 + 1) - 1 \right) = \frac{1}{2 \cdot x^2} \cdot Q_1 \left(1 + \frac{1}{2 \cdot x^2} \right)$$

$Q_1(Z) = \text{Legendre Polynom zweiter Art}$

$F_{NN\pi} = \text{Formfaktor s. [75].}$

b) Dieser Abschnitt beschreibt die Abschätzung von $\sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p)$ aus einer Anpassung von theoretischen Voraussagen an den experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \omega p$. Den theoretischen Aussagen lagen die Annahmen zugrunde, daß die Photoproduktion von ω durch eine Summe von Diffraktionsstreuung und Ein-Pion-Austausch zu beschreiben ist. Für den Ein-Pion-Austausch wurden Absorptionen im Endzustand und eine $\rho^0 p$ -Zwischenzustand angenommen [67, Abb.30,31].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{OPE}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\Gamma_{\rho\pi\gamma}}{\Gamma_{\omega\pi\gamma}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{OPE}}(\gamma p \rightarrow \omega p)$$

$$2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{OPE}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{OPE}}(\gamma n \rightarrow \rho^- p)$$

Aus den beiden Gleichungen folgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{OPE}}(\gamma n \rightarrow \rho^- p) = 2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{OPE}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = 2 \cdot \frac{\Gamma_{\rho\pi\gamma}}{\Gamma_{\omega\pi\gamma}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{OPE}}(\gamma p \rightarrow \omega p)$$

wobei $\Gamma_{\rho\pi\gamma} : \Gamma_{\omega\pi\gamma} = 1 : 9$ [Fußnote S.66]

Nach Abbildung 30 erhält man:

E_{γ}^{Lab} [GeV]	$\sigma^{\text{OPE}}(\gamma p \rightarrow \omega p)$ [μb]	$\sigma^{\text{OPE}}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ [μb]	$\sigma^{\text{OPE}}(\gamma n \rightarrow \rho^- p)$ [μb]
1.8	6.7	0.74	1.5
2.0	6.1	0.68	1.35
2.5	4.7	0.52	1.05
3.0	3.6	0.40	0.75
3.5	2.8	0.31	0.62
4.0	2.3	0.26	0.51
4.5	1.9	0.21	0.42
5.0	1.5	0.17	0.33

Danksagung

Grundlage dieser Arbeit sind Daten, die in einem Experiment gewonnen wurden, das gemeinsam von Mitarbeitern der Blasenkammergruppen in Aachen, Berlin, Bonn, Hamburg, Heidelberg und München durchgeführt und ausgewertet wurde.

Besonderen Anteil an den Vorarbeiten und an der Planung des Experiments haben Prof. Dr. E. Lohrmann und Prof. Dr. M. Teucher gehabt. Die DESY-Blasenkammer wurde unter der Anleitung von Dr. G. Horlitz und Dr. S. Wolff betrieben, der Photonen-Strahl unter Anleitung von Dr. H. Meyer gebaut und betrieben. In verschiedenen Abschnitten der Auswertung waren Prof. Dr. H. Spitzer und Dr. G. Knies entscheidend beteiligt.

Die Auswertung der Daten wurde arbeitsteilig in den einzelnen Labors durchgeführt; die Ergebnisse wurden gemeinsam überprüft und veröffentlicht. Nur der guten Zusammenarbeit aller Mitarbeiter, die beim Aufbau, bei der Wartung, beim Betrieb und der Auswertung von Blasenkammer, Strahl, Meßmaschinen und Rechenanlagen beteiligt waren, ist es zu verdanken, daß ein verhältnismäßig schwieriges Experiment erfolgreich zu Ende geführt werden konnte.

Ich möchte an dieser Stelle noch einmal namentlich den Herren Prof. Dr. M. Teucher, Dr. P. Söding, P. Benz und Dr. D. Lüke danken. Herr Prof. Teucher hat viel dazu beigetragen, daß ich am II. Institut wissenschaftlich arbeiten konnte; außerdem hat er sich stets eingesetzt, Schwierigkeiten, die den Verlauf des Experiments gefährdeten, zu beseitigen. Herr Söding hat seine wissenschaftlichen Kenntnisse und Erfahrungen jederzeit bereitwillig zur Verfügung gestellt. Er hat dem Experiment entscheidende Impulse gegeben. Meinen engen Mitarbeitern, Herrn Benz und Herrn Lüke, bin ich für die gute Zusammenarbeit und für die stete Bereitschaft zu kritischen und klärenden Diskussionen sehr verbunden.

Nicht zuletzt möchte ich Frau E. Hell, die sehr viel Mühe beim Tippen dieser Arbeit aufgewendet hat, und Frau H. Siegner sowie Frau U. Hentschel für das sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen herzlich danken.

Literaturverzeichnis

1. Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München (ABBHHM)-
Kollaboration
H.G. Hilpert⁺, T. Kahl, P. Lauscher, M. Matziolis, R. Schiffer,
H.J. Schnackers und H. Weber, III. Physikalisches Institut
der Technischen Hochschule Aachen;
K. Lanius und A. Meyer, Forschungsstelle für Physik
hoher Energien der Deutschen Akademie der Wissenschaften
zu Berlin-Zeuthen; **
U. Idschok, H. Kowalski, K. Müller, B. Nellen und
E. Propach, Physikalisches Institut der Universität Bonn;
P. Benz, D. Gall, A. Kolb, D. Lüke⁺⁺, P. Raulefs, R.
Riebensahn, V. Schulz, H. Spitzer⁺⁺, F. Storim, G. Ullrich
und H.J. Willutzki, II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg;
H. Butenschön, G. Knies* und P. Söding, Deutsches Elektronen-
Synchrotron DESY, Hamburg;
S. Brandt, O. Braun und J. Stiewe, Institut für Hochenergie-
physik der Universität Heidelberg;
H. Finger, C. Kiesling, P. Schlamp und J. Weigl,
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München

+ Momentane Adresse: CERN, Genf
++ " " : DESY, Hamburg
* " " : Berkeley
** nur zu Beginn des γd -Experiments beteiligt

2. ABBHHM-Kollaboration, Phys. Rev. 175, 1669 (1968)
3. ABBHHM-Kollaboration, Phys. Rev. 188, 2060 (1969);
Nucl. Phys. B1, 668 (1967)

4. H. Spitzer, Dissertation, Universität Hamburg (1967),
DESY F1/4 (1967) Interner Bericht
5. H. Meyer, Dissertation, Universität Hamburg (1968),
DESY (1968) Interner Bericht
6. W.P. Swanson et al., UCRL-Report 11587 (1960)
7. ABHMM-Kollaboration, Int. Symp. on Electron and Photon
Interaction at High Energies,
Cornell (1971), (π^- -Erzeugung am Deuteron)
Bericht Nr. 298 (abschließende Publikation in Vorbereitung)
8. ABHMM-Kollaboration, Int. Symp. on Electron and Photon
Interaction at High Energies, Cornell (1971),
(ρ^0 - und ρ^- -Erzeugung am Deuteron) Bericht Nr. 315
(abschließende Publikation in Vorbereitung)
U. Idschok, Dissertation, Universität Bonn (1972),
BONN UNIV PIB 3-21, März 1972
9. ABHMM-Kollaboration, Nucl. Phys. B38, 628 (1972)
10. H. Butenschön, Dissertation, Universität Hamburg (1970),
DESY R1-70/1 Interner Bericht
11. R. Riebensahm, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1971)
12. C. Kiesling, Diplomarbeit, München (1970)
13. T.M. Knasel, DESY-Bericht 70/2 und 70/3 (1970)
14. H. Butenschön, DESY R1-69/2 (1969) Interner Bericht
15. G. Wolf, Zum optischen System der Blaskammer bei DESY
(1964, nicht veröffentlicht);
BLASYS-Programmbeschreibung (1968, nicht veröffentlicht)
16. F. Storim, DESY F1/1-68 (1968) Interner Bericht

17. G. Wolf, WELAGA-Programmbeschreibung (1966),
DESY Interner Bericht
18. G. Wolf, HERAK-Programmbeschreibung (1966),
DESY Interner Bericht
19. CERN T.C. Program Library
20. P. Benz und P. Dittmann, DESY R1-68/3 (1968) Interner
Bericht
21. H. Butenschön, DESY R1-69/1 (1969) Interner Bericht
22. G.R. Lyuch, UCRL 10335 (1962);
H. Kübeck und E. Raubold, DESY (1969) Interner Bericht
23. D. Lüke, DESY F1/3 (1968) Interner Bericht
24. J.J. Friedman, Berkeley Note P-156 (1966)
P. Schilling, P. Söding und F. Storim, erweiterte
MULTLEBERT-Version, DESY (1971) nicht veröffentlicht
25. H.A. Kolb, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1970)
26. R.J. Glauber, Phys. Rev. 100, 242 (1955),
V. Franco und R.J. Glauber, Phys. Rev. 142, 1195 (1966)
27. G. Alberi, L. Bertocchi und P.J.R. Soper, Phys. Letters
32B, 367 (1970)
28. C. Wilken, Phys. Rev. Letters 17, 561 (1966)
29. S.P. Denisov et al., Phys. Letters 36B, 415 (1971)
30. P. Fleury, Vortragsausarbeitung Herceg-Novik -Schule (1966)

31. G.F. Chew und F.E. Low, Phys. Rev. 113, 1640 (1959)
32. K. Müller, Dissertation, Universität Bonn (1971),
Bonn PIB 3-20 (1971)
33. P. Benz, Dissertation, Universität Hamburg, in Vor-
bereitung
34. L. Hulthén und M. Sugawara, Handbuch der Physik
39, 1 (1957)
35. K.S. Suh, Am. J. Phys. 28, 327 (1960)
36. S. Gartenhaus, Phys. Rev. 100, 900 (1956)
37. M.J. Moravcsik, Nucl. Phys. 7, 113 (1958)
38. C. Michael und C. Wilkin, Nucl. Phys. B11, 99 (1969)
39. T. Hamada und I.D. Johnston, Nucl. Phys. 34, 382 (1962)
40. V. Schulz, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1971)
41. H. Kowalski, Diplomarbeit, Universität Bonn (1971),
Bonn PIB3-18 (1971)
42. G.F. Chew, Phys. Rev. 80, 196 (1950)
43. G. Neugebauer, W. Wales und R.L. Walker,
Phys. Rev. 119, 1726 (1960)
44. H. Satz, Phys. Letters 25B, 27 (1967);
Phys. Rev. Letters 19, 1453 (1967)
45. H. Joos, DESY 67/43 (1967)

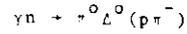
46. R.J. Oakes und J.J. Sakurai, Phys. Rev. Letters 19, 1266(1967)
47. T. Das, V.S. Mathur und S. Okubo, Phys. Rev. Letters 19, 470 (1967)
48. G. Wolf, DESY 70/64 (1970)
49. G. Wolf, Proc. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell (1971) 190; DESY 71/50 (1971)
50. J.C. Birot, Phys. Letters 32B, 416 (1970)
(Für $\gamma_p^2/4\pi$ und $\gamma_\omega^2/4\pi$ werden die neuen Werte genommen, die von der Orsay-Gruppe auf der Amsterdam International Conference on Elementary Particles (1971) angegeben wurden)
51. R.W. Anderson et al., Phys. Rev. D1, 27 (1970);
Phys. Rev. D4, 3245 (1971)
52. P. Söding, Topical Seminar on Electromagnetic Interactions, IC/71/134, Trieste (1971)
53. J. Shapiro, Nuovo Cimento Suppl. 18, 40 (1960)
54. E. Flaminio et. al., CERN/HERA 70-7 (1970)
55. SLAC-Weizmann-Tel-Aviv-Kollaboration, Int. Symp. on Electron and Photon Interaction at High Energies, Cornell (1971), Bericht Nr. 245
56. W.J. Podolsky, Dissertation, Universität Berkeley (1971), UCRL-20128 (1971)

57. Frascati-Roma-Pavia-Napoli-Kollaboration,
Nuovo Cimento 3, 403 (1970)
58. Berkeley-Stanford-Collaboration, SLAC-PUB-1113,
LBL-1085 (1972)
59. D. Lüke, Dissertation, Universität Hamburg (1971),
DESY F1-72/7 (1972) Interner Bericht
60. P. Schilling, Dissertation, Universität Hamburg (1970)
DESY R1-70/3 (1970) Interner Bericht
61. J.D. Jackson, Nuov. Cim. 34, 1645 (1964)
62. D. Lüke und P. Söding, Springer Tracts in Modern Physics,
59, 39 (1970)
63. "missing-mass" Experimente zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$:
A.M. Boyarski et. al., Phys. Rev. Letters 22, 148 (1969);
Phys. Rev. Letters 25, 695 (1970)
- Koinzidenzexperimente zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$:
L. Criegee et. al., Phys. Rev. Letters 25, 1306 (1970)
- Blasen- und Streamerkammerexperimente zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$:
Cambridge Bubble Chamber Group,
Phys. Rev. 146, 994 (1966) (ρ^0 -Erzeugung);
Phys. Rev. 163, 1510 (1967) (Δ^{++} -Erzeugung)
- SLAC-Bubble-Chamber-Group, M. Davier et. al.,
Phys. Rev. D1, 790 (1970)
- SLAC-Berkeley-Tufts-Collaboration, H.H. Bingham et. al.,
Phys. Rev. Letters 24, 955 (1970) (ρ^0 -Erzeugung);
Phys. Rev. Letters 25, 1223 (1970) (Δ^{++} -Erzeugung);
Aachen-Hamburg-Heidelberg-München-Kollaboration,
G. Hentschel, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1972),
P. Dittmann, Dissertation, Universität Hamburg (1972)

64. P. Stichel und M. Scholz, Nuovo Cimento 34, 1381 (1964)
65. K. Schilling, Springer Tracts in Modern Physics 63, 31 (1972)
66. J. Ballam et al., Vector Meson Production by Polarized Photons at 2.8, 4.7 and 9.3 GeV, s-Channel Helicity Conservation and E_γ Dependence of the Cross Sections, Preprint (1972), wird veröffentlicht
67. P.G.O. Freund, Nuovo Cimento 48, 541 (1967)
68. H. Harari, Phys. Rev. Letters 20, 1395 (1968)
69. K. Schilling und F. Störim, Nucl. Phys. B7, 559 (1968)
70. G. Wolf, Programm zur Berechnung von OPE-Austausch-Beiträgen DESY (private Mitteilung)
71. K. Schilling, P. Seyboth und G. Wolf, SLAC-PUB-683 (1969)
72. M. Glück, N. Levy und S. Wagner, Phys. Rev, D4, 874 (1971)
73. D.J. Herndon, LBL-544 (1972)
74. H. Joos und G. Kramer, DESY-Bericht 64/1 (1964)
75. G. Wolf, Phys. Rev. 182, 1538 (1962)

E_{γ}^{eff} [GeV]	$\sigma(\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0})$ obere Grenze [μb]	$\sigma(\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0})$ [μb]
0.32 - 0.6	7.2 \pm 0.5	6.6 \pm 0.5
0.6 - 0.7	32.7 \pm 2.2	30.0 \pm 2.2
0.7 - 0.8	46.4 \pm 2.9	42.5 \pm 3.0
0.8 - 0.9	46.5 \pm 3.0	41.0 \pm 3.1
0.9 - 1.0	41.8 \pm 2.9	36.2 \pm 3.0
1.0 - 1.1	37.9 \pm 2.7	32.0 \pm 2.8
1.1 - 1.2	35.5 \pm 2.7	27.9 \pm 2.9
1.2 - 1.3	29.7 \pm 2.5	22.1 \pm 2.7
1.3 - 1.4	30.0 \pm 2.6	23.3 \pm 2.8
1.4 - 1.5	29.4 \pm 2.6	22.7 \pm 2.8
1.5 - 1.6	26.7 \pm 2.6	18.6 \pm 2.9
1.6 - 1.8	24.3 \pm 2.1	17.3 \pm 2.3
1.8 - 2.0	20.1 \pm 2.4	12.7 \pm 2.6
2.0 - 2.2	18.6 \pm 2.3	12.5 \pm 2.5
2.2 - 2.4	15.9 \pm 2.1	10.3 \pm 2.3
2.4 - 2.6	14.3 \pm 2.1	9.7 \pm 2.3
2.6 - 2.8	12.2 \pm 2.3	7.3 \pm 2.5
2.8 - 3.0	9.5 \pm 2.1	5.2 \pm 2.3
3.0 - 3.5	9.3 \pm 1.8	5.5 \pm 1.9
3.5 - 4.0	8.4 \pm 1.7	6.4 \pm 1.8
4.0 - 4.5	5.2 \pm 1.2	3.3 \pm 1.5
4.5 - 5.0	4.8 \pm 1.0	4.4 \pm 1.4

Tab. 7 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0}$
in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} [Abb. 13; V].



E_Y^{eff} (E^{CMS}) [GeV]	0.603-0.696 (1.42-1.48)	0.696-0.792 (1.48-1.54)	0.792-0.893 (1.54-1.60)	0.893-0.997 (1.60-1.66)	0.997-1.105 (1.66-1.72)	1.105-1.197 (1.72-1.77)	1.197-1.391 (1.77-1.87)	1.391-1.789 (1.87-2.06)	1.789-2.494 (2.06-2.36)	2.494-3.526 (2.36-2.74)	3.526-5.326 (2.74-3.3)
σ [μb]	2.1 ± 2.1	4.9 ± 3.5	11.2 ± 2.3	4.5 ± 1.4	6.4 ± 1.5	11.5 ± 1.7	4.0 ± 1.2	1.7 ± 0.6	1.1 ± 0.4	1.1 ± 0.3	1.1 ± 0.2
für $t_{n/p\pi^-} < 0.5 \text{ GeV}^2$											

Tab. 8 Obere Grenze des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $n + \pi^0 \Delta^0 (p\pi^-)$ in Abhängigkeit von E_Y^{eff} (E^{CMS}) [Abb. 17]. Die Werte für $E_Y^{eff} > 1.197 \text{ GeV}$ sind auf $t_{n/p\pi^-} < 0.5 \text{ GeV}^2$ eingeschränkt. Paulieffekte und Deuteroneneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt [VI].

$t_{n/p\pi^-}$ [GeV^2]	0.07 - 0.2	0.1 - 0.2	0.2 - 0.3	0.3 - 0.4	0.4 - 0.5	0.5 - 0.8
$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	10.2 ± 6.3	16.4 ± 6.6	11.0 ± 7.3	15.0 ± 6.7 (15.5 ± 6.9)	5.9 ± 5.3 (7.8 ± 6.9)	0.8 ± 1.8 (3.1 ± 6.9)

a)
 $0.696(1.48) < E_Y^{eff} (E^{CMS}) [\text{GeV}] < 0.997(1.66)$

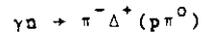
$t_{n/p\pi^-}$ [GeV^2]	0.07 - 0.2	0.1 - 0.2	0.2 - 0.3	0.3 - 0.4	0.4 - 0.5	0.5 - 0.7
$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	13.3 ± 3.4	14.0 ± 3.7	5.3 ± 3.4	7.3 ± 3.7	2.5 ± 3.2	4.5 ± 2.6

b)
 $0.997(1.66) < E_Y^{eff} (E^{CMS}) [\text{GeV}] < 1.391(1.87)$

$t_{n/p\pi^-}$ [GeV^2]	0.07 - 0.2	0.1 - 0.2	0.2 - 0.3	0.3 - 0.4	0.4 - 0.5
$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	8.6 ± 2.1	7.2 ± 2.0	5.8 ± 2.1	3.3 ± 1.8	2.2 ± 1.7

c)
 $0.997(1.66) < E_Y^{eff} (E^{CMS}) [\text{GeV}] < 1.789(2.06)$

Tab. 9 Obere Grenze des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ für die Reaktion $n + \pi^0 \Delta^0 (p\pi^-)$ für drei Energieintervalle [Abb. 19; VI]. Paulieffekte und Deuteroneneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt. Für die eingeklammerten Werte wurden Korrekturen für die kinematischen Grenzen berücksichtigt [Abb. 18].



E_Y^{eff} [GeV] (E^{CMS})	0.603-0.696 (1.42-1.48)	0.696-0.792 (1.48-1.54)	0.792-0.893 (1.54-1.60)	0.893-0.997 (1.60-1.66)	0.997-1.105 (1.66-1.72)	1.105-1.197 (1.72-1.77)	1.197-1.391 (1.77-1.87)	1.391-1.789 (1.87-2.06)	1.789-2.494 (2.06-2.36)	2.494-3.526 (2.36-2.74)	3.526-5.326 (2.74-3.3)
σ [μb]	12.6 ± 2.9	42.3 ± 8.7	17.5 ± 4.5	18.8 ± 3.7	11.3 ± 2.4	14.5 ± 4.0	5.9 ± 2.1	4.1 ± 1.5	3.4 ± 1.0	0.8 ± 0.4	0.3 ± 0.2

Tab. 10 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n + \pi^- \Delta^+ (p\pi^0)$ in Abhängigkeit von E_Y^{eff} (E^{CMS}) [Abb. 22].
Paulieffekte und Deuteroneneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt [VI].

$t_{n/p\pi^0}$ [GeV 2]	0.01 - 0.1	0.1 - 0.2	0.2 - 0.3	0.3 - 0.4	0.4 - 0.5	0.5 - 0.8
$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	66.4 ± 9.2 (77.1 ± 10.7)	51.7 ± 9.5	44.0 ± 5.8	16.0 ± 5.1 (16.5 ± 5.2)	17.8 ± 4.5 (23.4 ± 5.9)	6.8 ± 1.0 (26.3 ± 3.9)

a)
 $0.696(1.48) < E_Y^{\text{eff}}(E^{\text{CMS}}) < [\text{GeV}] < 0.997(1.66)$

$t_{n/p\pi^0}$ [GeV 2]	0.006-0.1	0.1 - 0.2	0.2 - 0.3	0.3 - 0.4
$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	24.2 ± 5.1 (26.8 ± 5.6)	19.2 ± 5.2	7.7 ± 3.9	10.7 ± 4.6

b) $0.997(1.66) < E_Y^{\text{eff}}(E^{\text{CMS}}) [\text{GeV}] < 1.391(1.87)$

Tab. 11 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die Reaktion $\gamma n + \pi^- \Delta^+ (p\pi^0)$ für zwei Energieintervalle [Abb. 24; VI]. Paulieffekte und Deuteroneneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt. Für die eingeklammerten Werte wurden Korrekturen für die kinematischen Grenzen berücksichtigt [Abb. 18].



E_Y^{eff} (E^{CMS}) [GeV]	1.105-1.197 (1.72 -1.77)	1.197-1.391 (1.77 -1.87)	1.391-1.789 (1.87 -2.06)	1.789-2.494 (2.06 -2.36)	2.494-3.526 (2.36 -2.74)	3.526-5.326 (2.74 -3.3)
obere Grenze σ [μb]	0.1 ± 0.6	4.4 ± 2.2	7.6 ± 1.8	4.6 ± 1.3	1.7 ± 0.8	1.2 ± 0.5
σ [μb]	0.0 ± 0.6	4.1 ± 2.2	7.1 ± 1.8	3.9 ± 1.3	1.0 ± 0.8	1.0 ± 0.5

Tab. 12 Obere Grenze des Wirkungsquerschnitts und Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ in Abhängigkeit von E_Y^{eff} (E^{CMS}) mit der Einschränkung $t_{\gamma/\pi\pi} < 1.1 \text{ GeV}^2$ [Abb.27, 29; VI]. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt.

$t_{\gamma/\pi\pi}$ [GeV^2]	0.017-0.15	0.15-0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.7	0.7 - 1.1
$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	8.5 ± 2.0 (10.5 ± 2.5)	5.9 ± 2.1	5.1 ± 1.5	5.2 ± 1.5	1.9 ± 0.7 (2.0 ± 0.7)

Tab. 13 Obere Grenze des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ im Energieintervall $1.197 (1.77) < E_Y^{\text{eff}}$ (E^{CMS}) [GeV] $< 2.494 (2.36)$ [Abb.28; VI]. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt. Für die eingeklammerten Werte wurden Korrekturen für kinematische Grenzen berücksichtigt [Abb. 26].

Abbildungen

- Abb. 1 Photonenspektrum [II.3] für Auswerteabschnitt 3 mit $E_Y^{\max} = 5.5$ GeV ; die eingezeichneten Fehler sind statistische Fehler.
 (♦) stellt die Anpassung eines Polynoms 3-ten Grades in $\frac{E_Y}{E_Y^{\max}}$ an das gemessene Paarspektrum dar. Die eingezeichneten Fehler sind Anpassungsfehler.
 (→) Stellt das berechnete Bremsstrahlungsspektrum für ein Target von 0.02 Strahlungslängen Dicke dar. Die Kurve ist auf das experimentelle Spektrum normalisiert.
- Abb. 2 Verteilungen der Protonenimpulse der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 pp$ [III.3] für Ereignisse des Auswerteabschnitts 2 und 3 mit $\cos \theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{CMS}} < 0.98$ [IV.3] .
 Das Proton mit dem kleineren Impuls wird als Zuschauerproton (⊗) interpretiert, das mit dem größeren Impuls (□) als Reaktionsproton.
 a) Verteilung für den Energiebereich $0.6 < E_Y^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 1.1$.
 b) Verteilung für den Energiebereich $1.1 < E_Y^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 5.0$.
- Abb. 3 Mit $F(E) \cdot E_n^{\text{Lab}}$ gewichtete Impulsverteilung [III.5] des Zuschauerprotons für 3-Stern-Ereignisse der Auswerteabschnitte 2 und 3 mit den Einschränkungen: $\cos \theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{CMS}} < 0.98$ [IV.3] und Λ^0 -Schnitt [IV.1].
 Die ausgezogene Kurve stellt die auf die gewichtete Anzahl der Ereignisse normalisierte Hulthénverteilung dar. Der Verlauf der Verteilung der Ereignisse mit unsichtbarem Zuschauerproton (⊗) wurde willkürlich angenommen.
 a) Verteilung für den Energiebereich $0.6 < E_Y^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 1.1$
 b) Verteilung für den Energiebereich $1.1 < E_Y^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 5.0$.
- Abb. 4 Mit $F(E)$ gewichtete Laborwinkelverteilung [III.5] des sichtbaren Zuschauerprotons für alle Ereignisse mit $\cos \theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{CMS}} < 0.98$ [IV.3].
 Die gestrichelten Geraden sind die auf die gewichtete Anzahl der Ereignisse normalisierte theoretische Verteilungen.

- a) Verteilung für die Bereiche $0.6 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 1.1$
 und $0.06 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.12$
- b) Verteilung für die Bereiche $1.1 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 5.0$
 und $0.06 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.12$
- c) Verteilung für die Bereiche $0.6 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 1.1$
 und $0.12 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.20$
- d) Verteilung für die Bereiche $1.1 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 5.0$
 und $0.12 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.20$

Abb.5 Verteilungen der Treiman-Yang-Winkel [III.5] ϕ_p , ϕ_{π^-} , ϕ_{π^0} für alle Ereignisse mit $\cos\theta_{\gamma n}^{\text{CMS}} < 0.98$. Die gestrichelten Geraden sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

- a-f Für $0.6 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 1.1$.
 a-c Für $0.06 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.12$.
 c-f Für $0.12 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.20$.
g-e Für $1.1 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 5.0$.
 g-i Für $0.06 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.12$.
 i-e Für $0.12 < p_{\text{sp}} [\text{GeV}/c] < 0.20$.

Abb.6 Verteilung der effektiven Masse $M(p\pi^-)$ aller eindeutiger $(\gamma d \rightarrow p_{\text{sp}} p\pi^-\pi^0)$ -Ereignisse zur Veranschaulichung des "A-Schnitts" [IV.1].

- a) Für $0.6 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 1.1$ und 2-prong-Ereignisse.
 b) Für $1.1 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 5.3$, 2-prong-Ereignisse und $t_{\gamma/\pi^-\pi^0} [\text{GeV}^2] < 1.1$ [IV.4].

c) Korrekturfaktor in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} zur Korrektur des "Λ-Schnitts". Die Faktoren beziehen sich auf eindeutige $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse mit unsichtbaren Zuschauerprotonen. Die Kurve stellt eine Anpassung per Hand dar.

Abb. 7 Erzeugungswinkelverteilung der beiden Pionen von Ereignissen, die durch die Hypothesen $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^{-}$ und $\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^{-} \pi^{0}$ beschrieben werden können [IV.2].

a),b),c),d) Für $0.6 < E_{\gamma}^{eff} [\text{GeV}] < 1.1$.

a),b) Für 3-Stern-Ereignisse mit $p_{sp} < 0.2 \text{ GeV}/c$.

c),d) Für 2-Stern-Ereignisse.

e),f),g),h) Für $1.1 < E_{\gamma}^{eff} [\text{GeV}] < 5.3$ und $t_{\gamma/\pi^{-}\pi^{0}} [\text{GeV}^2] < 1.1$ [IV.4].

e),f) Für 3-Stern-Ereignisse mit $p_{sp} < 0.2 \text{ GeV}/c$.

g),h) Für 2-Stern-Ereignisse.

E_{γ}^{eff} ist hier die effektive Energie der $(\gamma d \rightarrow p p \pi^{-} \pi^{0})$ -Reaktion.

Abb. 8 Erzeugungswinkelverteilung der beiden Pionen der eindeutigen $(\gamma d \rightarrow p_{sp} p \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse [IV.2, IV.3].

a),b),c),d) Für $0.6 < E_{\gamma}^{eff} [\text{GeV}] < 1.1$.

a),b) Für 3-Stern-Ereignisse mit $p_{sp} < 0.2 \text{ GeV}/c$

c),d) Für 2-Stern-Ereignisse mit "Λ-Schnitt [IV.1]".

e),f),g),h) Für $1.1 < E_{\gamma}^{eff} [\text{GeV}] < 5.3$ und $t_{\gamma/\pi^{-}\pi^{0}} < 1.1 \text{ GeV}^2$ [IV.4].

e),f) Für 3-Stern-Ereignisse mit $p_{sp} < 0.2 \text{ GeV}/c$.

g),h) Für 2-Stern-Ereignisse mit "Λ-Schnitt".

Abb. 9 Vorhersagen des totalen Wirkungsquerschnitts und der Resonanzwirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0$. Die Wirkungsquerschnitte wurden nach einer Methode von J. Shapiro und H. Satz aus bekannten Wirkungsquerschnitten der Pion- oder Photoproduktion berechnet [IV.5a].

Abb. 10 Es wurden mit dem Monte-Carlo-Programm PHYSIK [23] nach dem Phasenraummodell bei Photon-Labor-Energien $E_Y^{\text{Lab}} = 1.0$ (I), 1.5 (II) und 3.0 GeV (III) ($\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0$, $p \rho^- \pi^0$, $\Delta^+ \pi^- \pi^0$ und $\Delta^0 \pi^0 \pi^0$)-Ereignisse und bei 4 GeV (IV) die analogen Ereignisse mit einem zusätzlichen π^0 erzeugt und als ($\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0$)-Ereignisse kinematisch interpretiert [IV.5b]. Das Energiespektrum E_Y^{Lab} (a,e,i,m) und die Verteilungen der effektiven Massen $M(p \pi^0)$ (b,f,j,h), $M(p \pi^-)$ (c,g,k,o) und $M(\pi^- \pi^0)$ (d,h,l,p) sind für diese Ereignisse dargestellt (—). Zum Vergleich sind bei den häufigsten Energien der einzelnen Spektren bei $E_Y^{\text{Lab}} = 0.75$ (I), 1.2 (II), 2.5 (III) und 2.5 (IV) (nicht eingezeichnet) die analogen Verteilungen für Monte-Carlo-Ereignisse der Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0$ eingezeichnet (.....).

Abb. 11₁ Es wurden mit dem Monte-Carlo-Programm PHYSIK [23] bei $E_Y^{\text{Lab}} = 1$ GeV (oder mit einem Ereignisspektrum, das aus $\sigma(\gamma n \rightarrow \Delta^+ \pi^- \pi^0)$ [Abb. 12] berechnet wurde) ($\gamma n \rightarrow \Delta^+ (p \pi^0) \pi^- \pi^0$)- und ($\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0$)-Ereignisse erzeugt, als ($\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0$)-Ereignisse kinematisch interpretiert und im Energieintervall $0.70 < E_Y^{\text{Lab}}(\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0) [\text{GeV}] < 0.85$ für zwei 4-Impulsübertragsintervalle dargestellt "—" (---). Zum Vergleich werden die analog bestimmten Verteilungen für die Reaktionen $\gamma n \rightarrow \Delta^+ (p \pi^0) \pi^-$ und $\gamma n \rightarrow p \pi^- \pi^0$ gezeigt (.....) [IV.5b].

b,c: Für $0.0 < t_{n/p \pi^0} [\text{GeV}^2] < 0.2$.

d,e: Für $0.2 < t_{n/p \pi^0} [\text{GeV}^2] < 0.4$.

II Es wurden mit PHYSIK bei $E_{\gamma}^{\text{Lab}} = 2.5 \text{ GeV}$ (oder mit einem Ereignisspektrum, das aus $\sigma(\gamma n \rightarrow p \rho^{-} \pi^{0})$ [Abb.12] berechnet wurde) $(\gamma n \rightarrow p \rho^{-} \pi^{0})$ - und $(\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0} \pi^{0})$ -Ereignisse erzeugt, als $(\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse kinematisch interpretiert und im Energieintervall $1.2 < E_{\gamma}^{\text{Lab}}(\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0}) [\text{GeV}] < 2.0$ für zwei 4-Impulsübertragsintervalle dargestellt "—" (---) .

Zum Vergleich werden die analog bestimmten Verteilungen für die Reaktionen $\gamma n \rightarrow p \rho^{-}$ und $\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0}$ gezeigt (···).

b,c: Für $0.0 < t_{\gamma/\pi\pi} [\text{GeV}^2] < 0.3$.

d,e: Für $0.3 < t_{\gamma/\pi\pi} [\text{GeV}^2] < 1.1$.

- Abb.12 a) Veränderung von $\sigma(\gamma n \rightarrow p \rho^{-} \pi^{0})$ (—) wenn die $(\gamma n \rightarrow p \rho^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse als $(\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse interpretiert werden (---) [IV.5a,b].
- b) Veränderung von $\sigma(\gamma n \rightarrow \Delta^{+}(p \pi^{0}) \pi^{-} \pi^{0})$ (—) wenn die $(\gamma n \rightarrow \Delta^{+}(p \pi^{0}) \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse als $(\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0})$ -Ereignisse interpretiert werden (---).

Abb.13 Obere Grenze des Wirkungsquerschnitts (ϕ) und Wirkungsquerschnitt (ϕ) für die Reaktion $\gamma n \rightarrow p \pi^{-} \pi^{0}$ in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} [V, Tab.7]. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der FRPN-Kollaboration [57] eingetragen.

Abb.14a,b Verteilungen der Quadrate der effektiven Massen ("Dalitzplot") $M(p \pi^{0})^2$ gegen $M(p \pi^{-})^2$ für verschiedene Energieintervalle [VI.1]. Die Ereignisse unterliegen den Schnitten, wie sie in Tabelle 3 beschrieben werden.

Abb.15 Verteilungen der invarianten Massen, der Quadrate der Impulsüberträge und der Zerfallswinkelverteilungen im Helizitätssystem für die Teilchensysteme $p \pi^{-}$, $p \pi^{0}$ und $\pi^{-} \pi^{0}$ im Energieintervall $1.391(1.87) < E_{\gamma}^{\text{eff}}(E^{\text{CMS}}) [\text{GeV}] < 1.789(2.06)$. Die Ereignisse unterliegen den Schnitten, wie sie in Tabelle 3 beschrieben werden.

Die Kurven zeigen die beste Anpassung nach dem Maximum-Likelihood-Verfahren [VI.1]; dabei wurde für die Form der Erzeugungs- und Zerfallswinkelverteilungen Isotropie fest angenommen.

Abb.16 Verteilungen der invarianten Masse $M(p\pi^-)$ der eindeutigen Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 p p_{sp}$ für zehn Energieintervalle mit den Einschränkungen $\cos\theta_{\gamma n}^{CMS} < 0.98$, Λ -Schnitt und $p_{sp} < 0.2$ GeV [Tab. 3]. Die Verteilungen für $E^{CMS} > 1.77$ GeV sind zusätzlich auf $t_{n/p\pi^-} < 0.5$ GeV² eingeschränkt.

Die Kurven zeigen die besten Anpassungen nach dem Maximum-Likelihood-Verfahren [VI.1].

Abb.17 Obere Grenze des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0 (p\pi^-)$ in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} und E^{CMS} ; für $E_{\gamma}^{eff} > 1.2$ GeV mit der Einschränkung $t_{n/p\pi^-} < 0.5$ GeV². Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt [VI.2, Tab.8].

Die Kurven sind Voraussagen des absorptiv korrigierten Bornterm-Modells unter Einschluß der s-Kanal-Resonanzen D13(1520) und F15(1688) [VI.3a] mit den Zerfallsbreiten für die D13-Resonanz $\Gamma_{\gamma p} / \Gamma_{\gamma n} = 1$ (durchgezogene Kurve) und $\Gamma_{\gamma p} / \Gamma_{\gamma n} = 1.35$ (gestrichelte Kurve).

Abb.18 Quadrat des 4-Impulsübertrags $t_{n/\Delta}$ in Abhängigkeit von E^{CMS} für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi \Delta$. Die Abbildung dient zur Berechnung der Phasenraumkorrektur für $d\sigma/dt$.

Abb.19a,b Obere Grenze des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0 (p\pi^-)$ für drei Energieintervalle [VI.2, Tab.9]. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt.

Die gestrichelten Kurven sind Abschätzungen für die t -Abhängigkeit von $d\sigma/dt$.

- Abb.20 Verteilungen der invarianten Masse $M(p\pi^0)$ der eindeutigen Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 p_{sp}$ für zehn Energieintervalle mit den Einschränkungen $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^{\text{CMS}} < 0.98$, Λ -Schnitt und $p_{sp} < 0.2$ GeV [Tab.3]. Die Verteilungen für $E^{\text{CMS}} > 1.77$ GeV sind zusätzlich auf $t_{\gamma/\pi\pi} < 1.1$ GeV² eingeschränkt.
Die Kurven zeigen die besten Anpassungen nach dem Maximum-Likelihood-Verfahren [VI].
- Abb.21 Verteilungen der invarianten Massen $M(p\pi^0)$, $M(p\pi^-)$ und $M(\pi^- \pi^0)$ der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 p p_{sp}$ für alle Ereignisse mit $t_{\gamma/\pi\pi} > 1.1$ GeV² und $2.06 < E^{\text{CMS}} [\text{GeV}] < 2.36$ [VI.2, Tab.3].
- Abb.22 Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+(p\pi^0)$ in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} und E^{CMS} [VI.2, Tab.10]. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt.
Die Kurven sind Voraussagen des absorptiv korrigierten Bornterm-Modells unter Einschluß der s-Kanal Resonanz $D_{13}(1520)$ mit den Zerfallsbreiten $\Gamma_{\gamma p}/\Gamma_{\gamma n} = 1$ (durchgezogene Kurve) und $\Gamma_{\gamma p}/\Gamma_{\gamma n} = 1.35$ (gestrichelte Kurve [VI.3a]).
- Abb.23 Verteilungen der invarianten Massen $M(n\pi^-)$, $M(n\pi^+)$ und $M(\pi^- \pi^+)$ der Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^+ n p_{sp}$ für das Energieintervall $1.48(0.696) < E^{\text{CMS}}(E_{\gamma}^{\text{eff}}) [\text{GeV}] < 1.54(0.792)$
Die Kurven zeigen die beste Anpassung nach dem Maximum-Likelihood-Verfahren mit einem festen Anteil für die Δ^+ -Resonanz. Dieser wurde mit Hilfe einer Anpassung an die Daten der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 p p_{sp}$ bestimmt [VI.2].
- Abb.24 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ der Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+(p\pi^0)$ für zwei Energieintervalle [VI.2, Tab.11]. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt.

Die gestrichelten Kurven (---) sind Abschätzungen für die t -Abhängigkeit von $d\sigma/dt$.

Die durchgezogene (—) und die punktierte Kurve (...) sind Voraussagen des absorptiv korrigierten Borntermmodells für $E_{\gamma}^{\text{eff}} = 0.85$ und 1.2 GeV [VI.3a].

Abb.25 Verteilungen der invarianten Masse $M(\pi^{-}\pi^{0})$ der eindeutigen Ereignisse der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^{-}\pi^{0}pp_{\text{SP}}$ für fünf Energieintervalle mit den Einschränkungen: $t_{\gamma/\pi\pi} < 1.1 \text{ GeV}^2$, $\cos\theta_{\gamma\pi^0}^{\text{CMS}} < 0.98$, Λ -Schnitt und $p_{\text{SP}} < 0.2 \text{ GeV}$ [Tab.3].

Die Kurven zeigen die beste Anpassung nach dem Maximum-Likelihood-Verfahren [VI.1].

Abb.26 Quadrat des 4-Impulsübertrags $t_{\gamma\rho^{-}}$ in Abhängigkeit von E^{CMS} für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^{-}p$. Die Abbildung dient zur Berechnung der Phasenraumkorrektur für $d\sigma/dt$.

Abb.27 Obere Grenze des Wirkungsquerschnitts und Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^{-}p$ in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} und E^{CMS} mit der Einschränkung $t_{\gamma/\pi\pi} < 1.1 \text{ GeV}^2$ [VI.2;Tab.12]. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt.

Abb.28 Obere Grenze des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ der Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^{-}p$ für das Energieintervall $1.2 < E_{\gamma}^{\text{eff}} [\text{GeV}] < 2.5$ [VI.2;Tab.13]. Paulieffekte und Deuteroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt.

Die gestrichelte Kurve (---) ist eine Abschätzung für die t -Abhängigkeit von $d\sigma/dt$.

Die durchgezogenen Kurven (—) geben Voraussagen nach dem OPE-Modell für die Energien 1.4 und 2.0 GeV wieder [VI.3b].

Die punktierte Kurve (...) ist eine Voraussage für den ρ^{-} -Austausch für $\mu_{\rho} = \mu_n$ und mit Eichinvarianzkorrekturen [VI.3b].

Abb.29 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \rho^- p$ in Abhängigkeit von E_{γ}^{eff} und E^{CMS} mit der Einschränkung $t_{\gamma/\pi\pi} < 1.1 \text{ GeV}^2$ [VI.2; Tab.12; Abb.27]. Paulieffekte und Deutroneffekte höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt. Die gestrichelte Kurve (---) gibt den qualitativen Verlauf von $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ wieder; die durchgezogene Kurve (—) entspricht einer Voraussage nach dem OPE-Modell für $\sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p)$ [VI.3b].

Abb.30 Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \omega p$ als Funktion der Photonenergie E_{γ}^{Lab} ohne t -Einschränkung (a) und mit $t_{\gamma\omega} < 0.5 \text{ GeV}^2$ (b) [VI.3b]. Die ausgezogenen Kurven (—) beschreiben die beste Anpassung einer Vorhersage die aus einer Summe von Diffraktion (strichpunktiierte Kurve -.-) und DWBA (gestrichelte Kurve ---) besteht. Die Abbildungen wurden der Publikation [67] entnommen.

Abb.31 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \omega p$ für die Energieintervalle $1.8 < E_{\gamma}^{\text{Lab}} [\text{GeV}] < 2.5$ (a) und $2.5 < E_{\gamma}^{\text{Lab}} [\text{GeV}] < 5.8$ (b). Zur Bedeutung der Kurven s. Abbildung 30.

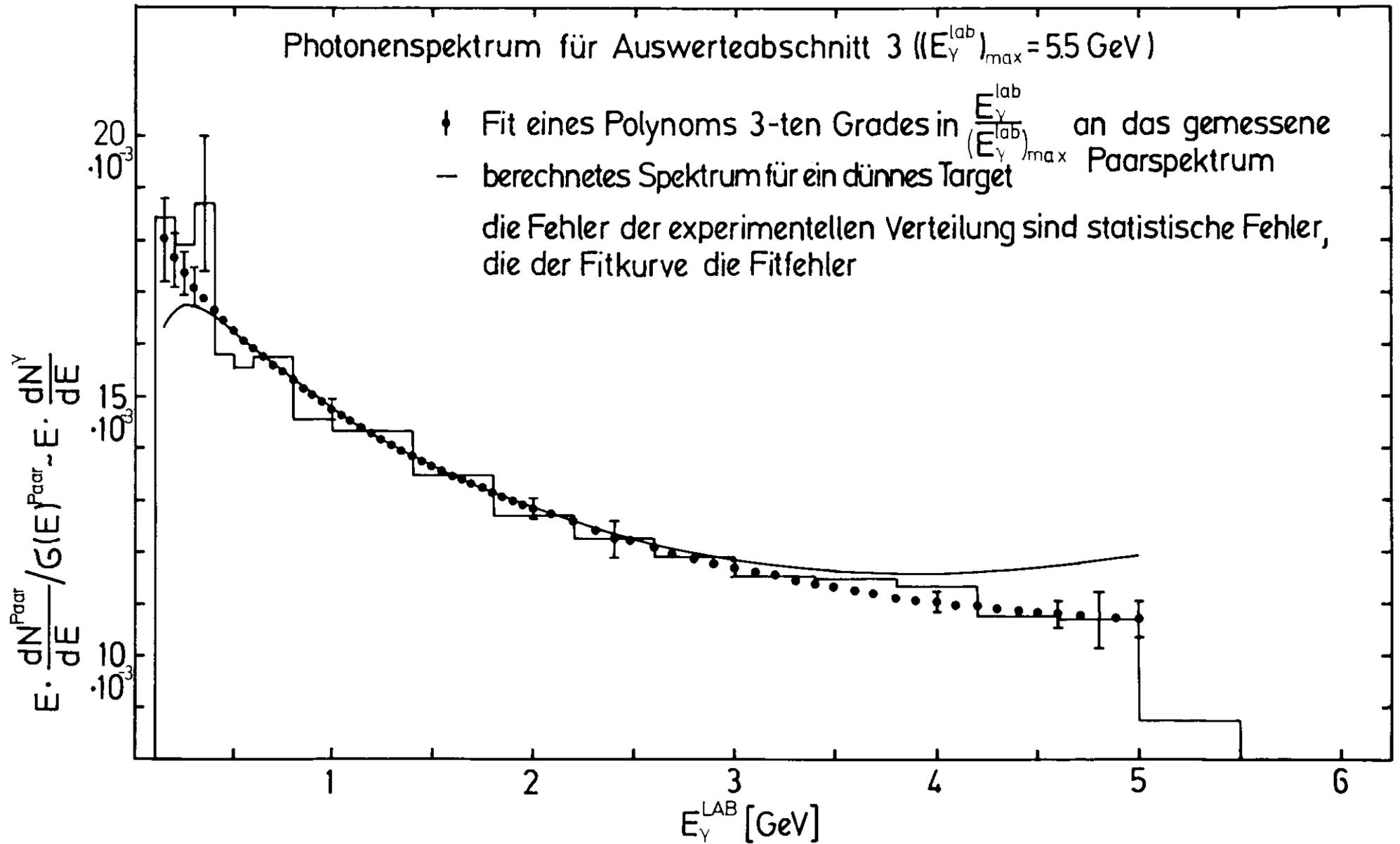


Abb.1

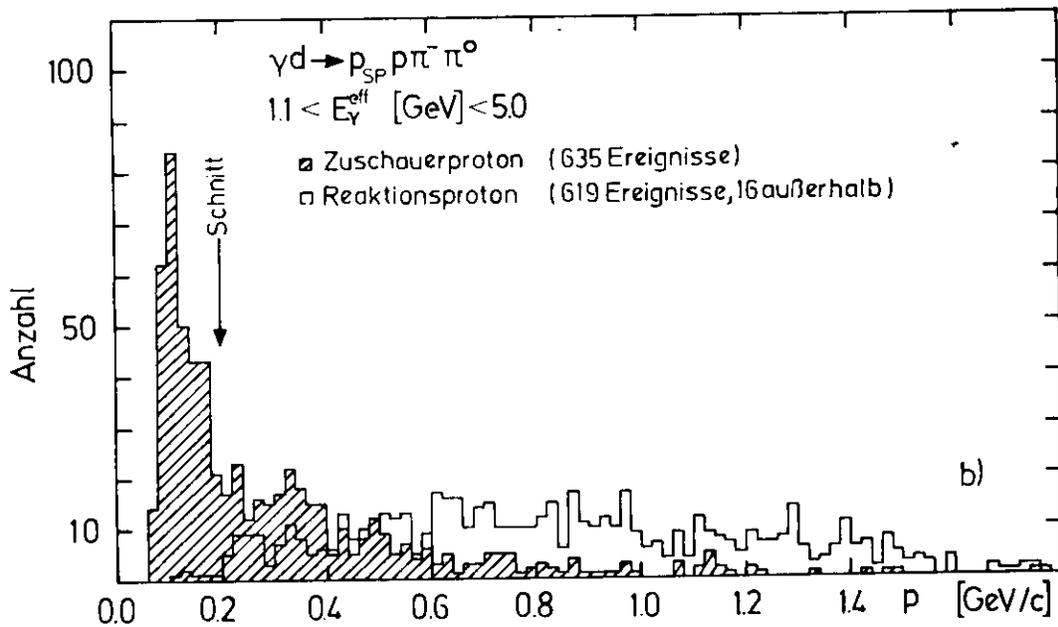
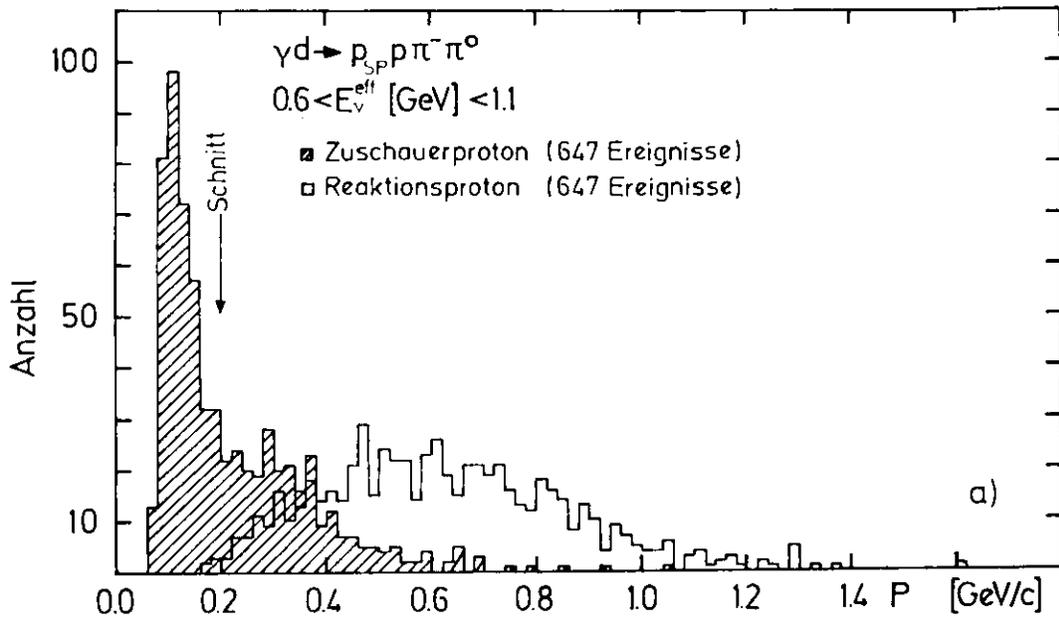


Abb.2

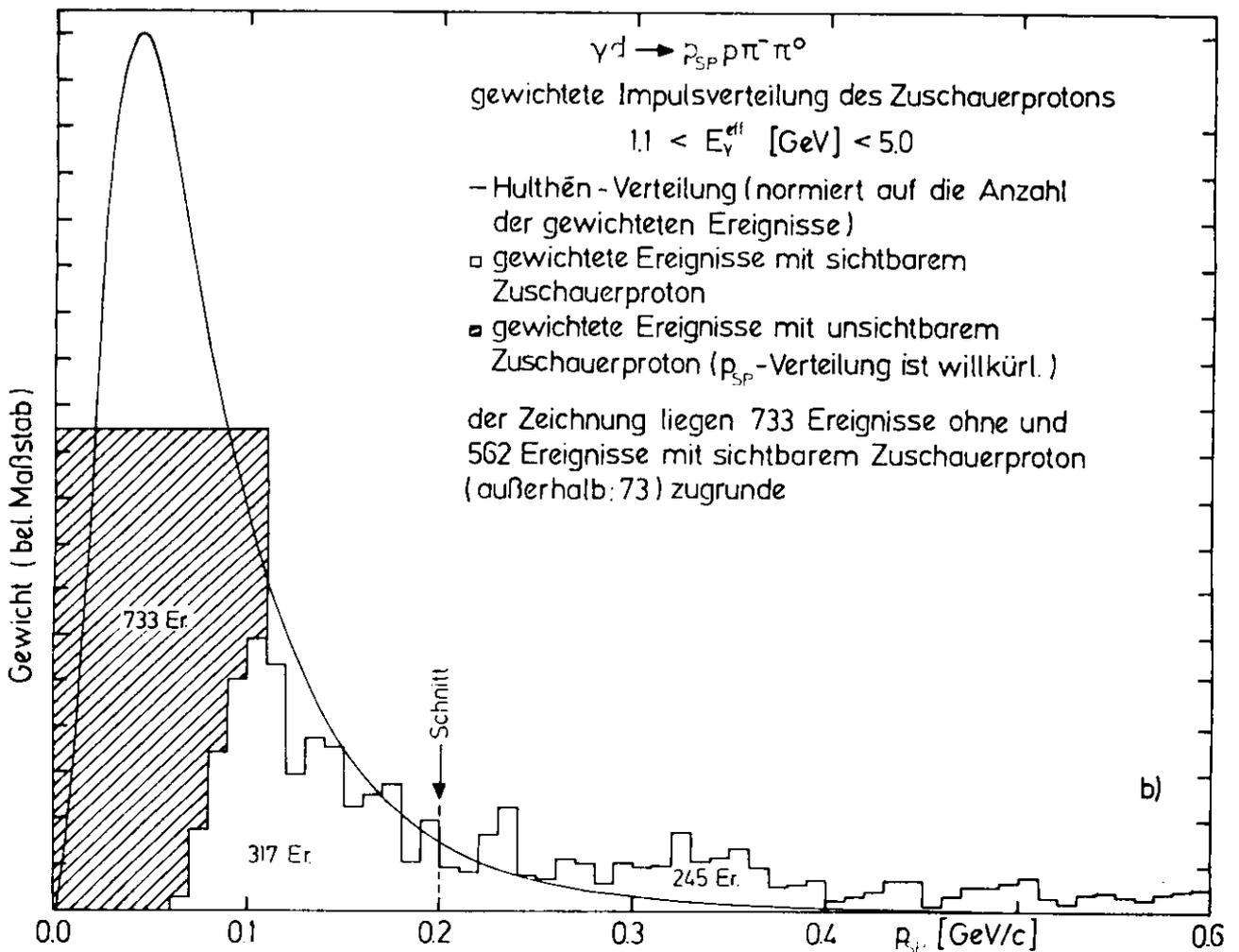
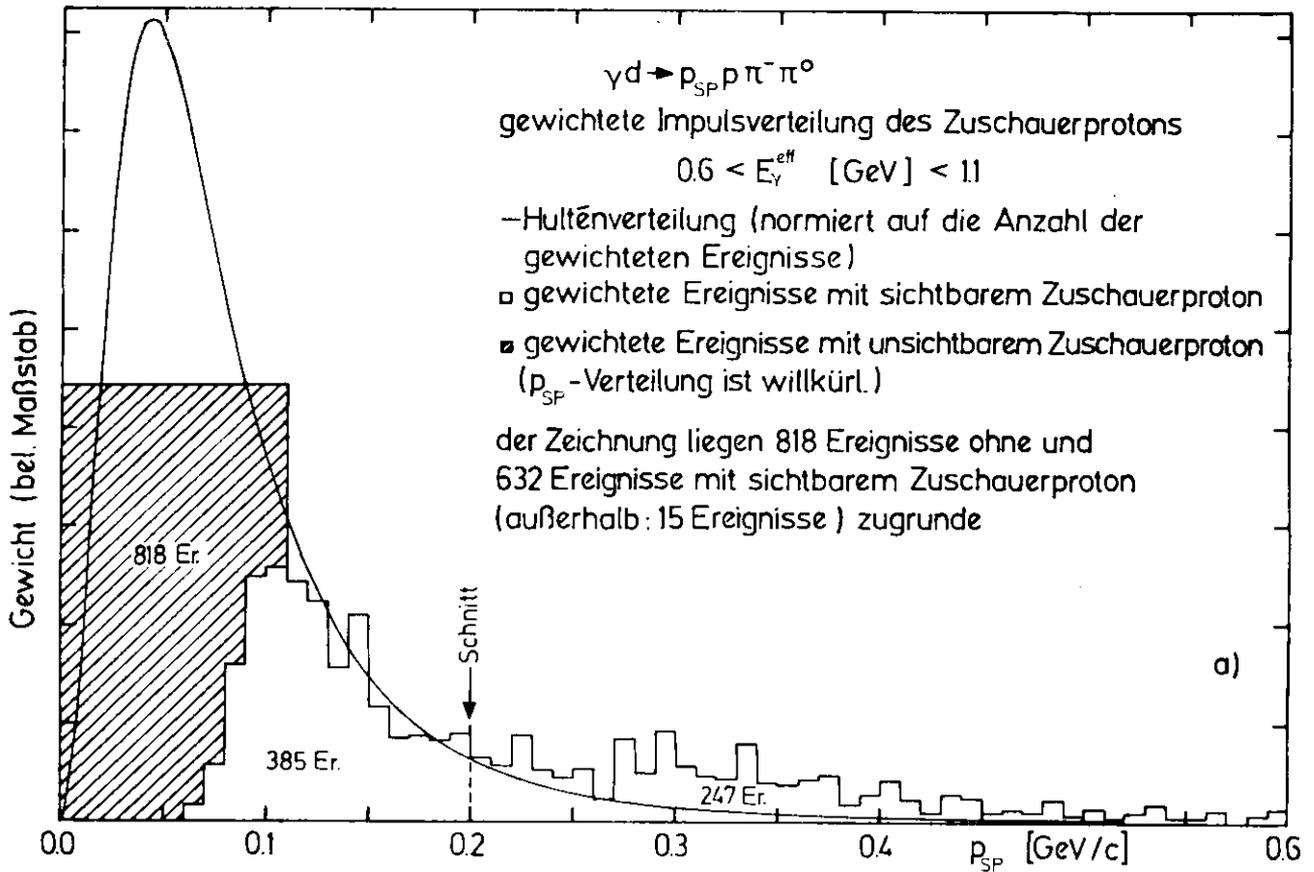


Abb.3

Gewichtete Winkelverteilung des Zuschauerprotons
 --- normiert auf die Anzahl der gewichteten Ereignisse

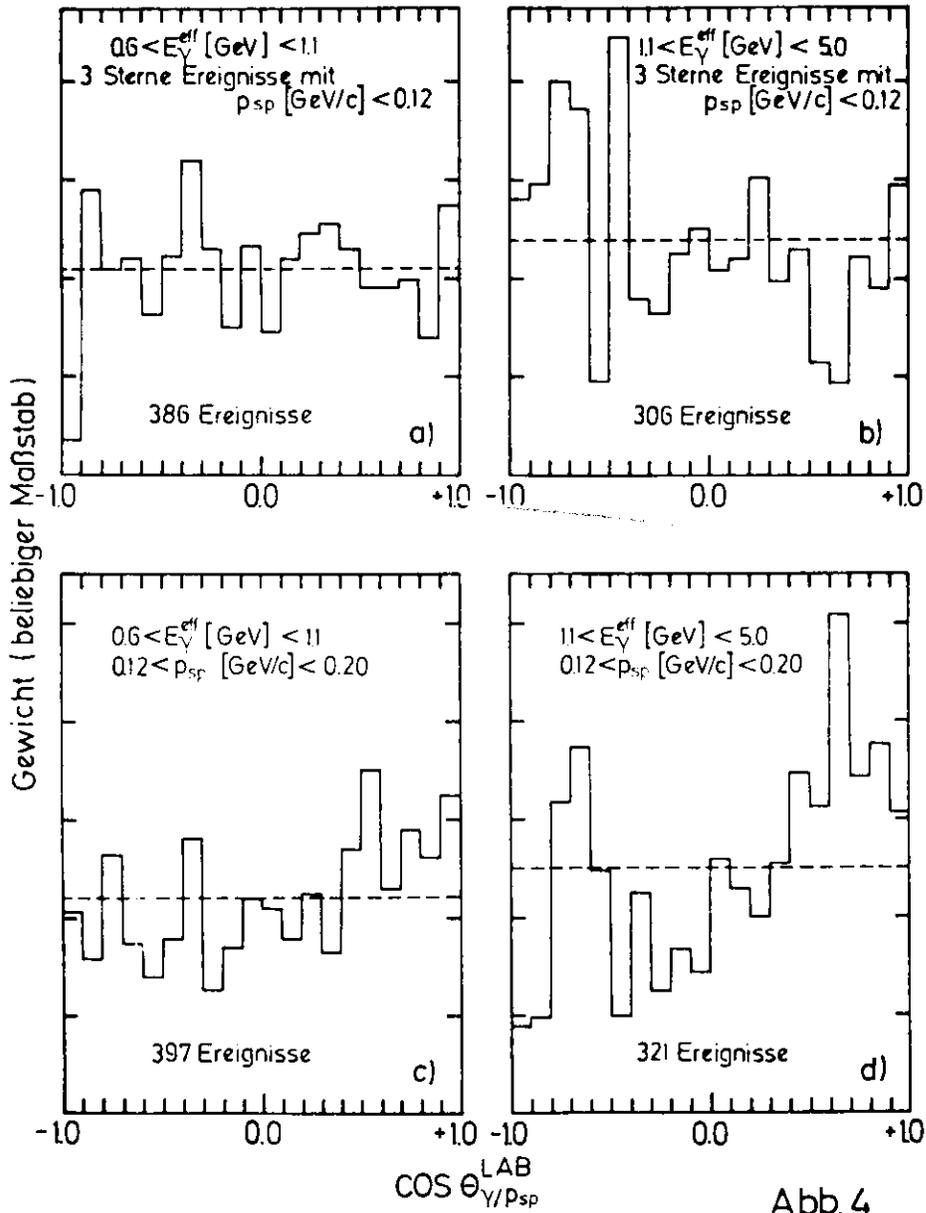
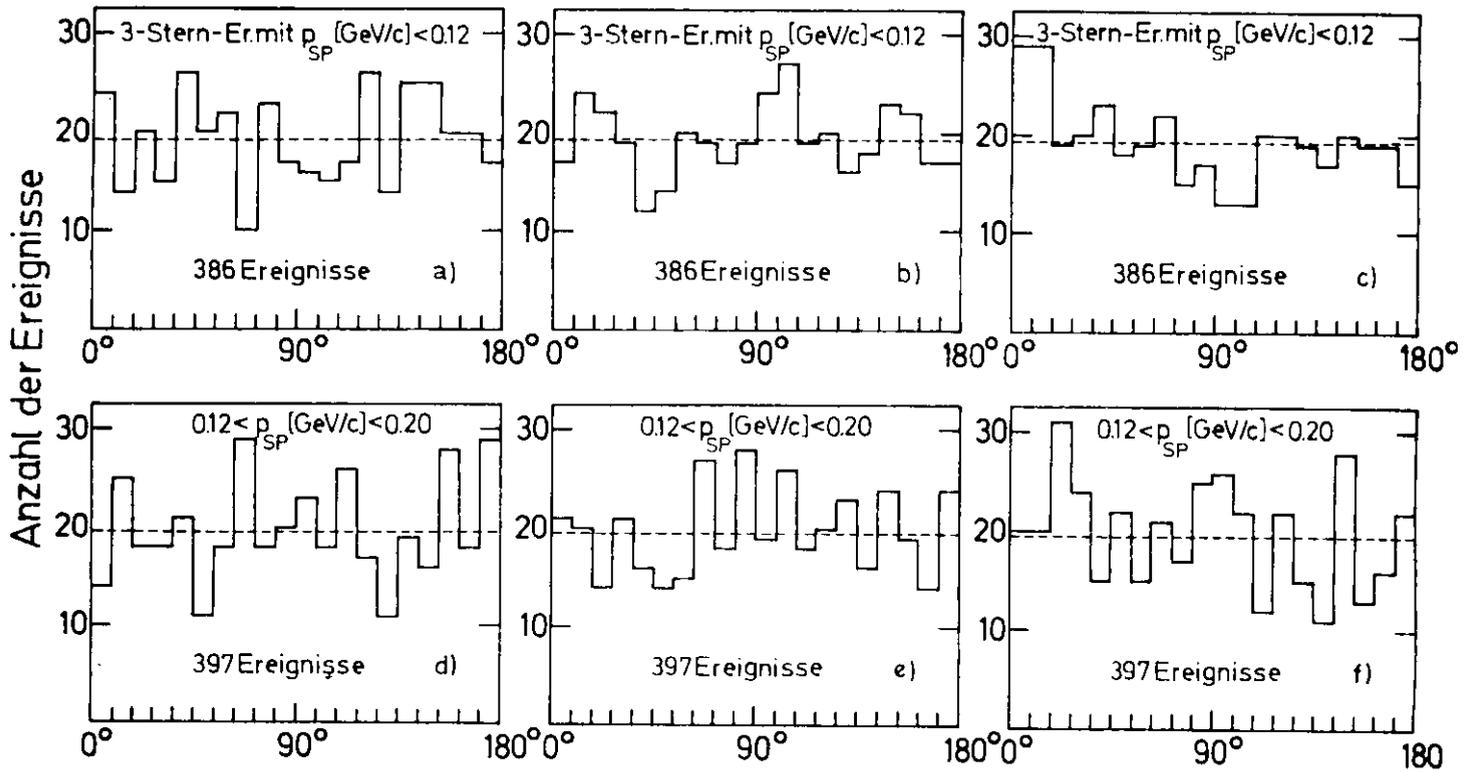


Abb. 4

$$\gamma a \rightarrow p_{SP} p \pi^- \pi^0$$

$$0.6 < E_{\gamma}^{eff} [GeV] < 1.1$$



$$1.1 < E_{\gamma}^{eff} [GeV] < 5.0$$

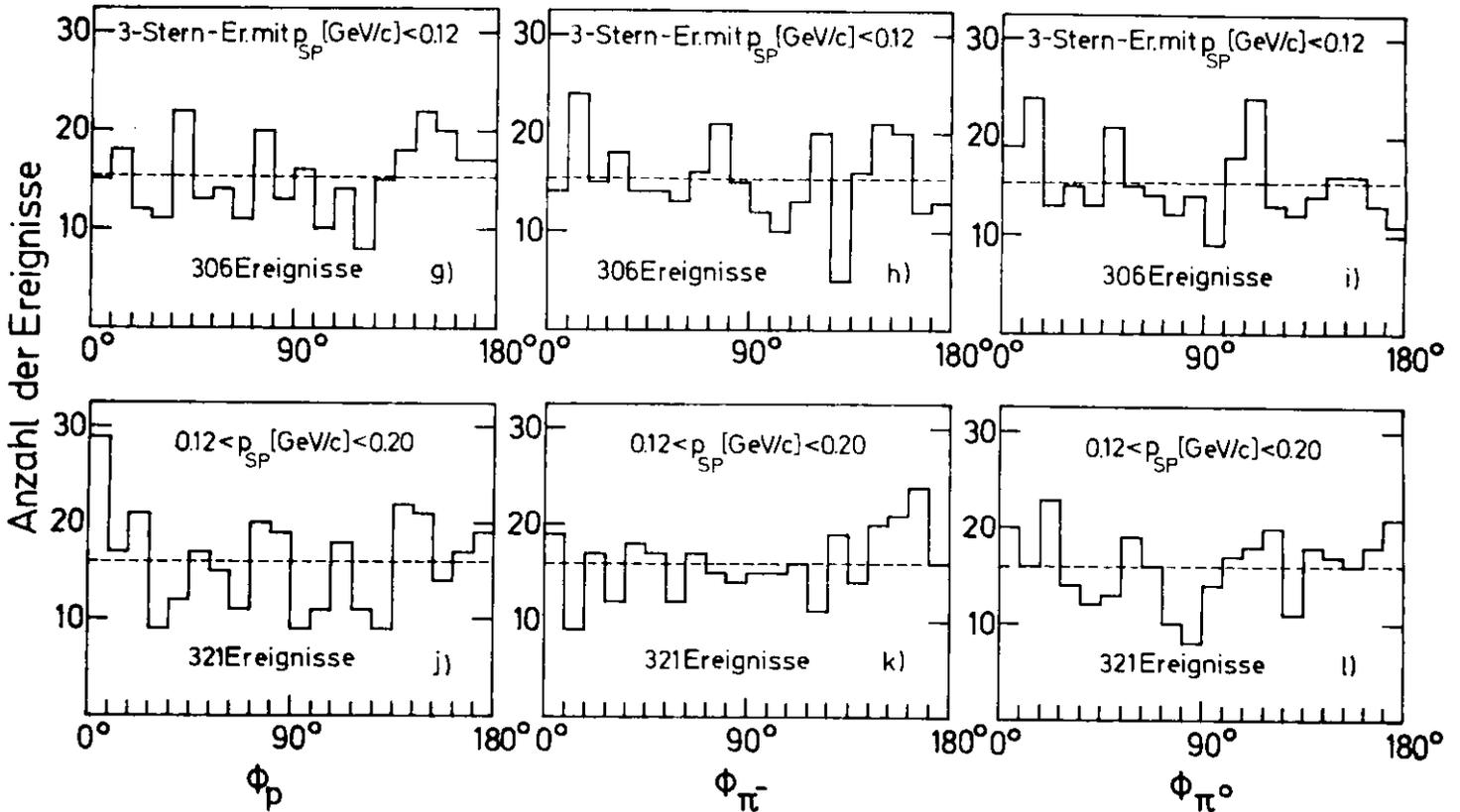


Abb.5

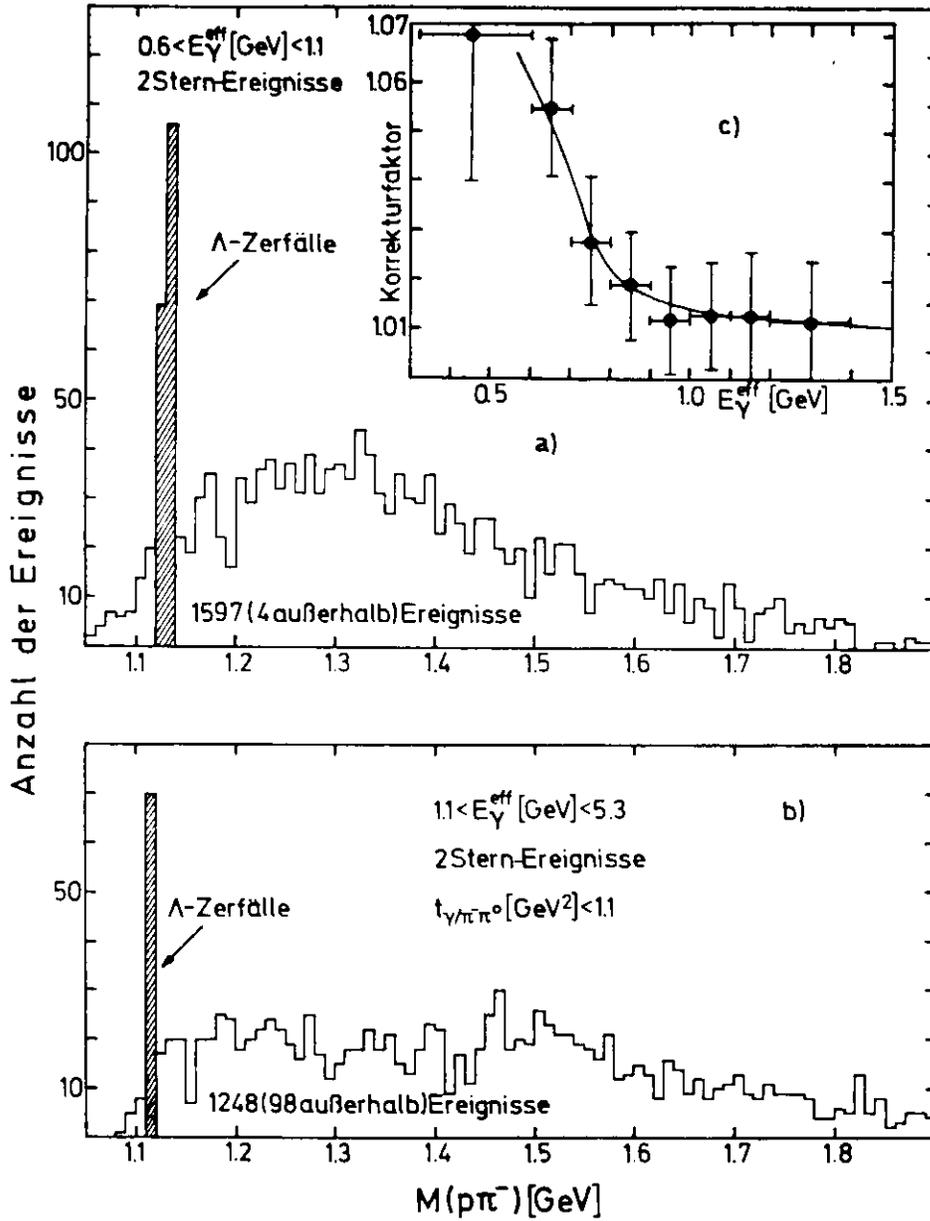
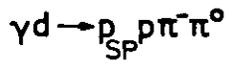


Abb.6

$$\gamma d \rightarrow p_{SP} p \pi^- / p_{SP} p \pi^+ \pi^0$$

$$0.6 < E_{\gamma d \rightarrow p_{SP} p \pi^\pm}^{eff} [\text{GeV}] < 1.1$$

$$1.1 < E_{\gamma d \rightarrow p_{SP} p \pi^\pm}^{eff} [\text{GeV}] < 5.3$$

$$t_{\gamma/\pi^\pm} [\text{GeV}^2] < 1.1$$

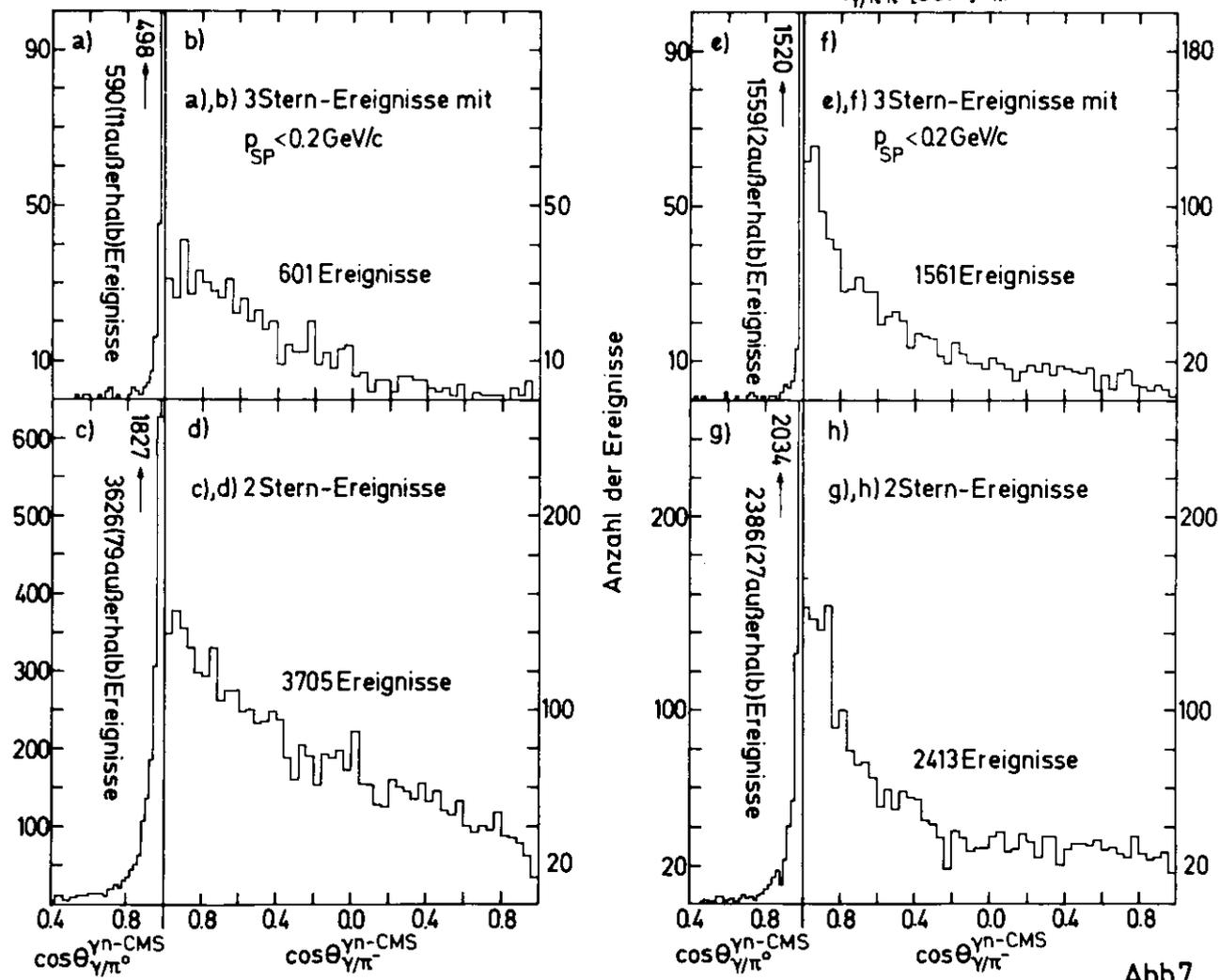
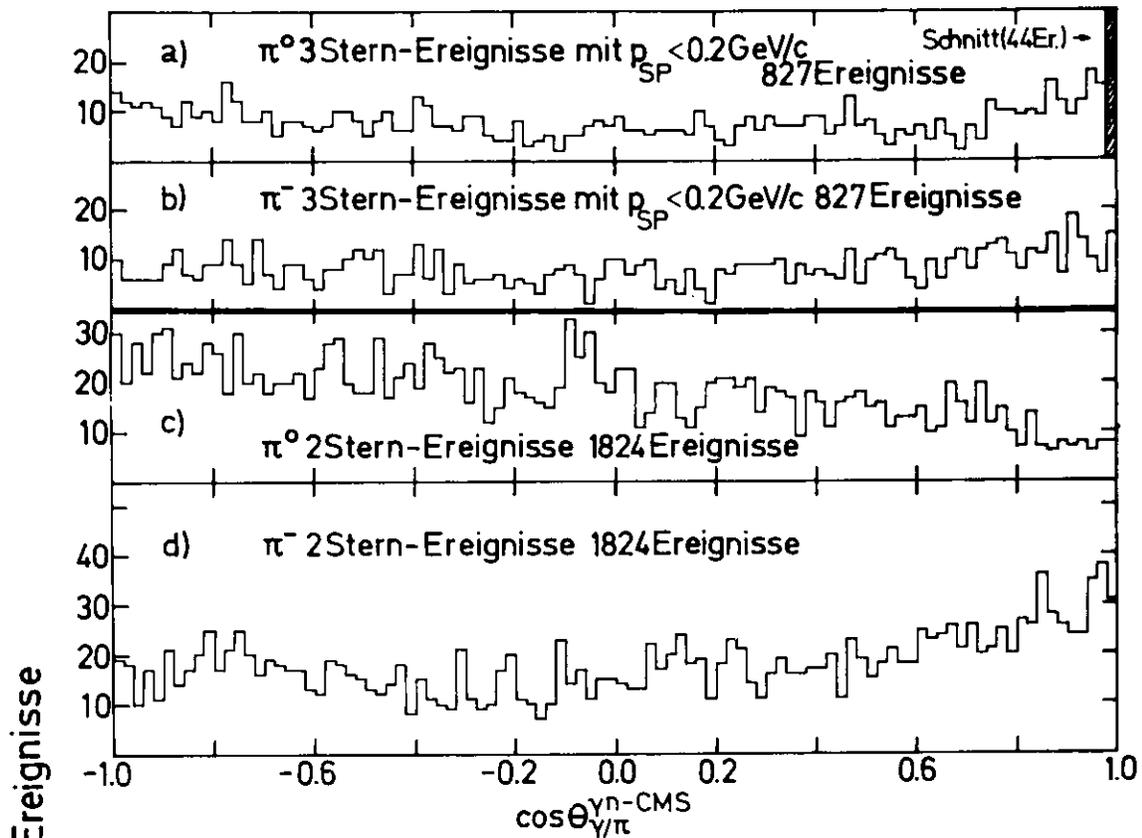


Abb.7

$$\gamma d \rightarrow p_{SP} p \pi^- \pi^0$$

$$0.6 < E_{\gamma}^{eff} [\text{GeV}] < 1.1$$



$$1.1 < E_{\gamma}^{eff} [\text{GeV}] < 5.3, t_{\gamma/\pi^- \pi^0} [\text{GeV}^2] < 1.1$$

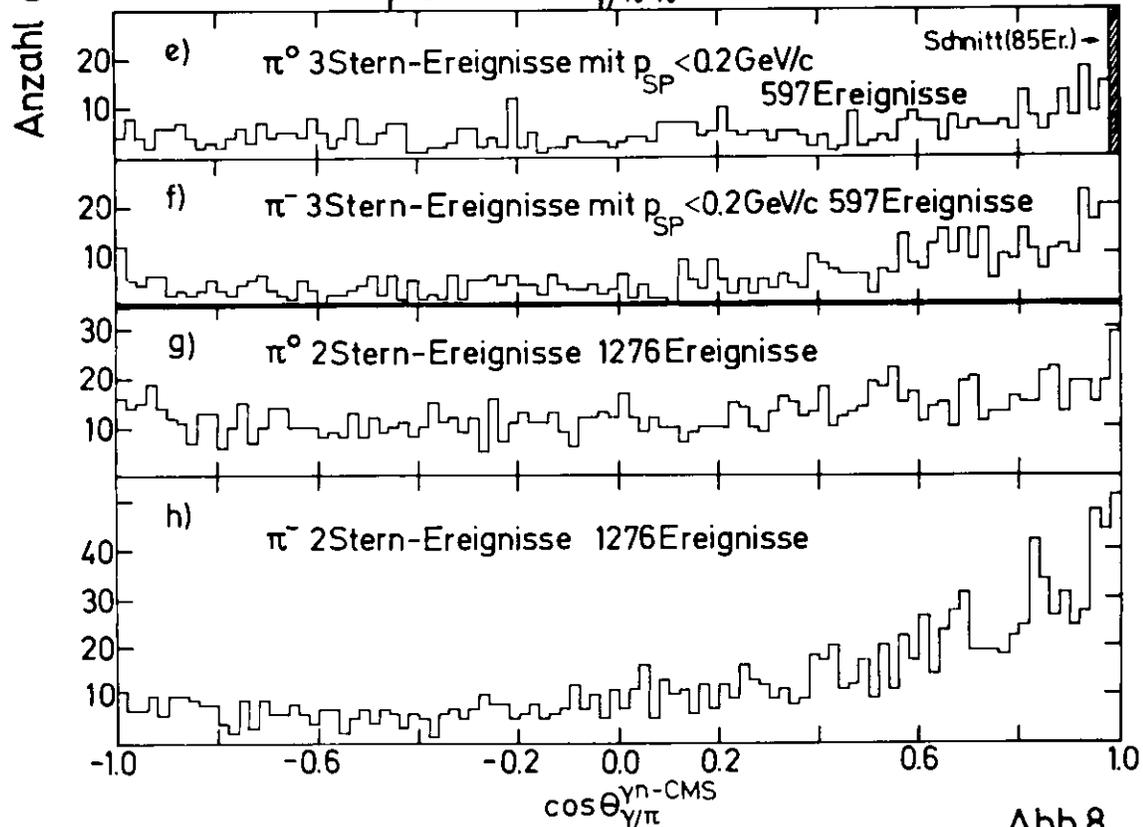


Abb.8

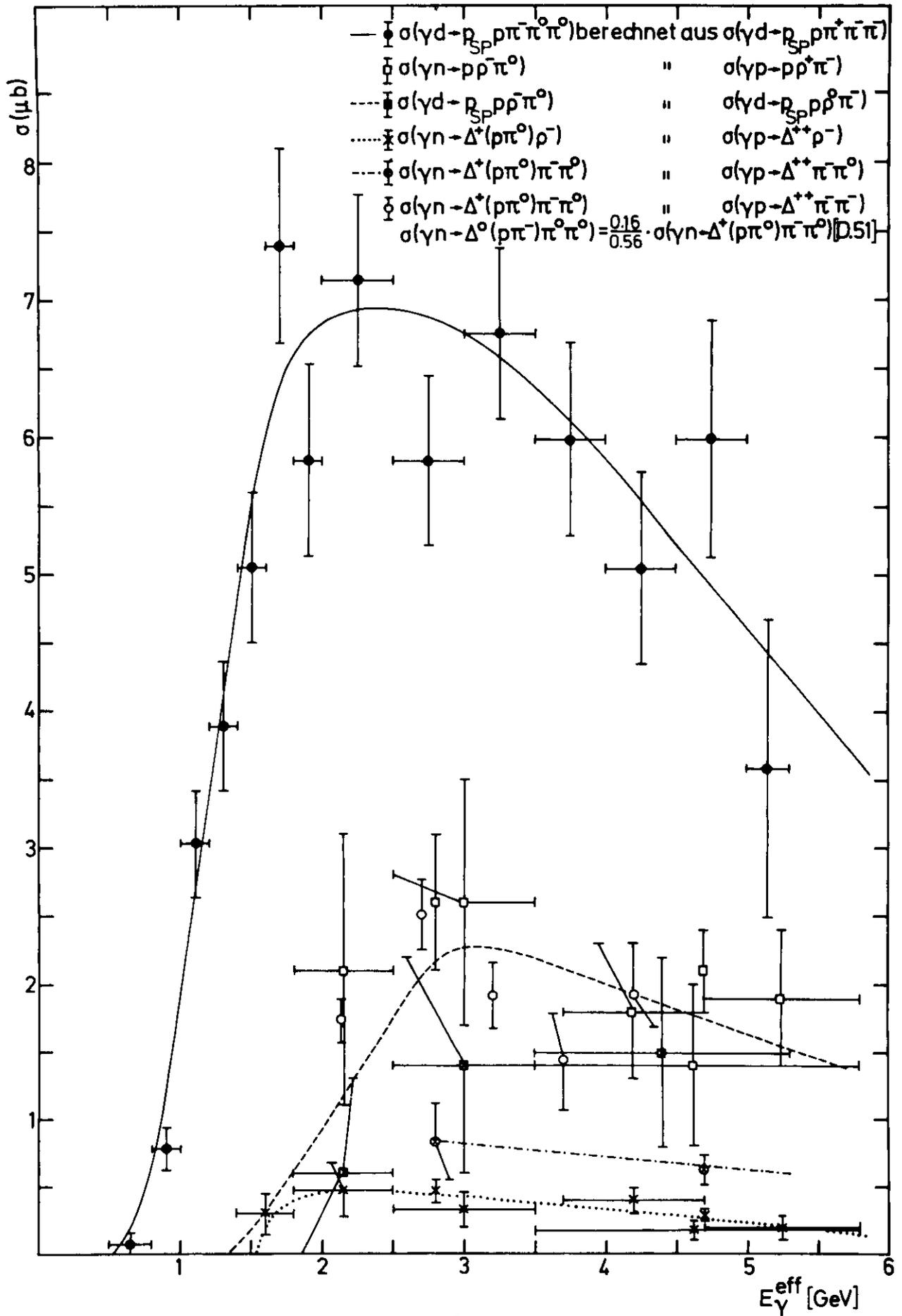


Abb.9

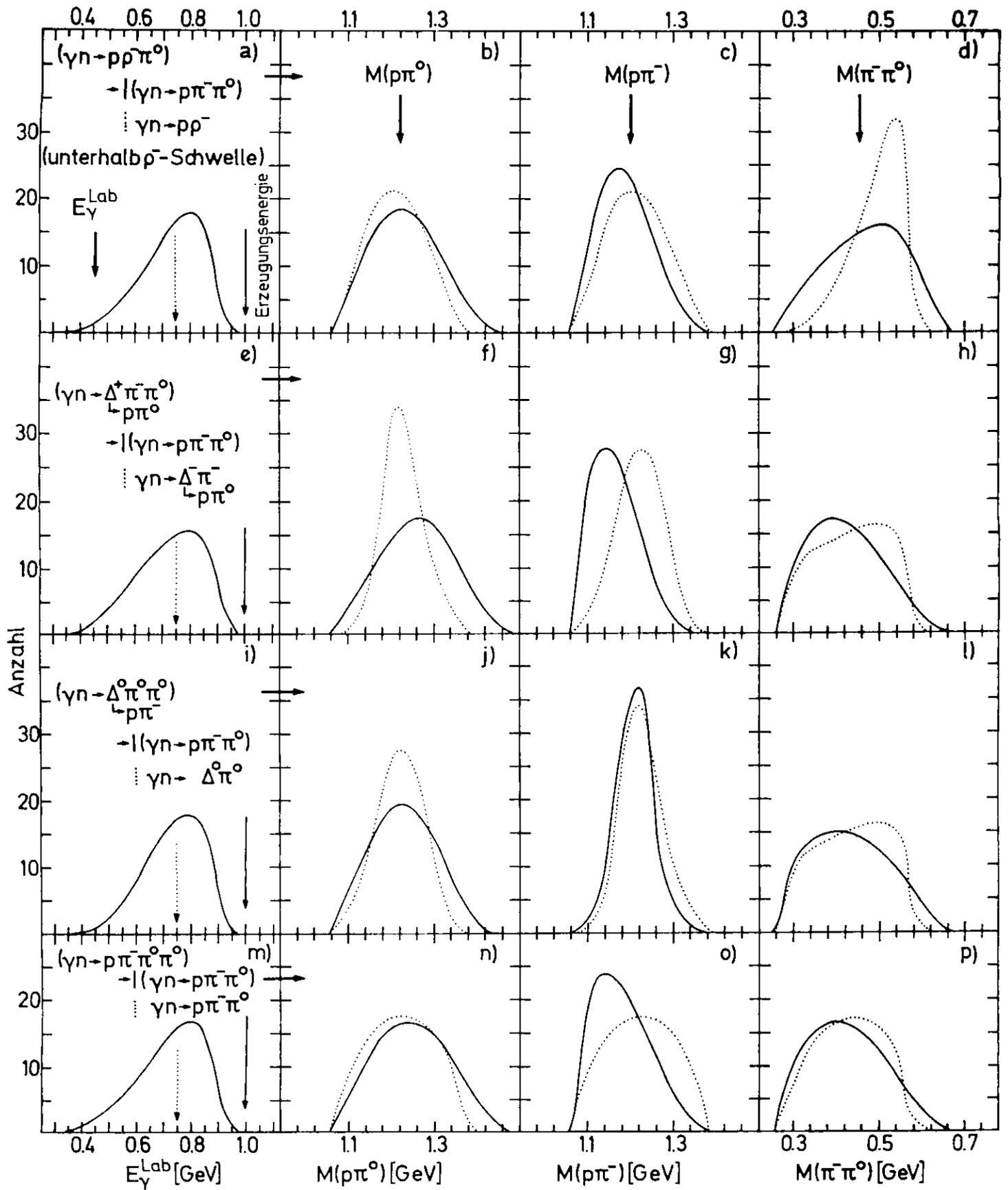


Abb.10_I

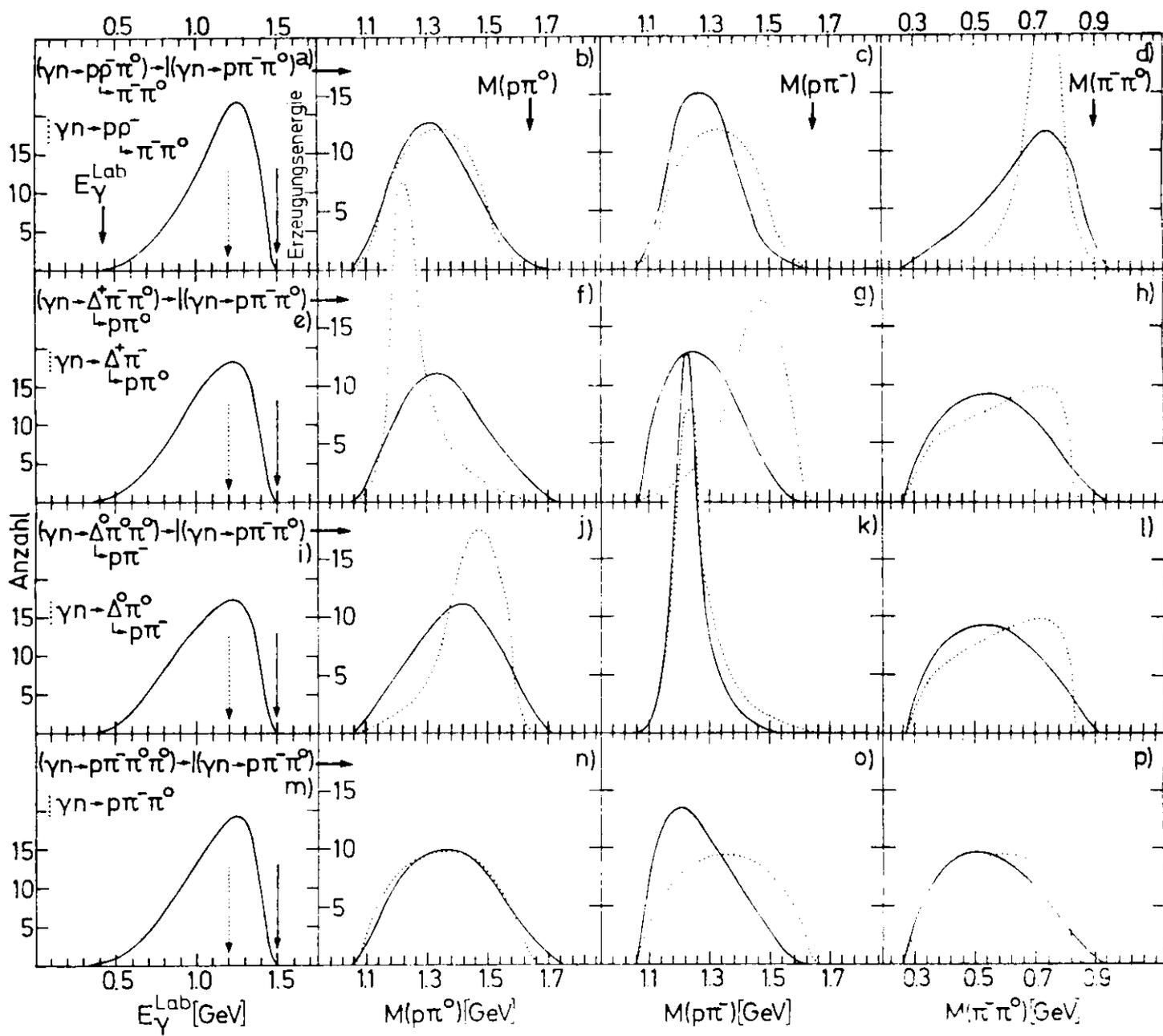


Abb.10II

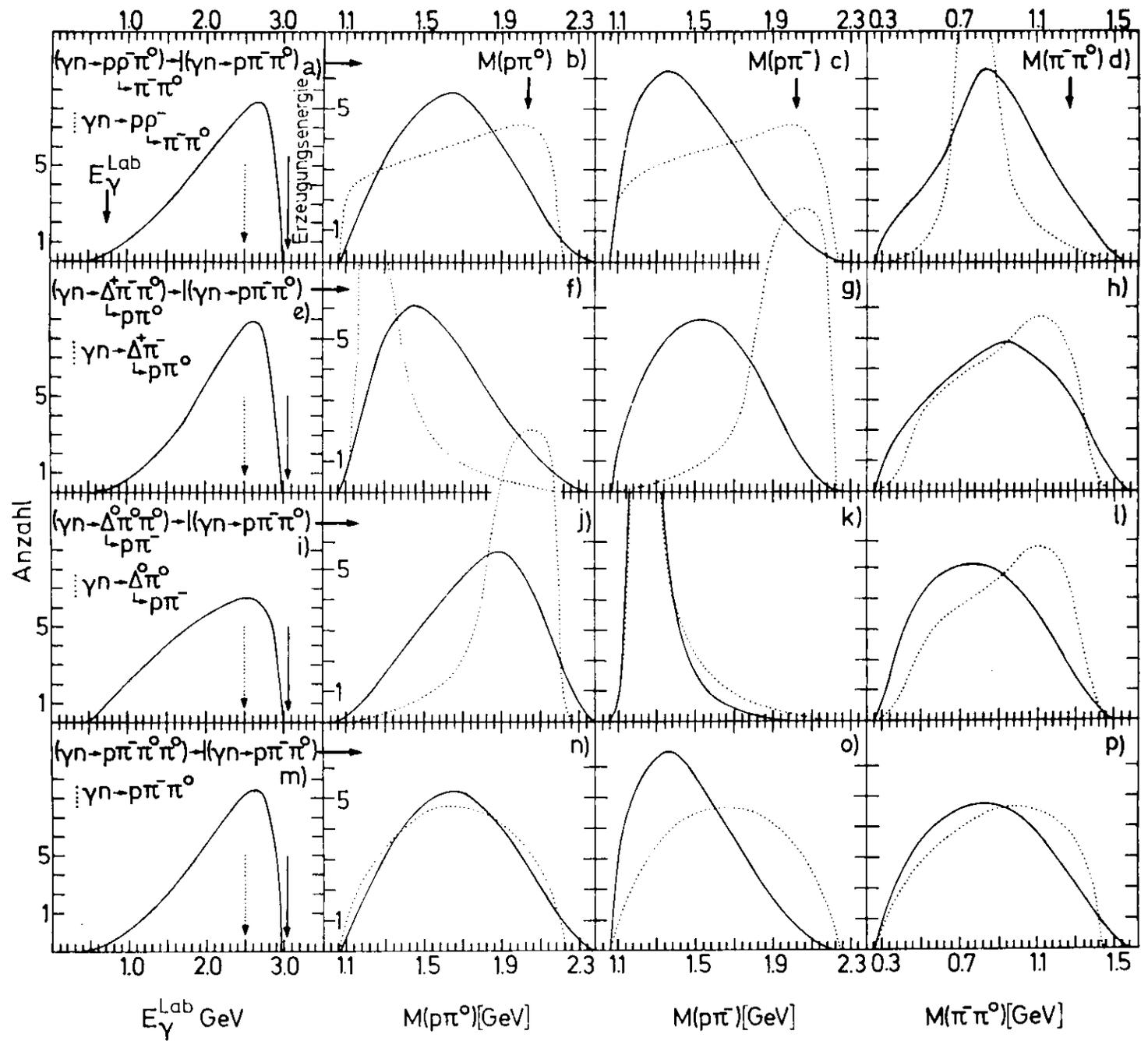


Abb.10.III

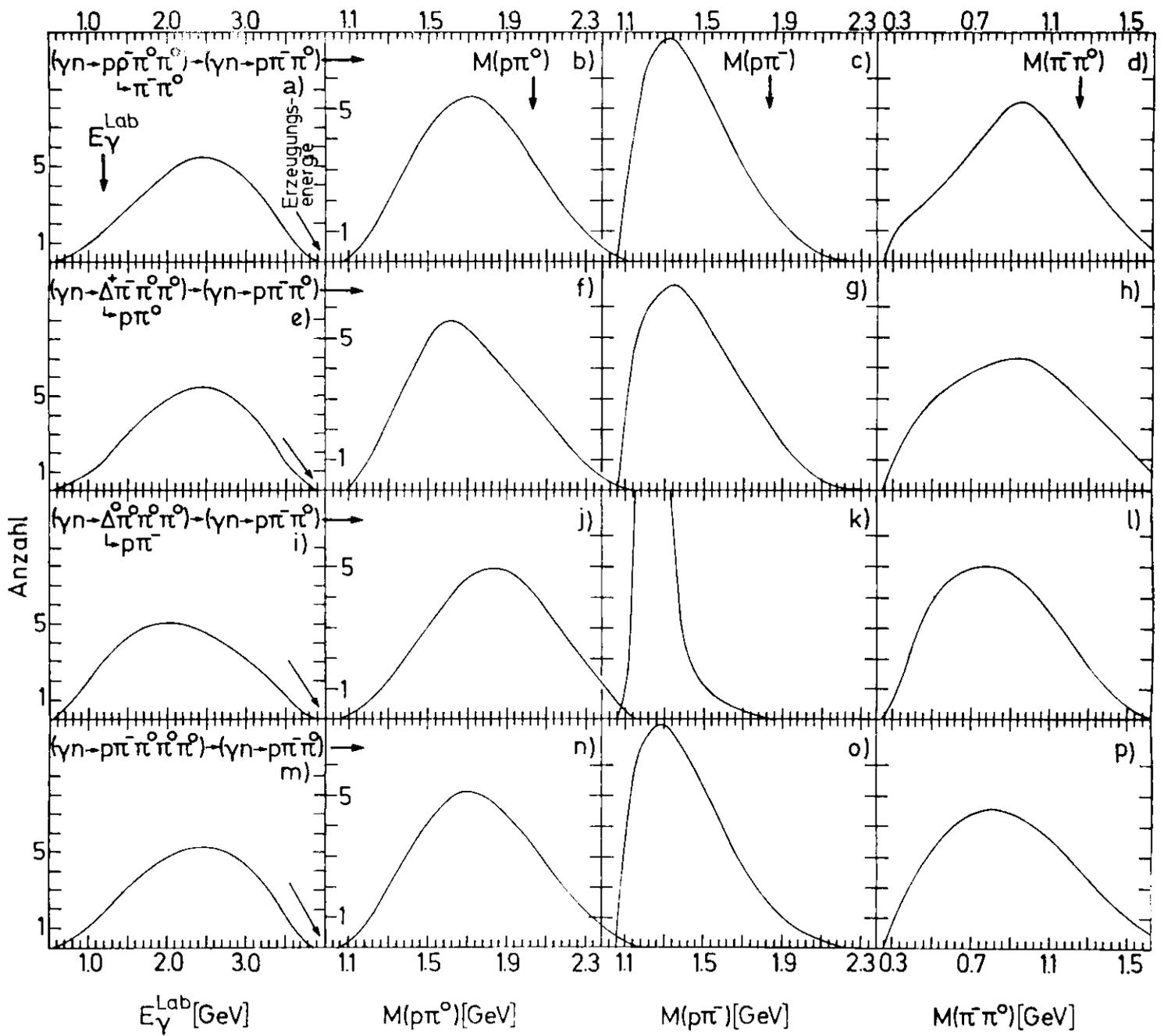


Abb.10.IV

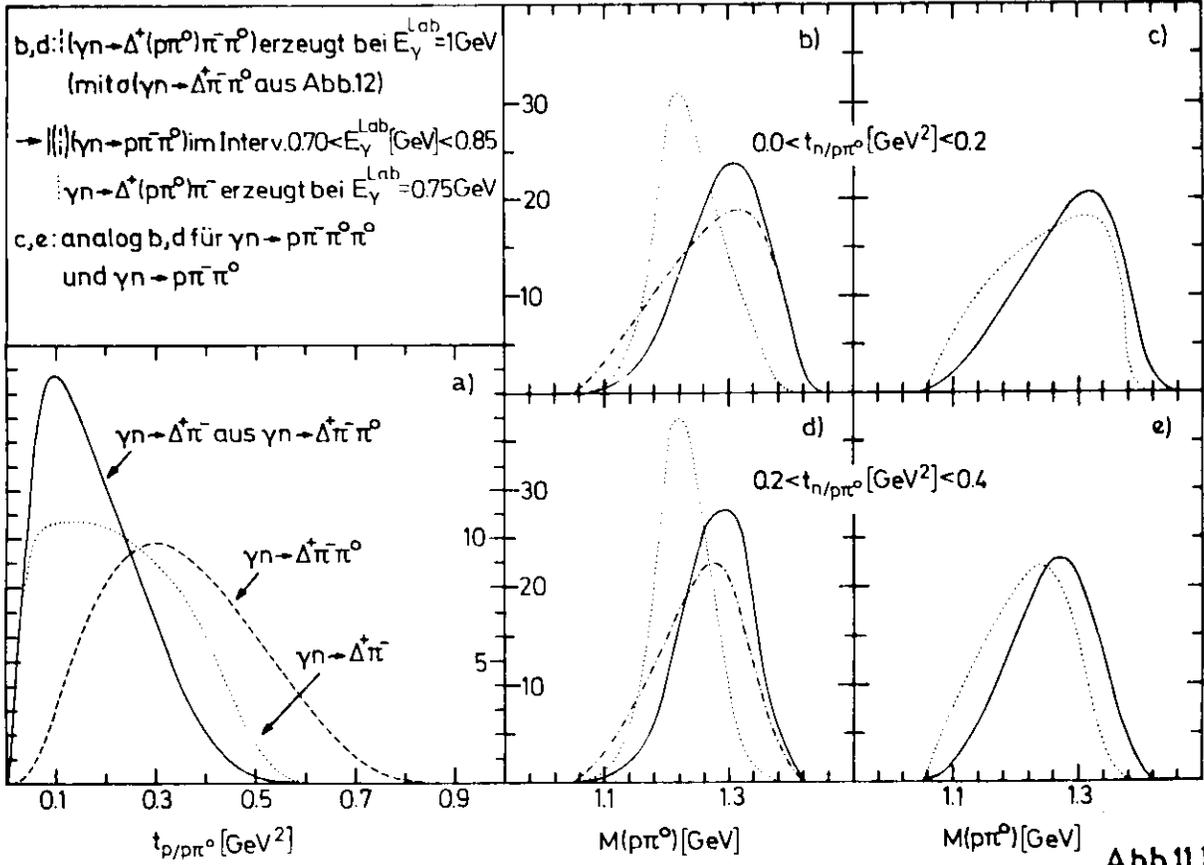


Abb.11.I

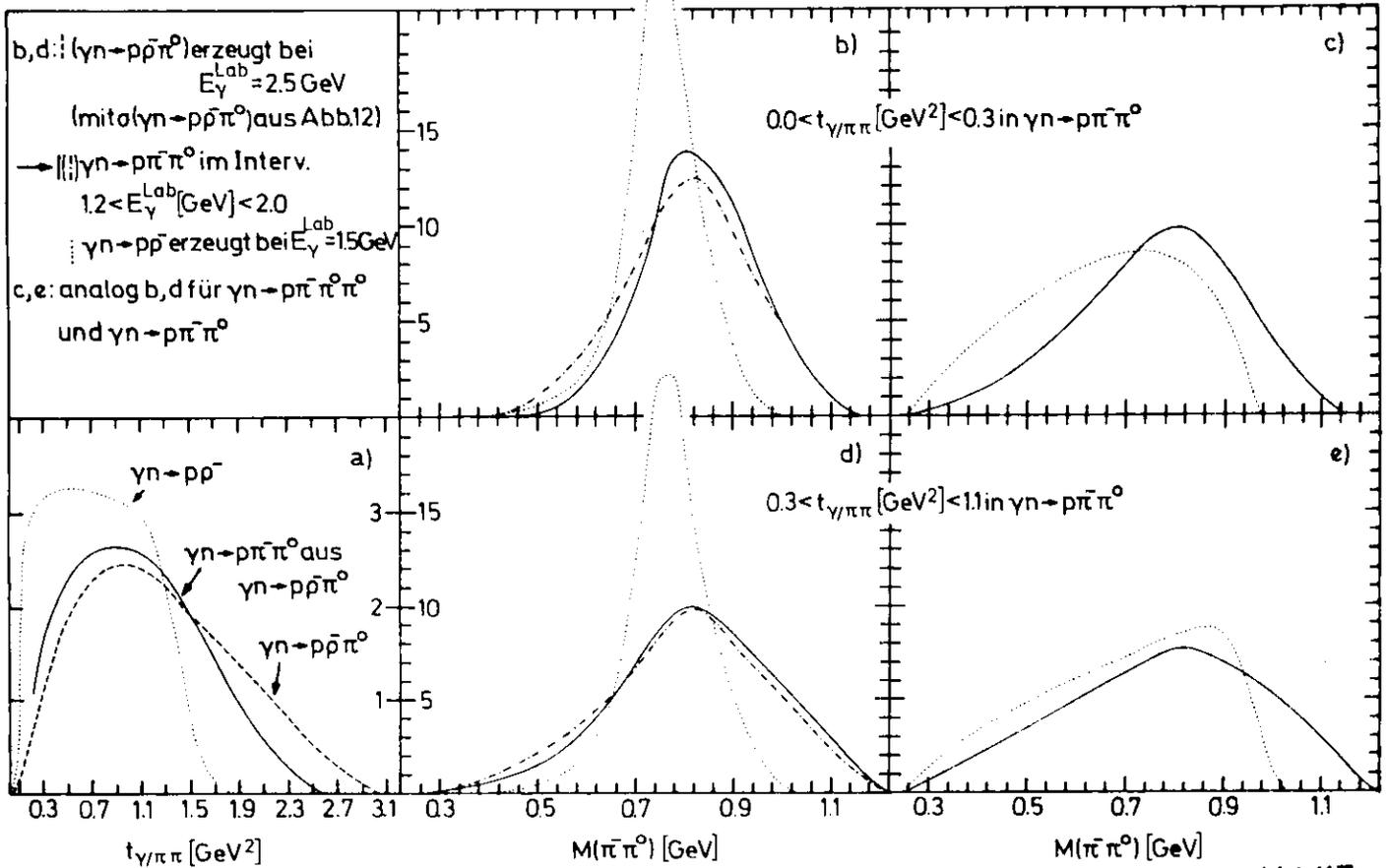


Abb.11.II

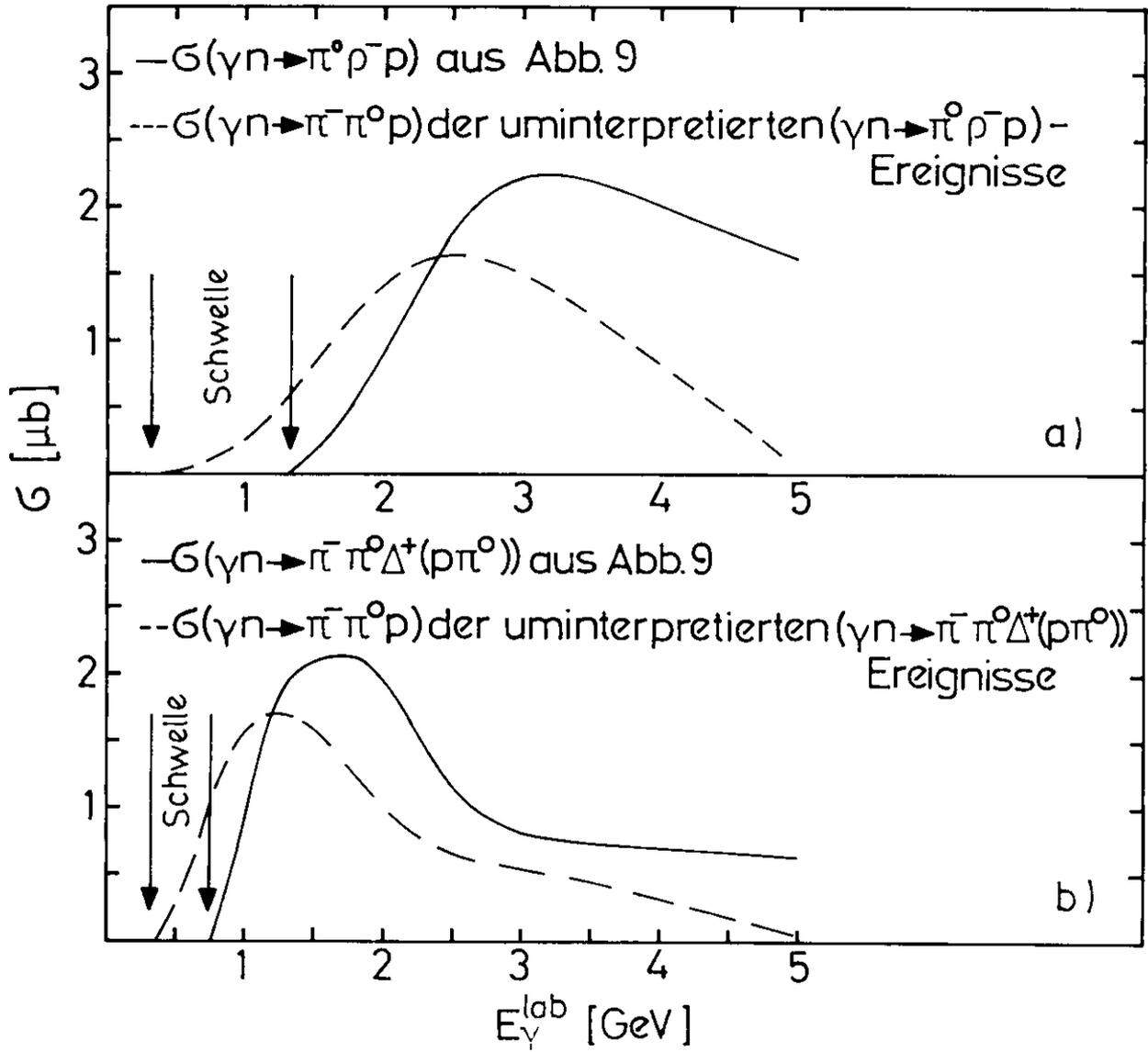
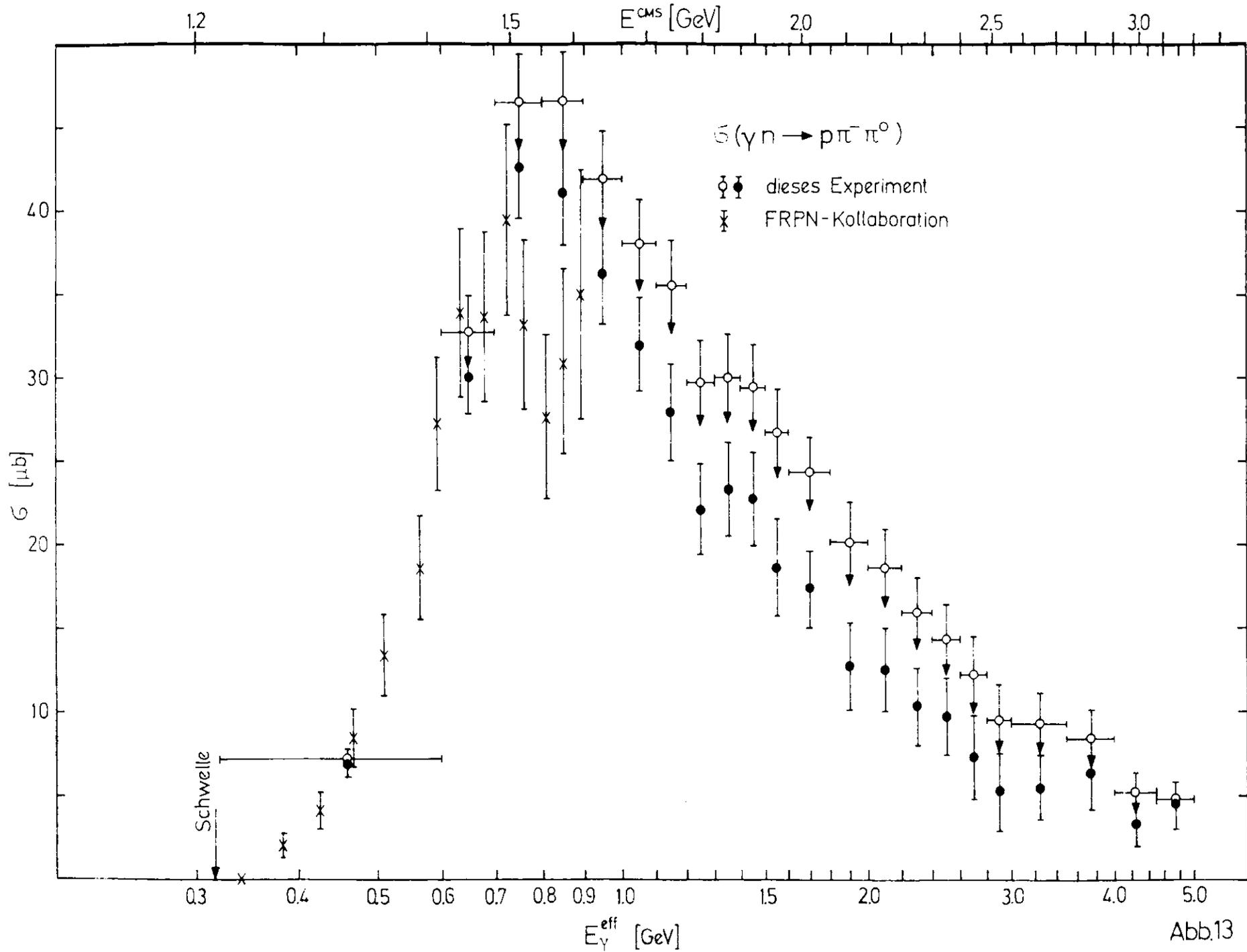
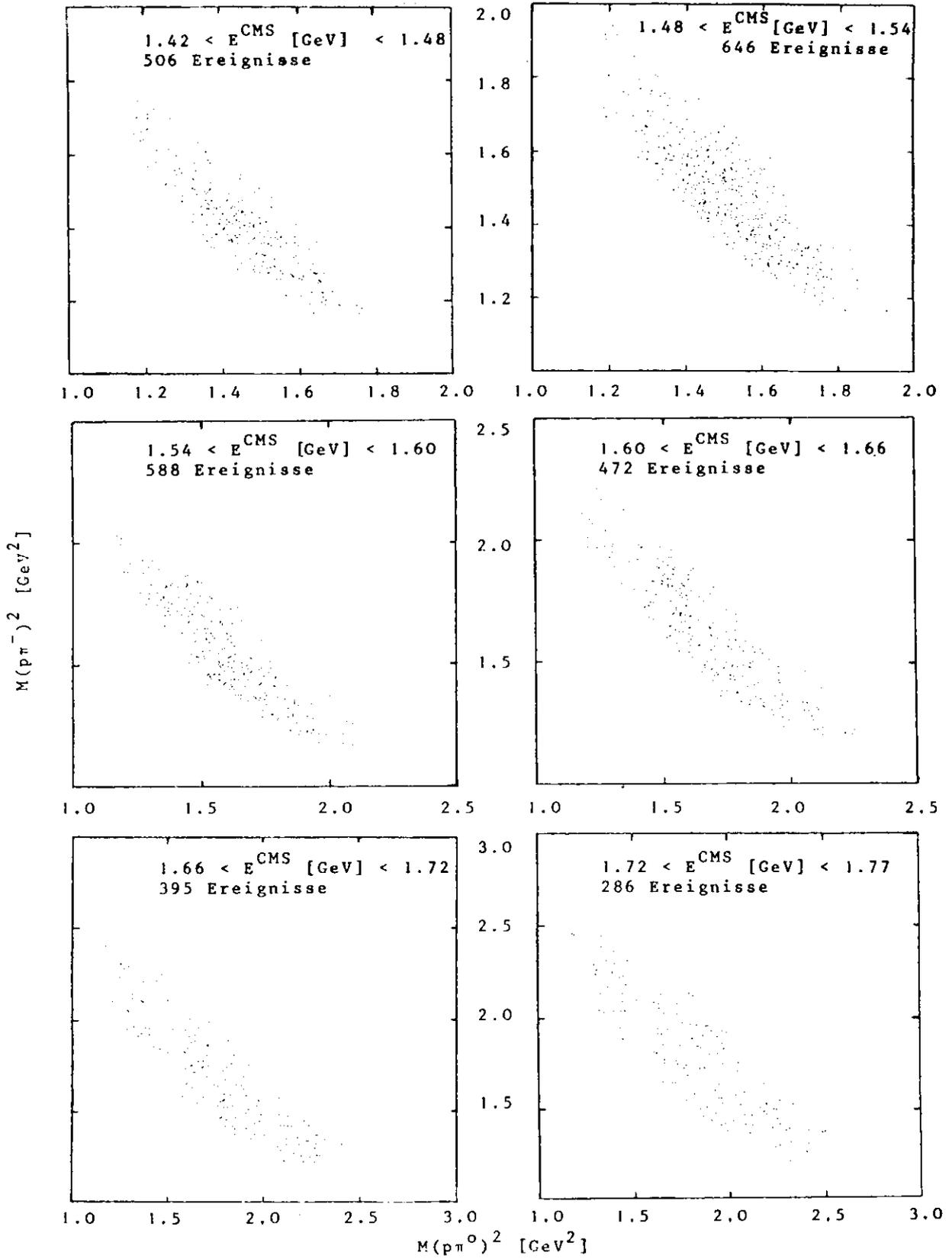


Abb.12





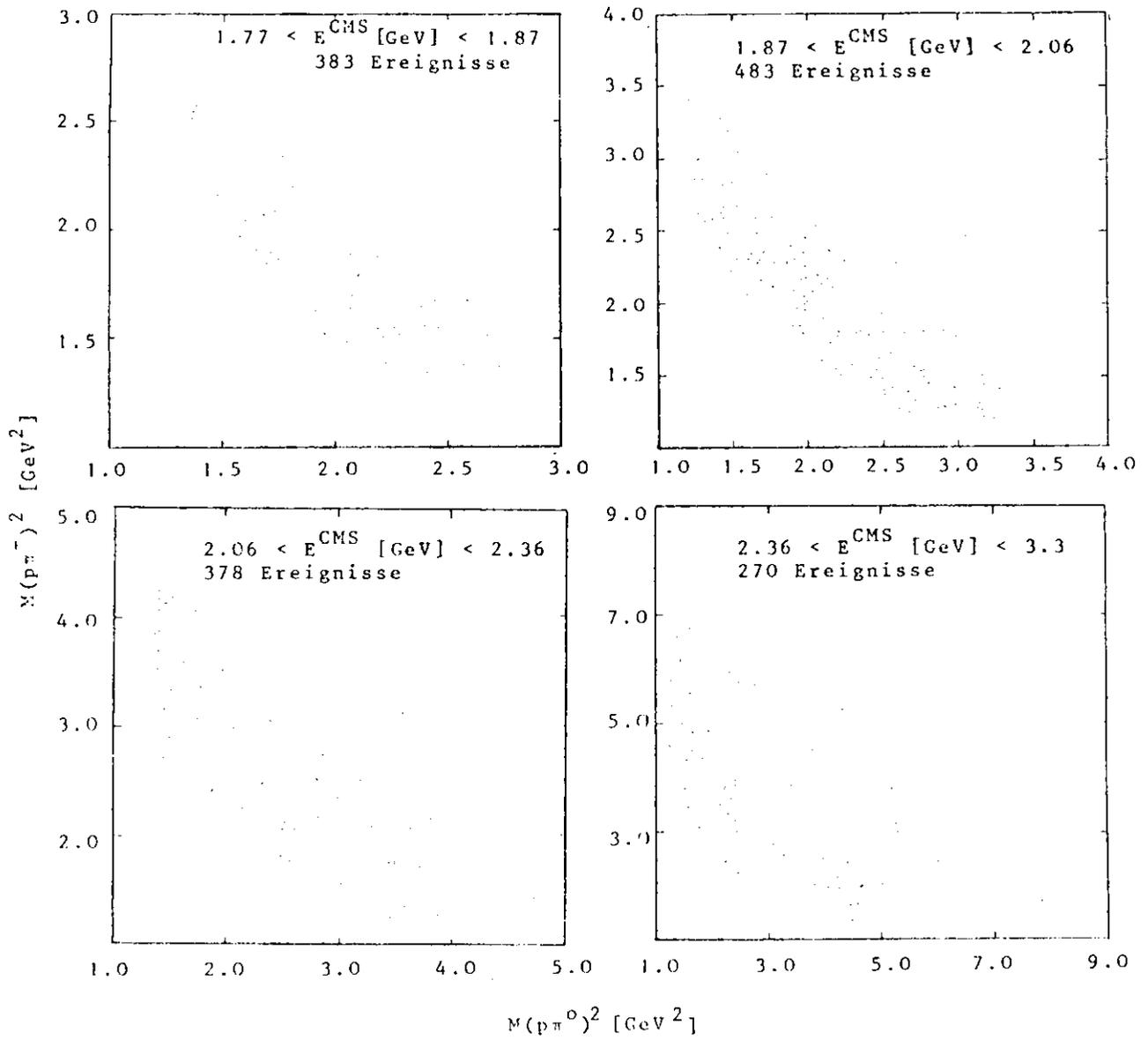


Abb. 14a

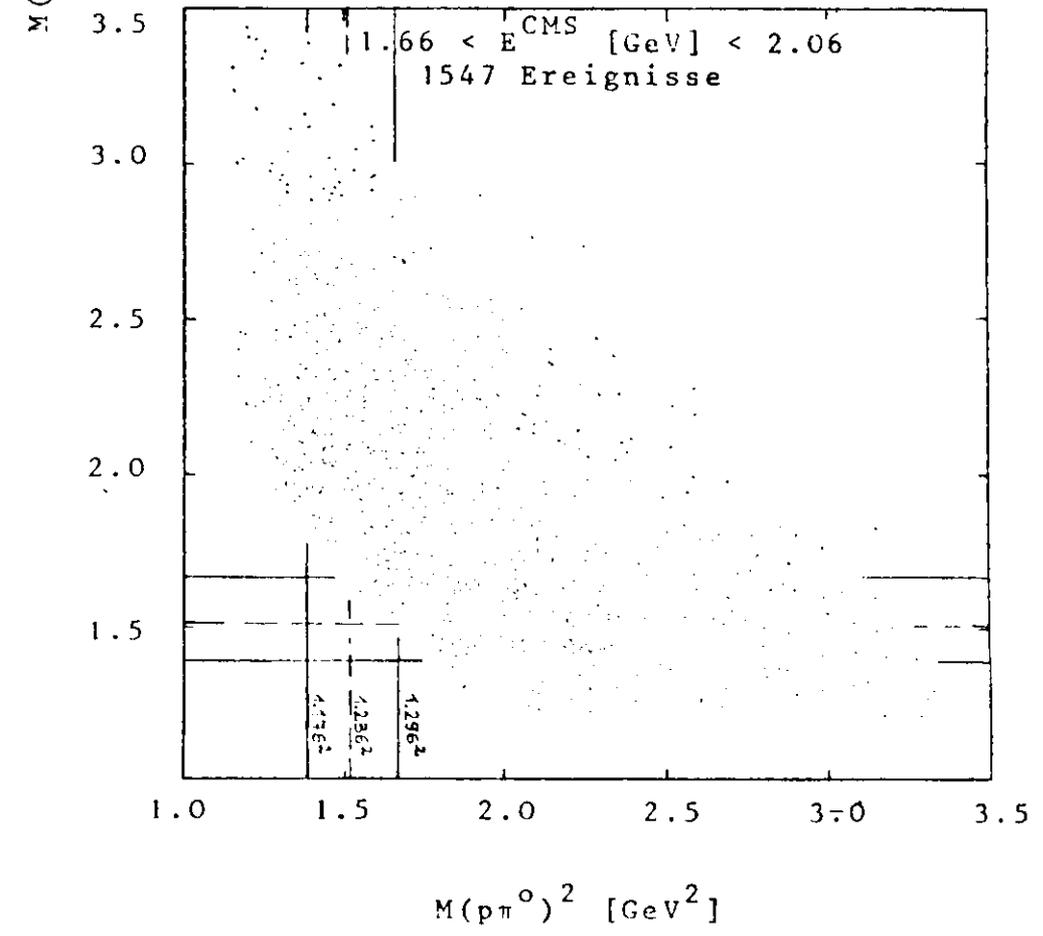
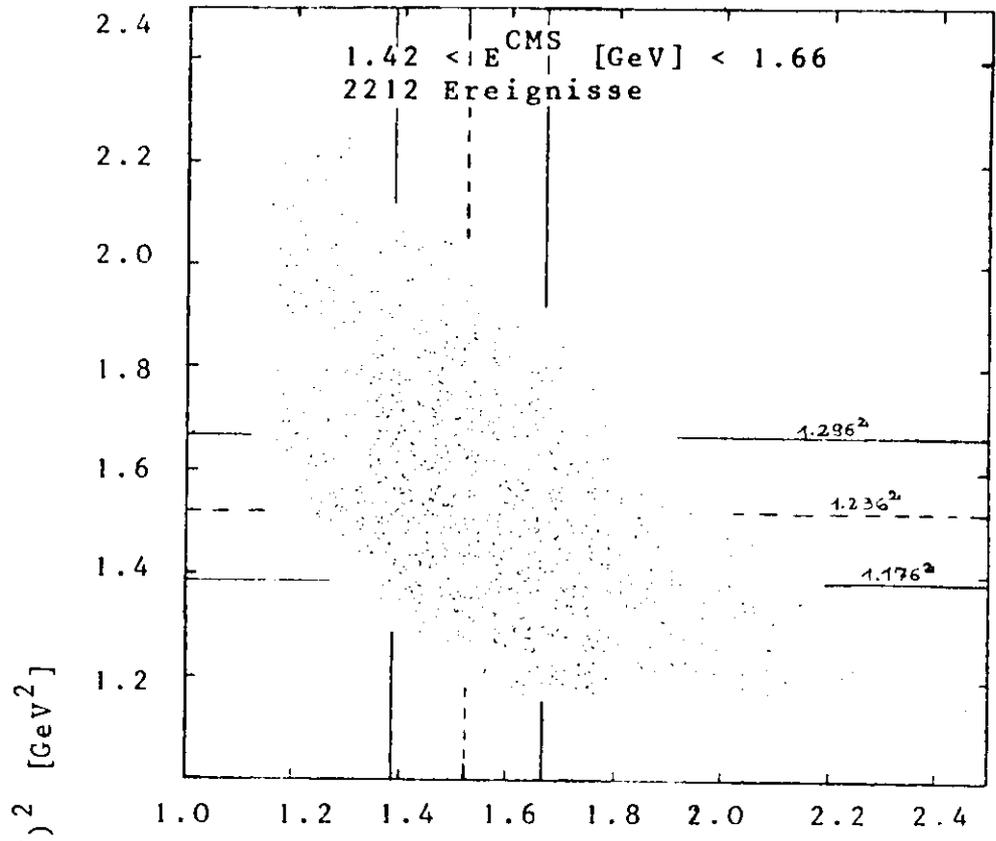


Abb. 14b

$\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 p p_{sp}; 1.391(1.87) < E_\gamma^{eff} (E^{CMS}) [\text{GeV}] < 1.789(2.06); t_{\gamma/\pi\pi} < 1.1 \text{ GeV}^2; 483 \text{ Ereignisse}$
 ----- 30% ρ^- ; 12% Δ^0 ; - - - - 19% Δ^+ ; xxxxx 39% P_s ; — Summe der einzelnen Beiträge

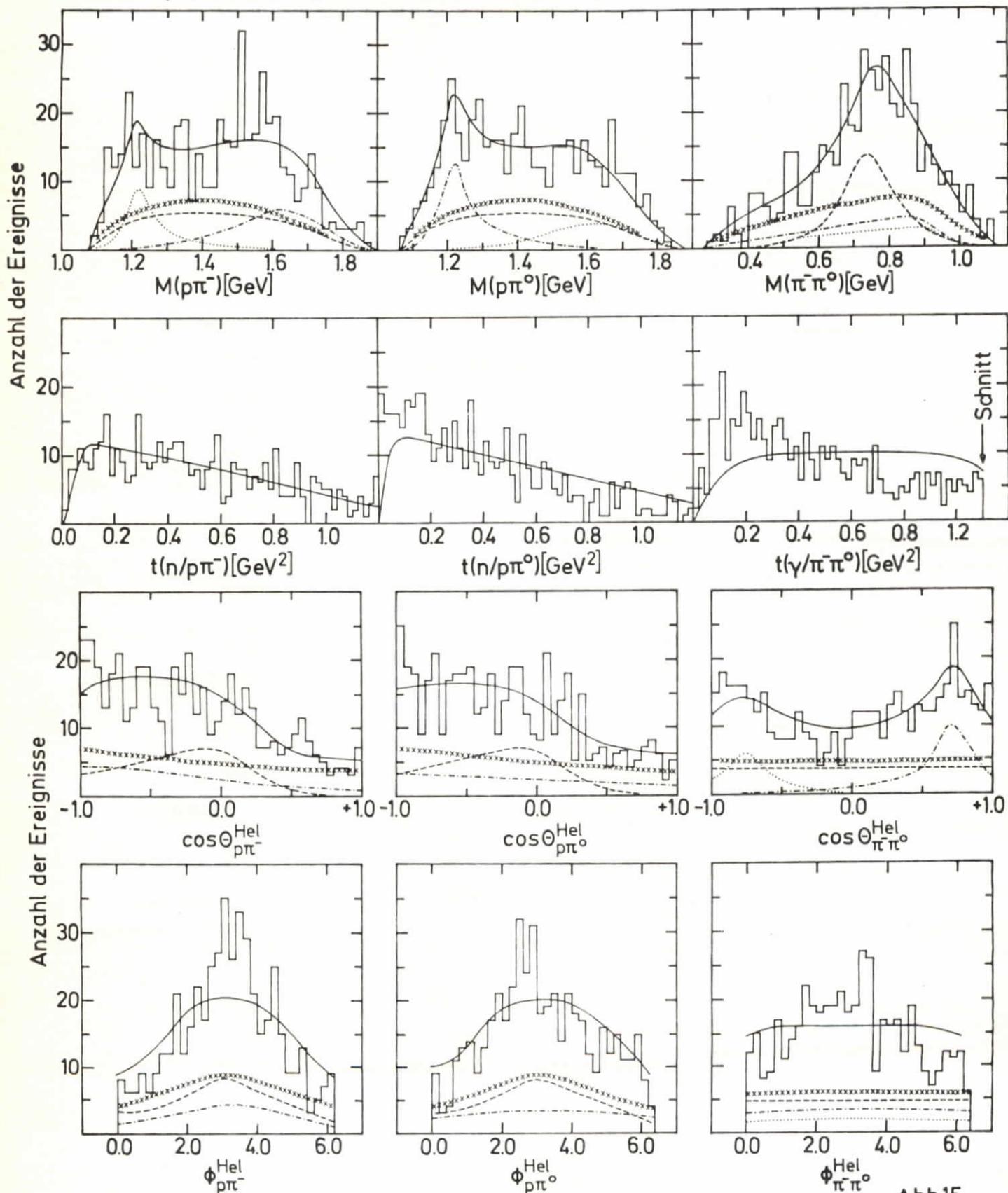


Abb.15

$$\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^0 p_{sp} p$$

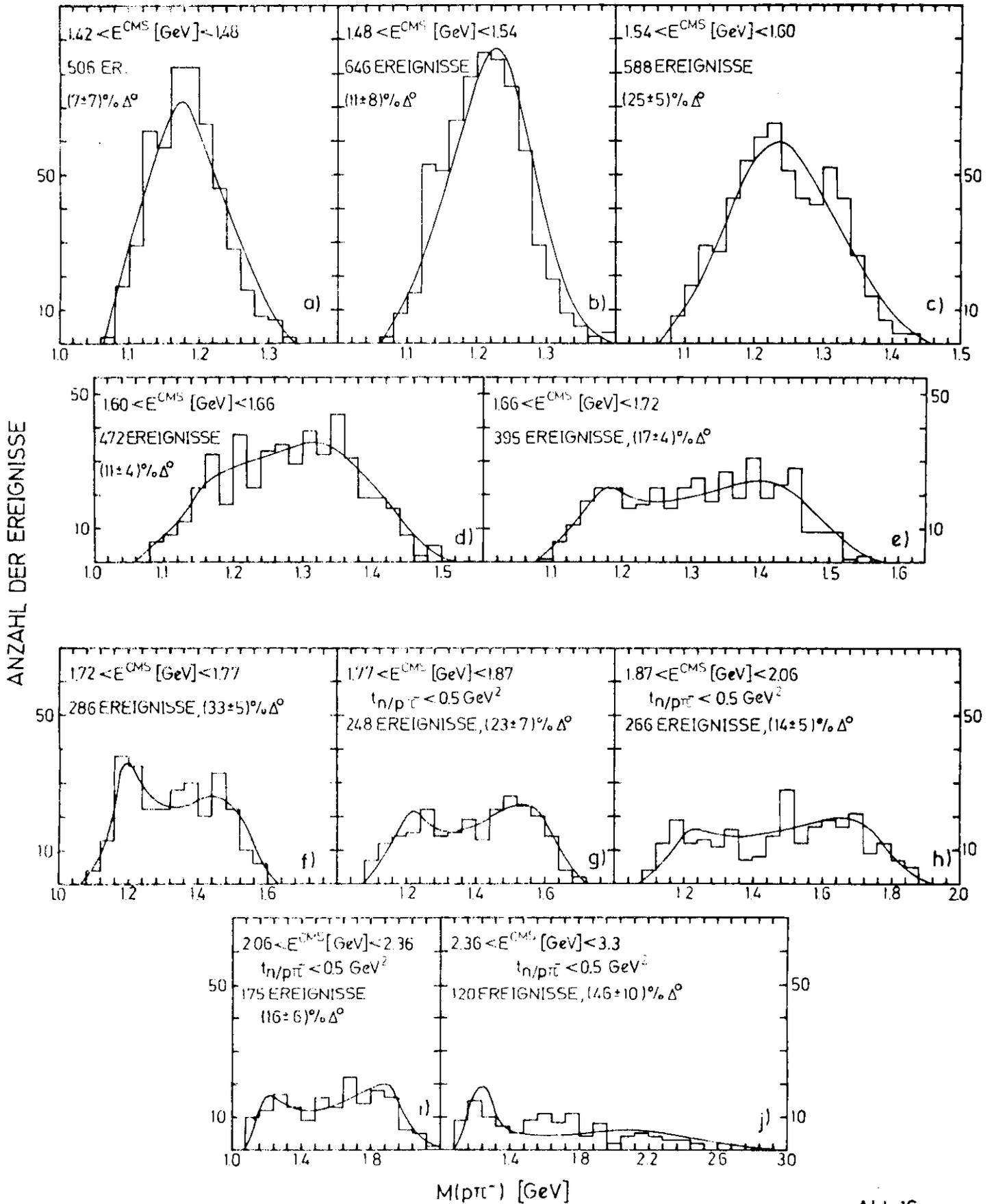


Abb.16

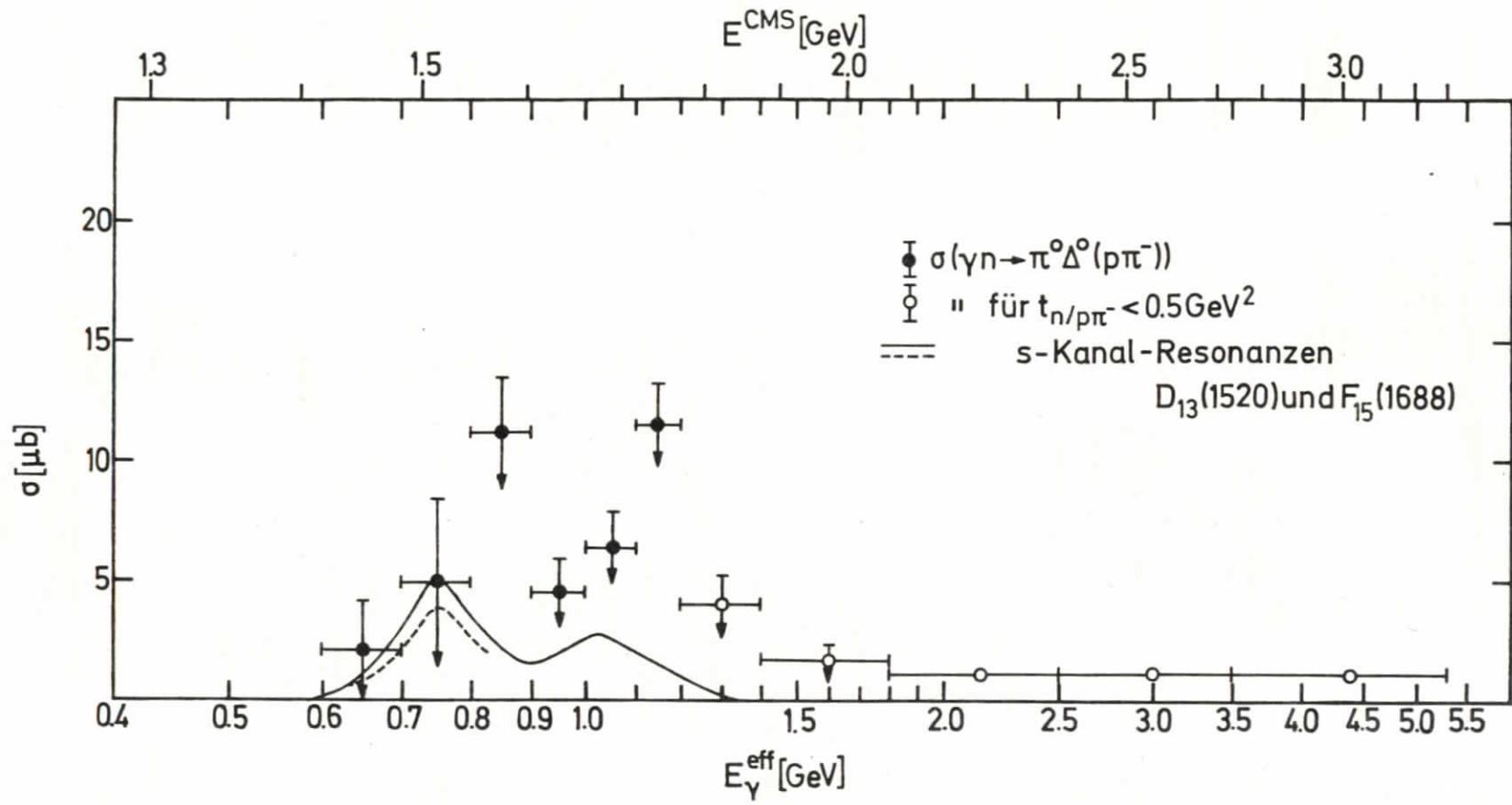


Abb.17

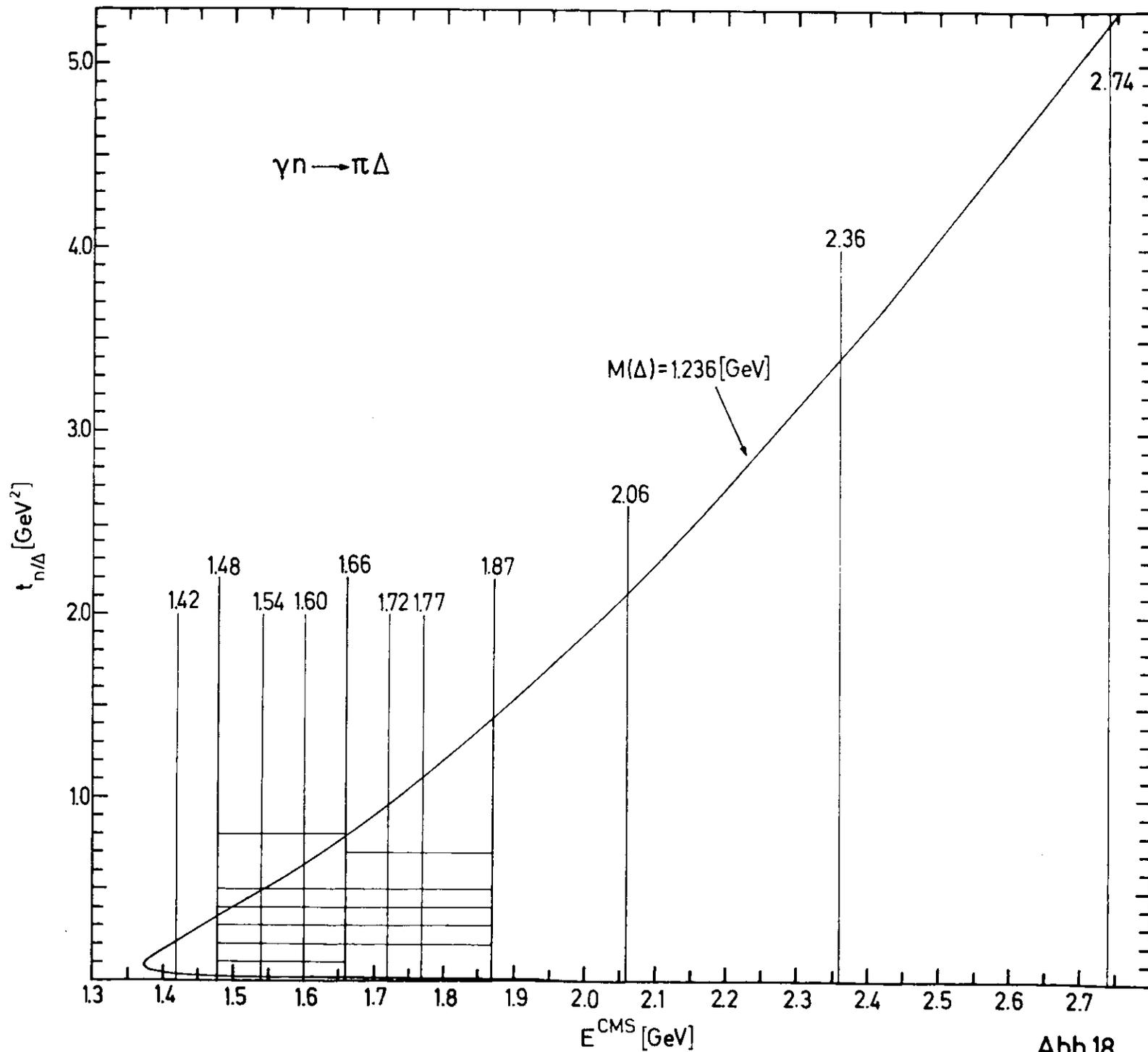


Abb.18

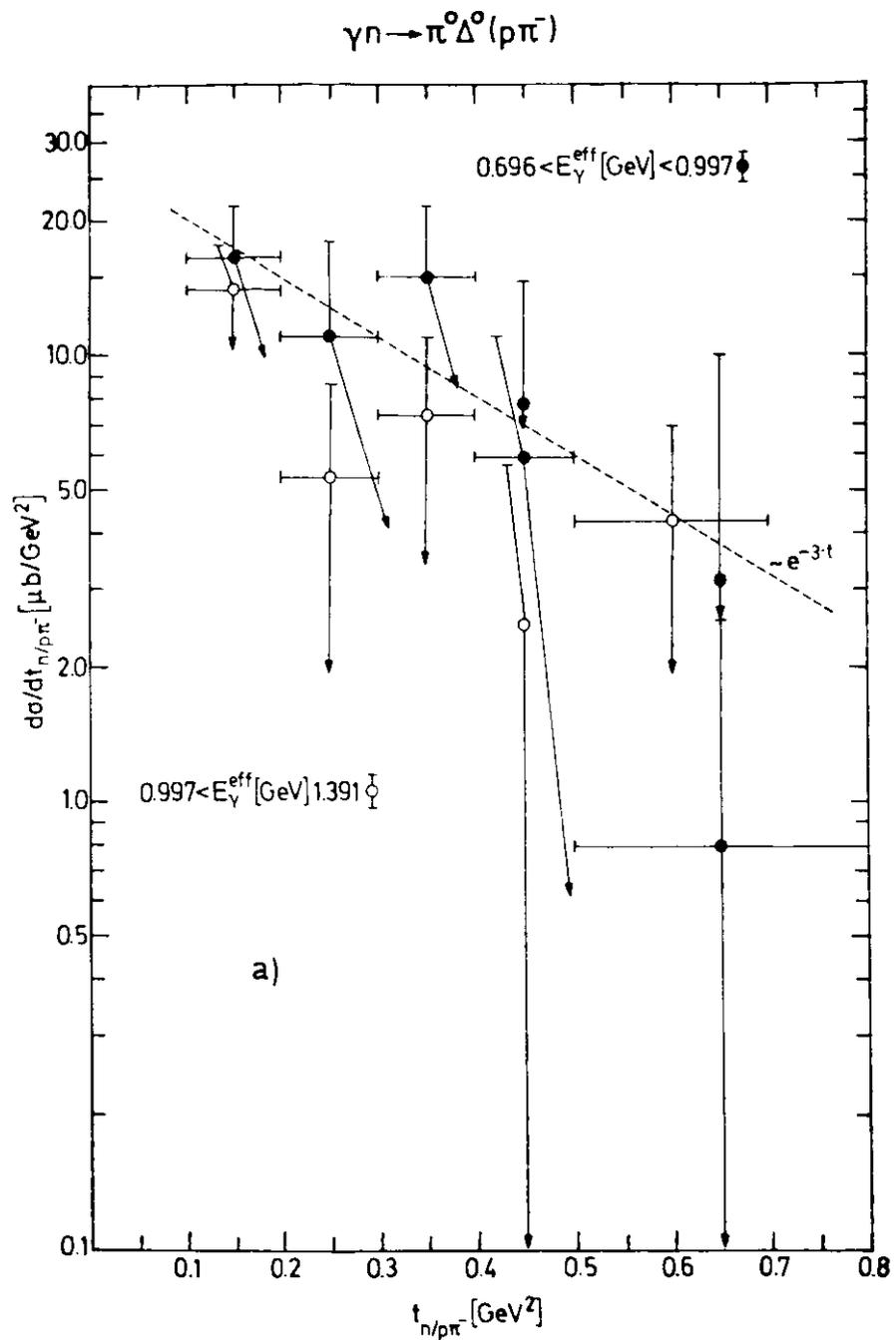


Abb.19

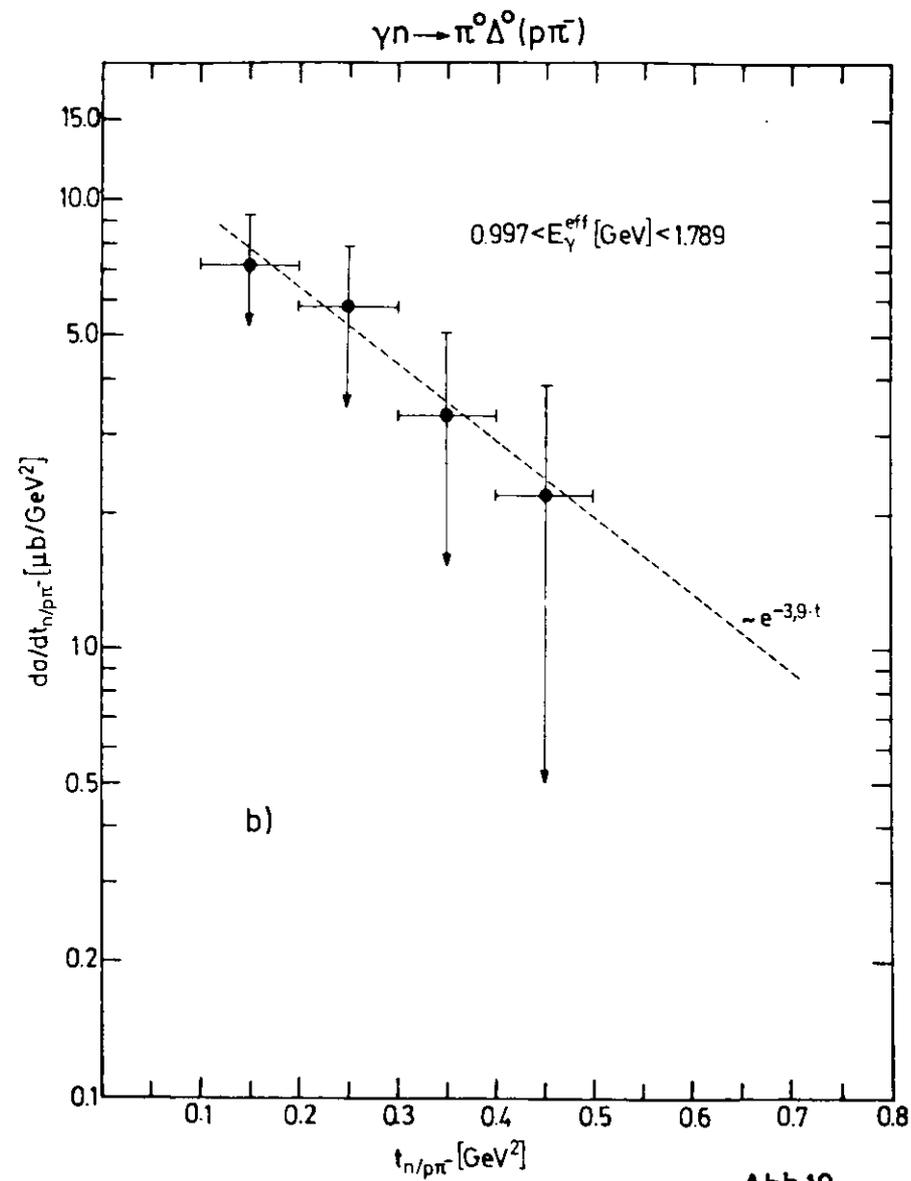


Abb.19

$$\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- p_{sp} p$$

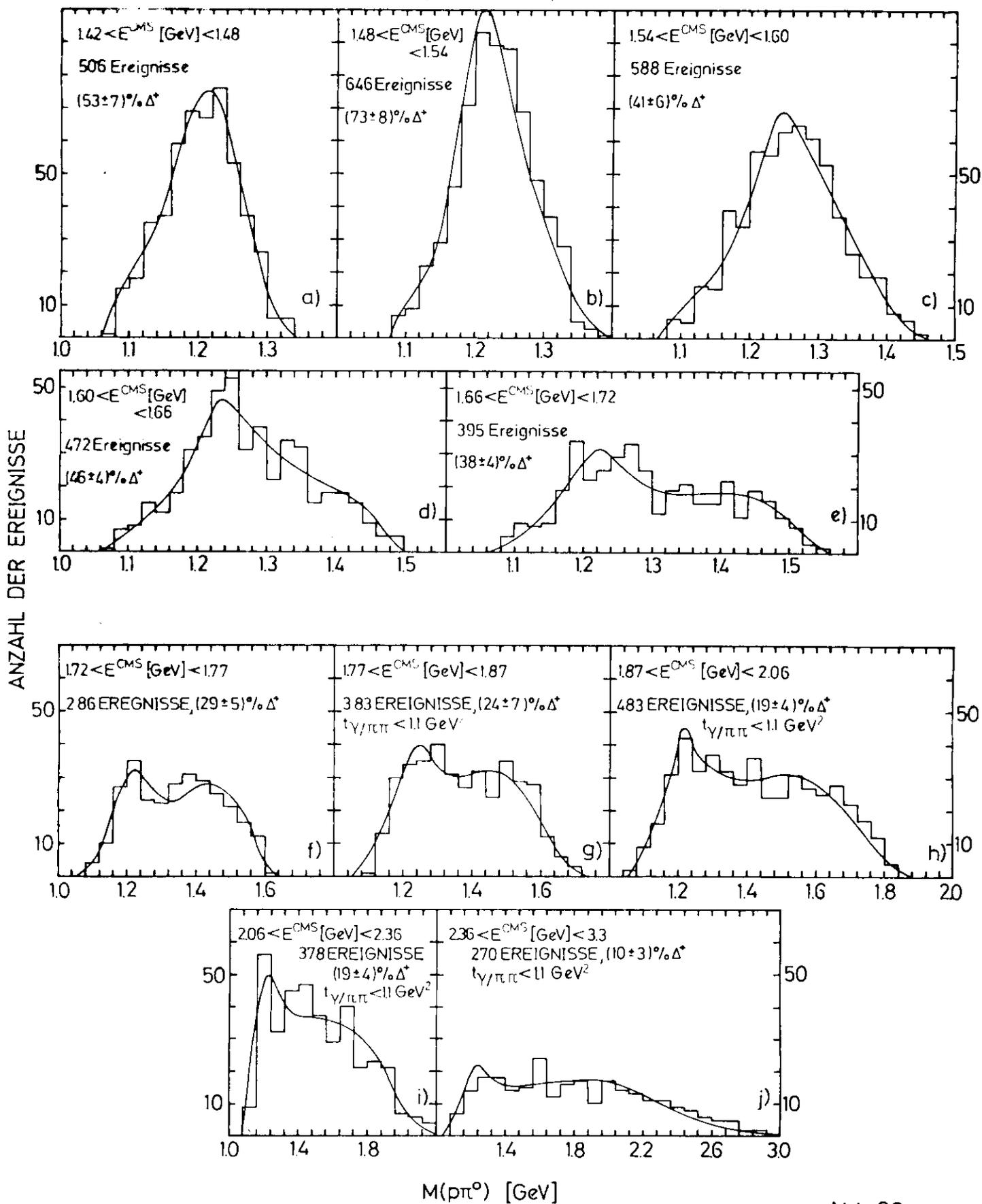


Abb. 20

78 ($\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- p_{SP} p$)-, 398 ($\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- p_{SP} p / \pi^0 \pi^+ p_{SP} n$)-, 23 ($\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- p_{SP} p / \pi^0 \pi^+ p_{SP} n / \pi^0 \pi^- \pi^+ d$)- EREIGNISSE

$$2.06 < E^{CM} [\text{GeV}] < 2.36, t_{\gamma/\pi\pi} > 1.1 [\text{GeV}^2]$$

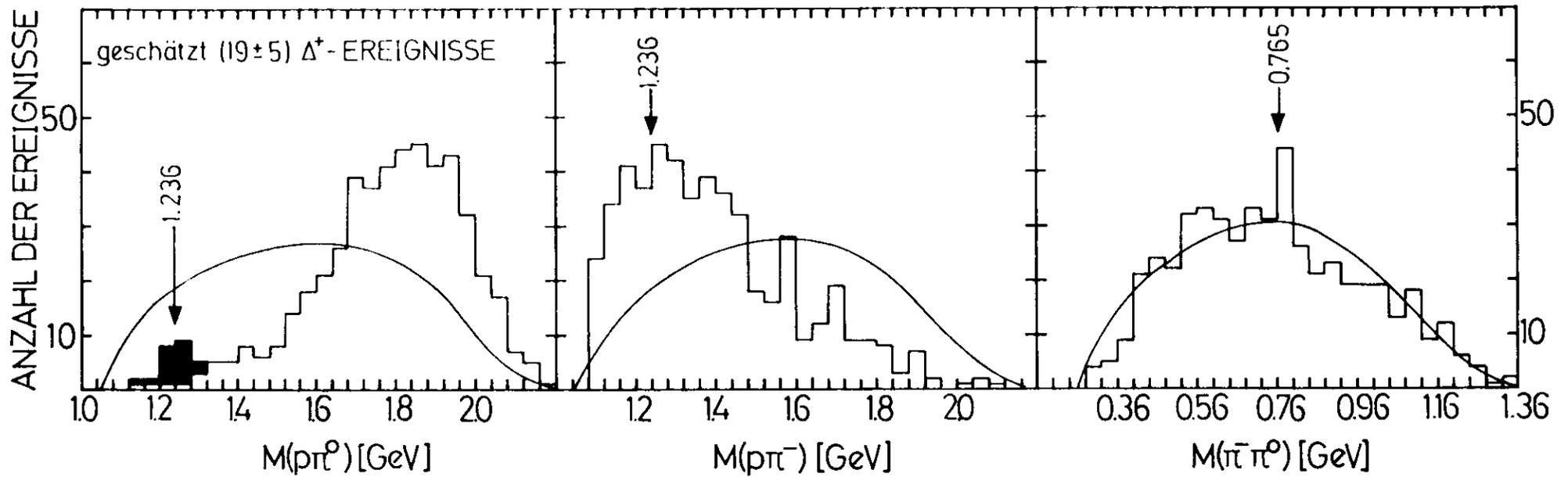


Abb.21

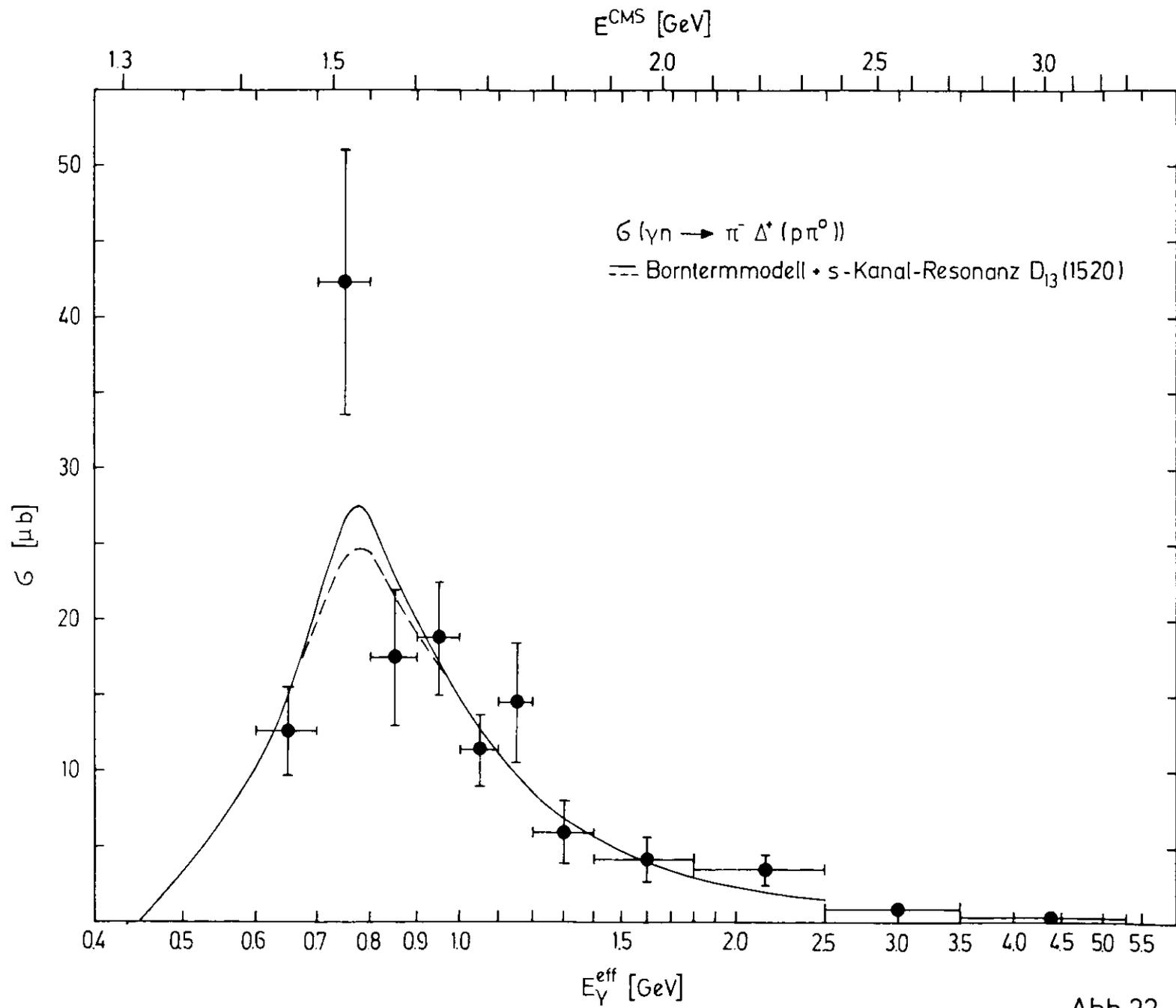


Abb.22

$\gamma d \rightarrow \pi^- \pi^+ n p_{SP}$; $1.48(0.696) < E^{CMS}(E_{\gamma}^{eff}) [GeV] < 1.54(0.792)$; 1086 EREIGNISSE

---- 43% Δ^- ; xxx 20% Δ^+ (fest eingegeben; aus Anpassung an $M(p\pi^0)$ bestimmt);

..... 37% P_s ; — Summe der einzelnen Beiträge

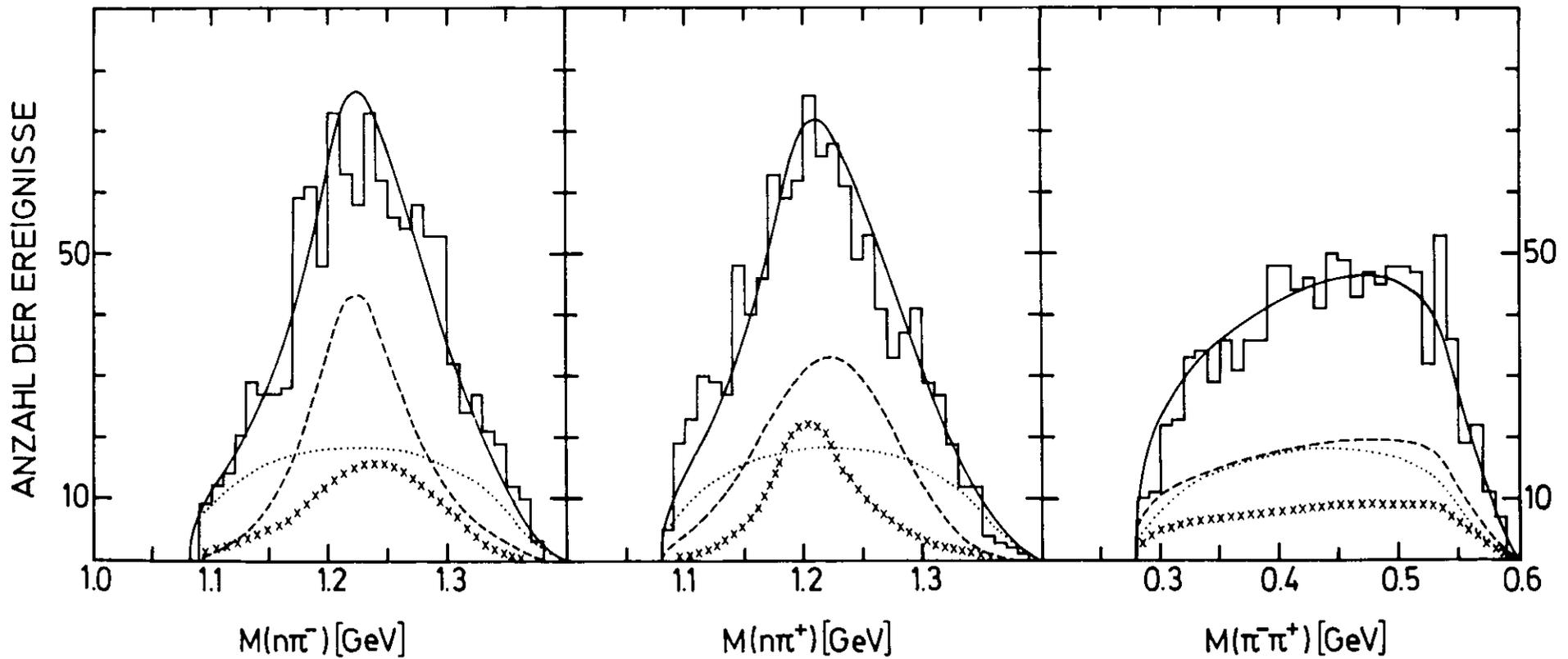


Abb.23

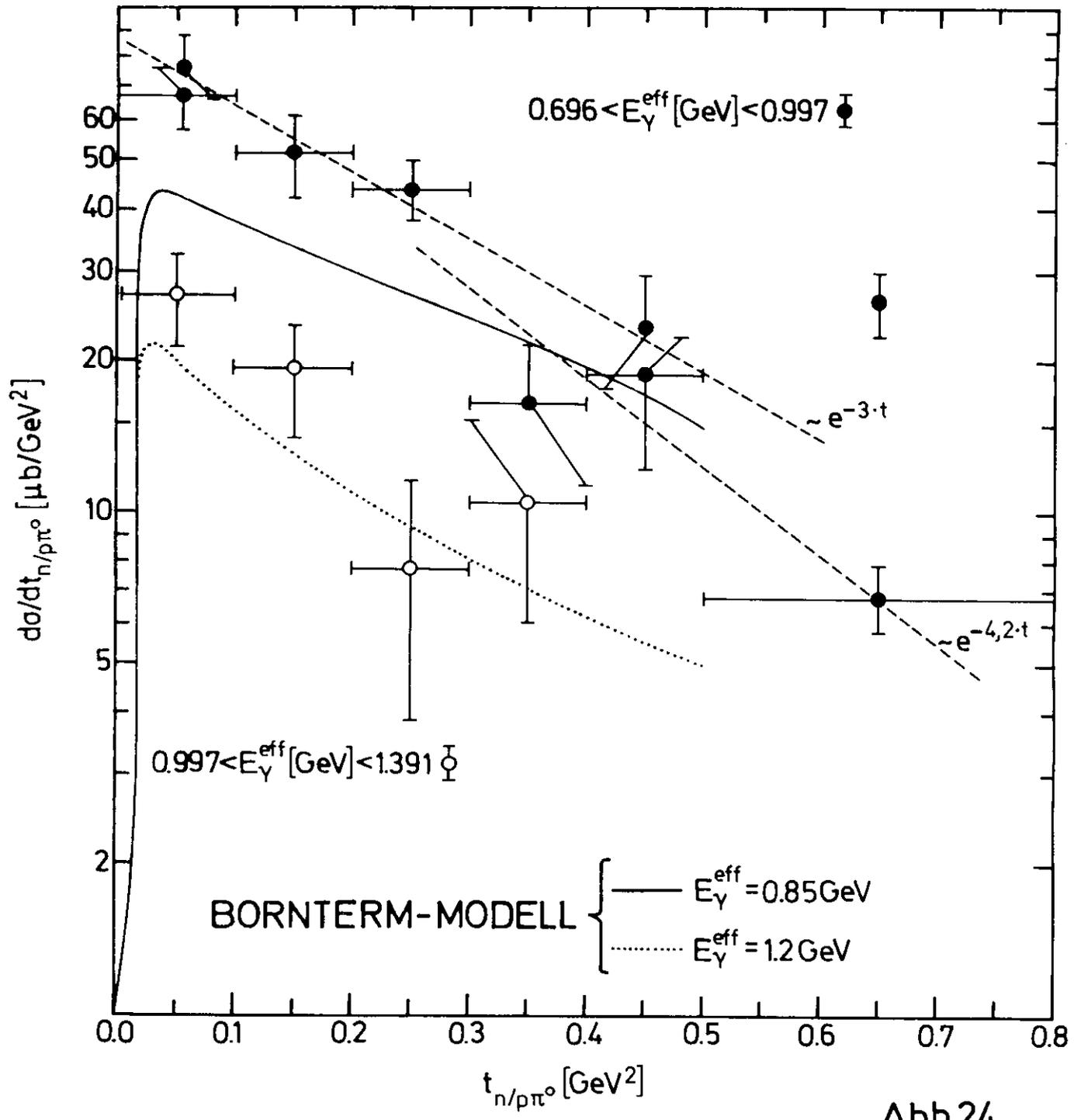
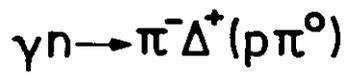


Abb.24

$$\gamma d \longrightarrow \pi^0 \pi^- p_{sp} p$$

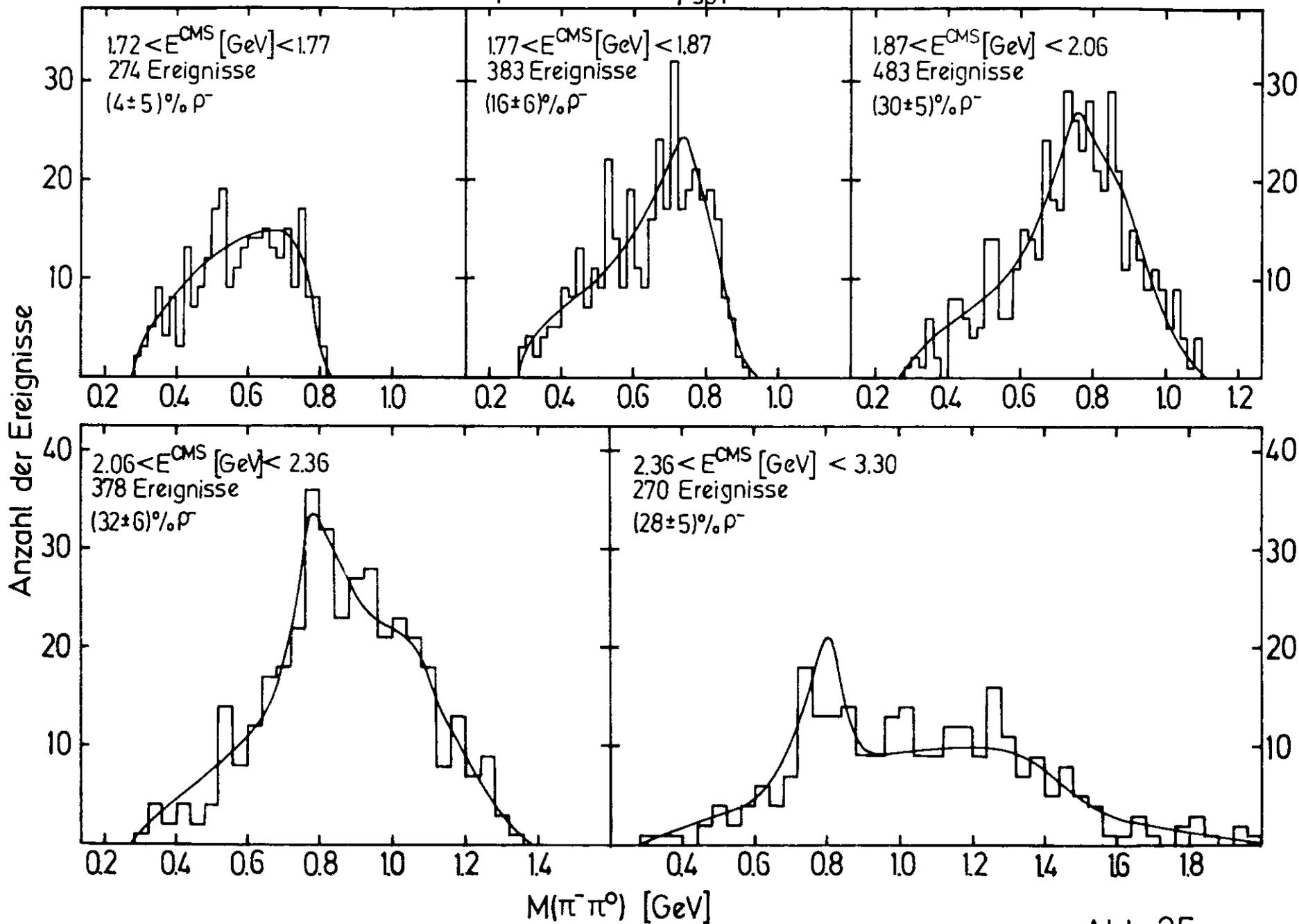


Abb. 25

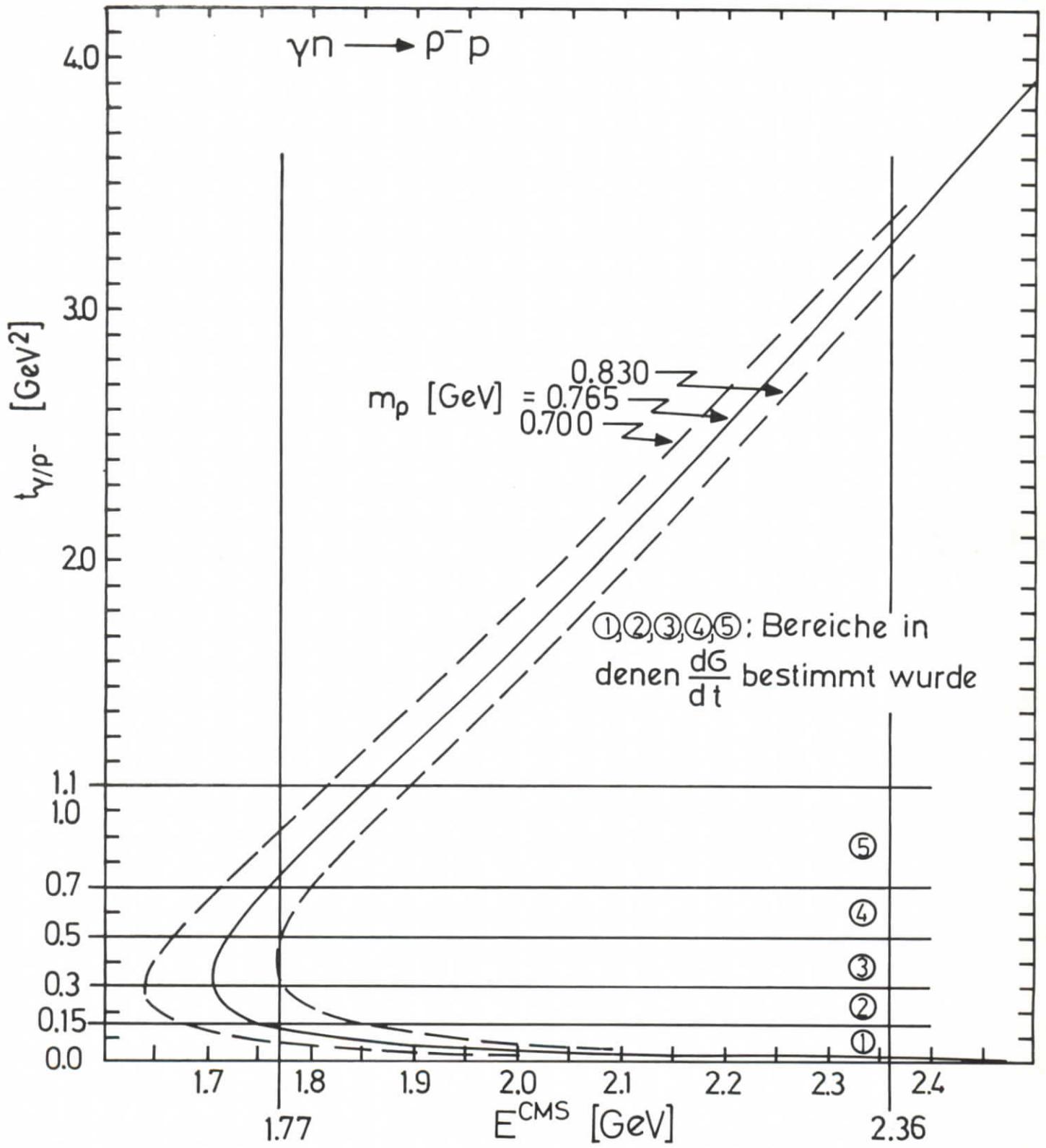


Abb.26

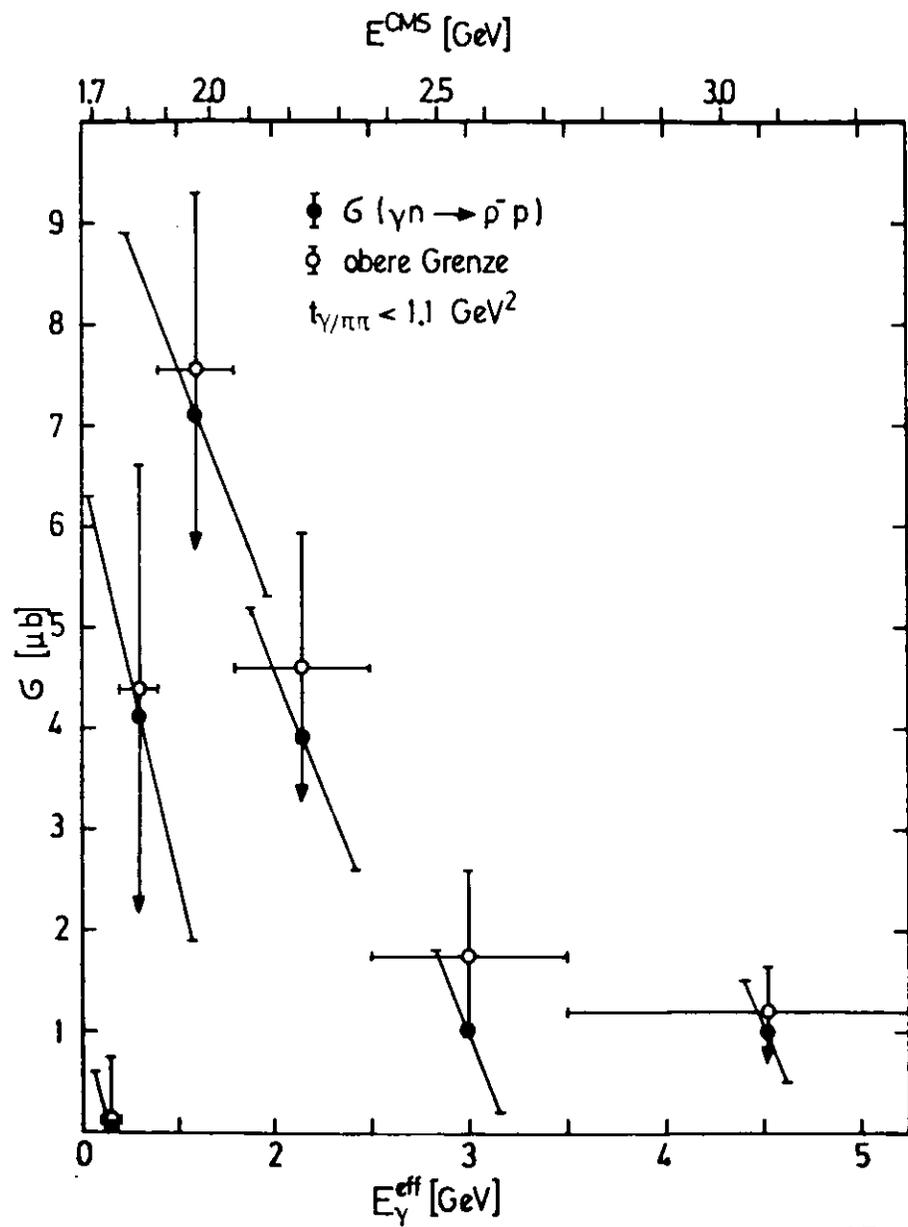


Abb.27

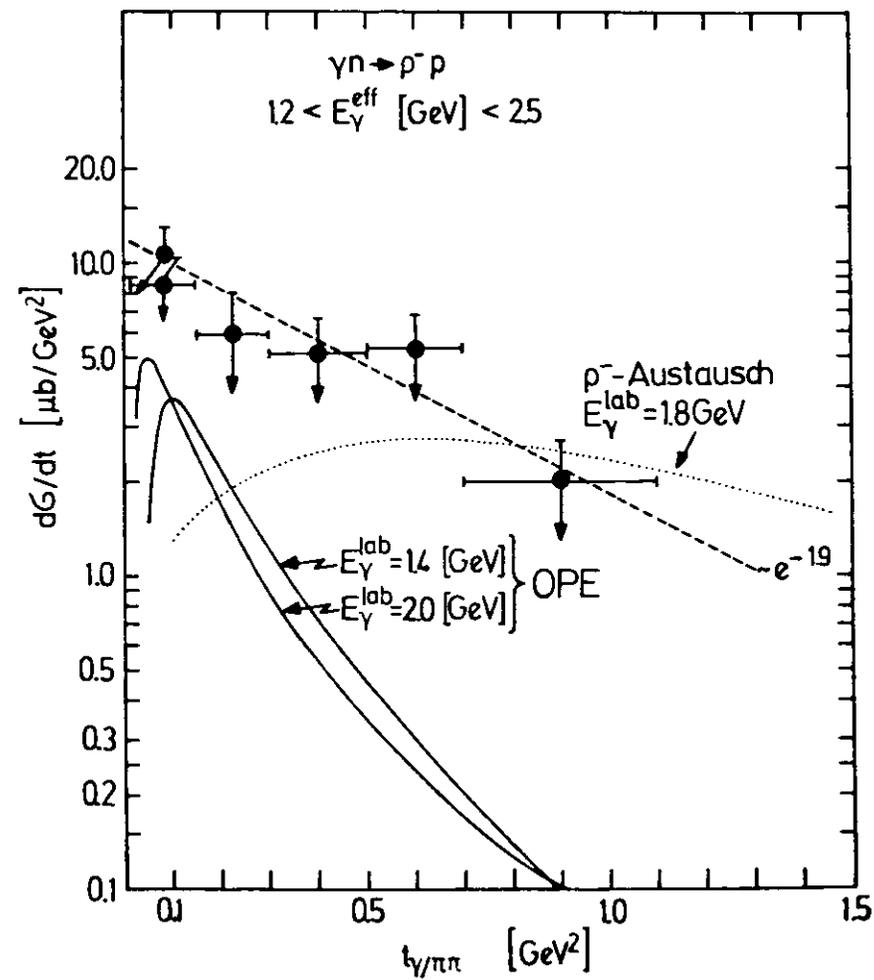


Abb.28

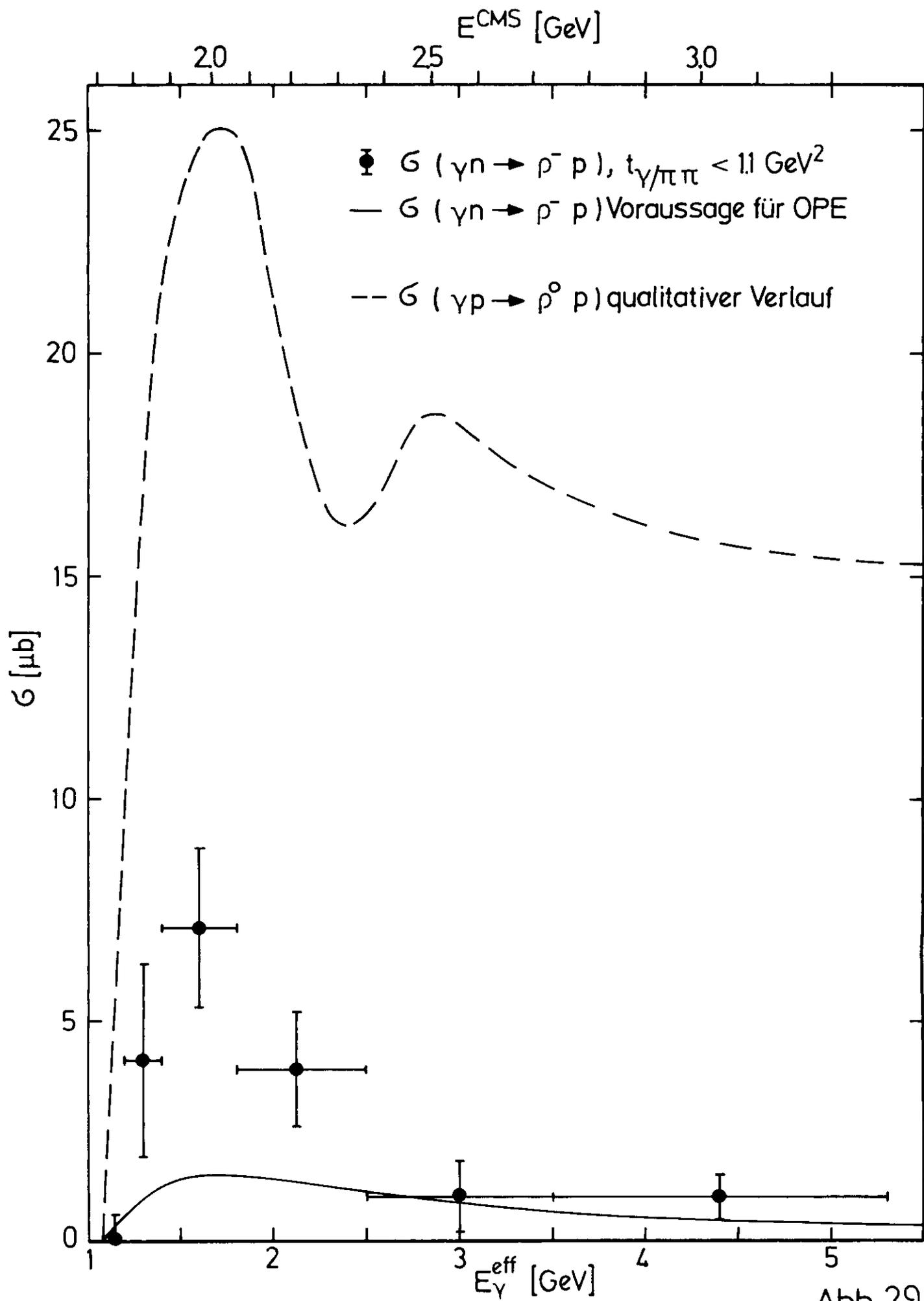


Abb. 29

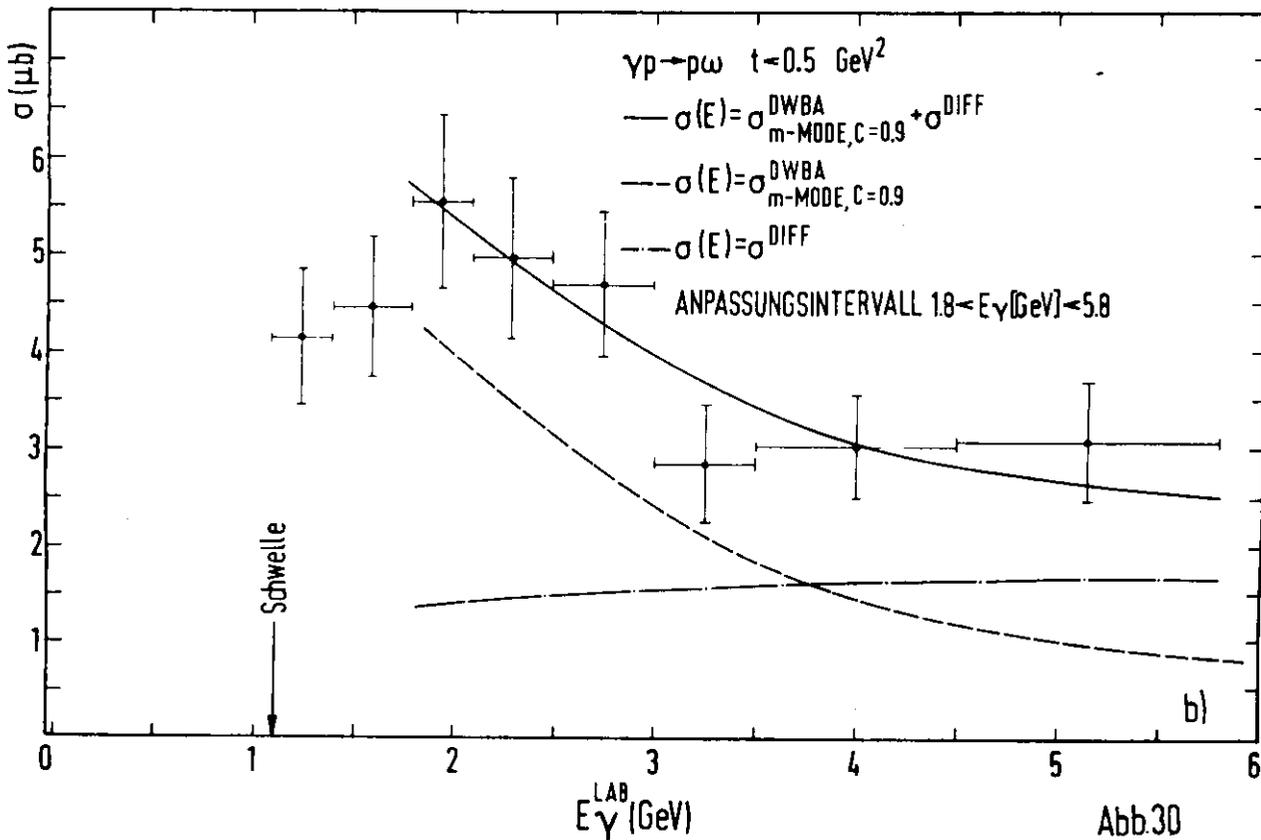
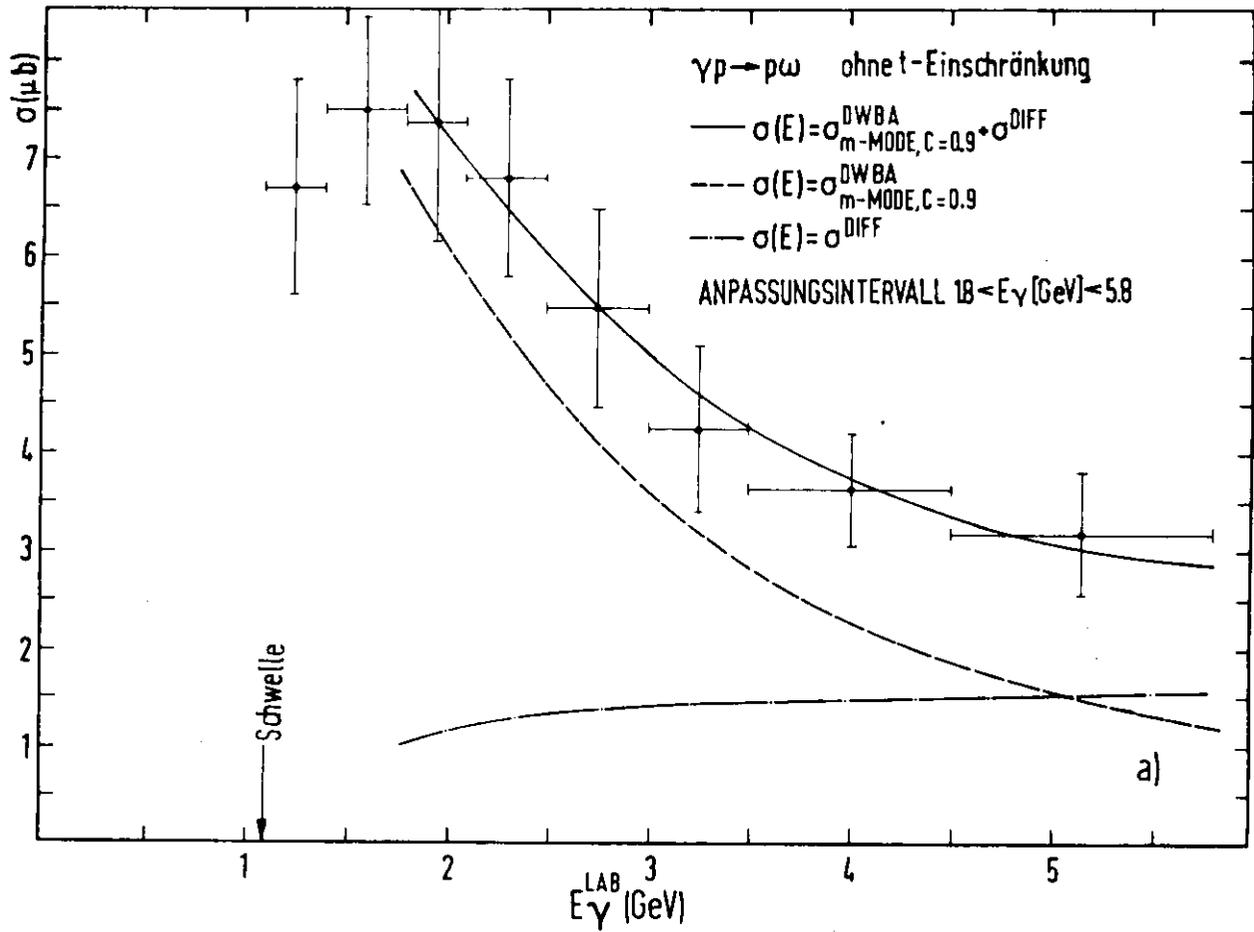


Abb.30

