

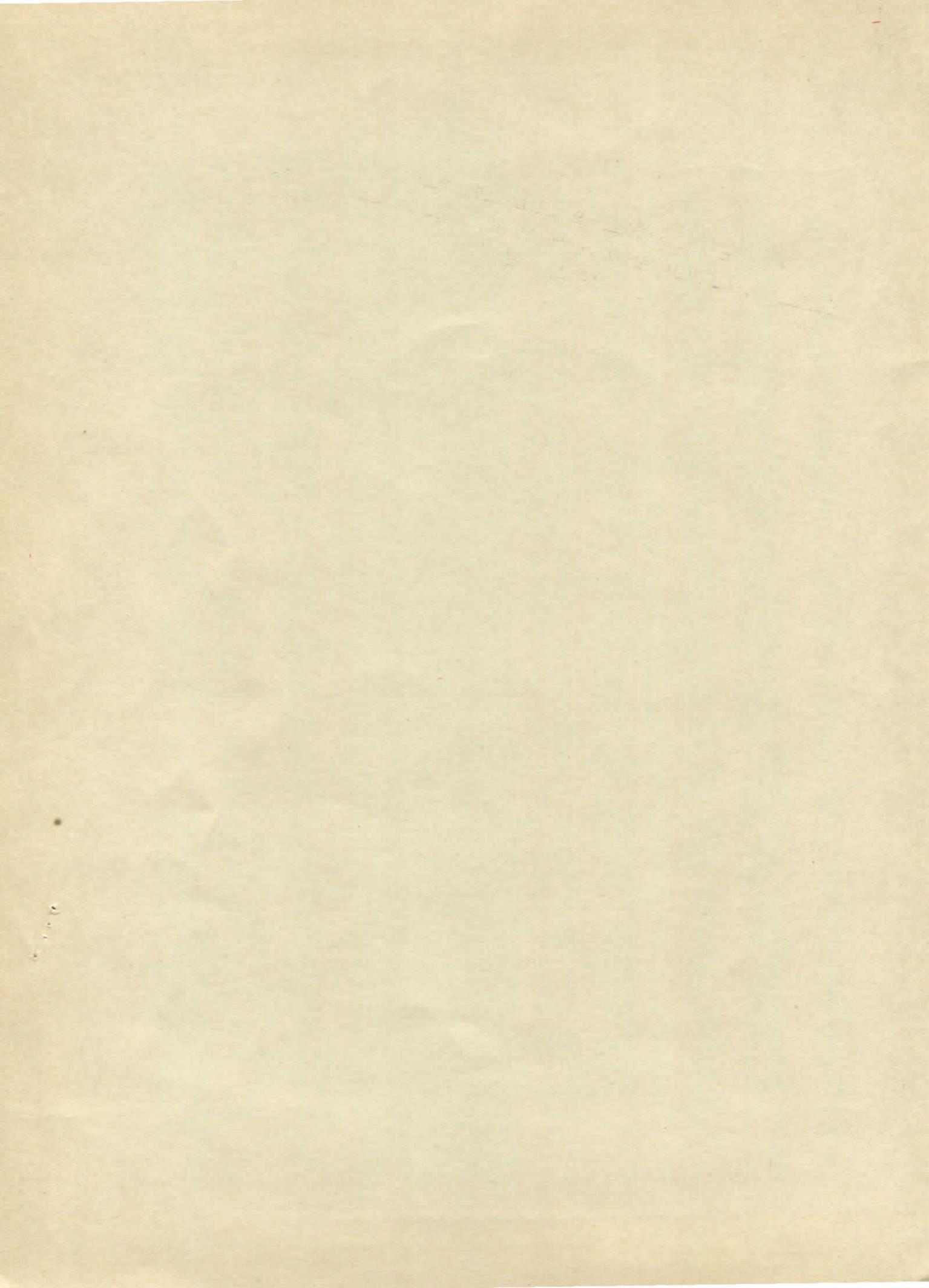
Interner Bericht  
DESY F1-73/6  
Oktober 1973

DESY-Bibliothek  
17. DEZ. 1973

Messung der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  und Bestimmung von  
Wirkungsquerschnitten der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  für Photonenergien  
zwischen 0.2 und 2.0 GeV

von

Peter Benz



Messung der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  und Bestimmung von  
Wirkungsquerschnitten der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  für Photonenergien  
zwischen 0.2 und 2.0 GeV

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs für Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Peter Benz  
aus Danzig

Hamburg  
1973

Genehmigt vom Fachbereich für Physik der Universität Hamburg  
auf Antrag von Prof. Dr. M.W.Teucher.

Hamburg, den 27.6.1973

Prof. Dr. R.Haensel  
(Sprecher des Fachbereichs)

---

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



## Abstract

The photoproduction of  $\pi^-$ -mesons on deuterons and neutrons has been investigated in a bubble chamber experiment at DESY with a bremsstrahlung beam of 5.5 GeV maximum energy. About 35 000 events of the reaction  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  have been measured. Total and differential cross sections are presented for the photon energy range from 0.2 to 2.0 GeV.

The extraction of cross sections for the reaction  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  from the deuteron data is discussed in detail. Instead of the spectator model, two other approaches are applied. The first one is the impulse approximation using the closure relation. This method takes into account the influence of the exclusion principle on the two final state protons as well as possible proton-proton final state interactions and the smearing effect of the Fermi motion on the neutron cross section. The second approach is a Chew-Low extrapolation of the virtual neutron's mass to the neutron pole. This method also takes account of possible dynamical effects due to the neutron being off its mass shell. The remaining uncertainties in the determination of cross sections on neutrons due to deuteron effects are estimated to be  $\leq 4\%$  for photon energies below 0.5 GeV.

Total and differential cross sections of the reaction  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ , except for small angular regions near 0 and 180 deg, and Legendre moments of the angular distributions are presented. The cross sections are compared with those obtained in other experiments and with various predictions. The results can be summarized as follows:

In the whole resonance region there is significant isovector-isoscalar interference.

The total cross section shows no significant structure in the  $P_{11}(1470)$ -resonance region.

The resonances of the second and third maximum in the  $(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ -cross section are only weakly coupled to the  $\gamma n$ -channel.

The predictions of multipole analyses for the differential cross sections in the  $\Delta(1236)$ -region are in reasonable agreement with the data. Phenomenological calculations using fixed- $t$  dispersion relations tend to give too large cross sections in the backward direction.

No positive evidence for an isotensor electromagnetic current is found.

There is significant disagreement between the differential cross sections of the reaction  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  and some measurements of radiative pion capture,  $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ , if detailed balance is assumed to connect the two reactions.



## Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1. Einleitung	3
2. Experimentelles Verfahren	7
2.1 Experimentaufbau und Photonstrahl	7
2.2 Musterung (Scan) und Messung	9
2.3 Kinematische Rekonstruktion	11
2.4 Prüfung der Meßgüte und Ereignisauswahl	13
2.5 Verluste und Kontaminationen	16
2.6 Prüfung der kinematischen Rekonstruktion	17
2.7 Photonenergieauflösung	19
2.8 Korrekturen auf Scanverluste	20
2.9 Zusammenfassung der experimentellen Korrekturen	23
3. Ergebnisse für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$	25
4. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- p$	27
4.1 Die Stoßnäherung niedrigster Ordnung	29
4.2 Das Spektatormodell	30
4.3 Die Stoßnäherung mit der Vollständigkeits- relation (Closure)	33
4.4 Die Entfaltung der Fermibewegung	37
4.5 Die Chew-Low Extrapolation	41
4.6 Das $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnis	48
5. Ergebnisse für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- p$	50
5.1 Ergebnisse	50
5.2 Vergleich mit früher angewendeten Verfahren und Diskussion der systematischen Unsicherheiten	52
5.3 Vergleich mit anderen Experimenten	54
6. Diskussion der Ergebnisse	
6.1 Vergleich mit $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ und Diskussion der Resonanz- struktur	56
6.2 Vergleich mit Vorhersagen aus Multipolanalysen und Dis- persionsrelationen	58
6.3 Test der $(\Delta I \leq 1)$ -Regel der elektromagnetischen Wechsel- wirkung	60
6.4 Test auf T-Invarianz in der elektromagnetischen Wechsel- wirkung	62

## Anhänge

A	Die nichtrelativistische Deuteronwellenfunktion	65
B	Kinematische Formeln bei einem bewegten Neutrontarget	68
C	Berechnung von Wirkungsquerschnitten im Spektatormodell	70
D	Berechnung von Wirkungsquerschnitten am Deuteron aus Wirkungsquerschnitten am Neutron in der Closure-Näherung	74
E	Ableitung der Chew-Low Polformel aus der Bornapproximation und aus dem Spektatormodell	77
F	Konstruktion der Chew-Low Funktion und der normierten Legendremomente aus den Daten	79
	Danksagung	80
	Tabellen	81
	Literaturverzeichnis	85
	Abbildungsverzeichnis	90
	Abbildungen	

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Photoproduktion negativer Pionen am Deuteron und am Neutron beschrieben. Das Experiment wurde mit der 85 cm-Deuterium-Blasenkammer beim DESY mit einem unpolarisierten Bremsstrahl von 5.5 GeV Maximalenergie durchgeführt. Etwa 35 000 Ereignisse der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  wurden beobachtet. Es werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  für Energien zwischen 0.2 GeV und 2.0 GeV und für alle Pionerzeugungswinkel mit Ausnahme kleiner Bereiche in der Vorwärts- und Rückwärtsrichtung angegeben.

Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  aus den Deuterondaten wird ausführlich diskutiert. Statt des häufig benutzten Spektatormodells werden zwei andere Verfahren angewendet, die mit schwächeren Annahmen auskommen. Das erste Verfahren ist die Stoßnäherung unter Benutzung der Vollständigkeitsrelation ("Closure-Näherung"). Bei diesem Verfahren werden sowohl der Einfluß des Pauliprinzip als auch mögliche Endzustandswechselwirkungen der beiden Protonen berücksichtigt. Zur Entfaltung der Eermibewegung des Targetneutrons wird die Fermiimpulsverteilung aus der Deuteronwellenfunktion berechnet, so daß es nicht nötig ist, eines der beiden Endzustandsprotonen als Spektator zu identifizieren. Das zweite Verfahren ist eine Chew-Low-Extrapolation der Masse des virtuellen Neutrons zum Neutronpol. Bei diesem Verfahren werden auch mögliche dynamische Effekte berücksichtigt, die sich daraus ergeben können, daß das im Deuteron gebundene Neutron nicht auf seiner Massenschale liegt.

Als Ergebnis der ersten Methode werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  angegeben, als Ergebnis der zweiten Methode totale Wirkungsquerschnitte sowie normierte Legendremomente der Winkelverteilungen. Aus dem Vergleich der Ergebnisse beider Verfahren lassen sich die durch Deuteroneffekte bedingten Unsicherheiten im totalen Wirkungsquerschnitt für Photonenergien unterhalb von 0.5 GeV zu  $\leq 4\%$  abschätzen.

Der Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  mit denen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  zeigt, daß im Energiebereich zwischen 0.2 GeV und 1.2 GeV signifikante Interferenzen zwischen den vom Isoskalaranteil des Photons und den vom Isevektoranteil des Photons angeregten Amplituden auftreten. Die Nukleonresonanzen, die das zweite und dritte Resonanzmaximum im  $\pi^+$ -Wirkungs-

querschnitt erzeugen ( $D_{13}(1520)$  bzw.  $D_{15}(1670)$  und/oder  $F_{15}(1688)$ ), koppeln nur schwach an den  $\gamma n$ -Zustand. Im Bereich des  $P_{11}(1470)$  zeigt der totale Wirkungsquerschnitt keine signifikante Struktur.

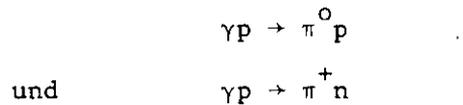
Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden im Bereich des  $\Delta(1236)$  von Vorhersagen aus Multipolanalysen befriedigend beschrieben. Die Vorhersagen aus phänomenologischen Rechnungen mit Hilfe von Dispersionsrelationen bei festem Impulsübertrag liefern im allgemeinen zu große Wirkungsquerschnitte für die Rückwärtsrichtung.

Die Differenz der Wirkungsquerschnitte für  $\pi^-$ - und  $\pi^+$ -Erzeugung zeigt nicht den Energieverlauf, den man für einen signifikanten Beitrag einer Isotensoramplitude erwarten würde, so daß im Gegensatz zu früheren Ergebnissen keine Evidenz für einen exotischen Anteil im elektromagnetischen Strom aus den Daten dieses Experiments folgt.

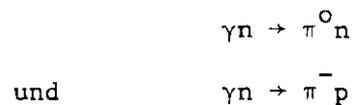
Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  unterscheiden sich bei der Photonenergie 0.35 GeV signifikant von Messungen zur Umkehrreaktion  $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ , wenn die beiden Reaktionen nach dem Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht miteinander verknüpft werden.

## 1. Einleitung

Die Einpion-Photoproduktion am Nukleon hat in den letzten Jahren wachsendes Interesse gefunden. Die Reaktionen



sind inzwischen in Zählerexperimenten systematisch untersucht worden. Da das Photon kein reiner Isospinzustand ist, reichen diese Messungen jedoch nicht aus, um die Isospinstruktur der beteiligten Amplituden festzulegen. Nur in Verbindung mit vergleichbar guten Daten der Reaktionen



lassen sich genaue Aussagen über die elektromagnetischen Kopplungen der N- und  $\Delta$ -Isobare sowie über die Isospinstruktur des nichtresonanten Untergrundes gewinnen. Weiterhin erlauben Daten am Neutron, die Vorhersagen verschiedener Modelle zur Einpion-Photoproduktion zu testen. Diese Modelle basieren auf Multipolanalysen oder benutzen Dispersionsrelationen und können die Daten zur Einpionerzeugung am Proton im allgemeinen gut beschreiben.

In letzter Zeit sind Messungen zur  $\pi^-$ -Erzeugung besonders interessant geworden, weil man mit ihnen zwei fundamentale Eigenschaften der elektromagnetischen Wechselwirkung überprüfen kann.

(i) Der erste Test betrifft die Isospinstruktur des elektromagnetischen Stroms (" $\Delta I \leq 1$ )-Regel"). Bei Wechselwirkungen mit Hadronen verhält sich das Photon nicht als reiner Isospinzustand. Beispielsweise wurden in diesem Experiment die Reaktionen

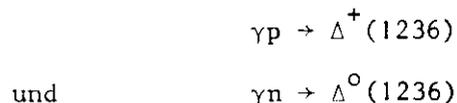


beobachtet. Im ersten Fall ist die Isospindifferenz  $\Delta I$  der Hadronen im Anfang- und Endzustand gleich 0, im zweiten Fall gleich 1. Man beschreibt die Isospineigenschaften des Photons darum durch ein Gemisch aus einer isoskalaren und einer isovektoriellen Komponente. Aus der Kernphysik kennt man seit

langem die Auswahlregel  $\Delta I \leq 1$  für elektromagnetische Übergänge zwischen Kernniveaus. Eine Verletzung dieser Auswahlregel würde bedeuten, daß das Photon noch höhere, exotische Isospinkomponenten enthält.

In den Jahren 1966/67 haben verschiedene Autoren (Dom 66, Grs 67, Sha 67) darauf hingewiesen, daß es für diese Auswahlregel noch keinen experimentellen Test gibt. Ein direkter Test wäre die Suche nach direkten ( $\Delta I = 2$ )-Übergängen. Ein solcher Test ist in der Hochenergiephysik bisher nicht möglich, da man keine gebundenen Zustände mit  $I = 2$  kennt. In der Kernphysik ist ein solcher Test im Prinzip möglich, da ( $I = 2$ )-Niveaus, die über einem ( $I = 0$ )-Grundzustand liegen, beobachtet worden sind. Jedoch liegen diese ( $I = 2$ )-Niveaus immer über zahlreichen Zwischenzuständen mit  $I = 1$ , so daß mögliche ( $\Delta I = 2$ )-Übergänge völlig von 2-Photonübergängen mit  $\Delta I = 1$  überlagert werden.

Die oben genannten Autoren haben darum u. a. folgenden indirekten Test vorgeschlagen. Die Reaktionen



sind möglich mit  $\Delta I = 1$  und  $\Delta I = 2$  für die Isospindifferenz der Hadronen. Aus einer Zerlegung nach Isospinamplituden erhält man für beide Reaktionen gleiche Wirkungsquerschnitte, falls nur  $\Delta I = 1$  gilt, während die Wirkungsquerschnitte verschieden sind, falls auch  $\Delta I = 2$  beiträgt. Die Bestimmung von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  und der Vergleich mit  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  ermöglichen damit einen Test der ( $\Delta I \leq 1$ )-Regel.

(ii) Der zweite Test betrifft die Gültigkeit der Zeitumkehrinvarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der im Prinzip einfache Test besteht aus einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  und der Umkehrreaktion  $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ , die durch das Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht miteinander verknüpft sind. Wenn Unterschiede beobachtet werden, können sie nur die Folge einer T-Verletzung sein. Messungen zur Umkehrreaktion liegen vor (Fav 70, Ber 70, Ber 71A).

Die Untersuchung der  $\pi^-$ -Photoproduktion am Neutron ist experimentell wesentlich schwieriger als die der Einpionerzeugung am Proton, da freie Neutronen als Target noch nicht in hinreichender Dichte zur Verfügung stehen. Der expe-

rimentell einfachste Weg ist daher die Messung der Reaktion



Bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion



aus Messungen der Reaktion (1) müssen dann die verschiedenen Deuteroneffekte berücksichtigt werden, nämlich der Einfluß des Pauliprinzips auf die beiden Endzustandsprotonen, Anfang- und Endzustandswechselwirkungen, Abschattungseffekte, die Fermibewegung und mögliche dynamische Abhängigkeiten der Amplituden von der Masse des virtuellen Neutrons.

Um diese Effekte zumindest teilweise zu berücksichtigen, benötigt man gewisse Annahmen über die Kinematik und Dynamik in Deuteronreaktionen. In dieser Arbeit werden 3 Verfahren hierzu beschrieben: Das Spektatormodell, die Stoßnäherung niedrigster Ordnung mit Benutzung der Vollständigkeitsrelation ("Closure-Näherung") (Che 51, Sai 62), sowie eine Chew-Low Extrapolation (Che 59) der Masse des virtuellen Neutrons zum Neutronpol. Für die Anwendung des Spektatormodells und der Chew-Low Extrapolation müssen die Impulse aller an der Reaktion (1) beteiligten Teilchen bekannt sein.

Eine weitere Methode zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2) liefert die Messung des  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisses  $R = d\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)/d\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)$ . Mit der Annahme, daß der Einfluß der Deuteroneffekte auf R nur schwach ist, erhält man dann  $d\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = R \cdot d\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ . Dieses Verfahren wird i.a. in Zählerexperimenten angewendet, wo nur das auslaufende Pion nachgewiesen wird.

Die Näherungen, die in diesen Verfahren gemacht werden, sind zum Teil sehr verschieden und werden im Kapitel 4 dieser Arbeit ausführlich diskutiert.

Bisher sind nur wenige Messungen der Reaktion (1) publiziert. Im Energiebereich  $< 2$  GeV gibt es einige Zählerexperimente (Neu 60, Sche 70, Ito 70, Fuj 71, Fuj 72, Hol 72), die zumeist das  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnis gemessen haben,

sowie ein Blasenkammerexperiment (Lod 70, Ros 73), das den Energiebereich  $< 1$  GeV umfaßt und zur Reaktion (1) etwa die halbe Ereigniszahl des vorliegenden Experiments hat. Eine Übersicht über weitere, ältere Experimente gibt (Sp1 70).

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde mit der 85 cm-Deuterium-Blasenkammer beim DESY mit einem unpolarisierten Bremsstrahl von 5.3 GeV (später 5.5 GeV) Maximalenergie durchgeführt. An der Auswertung waren die Hochenergiephysik-Institute in Aachen, Berlin (nur zu Beginn des Experiments), Bonn, Hamburg, Heidelberg und München beteiligt. Die Mitarbeiter dieser Kollaboration sind am Anfang des Literaturverzeichnisses aufgeführt.

Zur Auswertung der Reaktion (1) standen etwa 35 000 Ereignisse zur Verfügung, davon 32 000 im Energiebereich zwischen 0.2 GeV und 2.0 GeV. Eine vorläufige Analyse der Reaktion (1), die mit  $1/3$  der jetzt vorliegenden, endgültigen Statistik durchgeführt wurde, ist bereits publiziert (Hil 68). Die abschließende Publikation mit der endgültigen Statistik erfolgt in Kürze (Bnz 73).

Da ein kontinuierliches Photonenergiespektrum zur Verfügung stand, können totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen (1) und (2) für alle Energien zwischen 0.2 GeV und 2.0 GeV angegeben werden. Ein weiterer Vorteil des Experiments ist, daß die Impulse aller 3 auslaufenden Teilchen gemessen oder berechnet werden können. Das ermöglicht die Anwendung verschiedener Methoden und Kontrollen zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte am Neutron. Ein Vergleich der Ergebnisse dieser Methoden liefert dann die Größenordnung der verbleibenden systematischen Unsicherheiten bei der Behandlung der Deuteronkorrekturen.

Im Kapitel 2 werden der Aufbau, die Durchführung und die Auswertung des Experiments beschrieben, wobei besonderes Gewicht auf die Auswertung der Ereignisse der Reaktion (1) gelegt wird. Die Ergebnisse für die Reaktion (1) werden im Kapitel 3 gezeigt. Die Methoden zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Neutron aus Deuterondaten werden im Kapitel 4 ausführlich diskutiert. Die Ergebnisse werden im Kapitel 5 gezeigt und mit denen anderer Experimente verglichen. Die Diskussion der Ergebnisse folgt im Kapitel 6, wo sie mit verschiedenen Modellvorhersagen sowie mit Messungen der ladungsgespiegelten Reaktion und der Umkehrreaktion verglichen werden.

## 2. Experimentelles Verfahren

### 2.1 Experimentaufbau und Photonstrahl

Das Experiment wurde in der 85 cm-Deuterium-Blasen-kammer beim DESY mit einem unpolarisierten Bremsstrahl von 5.3 GeV (später 5.5 GeV) Maximalenergie durchgeführt. Es gliedert sich in 3 Auswerteabschnitte. Der Strahl Aufbau des ersten Abschnitts ist bei (But 70) beschrieben; er entspricht dem Aufbau, der bei dem früher durchgeführten  $\gamma p$ -Experiment benutzt wurde (ABB 68). Im zweiten und dritten Abschnitt wurde mit Hilfe eines Zählersystems ("Tagging-system") die Photonenergie gemessen. Der hierzu benutzte Strahl Aufbau ist bei (Schi 72) und (Fin 72) beschrieben. Im ersten Auswerteabschnitt wurde ein Strahlhärter aus 60 cm LiH benutzt, der im 2. und 3. Abschnitt entfernt wurde, um die vom Taggingssystem gelieferte Photonenergie nicht zu verfälschen. Für die Untersuchung der Reaktion (1),  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ , wurde die Tagginginformation nicht verwertet, da die Energieauflösung des Tagging-systems ( $\Delta E_\gamma \approx 120$  MeV) schlechter ist als die, die man mit Energie-Impulserhaltung aus der Messung der 3 auslaufenden Spuren erhält ( $\Delta E_\gamma/E_\gamma \approx 3\%$ ).

Die Strahlintensität wurde so gewählt, daß die Spuren der hadronischen Ereignisse nicht von den etwa 100 mal häufiger erzeugten Elektron-Positron-Paaren verdeckt werden. Die folgende Tabelle enthält einige Angaben über die 3 Auswerteabschnitte:

Auswerteabschnitt	$E_\gamma^{\max}$ (GeV)	$N_p$ ( $E_p > 0.1$ GeV)	$n_p$ ( $E_p > 0.1$ GeV)	$N_\gamma^{\text{eff}}$ ( $E_\gamma > 0.1$ GeV)
1	5.3	5041 000	6.4	42
2	5.3	1319 000	5.6	36
3	5.5	3198 000	4.1	25

$E_\gamma^{\max}$  ist die Maximalenergie des Bremsspektrums,  $N_p$  die Zahl der im Scanvolumen auf allen brauchbaren Bildern erzeugten  $e^+e^-$ -Paare mit Energien  $>0.1$  GeV,  $n_p$  die mittlere Zahl der  $e^+e^-$ -Paare im Scanvolumen pro Bild und  $N_\gamma^{\text{eff}}$  die daraus folgende Zahl der effektiven Quanten pro Bild.

Die Richtung und das Energiespektrum des Photonstrahls wurden durch die Messung von etwa 35 000  $e^+e^-$ -Paaren im Scanvolumen bestimmt.

(i) Strahlrichtung: Im 1. Auswerteabschnitt hatte der Strahl innerhalb der Meßgenauigkeit eine feste Richtung. Im 2. und 3. Abschnitt wurde der Strahl vertikal über die Kammer geleitet, so daß der Azimutwinkel der Strahlrichtung linear von der Koordinate in der Filmebene senkrecht zur Strahlrichtung abhing. Die Meßgenauigkeit des Azimutwinkels (in der Filmebene) einer einzelnen  $e^+e^-$ -Paarmessung betrug  $\pm 2$  mrad und die des Dipwinkels (senkrecht zur Filmebene)  $\pm 3$  mrad. Die so bestimmte Strahlrichtung wurde überprüft, indem alle gemessenen hadronischen Ereignisse mit 3 sichtbaren Spuren kinematisch rekonstruiert wurden, wobei die Strahlrichtung freigelassen wurde. Beide Methoden führten zu konsistenten Ergebnissen.

(ii) Energiespektrum: Das Energiespektrum  $dN_\gamma/dE_\gamma$  des Strahls wurde aus der gemessenen Energieverteilung der  $e^+e^-$ -Paare mit Hilfe des bekannten Wirkungsquerschnitts für  $e^+e^-$ -Paarerzeugung (Kna 70, But 70) bestimmt. Abb. 1 zeigt  $dN_\gamma/dE_\gamma$  multipliziert mit  $E_\gamma$  für die 3 Auswerteabschnitte. Für den Abschnitt 3 wurden zur Bestimmung von  $dN_\gamma/dE_\gamma$  auch  $e^+e^-$ -Paarmessungen hinzugezogen, die für die Auswertung der Tagginginformation (Schi 72, Fin 72) benötigt und nur für  $e^+e^-$ -Paarenergien größer als 0.5 GeV gemacht wurden. Um die statistischen Fehler der Paarmessungen zu reduzieren, wurde an die so bestimmten Werte von  $E_\gamma \cdot dN_\gamma/dE_\gamma$  ein Polynom 3. Grades in  $E_\gamma/E_\gamma^{\max}$  angepaßt und auf diese Weise ein geglättetes Spektrum bestimmt. Die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten der Fits waren in jedem Fall größer als 99 %. Die vollen Kurven in Abb. 1 zeigen den Verlauf der angepaßten Polynome.

In den Auswerteabschnitten 2 und 3 wurde kein Strahlhärter benutzt, so daß ein Vergleich des geglätteten Spektrums mit dem theoretischen Bremspektrum (Lub 63) für ein dünnes Target (0.02 Strahlungslängen) möglich ist. Für den Abschnitt 3 ist das theoretische Spektrum als gestrichelte Kurve in Abb. 1 eingezeichnet, und zwar so normiert, daß es mit den experimentellen Werten im Bereich mittlerer Energien übereinstimmt. Unterschiede im Verlauf beider Kurven zeigen sich nur in der Nähe des unteren und des oberen Endes des Bremspektrums, während im Energiebereich zwischen 0.3 GeV und 3 GeV die Differenz kleiner als 2 % ist.

Der totale Photonfluß wurde aus der Zahl der  $e^+e^-$ -Paare auf allen scanbaren Bildern bestimmt. Dazu wurden auf jedem 100. (später jedem 50.) Bild die im Scanvolumen liegenden Paare mit einer Energie  $>0.05$  GeV gezählt. Die obige Tabelle gibt die Gesamtzahl der Paare mit Energien  $>0.1$  GeV für die 3 Auswertungsabschnitte. Der Anteil zwischen  $0.05$  GeV und  $0.1$  GeV wurde aus dem Verlauf des Energiespektrums der Paarmessungen bestimmt.

Die Unsicherheit in den Wirkungsquerschnitten, die aus den statistischen Fehlern des geglätteten Photonspektrums und des totalen Photonflusses folgt, ist  $\pm 2\%$  für  $E_\gamma < 3$  GeV und bis zu  $\pm 6\%$  für größere Photonenergien.

Die 85 cm-DESY-Blasen-kammer ist bei (Spi 67) beschrieben. Das Magnetfeld betrug etwa 21 k-Gauss; die aus der Reichweite von M $\mu$ onen bestimmte Deuteriumdichte war  $(0.138 \pm 0.002)$  g/cm $^3$ .

Insgesamt wurden 3.1 Millionen Bilder aufgenommen. Dieser Arbeit liegt eine Filmmenge von 2.1 Millionen Bildern zugrunde, von denen 1.8 Millionen scanbar waren. Auf den restlichen 1 Million Bildern wurde, soweit sie brauchbar waren, nur nach Ereignissen mit 4 oder mehr auslaufenden Spuren gesucht.

## 2.2 Musterung (Scan) und Messung

Auf allen Bildern wurde in 2 unabhängigen Scans nach hadronischen Ereignissen mit mehr als einer auslaufenden Spur gesucht. Falls der Zerfall eines neutralen seltsamen Teilchens beobachtet wurde, wurden auch Ereignisse mit nur einer auslaufenden Spur akzeptiert. Mit diesen Kriterien wurden etwa 92 000 Ereignisse gefunden.

Der Endzustand einer  $\gamma d$ -Reaktion enthält eine ungerade Anzahl geladener Spuren. In der Hälfte aller Ereignisse hatte jedoch ein Proton oder Deuteron einen so kleinen Impuls ( $\leq 0.1$  GeV/c bzw.  $\leq 0.165$  GeV/c) daß es keine sichtbare Spur erzeugen konnte. Im Fall der Reaktion (1),  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ , beträgt der Anteil der Ereignisse mit nur 2 sichtbaren Spuren ("2-Prongs") sogar 67 %. Hadronische 2-Prongs lassen sich i.a. von den etwa 100 mal häufigeren  $e^+e^-$ -Paaren unterscheiden, da die Elektronen und Positronen fast immer mit dem Öffnungswinkel 0 erzeugt werden, während die hadronischen Ereignisse im allgemeinen einen Öffnungswinkel  $>0$  haben.

Aus einem Vergleich der beiden unabhängigen Scans ergab sich eine Auffindwahrscheinlichkeit von  $\geq 99\%$  für alle hadronischen Ereignisse. Es gibt jedoch Fälle, wo die Auffindwahrscheinlichkeit wesentlich geringer ist, z.B. für Ereignisse, die von  $e^+e^-$ -Paaren überdeckt sind, oder für Ereignisse mit speziellen Topologien, wie 2-Prongs, deren Spuren sich überlappen oder die eine Spur in Rückwärtsrichtung haben. Um den Verlust solcher Ereignisse zu bestimmen, wurden etwa 10 % der gesamten Filmmenge in einem 3. unabhängigen Scan besonders sorgfältig untersucht, wobei vor allem auf die oben erwähnten Topologien geachtet wurde. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte wurden dann mit den Ergebnissen dieses 3. Scans korrigiert. Zur Korrektur wurden auch andere Kriterien benutzt wie die Isotropie der Spuren um die Strahlrichtung. Die Scanverluste für Reaktion (1) werden im Kapitel 2.8 näher diskutiert.

Die Länge des Scanvolumens betrug 43 cm. Die minimale Spurlänge, die zur Messung in zwei Kameras zur Verfügung stand, war 18 cm in der Vorwärts- und 10 cm in der Rückwärtsrichtung. Die Ereignisse wurden auf halbautomatischen, digitisierten Meßprojektoren vermessen. Der mittlere Meßfehler in der Ebene senkrecht zur optischen Achse betrug  $\pm 5\mu$  auf dem Film, das sind  $\pm 75\mu$  in der Kammermittelebene. Das entspricht einem maximal meßbaren Impuls ("maximum detectable momentum") von 620 GeV/c.

Auf einem Teil der Filme des 1. Auswerteabschnitts wurden nur solche Ereignisse gemessen, die mindestens ein Proton (Deuteron) mit einem Impuls  $p_p < 0.4$  GeV/c ( $p_d < 0.56$  GeV/c) hatten. Dieser Impulsschnitt wurde beim Scan mit Hilfe von Impulsschablonen gemacht. Nach dem Spektatormodell (Kapitel 4.2) werden durch dieses Auswahlkriterium vor allem Reaktionen am Proton weggeschnitten; der Anteil der weggeschnittenen Neutronereignisse ist dabei nur klein und läßt sich im Rahmen des Spektatormodells aus der Deuteronwellenfunktion berechnen. Es zeigte sich jedoch später, daß dieser Impulsschnitt vor allem die Analyse von Aufbruchreaktionen (z. B.  $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- np$ ) stark erschwerte, so daß er im weiteren Verlauf der Auswertung nicht mehr angewendet wurde.

Fast alle Ereignisse der Reaktion (1) haben ein sehr langsames Proton, da in den meisten Fällen sich eines der beiden Protonen wie ein Spektator verhält. Die Korrektur auf die weggeschnittenen Ereignisse ist darum nur klein und konnte aus den Ergebnissen der Auswerteabschnitte 2 und 3 bestimmt werden. Die Korrektur ist 0 % für  $E_\gamma < 0.4$  GeV,  $(+4 \pm 0.5)\%$  bei  $E_\gamma = 1$  GeV und  $(+8 \pm 2)\%$  bei  $E_\gamma = 2$  GeV.

Die geometrische Rekonstruktion der Ereignisse wurde mit den Programmen WELAGA (WEL 63) und THRESH (THR 65) durchgeführt.

### 2.3 Kinematische Rekonstruktion

Die kinematische Rekonstruktion wurde mit dem Programm GFIND (GRI 65) durchgeführt. Tabelle I, Spalte 1, zeigt die Reaktionshypothesen, für die GFIND eine Anpassung an hadronische Ereignisse mit 2 oder 3 sichtbaren Spuren versuchte. Eine Liste der untersuchten Reaktionen mit seltsamen Teilchen im Endzustand findet man bei (Sti 70).

Bei Ereignissen mit einem unsichtbaren Proton oder Deuteron im Endzustand (2-Prong) ist für den Impuls dieses Teilchens nur eine obere Grenze bekannt ( $p_p \leq 0.1$  GeV/c bzw.  $p_d \leq 0.165$  GeV/c). Um dennoch die Anpassung einer Hypothese ("Fit") zu ermöglichen, wurden für die drei Komponenten des Impulses des unsichtbaren Teilchens die "Meßwerte"  $p_x = p_y = (0 \pm 0.03$  GeV/c) und  $p_z = (0 \pm 0.041$  GeV/c) gewählt (z = Richtung der optischen Achse). Der Fit wurde dann in kartesischen Komponenten durchgeführt. Die Fehler sind so gewählt, daß sie noch innerhalb von 3 Standardabweichungen die Anpassung eines Deuterons mit einem Impuls nahe der Sichtbarkeitsgrenze erlauben. Für Reaktionen wie Reaktion (1), die nur geladene Teilchen im Endzustand haben, ist damit ein Fit mit 3 Zwangsbedingungen ("3-C-Fit") möglich. Bei 2-Prongs der Reaktion (1) führt jedoch der falsche Startwert  $\vec{p} = 0$  für den Impuls des unsichtbaren Protons zu systematischen Verschiebungen der angeparten Werte, die im Kapitel 2.6 näher untersucht werden.

3-C-Fits wurden nur akzeptiert, wenn die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit des Fits  $> 0.1$  % war. Für 2-Prongs bedeutet dieses Kriterium im wesentlichen die Forderung

$$\chi^2 = \left( \frac{p_x}{\Delta p_x} \right)^2 + \left( \frac{p_y}{\Delta p_y} \right)^2 + \left( \frac{p_z}{\Delta p_z} \right)^2 < 16.4 ,$$

wobei  $p_x, p_y, p_z$  die kartesischen Komponenten des gefitteten Impulses des unsichtbaren Teilchens sind.

Bei Ereignissen mit einem neutralen Teilchen im Endzustand gibt es keine Zwangsbedingung für die Anpassung einer Reaktionshypothese, d.h. die kinematische Rekonstruktion besteht aus der Lösung der 4 Gleichungen für Energie-

Impulserhaltung ("O-C-Fit"). Man erhält für die unbekannte Photonenergie  $E_\gamma$  und den Impuls  $\vec{p}_0$  des neutralen Teilchens:

$$E_\gamma = \frac{m_0^2 - M_\gamma^2}{2(p_f^L - E_f + m_d)} \quad (2.1)$$

$$p_0^L = E_\gamma - p_f^L \quad ; \quad p_0^T = - p_f^T$$

Dabei ist:

$m_0$  = Masse des neutralen Teilchens

$M_\gamma^2 = (E_f - m_d)^2 - p_f^2 =$  Quadrat der gemessenen ("effektiven")  
Photonmasse

$E_f, \vec{p}_f$  = Summe der Energien und Impulse der gemessenen, auslaufenden Teilchen

$E_0, \vec{p}_0$  = Energie und Impuls des neutralen Teilchens

$p_f^L, p_f^T$  = Longitudinal- und Transversalkomponente von  $\vec{p}_f$  bezüglich der Photonrichtung

$p_0^L, p_0^T$  = Longitudinal- und Transversalkomponente von  $\vec{p}_0$  bezüglich der Photonrichtung.

Da für den Nenner von (2.1) gilt:  $p_f^L - E_f + m_d = E_0 - p_0^L$ , erhält man genau dann eine kinematisch erlaubte Lösung, wenn gilt:

$$G^2 \equiv (E_f - m_d)^2 - p_f^2 = M_\gamma^2 + p_f^T{}^2 < 0 \quad (2.2)$$

Bei Ereignissen ohne neutrale Teilchen im Endzustand ist  $G^2 = M_\gamma^2 = 0$ , falls alle auslaufenden Spuren ohne Meßfehler gemessen sind.

Bei einem 2-Prong ist im Fall eines O-C-Fits die Berechnung des Impulses des unsichtbaren Protons oder Deuterons nicht möglich; er behält seinen "Meßwert"  $\vec{p} = 0$ , was zu systematischen Verschiebungen der berechneten Größen  $E_\gamma$  und  $\vec{p}_0$  führt.

Aus (2.2) ergeben sich einige einfache Folgerungen für die Ambiguitäten zwischen verschiedenen Reaktionshypothesen nach der kinematischen Rekonstruktion:

(i) Bei Ereignissen ohne neutrale Teilchen im Endzustand ist  $G^2$  bei gaussianisch verteilten Meßfehlern in erster Näherung symmetrisch um Null verteilt (siehe Abb. 5a für Reaktion (1)). In etwa der Hälfte aller Fälle wird also für ein Ereignis mit keinem neutralen Teilchen im Endzustand auch eine O-C-Lösung mit einem zusätzlichen  $\pi^0$  möglich sein (zum Beispiel, falls ein Ereignis der Reaktion (1) vorlag, die Reaktionshypothese  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- pp$ ).

(ii) In (2.2) treten neben den Impulsen auch die Energien der gemessenen Teilchen auf, d.h.  $G^2$  hängt von den Massen ab, die den gemessenen Teilchen zugeordnet werden. Beispielsweise ist bei einem 3-Prong der Wert von  $G^2$  für die Hypothese  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- pp$  größer als für die Hypothese  $\gamma d \rightarrow n \pi^- \pi^+ p$ . Liegt also ein Ereignis der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- pp$  vor, so ist eine Lösung für die Hypothese  $\gamma d \rightarrow n \pi^- \pi^+ p$  kinematisch immer möglich (jedoch nicht notwendig im umgekehrten Fall). Die Trennung einer solchen Ambiguität ist nur über Energie-Reichweitebeziehungen oder die Ionisation möglich.

(iii) Das Kriterium (2.2) ist unabhängig von der Masse des neutralen Teilchens. So erlaubt ein Ereignis mit 2 oder mehr auslaufenden  $\pi^0$ 's immer eine kinematische Lösung mit nur einem  $\pi^0$  im Endzustand. Da jedoch die einfache Pionmasse kleiner als die invariante Masse eines  $2-\pi^0$ -Systems ist, wird die nach Gleichung (2.1) berechnete Photonenergie zu klein.

#### 2.4 Prüfung der Meßgüte und Ereignisauswahl

Die Überprüfung der Meßgüte und die Ereignisauswahl ist für die in Hamburg ausgewerteten Ereignisse des ersten Auswerteabschnitts bei (But 70) ausführlich erklärt. Im 2. und 3. Auswerteabschnitt wurden diese Prüfungen mit einer Erweiterung des Entscheidungsprogramms AUTDEC (Bnz 68) durchgeführt. Sie werden im folgenden kurz beschrieben.

Zur Prüfung der Meßgüte wurden die von WELAGA berechneten Fehler der Spurparameter  $1/r$ ,  $\lambda$  und  $\phi$  mit den theoretisch zu erwartenden Fehlern verglichen.  $r$  ist der Radius,  $\lambda$  der Dipwinkel und  $\phi$  der Azimutwinkel der Spur bezüglich der optischen Achse. Die theoretischen Meßfehler hängen ab von der Meßgenauigkeit auf dem Film, den Kammerdimensionen, der Aufstellung der Kameras, den Spurparametern, der Spurlänge sowie von der Anzahl und Verteilung der Meßpunkte auf der Spur. Die genauen Formeln sind bei (Glu 63), (Gls 64) und (Dre 71) angegeben. Es wurden nur solche Ereignisse akzeptiert, für die der Fehler jedes

Spurparameters kleiner als der 3-fache theoretische Fehler war. Etwa 83 % aller in Hamburg ausgewerteten Ereignisse erfüllten dieses Kriterium nach der ersten und etwa 96 % nach der vierten Messung. Die restlichen 4 % der Ereignisse waren unmeßbar.

Als unmeßbar erwiesen sich vor allem nicht stoppende Spuren, die eine so kleine auf die Filmebene projizierte Spurlänge haben, daß eine Radiusmessung nicht möglich ist. Kleine projizierte Spurlängen treten auf bei großem Dipwinkel einer Spur oder infolge einer sekundären Wechselwirkung eines auslaufenden Teilchens nahe am Primärvertex, wie zum Beispiel einer Ladungsaustauschreaktion eines  $\pi^-$ . Wenn die auslaufenden Sekundärspuren geladen sind, läßt sich der Impuls der Verbindungsspur zum Primärvertex jedoch häufig durch einen kinematischen Fit am Sekundärvertex bestimmen. In solchen Fällen wurde das Ereignis nicht zurückgewiesen.

Für jedes gut gemessene Ereignis lieferte GRIND im Mittel 3.4 Hypothesen. Für diese Hypothesen machte AUTDEC folgende Prüfungen:

(i) Für die berechnete Photonenergie mußte gelten :

$$E_{\gamma} - 3 \cdot \Delta E_{\gamma} \leq \text{Maximalenergie des Photonbremsspektrums.}$$

(ii) Energie-Reichweitebeziehungen, insbesondere für den berechneten Impuls eines unsichtbaren Protons oder Deuterons, mußten erfüllt sein.

(iii) Spuren, die anhand ihrer Ionisation und ihrer Reichweite als sichere Protonen bzw. Deuteronen erkannt werden konnten (Impulse < 0.8 GeV), erhielten beim Scan besondere Kennzeichen. Hypothesen, die diesen Spuren ein Pion zordneten, wurden von AUTDEC zurückgewiesen.

49 % aller Ereignisse konnten von AUTDEC mit diesen Kriterien entschieden werden. In den anderen Fällen ließ sich durch den Vergleich der berechneten mit der beobachteten Ionisation einer Spur noch eine weitere Auswahl unter den Hypothesen, die die obigen Kriterien erfüllten, treffen. Diese Ionisationsentscheidung wurde anhand von Fotos der Ereignisse gemacht und erlaubte die Trennung von Pionen und Protonen bis zu einem Impuls von etwa 1.2 GeV.

Damit bei einer GRIND-Neurechnung die Ionisationsentscheidung nicht wiederholt zu werden braucht, wurde die Information über die möglichen Massenzuordnungen für jede Spur auf Lochkarten übertragen. Mit Hilfe dieser "Spurkarten" kann die Ionisationsentscheidung von AUTDEC automatisch durchgeführt werden.

Mit den obigen Auswahlkriterien reduzierte sich die mittlere Hypothesenzahl pro Ereignis auf 1.4. Für die Analyse der einzelnen Reaktionen wurden anschließend noch folgende weitere Auswahlkriterien angewendet:

- (i) Jeder 3-C-Fit mit einer  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $>0.1$  % wurde akzeptiert.
- (ii) Ein O-C-Fit, der mit einem Fit zur Reaktion (1) ambiguitiv war, wurde verworfen.
- (iii) Ein O-C-Fit, der mit einem Fit zur Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$  ambiguitiv war, wurde verworfen, wenn das Deuteron sichtbar war.

Alle anderen O-C-Fits wurden akzeptiert. Die Diskussion dieser Auswahlkriterien folgt für Reaktion (1) im Kapitel (2.5). Das Kriterium (iii) ist bei (Gal 71) begründet.

Spalte A der Tabelle I zeigt die Verteilung der Ereignisse mit 2 oder 3 sichtbaren Spuren auf die verschiedenen Reaktionen sowie die wichtigsten verbleibenden Ambiguitäten nach der oben beschriebenen Ereignisauswahl. 35 155 Ereignisse erhielten einen Fit zur Reaktion (1). Spalte B zeigt die entsprechenden Anzahlen für Ereignisse mit Proton-(Deuteron-)Laborimpulsen  $<0.3$  GeV/c ( $<0.45$  GeV/c). Falls zwei Protonen im Endzustand vorlagen, wurde der Schnitt im Impuls des niederenergetischen Protons gemacht. In dieser Ereignismenge gibt es keine Verluste durch den Impulsschnitt vor der Messung (siehe Kapitel 2.2).

Die Ereignismengen zu den Hypothesen in Tabelle I, die ein neutrales Teilchen im Endzustand haben, sind kontaminiert durch Ereignisse mit weiteren neutralen Sekundärteilchen (siehe Kapitel 2.3).

4.4 % aller 2- und 3-Prongs waren unmeßbar (siehe oben) oder erhielten bei der kinematischen Rekonstruktion keine akzeptierbare Hypothese. Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten wurden sie, unter Berücksichtigung ihrer Ionisation und Prongzahl, auf die einzelnen Reaktionen im Verhältnis der akzeptierten Ereignisse verteilt. Die daraus resultierende Korrektur für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) beträgt  $(+4 \pm 1)$  %.

Die Ergebnisse der kinematischen Rekonstruktion und der Hypothesenauswahl werden für Reaktion (1) in den folgenden Kapiteln diskutiert.

## 2.5 Verluste und Kontaminationen

Die Hälfte aller Ereignisse, die bei der kinematischen Rekonstruktion einen 3-C-Fit zur Reaktion (1) erhielten, waren ambiguitiv mit einer 0-C-Lösung zur Reaktion

$$\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- pp. \quad (3)$$

Dieses Ergebnis erwartet man nach den Überlegungen von Kapitel 2.3. Ambiguitäten mit anderen Reaktionen als (3) waren vernachlässigbar (0.8 %).

Die Kontamination durch Ereignisse der Reaktion (3) wurde durch simulierte Ereignisse, die mit dem Programm FAKE erzeugt wurden (Lyn 62, Küb 69, But 70, Sto 73), bestimmt. Die Ereignisse wurden bei verschiedenen Photonenergien erzeugt und erhielten die Winkelverteilungen der gemessenen, nicht mit Reaktion (1) ambiguitiven 3-Prongs der Reaktion (3). Es zeigte sich, daß nur 2-Prongs mit kleinem Transversalimpuls des  $\pi^0$ 's einen Fit zur Reaktion (1) liefern. Der Vergleich der FAKE-Ergebnisse mit der Transversalimpulsverteilung der gemessenen 3-Prongs der Reaktion (3) ergab, daß 1 % der Fits zur Reaktion (1) durch Ereignisse der Reaktion (3) simuliert werden.

Diese Kontamination von 1 % ließ sich durch Vergleich der beobachteten  $\pi^0$ -Winkelverteilungen bei den gemessenen 2- und 3-Prongs der Reaktion (3) überprüfen. Abb. 2 zeigt die Verteilung von  $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^*$  ( $\theta_{\gamma/\pi^0}^* = \pi^0$ -Erzeugungswinkel im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem) getrennt für 2- und 3-Prongs. (Zur Auswahl der Ereignisse siehe die Beschreibung von Abb. 2 im Abbildungsverzeichnis sowie (Sto 73).) Die Winkelverteilung der 3-Prongs ist näherungsweise symmetrisch um  $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^* = 0$  verteilt (abgesehen von der starken Anhäufung bei  $\cos\theta^* = +1$ , die weiter unten diskutiert wird), während bei den 2-Prongs Ereignisse in der Nähe der Vorwärtsrichtung fehlen, die nach den Ergebnissen der FAKE-Rechnungen also einen (falschen) Fit zur Reaktion (1) erhalten haben. Fordert man auch für die 2-Prongs Symmetrie der Verteilung um  $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^* = 0$ , so ergibt sich ein Verlust von etwa 290 Ereignissen der Reaktion (3), der einer Kontamination von 0.8 % der Ereignisse der Reaktion (1) entspricht.

Neben einer Kontamination gibt es auch wahre Ereignisse der Reaktion (1), denen aus verschiedenen Gründen (Streuung des langsamen Protons nahe am Vertex u.a.) keine 3-C-Hypothese angepaßt werden kann. Solche Fälle werden im Programm FAKE nicht simuliert. Nach den Überlegungen von Kapitel (2.3) erwartet

man jedoch, daß für etwa die Hälfte dieser Ereignisse eine 0-C-Lösung zur Reaktion (3) möglich ist. Da die Summe der Transversalimpulse der gemessenen Spuren gleich Null ist, muß das  $\pi^0$  in Vorwärtsrichtung angepaßt werden. Tatsächlich zeigt Abb. 2 eine sehr starke Anhäufung bei  $\cos\theta^* = +1$ , vor allem bei den 3-Prongs, die nach der obigen Überlegung von wahren Ereignissen der Reaktion (1) ohne 3-C-Fit herrührt. Die Anzahl der Ereignisse in dieser Anhäufung entspricht einem 0.7 % Verlust von Ereignissen der Reaktion (1).

Der anderen Hälfte der Ereignisse ohne 3-C-Fit kann keine Reaktionshypothese angepaßt werden, so daß die Korrektur auf diesen Verlust schon in der Korrektur auf Ereignisse ohne akzeptierte Hypothese enthalten ist (Kapitel 2.4).

Aus diesen Untersuchungen folgt also, daß die im Kapitel 2.4 beschriebene Hypothesenauswahl eine Ereignismenge zur Reaktion (1) lieferte, in der sich die Verluste und Kontaminationen innerhalb einer Unsicherheit von  $\pm 1$  % aufheben.

## 2.6 Prüfung der kinematischen Rekonstruktion

Bei den 2-Prongs der Reaktion (1) führt der falsche Startwert  $p = 0$  für den Impuls des unsichtbaren Protons (Kapitel 2.3) zu einer systematischen Verschiebung seines gefitteten Wertes  $p_{fit}$ . Abb. 3a zeigt die Differenz  $(p_{calc} - p_{fit})$  für das unsichtbare Proton, wobei  $p_{calc}$  aus Gleichung (2.1) berechnet wurde. Der gefittete Wert ist nach Abb. 3a systematisch zu kleineren Werten verschoben. Dieser Effekt wurde durch simulierte Ereignisse der Reaktion (1) bestätigt. Da dadurch auch die gefitteten Werte der anderen kinematischen Größen systematisch verzerrt werden, wurde die 3-C-Fit Prozedur nur zur Auswahl der 2-Prong Ereignisse der Reaktion (1) aus der Gesamtmenge aller gemessenen 2-Prongs benutzt. Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten wurden dagegen die 4 ungemessenen Größen (Impulsvektor des unsichtbaren Protons und die Photonenergie) aus den gemessenen Größen nach Gleichung (2.1) berechnet.

Auf Grund der asymmetrischen Fortpflanzung der Meßfehler erwartet man jedoch eine asymmetrische Fehlerauflösungsfunktion des berechneten Impulses des unsichtbaren Protons mit einer Bevorzugung größerer Impulse.

Die Auflösungsfunktion wurde aus den experimentellen Fehlern mit folgender Methode bestimmt. Für jedes Ereignis wurden die gemessenen (also durch die

Meßfehler einfach verschmierten) Größen noch einmal verschmiert, indem sie mit einer gaussischen Wahrscheinlichkeitsverteilung von der Breite der experimentellen Meßfehler variiert wurden. Aus diesen so variierten Größen wurde der Impuls des unsichtbaren Protons neu berechnet. Dieser neu berechnete Wert  $p_{\text{verschmiert}}$  ist also zweifach mit den Meßfehlern verschmiert. Zur Verminderung statistischer Schwankungen wurde dabei jedes Ereignis 10 mal benutzt. Die Verteilung der Differenz  $\Delta p = p_{\text{verschmiert}} - p_{\text{calc}}$  liefert dann (in guter Näherung) die Auflösungsfunktion. Abb. 3b zeigt die Auflösungsfunktion für verschiedene Intervalle von  $p_{\text{calc}}$  bei Mittelung über alle Photonenergien zwischen 0.2 und 2 GeV. Bei kleinen Impulsen ist die Asymmetrie deutlich sichtbar. Der Fehler des berechneten Impulses beträgt etwa  $\pm 5$  MeV. Die Berücksichtigung der asymmetrischen Fortpflanzung der Meßfehler in den Impuls des unsichtbaren Protons ist für eine Chew-Low Extrapolation besonders wichtig. Die Entfaltung der Meßfehler mit dem hier erklärten Verfahren wird im Kapitel 4.5 beschrieben.

Bei den 3-Prongs der Reaktion (1) eignen sich zur Untersuchung möglicher systematischer Verschiebungen und der Behandlung der Meßfehler besonders die Pulls, die definiert sind durch:

$$\text{Pull}(x) = \frac{x_{\text{fit}} - x_{\text{unfit}}}{\sigma(x_{\text{fit}} - x_{\text{unfit}})} \quad (2.3)$$

$x_{\text{fit}}$  ist der gefittete und  $x_{\text{unfit}}$  der ungefittete Wert einer Meßgröße  $x$ . Der Fehler ihrer Differenz,  $\sigma(x_{\text{fit}} - x_{\text{unfit}})$ , ist gegeben durch (Böc 61):

$$\sigma^2(x_{\text{fit}} - x_{\text{unfit}}) = |\sigma^2(x_{\text{fit}}) - \sigma^2(x_{\text{unfit}})|. \quad (2.4)$$

Bei gaussverteilten Meßfehlern sollten die Pulls eine Normalverteilung um 0 mit der Standardabweichung 1 zeigen.

Abb. 4 zeigt die Pulls von  $1/p$ ,  $\lambda$  und  $\phi$  für die 3 Spuren des Endzustands der Reaktion (1) bei Ereignissen mit 3 sichtbaren Spuren (3-C-Fits). Alle Verteilungen sind symmetrisch um Null verteilt, d.h. es gibt kein Anzeichen für systematische Verschiebungen. Die Breiten der Verteilungen sind etwas kleiner als 1, d.h. die Fehler werden in den Rekonstruktionsprogrammen etwas überschätzt. Bei der Rückfaltung der Meßfehler aus den Verteilungen der berechneten Größen (z.B. Photonenergie oder Impuls des unsichtbaren Protons) wurde dieser Effekt durch Multiplikation der Meßfehler mit 0.7 berücksichtigt.

Aufschluß über die Größe und Behandlung der Meßfehler liefert auch die Verteilung der in Gleichung (2.2) definierten Größe  $G^2$ , die bei Ereignissen, bei denen alle auslaufenden Spuren ohne Meßfehler gemessen sind, gleich Null sein muß. Abb. 5a zeigt  $G^2$  für Ereignisse der Reaktion (1) mit 3 sichtbaren Spuren. Die Verteilung des Quadrats der effektiven Photonmasse,  $M_Y^2$  (siehe Gleichung (2.1)), die häufig statt  $G^2$  gezeigt wird, zeigt Abb. 5b.  $G^2$  ist in guter Näherung symmetrisch um Null verteilt, während  $M_Y^2$  eine leichte Asymmetrie unter Bevorzugung negativer Werte zeigt. Dieser Effekt wird auch durch FAKE-Rechnungen reproduziert und ist die Folge der asymmetrischen Fortpflanzung der Meßfehler. Da der Meßfehler von  $p_f^L$  groß gegenüber dem von  $p_f^T$  ist, hat der Fehler von  $p_f^T$  keinen wesentlichen Einfluß auf die Breite der Verteilung von  $M_Y^2 = G^2 - p_f^{T2}$ , bewirkt aber eine systematische Verschiebung zu negativen Werten.

Die Energieabhängigkeit der vollen Halbwertsbreite der Verteilungen von  $G^2$  und  $M_Y^2$  gibt die folgende Tabelle:

$E_Y$ (GeV)	0.2 - 0.4	0.4 - 1.0	1.0 - 2.0
volle Halbwertsbreite (GeV <sup>2</sup> )	0.01	0.02	0.06

### 2.7 Photonenergieauflösung

Die Photonenergieauflösung  $\Delta E_Y / E_Y$  für Reaktion (1) hängt von der Zahl der gemessenen Spuren sowie davon ab, ob beide Protonen oder nur eines in der Kammer stoppen. Als Mittelwert ergab sich

$\Delta E_Y / E_Y \approx \pm 3 \%$ . Der Energiefehler bewirkt eine Verschmierung im Energieverlauf des Ereignisspektrums. Zur Entfaltung dieser Verschmierung wurde das Ereignisspektrum mit dem experimentellen Energiefehler ideogrammiert. Der Quotient des gemessenen mit dem ideogrammierten Spektrum liefert dann den Korrekturfaktor zur Entfaltung der Energieverschmierung. Es zeigte sich jedoch, daß die Entfaltung im Energiebereich zwischen 0.2 GeV und 2.0 GeV keine signifikante oder systematisch von der Energie abhängende Änderung des Ereignisspektrums ergab. Diese Beobachtung läßt sich folgendermaßen erklären: der

mit  $E_\gamma$  ansteigende Energiefehler bewirkt eine systematische Verschiebung der Ereignisse zu kleineren Werten von  $E_\gamma$ . Da aber andererseits das Ereignisspektrum mit  $E_\gamma$  abfällt, werden im Mittel mehr Ereignisse von niedrigen zu höheren Energien verschoben als umgekehrt. Beide Effekte kompensieren sich also teilweise.

Aus diesem Grund werden die Wirkungsquerschnitte der Reaktion (1) im folgenden ohne Entfaltung des Photonenergiefehlers gezeigt.

## 2.8 Korrekturen auf Scanverluste

Es gibt 2 Arten von Scanverlusten, die vor allem Ereignisse mit sehr kleinem oder sehr großem Streuwinkel  $\Theta^*$  des Pions im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem betreffen.

Der erste Scanverlust betrifft Ereignisse mit zwei unsichtbaren Protonen (Impulse  $\leq 0.1$  GeV/c), die auf dem Film als 1-Prongs mit negativer Spur erscheinen. Das kann für kleine Impulse des Spektatorprotons und kleine Impulsüberträge  $\vec{q} = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_\pi = \vec{p}_{p1} + \vec{p}_{p2}$  vom Photon auf das Pion auftreten. Bei Vernachlässigung des Fermiimpulses  $\vec{p}_n$  entspricht dem Bereich  $q < 0.1$  GeV/c der Winkelbereich  $\Theta^*(p_n = 0) < \Theta_{\text{grenz}}^*$ , wobei  $\Theta_{\text{grenz}}^*$  eine Funktion von  $E_\gamma$  ist und von  $32^\circ$  bei  $E_\gamma = 0.2$  GeV auf  $7^\circ$  bei  $E_\gamma = 2$  GeV abfällt. Dieser Verlust betrifft also den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Nähe der Vorwärtsrichtung. Die Formeln zur Berechnung von  $\Theta^*(p_n = 0)$  als Funktion von  $E_\gamma$  und  $q$  (oder  $\cos\Theta$ ) sind im Anhang B (Gleichung (B7) und (B10) für  $p_n = 0$ ) angegeben.

Der zweite Scanverlust betrifft 2-Prongs, bei denen die Ebene durch die auslaufende Pion- und Protonspur senkrecht auf der Filmebene steht. Der scheinbare Öffnungswinkel der beiden Spuren in der Filmebene liegt dann bei  $0^\circ$ , wenn das Pion im Laborsystem nach vorn geht, oder bei  $180^\circ$ , wenn das Pion in Rückwärtsrichtung geht. In beiden Fällen kann das Ereignis mit einem 1-Prong verwechselt werden. Die Größe des Verlustes läßt sich aus der Verteilung des Scanwinkels  $\phi_s$  bestimmen, der durch den Winkel zwischen der Filmebene und der Pion-Proton-Ebene bestimmt ist. Legt man die x-Achse in die Richtung des Photon und die y-Achse in die Filmebene, so ist  $\phi_s$  definiert durch:

$$\tan \phi_s = \frac{a_y}{a_z} \quad (2.5)$$

wobei  $a_y$  und  $a_z$  die kartesischen Komponenten der Normalen auf der Pion-Proton-Ebene sind.  $\phi_s$  sollte bei nicht polarisierten Photonen isotrop verteilt sein.

Abb. 6 zeigt  $\phi_s$  für zwei Bereiche der Photonlaborenergie. Bei  $90^\circ$  zeigt sich ein deutlicher Verlust an Ereignissen. Die Korrektur auf diesen Verlust als Funktion von  $E_\gamma$  und  $\theta^*(p_n = 0)$  zeigt die folgende Tabelle:

$E_\gamma$ (GeV)	$\theta_{\text{grenz}}^* < \theta^*(p_n = 0) < 160^\circ$	$\theta^*(p_n = 0) > 160^\circ$
0.2 - 0.5	$(3 \pm 1) \%$	$(10 \pm 5) \%$
0.5 - 2.0	$(3.5 \pm 1.5) \%$	

Für  $E_\gamma > 0.5$  GeV und  $\theta^*(p_n = 0) > 160^\circ$  konnte wegen der zu geringen Ereigniszahl keine Korrektur bestimmt werden. Die Korrektur  $(10 \pm 5) \%$  für  $E_\gamma < 0.5$  und  $\theta^*(p_n = 0) > 160^\circ$  entspricht einer  $+0.3 \%$  Korrektur für den totalen Wirkungsquerschnitt.

Wegen dieser Verluste können in diesem Experiment keine differentiellen Wirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung ( $\theta^* < 40^\circ$  für  $E_\gamma < 0.26$  GeV und  $\theta^* < 20^\circ$  für  $E_\gamma > 0.26$  GeV) und in Rückwärtsrichtung ( $\theta^* > 160^\circ$  für  $E_\gamma > 0.5$  GeV) angegeben werden. Zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts wurden die Verluste aus Moravcsik-fits (Mor 56) an die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt. Bei diesen Fits wird an die linke Seite der Gleichung

$$(1 - \beta^* \cdot \cos\theta^*)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \sum_{n=1}^N a_n \cdot P_n(\cos\theta^*)$$

eine Reihe von Legendre-Polynomen angepaßt.  $\beta^*$  ist die Piongeschwindigkeit im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem und  $d\sigma/d\Omega^*$  der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt. Der Propagatorfaktor  $(1 - \beta^* \cdot \cos\theta^*)^2$  wird eingeführt, um hohe Partialwellen vom Einpionenaustausch in der Winkelverteilung der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi \bar{p}$  zu beseitigen, und um ein endliches Verhalten der Amplitude am Pionpol  $\cos\theta^* = 1/\beta^*$  zu erhalten. Am Pionpol ist die Amplitude gleich dem Born-term für Einpionenaustausch (Höh 64):

$$\sigma_{\text{pol}} = (1 - \beta^* \cos\theta^*)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega^*} \Big|_{\cos\theta^* = 1/\beta^*} = \frac{e^2}{4\pi} \frac{g^2}{4\pi} \frac{p_\pi^*}{E_\gamma^*} \left[ \frac{m_\pi^2}{2E_\gamma^* E_\pi^* \sqrt{s}} \right]^2 \quad (2.6)$$

wobei  $e^2/4\pi =$  Feinstrukturkonstante ( $= 1/137$ ) und  $g^2/4\pi =$  Pion-Nukleon Kopplungskonstante ( $= 14.7$ ). Die Bedeutung der anderen Größen in (2.6) wird im Anhang B erklärt.

Mit diesem Polterm als Zwangsbedingung für die Moravcsik-fits erhält man:

$$(1 - \beta^* \cos \Theta^*)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \sigma_{\text{pol}} + \sum_{n=1}^N a_n \cdot \left[ P_n(\cos \Theta^*) - P_n(1/\beta^*) \right] \quad (2.7)$$

Gleichung (2.7) gilt im Prinzip nur für Wirkungsquerschnitte am freien Neutron. Um zumindest den Einfluß des Pauliprinzips auf die beiden Endzustandsprotonen zu berücksichtigen, wurden die differentiellen Meßwerte vor den Moravcsikfits mit der Korrektur, die aus der Stoßnäherung mit Closure folgt, versehen. Die Berechnung dieser Korrektur wird im Kapitel 4.3 beschrieben.

Die rechte Seite von (2.7) wurde nun in mehreren Energieintervallen an die Daten der linken Seite angepaßt, wobei nur der Bereich von  $\Theta^*$  benutzt wurde, wo die Scanverluste vernachlässigbar waren. Durch Extrapolation der angepaßten Polynomreihe zur Vorwärts- und Rückwärtsrichtung lassen sich dann die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Winkelbereichen mit großen Scanverlusten bestimmen.

Die maximale Ordnung N der Legendrepolynome in (2.7) wurde begrenzt durch die Forderung, daß das Hinzufügen eines Polynoms höherer Ordnung eine Erniedrigung des  $\chi^2$ -Wertes des Fits um mindestens 2.70 bewirken muß. Ändert sich das  $\chi^2$  um 2.70, so entspricht das einer 90 %-Wahrscheinlichkeit dafür, daß das höhere Polynom zur Beschreibung der Winkelverteilung notwendig ist. Die benötigte Ordnung N lag zwischen 3 und 4.

Abb. 7 zeigt die Meßwerte von  $d\sigma/d\Omega^*$  bei  $\Theta^*(p_n = 0) = 10^\circ, 30^\circ$  und  $170^\circ$  als Funktion von  $E_\gamma$ . Die Meßwerte enthalten die oben erwähnte Korrektur auf die Effekte des Pauliprinzips. Die Kurven zeigen die geglätteten Werte für diese differentiellen Wirkungsquerschnitte, die aus der Extrapolation der Ergebnisse der Moravcsikfits in diese Winkelbereiche folgen. Die Fitfehler der extrapolierten Wirkungsquerschnitte bei  $10^\circ$  und  $170^\circ$  liegen zwischen 30 % und 50 %. Die resultierende Korrektur für den totalen Wirkungsquerschnitt auf Verluste in Vorwärtsrichtung beträgt (+1 bis +2)% für Energien zwischen 0.2 GeV und 0.5 GeV und bis zu +6 % für höhere Energien. Die Verluste in Rückwärtsrichtung für  $E_\gamma > 0.5$  GeV sinken mit steigender Energie von +0.5 % auf 0 %. Die Unsicherheit dieser Korrekturen beträgt  $\pm 2$  %.

Für Energien  $< 0.2$  GeV steigt der Scanverlust in Vorwärtsrichtung stark an, für Energien  $> 2.0$  GeV lassen sich die Verluste auf Grund der geringen Ereigniszahl nicht mehr genau genug bestimmen, so daß Wirkungsquerschnitte nur für den Energiebereich zwischen  $0.2$  GeV und  $2.0$  GeV angegeben werden.

Eine weitere Korrektur von  $(+3.5 \pm 1)\%$  für den totalen Wirkungsquerschnitt ergab sich aus dem 3. unabhängigen Scan, der auf einem Teil der ausgewerteten Filmmenge durchgeführt wurde (siehe Kapitel 2.2). Diese Korrektur ist innerhalb ihrer statistischen Genauigkeit unabhängig von  $E_\gamma$  und  $\theta^*$ .

### 2.9 Zusammenfassung der experimentellen Korrekturen

In Spalte 1 der folgenden Tabelle sind die Quellen systematischer Fehler und die experimentellen Korrekturen für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) zusammengestellt. Spalte 2 gibt die Größe der Korrektur für den totalen Wirkungsquerschnitt und Spalte 3 ihren Fehler.

	Korrektur (%)	Fehler (%)
Unsicherheit des Photonspektrums	-	2
Schnitt im Impuls des niederenergetischen Protons bei einem Teil der Ereignisse	0 - 8	0 - 2
3. unabhängiger Scan	3.5	1
Scanverluste bei Scanwinkel $\phi_s = 90^\circ$	3 - 3.5	1 - 1.5
Scanverluste in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (bestimmt aus Moravcsikfits)	1 - 6	2
Ereignisse ohne Anpassung	4	1
Verluste an und Kontaminationen durch andere Reaktionen	0	1

Eine weitere energie- und winkelunabhängige systematische Unsicherheit von  $\pm 2.5\%$  resultiert aus einem Vergleich der für die einzelnen Auswertabschnitte getrennt bestimmten Werte von  $\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$ . Die Modellabhängigkeit der im Kapitel 4.3 beschriebenen Korrektur auf Deuteroneneffekte in der Closure-Näherung bewirkt einen zusätzlichen systematischen Fehler von  $\pm 2\%$  ( $\pm 6\%$ ) für  $E_\gamma < 0.5$  GeV ( $>0.5$  GeV) im Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2),  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ .

Die Ergebnisse für den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) werden im nächsten Kapitel gezeigt.

### 3. Ergebnisse für die Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$

Abb. 8 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) mit den im Kapitel 2 beschriebenen experimentellen Korrekturen als Funktion der Photonlaborenergie  $E_\gamma$  zwischen 0.2 und 2 GeV (schwarze Punkte). Die eingezeichneten Fehler zeigen nur die unkorrelierten statistischen Fehler. Zusätzlich haben alle Werte eine korrelierte Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$ , die die Unsicherheiten der im Kapitel 2 beschriebenen experimentellen Korrekturen enthält.

Der Wirkungsquerschnitt zeigt eine starke Resonanzstruktur im Bereich des  $\Delta(1236)$  um 0.3 GeV, eine Schulter bei 0.7 GeV und fällt oberhalb von 1.1 GeV schnell ab. Dieser Wirkungsquerschnitt beschreibt jedoch noch nicht die  $\pi^-$ -Erzeugung an einem freien, ruhenden Neutron, da auch im einfachsten Modell zur Kinematik und Dynamik der Reaktion (1), dem Spektatormodell (Kapitel 4.2), die rasche Änderung des Wirkungsquerschnitts mit der Energie eine Entfaltung der Verschmierung durch die Fermibewegung des Targetneutrons erfordert.

Die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte für Reaktion (1) sind als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des  $\pi^-$ -Erzeugungswinkels  $\theta$  im Laborsystem in Tabelle II angegeben.

Die einzige andere Messung von  $\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  in diesem Energiebereich wurde von der Frascati-Napoli-Pavia-Roma-Kollaboration (Ros 73) in einem Blasen-kammerexperiment mit einem Bremsstrahl von 1 GeV Maximalenergie durchgeführt. Ihre Ergebnisse sind in Abb. 8 zum Vergleich eingezeichnet (offene Kreise). Sie unterscheiden sich von den Ergebnissen unseres Experiments im Bereich um 0.9 GeV, bei 0.7 GeV sowie im Maximum des  $\Delta(1236)$  bei 0.3 GeV, wo die Wirkungsquerschnitte der FNPR-Kollaboration um etwa 10 % unter den in diesem Experiment bestimmten Werten liegen. Da der Wirkungsquerschnitt für  $\Delta(1236)$ -Erzeugung entscheidend für den Test der ( $\Delta I \leq 1$ )-Regel der elektromagnetischen Wechselwirkung ist (siehe Kapitel 1), erfordern die Unterschiede in den beiden Messungen eine genaue Untersuchung möglicher systematischer Fehlerquellen, die besonders den  $\Delta(1236)$ -Bereich betreffen.

Die wichtigsten Fehlerquellen in Blasen-kammerexperimenten mit Photonbremsstrahlen, die die Messung zu großer Werte für  $\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  bewirken können, sind:

(i) Unvollständige Abtrennung der Kontamination durch andere Reaktionen, wie z.B.  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- pp$ . Aus den im Kapitel 2.5 beschriebenen Untersuchungen folgt jedoch, daß die Abtrennung dieser Kontamination in diesem Experiment innerhalb einer Unsicherheit von  $\pm 1\%$  verläßlich ist.

(ii) Falscher Energieverlauf des gemessenen Photonspektrums. Wegen der Übereinstimmung des theoretischen mit dem experimentellen Spektrum (Abb. 1) kann jedoch diese Fehlerquelle in diesem Experiment ebenfalls ausgeschlossen werden. Die Benutzung des theoretischen statt des experimentellen Photonspektrums würde die im vorliegenden Experiment bestimmten Wirkungsquerschnitte bei  $E_\gamma = 0.3 \text{ GeV}$  sogar um 2 % erhöhen.

#### 4. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- p$

Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2),  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ , aus Deuterondaten gibt es bisher noch keine allgemeingültige theoretische Grundlage. In diesem Kapitel werden vier Methoden hierfür beschrieben, die unterschiedliche Annahmen benötigen:

- (i) Die Anwendung des Spektatormodells.
- (ii) Die Benutzung der Stoßnäherung niedrigster Ordnung mit der Vollständigkeitsrelation ("Closure") (Che 51, Sai 52) und die anschließende Entfaltung der Fermibewegung des Targetneutrons.
- (iii) Eine Chew-Low Extrapolation der Masse des virtuellen Neutrons zum Neutronpol (Che 59).
- (iv) Die Messung des  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisses.

Den ersten beiden Verfahren liegt die Stoßnäherung niedrigster Ordnung zugrunde. Sie wird im Kapitel 4.1 beschrieben. Eine Diskussion des häufig benutzten Spektatormodells und die Überprüfung einiger seiner Vorhersagen folgen im Kapitel 4.2. Auf Grund der starken Näherungen, die dieses Modell enthält, werden in dieser Arbeit jedoch die Methoden (ii) und (iii) vorgezogen.

Im Kapitel 4.3 wird die Stoßnäherung niedrigster Ordnung mit Closure beschrieben. Der Vorteil dieser Methode ist, daß der Einfluß des Pauliprinzips auf die beiden Protonen im Endzustand explizit in nur schwach modellabhängiger Weise berücksichtigt wird. Weiterhin werden implizit die Effekte einer möglichen starken Proton-Proton-Endzustandswechselwirkung berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt am Neutron, den die Stoßnäherung mit Closure liefert, ist noch durch die Fermibewegung des Targetneutrons verschmiert. Zur Entfaltung dieser Verschmierung wird im Kapitel 4.3 ein Verfahren beschrieben, bei dem die Fermiimpulsverteilung aus der Deuteronwellenfunktion berechnet wird. Dieses Verfahren benötigt nicht die Annahme, daß eines der beiden Protonen als Spektator identifiziert werden kann.

Im Kapitel 4.5 wird die Chew-Low Extrapolation beschrieben. Die Bedingungen für ihre Gültigkeit sind völlig verschieden von denen der ersten beiden Methoden. Mit dieser Methode werden auch mögliche dynamische Abhängigkeiten der Amplitude der Reaktion (2) von der Masse des virtuellen Neutrons berücksichtigt. Es wird dabei angenommen, daß Doppelstreueffekte und Endzustandswechselwirkungen in der Reaktion (1) keine Singularitäten der Amplitude in der Nähe des Neutronpols verursachen.

Im Kapitel 4.6 folgt eine kurze Diskussion der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Neutron durch die Messung des  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisses. Dieses Verfahren ist im vorliegenden Experiment nicht anwendbar, da bisher noch keine hinreichend genauen, absoluten Messungen von  $\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)$  veröffentlicht wurden.

Im folgenden wird angenommen, daß die totale Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  der Reaktion (2) auch bei einem virtuellen Targetneutron, das nicht auf seiner Massenschale liegt, die geeignete Energievariable ist. Die Schwellenenergie der Reaktion (2) hängt dann nicht von der Masse des virtuellen Neutrons ab. Die Phasen der resonanten Amplituden in der Einpion-Photoproduktion am freien Nukleon sind für einen festen Wert von  $s$  nach dem Watsontheorem (Wat 54) durch die Pion-Nukleon-Streuphasen bei diesem  $s$  gegeben. Der Vergleich von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  mit zum Beispiel  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  sollte darum bei gleichem  $s$  durchgeführt werden. Da die meisten publizierten Wirkungsquerschnitte zur Photoproduktion als Funktion der Photonlaborenergie angegeben werden, empfiehlt sich die Einführung der äquivalenten "effektiven Photonlaborenergie"

$$E_{\gamma}^{\text{eff}} = (s - m_n^2)/(2m_n) \quad (m_n = \text{Masse des reellen Neutrons}), \quad (4.1)$$

d.h.  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$  ist diejenige Photonenergie, die mit einem reellen, ruhenden Neutron die totale Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  liefert.  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$  ist bei fester Photonlaborenergie  $E_{\gamma}$  eine Funktion des Neutronimpulses  $\vec{p}_n$  (siehe Anhang B, (B 4)).

#### 4.1 Die Stoßnäherung niedrigster Ordnung

In der Stoßnäherung niedrigster Ordnung (Che 50, Che 52A, Che 52B) wird der Operator für die Streuung eines Teilchens an einem Kern approximiert durch eine Summe von Einzelstreuoperatoren, die die Streuung des Teilchens an freien Nukleonen beschreiben. Die Nukleonen werden dabei als freie Teilchen behandelt, die dieselbe Fermiimpulsverteilung haben wie im Kern gebundene Nukleonen. Die Reaktion (1) wird in dieser Näherung durch die Summe der beiden Graphen in Abb. 9 beschrieben. Die Ununterscheidbarkeit der beiden Protonen im Endzustand erfordert die Berücksichtigung beider Graphen.



Einfluß des Pauliprinzips gegenüber den in (iii) genannten Effekten vernachlässigbar ist. Das Verhältnis der  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitte am Deuteron und Proton ist nach (Fuj 71) bei  $\theta^* = 180^\circ$  für alle Photonenergien zwischen 0.5 GeV und 0.95 GeV mit 1 verträglich ( $0.99 \pm 0.04$  im Mittel). (Die Verschmierung des Wirkungsquerschnitts am Deuteron durch die Fermibewegung des Targetprotons wurde entfaltet.)

#### 4.2 Das Spektatormodell

Im Spektatormodell wird neben den Annahmen (i) bis (iii) der Stoßnäherung niedrigster Ordnung (Kapitel 4.1) noch die folgende Annahme für die Reaktion (1) gemacht:

Eines der beiden Endzustandsprotonen kann eindeutig als Spektator, d.h. als das Nukleon, das nicht an der Reaktion beteiligt war, identifiziert werden. Insbesondere soll sich sein Fermiimpuls bei der Reaktion nicht verändert haben. In dieser Näherung trägt also nur einer der beiden Graphen in Abb. 9 zur Amplitude der Reaktion (1) bei.

Das Quadrat der Deuteronwellenfunktion im Impulsraum liefert die Fermiimpulsverteilung des Spektatorprotons. Die Formeln zur Berechnung dieser Verteilung sind im Anhang A zusammengestellt. Die berechnete Verteilung fällt zu höheren Impulsen sehr schnell ab. Etwa 2/3 aller Fermiimpulse sind kleiner als 0.1 GeV/c. Die Laborimpulsverteilung des Reaktionsnukleons hat dagegen nach den Ergebnissen der  $\pi^+$ -Photoproduktion am Proton ihr Maximum bei Werten  $>0.3$  GeV/c. Man macht darum die Annahme, daß das niederenergetische der beiden Protonen in der Reaktion (1) der Spektator ist.

Mit dieser Annahme ist das Absolutquadrat des Graphen in Abb. 9 mit dem höherenergetischen Proton am unteren Vertex im allgemeinen vernachlässigbar. Die Vernachlässigung des Interferenzterms führt jedoch bei kleinen Pionstreuungswinkeln zu zu kleinen Wirkungsquerschnitten (siehe Kapitel 4.3).

Der Impuls des Targetneutrons ergibt sich bei Identifikation des Spektators aus dem Impuls des Spektatorprotons ( $\vec{p}_n = -\vec{p}_s$ ), und die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2) reduziert sich auf das Problem, Wirkungsquerschnitte am bewegten Target zu bestimmen. Die Masse des Targetneutrons ist dabei eine Funktion seines Impulses (Anhang B, (B2)). Im Anhang C sind die kinematischen Formeln zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten am Neutron in diesem Modell abgeleitet.

Das Spektatormodell macht einige Vorhersagen, die im folgenden überprüft werden:

(i) Im Anhang C, (C11), wird eine Vorschrift hergeleitet, wie man die gemessene Verteilung des Spektatorlaborimpulses für den Vergleich mit einer theoretischen Fermiimpulsverteilung  $\phi(p_n)$  gewichten muß. Abb. 10 zeigt die so gewichtete Verteilung des Laborimpulses für alle  $E_\gamma^{\text{eff}}$  zwischen 0.2 und 2 GeV. Zum Vergleich ist die theoretische Fermiimpulsverteilung als volle Kurve eingezeichnet. Sie wurde aus einer modifizierten Hamada-Johnston Wellenfunktion des Deuterons (Ham 62) berechnet. Die Parametrisierung dieser Funktion stammt von J. Humberston und ist bei (Mic 69) angegeben.

Da die gemessene Impulsverteilung durch die Meßfehler (vor allem bei 2-Prongs, siehe Kapitel 2.6) etwas verschmiert ist, wurde dieselbe Verschmierung auch an der theoretischen Kurve angebracht (punktierte Kurve). Bis zu Impulsen von etwa 0.25 GeV/c ist die Übereinstimmung der verschmierten theoretischen mit der experimentellen Verteilung bemerkenswert gut. Oberhalb von 0.25 GeV/c liegen die Meßwerte jedoch deutlich über der theoretischen Verteilung.

(ii) Bewichtet man die Laborwinkelverteilung des Spektators gemäß der Vorschrift (C12) im Anhang C, so sollte sie nach der Vorhersage des Spektatormodells isotrop verteilt sein. Abb. 11 zeigt die so gewichtete Verteilung von  $\cos \mathcal{J}_s$  ( $\mathcal{J}_s$  = Laborwinkel zwischen dem Photon und dem Spektator) für verschiedene Intervalle in  $E_\gamma^{\text{eff}}$  und  $p_s$ . Die gestrichelten Geraden geben die Vorhersage des Spektatormodells. Abweichungen von der Isotropie treten vor allem bei großen Impulsen auf.

(iii) Die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2), die mit den Formeln des Anhangs C bestimmt werden, sollte im Rahmen des Spektatormodells unabhängig vom Impuls  $p_s$  und vom Winkel  $\mathcal{J}_s$  des Spektators sein. Abb. 12a zeigt den Quotienten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für  $p_s$  kleiner und größer 0.1 GeV/c als Funktion von  $\Theta^*$  für verschiedene  $E_\gamma^{\text{eff}}$ -Intervalle.  $\Theta^*$  ist der  $\pi^-$ -Erzeugungswinkel im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem. Abb. 12b zeigt den Quotienten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für Spektatoren mit  $\cos \mathcal{J}_s$  kleiner und größer Null. Die gestrichelten Geraden geben die Vorhersagen des Spektatormodells. Abweichungen von der vorhergesagten Isotropie zeigen sich vor allem bei kleinen Werten von  $\Theta^*$ .

(iv) Einen weiteren Test bietet die Verteilung des Treiman-Yang Winkels  $\phi_T$  (Tre 62, Gut 65, Kow 71).  $\phi_T$  ist definiert als der Winkel im  $(\pi^- p_1)$ -System zwischen der Ebene, die vom  $\pi^-$  und dem Photon und der Ebene, die vom Deuteron und dem Proton  $p_2$  aufgespannt wird:

$$\cos\phi_T = \frac{\vec{p}_\pi^* \times \vec{p}_\gamma^*}{|\vec{p}_\pi^* \times \vec{p}_\gamma^*|} \cdot \frac{\vec{p}_d^* \times \vec{p}_{p_2}^*}{|\vec{p}_d^* \times \vec{p}_{p_2}^*|} \quad (4.2)$$

Wenn das Proton  $p_2$  ein Spektator ist, erwartet man, daß  $\phi_T$  isotrop verteilt ist. Abb. 13 zeigt die Verteilung des Treiman-Yang Winkels für einige Intervalle der Photonlaborenergie. Die Verteilung ist in guter Näherung isotrop, wenn für  $p_2$  das niederenergetische ("slow") Proton gewählt wird, während sie starke Anisotropie zeigt, wenn  $p_2$  das höherenergetische ("fast") Proton ist.

Die Ergebnisse dieser Tests zeigen, daß das Spektatormodell eine genäherte Beschreibung der Daten liefert und somit die Annahmen (i) und (ii) der Stoßnäherung unterstützt. Es zeigen sich jedoch auch Abweichungen von den Vorhersagen des Spektatormodells, und zwar vor allem bei kleinen Photonenergien, kleinen Werten von  $\Theta^*$  und großen Spektatorimpulsen. Eine einfache Erklärung für diese Abweichungen ist nicht möglich, da verschiedene Effekte beitragen können, wie z. B. Endzustandswechselwirkungen, Interferenzen zwischen den beiden Protonen und mögliche dynamische Abhängigkeiten der  $(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$ -Amplitude von der Masse des virtuellen Neutrons.

Man erwartet, daß Endzustandswechselwirkungen zwischen dem Spektator- und dem Reaktionsproton oder dem Pion im Mittel zu einer Vergrößerung des Spektatorimpulses führen. Das könnte die Unterschiede zwischen der gewichteten Verteilung des Spektatorimpulses und der theoretischen Fermiimpulsverteilung in Abb. 10 bei großen Impulsen erklären. Interferenzeffekte sind besonders stark, wenn der  $\pi^-$ -Erzeugungswinkel  $\Theta^*$  klein ist und das Spektatorproton in die Vorwärtsrichtung geht, da dann beide Protonen etwa die gleiche Richtung haben und ihre Impulsdifferenz klein ist. Dadurch lassen sich die Abweichungen bei kleinen  $\Theta^*$  in Abb. 12b qualitativ erklären. Eine Abhängigkeit der  $(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$ -Amplitude von der Neutronmasse  $\sqrt{t}$  sollte vor allem bei hohen Spektatorimpulsen zu Abweichungen von den Vorhersagen des Spektatormodells führen, da  $\sqrt{t}$  sich um so mehr von der Masse  $m_n$  des reellen Neutrons unterscheidet, je größer der Spektatorimpuls ist (Anhang B, (B2)).

Häufig wird das Spektatormodell modifiziert, indem nur Ereignisse mit kleinem Laborimpuls des Spektatorprotons verwendet werden, da man erwartet, daß die Näherungen des Spektatormodells um so besser erfüllt sind, je kleiner der Spektatorimpuls ist. Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2) muß dann der Anteil der weggeschnittenen Ereignisse aus der Deuteronwellenfunktion berechnet werden. Der Nachteil dieses Verfahrens ist, daß die so bestimmten Wirkungsquerschnitte von den Annahmen abhängen, die man über die Form der Deuteronwellenfunktion macht, deren Verlauf bei hohen Impulsen nur schlecht bekannt ist. Je kleiner dabei der benutzte Spektatorimpulsbereich ist, um so stärker beeinflußt die Unsicherheit in der Kenntnis der Deuteronwellenfunktion die Ergebnisse.

Auf Grund der starken Näherungen, die im Spektatormodell gemacht werden, und des Versagens des Modells in einigen kinematischen Bereichen, werden in dieser Arbeit andere Methoden vorgezogen, die mit schwächeren Annahmen auskommen, und bei denen Interferenzeffekte und Endzustandswechselwirkungen zumindest teilweise berücksichtigt werden. Diese Methoden werden in den nächsten Kapiteln beschrieben.

#### 4.3 Die Stoßnäherung mit der Vollständigkeitsrelation (Closure)

In diesem Kapitel wird die Anwendung der Stoßnäherung niedrigster Ordnung mit der Vollständigkeitsrelation ("Closure") (Che 51, Sai 52) beschrieben. Die Spinstruktur des Deuterons und die Existenz zweier ununterscheidbarer Protonen im Endzustand werden explizit berücksichtigt. Das Ergebnis dieser Methode ist ein Korrekturfaktor für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1), der den Einfluß des Pauliprinzips sowie mögliche Proton-Proton-Endzustandswechselwirkungen berücksichtigt.

Der Operator  $f(\vec{q})$ , der auf das Nukleon in der Reaktion (2) wirkt, hat im Spin- und Isospinraum die allgemeine Form (Che 51):

$$f(\vec{q}) = [g(\vec{q}) + \vec{h}(\vec{q}) \cdot \vec{\sigma}] \tau^{(+)} \quad (4.3)$$

$\vec{q}$  ist der Dreierimpulsübertrag im Laborsystem vom Photon auf das Pion. Die Amplituden  $g$  und  $\vec{h}$  hängen von  $\vec{q}$ , der Photonenergie und dem Polarisationsvektor des Photons ab.  $g$  enthält die spinunabhängigen,  $\vec{h}$  die spinabhängigen Anteile der Amplitude der Reaktion (2).  $\vec{\sigma}$  ist der Spinoperators des Nukleons. Der

Isospinoperator  $\tau^{(+)}$  bewirkt eine Erhöhung des Nukleonen-Isospins um eine Einheit und verschwindet am Proton.

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) für unpolarisierte Photonen erhält man aus  $g$  und  $\vec{h}$  mit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma n \rightarrow \pi^- p) = |g|^2 + |\vec{h}|^2 \quad (4.4)$$

Im Anhang D wird gezeigt, daß in der Closure-Näherung der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) für unpolarisierte Photonen an unpolarisierten Deuteronen gegeben ist durch:

$$\begin{aligned} & \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma d \rightarrow \pi^- pp) / \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma n \rightarrow \pi^- p) = \\ & = 1 - F_S(q) + \frac{2}{3} \frac{|\vec{h}|^2}{|g|^2 + |\vec{h}|^2} \left[ F_S(q) + \sqrt{2} F_Q(q) \cdot \left( \frac{3}{2} \frac{|\vec{h} \cdot \vec{q}|^2}{|\vec{h}|^2 \cdot |\vec{q}|^2} - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (4.5) \end{aligned}$$

wobei  $F_S(q)$  der sphärische und  $F_Q(q)$  der Quadrupolformfaktor des Deuterons sind (siehe Abb. 14a).  $|g|^2$ ,  $|\vec{h}|^2$  und  $|\vec{h} \cdot \vec{q}|^2$  auf der rechten Seite von (4.5) müssen über die Photonpolarisation gemittelt werden.

Zur Berechnung der rechten Seite von Gleichung (4.5) braucht man ein Modell für die unbekanntenen Amplituden  $g$  und  $\vec{h}$  der Reaktion (2). Für Photonenergien  $< 0.5$  GeV wurden  $|g|^2$  und  $|\vec{h}|^2$  dem dispersionstheoretischen Modell von Engels et al. (Eng 68) entnommen. Die Größe  $x = |\vec{h} \cdot \vec{q}|^2 / (|\vec{h}|^2 \cdot |\vec{q}|^2)$  (mit  $0 \leq x \leq 1$ ) hat nur einen geringen Einfluß auf den Wert der rechten Seite von (4.5), da für kleine  $q$  gilt  $F_Q(q) \ll F_S(q)$  (Abb. 14a) und für große  $q$  die rechte Seite von (4.5) unabhängig von der speziellen Wahl von  $g$  und  $\vec{h}$  gegen 1 geht. Eine genäherte Berechnung von  $x$  reicht also aus. Die Analyse der  $\pi^+$ -Photoproduktion am Proton (Don 67 B) hat gezeigt, daß im Bereich des  $\Delta(1236)$  die  $M_1^+$ -Multipolanregung des Nukleons dominiert. Darum wurde reine  $M_1^+$ -Anregung für den ganzen Energiebereich von 0.2 GeV bis 0.5 GeV angenommen. Zur Berechnung von  $x$  wurde die allgemeine Form von  $\vec{h}$  benutzt, die bei Hoff (Hof 61) angegeben ist (siehe Anhang D, (D 13)).

In Vorwärtsrichtung, d.h. für  $q \rightarrow 0$ , ist der Einfluß des Pauliprinzips auf die beiden Endzustandsprotonen der Reaktion (1) am größten, da dann (bei Vernachlässigung der Fermibewegung) die Impulsdifferenz der beiden Protonen am

kleinsten ist. Für  $q \rightarrow 0$  verschwindet  $|g|^2$  (Hof 61) und  $F_S(q)$  und  $F_Q(q)$  streben gegen 1 bzw. 0. Man erhält aus Gleichung (4.5):

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma d \rightarrow \pi^- pp) / \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma n \rightarrow \pi^- p) \right|_{q=0} = \frac{2}{3} \quad (4.6)$$

Der Kehrwert der rechten Seite von (4.5) wurde für jedes einzelne Ereignis als Funktion von  $E_\gamma$  und  $q$  berechnet und als Korrekturfaktor für den Beitrag eines jeden Ereignisses zum Wirkungsquerschnitt benutzt. Abb. 15a zeigt die Korrektur als Funktion von  $q$  für verschiedene Photonenergien. Durch Summation der Ereignisse über alle  $q$  läßt sich die Korrektur für den totalen Wirkungsquerschnitt bestimmen. Abb. 15b zeigt sie als Funktion der Photonlaborenergie. Sie fällt von 1.11 bei  $E_\gamma = 0.2$  GeV auf 1.03 bei  $E_\gamma = 0.5$  GeV ab.

Um die Modellabhängigkeit dieser Korrektur zu überprüfen, wurden neben dem dispersionstheoretischen Modell von Engels et al. (Eng 68) auch andere, einfachere Modelle für die Amplituden der Reaktion (2) benutzt. Es zeigte sich, daß im Energiebereich zwischen 0.2 GeV und 0.5 GeV die Modellabhängigkeit eine Unsicherheit der rechten Seite von (4.5) von etwa  $\pm 2\%$  bewirkt (Söd 72).

Für  $E_\gamma > 0.5$  GeV stand kein hinreichend zuverlässiges Modell für die Berechnung der Amplituden  $g$  und  $\vec{h}$  zur Verfügung. Deshalb wurden die obere und die untere Grenze der rechten Seite der Gleichung (4.5) für jede Wahl von  $|g|^2/|\vec{h}|^2$  (zwischen 0 und  $\infty$ ) und  $|\vec{h} \cdot \vec{q}|^2 / (|\vec{h}|^2 \cdot |\vec{q}|^2)$  (zwischen 0 und 1) berechnet. Die minimale und die maximale Korrektur, die sich so für  $\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  bei Photonenergien  $> 0.5$  GeV ergaben, waren 0.98 bzw. 1.09. Daraus folgt eine mittlere Korrektur von  $1.03 \pm 0.06$ , die am totalen Wirkungsquerschnitt für  $E_\gamma > 0.5$  GeV angebracht wurde. Die Unsicherheit dieser Korrektur wurde im systematischen Fehler von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  berücksichtigt. Die Größe dieser Korrektur ist verträglich mit Messungen des Verhältnisses  $R' \equiv \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) / \sigma(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)$ , die von Neugebauer et al. (Neu 60) bei Photonenergien zwischen 0.5 GeV und 1.0 GeV durchgeführt wurden. Die bei (Neu 60) angegebenen Werte für  $R'$  liegen zwischen 1.00 und 1.13 mit einem statistischen Fehler von  $\pm 0.05$ .

Zur Korrektur der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde angenommen, daß für  $E_\gamma \geq 0.5$  GeV die  $q^2$ -Abhängigkeit der rechten Seite von (4.5) sich nicht wesentlich mit  $E_\gamma$  ändert. Der bei  $E_\gamma = 0.5$  GeV berechnete  $q^2$ -Verlauf der Korrektur (Abb. 15a) wurde deshalb für alle Energien  $> 0.5$  GeV benutzt. Diese Annahme

ist ebenfalls verträglich mit den Messungen der  $\pi^+$ -Erzeugung am Proton und Deuteron (Neu 60, Fuj 71).

Neben den Annahmen, die der Stoßnäherung (Kapitel 4.1) zugrunde liegen, gehen zwei Näherungen in die Ableitung von Gleichung (4.5) ein:

(i) Die Closure-Näherung (Anhang D, (D 4)) bedeutet, daß über alle pp-Endzustände summiert wird, die bei gleichzeitigem Übergang des Photons in ein  $\pi^-$  möglich sind. Dabei wird auch über Endzustände mit hoher invarianter Masse  $M(pp)$  summiert, die bei festem  $E_\gamma$  und  $q$  wegen Energie-Impuls-Erhaltung im Experiment nicht erreichbar sind. Das kann zu einer Überschätzung des Wirkungsquerschnittes führen. Der Beitrag der pp-Zustände mit hohem  $M(pp)$  zur Summe in der Gleichung (D 3) ist jedoch klein, da das Matrixelement des Streuoperators  $T(\vec{q})$  die pp-Zustände in der Nähe der oberen kinematischen Grenze von  $M(pp)$  unterdrückt.

Abb. 16 zeigt als Beispiel die experimentelle Verteilung von  $M(pp)$  aufgetragen gegen  $q$  für Photonlaborenergien zwischen 0.28 und 0.30 GeV. Die vollen Kurven zeigen die kinematischen Grenzen. Abgesehen vom Bereich großer Impulsüberträge (d.h. in der Nähe der Rückwärtsrichtung) liegen die meisten Ereignisse weit innerhalb der kinematischen Grenzen. Der Grund hierfür ist, daß das Matrixelement solche Ereignisse bevorzugt, bei denen im Laborsystem ein Proton fast den gesamten Impulsübertrag  $\vec{q}$  erhält, während sich das andere Proton wie ein langsamer Spektator verhält (siehe Kapitel 4.2).

Der Fehler, den die Anwendung der Closure-Näherung bewirkt, ist also nur klein. Ihr Vorteil ist, daß mögliche starke pp-Endzustandswechselwirkungen berücksichtigt werden, ohne daß ihre explizite Berechnung notwendig ist, da eine Änderung des Relativimpulses der beiden Protonen den über alle Relativimpulse integrierten Wirkungsquerschnitt nicht ändert.

(ii) Bei der Ableitung von Gleichung (4.5) im Anhang D wurde angenommen, daß  $f_1(\vec{q})$  und  $f_2(\vec{q})$  im Streuoperator  $T(\vec{q})$  (Anhang D, (D 1)) gleiche Argumente haben. Das heißt, es wurde angenommen, daß die Amplituden  $g$  und  $\vec{h}$  nur von den Laborgrößen  $E_\gamma$  und  $\vec{q}$  abhängen, so daß sie sich nicht ändern, wenn die beiden Protonen in der Reaktion (1) vertauscht werden. Diese Annahme gilt, wenn  $g$  und  $\vec{h}$  hinreichend langsam mit  $s$ ,  $\Theta^*$  und der Masse  $\sqrt{E}$  des virtuellen Neutrons variieren. Sie ist jedoch nicht erfüllt für den Fall einer rein resonanten  $(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$ -Amplitude mit kleiner Resonanzbreite  $\Gamma$ . Zum Beispiel würden im

Grenzwert  $\Gamma \rightarrow 0$  das Quadrat eines der beiden Graphen in Abb. 9 und der Interferenzterm verschwinden, da dann die beiden Protonen schon durch ihre Kinematik unterscheidbar sind. Im Fall großer Resonanzbreite ist dagegen die Änderung der Amplituden bei Vertauschung der beiden Protonen gering. Eine Abschätzung dieses Effekts für die  $\Delta(1236)$ -Erzeugung ergab eine Korrektur für den totalen Wirkungsquerschnitt von weniger als 1 % (Söd 72). Diese Korrektur konnte im Hinblick auf die Unsicherheit von  $\pm 2$  % der rechten Seite von (4.5) vernachlässigt werden.

Die in diesem Kapitel beschriebene Methode liefert den Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  ( $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ ) als Funktion der Laborgrößen  $E_\gamma$  und  $q$ . Da für jedes Ereignis im vorliegenden Experiment sowohl  $q$  als auch der  $\pi^-$ -Erzeugungswinkel  $\Theta$  im Laborsystem bekannt sind, läßt sich dieser Wirkungsquerschnitt auch als Funktion von  $E_\gamma$  und  $\Theta$  bestimmen.

Nun ist der Fermiimpuls des Targetneutrons durch  $E_\gamma$  und  $q$  (bzw.  $E_\gamma$  und  $\Theta$ ) nicht festgelegt, d.h. dieser Wirkungsquerschnitt ist noch durch die Fermibewegung des Neutrons verschmiert. Außerdem liegt das Targetneutron nicht auf seiner Massenschale. Die Entfaltung der Fermibewegung wird im nächsten Kapitel beschrieben. Die möglichen dynamischen Abhängigkeiten der Amplitude der Reaktion (2) von der Masse des virtuellen Neutrons müssen vernachlässigt werden, da es bisher kein Modell gibt, in dem solche Abhängigkeiten explizit berechnet werden können.

#### 4.4 Entfaltung der Fermibewegung

In diesem Kapitel wird ein Iterationsverfahren beschrieben, mit dem die Verschmierung des Wirkungsquerschnitts durch die Fermibewegung des Targetneutrons entfaltet wird. Die Fermiimpulsverteilung wird dabei aus der Deuteronwellenfunktion berechnet, so daß keines der beiden Protonen in der Reaktion (1) als Spektator identifiziert zu werden braucht. Dieses Verfahren wurde schon zur Entfaltung totaler Wirkungsquerschnitte benutzt (Coo 70) und wird hier auf die Entfaltung differentieller Wirkungsquerschnitte erweitert.

Wir nehmen an, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) am virtuellen Targetneutron eine Funktion der effektiven Photonlaborenergie  $E_\gamma^{\text{eff}}$  (Gleichung (4.1)) und des  $\pi^-$ -Erzeugungswinkels  $\Theta^*$  im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem ist. Dynamische Abhängigkeiten der Amplitude der Reaktion (2) von der Masse

des virtuellen Neutrons werden vernachlässigt. Der durch die Fermibewegung verschmierte differentielle Wirkungsquerschnitt ist im Laborsystem durch das Faltungsintegral (siehe Anhang C, (C 3)) gegeben:

$$\frac{d\sigma_{\text{verschmiert}}}{d\cos\Theta}(E_Y, \Theta) = \int d^3\vec{p}_n \phi(\vec{p}_n) \cdot \frac{d\sigma}{d\cos\Theta^*(\vec{p}_n)}(E_Y^{\text{eff}}(\vec{p}_n), \Theta^*(\vec{p}_n)) \cdot \frac{\partial \cos\Theta^*(\vec{p}_n)}{\partial \cos\Theta} \cdot \left(1 - \frac{p_n^L}{E_n}\right) \quad (4.7)$$

$\Theta$  ist der  $\pi^-$ -Erzeugungswinkel im Laborsystem;  $d\sigma_{\text{verschmiert}}/d\cos\Theta$  wird von der im vorigen Kapitel beschriebenen Methode der Stoßnäherung mit Closure geliefert.  $\phi(\vec{p}_n)$  ist das Quadrat der Deuteronwellenfunktion im Impulsraum nach Mittelung über die 3 Spinprojektionen des Deuterons (siehe Anhang A).  $E_Y^{\text{eff}}$  und  $\Theta^*$  im Argument des ("wahren") differentiellen Neutronwirkungsquerschnitts  $d\sigma/d\cos\Theta^*$  sind bei festem  $E_Y$  und  $\Theta$  Funktionen des Neutronimpulses  $\vec{p}_n$  (siehe Anhang B, (B 4) und (B 7)). Die Ableitung von  $\cos\Theta^*$  nach  $\cos\Theta$  als Funktion von  $E_Y$ ,  $\Theta$  und  $\vec{p}_n$  gibt Gleichung (B9).  $p_n^L$  ist die Longitudinalkomponente von  $\vec{p}_n$  in Richtung des einkommenden Photons und  $E_n$  ist die Laborenergie des virtuellen Neutrons.

Die iterative Lösung der Integralgleichung (4.7) nach der Funktion  $d\sigma/d\cos\Theta^*$  wird einfacher, wenn man die Variablen  $E_Y$  und  $\Theta$  durch  $E_Y^{\text{eff}}(\vec{p}_n = 0)$  und  $\Theta^*(\vec{p}_n = 0)$  ersetzt. Man erhält aus (4.7):

$$\frac{d\sigma_{\text{verschmiert}}}{d\cos\Theta^*(\vec{p}_n = 0)}(E_Y^{\text{eff}}(\vec{p}_n = 0), \Theta^*(\vec{p}_n = 0)) = \int d^3\vec{p}_n \phi(\vec{p}_n) \cdot \frac{d\sigma}{d\cos\Theta^*(\vec{p}_n)}(E_Y^{\text{eff}}(\vec{p}_n), \Theta^*(\vec{p}_n)) \cdot \frac{\partial \cos\Theta^*(\vec{p}_n)}{\partial \cos\Theta^*(\vec{p}_n = 0)} \cdot \left(1 - \frac{p_n^L}{E_n}\right) \quad (4.8)$$

Dabei sind  $E_Y^{\text{eff}}(\vec{p}_n = 0)$  und  $\Theta^*(\vec{p}_n = 0)$  die Werte von  $E_Y^{\text{eff}}$  und  $\Theta^*$ , die man für festes  $E_Y$  und  $\Theta$  an einem ruhenden Neutron erhält (Anhang B, (B 4) und (B 7) für  $\vec{p}_n = 0$ ). Der Wirkungsquerschnitt auf der linken Seite der Gleichung (4.8) wird (genauso wie die linke Seite von (4.7)) aus den gemessenen Ereignissen der Reaktion (1) mit Hilfe der Stoßnäherung mit Closure bestimmt. Abb. 17 zeigt diesen Wirkungsquerschnitt nach Integration über alle  $\cos\Theta^*(\vec{p}_n = 0)$  als Funktion von  $E_Y^{\text{eff}}(\vec{p}_n = 0)$ .

Durch Addition von  $d\sigma/d\cos\Theta^*(\vec{p}_n=0) = 0$  auf beiden Seiten der Gleichung (4.8) und Umordnung der Terme erhält man für die (K+1)-te Iteration:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{K+1}}{d\cos\Theta^*(\vec{p}_n=0)} (E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n=0), \Theta^*(\vec{p}_n=0)) &= \frac{d\sigma^K}{d\cos\Theta^*(\vec{p}_n=0)} (E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n=0), \Theta^*(\vec{p}_n=0)) \\ + \int d^3\vec{p}_n \phi(\vec{p}_n) &\left\{ \frac{d\sigma_{\text{verschmiert}}}{d\cos\Theta^*(\vec{p}_n=0)} (E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n=0), \Theta^*(\vec{p}_n=0)) - \right. \\ - \frac{d\sigma^K}{d\cos\Theta^*(\vec{p}_n)} (E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n), \Theta^*(\vec{p}_n)) &\cdot \frac{\partial \cos\Theta^*(\vec{p}_n)}{\partial \cos\Theta^*(\vec{p}_n=0)} \left(1 - \frac{p_n^L}{E_n}\right) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Der Grenzwert der Iteration ist erreicht, wenn  $\sigma^{K+1} \approx \sigma^K$  ist. Gleichung (4.9) reduziert sich dann auf das Faltungsintegral (4.8), d.h. der Grenzwert der Iteration löst das Faltungsintegral. Als Startwert der Iteration wurde der verschmierte Wirkungsquerschnitt (Abb. 17) gewählt, d.h.  $d\sigma^{K=0}/d\cos\Theta^* = d\sigma_{\text{verschmiert}}/d\cos\Theta^*$ .

Für die Entfaltung der Verschmierung nur des totalen Wirkungsquerschnitts erhält man durch eine analoge Überlegung die folgende Iterationsformel:

$$\begin{aligned} \sigma^{K+1}(E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n=0)) &= \sigma^K(E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n=0)) + \\ + \int d^3\vec{p}_n \phi(\vec{p}_n) &\left\{ \sigma_{\text{verschmiert}}(E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n=0)) - \sigma^K(E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n)) \left(1 - \frac{p_n^L}{E_n}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Zahl der Iterationsschritte unterliegt gewissen Beschränkungen. Betrachten wir dazu als Beispiel die Entfaltung des totalen Wirkungsquerschnitts. Jede Iteration von (4.10) erfordert eine zweifache Differentiation des verschmierten Wirkungsquerschnitts nach der Energie. Das läßt sich durch Entwicklung von  $\sigma^{K=0}(E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n)) = \sigma_{\text{verschmiert}}(E_\gamma^{\text{eff}}(\vec{p}_n))$  nach Potenzen von  $p_n$  zeigen. Eine Struktur im Wirkungsquerschnitt, die durch (2K+1) Meßpunkte ohne Fehler gegeben ist, erlaubt die Bestimmung von 2K Ableitungen und damit also die Anwendung

von maximal K Iterationen. Im Experiment zeigen die Meßwerte jedoch statistische Schwankungen, die bei Anwendung der erlaubten Maximalzahl von Iterationen zu scheinbaren Strukturen in der Lösung führen können. Um solche Effekte zu vermeiden, wurde nur so oft iteriert, bis die Differenz zwischen der (K+1)-ten und der K-ten Iteration bei allen Meßpunkten klein gegen die statistischen Fehler der Daten war. Da der Ausdruck in geschweiften Klammern in (4.9) bzw. (4.10) relativ klein ist, konvergierte die Iteration sehr schnell, so daß 2 Iterationen ausreichten. Die Abweichungen der 3. von der 2. Iteration zeigten keine systematische Energie- und Winkelabhängigkeit. Sie betragen für den totalen Wirkungsquerschnitt (d.h. summiert über die Iterationsergebnisse für jedes einzelne Winkelintervall) im Mittel 0.4 % (maximal 1 %) für  $E_Y^{\text{eff}} < 0.5 \text{ GeV}$  und im Mittel 1 % (maximal 3 %) für  $E_Y^{\text{eff}} > 0.5 \text{ GeV}$ . Für einzelne Meßpunkte des differentiellen Wirkungsquerschnitts war auf Grund statistischer Schwankungen in den Daten nach 2 Iterationen noch keine Konvergenz erreicht. Das trat vor allem auf bei hohen Energien ( $E_Y^{\text{eff}} \geq 1.2 \text{ GeV}$ ) und bei großen Winkeln ( $\theta^* \geq 90^\circ$ ), wo nur wenige Ereignisse liegen. Diese Meßpunkte wurden deshalb geglättet, indem sie um 0.5 bis 1 Standardabweichung in Richtung der Ergebnisse der Moravcsikfits (siehe Kapitel 2.8) verschoben wurden.

Der Fehler des Ergebnisses der K-ten Iteration wurde nach der Formel

$$\left( \frac{\Delta \sigma^K}{\sigma^K} \right)^2 = \left( \frac{\Delta \sigma_{\text{verschmiert}}}{\sigma_{\text{verschmiert}}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma^{K+1} - \sigma^K}{\sigma^K} \right)^2 \quad (4.11)$$

berechnet.

Der entfaltete totale Wirkungsquerschnitt lag auf der linken, niederenergetischen Flanke des  $\Delta(1236)$  bis zu 12 % über und auf der rechten Flanke bis zu 9 % unter dem verschmierten totalen Wirkungsquerschnitt.

Da das Iterationsverfahren nur die Fermibewegung im Anfangszustand der Reaktion (2) entfaltet, muß das Ergebnis für den totalen Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Kinematik des Endzustandes sein. Die Entfaltung mit Hilfe der Iterationsformel (4.9) und anschließender Summation über alle Winkel muß also das gleiche Ergebnis liefern wie die Entfaltung nur des totalen Wirkungsquerschnitts mit Hilfe der Iterationsformel (4.10). Eine Überprüfung dieser Forderung ergab, daß die Abweichungen der Ergebnisse aus (4.9) von denen aus (4.10) in jedem Fall kleiner als 0.5 % waren.

Die Abhängigkeit des Iterationsergebnisses vom Startwert  $d\sigma^{K=0}/d\cos\Theta^*$  wurde überprüft, indem statt des verschmierten Wirkungsquerschnitts, den die Stoßnäherung mit Closure liefert, das Ergebnis des Spektatormodells (Kapitel 4.2) als Startwert gewählt wurde. Die Änderungen in den Ergebnissen waren vernachlässigbar.

Für die Deuteronwellenfunktion  $\phi(p_n)$  wurde die Hamada-Johnston Wellenfunktion gewählt (siehe Anhang A). Die Wahl anderer, einfacherer Wellenfunktionen wie der Hulthénfunktion (Hul 57) ergab innerhalb der statistischen und systematischen Fehler der Daten keine signifikante Änderung in den Ergebnissen.

Die in diesem und im vorigen Kapitel beschriebene Methode liefert also totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2) am ruhenden Neutron als Funktion von  $E_Y^{eff}$  und  $\Theta^*$ . Sie werden im folgenden als "Wirkungsquerschnitte in der Closure-Näherung" bezeichnet. Dieses Verfahren benötigt im Prinzip nur die Kenntnis des  $\pi^-$ -Erzeugungswinkels und des  $\pi^-$ -Impulses im Laborsystem. Die Impulse der beiden Protonen brauchen nicht bekannt zu sein. Dieses Verfahren ist also auch in Einarmspektrometerexperimenten anwendbar.

#### 4.5 Die Chew-Low Extrapolation

Die Chew-Low Extrapolation (Che 59, Gr1 64, Mü1 71) der Masse des virtuellen Neutrons zum Neutronpol berücksichtigt nicht nur den Einfluß des Pauliprinzips und der Fermibewegung, sondern auch mögliche dynamische Abhängigkeiten der Amplitude der Reaktion (2) von der Masse des virtuellen Neutrons. Sie ist jedoch nur dann anwendbar, wenn die Impulse aller Teilchen in der Reaktion (1) bekannt sind. Insbesondere ist die Kenntnis der Protonimpulse bei kleinen Werten ( $\leq 0.1$  GeV/c) nötig.

In der Nähe des Pols  $t = m_n^2$  wird der Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) vom Neutronpolterm dominiert (Che 59):

$$\frac{d^2\sigma(E_Y)}{ds dt} (\gamma d \rightarrow \pi^- pp) = \frac{N^2}{2\pi} \frac{s-t}{m_d E_Y^2} \frac{1}{(m_n^2-t)^2} \sigma_{\gamma n \rightarrow \pi^- p}(s) \quad (4.12)$$

Dabei ist  $t = (p_d - p_{p2})^2$  das Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Neutrons,  $s = (p_\pi + p_{p1})^2 = m_n^2 + 2m_n E_Y^{eff}$  das Quadrat der effektiven  $(\pi^- p_1)$ -Masse und N die Normierungskonstante der asymptotischen Deuteronwellenfunktion (siehe

Anhang A, (A 8)). Im physikalisch zugänglichen Bereich ist  $t < (m_n - |E_B|)^2$  mit  $E_B$  = Bindungsenergie des Deuterons. Gleichung (4.12) wird im Anhang E aus der Bornapproximation mit Feynmanregeln hergeleitet.

Theoretische Untersuchungen (Bla 60, Brt 60) der Eigenschaften des dnp-Vertex' (unterer Vertex der Graphen in Abb. 9) haben gezeigt, daß die Amplitude der Reaktion (1) in der komplexen  $t$ -Ebene einen Schnitt längs der unphysikalischen, reellen  $t$ -Achse für  $t > m_n^2 + 2m_\pi(m_\pi + 2\alpha)$  hat ( $\alpha$  ist im Anhang A definiert). Dieser Schnitt läßt sich anschaulich als Folge des Austauschs von Pionen zwischen dem Proton und dem Neutron erklären. Der Einfluß dieses Schnitts auf die Amplitude im physikalischen Gebiet läßt sich durch eine Vertexfunktion  $V(t)$  berücksichtigen, die eine Reihe von Polen auf der unphysikalischen Seite der reellen  $t$ -Achse ( $t > m_n^2$ ) hat. Man ersetzt dazu die Normierungskonstante  $N$  in der Gleichung (4.12) durch  $N \cdot V(t)$  mit  $V^2(t = m_n^2) = 1$  (Bla 60, Bel 64).

Man nimmt nun an, daß Doppelstreuprozesse und Endzustandswechselwirkungen keine weiteren Verzweigungspunkte der Amplitude in einem hinreichend großen Bereich der komplexen  $t$ -Ebene, der den Pol und einen Teil der physikalischen  $t$ -Achse enthält, verursachen. Die Chew-Low Funktion

$$F(s, t; E_\gamma) = \frac{2\pi}{N^2 \cdot V^2(t)} \frac{m_n E_\gamma^2}{s - t} (m_n^2 - t)^2 \cdot \frac{d^2 \sigma(E_\gamma)}{ds dt} (\gamma d \rightarrow \pi^- pp) \quad (4.13)$$

hat dann keine Singularitäten in diesem Bereich und läßt sich für festes  $s$  und  $E_\gamma$  durch eine Potenzreihe in  $(m_n^2 - t)$  um  $t = m_n^2$  darstellen mit

$$\lim_{t \rightarrow m_n^2} F(s, t; E_\gamma) = \sigma_{\gamma n \rightarrow \pi^- p}(s) \quad (4.14)$$

Die Extrapolation vom physikalischen Gebiet zum Neutronpol besteht nun in der Anpassung eines Polynoms von hinreichend hoher Ordnung an die aus den Daten konstruierte Chew-Low Funktion. Die statistische Signifikanz der Daten erlaubt im allgemeinen nur die Bestimmung der Polynomkoeffizienten niedriger Ordnung. Durch die Einführung der Deuteronvertexfunktion werden jedoch die bekannten Singularitäten in der Amplitude berücksichtigt, so daß man hoffen kann, mit einem Polynom niedriger Ordnung auszukommen. Im Anhang E wird gezeigt, daß nach dem Spektatormodell die Chew-Low Funktion (4.13) in nichtrelativistischer Näherung sogar unabhängig von  $t$  ist, so daß sich das Polynom auf eine Konstante reduziert.

Der Abstand des Neutronpols vom physikalischen Gebiet beträgt etwa  $0.22 m_{\pi}^2$ . Der Bereich, über den hinweg extrapoliert werden muß, ist also kleiner als im vergleichbaren Fall der Chew-Low Extrapolation der Pion-Pion-Streuung, wo der Abstand des Pols vom physikalischen Gebiet  $\geq m_{\pi}^2$  ist.

Das experimentelle Verfahren zur Durchführung der Extrapolation ist bei (Mül 71) ausführlich beschrieben, so daß hier die Aufzählung der wesentlichen Punkte ausreichen wird.

(i) Das Pauliprinzip braucht nicht explizit berücksichtigt zu werden (Che 59). Zur Berechnung von  $t = (p_d - p_{p2})^2$  muß für  $p_{p2}$  der Vierervektor des im Laborsystem niederenergetischen Protons gewählt werden. Andernfalls würde der Pol bei  $t' = (p_d - p_{p1})^2 = m_n^2$  eine Endpunktsingularität bewirken (Fra 71), die die Möglichkeit einer analytischen Fortsetzung vom physikalischen Gebiet zum Neutronpol ausschließen würde.

(ii) Die Chew-Low Funktion ist eine Funktion von  $s$ ,  $t$  und  $E_Y$ . Da das Extrapolationsergebnis unabhängig von  $E_Y$  sein muß, kann über den vollen kinematischen Bereich von  $E_Y$  gemittelt werden, der bei festem  $s$  und  $t$  möglich ist. Die Formeln zur Konstruktion der Chew-Low Funktion aus den Daten sind im Anhang F angegeben.

(iii) Im Bereich kleiner Werte von  $m_n^2 - t$ , der für die Bestimmung von  $F(s, t; E_Y)$  besonders wichtig ist, konnte der Impuls des niederenergetischen Protons  $p_2$  nicht gemessen werden (siehe Kapitel 2.3) und mußte aus den gemessenen Impulsen der anderen geladenen Teilchen berechnet werden. Es erwies sich als notwendig, die asymmetrische Fortpflanzung der Meßfehler in die berechnete Größe  $t$  zu berücksichtigen (siehe Kapitel 2.6).

Der Einfluß der Meßfehler auf die aus den Meßwerten berechnete Chew-Low Funktion  $F_{\text{calc}}$  wurde nach dem im Kapitel 2.6 beschriebenen Verfahren bestimmt. Die Meßgrößen wurden mit einer gaussischen Wahrscheinlichkeitsverteilung von der Breite der experimentellen Fehler variiert. Mit den variierten Werten wurde ein neuer Wert  $F_{\text{verschmiert}}$  der Chew-Low Funktion berechnet. Der Quotient  $F_{\text{calc}}/F_{\text{verschmiert}}$  liefert dann für jedes  $s$ - und  $t$ -Intervall den Korrekturfaktor zur Entfaltung der Fehler aus  $F_{\text{calc}}$ . Um statistische Schwankungen in den Daten nicht zu verstärken, wurden die so bestimmten Korrekturfaktoren in  $s$  und  $t$  geglättet.

Um eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten des Extrapolationsverfahrens zu erhalten, wurde die Extrapolation auf verschiedene Arten durchgeführt, d.h. durch Wahl verschieden großer  $t$ -Bereiche im physikalischen Gebiet, durch Benutzung von Chew-Low Funktionen mit und ohne Deuteronvertexfunktion sowie von Extrapolationspolynomen unterschiedlicher Ordnung. Die begrenzte Statistik erlaubte dabei nur die Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte für 24 Energieintervalle im Bereich  $0.2 \text{ GeV} < E_{\gamma}^{\text{eff}} < 1.2 \text{ GeV}$ . Im folgenden werden zwei dieser Extrapolationen beschrieben, die sich in den Voraussetzungen besonders unterscheiden.

"Extrapolation 1" ist von K. Müller (Mül 71) mit den Daten dieses Experiments durchgeführt worden\* und benutzt die Chew-Low Funktion ohne Deuteronvertexfunktion (d.h.  $V^2(t) \equiv 1$ ). Als Extrapolationsbereich im physikalischen Gebiet wurde  $0.00496 \text{ GeV}^2 < m_n^2 - t < 0.04964 \text{ GeV}^2$  gewählt. Das entspricht Laborimpulsen des Protons zwischen  $0.02 \text{ GeV}/c$  und  $0.15 \text{ GeV}/c$ . Die untere Grenze liegt etwas oberhalb der physikalischen Grenze, da sich für Protonimpulse  $< 0.02 \text{ GeV}/c$  wegen der zu geringen Ereigniszahlen keine Korrekturfaktoren für die Meßfehlerentfaltung bestimmen ließen. Die obere Grenze ist so gewählt, daß sie innerhalb des Konvergenzkreises liegt, der vom nächsten der bekannten Verzweigungspunkte bei  $t = m_n^2 + 2m_{\pi}(m_{\pi} + 2\alpha)$  (siehe oben) gegeben ist. Es zeigte sich, daß ein lineares Polynom in  $(m_n^2 - t)$  als Extrapolationsfunktion ausreichte.

"Extrapolation 2" benutzt die Chew-Low Funktion mit der Deuteronvertexfunktion, d.h. Gleichung (4.13), wobei  $V^2(t)$  aus der über die 3 Spinprojektionen des Deuterons gemittelten Hamada-Johnston Wellenfunktion bestimmt wurde (Anhang E, (E 8)).  $V^2(t)$  ist in Abb. 14b gezeigt. Als Extrapolationsbereich im physikalischen Gebiet wurde  $0.00496 \text{ GeV}^2 < m_n^2 - t < 0.18275 \text{ GeV}^2$  gewählt. Das entspricht Laborimpulsen des Protons zwischen  $0.02 \text{ GeV}/c$  und  $0.3 \text{ GeV}/c$ . Eine weitere Erhöhung der oberen Grenze war aus statistischen Gründen nicht sinnvoll. Der Bereich in  $t$  wurde in 12 Intervalle eingeteilt, deren Breite so gewählt wurde, daß in jedem Intervall etwa gleich viele Ereignisse liegen. Abb. 18 zeigt die aus den Daten bestimmte Chew-Low Funktion als Funktion des Abstands vom Pol,  $(m_n^2 - t)$ , für einige Intervalle von  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$ . Für die Polynomfits an diese Verteilungen wurden nur die in Abb. 18 gezeigten, unkorrelierten statistischen Fehler benutzt.

\* Der Faktor  $(s-t)^{-1}$  in (4.13), der eine Folge des Flußfaktors der Reaktion  $\gamma_n^{\text{virtuell}} \rightarrow \pi^- p$  ist, ist bei (Mül 71) durch seinen Polwert  $(s-m_n^2)^{-1}$  ersetzt. Die dadurch entstehenden Unterschiede in den Extrapolationsergebnissen sind vernachlässigbar. Die experimentellen Meßfehler, die zur Fehlerentfaltung aus der  $t$ -Abhängigkeit der Chew-Low Funktion benötigt werden, standen bei (Mül 71) nicht zur Verfügung und wurden deshalb dort mit Hilfe eines Fehlermodells berechnet.

Nach dem in Kapitel 2.8 beschriebenen Kriterium lag die benötigte Ordnung N der angepaßten Polynome bei der "Extrapolation 2" zwischen 1 und 3 und zeigte keine systematische Energieabhängigkeit. Es wurde darum angenommen, daß sich die Chew-Low Funktion in allen 24 Energieintervallen durch ein Polynom gleicher Ordnung N anpassen läßt. Das Verhältnis  $\chi^2$ /Zahl der Freiheitsgrade, summiert über alle Energieintervalle, betrug für N = 1, 2 und 3: 387.3/240, 258.3/216 und 225.7/192. Abb. 19a zeigt die Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten der Fits für die 24 Energieintervalle für N = 1, 2 und 3. Da die Verteilung für N = 2 ausreichend isotrop ist, wurde für alle Energien ein quadratisches Polynom verwendet. Abb. 18 zeigt die angepaßten quadratischen Polynome. Abb. 19b zeigt die Polynomkoeffizienten  $B_1$  und  $B_2$  bei einer Parametrisierung des Extrapolationspolynoms in der Form

$$F(s,t;E_Y) = \sigma_{\gamma n \rightarrow \pi^- p}(s) \cdot (1 + B_1(s) \cdot (m_n^2 - t) + B_2(s) \cdot (m_n^2 - t)^2) \quad (4.15)$$

als Funktion von  $E_Y^{\text{eff}}$ . Beide Koeffizienten zeigen keine signifikante Energieabhängigkeit.

Im Anhang E ist gezeigt, daß die Chew-Low Polformel (4.12) auch für differentielle Wirkungsquerschnitte gilt. Eine Extrapolation der einzelnen differentiellen Meßpunkte war wegen der begrenzten Statistik nicht möglich, jedoch konnten die normierten Legendremomente  $A_1(s)$  der Verteilung des  $\pi^-$ -Erzeugungswinkels  $\theta^*$  im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem bestimmt werden. Sie sind definiert durch die Entwicklung

$$\frac{d\sigma(s)}{d\Omega^*} (\gamma n \rightarrow \pi^- p) = \frac{1}{4\pi} \sigma_{\gamma n \rightarrow \pi^- p}(s) \cdot (1 + \sum_{l=1}^L A_l(s) \cdot P_l(\cos\theta^*)) \quad (4.16)$$

Solange der Beitrag des Eimpionenaustauschs zur Amplitude der Reaktion (2) klein ist (siehe Kapitel 2.8), wird man mit einer kleinen Zahl L von Legendrepolynomen  $P_l(\cos\theta^*)$  auskommen. Die Momente wurden deswegen nur für Energien  $E_Y^{\text{eff}} < 1$  GeV bestimmt.

Die nichtextrapolierten Momente im physikalischen Gebiet erhält man aus der Entwicklung

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(E_Y)}{ds dt d\Omega^*} (\gamma d \rightarrow \pi^- pp) &= \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d\sigma(E_Y)}{ds dt} (\gamma d \rightarrow \pi^- pp) \\ &\cdot (1 + \sum_{l=1}^L A_l(s,t;E_Y) \cdot P_l(\cos\theta^*)) \end{aligned} \quad (4.17)$$

Die Chew-Low Polformel liefert hiermit

$$\left(1 + \sum_{l=1}^L A_l(s) P_l(\cos\theta^*)\right) = \lim_{t \rightarrow m_n^2} \frac{F(s, t; E_Y)}{\sigma_{\gamma n \rightarrow \pi^- p}(s)}$$

$$\cdot \left(1 + \sum_{l=1}^L A_l(s, t; E_Y) \cdot P_l(\cos\theta^*)\right) \quad (4.18)$$

und mit Gleichung (4.14) und der Orthogonalität der Legendrepolynome folgt:

$$A_l(s) = \lim_{t \rightarrow m_n^2} A_l(s, t; E_Y). \quad (4.19)$$

Die Formeln zur Konstruktion der normierten Momente aus den Daten sind im Anhang F angegeben.

Eine Rückfaltung der Meßfehler aus der berechneten Größe  $t$  war nicht nötig, da bei festem  $s$  und  $t$  die Winkelabhängigkeit des Fehlers von  $t$  relativ schwach ist. Der Korrekturfaktor zur Entfaltung der Meßfehler ist bei festem  $s$  und  $t$  also in erster Näherung unabhängig von  $\theta^*$  und fällt heraus, da bei der Berechnung der normierten Momente durch den über alle  $\theta^*$  integrierten Wirkungsquerschnitt bei gleichem  $s$  und  $t$  dividiert wird (siehe Anhang F, (F 4)).

Die im Kapitel 2.8 behandelten, winkelabhängigen Scanverluste bei 2-Prongs können eine Verfälschung der extrapolierten Werte bewirken. Zur Korrektur hierauf erhielt jedes Ereignis mit nur 2 sichtbaren Spuren ein von  $s$  und  $\theta^*$  abhängiges zusätzliches Gewicht. Dieses Gewicht wurde aus dem Verhältnis des auf Scanverluste korrigierten zum nichtkorrigierten Wirkungsquerschnitt berechnet.

Die Extrapolation der Momente wurde wieder auf verschiedene Arten durchgeführt. Die Wahl verschieden großer  $t$ -Bereiche führte zu keiner statistisch signifikanten Änderung der angepaßten Parameter, so daß der gleiche  $t$ -Bereich wie bei der "Extrapolation 2" des totalen Wirkungsquerschnitts verwendet wurde.

Die Extrapolation wurde für die ersten 4 Momente durchgeführt, da ein  $\chi^2$ -Fit an die Winkelverteilungen, die aus der Closure-Näherung (Kapitel 4.3 und 4.4) gewonnen wurden, zeigte, daß zur Beschreibung des differentiellen Wirkungs-

querschnitts Legendrepolynome bis zur 4. Ordnung nötig waren. Abb. 20 zeigt als Beispiel die aus den Daten bestimmten normierten Momente als Funktion des Abstands vom Pol,  $(\frac{m^2}{n} - t)$ , für einige Intervalle von  $E_Y^{\text{eff}}$ .

Die benötigte Ordnung der von  $t$  abhängigen Extrapolationspolynome wurde auf die gleiche Weise bestimmt wie bei der "Extrapolation 2" des totalen Wirkungsquerschnitts. Es zeigte sich, daß für das 1. und 2. Moment ein lineares Polynom notwendig war, während für das 3. und 4. Moment die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten der Fits schon bei einem Polynom 0-ten Grades gleichverteilt waren. Für das 3. und 4. Moment ließen die Daten also keine statistisch signifikante  $t$ -Abhängigkeit erkennen. Damit zeigten sich auch keine signifikanten Abweichungen der Extrapolationsergebnisse von der Vorhersage des Spektatormodells. Man wird jedoch annehmen, daß eine Extrapolation eine bessere Approximation der Momente der Reaktion (2) liefert als das Spektatormodell. Die Übereinstimmung der Spektatormodellwerte und der extrapolierten Werte gilt deshalb nur innerhalb der größeren Fehler einer linearen Extrapolation. Aus diesem Grund wurden auch das 3. und 4. Moment mit einem linearen Polynom extrapoliert.

Abb. 21 zeigt die Polynomkoeffizienten  $C_l$  als Funktion von  $E_Y^{\text{eff}}$  bei einer Parametrisierung der linearen Extrapolationspolynome in der Form

$$A_l(s, t; E_Y) = A_l(s) + C_l(s) \cdot (\frac{m^2}{n} - t) \quad (l = 1 \text{ bis } 4) \quad (4.20)$$

$C_3$  und  $C_4$  sind für alle  $E_Y^{\text{eff}}$  mit Null verträglich. Das  $\chi^2$  der Fits, summiert über alle Energieintervalle, betrug bei 220 Freiheitsgraden für das 1. bis 4. Moment: 298.2, 182.9, 249.4 und 220.8. Die angepaßten Geraden sind in Abb. 20 eingezeichnet.

Die Ergebnisse der Extrapolation werden im Kapitel 5 gezeigt und mit den Ergebnissen der Closure-Näherung verglichen.

#### 4.6 Das $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnis

Eine weitere Methode zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2) liefert die Messung des  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisses am Deuteron. Dazu werden die  $\pi^-$ - und die  $\pi^+$ -Erzeugung am Deuteron bei gleichen kinematischen Bedingungen für das Pion gemessen und das Verhältnis

$$R \equiv \frac{d\sigma/d\Omega(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)}{d\sigma/d\Omega(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)} \quad (4.21)$$

bestimmt. Mit der Annahme

$$R = \frac{d\sigma/d\Omega(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{d\sigma/d\Omega(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} \quad (4.22)$$

und mit den Messungen des  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitts am freien Proton läßt sich dann der  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitt am freien Neutron bestimmen. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  gibt es inzwischen sehr genaue Messungen ((Fis 72); eine Zusammenstellung weiterer Experimente geben (Spl 70) und (Spl 71)).

Für die Anwendung dieses Verfahrens in unserem Experiment benötigt man absolute Messungen von  $d\sigma/d\Omega(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)$ . Solche Messungen sind für  $E_\gamma < 0.5$  GeV noch nicht veröffentlicht worden. Für den Bereich  $0.5 < E_\gamma < 2.0$  GeV gibt es solche Messungen von Neugebauer et al. (Neu 60) und von Scheffler und Walden (Wld 72). Die statistischen und systematischen Fehler in diesen Experimenten sind jedoch so groß, daß die Benutzung ihrer Ergebnisse zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2) in unserem Experiment keinen Vorteil gegenüber den Methoden bietet, die in den Kapiteln 4.3 bis 4.5 beschrieben sind. Das in diesem Kapitel beschriebene Verfahren wird deshalb in unserem Experiment nicht angewendet. Da es jedoch häufig in Spektrometerexperimenten benutzt wird (eine Übersicht über solche Experimente gibt (Spl 70)), werden im folgenden die Annahmen, die ihm zugrunde liegen, kurz diskutiert.

Gleichung (4.22) beruht auf der Annahme, daß eines der beiden auslaufenden Nukleonen bei der  $\pi^-$ - und der  $\pi^+$ -Erzeugung am Deuteron ein Spektator ist, dessen Existenz die Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen (abgesehen von Coulombeffekten) in gleicher Weise beeinflusst. Folgende Effekte werden dabei vernachlässigt:

(i) Bei den Reaktionen am Deuteron bewirkt die Fermibewegung des Targetnukleons eine Verschmierung der Wirkungsquerschnitte und damit eine Verschmierung des Verhältnisses  $R$ . Die dadurch bedingten Unterschiede der beiden Seiten von Gleichung (4.22) sind gering, wenn  $R$  nur langsam mit der Photonenergie und dem Pionerzeugungswinkel variiert. Das ist nach den Zählermessungen von Fujii et al. (Fuj 71, Fuj 72) im Energiebereich des  $\Delta(1236)$  gut erfüllt - nicht jedoch für höhere Energien.

(ii) Der Einfluß des Pauliprinzips auf die beiden Endzustandsnukleonen ist bei der  $\pi^-$ - und der  $\pi^+$ -Erzeugung am Deuteron verschieden, wenn sich die Amplituden der Reaktionen  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  unterscheiden, das heißt, wenn Isovektor-Isoskalarinterferenzen auftreten. Im Rahmen der Stoßnäherung mit Closure (Kapitel 4.3) gilt z.B. nach Gleichung (4.5) (bei Vernachlässigung des kleinen D-Wellenanteils):

$$R = \frac{d\sigma/d\Omega(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{d\sigma/d\Omega(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} \cdot \frac{1 - F_S(q) \cdot V_n}{1 - F_S(q) \cdot V_p} \quad (4.23)$$

$$\text{mit } V_{n/p} = \frac{1/3 + |g_{n/p}|^2 / |\vec{h}_{n/p}|^2}{1 + |g_{n/p}|^2 / |\vec{h}_{n/p}|^2} \quad (4.24)$$

$g_{n/p}$  und  $\vec{h}_{n/p}$  sind die im Kapitel 4.3 definierten Amplituden  $g$  und  $\vec{h}$  für die Reaktionen  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  bzw.  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ . Gleichung (4.22) ist also nur dann erfüllt, wenn das Verhältnis  $|g|^2/|\vec{h}|^2$  am Proton und Neutron gleich ist. Die Annahme, daß die Isoskalar-Isovektorinterferenzen relativ schwach sind, wird durch die Ergebnisse unseres Experiments nicht bestätigt (siehe Kapitel 6.1).

(iii) Doppelstreuprozesse können die  $\pi^-$ - und die  $\pi^+$ -Erzeugung am Deuteron unterschiedlich beeinflussen.

Rechnungen, die unter Berücksichtigung dieser Effekte Korrekturen zur Gleichung (4.22) liefern, gibt es in der Literatur für den in diesem Experiment untersuchten Photonenergiebereich noch nicht. Rechnungen von Julius (Jul 71) für Photonenergien  $> 2$  GeV ergeben in der Closure-Näherung Abweichungen der beiden Seiten von (4.22) von maximal 4 %. Eine Extrapolation der Ergebnisse von (Jul 71) zu kleineren Photonenergien läßt erwarten, daß die Annahme (4.22) bei niedrigen Energien für die Vorwärtsrichtung ( $\theta^*$  bei  $0^\circ$ ) zu große Wirkungsquerschnitte für die Reaktion (2) liefert.

## 5. Ergebnisse für die Reaktion $\gamma n \rightarrow \pi^- p$

Im Kapitel 5.1 werden die Ergebnisse der im Kapitel 4 beschriebenen Verfahren für die Reaktion (2),  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ , gezeigt und miteinander verglichen. Im Kapitel 5.2 folgt der Vergleich dieser Methoden mit früher benutzten Verfahren (Hil 68, But 70) sowie eine Diskussion der jetzt noch verbleibenden systematischen Unsicherheiten bei der Behandlung der Deuteronkorrekturen. Im Kapitel 5.3 werden die Ergebnisse dieses Experiments mit denen anderer Experimente verglichen.

Die in diesem Experiment bestimmten Wirkungsquerschnitte werden im folgenden nur mit ihren statistischen Fehlern gezeigt. Zusätzlich haben alle Werte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$ , die die Unsicherheiten der experimentellen Korrekturen (siehe Kapitel 2) enthält. Die Wirkungsquerschnitte in der Closure-Näherung haben für Photonenergien  $> 0.5$  GeV eine Unsicherheit von  $\pm 8\%$ , die die zusätzliche Unsicherheit von  $\pm 6\%$  bei der Berechnung der rechten Seite der Gleichung (4.5) (Kapitel 4.3) für Photonenergien  $> 0.5$  GeV enthält.

### 5.1 Ergebnisse

Abb. 22 (schwarze Punkte) zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) nach dem Spektatormodell (Kapitel 4.2) als Funktion der effektiven Photonlaborenergie  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$  (Gleichung 4.1). Es sind keine Schnitte im Spektatorimpuls gemacht. Dieser Wirkungsquerschnitt wird hier nur für den Vergleich mit anderen Experimenten gezeigt. Wegen der starken Näherungen, die das Spektatormodell enthält (siehe Kapitel 4.2), werden in dieser Arbeit die Ergebnisse der Closure-Näherung und der Chew-Low Extrapolationen vorgezogen.

Abb. 23 (schwarze Punkte) und Tabelle III zeigen den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) in der Closure-Näherung (Kapitel 4.3 und 4.4) als Funktion von  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$ . Dieser Wirkungsquerschnitt ist das Ergebnis der Entfaltung der Fermibewegung aus dem Wirkungsquerschnitt von Abb. 17.

Der Wirkungsquerschnitt in der Closure-Näherung liegt im Maximum des  $\Delta(1236)$  um etwa  $6\%$  und für  $E_{\gamma}^{\text{eff}} > 0.5$  GeV um im Mittel  $9\%$  über den Ergebnissen des Spektatormodells. An den Flanken des  $\Delta(1236)$  ist der Unterschied beider Wirkungsquerschnitte statistisch nicht signifikant. Große Unterschiede treten

bei allen Energien im differentiellen Wirkungsquerschnitt auf. (Die Ergebnisse des Spektatormodells für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sind in dieser Arbeit nicht gezeigt.) Vor allem bei kleinen  $\pi^-$ -Erzeugungswinkeln liefert die Closure-Näherung wesentlich größere Werte als das Spektatormodell. Die Ursachen dieser Unterschiede sind in den Kapiteln 4.2 bis 4.4 diskutiert worden.

Abb. 24 zeigt die Ergebnisse der Chew-Low Extrapolationsmethoden "1" (schwarze Punkte) und "2" (offene Kreise). Die Ergebnisse der "Extrapolation 1" unterscheiden sich etwas von den Werten, die bei (Mül 71) angegeben sind, infolge von Verbesserungen in der Berechnung der experimentellen Korrekturen. Die "Extrapolation 2" liefert durchweg größere Werte um im Mittel 6 % (10 %) für  $E_Y^{\text{eff}} < 0.5 \text{ GeV}$  ( $>0.5 \text{ GeV}$ ). Diese Diskrepanz zeigt die Größenordnung der systematischen Unsicherheiten des Extrapolationsverfahrens. Zum Vergleich ist der totale Wirkungsquerschnitt in der Closure-Näherung von Abb. 23 noch einmal in Abb. 24 gezeigt (Kreuze). Trotz der völlig verschiedenen Annahmen und Näherungen, die den beiden Methoden zur Bestimmung von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  zugrunde liegen, ist die Differenz zwischen den Ergebnissen der Closure-Näherung und der "Extrapolation 2" im Mittel nur -4 % (+8 %) für  $E_Y^{\text{eff}} < 0.5 \text{ GeV}$  ( $>0.5 \text{ GeV}$ ). Die totalen Wirkungsquerschnitte aus den Extrapolationsmethoden sind in der Tabelle IV angegeben.

Abb. 25a bis d zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Closure-Näherung als Funktion des  $\pi^-$ -Erzeugungswinkels  $\Theta^*$  im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem für die verschiedenen  $E_Y^{\text{eff}}$ -Intervalle zwischen 0.2 GeV und 2.0 GeV. Die Punkte bei  $10^\circ$ ,  $30^\circ$  (für  $E_Y^{\text{eff}} < 0.26 \text{ GeV}$ ),  $170^\circ$  (für  $E_Y^{\text{eff}} > 0.5 \text{ GeV}$ ) sowie  $180^\circ$  (offene Quadrate) sind nicht direkt gemessen, sondern aus den Moravcsikfits (siehe Kapitel 2.8) extrapoliert. Die Zahlenwerte für  $d\sigma/d\Omega^*$  sind in Tabelle III angegeben.

Abb. 26 (schwarze Punkte) zeigt den aus den Moravcsikfits extrapolierten, differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Closure-Näherung bei  $\Theta^* = 180^\circ$  als Funktion von  $E_Y^{\text{eff}}$ . Die gezeigten Fehler enthalten nur die statistischen Fehler der Fits.

Abb. 27a und b zeigen für  $E_Y^{\text{eff}}$  zwischen 0.2 GeV und 1 GeV die ersten vier normierten Legendrepolynome  $A_1(E_Y^{\text{eff}})$  der Verteilung des  $\pi^-$ -Erzeugungswinkels. Die normierten Momente sind definiert durch die Entwicklung

$$\frac{d\sigma(E_Y^{\text{eff}})}{d\Omega^*} = \frac{\sigma(E_Y^{\text{eff}})}{4\pi} \cdot \left(1 + \sum_{l=1}^L A_l(E_Y^{\text{eff}}) \cdot P_l(\cos\Theta^*)\right) . \quad (5.1)$$

Die schwarzen Punkte sind die Ergebnisse von Legendrepolynomfits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Closure-Näherung (Abb. 25). Die benötigte Ordnung  $L = 4$  wurde nach dem im Kapitel 2.8 beschriebenen Kriterium und auf Grund der Forderung nach Isotropie in der Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten der Fits bestimmt. Die offenen Kreise in Abb. 27 sind das Ergebnis der Extrapolation der Masse des virtuellen Neutrons zum Neutronpol (Kapitel 4.5). Die Übereinstimmung der beiden Methoden ist im allgemeinen befriedigend. Die Ergebnisse der Closure-Näherung zeigen in den höheren Momenten etwas stärkere Strukturen als die extrapolierten Werte. Das mag die Folge einer leichten Überhöhung statistischer Schwankungen bei der Entfaltung der Fermibewegung sein. Dieser Effekt wurde im Kapitel 4.4 diskutiert.

## 5.2 Vergleich mit früher angewendeten Verfahren und Diskussion der systematischen Unsicherheiten

Der Vergleich von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  in der Closure-Näherung mit den Ergebnissen einer früheren, vorläufigen Analyse (Hil 68, But 70) eines Teils der jetzt vorliegenden, endgültigen Statistik zeigt, daß der früher bestimmte Wirkungsquerschnitt im Maximum des  $\Delta(1236)$  um etwa 20 % unter den jetzt bestimmten Werten liegt. Die gemessenen Werte für  $\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  haben sich nur um +5 % geändert, teils durch Verbesserungen der experimentellen Korrekturen und der Datenbehandlung bei der kinematischen Rekonstruktion (siehe Kapitel 2) und teils durch statistische Fluktuationen. Diese Änderung liegt innerhalb der früher angegebenen Fehler. Die Hauptursache für die Änderungen im Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) liegt in der Benutzung unterschiedlicher Methoden zur Bestimmung von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  aus den gemessenen Daten am Deuteron. Die Unterschiede in den Verfahren und die dadurch bedingten Änderungen von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  im Maximum des  $\Delta(1236)$  seien noch einmal im einzelnen aufgeführt:

(i) Früher (Hil 68, But 70) wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen das niederenergetische Proton einen Impuls  $< 0.3 \text{ GeV}/c$  hatte. Der Anteil der weggeschnittenen Ereignisse wurde im Rahmen des Spektatormodells aus der Deuteronwellenfunktion berechnet. Zur Berücksichtigung von Deutroneffekten wurde

der Wirkungsquerschnitt mit dem von Neugebauer et al. (Neu 60) gemessenen Verhältnis  $R' = \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) / \sigma(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)$  multipliziert. Aus den im Kapitel 4.2 und 4.6 genannten Gründen ist jetzt statt dessen die Closure-Näherung (Kapitel 4.3) benutzt worden, d.h. es ist jetzt über alle Proton-Proton-Endzustände summiert und der Einfluß des Pauliprinzips explizit berücksichtigt worden. Das bewirkte eine Änderung des Wirkungsquerschnitts im Maximum des  $\Delta(1236)$  um +4 %.

(ii) Zur Entfaltung der Fermibewegung wurde früher der Impuls des Targetneutrons aus dem Impuls des niederenergetischen Protons bestimmt (Kapitel 4.2). Jetzt ist die Fermibewegung aus der Deuteronwellenfunktion bestimmt und durch iterative Lösung des Faltungsintegrals entfaltet worden (Kapitel 4.4). Das änderte den Wirkungsquerschnitt im Maximum des  $\Delta(1236)$  nicht, führte jedoch zu Änderungen von etwa -6 % an den Flanken der Resonanz.

(iii) Früher ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photonenergie bestimmt worden, die sich durch Transformation in das Ruhesystem des virtuellen Targetneutrons ergab. Dabei liegt das Targetneutron nicht auf seiner Massenschale. Jetzt ist  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$  als Energievariable gewählt worden, d.h. die Photonenergie, die mit einem reellen, ruhenden Neutron die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  liefert. Dieser im Prinzip triviale Unterschied führte zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts im Resonanzmaximum von +10 %.

Die Chew-Low Extrapolation läßt sich nicht mit dem früher benutzten Verfahren vergleichen, da die Annahmen und Probleme bei ihrer Anwendung völlig anders sind.

Eine Auswahl zwischen den Ergebnissen der Closure-Näherung und denen der Chew-Low Extrapolationen läßt sich nicht treffen, da keine dieser beiden Methoden vor der anderen durch besonders stichhaltige Argumente bevorzugt ist. Die Unterschiede in den Ergebnissen (Abb. 24) zeigen die Größe der noch verbleibenden systematischen Unsicherheiten bei der Behandlung der Deuteronkorrekturen. Für  $E_{\gamma}^{\text{eff}} < 0.5$  GeV sind die Unterschiede im Mittel  $\leq 4$  %. Für  $E_{\gamma}^{\text{eff}} > 0.5$  GeV sind die Abweichungen größer. Das liegt jedoch vor allem an der Unsicherheit bei der Wahl eines speziellen Extrapolationsverfahrens, da die Ergebnisse der "Extrapolation 2", die die Kenntnis der Struktur des dnp-Vertex in Abb. 9 ausnützt, im allgemeinen mit den Werten aus der Closure-Näherung verträglich sind.

Die Unsicherheiten der Chew-Low Extrapolation können im Prinzip durch starke Erhöhung der Statistik reduziert werden. Verbesserungen in der Anwendung der Stoßnäherung sind möglich, wenn Doppelstreuprozesse und Abschattungseffekte bei niedrigen Energien, sowie mögliche dynamische Abhängigkeiten der Amplituden von der Masse des virtuellen Neutrons theoretisch besser verstanden sind.

Die systematischen Unsicherheiten bei der Methode der Messung des  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisses wurden im Kapitel 4.6 diskutiert.

### 5.3 Vergleich mit anderen Experimenten

Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2) sind von der FNPR-Kollaboration (ROS 73) (Frascati), von Scheffler und Walden (Sche 70) (Caltech), von Von Holtey et al. (Hol 72) (Bonn) und von Fujii et al. (Fuj 72) (Tokio) veröffentlicht worden.

Die FNPR-Kollaboration hat die Reaktion (1) für Photonenergien  $< 1$  GeV in einem Blasenkammerexperiment gemessen und daraus Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2) mit Hilfe des Spektatormodells bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 22 eingezeichnet (offene Kreise). Abweichungen von den Ergebnissen des Spektatormodells in unserem Experiment zeigen sich im  $\Delta(1236)$ -Bereich und bei Photonenergien zwischen 0.7 GeV und 0.9 GeV. Diese Abweichungen treten schon in den Ergebnissen für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) auf. Die Fehlerquellen, die in Blasenkammerexperimenten mit Photonbremsstrahlen zu solchen Abweichungen führen können, wurden im Kapitel 3 diskutiert.

Scheffler und Walden (Sche 70) haben die  $\pi^-$ -Erzeugung am Deuteron für Photonenergien zwischen 0.6 GeV und 1.25 GeV in einem Zählerexperiment gemessen und verschiedene Methoden zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2) aus diesen Daten verwendet. Zur Bestimmung der meisten von Ihnen publizierten Werte wurde nur die Verschmierung der Wirkungsquerschnitte am Deuteron durch die Fermibewegung des Targetneutrons entfaltet. Andere Deuteron-effekte wie Interferenzen der beiden Protonen und Endzustandswechselwirkungen wurden vernachlässigt. In Abb. 22 sind die Ergebnisse eingezeichnet (offene Quadrate); sie haben einen systematischen Fehler von 10 %. Sie stimmen gut mit den Ergebnissen des Spektatormodells in unserem Experiment überein.

Von Holtey et al. (Hol 72) haben das  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnis am Deuteron (siehe Kapitel 4.6) für Photonenergien zwischen 0.24 GeV und 0.4 GeV gemessen. Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion (2) wurden die Messungen der  $\pi^+$ -Erzeugung am freien Proton von Fischer et al. (Fis 72) benutzt. Die Ergebnisse sind in Abb. 23 eingezeichnet (offene Dreiecke).

Zusätzlich zu den in Abb. 23 gezeigten statistischen Fehlern haben die Werte von (Hol 72) eine systematische Unsicherheit von  $\pm 7\%$  ( $\pm 6\%$  aus den  $\pi^-$ -Messungen von (Fis 72) und  $\pm 4\%$  aus den Messungen des  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnisses). Die Ergebnisse sind - bei Berücksichtigung der Normierungsunsicherheiten - mit unseren Wirkungsquerschnitten verträglich.

Fujii et al. (Fuj 72) haben Werte für die in Gleichung (6.6) (Kapitel 6.3) definierte Größe  $\Delta'$  veröffentlicht. In jenem Experiment wurde ebenfalls das  $\pi^-/\pi^+$ -Verhältnis am Deuteron gemessen. Die Ergebnisse sind für Photonenergien im  $\Delta(1236)$ -Bereich in Abb. 29 gezeigt (offene Quadrate). Eine Diskussion dieser Größe  $\Delta'$  folgt im Kapitel 6.3. Die Werte für  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$ , die sich aus den in (Fuj 72) angegebenen Werten für  $\Delta'$  und den Messungen von  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  von Fischer et al (Fis 72) ergeben, stimmen im allgemeinen gut mit den Ergebnissen unseres Experiments überein.

Die Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei  $\Theta^* = 180^\circ$  von Fujii et al. (Fuj 71) und von Von Holtey et al. (Hol 72) sind in Abb. 26 gezeigt (offene Quadrate bzw. offene Dreiecke). Die Messungen von Fujii et al. enthalten neben den in Abb. 26 gezeigten, statistischen Fehlern noch eine systematische Unsicherheit von 7%. Beide Zählermessungen sind im allgemeinen mit den Ergebnissen der Closure-Näherung in unserem Experiment verträglich.

Die von Von Holtey et al. (Hol 72) bestimmten Winkelverteilungen der Reaktion (2) stimmen mit den Ergebnissen der Closure-Näherung in unserem Experiment befriedigend überein. Als Beispiel hierfür zeigt Abb. 30 die Ergebnisse von (Hol 72) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei  $E_\gamma = 0.36$  GeV (offene Dreiecke) sowie die Ergebnisse der Closure-Näherung in unserem Experiment bei  $E_\gamma^{\text{eff}} = 0.35$  GeV (schwarze Punkte). Außerdem sind in Abb. 30 die Ergebnisse von Fujii et al. (Fuj 72) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) bei  $E_\gamma = 0.35$  GeV und  $E_\gamma = 0.5$  GeV gezeigt (offene Quadrate). Bei  $E_\gamma = 0.5$  GeV sind unsere Wirkungsquerschnitte etwas größer als die der Messungen in Tokio. Bei Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit von  $\pm 5\%$  in unseren Daten sind die Unterschiede jedoch statistisch nicht sehr signifikant. Eine weitere Diskussion der Abb. 30 folgt im Kapitel 6.4.

## 6. Diskussion der Ergebnisse

### 6.1 Vergleich mit $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ und Diskussion der Resonanzstruktur

Eine Zerlegung der Amplituden für Einpionphotoproduktion am Nukleon nach Isospinamplituden im s-Kanal liefert:

$$\begin{aligned}
 A(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) &= - S_{1/2} + V_{1/2} + \sqrt{2} V_{3/2} - \sqrt{2} T_{3/2} \\
 A(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) &= + \sqrt{2} S_{1/2} - \sqrt{2} V_{1/2} + V_{3/2} - T_{3/2} \\
 A(\gamma n \rightarrow \pi^0 n) &= + S_{1/2} + V_{1/2} + \sqrt{2} V_{3/2} + \sqrt{2} T_{3/2} \\
 A(\gamma n \rightarrow \pi^- p) &= - \sqrt{2} S_{1/2} - \sqrt{2} V_{1/2} + V_{3/2} + T_{3/2}.
 \end{aligned}
 \tag{6.1}$$

S, V und T sind die Amplituden, die vom Isoskalar-, Iovektor- und einem möglichen Isotensoranteil des Photons angeregt werden. Die Indizes 1/2 und 3/2 geben den Gesamtsospin im s-Kanal an. Die hypothetische  $T_{3/2}$ -Amplitude wird im Kapitel 6.3 diskutiert; in diesem Kapitel wird sie vernachlässigt. Gleiche Wirkungsquerschnitte für  $\pi^+$ -Erzeugung am Proton und  $\pi^-$ -Erzeugung am Neutron erhält man dann nur, falls keine Isoskalar-Iovektor-Interferenzen auftreten.

In Abb. 23 ist  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  in der Closure-Näherung verglichen mit dem Wirkungsquerschnitt der ladungsgespiegelten Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  (volle Kurve), der der Kompilation (Bea66) entnommen wurde. Der qualitative Verlauf der beiden Wirkungsquerschnitte ist ähnlich, jedoch ist der Wirkungsquerschnitt am Neutron signifikant größer für  $E_Y^{\text{eff}} < 0.75 \text{ GeV}$  ( $\sqrt{s} < 1.51 \text{ GeV}$ ) und kleiner für höhere Energien bis  $E_Y^{\text{eff}} = 1.1 \text{ GeV}$  ( $\sqrt{s} = 1.72 \text{ GeV}$ ). Daraus muß man schließen, daß in diesem Energiebereich signifikante Isoskalar-Iovektor-Interferenzen existieren.

Starke Isoskalar-Iovektor-Interferenzen zeigt auch der differentielle Wirkungsquerschnitt bei  $\Theta^* = 180^\circ$  in Abb. 26, wo zum Vergleich der Verlauf des Wirkungsquerschnitts der  $\pi^+$ -Erzeugung eingezeichnet ist (volle Kurve; die Kurve ist eine Glättung der Ergebnisse von (Fuj71) und (Fis72)). Der  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitt liegt im Mittel um einen Faktor 2 unter den  $\pi^-$ -Werten.

Für die elektromagnetischen Kopplungen der Nukleonresonanzen läßt der Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte für  $\pi^-$ - und  $\pi^+$ -Erzeugung in Abb. 23

einige qualitative Aussagen zu: Im Bereich der Resonanz  $D_{13}(1520)$ , wo der  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitt sein zweites Maximum hat, zeigt der  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitt nur eine Schulter, und das dritte Maximum von  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  im Bereich der Resonanzen  $D_{15}(1670)$  und  $F_{15}(1688)$  ist in  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  nur sehr schwach ausgeprägt. Die genannten Resonanzen koppeln also nur schwach an den  $\gamma n$ -Zustand. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Fujii et al. (Fuj71) bei einer phänomenologischen Analyse ihrer Messungen des differentiellen  $(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$ -Wirkungsquerschnitts bei  $\Theta^* = 180^\circ$ . Die Schulter im  $180^\circ$ - $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitt bei  $E_Y^{\text{eff}} \approx 0.75$  GeV (Abb. 26) wird nach dieser Analyse durch einen Beitrag der  $S_{11}(1535)$ -Resonanz verursacht.

Abb. 23 zeigt eine deutliche Verschiebung der Resonanzmaxima in der  $\pi^-$ - und  $\pi^+$ -Photoproduktion zu kleineren Energien. Beispielsweise liegt das Maximum der 1. Resonanz ( $\Delta(1236)$ ) in diesem Experiment bei  $E_Y^{\text{eff}} \approx 0.3$  GeV ( $\sqrt{s} \approx 1.2$  GeV statt 1.236 GeV). Diese Verschiebung läßt sich als Folge der Interferenz zwischen den resonanten und nichtresonanten Amplituden erklären. In der  $\pi^0$ -Photoproduktion am Proton, wo der Beitrag der nichtresonanten Amplituden geringer ist (Don71B), ist die Verschiebung wesentlich kleiner.

Eine andere interessante Frage ist, wie stark das  $P_{11}(1470)$ -Isobar an den  $\gamma n$ -Zustand koppelt (Don67A). Da man in der Einpionphotoproduktion am Proton keine oder nur sehr schwache Anregung des  $P_{11}$  gefunden hat, ließe sich die Beobachtung einer starken Anregung des  $P_{11}$  am Neutron im Rahmen der SU(3)-Symmetrie nur durch Einordnung des  $P_{11}$  in ein exotisches SU(3)-Antidekuplett erklären. Ein weiteres Mitglied des Antidekupletts wäre ein in  $K^0 p$  oder  $K^+ n$  zerfallendes Isobar (" $Z^*$ "), dessen Existenz jedoch experimentell nicht bestätigt ist. Bei Einordnung des  $P_{11}$  in ein nichtexotisches SU(3)-Oktett würden dagegen die Auswahlregeln, die Mopurgo (Mop66) aus dem nichtrelativistischen Quarkmodell abgeleitet hat, nur schwache  $P_{11}$ -Anregung am Proton und Neutron fordern.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  der FNPR-Kollaboration (Ros73) hat bei  $E_Y^{\text{eff}} = 0.58$  GeV ein Maximum und fällt zu größeren Photonenergien schnell ab (s. Abb. 22). Eine Multipolanalyse der FNPR-Daten ergab (Ros73), daß zur Beschreibung dieser Struktur ein relativ starker Beitrag des  $P_{11}(1470)$  notwendig ist. Das steht im Gegensatz zu den oben erwähnten Ergebnissen von Fujii et al. (Fuj71), die nur einen geringen Beitrag des  $P_{11}$  zum  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitt bei  $\Theta^* = 180^\circ$  finden. Eine quantitative Aussage läßt sich mit

den Daten unseres Experiments erst nach einer Multipol- oder Partialwellenanalyse machen. Der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  allein ist jedoch nach unseren Daten kein stichhaltiges Argument für starke  $P_{11}$ -Anregung am Neutron. Der in den FNPR-Daten sichtbare schnelle Abfall des Wirkungsquerschnitts oberhalb von  $E_Y^{\text{eff}} = 0.6 \text{ GeV}$  erscheint in unseren Daten erst oberhalb von  $0.7 \text{ GeV}$ , so daß auch andere Prozesse wie z.B. Anregung des  $S_{11}(1535)$  beitragen müssen.

## 6.2 Vergleich mit Vorhersagen aus Multipolanalysen und Dispersionsrelationen

Zur phänomenologischen Beschreibung der Einpionphotoproduktion bei niedrigen Energien läßt sich die Amplitude aus elektrischen Borntermen, Breit-Wigner-Resonanzen und nichtresonantem Untergrund zusammensetzen (Wal69). Zur Analyse der Winkelverteilungen werden häufig Multipolamplituden verwendet. Eine Multipolamplitude entspricht der Anregung des Nukleons durch elektrische oder magnetische Multipolstrahlung mit festem Drehimpuls und fester Parität. Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich dann in eine Reihe von Legendrepolynomen entwickeln, wobei die Entwicklungskoeffizienten durch die Multipole bestimmt sind (Hof 61).

Aus der Drehimpuls- und Paritätserhaltung folgt zum Beispiel, daß das  $\Delta(1236)$  durch  $E_1^+$ - und  $M_1^+$ -Anregung (d.h. durch elektrische Quadrupol- bzw. magnetische Dipolstrahlung) erzeugt werden kann. Die Analyse der Einpion- Erzeugung am Proton hat gezeigt, daß die  $M_1^+$ -Anregung des  $\Delta(1236)$  dominiert (Don67B). Daraus ergibt sich folgende Zerfallswinkelverteilung für das  $\Delta(1236)$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \propto 1 + A_2 \cdot P_2(\cos\theta^*) \quad (6.2)$$

mit  $A_2 = -0.5$ . An der Resonanzstelle  $\sqrt{s} = 1.236 \text{ GeV}$  ( $E_Y^{\text{eff}} = 0.344 \text{ GeV}$ ) zeigen die normierten Legendre-Momente (Abb. 27) etwa die durch (6.2) gegebenen Werte. Zur Beschreibung der Winkelverteilungen auch bei anderen Photonenergien ist eine genaue Analyse der Beiträge der verschiedenen resonanten und nichtresonanten Multipole notwendig. Solche Multipolanalysen sind für die  $\pi^-$ -Photoproduktion zum Beispiel von Berends und Weaver (Brd70) sowie von Pfeil und Schwela (Pfe72) durchgeführt worden.

Eine andere Möglichkeit zur phänomenologischen Beschreibung der Einpion-photoproduktion liefert die Anwendung von Dispersionsrelationen bei festem Impulsübertrag (Dev71). Dabei werden die Imaginärteile der Amplituden durch die Beiträge endlich vieler Resonanzen approximiert. Die Realteile erhält man dann mit Hilfe der Dispersionsrelationen.

In Abb. 25 werden die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\Omega^*$  ( $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ ) mit den Vorhersagen verschiedener Multipolanalysen und verschiedener phänomenologischer Berechnungen der Photoproduktionsamplituden mit Dispersionsrelationen verglichen. Die durchgezogenen und punktierten Kurven zeigen die Vorhersagen der energieunabhängigen Multipolanalysen von Berends und Weaver (Brd70) sowie Pfeil und Schwela (Pfe72) für das Gebiet des  $\Delta(1236)$ . Bei keiner dieser Analysen sind die Daten des vorliegenden Experiments benutzt worden. Die Vorhersagen können die Daten im allgemeinen ausreichend beschreiben. Die gestrichelten und strich-punktierten Kurven zeigen die Vorhersagen von Devenish et al. (Dev71) und Engels et al. (Eng68). Diese Autoren haben Dispersionsrelationen bei festem Impulsübertrag verwendet und nur die bereits bekannten elektromagnetischen Kopplungen der einzelnen Isobare benutzt. Im Bereich des  $\Delta(1236)$  können diese Vorhersagen die Daten qualitativ beschreiben, jedoch liefern sie bei großen Erzeugungswinkeln systematisch zu hohe Werte.

Einen noch besseren Test der Vorhersagen aus Dispersionsrelationen bietet der Vergleich mit der gemessenen Summe

$$\Sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega^*} (\gamma n \rightarrow \pi^- p) + \frac{d\sigma}{d\Omega^*} (\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \quad (6.3)$$

im Bereich des  $\Delta(1236)$ . Aus der Isospinzerlegung (6.1) folgt:

$$\Sigma \propto [V_{3/2} - \sqrt{2} V_{1/2}]^2 + [T_{3/2} - \sqrt{2} S_{1/2}]^2, \quad (6.4)$$

d.h.  $\Sigma$  hängt nicht von einer Interferenz der dominierenden Isovektoramplitude mit der Isoskalar- oder einer möglichen Isotensoramplitude ab. Aznauryan und Zaslavsky (Azn72) haben darauf hingewiesen, daß deswegen die Vorhersagen für die Summe  $\Sigma$  wesentlich schwächer von möglichen Ambiguitäten in den Lösungen der Dispersionsrelationen abhängen, als die Vorhersagen für jeden einzelnen Wirkungsquerschnitt.

Abb. 28 zeigt die Summe der  $\pi^-$ -Daten dieses Experiments in der Closure-Näherung und der  $\pi^+$ -Daten von Fischer et al. (Fis72) bei  $E_{\gamma}^{eff} = 350$  MeV. Der  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitt bei  $90^\circ$ ,  $150^\circ$  und  $170^\circ$ , wo Fischer et al. keine

Messungen gemacht haben, wurde aus Moravcsikfits (Kap. 2.8) bestimmt, wobei die bei (Fis72) angegebenen Koeffizienten benutzt wurden. Die volle Kurve zeigt die Vorhersage von Aznauryan und Zaslavsky (Azn72) zusammen mit ihrer möglichen Unsicherheit (gestrichelte Kurven). Berücksichtigt man die systematischen Unsicherheiten unserer Daten und die der Messungen von (Fis72) (5% bzw. 6%), die nicht in den gezeigten Fehlern von Abb. 28 enthalten sind, so ist die Vorhersage im Winkelbereich zwischen  $30^\circ$  und  $150^\circ$  mit den Daten noch verträglich. Jedoch zeigt sich bei  $170^\circ$  auch hier die oben erwähnte Tendenz der Vorhersagen aus Dispersionsrelationen, in Rückwärtsrichtung zu hohe Wirkungsquerschnitte zu liefern.

### 6.3 Test der $(\Delta I \leq 1)$ -Regel der elektromagnetischen Wechselwirkung

Im Kapitel 1 wurde erwähnt, daß der Vergleich der  $\Delta(1236)$ -Photoerzeugung am Proton mit der am Neutron einen Test der  $(\Delta I \leq 1)$ -Regel der elektromagnetischen Wechselwirkung liefert. Aus der Isospinzerlegung (6.1) erhält man für die Differenz des  $\pi^-$ - und des  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitts

$$\Delta \equiv \sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p) - \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \propto \text{Re} \left[ (V_{3/2}^* - \sqrt{2} V_{1/2}^*) (T_{3/2} - \sqrt{2} S_{1/2}) \right] \quad (6.5)$$

Nun haben die Multipolanalysen der Einpionerzeugung am Proton gezeigt, daß die Untergrundamplituden im Bereich des  $\Delta(1236)$  von den Beiträgen reeller, schwach energieabhängiger S-Wellen dominiert werden (Don71B). Das bedeutet, daß in der Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte (6.5) die Interferenzterme zwischen resonanten (Gesamtdrehimpuls  $J = 3/2$ ) und nichtresonanten ( $J = 1/2$ ) Amplituden verschwinden. Wenn  $T_{3/2} \equiv 0$  ist, enthält (6.5) also nur Beiträge von nichtresonanten Amplituden und sollte deshalb eine nur schwache Energieabhängigkeit zeigen. Wenn dagegen  $T_{3/2}$  zur  $\Delta(1236)$ -Erzeugung beiträgt, sollte der Interferenzterm zwischen den resonanten Anteilen von  $V_{3/2}$  und  $T_{3/2}$  eine starke Energieabhängigkeit von (6.5) bewirken, da nach dem Watsontheorem (Wat54) die resonanten Iovektor- und Isotensoramplituden gleiche Phase haben. Und zwar erwartet man in diesem Fall im Energieverlauf der Differenz (6.5) ein Maximum oder Minimum bei der Resonanzenergie.\*

\* Noch deutlicher sollte der Effekt in der Differenz  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^0 n) - \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^0 p)$  sein, da man erwartet, daß der Anteil des nichtresonanten Untergrundes im  $\Delta(1236)$ -Bereich bei der  $\pi^0$ -Erzeugung wesentlich geringer ist. Leider gibt es zur Zeit noch keine ausreichenden Messungen der  $\pi^0$ -Erzeugung am Neutron.

Für die quantitative Bestimmung der Isotensoramplitude benötigt man ein Modell für die nichtresonanten Amplituden. Sanda und Shaw (San70, San71A) haben den Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) und die Differenz (6.5) im  $\Delta(1236)$ -Bereich für verschiedene Beiträge einer möglichen Isotensoramplitude berechnet. Für diese Rechnungen wurden Dispersionsrelationen bei festem Impulsübertrag benutzt. Abb. 23 zeigt die Vorhersage für  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  ohne Isotensorbeitrag (punktierter Kurve). Bei Berücksichtigung der Normierungsunsicherheit von 5 % in unseren Daten ist die Übereinstimmung befriedigend.

Ein genaueres Bild liefert die Differenz  $\Delta$ , geteilt durch den Phasenraumfaktor  $E_\pi^*/E_\gamma^*$ :

$$\Delta' = \frac{E_\gamma^*}{E_\pi^*} \left[ \sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p) - \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \right], \quad (6.6)$$

die für den  $\Delta(1236)$ -Bereich als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  in Abb. 29 gezeigt ist. Die mit "this experiment" bezeichneten schwarzen Punkte sind aus unseren Wirkungsquerschnitten in der Closure-Näherung und aus den Messungen von  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  von Fischer et al. (Fis72) gewonnen worden. Die Werte von Fischer et al. sind für Abb. 29 in  $E_\gamma$  interpoliert. Die systematischen Unsicherheiten unserer Daten und die der Messungen von (Fis72) (5% bzw. 6%) sind in den gezeigten Fehlern nicht enthalten. Die Benutzung der Chew-Low Extrapolationswerte von Abb. 24 statt der Wirkungsquerschnitte in der Closure-Näherung ändert nichts am Ergebnis der folgenden Diskussion. Weiterhin sind in Abb. 29 die Ergebnisse der Zählerexperimente in Tokio (Fuj72) (offene Quadrate) und Bonn (Hol72) (offene Dreiecke) gezeigt. Bei diesen Experimenten sind für  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  ebenfalls die Messungen von Fischer et al. (Fis72) benutzt worden. Schließlich sind noch die Ergebnisse der FNPR-Blasenkammer-Kollaboration (Ros73) gezeigt, die  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  der Kompilation (Spl71) entnommen haben.

Die Messungen von Tokio und Bonn stimmen gut mit unseren Ergebnissen überein, während die FNPR-Daten kleinere Werte für  $\Delta'$  ergeben, so daß die Autoren (Ros73) die Existenz eines Isotensoranteils im elektromagnetischen Strom befürworten. Die Unterschiede zwischen unseren Ergebnissen und denen der FNPR-Kollaboration liegen nicht nur an der unterschiedlichen Methode zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Neutron, sondern zeigen sich zum Teil schon in den direkt gemessenen Werten für  $\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  (s. Kap. 3 und 5.3).

Die punktierten Kurven in Abb. 29 zeigen die Ergebnisse der oben erwähnten phänomenologischen Berechnungen (San71A) von  $\Delta'$  für 0% ( $x = 0$ ) und 20% ( $x = 0.2$ ) Isotensorbeitrag zur  $\Delta(1236)$ -Erzeugungsamplitude.  $x$  ist definiert durch:

$$\Gamma(\gamma n \rightarrow \Delta^0) = \Gamma(\gamma p \rightarrow \Delta^+) \cdot (1 + x)^2 \quad (6.7)$$

Die volle Kurve zeigt die Vorhersage einer energieabhängigen Multipolanalyse ohne Isotensorbeitrag von Noelle und Pfeil (Noe71A, Noe71B).

Auf Grund der Unsicherheiten in den theoretischen Vorhersagen läßt sich aus den Daten dieses Experiments nicht auf die Existenz eines Isotensorstroms schließen. Der Verlauf von  $\Delta'$  hat zwar eine signifikante Energieabhängigkeit, zeigt jedoch kein Maximum oder Minimum bei der Resonanzenergie ( $\approx 300$  MeV), was man für die Anregung des  $\Delta(1236)$  durch Iovektor- und Isotensoramplituden erwarten würde. Sanda und Shaw (San70, San71A) haben ursprünglich aus den Ergebnissen einer früheren, vorläufigen Analyse eines Teils der Daten dieses Experiments (Hil68, But70) auf die Existenz eines Minimums geschlossen. Die Unterschiede der jetzt benutzten Methoden zur Bestimmung von  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  zum früher verwendeten Verfahren sind in Kap. 5.2 aufgeführt und kommentiert worden.

#### 6.4 Test auf T-Invarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung

Der Vergleich der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  mit der Umkehrreaktion  $\pi^- p \rightarrow \gamma n$  liefert einen im Prinzip einfachen Test auf Zeitumkehrinvarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung, da die differentiellen Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen durch das Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht miteinander verknüpft sind:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(\gamma n \rightarrow \pi^- p) = \frac{1}{2} \left( \frac{P_{\pi}^*}{E_{\gamma}^*} \right)^2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega^*}(\pi^- p \rightarrow \gamma n). \quad (6.8)$$

Der Vergleich muß bei gleicher Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  durchgeführt werden. Das experimentelle Problem auf der Photoproduktionsseite besteht in der Bestimmung der Deuteronkorrekturen. Die Schwierigkeit bei der Messung der Umkehrreaktion liegt darin, daß der etwa 100 mal häufigere Prozess  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \rightarrow \gamma n$  abgetrennt werden muß. Messungen der Winkelverteilung der Umkehrreaktion sind von Berardo et al. (Ber70, Ber71A) bei äquivalenten effektiven Photonlabor-energien von 0.354 GeV, 0.480 GeV und 0.518 GeV veröffentlicht worden. Außer-

dem haben Favier et al. (Fav70) eine Anregungskurve bei  $\Theta^* \approx 30^\circ$  gemessen. Abb. 30 zeigt die Werte für  $d\sigma/d\Omega^*$  ( $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ ), die nach dem Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht aus den Messungen von (Ber71A) und (Fav70) folgen. Zum Vergleich sind die Photoproduktionswerte dieses Experiments in der Closure-Näherung sowie die Zählermessungen in Tokio (Fuj72) und Bonn (Hol72) eingezeichnet. Bei 0.354 GeV unterscheiden sich die Photoproduktionswerte und die Daten von Berardo et al. signifikant, sowohl in der Form als auch in der absoluten Normierung. Die Winkelverteilung der Messungen von (Ber71A) zeigt nicht das breite Maximum, das man vom Zerfall des  $\Delta(1236)$  erwartet, sondern ist nahezu isotrop. Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) folgt nach den Messungen von (Ber71A)  $\sigma = (142 \pm 18) \mu\text{b}$  bei  $E_Y^{\text{eff}} = 0.354 \text{ GeV}$  gegenüber  $\sigma = (207 \pm 6) \mu\text{b}$  bei  $E_Y^{\text{eff}} = 0.350 \text{ GeV}$  nach den Ergebnissen der Closure-Näherung in diesem Experiment.

Leider liegt die Messung von (Ber71A) nicht im Maximum des  $\Delta(1236)$  sondern auf der rechten Flanke, so daß ein Fehler in der Photonenergieskala den absoluten Wert des Wirkungsquerschnitts stark beeinflusst. Andererseits beträgt die Energieauflösung in unserem Experiment bei  $E_Y^{\text{eff}} = 0.350 \text{ GeV}$  nur etwa  $\Delta E_Y^{\text{eff}} = \pm 0.01 \text{ GeV}$  (s. Kap. 2.7) und ist damit etwa gleich groß wie die Impulsauflösung bei (Ber71A), so daß die Unterschiede in den Ergebnissen damit nicht erklärbar sind. Eine grobe Fehleinschätzung der Deuteronkorrekturen in unserem Experiment ist sehr unwahrscheinlich, zumal die Ergebnisse der Zählerexperimente, die eine völlig andere Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte am Neutron benutzen, mit den Ergebnissen unseres Experiments verträglich sind (Abb. 30). Eine dritte, unabhängige Kontrolle für die Behandlung der Deuteronkorrekturen liefert für den totalen Wirkungsquerschnitt die Chew-Low Extrapolation, die bei 0.35 GeV den gleichen oder sogar einen 5 % höheren Wert (Extrapolation 1 bzw. 2) liefert als die Closure-Näherung.

Bei  $E_Y^{\text{eff}} = 0.5 \text{ GeV}$  liegt das Ergebnis der Chew-Low "Extrapolation 1" um etwa 4 % unter den Werten der Closure-Näherung. Berücksichtigt man außerdem die Normierungsunsicherheit in den Daten unseres Experiments und in den Daten von (Ber71A) (5% bzw. 7%), so sind beide Messungen bei  $E_Y^{\text{eff}} = 0.5 \text{ GeV}$  noch miteinander verträglich.

Wenn die Photoproduktionsdaten und die Messungen zur Umkehrreaktion richtig sind, dann zeigt der Vergleich beider Wirkungsquerschnitte eine klare Verletzung der T-Invarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die sich daraus ergebenden Folgerungen sind von verschiedenen Autoren diskutiert worden (Ber71B, Don71A, Don71B, Don73, Pfe71, San71B). Für eine endgültige Aussage ist jedoch noch die experimentelle Überprüfung der Ergebnisse von (Ber71A) sowie eine theoretische Berechnung von Doppelstreu- und Bindungseffekten bei Deuteronexperimenten nötig.

Anhang A: Die nichtrelativistische Deuteronwellenfunktion

Die nichtrelativistische Deuteronwellenfunktion  $\psi_M$  im Orts-, Spin- und Isospinraum zur Spinprojektion M (M = -1, 0, +1) hat die Form

$$\begin{aligned} \psi_{\pm 1}(\vec{r}) = & \left\{ \left[ \frac{u(r)}{r} \cdot Y_0^0(\hat{r}) + \sqrt{\frac{1}{10}} \cdot \frac{w(r)}{r} \cdot Y_2^0(\hat{r}) \right] \cdot {}^3\chi_{\pm 1} \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{3}{10}} \cdot \frac{w(r)}{r} \cdot Y_2^{\pm 1}(\hat{r}) \cdot {}^3\chi_0 + \sqrt{\frac{3}{5}} \cdot \frac{w(r)}{r} \cdot Y_2^{\pm 2}(\hat{r}) \cdot {}^3\chi_{\mp 1} \right\} \cdot \xi_0 \end{aligned} \quad (A1)$$

$$\begin{aligned} \psi_0(\vec{r}) = & \left\{ \left[ \frac{u(r)}{r} \cdot Y_0^0(\hat{r}) - \sqrt{\frac{2}{5}} \cdot \frac{w(r)}{r} \cdot Y_2^0(\hat{r}) \right] \cdot {}^3\chi_0 \right. \\ & \left. + \sqrt{\frac{3}{10}} \cdot \frac{w(r)}{r} \cdot Y_2^{-1}(\hat{r}) \cdot {}^3\chi_1 + \sqrt{\frac{3}{10}} \cdot \frac{w(r)}{r} \cdot Y_2^1(\hat{r}) \cdot {}^3\chi_{-1} \right\} \cdot \xi_0 \end{aligned}$$

Dabei ist  $Y_l^m(\hat{r})$  = Kugelflächenfunktion zur z-Komponente m des Bahndrehimpulses l

${}^3\chi_n$  = Spintriplettfunction zur z-Komponente n des totalen Spins der beiden Nukleonen

$\xi_0$  = Isospinsinglettfunction

$u(r), w(r)$  = radiale Wellenfunktion zum S- bzw. D-Zustand des Deuterons.

Nach Mittelung über die 3 Spinprojektionen des Deuterons ergibt sich

$$\frac{1}{3} \sum_{M=-1}^{+1} |\psi_M(\vec{r})|^2 = \frac{1}{4\pi r^2} [u^2(r) + w^2(r)] \quad (A2)$$

mit der Normierung

$$\int_0^{\infty} [u^2(r) + w^2(r)] dr = 1 \quad (A3)$$

Die Darstellung der Deuteronwellenfunktion im Impulsraum erhält man durch Fouriertransformation von (A1). Nach Mittelung über die 3 Spineinstellungen des Deuterons erhält man

$$\phi(p) \equiv \frac{1}{3} \sum_{M=-1}^{+1} \left| \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3\vec{r} \psi_M(\vec{r}) e^{-i\vec{p}\vec{r}} \right|^2 = \bar{u}^2(p) + \bar{w}^2(p) \quad (A4)$$

mit der Normierung

$$\int d^3\vec{p} \phi(p) = \int_0^{\infty} 4\pi p^2 [\bar{u}^2(p) + \bar{w}^2(p)] dp = 1 \quad (A5)$$

Dabei ist

$$\bar{u}(p) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \int_0^{\infty} u(r) \cdot j_0(pr) r dr \quad (A6)$$

$$\bar{w}(p) = -\frac{1}{\pi\sqrt{2}} \int_0^{\infty} w(r) \cdot j_2(pr) r dr$$

und  $j_K(x)$  = sphärische Besselfunktion K-ten Grades.

Für die radialen Wellenfunktionen  $u(r)$  und  $w(r)$  gibt es verschiedene Ansätze (Gar55, Hul57, Mor58, Mic69). Außerhalb der Reichweite der Kernkräfte ( $r \rightarrow \infty$ ) muß jede Deuteronwellenfunktion in die asymptotische Wellenfunktion übergehen, die die Lösung der (nichtrelativistischen) radialen Schrödinger-gleichung für verschwindendes Potential ist:

$$u_{as}(r) = N \cdot e^{-\alpha r}$$

$$w_{as}(r) = \rho \cdot N \cdot e^{-\alpha r} \cdot \left(1 + \frac{3}{\alpha r} + \frac{3}{(\alpha r)^2}\right) \quad (A7)$$

Dabei ist  $\alpha = \sqrt{2\mu|E_B|} = 45.7 \text{ MeV}$

$\mu$  = reduzierte Masse des 2-Nukleonsystems

$E_B$  = Deuteronbindungsenergie

$N$  = Normierungskonstante der asymptotischen Deuteronwellenfunktion

$\rho = 0.0264$  = asymptotisches Verhältnis der radialen D- und S-Wellenfunktionen

Die Normierungskonstante  $N$  wird so gewählt, daß für  $r \rightarrow \infty$  die asymptotische mit der "wahren" Deuteronwellenfunktion übereinstimmt (Hul57, Gol64):

$$N^2 = \frac{2\alpha}{1 - \alpha r_{\text{eff}}} \quad (\text{A8})$$

mit  $r_{\text{eff}} = 1.74 F =$  effektive Reichweite der  $^3S$  Proton-Neutron-Streuung.

Für die Darstellung der asymptotischen Wellenfunktion im Impulsraum erhält man aus (A6):

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{\text{as}}(p) &= \frac{N}{\pi\sqrt{2}} \frac{1}{p^2 + \alpha^2} \\ \tilde{w}_{\text{as}}(p) &= -\rho \cdot \frac{p^2}{\alpha^2} \tilde{u}_{\text{as}}(p) \\ \phi_{\text{as}}(p) &= \frac{N^2}{2\pi^2} \left[ 1 + \left( \rho \cdot \frac{p^2}{\alpha^2} \right)^2 \right] \cdot \left( \frac{1}{p^2 + \alpha^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

Die asymptotische Lösung hat im Impulsraum einen Pol bei  $p^2 = -\alpha^2$ . Jede Wellenfunktion muß in der Nähe dieses Pols in die asymptotische Lösung übergehen.

In dieser Arbeit wird für  $u(r)$  und  $w(r)$  eine modifizierte Hamada-Johnston-Wellenfunktion (Ham62) in der Parametrisierung von J. Humberston benutzt, die bei (Mic69) angegeben ist. Der D-Wellenanteil der Hamada-Johnston Wellenfunktion beträgt 7%. Den Verlauf von  $4\pi p^2 \phi(p)$  zeigt Abb. 10 (volle Kurve).

Anhang B: Kinematische Formeln bei einem bewegten Neutrontarget

Im folgenden wird angenommen, daß eines der beiden Protonen im Endzustand der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  ein Spektator ist, und daß der Spektator eindeutig identifiziert werden kann. Es werden dabei folgende Bezeichnungen benutzt:

- $E_\gamma, E_\gamma^*$  = Photonenergie im Laborsystem (= Deuteronruhesystem) bzw. im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem;
- $s$  = Quadrat der effektiven Masse des  $\gamma n$ -Systems;
- $F_\gamma^{\text{eff}}$  = effektive Photonlaborenergie, die an einem im Laborsystem ruhenden, reellen Neutron die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  liefert;
- $t$  = Quadrat der Masse des im Deuteron gebundenen, virtuellen Neutrons;
- $E_s, \vec{p}_s$  = Energie und Impuls des Spektatorprotons im Laborsystem;
- $E_n, \vec{p}_n$  = Energie und Impuls des virtuellen Neutrons im Laborsystem  
( $\vec{p}_n = -\vec{p}_s$ );
- $p_n^L, p_s^L$  = Longitudinalkomponenten von  $\vec{p}_n$  und  $\vec{p}_s$  in der Richtung des Photons;
- $\vartheta_n, \vartheta_s$  = Winkel zwischen der Photonrichtung und  $\vec{p}_n$  bzw.  $\vec{p}_s$  im Laborsystem  
( $\cos \vartheta_n = -\cos \vartheta_s$ );
- $p_n^T, p_s^T$  = Transversalkomponente von  $\vec{p}_n$  und  $\vec{p}_s$  bezüglich der Richtung des Photons in der Erzeugungsebene, die durch die Richtung des Photons und des auslaufenden Pions aufgespannt wird;
- $E_\pi, \vec{p}_\pi$  = Energie und Impuls des Pions im Laborsystem;
- $E_\pi^*, p_\pi^*$  = Energie und Impuls des Pions im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem;
- $\theta, \theta^*$  = Erzeugungswinkel des Pions im Labor- bzw. im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem;
- $\vec{q}$  = Dreierimpulsübertrag vom Photon auf das Pion im Laborsystem  
( $\vec{q} = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_\pi$ );
- $m_d, m_p, m_n$  und  $m_\pi$  = Massen des Deuterons, Protons, (reellen) Neutrons und des Pions.

Die angegebenen Größen lassen sich in folgender Weise aus den gemessenen

Größen  $E_\gamma$ ,  $\Theta$  und  $\vec{p}_n = -\vec{p}_s$  berechnen:

$$E_n = m_d - E_s \quad (B1)$$

$$t = 2m_d E_n + m_p^2 - m_d^2 \quad (B2)$$

$$s = 2E_\gamma E_n + E_n^2 - p_n^2 - 2E_\gamma p_n^L \quad (B3)$$

$$E_\gamma^{eff} = (s - m_n^2) / (2m_n) = E_\gamma \cdot (E_n - p_n^L) / m_n + (E_n^2 - p_n^2 - m_n^2) / (2m_n) \quad (B4)$$

$$E_\gamma^* = E_\gamma \cdot (E_n - p_n^L) / \sqrt{s} \quad (B5)$$

$$E_\pi^* = (s + m_\pi^2 - m_p^2) / (2\sqrt{s}) \quad (B6)$$

$$\cos\Theta^* = \frac{E_\pi^*}{p_\pi^*} \left[ 1 - \frac{E_\gamma E_\pi}{E_\gamma^* E_\pi^*} \left( 1 - \frac{p_\pi}{E_\pi} \cos\Theta \right) \right] \quad (B7)$$

$$p_\pi = \frac{B}{1-A^2} \left[ A + \sqrt{1 - \frac{m_\pi^2}{B^2} (1 - A^2)} \right] \quad (B8)$$

mit  $A = \cos\Theta \cdot (E_\gamma + p_n^L + p_n^T \cdot \tan\Theta) / (E_\gamma + E_n)$

$$B = \sqrt{s} \cdot E_\pi^* / (E_\gamma + E_n)$$

Für die iterative Lösung des Faltungsintegrals (Kapitel 4.4) wird die Ableitung von  $\cos\Theta^*$  nach  $\cos\Theta$  (bzw.  $\cos\Theta^*(p_n=0)$ ) benötigt:

$$\frac{\partial \cos\Theta^*}{\partial \cos\Theta} = \frac{E_\gamma p_\pi}{E_\gamma^* p_\pi^*} \left[ 1 - \frac{p_\pi - E_\pi \cdot \cos\Theta}{p_\pi - E_\pi \cdot A} \cdot \frac{\partial A}{\partial \cos\Theta} \right] \quad (B9)$$

Für die Berechnung der Deuteronkorrekturen in der Stoßnäherung mit Closure (Kapitel 4.3 und Anhang D) wird die Berechnung von  $\cos\Theta$  und  $\cos\Theta^*$  als Funktion von  $E_\gamma$  und  $q$  für den Fall  $\vec{p}_n = 0$  benötigt:

$$\cos\Theta(p_n=0) = (E_\gamma^2 + p_\pi^2(p_n=0) - q^2) / (2E_\gamma \cdot p_\pi(p_n=0)) \quad (B10)$$

mit  $E_\pi(p_n=0) = E_\gamma + m_d - m_p - \sqrt{m_p^2 + q^2}$

$\cos\Theta^*(p_n=0)$  erhält man als Funktion von  $E_\gamma$  und  $q$  aus (B7, für  $\vec{p}_n=0$ ) und (B10).

Anhang C: Berechnung von Wirkungsquerschnitten im Spektatormodell

Im folgenden werden die Bezeichnungen und kinematischen Formeln des Anhang B benutzt. Bei Vernachlässigung der unbekanntem t-Abhängigkeit des Prozesses  $\gamma n_{\text{virtuell}} \rightarrow \pi^- p$  ist sein totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_n$  eine Funktion von s bzw.  $E_\gamma^{\text{eff}}$ .

Aus der lorentzinvarianten Definition des Wirkungsquerschnitts folgt für die Reaktionsrate  $N_r$ , wenn  $N_\gamma$  Photonen auf ein Target mit  $n_n$  Neutronen pro Flächeneinheit und dem Impuls  $\vec{p}_n$  treffen:

$$N_r = N_\gamma \cdot n_n \cdot (1 - p_n^L/E_n) \cdot \sigma_n(E_\gamma^{\text{eff}}) \quad (C1)$$

Für ein kontinuierliches Photonspektrum und eine kontinuierliche Verteilung der Neutronimpulse erhält man für die Reaktionsrate pro Intervall der Photonlaborenergie und pro Intervall des Laborimpulses der Neutronen:

$$\frac{d^4 N_r(E_\gamma)}{dE_\gamma d^3 \vec{p}_n} = I(E_\gamma) \cdot n_n \cdot \phi(p_n) (1 - p_n^L/E_n) \cdot \sigma_n(E_\gamma^{\text{eff}}) \quad (C2)$$

Dabei ist  $I(E_\gamma) = dN_\gamma/dE_\gamma$  die Zahl der einfallenden Photonen pro Laborenergieintervall und  $\phi(p_n)$  das Quadrat der Deuteronwellenfunktion im Impulsraum (siehe Anhang A).  $E_\gamma^{\text{eff}}$  im Argument von  $\sigma_n(E_\gamma^{\text{eff}})$  ist nach Gleichung (B4) festgelegt durch  $E_\gamma$  und  $\vec{p}_n$ .

Aus (C2) folgt für den beobachteten Wirkungsquerschnitt am Deuteron:

$$\frac{d^3 \sigma_d(E_\gamma)}{d^3 \vec{p}_n} = \phi(p_n) \cdot (1 - p_n^L/E_n) \cdot \sigma_n(E_\gamma^{\text{eff}}) \quad (C3)$$

Das Produkt  $I(E_\gamma) \cdot n_n$  in (C2) wird experimentell aus der gemessenen Anzahl  $N_p$  der Elektron-Positron-Paare, die pro Energieintervall von den einfallenden Photonen im Scanvolumen erzeugt werden, sowie dem bekannten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_p$  für  $e^+e^-$ -Paarerzeugung am Deuteron bestimmt:

$$\frac{dN_p(E_\gamma)}{dE_\gamma} = I(E_\gamma) \cdot n_n \cdot \sigma_p(E_\gamma) \quad (C4)$$

Da nur ein bestimmter Anteil aller erzeugten  $e^+e^-$ -Paare gemessen wird, normiert man ihr Energiespektrum auf ein Paar und bildet die Funktion

$$G(E_\gamma) \equiv \frac{\sigma_P(E_\gamma)}{dN'_P/dE_\gamma} = \frac{\phi}{I(E_\gamma) \cdot n_n} \quad (C5)$$

mit  $\int \frac{dN'_P(E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma = 1$

$\phi$  ist dann die Gesamtzahl aller Paare auf der gleichen Filmmenge, auf der auch nach hadronischen Ereignissen gesucht wurde.

Da der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_n$  als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  aus der gemessenen Ereignisrate bestimmt werden soll, ist es notwendig, die beobachteten Reaktionen in  $E_\gamma^{\text{eff}}$ - statt in  $E_\gamma$ -Intervallen zu gruppieren. Transformation von (C2) liefert mit den Formeln (B4) und (C5):

$$\frac{d^4 N_r(E_\gamma^{\text{eff}})}{dE_\gamma^{\text{eff}} d^3 \vec{p}_n} = \frac{\phi}{G(E_\gamma)} \cdot \frac{m_n}{E_n} \cdot \phi(\vec{p}_n) \cdot \sigma_n(E_\gamma^{\text{eff}}) \quad (C6)$$

$E_\gamma$  in Argument von  $G(E_\gamma)$  ist jetzt festgelegt durch  $E_\gamma^{\text{eff}}$  und  $\vec{p}_n$ . Zur Mittelung des Wirkungsquerschnitts über ein festes, kleines  $E_\gamma^{\text{eff}}$ -Intervall muß (C6) über  $\Delta E_\gamma^{\text{eff}}$  und alle  $\vec{p}_n$  integriert werden, d.h. man summiert über alle Ereignisse, die in  $\Delta E_\gamma^{\text{eff}}$  liegen:

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_n(E_\gamma^{\text{eff}})} \cdot \int d^3 \vec{p}_n \phi(\vec{p}_n) &\equiv \frac{1}{\Delta E_\gamma^{\text{eff}}} \int_{\Delta E_\gamma^{\text{eff}}} \sigma_n(E_\gamma^{\text{eff}}) dE_\gamma^{\text{eff}} \cdot \int d^3 \vec{p}_n \phi(\vec{p}_n) \\ &= \frac{1}{\phi \cdot \Delta E_\gamma^{\text{eff}}} \sum_i G(E_\gamma^i) \cdot \frac{E_n^i}{m_n} \end{aligned} \quad (C7)$$

wobei  $E_\gamma^i$  und  $E_n^i$  die Laborenergien des Photons und des Neutrons für das  $i$ -te Ereignis sind.

Die Summation auf der rechten Seite von (C7) erstreckt sich nur über solche Ereignisse, die im kinematisch erlaubten Bereich liegen, d.h. für die  $E_\gamma$  als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  und  $\vec{p}_n$  kleiner als die Maximalenergie  $E_\gamma^{\text{max}}$  des Photonspektrums ist. Diese "kinematische Unzugänglichkeit" muß bei der Integration von  $\phi(\vec{p}_n)$  über  $\vec{p}_n$  in (C7) berücksichtigt werden. Man erhält:

$$\overline{\sigma_n(E^{\text{eff}})} = \frac{1}{\phi \cdot \Delta E_Y^{\text{eff}}} \cdot \sum_i \frac{G(E_Y^i) \cdot E_n^i}{W(E_Y^{\text{eff}}, i) \cdot m_n} \quad (\text{C8})$$

$$\text{wobei } W(E_Y^{\text{eff}}) = \int d^3 \vec{p}_n \phi(p_n) A(E_Y^{\text{eff}}, E_Y^{\text{max}}) \quad (\text{C9})$$

$$\text{mit } A(E_Y^{\text{eff}}, E_Y^{\text{max}}) = \begin{cases} 1, & \text{für } E_Y(E_Y^{\text{eff}}, \vec{p}_n) \leq E_Y^{\text{max}} \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases}$$

$W(E_Y^{\text{eff}})$  ist kleiner als 1 für  $E_Y^{\text{eff}}$  in der Nähe von  $E_Y^{\text{max}}$  (Schu71). Für den in dieser Arbeit benutzten Bereich  $E_Y^{\text{eff}} < 2 \text{ GeV}$  und für  $E_Y^{\text{max}} = 5.3 \text{ GeV}$  bzw.  $5.5 \text{ GeV}$  gilt in sehr guter Näherung  $W(E_Y^{\text{eff}}) \equiv 1$ .

Am unteren Ende des Spektrums gibt es bei Wahl von  $E_Y^{\text{eff}}$  als Energievariable keine kinematischen Unzugänglichkeiten (Wes71), da  $E_Y$  als Funktion von  $E_Y^{\text{eff}}$  und  $\vec{p}_n$  nicht kleiner als die Schwellenenergie der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  (145.8 MeV) werden kann und dieser Wert im Bereich des Photonspektrums liegt.

Aus (C6) und (C7) folgen noch zwei Vorhersagen des Spektatormodells für die Verteilung von  $p_s$  und  $\cos \mathcal{J}_s$  ( $p_s = p_n$ ;  $\cos \mathcal{J}_s = -\cos \mathcal{J}_n$ ):

(i) Wird die Integration in (C7) über  $\vec{p}_n$  nur über ein kleines  $p_n$ -Intervall durchgeführt, erhält man:

$$\begin{aligned} 4\pi p_n^2 \phi(p_n) &\equiv \frac{1}{\Delta p_n} \int_{\Delta p_n} \phi(p_n) 4\pi p_n^2 dp_n = \\ &= \frac{1}{\overline{\sigma_n(E_Y^{\text{eff}})} \cdot \phi \cdot \Delta E_Y^{\text{eff}}} \cdot \frac{1}{\Delta p_n} \cdot \sum_i G(E_Y^i) \frac{E_n^i}{m_n} \end{aligned} \quad (\text{C10})$$

wobei über alle Ereignisse summiert wird, die in  $\Delta p_n$  und  $\Delta E_Y^{\text{eff}}$  liegen. Der erste Faktor der rechten Seite von (C10) hängt nicht von  $p_n$  ab, d.h. es gilt unabhängig von der Wahl des  $E_Y^{\text{eff}}$ -Intervalls:

$$4\pi p_n^2 \phi(p_n) \propto \frac{1}{\Delta p_n} \cdot \sum_i G(E_Y^i) \cdot E_n^i \quad (\text{C11})$$

(C11) liefert damit eine Vorschrift wie (bei Gruppierung der Ereignisse in  $E_Y^{\text{eff}}$ -Intervallen) die beobachtete Verteilung des Spektatorimpulses zu gewichten ist, wenn man sie mit einer theoretischen Fermiimpulsverteilung vergleichen will.

(ii) Integration von (C6) über  $\Delta E_Y^{\text{eff}}$ ,  $\Delta p_n$  und ein kleines  $\cos \vartheta_n$ -Intervall liefert:

$$\begin{aligned} \Phi \cdot \Delta E_Y^{\text{eff}} \cdot \overline{\sigma_n(E_Y^{\text{eff}})} \int_{\Delta p_n} \frac{m_n}{E_n} \cdot \Phi(p_n) \cdot 2\pi p_n^2 dp_n = \\ = \frac{1}{\Delta \cos \vartheta_n} \cdot \sum_i G(E_Y^i) \end{aligned} \quad (\text{C12})$$

wobei über alle Ereignisse in  $\Delta E_Y^{\text{eff}}$ ,  $\Delta p_n$  und  $\Delta \cos \vartheta_n$  summiert wird. Die linke Seite von (C12) ist unabhängig von  $\cos \vartheta_n$ , d.h. die rechte Seite von (C12) ist nach der Vorhersage des Spektatormodells in  $\cos \vartheta_n$  isotrop verteilt.

Anhang D: Berechnung von Wirkungsquerschnitten am Deuteron aus Wirkungsquerschnitten am Neutron in der Closure-Näherung

Die folgende Ableitung wird im Deuteronruhesystem (d.h. im Laborsystem) durchgeführt. Die Fermibewegung des Neutrons wird vorerst vernachlässigt.

Der nichtrelativistische Einfachstreuoperator, der auf den 2-Nukleonzustand in der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  wirkt, hat die Form (Che51):

$$T = e^{i\vec{q} \cdot \frac{\vec{r}}{2}} f_1(\vec{q}) + e^{-i\vec{q} \cdot \frac{\vec{r}}{2}} f_2(\vec{q}) \quad (D1)$$

Dabei ist  $\vec{q} = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_\pi =$  Dreierimpulsübertrag vom Photon auf das Pion und  $\pm \vec{r}/2 =$  Ortsvektor von Nukleon 1 und 2 im Deuteron.  $f_j(\vec{q})$  ( $j = 1,2$ ) ist die Amplitude für  $\pi^-$ -Photoproduktion am Neutron und wirkt auf Nukleon  $j$  (s. Gleichung (4.3) im Kapitel 4.3):

$$f_j(\vec{q}) = \left[ g(\vec{q}) + \vec{h}(\vec{q}) \cdot \vec{\sigma}_j \right] \cdot \tau_j^{(+)} \quad (D2)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für  $\pi^-$ -Erzeugung an unpolarisierten Deuteronen ist, bis auf Phasenraumfaktoren gegeben, durch:

$$\frac{d\sigma_d}{d\Omega} = \frac{1}{3} \sum_{M=-1}^{+1} \sum_f \langle \psi_M | T^\dagger | f \rangle \langle f | T | \psi_M \rangle \quad (D3)$$

wobei  $|\psi_M\rangle$  der Deuteronzustand zur Spinprojektion  $M$  (s. Anhang A, (A1)) und  $|f\rangle$  der Endzustand der beiden Protonen ist. Bei Benutzung der Vollständigkeitsrelation ("Closure-Näherung") wird die Summe über alle beobachteten Proton-Proton-Endzustände durch 1 approximiert:

$$\sum_f |f\rangle \langle f| = 1 \quad (D4)$$

und man erhält:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_d}{d\Omega} &= \frac{1}{3} \sum_{M=-1}^{+1} \langle \psi_M | T^\dagger T | \psi_M \rangle \\ &= \frac{1}{3} \sum_{M=-1}^{+1} \int d^3\vec{r} \psi_M^\dagger(\vec{r}) T^\dagger(\vec{q}) T(\vec{q}) \psi_M(\vec{r}) \end{aligned} \quad (D5)$$

Die physikalische Bedeutung der Closure-Näherung wird im Kapitel 4.3 diskutiert.

Die Berechnung des Skalarprodukts der Isospinfunktionen, die in der rechten Seite von (D5) enthalten sind, ergibt:

$$\frac{d\sigma_d}{d\Omega} = \frac{1}{3} \sum_{M=-1}^{+1} \langle \psi_M | \hat{T}^+ \hat{T} | \psi_M \rangle \quad (D6)$$

$$\text{mit } \hat{T}(\vec{q}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ e^{i\vec{q} \cdot \frac{\vec{r}}{2}} \cdot (\vec{g} + \vec{h} \cdot \vec{\sigma}_1) - e^{-i\vec{q} \cdot \frac{\vec{r}}{2}} \cdot (\vec{g} + \vec{h} \cdot \vec{\sigma}_2) \right] \quad (D7)$$

Die Berechnung des Skalarprodukts der Spinfunktionen, die in (D6) enthalten sind, wird vereinfacht, wenn man die z-Achse in die Richtung von  $\vec{h}$  legt. Man erhält:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_d}{d\Omega} = & \int d^3\vec{r} |Y_0^0|^2 \cdot \left\{ \left[ |\vec{g}|^2 + |\vec{h}|^2 \right. \right. \\ & - \frac{1}{2} \left( |\vec{g}|^2 + \frac{1}{3} |\vec{h}|^2 \right) \left( e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} + e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} \right) \cdot \left[ \left( \frac{u}{r} \right)^2 + \left( \frac{w}{r} \right)^2 \right] \\ & \left. \left. - \frac{1}{3} \sqrt{2} \cdot |\vec{h}|^2 \cdot \left( e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} + e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} \right) \cdot \frac{u \cdot w}{r^2} \cdot (3\cos^2\eta - 1) \right\} \end{aligned} \quad (D8)$$

mit  $\eta$  = Winkel zwischen  $\vec{h}$  und  $\vec{r}$ .

Die Integration über  $\vec{r}$  in (D8) liefert schließlich (Jul71):

$$\frac{d\sigma_d}{d\Omega} = |\vec{g}|^2 + |\vec{h}|^2 - \left[ |\vec{g}|^2 + \frac{1}{3} |\vec{h}|^2 \right] \cdot F_S(q) + \sqrt{2} \left[ \frac{|\vec{h} \cdot \vec{q}|^2}{|\vec{q}|^2} - \frac{1}{3} |\vec{h}|^2 \right] \cdot F_Q(q) \quad (D9)$$

wobei

$$F_S(q) = \int_0^\infty \left[ u^2(r) + w^2(r) \right] j_0(qr) dr \quad (D10)$$

der sphärische Formfaktor und

$$F_Q(q) = \int_0^\infty \left[ 2 u(r) \cdot w(r) - w^2(r) / \sqrt{2} \right] j_2(qr) dr \quad (D11)$$

der Quadrupolformfaktor des Deuterons ist.  $j_K(x)$  ist die sphärische Besselfunktion K-ten Grades.

Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Photonen zu erhalten, muß jeder Term der rechten Seite von (D9) über die Photonpolarisation gemittelt werden. Zur Mittelung von  $|\vec{h} \cdot \vec{q}|^2$  im Laborsystem wurde reine  $M_1^+$ -Multipolanregung des Nukleons angenommen. Aus der von Hoff (Hof 61) angegebenen

allgemeinen Form von  $\vec{h}$  erhält man:

$$\vec{h} = \left[ \cos\theta^* \cdot \hat{e} - \frac{\sin\theta^*}{\sin\theta} \cdot (\hat{e} \cdot \hat{p}_\pi) \cdot \hat{p}_\gamma \right] \cdot M_1^+(E_\gamma, \theta^*) \quad (D12)$$

mit  $\hat{e}$  = Vektor der Photonpolarisation

$\hat{p}_\gamma, \hat{p}_\pi$  = Einheitsvektoren in der Richtung der Laborimpulse des Photons und Pions  
 $\theta, \theta^*$  = Streuwinkel des Pions im Labor- und im  $\gamma$ n-Schwerpunktssystem.

Mit  $\vec{q} = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_\pi$  erhält man nach Mittelung über die Richtungen von  $\hat{e}$ :

$$\frac{\langle |\vec{h} \cdot \vec{q}|^2 \rangle}{\langle |\vec{h}|^2 \cdot |\vec{q}|^2 \rangle} = \frac{\sin^2\theta^*}{q^2 \cdot (1 + \cos^2\theta^*)} \cdot (E_\gamma + p_\pi^* \cos\theta^* - p_\pi \cos\theta)^2 \quad (D13)$$

wobei  $\theta, \theta^*, p_\pi$  und  $p_\pi^*$  aus  $E_\gamma$  und  $q$  für ein im Deuteron ruhendes Neutron berechnet werden (s. Anhang B).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  bei unpolarisierten Photonen ist:

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = |g|^2 + |\vec{h}|^2 \quad (D14)$$

und aus (D9) und (D14) folgt Gleichung (4.5) im Kapitel 4.3.

Anhang E: Ableitung der Chew-Low Polformel aus der Bornapproximation  
und aus dem Spektatormodell

Im Rahmen der Bornapproximation hat die Amplitude der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  Pole bei  $t = (P_d - P_{p2})^2 = m_n^2$  und  $t' = (P_d - P_{p1})^2 = m_n^2$ . In der Nähe eines solchen Pols wird die Amplitude also vom Beitrag eines der beiden Graphen in Abb. 9 dominiert.

Für den Wirkungsquerschnitt am Deuteron erhält man für  $t$  in der Nähe von  $m_n^2$ :

$$\frac{d^4 \sigma_d(E_\gamma)}{ds dt d\Omega^*} = \frac{\pi^3}{16} \cdot \frac{p_\pi^*}{m_d^2 E_\gamma^2 \sqrt{s}} \cdot |T_d|^2 \quad (E1)$$

wobei  $\Omega^*$  der Raumwinkel des Pions und  $p_\pi^*$  sein Impuls im  $(\pi^- p_1)$ -System sind.  $\sqrt{s}$  ist die invariante Masse des  $(\pi^- p_1)$ -Systems.  $|T_d|^2$  ist das Matrixelement der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ . Der Wirkungsquerschnitt am virtuellen Neutron ist in Polnähe gegeben durch:

$$\frac{d^2 \sigma_n(s)}{d\Omega^*} = \frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{p_\pi^*}{(s-t) \sqrt{s}} \cdot |T_n|^2 \quad (E2)$$

wobei  $|T_n|^2$  das Matrixelement der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  ist.

Behandelt man das Deuteron, Proton und Neutron als skalare Teilchen, so liefern die Feynmanregeln (Fey62):

$$T_d = -i \frac{g}{(2\pi)^{3/2}} \cdot \frac{1}{m_n^2 - t} \cdot T_n \quad (E3)$$

Dabei ist  $g$  die Kopplungskonstante am  $dnp$ -Vertex (Br767):

$$g^2 = 32\pi N^2 m_d \quad (E4)$$

mit  $N$  = Normierungskonstante der asymptotischen Deuteronwellenfunktion (Anhang A, (A8)). Damit erhält man schließlich die Chew-Low Polformel:

$$\frac{d^4 \sigma_d(E_\gamma)}{ds dt d\Omega^*} = \frac{N^2}{2\pi} \frac{s-t}{m_d E_\gamma^2} \frac{1}{(m_n^2 - t)^2} \frac{d^2 \sigma_n(s)}{d\Omega^*} \quad (E5)$$

die das Verhalten des Deuteronwirkungsquerschnitts in der Nähe des Pols  $t = m_n^2$  beschreibt.

Die Tatsache, daß das Neutron nicht auf seiner Massenschale liegt, berücksichtigt man durch Einführung einer Vertexfunktion  $V(t)$  für den dnp-Vertex, d.h. man ersetzt die Kopplungskonstante  $g$  durch  $g \cdot V(t)$  mit  $V^2(t = m_n^2) = 1$  (Bla60, Bel64). Damit geht (E5) über in:

$$\frac{d^4 \sigma_d(E_\gamma)}{ds dt d\Omega^*} = \frac{N^2}{2\pi} \frac{s-t}{m_d E_\gamma^2} \left( \frac{V(t)}{m_n^2 - t} \right)^2 \frac{d^2 \sigma_n(s)}{d\Omega^*} \quad (E6)$$

Gleichung (E6), die im Rahmen der Bornapproximation nur in Polnähe gilt, kann mit der Vorhersage des Spektatormodells (Kap. 4.2 und Anhang C) für das physikalische Gebiet verglichen werden. Aus Gleichung (C3) erhält man mit (B2) und (B3):

$$\frac{d^4 \sigma_d(E_\gamma)}{ds dt d\Omega^*} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{s-t}{m_d E_\gamma^2} \cdot \frac{E_s}{E_n} \cdot \phi(p_n) \cdot \frac{d^2 \sigma_n(s)}{d\Omega^*} \quad (E7)$$

In nichtrelativistischer Näherung ist  $E_s/E_n \approx 1$  und der Zusammenhang zwischen  $\phi(p_n)$  und  $V(t)$  ist gegeben durch (Bla60):

$$\phi(p_n) = \frac{2}{\pi^2} N^2 \cdot (1+\rho^2) \frac{V^2(t)}{(m_n^2 - t)^2} \quad (E8)$$

Die Proportionalitätskonstanten in (E8) erhält man, wenn man für  $\phi(p_n)$  die asymptotische Deuteronwellenfunktion einsetzt (Anhang A, (A9)) und die nichtrelativistische Näherung  $t \approx m_n^2 - 2(p_n^2 + \alpha^2)$  benutzt. Das asymptotische Verhältnis  $\rho$  der radialen D- und S-Wellenfunktion kann vernachlässigt werden ( $\rho^2 = 0.0007$ ) und durch Einsetzen von (E8) in (E7) erhält man also in nichtrelativistischer Näherung gerade (E6).

Da im Spektatormodell der Wirkungsquerschnitt am Neutron unabhängig von  $t$  ist, gilt (E6) nach dem Spektatormodell in nichtrelativistischer Näherung also auch im physikalischen Gebiet. Gleichung (E5) (d.h.  $V^2(t) \approx 1$ ) erhält man aus dem Spektatormodell, wenn man für  $\phi(p_n)$  die asymptotische Deuteronwellenfunktion (Gleichung (A9)) wählt.

Anhang F: Konstruktion der Chew-Low Funktion und der normierten Legendremomente aus den Daten

Zur Konstruktion der Chew-Low Funktion

$$F(s,t;E_\gamma) = \frac{2\pi}{N^2} \frac{m_d E_\gamma^2}{s-t} \left( \frac{m_n^2 - t}{V(t)} \right)^2 \frac{d^2 \sigma_d(E_\gamma)}{ds dt} \quad (F1)$$

aus den Daten muß über  $s$ -,  $t$ - und  $E_\gamma$ -Intervalle gemittelt werden. Da die Ergebnisse der Extrapolation nicht von  $E_\gamma$  abhängen, kann man für  $\Delta E_\gamma$  den vollen kinematischen Bereich wählen, der bei festem  $s$  und  $t$  möglich ist (Gleichung (B3) für  $p_n^L = \pm p_n$ ):

$$\Delta E_\gamma(s,t) = p_n \cdot (s-t) / t \quad (F2)$$

Analog zur Ableitung von (C8) erhält man damit:

$$\overline{F(s,t;E_\gamma)} = \frac{1}{\Delta s \cdot \Delta t} \sum_i \left[ \frac{2\pi}{N^2} \frac{m_d E_\gamma^2}{s-t} \left( \frac{m_n^2 - t}{V(t)} \right)^2 \cdot \frac{1}{\Delta E_\gamma(s,t)} \cdot \frac{G(E_\gamma)}{\phi} \right]_i \quad (F3)$$

wobei der Summand für jedes Ereignis berechnet werden muß und über alle Ereignisse summiert wird, die in  $\Delta s$  und  $\Delta t$  liegen. Will man die Chew-Low Funktion in Abhängigkeit von  $E_\gamma^{eff}$  statt von  $s$  bestimmen, so muß man in (F3)  $\Delta s$  durch  $2m_n \Delta E_\gamma^{eff}$  ersetzen.

Die über  $\Delta s$  und  $\Delta t$  gemittelten normierten Legendremomente  $A_1(s,t;E_\gamma)$  (s. Kap. 4.5) erhält man aus:

$$\overline{A_1(s,t;E_\gamma)} = \frac{\sum_i \left[ (2l+1) P_l(\cos\theta^*) \frac{G(E_\gamma)}{\Delta E_\gamma(s,t)} \right]_i}{\sum_i \left[ \frac{G(E_\gamma)}{\Delta E_\gamma(s,t)} \right]_i}$$

Summiert wird über alle Ereignisse in  $\Delta s$  und  $\Delta t$ .

### Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Blasenkammerexperiments der Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

Herr Prof. Dr. E. Lohrmann und Herr Prof. Dr. M.W. Teucher haben an der Planung dieses Experiments entscheidend mitgewirkt. Ich danke ihnen, daß sie mir die Mitarbeit an diesem Experiment ermöglicht und diese Arbeit großzügig gefördert haben.

Herrn Dr. P. Söding, der dem Experiment die entscheidenden Impulse gegeben hat, danke ich für viele wertvolle Anregungen und Ratschläge. Mein Dank gilt auch den Herren Dr. H. Butenschön, Dr. G. Knies, Dr. D. Lüke, Prof. Dr. H. Spitzer und Dr. F. Storim für ihre bereitwillige Zusammenarbeit und hilfreiche Kritik. Den Diplomanden des Gamma-Deuterium-Experiments danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Auswertung des Experiments.

Die Blasenkammerbetriebsgruppe und die Mitarbeiter des Synchrotrons, des Hallendienstes und des DESY-Rechenzentrums haben durch ihre zuverlässige Arbeit wesentlich zum Erfolg des Experiments beigetragen. Den Mitarbeitern der Hamburger Blasenkammergruppe danke ich für das sorgfältige Scannen und Messen der Ereignisse.

Den Mitgliedern der Gruppen in Aachen, Berlin, Bonn, Hamburg, Heidelberg und München danke ich für die gute Zusammenarbeit und für die Möglichkeit, ihre Messungen mitverwenden zu können.

Frau H. Siegner danke ich für das sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen und Frau E. Hell und Frau K. Schmöger für das mühevoll Tippen der Arbeit.

Tabelle I. Verteilung der Ereignisse mit 2 oder 3 sichtbaren Spuren auf die verschiedenen Reaktionshypothesen nach der Ereignisauswahl (Kap.2.4).

Hypothesen	Zahl der Zwangsbedingungen	Anzahl der Ereignisse	
		A total gemessen	B mit $p_p < 0.3 \text{ GeV/c}$ oder $p_d < 0.45 \text{ GeV/c}$
(a) $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$	3	35155	33614
(b) $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- pp$ <sup>1)</sup>	0	7003	6250
(c) $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- nn$ <sup>1)2)</sup>	0(-3)	1148	-
(d) $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d$	3	2374	2043
Ambiguitäten zwischen (d) und (f)		1214	1214
" " (d), (b) und (f)		294	294
(e) $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- d$ <sup>1)3)</sup>	0	362	29
(f) $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- np$ <sup>1)</sup>	0	21505	13705
Ambiguitäten zwischen (f) und (e)		4512	1632 (1416 wenn $p_d < 0.45 \text{ GeV/c}$ )
" " (f) und (b)		2125	1582
" " (f) und anderen		1367	326 (254 wenn $p_d < 0.45 \text{ GeV/c}$ )
Hypothesen ausgenommen (a) und (d)			
(g) $\gamma d \rightarrow$ seltsame Teilchen <sup>4)</sup>			265
(h) Ereignisse ohne Hypothesen		3711	

- 1) Ereignisse dieser Reaktionen sind kontaminiert durch Ereignisse mit zusätzlichen neutralen Sekundärteilchen.
- 2) Bei der kinematischen Rekonstruktion erhielt eines der beiden Neutronen den Impuls  $\vec{p} = 0$ .
- 3) Diese Hypothese konnte nur Ereignissen mit sichtbarer Deuteronspur angepasst werden.
- 4) Ereignisse mit 1, 2 oder 3 sichtbaren Primärspuren.

Tabelle II. Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^+ pp$  in verschiedenen Intervallen der Photolaborenergie  $E_\gamma$  und des  $\pi^+$ -Erzeugungswinkels  $\theta$  im Laborsystem. Zusätzlich zu den genannten, statistischen Fehlern haben alle Werte eine Normierungsunsicherheit von 15 %.

$E_\gamma$ (GEV)	$\sigma$ ( $\mu\text{b}$ )	$d\sigma/d\Omega$ ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ )								
		$\theta$ (deg)	30	50	70	90	110	130	150	170
0.20 - 0.22	132.06 +- 3.09		7.99 +- 0.78	11.06 +- 0.68	12.85 +- 0.66	12.69 +- 0.64	10.09 +- 0.59	9.59 +- 0.63	7.95 +- 0.71	7.68 +- 1.23
0.22 - 0.24	149.56 +- 3.41		8.30 +- 0.82	12.53 +- 0.76	14.91 +- 0.75	13.59 +- 0.69	11.24 +- 0.65	12.21 +- 0.75	8.94 +- 0.79	11.43 +- 1.57
0.24 - 0.26	184.83 +- 3.95		8.73 +- 0.85	14.55 +- 0.85	18.10 +- 0.86	19.30 +- 0.86	16.41 +- 0.81	12.39 +- 0.79	10.37 +- 0.89	10.54 +- 1.57
0.26 - 0.28	206.70 +- 4.68		9.65 +- 0.92	17.66 +- 0.98	22.19 +- 0.99	18.01 +- 0.86	17.56 +- 0.88	15.53 +- 0.92	12.60 +- 1.03	10.19 +- 1.61
0.28 - 0.30	241.56 +- 4.89		11.87 +- 1.05	23.27 +- 1.16	26.37 +- 1.12	22.05 +- 0.99	19.02 +- 0.95	15.73 +- 0.96	14.24 +- 1.13	11.84 +- 1.81
0.30 - 0.32	247.37 +- 5.10		15.47 +- 1.24	23.80 +- 1.22	26.77 +- 1.17	22.02 +- 1.03	19.39 +- 0.99	15.72 +- 0.99	12.86 +- 1.11	13.76 +- 2.03
0.32 - 0.34	237.84 +- 5.23		16.16 +- 1.30	24.50 +- 1.28	24.43 +- 1.16	22.49 +- 1.07	18.04 +- 0.99	13.86 +- 0.96	12.26 +- 1.12	9.07 +- 1.69
0.34 - 0.36	209.03 +- 5.00		20.62 +- 1.51	23.64 +- 1.30	20.71 +- 1.09	17.39 +- 0.97	15.18 +- 0.94	12.25 +- 0.93	8.00 +- 0.94	7.35 +- 1.57
0.36 - 0.38	192.97 +- 4.99		17.79 +- 1.44	22.51 +- 1.30	21.41 +- 1.15	15.02 +- 0.93	11.95 +- 0.86	9.62 +- 0.85	10.12 +- 1.09	7.57 +- 1.65
0.38 - 0.40	164.50 +- 4.82		21.03 +- 1.61	19.58 +- 1.25	17.16 +- 1.06	11.65 +- 0.85	8.93 +- 0.76	8.36 +- 0.82	7.59 +- 0.96	6.40 +- 1.55
0.40 - 0.44	136.41 +- 3.17		18.76 +- 1.12	16.10 +- 0.84	12.52 +- 0.67	10.26 +- 0.58	7.20 +- 0.50	7.21 +- 0.56	6.42 +- 0.66	6.34 +- 1.14
0.44 - 0.48	116.47 +- 3.09		17.28 +- 1.13	15.35 +- 0.86	11.37 +- 0.67	7.28 +- 0.52	5.76 +- 0.48	5.65 +- 0.52	4.94 +- 0.61	1.61 +- 0.61
0.48 - 0.52	110.17 +- 3.17		20.75 +- 1.31	14.33 +- 0.88	8.40 +- 0.60	6.76 +- 0.53	5.81 +- 0.50	4.00 +- 0.46	4.86 +- 0.67	1.90 +- 0.78
0.52 - 0.56	105.05 +- 3.26		18.91 +- 1.27	13.81 +- 0.90	8.88 +- 0.65	6.17 +- 0.53	5.27 +- 0.50	4.40 +- 0.51		
0.56 - 0.60	111.39 +- 3.56		24.20 +- 1.54	14.11 +- 0.95	7.99 +- 0.65	5.81 +- 0.53	4.63 +- 0.49	4.78 +- 0.55		
0.60 - 0.64	105.12 +- 3.52		23.03 +- 1.56	13.97 +- 0.99	8.23 +- 0.68	4.98 +- 0.51	3.74 +- 0.46	3.46 +- 0.49		
0.64 - 0.68	104.40 +- 3.67		23.05 +- 1.63	11.89 +- 0.94	7.45 +- 0.67	5.04 +- 0.54	4.45 +- 0.52	4.05 +- 0.55		
0.68 - 0.72	101.80 +- 3.89		21.24 +- 1.62	12.21 +- 0.99	6.95 +- 0.68	5.06 +- 0.56	3.47 +- 0.48	5.46 +- 0.66		
0.72 - 0.76	92.45 +- 3.80		20.88 +- 1.56	11.10 +- 0.98	6.03 +- 0.65	5.28 +- 0.59	3.93 +- 0.52	3.44 +- 0.54		
0.76 - 0.80	71.15 +- 3.33		14.63 +- 1.43	9.51 +- 0.93	5.97 +- 0.67	3.44 +- 0.49	2.32 +- 0.42	3.40 +- 0.56		
0.80 - 0.90	44.97 +- 1.79		11.90 +- 0.86	5.27 +- 0.46	2.34 +- 0.28	1.62 +- 0.22	1.64 +- 0.23	1.47 +- 0.25		
0.90 - 1.00	32.06 +- 1.64		9.53 +- 0.83	2.14 +- 0.32	1.31 +- 0.22	1.48 +- 0.23	0.86 +- 0.18	1.33 +- 0.25		
1.00 - 1.10	32.66 +- 1.74		10.69 +- 0.93	2.74 +- 0.38	1.15 +- 0.22	0.89 +- 0.19	0.65 +- 0.17	1.00 +- 0.23		
1.10 - 1.20	21.70 +- 1.56		7.10 +- 0.80	1.88 +- 0.33	1.00 +- 0.22	0.32 +- 0.12	0.28 +- 0.11	0.34 +- 0.14		
1.20 - 1.30	19.84 +- 1.56		8.11 +- 0.91	1.45 +- 0.31	0.41 +- 0.14	0.19 +- 0.10	0.22 +- 0.11	0.52 +- 0.18		
1.30 - 1.40	17.26 +- 1.55		6.13 +- 0.84	1.39 +- 0.32	0.75 +- 0.21	0.26 +- 0.12	0.06 +- 0.06	0.22 +- 0.13		
1.40 - 1.50	13.09 +- 1.37		3.76 +- 0.69	0.81 +- 0.26	0.15 +- 0.11	0.32 +- 0.14	0.44 +- 0.17	0.09 +- 0.09		
1.50 - 1.60	11.25 +- 1.68		2.74 +- 0.62	0.79 +- 0.28	0.51 +- 0.20	0.15 +- 0.11	0.37 +- 0.16	0.08 +- 0.08		
1.60 - 1.80	9.09 +- 0.87		2.61 +- 0.45	0.34 +- 0.13	0.56 +- 0.16	0.11 +- 0.07	0.16 +- 0.08	0.04 +- 0.04		
1.80 - 2.00	5.97 +- 0.84		0.96 +- 0.29	0.43 +- 0.16	0.30 +- 0.13	0.13 +- 0.07	0.0 +- 0.05	0.0 +- 0.05		

Tabelle III. Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^0 p$  (in der Closure-Näherung mit Entfaltung der Fermibewegung) in verschiedenen Intervallen der effektiven Photonlaborenergie  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$  und des  $\pi^0$ -Erzeugungswinkels  $\Theta^*$  im  $\gamma n$ -Schwerpunktsystem. Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Werte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$  ( $\pm 5\%$ ) für  $E_{\gamma}^{\text{eff}} < 0.5$  GeV ( $> 0.5$  GeV).

$E_{\gamma}^{\text{eff}}$ (GeV)	$\sigma$ ( $\mu\text{b}$ )	$d\sigma/d\Omega$ ( $\mu\text{b/sr}$ )								
		$\Theta^*$ (deg)	30	50	70	90	110	130	150	170
0.20 - 0.22	166.60 +- 4.26		7.49 +- 0.70	11.30 +- 0.77	15.35 +- 0.86	16.65 +- 0.92	17.12 +- 1.03	17.56 +- 1.29	19.39 +- 2.37	
0.22 - 0.24	190.84 +- 4.33		10.12 +- 0.81	13.80 +- 0.82	17.43 +- 0.87	17.45 +- 0.89	17.83 +- 0.98	22.57 +- 1.39	22.80 +- 2.41	
0.24 - 0.26	224.79 +- 4.42		8.24 +- 0.72	15.31 +- 0.88	22.10 +- 1.03	24.76 +- 1.13	26.62 +- 1.33	18.76 +- 1.29	19.61 +- 2.21	
0.26 - 0.28	246.68 +- 5.42	5.37 +- 0.80	11.73 +- 0.92	22.46 +- 1.20	22.59 +- 1.06	22.26 +- 1.08	24.45 +- 1.26	26.22 +- 1.60	22.48 +- 2.49	
0.28 - 0.30	282.92 +- 5.94	7.52 +- 1.01	14.94 +- 1.10	19.92 +- 1.11	29.68 +- 1.32	26.59 +- 1.21	25.98 +- 1.28	31.61 +- 1.84	24.74 +- 2.70	
0.30 - 0.32	278.01 +- 5.96	9.73 +- 1.20	14.34 +- 1.07	24.12 +- 1.26	25.13 +- 1.20	27.23 +- 1.24	26.29 +- 1.33	24.61 +- 1.62	26.29 +- 2.92	
0.32 - 0.34	255.69 +- 5.74	8.59 +- 1.10	17.66 +- 1.27	20.33 +- 1.12	23.59 +- 1.14	24.45 +- 1.18	24.95 +- 1.33	20.70 +- 1.44	17.08 +- 2.23	
0.34 - 0.36	206.68 +- 5.52	12.27 +- 1.53	14.79 +- 1.17	18.15 +- 1.13	18.01 +- 1.08	18.37 +- 1.05	17.13 +- 1.15	16.98 +- 1.35	11.28 +- 1.88	
0.36 - 0.38	179.75 +- 5.21	7.85 +- 1.29	16.10 +- 1.28	17.39 +- 1.10	17.64 +- 1.04	12.33 +- 0.83	13.45 +- 0.94	13.16 +- 1.15	12.97 +- 2.15	
0.38 - 0.40	157.69 +- 4.97	16.24 +- 1.81	13.59 +- 1.11	12.12 +- 0.89	13.79 +- 0.90	11.24 +- 0.80	10.80 +- 0.85	12.81 +- 1.19	10.32 +- 1.83	
0.40 - 0.44	127.76 +- 3.23	9.61 +- 0.88	12.43 +- 0.77	10.37 +- 0.59	9.44 +- 0.53	9.79 +- 0.57	7.89 +- 0.53	12.17 +- 0.89	11.74 +- 1.55	
0.44 - 0.48	112.70 +- 3.36	9.30 +- 0.88	10.96 +- 0.75	10.68 +- 0.67	9.14 +- 0.60	6.88 +- 0.48	7.54 +- 0.58	7.96 +- 0.71	7.15 +- 1.15	
0.48 - 0.52	107.22 +- 3.48	12.00 +- 1.14	12.11 +- 0.86	8.98 +- 0.62	6.70 +- 0.50	6.76 +- 0.52	7.96 +- 0.64	5.48 +- 0.59	7.42 +- 1.47	
0.52 - 0.56	106.18 +- 3.58	9.03 +- 0.96	10.08 +- 0.80	8.38 +- 0.62	7.83 +- 0.60	7.63 +- 0.61	7.30 +- 0.64	8.69 +- 0.91		
0.56 - 0.60	114.18 +- 4.05	12.74 +- 1.24	14.94 +- 1.09	8.56 +- 0.67	6.94 +- 0.57	6.08 +- 0.54	7.14 +- 0.68	9.19 +- 0.97		
0.60 - 0.64	109.91 +- 4.34	13.44 +- 1.31	12.31 +- 0.95	10.38 +- 0.85	7.63 +- 0.66	5.76 +- 0.55	4.72 +- 0.56	7.06 +- 0.84		
0.64 - 0.68	100.86 +- 4.34	13.62 +- 1.35	9.93 +- 0.85	6.11 +- 0.66	5.93 +- 0.58	5.83 +- 0.58	7.53 +- 0.83	8.23 +- 0.96		
0.68 - 0.72	113.47 +- 4.89	15.04 +- 1.56	10.16 +- 0.92	9.02 +- 0.85	7.62 +- 0.73	7.11 +- 0.72	4.94 +- 0.65	11.10 +- 1.35		
0.72 - 0.76	87.04 +- 4.12	8.65 +- 1.08	11.09 +- 1.07	5.84 +- 0.62	5.17 +- 0.57	4.92 +- 0.57	6.83 +- 0.83	7.03 +- 1.00		
0.76 - 0.80	66.74 +- 3.58	6.51 +- 0.94	6.36 +- 0.75	6.06 +- 0.68	4.78 +- 0.58	3.83 +- 0.51	4.37 +- 0.61	4.54 +- 0.73		
0.80 - 0.90	36.70 +- 1.80	6.25 +- 0.64	4.53 +- 0.41	3.17 +- 0.30	1.49 +- 0.18	1.74 +- 0.17	1.69 +- 0.22	1.98 +- 0.28		
0.90 - 1.00	27.82 +- 1.65	4.92 +- 0.58	3.90 +- 0.42	1.59 +- 0.22	0.51 +- 0.11	1.15 +- 0.20	1.19 +- 0.20	2.55 +- 0.41		
1.00 - 1.10	34.07 +- 2.37	6.80 +- 0.93	4.68 +- 0.62	2.88 +- 0.47	1.09 +- 0.26	0.99 +- 0.23	1.41 +- 0.34	1.99 +- 0.46		
1.10 - 1.20	19.13 +- 1.45	5.07 +- 0.69	2.80 +- 0.41	1.16 +- 0.23	0.65 +- 0.15	0.62 +- 0.16	0.31 +- 0.11	0.42 +- 0.16		
1.20 - 1.30	18.91 +- 1.85	3.12 +- 0.58	3.95 +- 0.55	1.32 +- 0.26	0.69 +- 0.18	0.21 +- 0.09	0.30 +- 0.18	0.90 +- 0.37		
1.30 - 1.40	17.68 +- 1.68	3.92 +- 0.70	2.84 +- 0.48	1.20 +- 0.27	0.62 +- 0.18	0.77 +- 0.27	0.33 +- 0.17	0.13 +- 0.11		
1.40 - 1.50	11.76 +- 1.44	3.36 +- 0.65	1.32 +- 0.31	0.70 +- 0.20	0.25 +- 0.13	0.07 +- 0.10	0.54 +- 0.24	0.45 +- 0.24		
1.50 - 1.60	10.66 +- 1.64	2.41 +- 0.57	0.69 +- 0.23	0.55 +- 0.18	0.45 +- 0.19	0.55 +- 0.21	0.31 +- 0.17	0.72 +- 0.36		
1.60 - 1.80	9.13 +- 1.13	1.95 +- 0.39	1.14 +- 0.25	0.60 +- 0.16	0.13 +- 0.07	0.47 +- 0.15	0.15 +- 0.07	0.19 +- 0.10		
1.80 - 2.00	5.76 +- 0.91	1.47 +- 0.37	0.36 +- 0.14	0.11 +- 0.07	0.18 +- 0.09	0.40 +- 0.14	0.13 +- 0.07	0.13 +- 0.13		

Tabelle IV. Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  (Ergebnisse der Chew-Low Extrapolationsmethoden 1 und 2) in verschiedenen Intervallen der effektiven Photonlaborenergie  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$ . Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Werte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$ .

$E_{\gamma}^{\text{eff}}$ (GLV)	$\sigma$ ( $\mu\text{b}$ )	
	EXTRAPOLATION 1*	EXTRAPOLATION 2
0.20 - 0.22	156.6 $\pm$ 6.2	169.4 $\pm$ 7.3
0.22 - 0.24	173.3 $\pm$ 6.9	190.9 $\pm$ 8.2
0.24 - 0.26	223.3 $\pm$ 7.9	230.7 $\pm$ 9.1
0.26 - 0.28	253.3 $\pm$ 8.8	266.9 $\pm$ 10.1
0.28 - 0.30	281.2 $\pm$ 9.5	301.7 $\pm$ 11.0
0.30 - 0.32	287.5 $\pm$ 10.0	298.6 $\pm$ 11.3
0.32 - 0.34	242.0 $\pm$ 9.1	257.4 $\pm$ 11.1
0.34 - 0.36	206.7 $\pm$ 9.1	216.5 $\pm$ 10.5
0.36 - 0.38	164.5 $\pm$ 8.4	181.5 $\pm$ 10.5
0.38 - 0.40	166.4 $\pm$ 8.6	175.6 $\pm$ 10.1
0.40 - 0.44	115.0 $\pm$ 5.4	123.4 $\pm$ 6.6
0.44 - 0.48	105.5 $\pm$ 5.4	122.8 $\pm$ 6.5
0.48 - 0.52	102.8 $\pm$ 5.5	108.0 $\pm$ 6.5
0.52 - 0.56	85.8 $\pm$ 5.6	101.5 $\pm$ 6.7
0.56 - 0.60	92.4 $\pm$ 5.9	100.8 $\pm$ 7.1
0.60 - 0.64	87.8 $\pm$ 5.6	99.9 $\pm$ 6.8
0.64 - 0.68	93.3 $\pm$ 6.5	101.3 $\pm$ 7.3
0.68 - 0.72	97.2 $\pm$ 6.5	107.1 $\pm$ 7.6
0.72 - 0.76	77.9 $\pm$ 6.7	86.3 $\pm$ 7.7
0.76 - 0.90	51.8 $\pm$ 5.5	62.8 $\pm$ 5.9
0.80 - 0.90	24.4 $\pm$ 2.4	28.0 $\pm$ 3.2
0.90 - 1.00	27.1 $\pm$ 2.8	29.3 $\pm$ 3.2
1.00 - 1.10	25.3 $\pm$ 2.6	26.4 $\pm$ 3.2
1.10 - 1.20	16.3 $\pm$ 2.4	19.0 $\pm$ 3.1

\* Diese Werte unterscheiden sich etwas (im Mittel 2 %) von den bei (Mül 71) angegebenen Werte infolge von Verbesserungen in der Berechnung der experimentellen Korrekturen.

Literaturverzeichnis

Mitarbeiter der Aachen-Berlin<sup>\*</sup>-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration:

H.G. Hilpert, T. Kahl, P. Lauscher, M. Matziolis, R. Schiffer, H.H.J. Schnackers, W. Thiele, V. Valdmanis, H. Weber und H. Wieczorek, III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen, Lehrstuhl B.

A. Meyer und A. Pose, Forschungsstelle für Physik hoher Energien der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin-Zeuthen<sup>\*</sup>.

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. Riebensahm, V. Schulz, H. Seebeck, 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.

O. Braun und J. Stiewe, Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg.

H. Finger, C. Kiesling, P. Schlamp und J. Weigl, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München.

- ABB68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration, Phys. Rev. 175 (1968)1669
- Azn72 I.G. Aznauryan und A.N. Zaslavsky, Phys. Letters 39B (1972)226
- Bea66 J.T. Beale, S.D. Ecklund und R.L. Walker, CALT 68-108 (1966)
- Bel64 M. LeBellac, F.M. Renard und J. Tran Thanh Van, Nuovo Cimento 33 (1964)594
- Ber70 P.A. Berardo et al., Phys. Rev. Letters 24 (1970)419
- Ber71A P.A. Berardo et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971)201

---

\* nur zu Beginn des Experiments beteiligt.

- Ber71B P.A. Berardo et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971)205
- Bnz68 P. Benz und P. Dittmann, AUTDEC-360, Interner Bericht DESY R1-68/3 (1968)
- Bnz73 P. Benz et al., (ABHBM-Collaboration), Measurement of the Reaction  $\gamma d \rightarrow \pi^+ pp$ , and Determination of Cross Sections for the Reaction  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ , at Photon Energies between 0.2 and 2.0 GeV, DESY 73/19 (1973); eingeschickt nach Nuclear Phys.
- Bla60 R. Blankenbecler und L.F. Cook, Phys. Rev. 119 (1960)1745
- Böc61 R. Böck, Kinematic Analysis of Bubble Chamber Events, CERN 61-29 (1961)
- Brd70 F.A. Berends und D.L. Weaver, CEA Preprint (1970); und F.A. Berends, persönliche Mitteilung
- Brt60 L. Bertocchi, C. Ceolin, M. Tonin, Nuovo Cimento 18 (1960)770
- Brt67 L. Bertocchi und A. Capella, Nuovo Cimento 51A (1967)369
- But70 H. Butenschön, Dissertation, Interner Bericht DESY R1-70/1 (1970)
- Che50 G.F. Chew, Phys. Rev. 80 (1950)196
- Che51 G.F. Chew und H.W. Lewis, Phys. Rev. 84 (1951)779
- Che52A G.F. Chew und G.C. Wick, Phys. Rev. 85 (1952) 636
- Che52B G.F. Chew und M.L. Goldberger, Phys. Rev. 87 (1952)778
- Che59 G.F. Chew und F.E. Low, Phys. Rev. 113 (1959)1640
- Coo70 R.L. Cool et al., Phys. Rev. D1 (1970)1887
- Dev71 R.C.E. Devenish, D.H. Lyth und W.A. Rankin, Daresbury Preprint DNPL/P.109 (1971)
- Dom66 N. Dombey und P.K. Kabir, Phys. Rev. Letters 17 (1966)730
- Don67A A. Donnachie, Phys. Letters 24B (1967)420
- Don67B A. Donnachie und G. Shaw, Nuclear Phys. 87 (1967)556
- Don71A A. Donnachie und G. Shaw, Daresbury Preprint DNPL/P.79 (1971)
- Don71B A. Donnachie, Daresbury Preprint DNPL/P.83 (1971)
- Don73 A. Donnachie und G. Shaw, Daresbury Preprint DNPL/P.152 (1973)
- Dre71 G. Drews, Dissertation, Interner Bericht DESY F1-71/7 (1971)
- Eng68 J. Engels, A. Müllensiefen und W. Schmidt, Phys. Rev. 175 (1968)1951; und W. Schmidt, persönliche Mitteilung
- Fav70 J. Favier et al., Phys. Letters 31B (1970)609; und D. Schinzel, persönliche Mitteilung
- Fey62 R.P. Feynman, The Theory of Fundamental Processes, W.A. Benjamin (1962)

- Fin72 H. Finger und C. Kiesling, Max-Planck-Institut München, Interner Bericht MPI-PAE/Exp. El. 18 (1972)
- Fis72 G. Fischer et al., Bonn Univ. Preprint PI-158 (1972)
- Fra71 G. Franzen, persönliche Mitteilung
- Frc66 V. Franco und R.J. Glauber, Phys. Rev. 142 (1966)1195
- Fuj71 T. Fujii et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971)1672; E 27 (1971)223
- Fuj72 T. Fujii et al., Phys. Rev. Letters 28 (1972)1672; E 29 (1972)244
- Gal71 D. Gall, Diplomarbeit, Hamburg (1971)
- Gar55 S. Gartenhaus, Phys. Rev. 100 (1955)900
- Gla67 R.J. Glauber und V. Franco, Phys. Rev. 156 (1967)1685
- Gls64 R.G. Glasser, NRL Report 6150 (1964)
- Glu63 R.L. Gluckstern, Nuclear Instr. and Meth. 24 (1963)381
- Gol64 M.L. Goldberger und K.M. Watson, Collision Theory, John Wiley and Sons (1964), S.683ff
- GRI65 GRIND, CERN Program Library, X-201 (1965)
- Gr164 D. Garelick und G. Cooperstein, Phys. Rev. 136 (1964)201
- Grs67 V.G. Grishin et al., Sov. J. Nuclear Phys. 4 (1967)90
- Gut65 L.I. Gutay et al., Phys. Letters 16 (1965)343
- Ham62 T. Hamada und I.D. Johnston, Nuclear Phys. 34 (1962)382
- Hil68 H.G. Hilpert et al., (ABBHHM-Collaboration), Nuclear Phys. B8 (1968)535
- Hof61 G.T. Hoff, Phys. Rev. 122 (1961)665
- Höh64 G. Höhler und W. Schmidt, Ann. of Phys. 28 (1964)34
- Hol72 G. Von Holtey et al., Phys. Letters 40B (1972)589
- Hul57 L. Hulthén und M. Sugarawa, Handbuch der Physik Bd.39 (1957), S.1ff
- Ito70 A. Ito et al., Phys. Rev. Letters 24 (1970)687
- Jul71 D.I. Julius, Glauber and Symmetrization Corrections to  $\pi^-$ -Photoproduction Data from Single Arm Spectrometer Experiments, Institut für Theoretische Kernphysik, Karlsruhe; Preprint (1971)
- Kna70 T.M. Knasel, DESY 70/2 und DESY 70/3 (1970)
- Kow71 H. Kowalski, Diplomarbeit, Bonn Univ. PIB 3-18 (1971)
- Küb69 H. Kübek und E. Raubold, FAKE-Manual, Hamburg (1969)

- Lod70 E. Lodi-Rizzini et al., (Frascati-Napoli-Pavia-Roma Collaboration), Lett. Nuovo Cimento 3 (1970)697
- Lub63 D. Lublow, Interner Bericht DESY A2.96 (1963)
- Lyn62 G.R. Lynch, Program FAKE, UCRL-10335 (1962)
- Mic69 C. Michael und C. Wilkin, Nuclear Phys. B11 (1969)99
- Mop66 G. Mopurgo, Phys. Letters 22 (1966)214
- Mor56 M.J. Moravcsik, Phys. Rev. 104 (1956)1451
- Mor58 M.J. Moravcsik, Nuclear Phys. 7 (1958)113
- Mül71 K. Müller, Dissertation, Bonn Univ. Preprint PIB 3-20 (1971)
- Neu60 G. Neugebauer, W. Wales und R.L. Walker, Phys. Rev. 119 (1960)1726
- Noe71A P. Noelle und W. Pfeil, Nuclear Phys. B31 (1971)1
- Noe71B P. Noelle, Bonn Univ. Preprint PI 2-92 (1971); und persönliche Mitteilung
- Pfe71 W. Pfeil und D. Schwela, Bonn Univ. Preprint PI 2-88 (1971)
- Pfe72 W. Pfeil und D. Schwela, Bonn Univ. Preprint PIB 2-112 (1972)
- Ros73 V. Rossi et al., (FNPR-Collaboration), Nuovo Cimento 13A (1973)59
- Sai52 Y. Saito et al., Prog. Theor. Phys. 7 (1952)103
- San70 A.I. Sanda und G. Shaw, Phys. Rev. Letters 24 (1970)1310
- San71A A.I. Sanda und G. Shaw, Phys. Rev. D3 (1971)243
- San71B A.I. Sanda und G. Shaw, Phys. Rev. Letters 26 (1971)1057
- Sche70 P.E. Scheffler und P.L. Walden, Phys. Rev. Letters 24 (1970)952
- Schi72 R. Schiffer et al., (ABHBM-Collaboration), Nucl. Phys. B38 (1972)628
- Schu71 V. Schulz, Diplomarbeit, Hamburg (1971)
- Sha67 G. Shaw, Nuclear Phys. B3 (1967)338
- Söd72 P. Söding, persönliche Mitteilung
- Spi67 H. Spitzer, Dissertation, Interner Bericht DESY F1/4 (1967)
- Spl70 P. Spillantini und V. Valente, A Collection of Pion Photoproduction Data, CERN-HERA 70-1 (1970)
- Spl71 P. Spillantini und V. Valente, Frascati Report LNF-71/28 (1971)

- Sti70 J. Stiewe, Dissertation, Heidelberg (1970)
- Sto73 F. Storim, Dissertation, Interner Bericht DESY F1-73/1 (1973)
- THR65 THRESH, CERN Program Library, X-601 (1965)
- Tre62 S.B. Treiman und C.N. Yang, Phys. Rev. Letters 8 (1962)140
- Wal69 R.L. Walker, Phys. Rev. 182 (1969)1729
- Wat54 K.M. Watson, Phys. Rev. 95 (1954)228
- WEL63 H. Schneider und G. Wolf, WELAGA, Interner Bericht DESY (1963)
- Wes71 G.B. West, Phys. Letters 37B (1971)509
- Wld72 P.L. Walden, Dissertation, Caltech (1972)

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1      Photonspektrum mal  $E_\gamma$  für die 3 Auswerteabschnitte dieses Experiments. Die durchgezogenen Kurven sind Polynomfits an die Verteilungen. Die gestrichelte Kurve ist das theoretische Bremsspektrum für ein dünnes Target.
- Abb. 2      Verteilung von  $\cos\theta_{\gamma/\pi^0}^*$  ( $\theta_{\gamma/\pi^0}^* = \pi^0$ -Erzeugungswinkel im  $\gamma$ n-Schwerpunktssystem) für 2- und 3-Prongs der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^- pp$ . Es wurden Ereignisse ausgewählt mit:
- (i) keine Ambiguität mit der Reaktion  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$
  - (ii)  $|t_{\gamma/\pi^0}| < 1.1 \text{ GeV}^2$  ( $t_{\gamma/\pi^0}$  = Viererimpulsübertrag vom  $\gamma$  auf das  $\pi^0$ )
  - (iii)  $p_s < 0.3 \text{ GeV}/c$  ( $p_s$  = Laborimpuls des niederenergetischen Protons)
  - (iv)  $0.2 \text{ GeV} < (M^2(p_1^-) - m_n^2)/(2m_n) < 2.0 \text{ GeV}$  ( $M(p_1^-)$  = invariante Masse des  $(\pi^- p_1)$ -Systems, wobei  $p_1$  das höherenergetische Proton ist).
- Abb. 3      a) Verteilung von  $p_{\text{calc}}^- p_{\text{fit}}$  für den Impuls des unsichtbaren Protons bei 2-Prongs der Reaktion (1).  $p_{\text{calc}}$  ist mit Gl. (2.1) berechnet.  
 b) Fehlerauflösungsfunktion für den Impuls des unsichtbaren Protons bei 2-Prongs der Reaktion (1) für verschiedene Intervalle von  $p_{\text{calc}}$ .
- Abb. 4      Pulls der Reaktion (1) für Ereignisse mit 3 sichtbaren Spuren.  $p$  ist der Impuls,  $\lambda$  der Dip-Winkel und  $\phi$  der Azimutwinkel der Spur bezüglich der optischen Achse.
- Abb. 5      a) Verteilung von  $C^2$  (s. Gl. 2.2) für 3-Prongs der Reaktion (1).  
 b) Verteilung von  $M_\gamma^2$  (s. Gl. 2.1) für 3-Prongs der Reaktion (1).
- Abb. 6      Verteilung des Scanwinkels  $\phi_s$  (s. Gl. 2.5) bei 2-Prongs der Reaktion (1) für verschiedene Intervalle von  $E_\gamma$ .
- Abb. 7      Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega^*$  bei  $\theta^*(p_n = 0) = 10^\circ, 30^\circ$  und  $170^\circ$  als Funktion von  $E_\gamma$ . Die Werte enthalten die Korrektur auf Deutroneffekte in der Stoßnäherung mit Closure. Die Kurven sind das geglättete Ergebnis der Extrapolation der Moravcsikfits.

- Abb. 8 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) als Funktion der Photonlaborenergie  $E_\gamma$  (schwarze Punkte). Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Punkte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$ . Die offenen Kreise sind die Wirkungsquerschnitte der FNPR-Kollaboration (Ros73).
- Abb. 9 Feynman-Graphen der Reaktion (1).
- Abb. 10 Gewichtete Verteilung des Impulses des niederenergetischen Protons (Spektatorproton) in der Reaktion (1). Die volle Kurve ist die Fermiimpulsverteilung, die aus der Hamada-Johnston Wellenfunktion folgt (Ham62, Mic69). Die punktierte Kurve ist die mit den Messfehlern dieses Experiments verschmierte theoretische Fermiimpulsverteilung.
- Abb. 11 Gewichtete Verteilung von  $\cos \vartheta_s$  ( $\vartheta_s$  = Laborwinkel zwischen dem niederenergetischen Proton (Spektatorproton) und dem Photon in der Reaktion (1)) für verschiedene Intervalle von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  und  $p_s$ . Die gestrichelten Geraden zeigen die Vorhersage des Spektatormodells.
- Abb. 12 a) Quotient der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2) nach dem Spektatormodell für Spektatorimpulse  $p_s$  größer und kleiner  $0,1 \text{ GeV}/c$  als Funktion von  $\Theta^*$  ( $\Theta^* = \pi^-$ -Erzeugungswinkel im  $\gamma n$ -Schwerpunktssystem) für verschiedene  $E_\gamma^{\text{eff}}$ -Intervalle. Die gestrichelten Geraden zeigen die Vorhersage des Spektatormodells.  
b) Quotient der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2) nach dem Spektatormodell für  $\cos \vartheta_s$  kleiner und größer Null als Funktion von  $\Theta^*$  für verschiedene  $E_\gamma^{\text{eff}}$ -Intervalle. Die gestrichelten Geraden zeigen die Vorhersage des Spektatormodells.
- Abb. 13 Verteilung des Treiman-Yang Winkels (s. Gl. (4.2)) für das im Laborsystem niederenergetische ("slow") und höherenergetische ("fast") Proton in der Reaktion (1).
- Abb. 14 a) Sphärischer und Quadrupolformfaktor des Deuterons als Funktion des Dreier-Impulsübertrages  $q$  vom Photon auf das Pion. Die Formfaktoren sind aus der Hamada-Johnston Wellenfunktion berechnet.

- Abb. 14 b) Quadrat der Deuteronvertexfunktion als Funktion des Abstandes vom Neutronpol,  $m_n^2 - t$  ( $t =$  Quadrat der Masse des virtuellen Neutrons). Die gestrichelte Linie zeigt die kinematische Grenze. Die Deuteronvertexfunktion ist aus der Hamada-Johnston Wellenfunktion berechnet.
- Abb. 15 a)  $d\sigma/d\Omega (\gamma n \rightarrow \pi^- p) / d\sigma/d\Omega (\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  in der Closure-Näherung als Funktion des Dreier-Impulsübertrages  $q$  für verschiedene Photonlaborenergien.  
 b)  $\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p) / \sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- pp)$  in der Closure-Näherung als Funktion von  $E_\gamma$ .
- Abb. 16 Verteilung des Dreier-Impulsübertrages  $q$  gegen die Verteilung der invarianten Masse des  $pp$ -Systems für  $0.28 \text{ GeV} < E_\gamma < 0.30 \text{ GeV}$ . Die Kurven zeigen die kinematischen Grenzen.
- Abb. 17 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2), bestimmt in der Stoßnäherung mit Closure als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  ( $p_n = 0$ ). Zusätzlich zu den gezeigten statistischen Fehlern haben alle Punkte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$  ( $\pm 8\%$ ) für  $E_\gamma^{\text{eff}}$  ( $p_n = 0$ )  $< 0.5 \text{ GeV}$  ( $> 0.5 \text{ GeV}$ ). Dieser Wirkungsquerschnitt ist noch im Laborsystem verschmiert und dient als Startwert für die iterative Lösung des Faltungsintegrals.
- Abb. 18 Chew-Low Funktion der "Extrapolation 2" für verschiedene  $E_\gamma^{\text{eff}}$ -Intervalle als Funktion des Abstandes vom Pol,  $m_n^2 - t$ . Die gestrichelten Linien zeigen die kinematische Grenze. Die vollen Kurven sind quadratische Polynomfits an die Daten. Auf der linken Skala ist der extrapolierte Wert des totalen Wirkungsquerschnitts am Neutronpol gezeigt.
- Abb. 19 a) Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten der Polynomfits an die Chew-Low Funktion der "Extrapolation 2" für Polynome 1., 2. und 3. Grades.  
 b) Polynomkoeffizienten der "Extrapolation 2" für ein quadratisches Extrapolationspolynom der Form (4,15) als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$ .
- Abb. 20 Normierte Legendremomente  $A_1(s, t; E_\gamma)$  ( $l = 1$  bis 4) für verschiedene  $E_\gamma^{\text{eff}}$ -Intervalle als Funktion des Abstandes vom Pol,  $m_n^2 - t$ . Die gestrichelten Linien zeigen die kinematische Grenze. Die vollen Geraden sind lineare Polynomfits an die Daten. Auf der linken Skala ist der extrapolierte Wert des Legendremoments am Neutronpol gezeigt.

- Abb. 21 Polynomkoeffizienten  $C_1$  der Extrapolation der normierten Legendemomente  $A_1(s,t;E_\gamma)$  ( $l = 1$  bis 4) für lineare Extrapolationspolynome der Form (4.20) als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$ .
- Abb. 22 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) nach dem Spektatormodell als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  (schwarze Punkte). Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Punkte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$ . Die offenen Kreise sind die Wirkungsquerschnitte der FNPR-Kollaboration (Ros73), die offenen Quadrate das Ergebnis der Zählermessungen von (Sche70). Die Werte von (Sche70) haben eine systematische Unsicherheit von 10%.
- Abb. 23 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) in der Closure-Näherung als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  (schwarze Punkte). Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Punkte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$  ( $\pm 8\%$ ) für  $E_\gamma^{\text{eff}} < 0.5$  GeV ( $> 0.5$  GeV). Die offenen Dreiecke sind Ergebnisse der Zählermessungen von (Hol72). Sie haben einen systematischen Fehler von  $\pm 7\%$ . Die volle Kurve zeigt den Verlauf von  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ . Die punktierte Kurve zeigt die Vorhersage von (San70, San71A).
- Abb. 24 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion (2) als Funktion von  $E_\gamma^{\text{eff}}$  nach der Chew-Low-Extrapolationsmethode. Die schwarzen Punkte sind das Ergebnis der "Extrapolation 1" (Mül71), die offenen Kreise das Ergebnis der "Extrapolation 2". Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt in der Closure-Näherung von Abb. 23 noch einmal gezeigt. Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Punkte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$  ( $\pm 8\%$  für den Wirkungsquerschnitt in der Closure-Näherung für  $E_\gamma^{\text{eff}} > 0.5$  GeV).
- Abb. 25 a-d) Differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\Omega^*$  der Reaktion (2) in der Closure-Näherung für verschiedene  $E_\gamma^{\text{eff}}$ -Intervalle zwischen 0.2 GeV und 2.0 GeV als Funktion von  $\Theta^*$ . Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Punkte eine Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$  ( $\pm 8\%$ ) für  $E_\gamma^{\text{eff}} < 0.5$  GeV ( $> 0.5$  GeV). Die offenen Quadrate sind keine Messwerte, sondern aus den Moravcsikfits extrapoliert. Die Kurven zeigen das Ergebnis der Multipolanalysen von Berends und Weaver (Brd70) (volle Kurven) und Pfeil und Schwela (Pfe72) (punktierte Kurven) sowie die dispersions-theoretischen Vorhersagen von Devenish et al. (Dev71) (gestrichelte Kurven) und Engels et al. (Eng68) (strichpunktierte Kurven).

- Abb. 26 Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega^*$  der Reaktion (2) in der Closure-Näherung bei  $\Theta^* = 180^\circ$  als Funktion von  $E_Y^{\text{eff}}$  (schwarze Punkte). Diese Werte sind aus den Moravcsik-fits extrapoliert. Zusätzlich zu den gezeigten Fitfehlern haben alle Punkte eine systematische Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$  ( $\pm 8\%$ ) für  $E_Y^{\text{eff}} < 0.5$  GeV ( $> 0.5$  GeV). Außerdem sind die Ergebnisse der Zählermessungen in Tokio (Fuj71) (offene Quadrate) und Bonn (Hol72) (offene Dreiecke) gezeigt. Die Messungen von (Fuj71) und (Hol72) enthalten neben den gezeigten, statistischen Fehlern noch eine systematische Unsicherheit von  $\pm 7\%$ . Die volle Kurve zeigt den Verlauf von  $d\sigma/d\Omega^*$  ( $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ ) bei  $\Theta^* = 180^\circ$ .
- Abb. 27 a-b) Normierte Legendremomente  $A_1$  ( $l = 1$  bis 4) als Funktion von  $E_Y^{\text{eff}}$  für die Reaktion (2). Die schwarzen Punkte sind das Ergebnis von Legendrepolynomfits an  $d\sigma/d\Omega^*$  in der Closure-Näherung (Abb. 25). Die offenen Kreise sind das Ergebnis einer Extrapolation der Masse des virtuellen Neutrons zum Neutronpol.
- Abb. 28 Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\Sigma = d\sigma/d\Omega^* (\gamma n \rightarrow \pi^- p) + d\sigma/d\Omega^* (\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$  bei  $E_Y^{\text{eff}} = 0.35$  GeV. Der  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitt ist das Ergebnis der Closure-Näherung, der  $\pi^+$ -Wirkungsquerschnitt wurde von (Fis72) genommen. Die systematischen Unsicherheiten der Daten dieses Experiments und der Daten von (Fis72) (5% bzw. 6%) sind nicht in den gezeigten Fehlern enthalten. Die volle Kurve zeigt die Vorhersage von Aznauryan und Zaslavsky (Azn72) zusammen mit ihrer möglichen Unsicherheit (gestrichelte Kurven).
- Abb. 29 Differenz der totalen Wirkungsquerschnitte  $\Delta' = E_Y^*/E_\pi^* [\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p) - \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)]$ . Die schwarzen Punkte sind aus den Wirkungsquerschnitten dieses Experiments in der Closure-Näherung und den  $\pi^+$ -Messungen von (Fis72) gewonnen. Die systematischen Unsicherheiten der Daten dieses Experiments und der Daten von (Fis72) (5% bzw. 6%) sind nicht in den gezeigten Fehlern enthalten. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Zählermessungen in Tokio (Fuj72) (offene Quadrate) und Bonn (Hol72) (offene Dreiecke) und der FNPR-Blasenkammer-Kollaboration (Ros73) (offene Kreise) gezeigt. Die punktierten Kurven zeigen die Vorhersagen von (San71A) für 0% ( $x = 0$ ) und 20% ( $x = 0.2$ ) Isoten-

sorbeitrag. Die volle Kurve zeigt die Vorhersage ohne Isosensorbeitrag von (Noe71A, Noe71B).

Abb. 30 Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega^*$  ( $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ ) bei  $E_\gamma^{\text{eff}} = 0.35$  GeV und  $E_\gamma^{\text{eff}} = 0.5$  GeV. Die schwarzen Punkte sind die Wirkungsquerschnitte dieses Experiments in der Closure-Näherung. Zusätzlich zu den gezeigten, statistischen Fehlern haben alle Punkte eine systematische Normierungsunsicherheit von  $\pm 5\%$ . Außerdem sind die Ergebnisse der Zählermessungen in Tokio (Fuj72) (offene Quadrate) und Bonn (Hol72) (offene Dreiecke) gezeigt. Die offenen Rhomben zeigen die Vorhersage für  $d\sigma/d\Omega^*$  ( $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ ) aus den Messungen der Umkehrreaktion von (Ber71A). Die Kreuze zeigen die Vorhersage aus den Messungen von (Fav70).

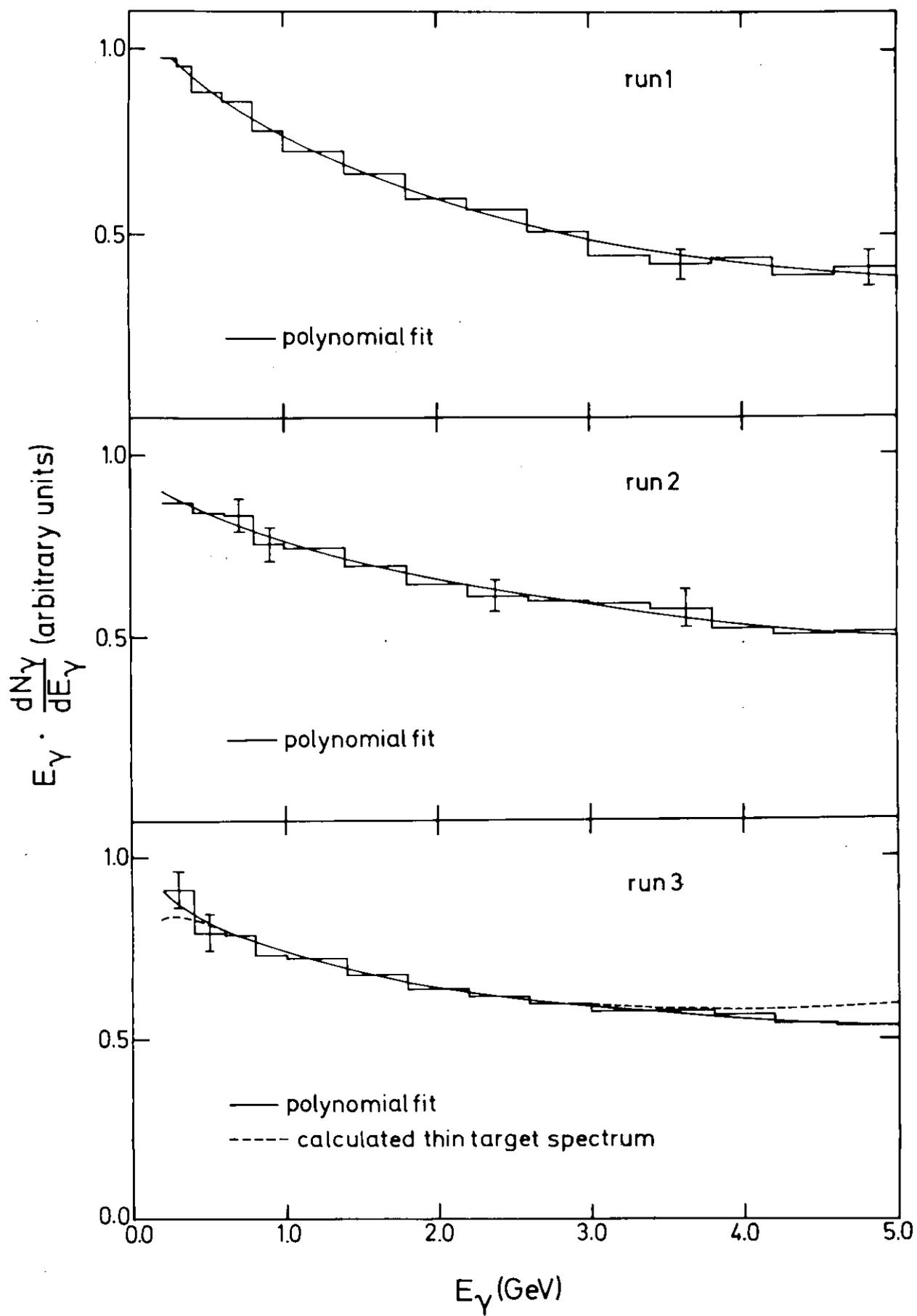


Fig.1

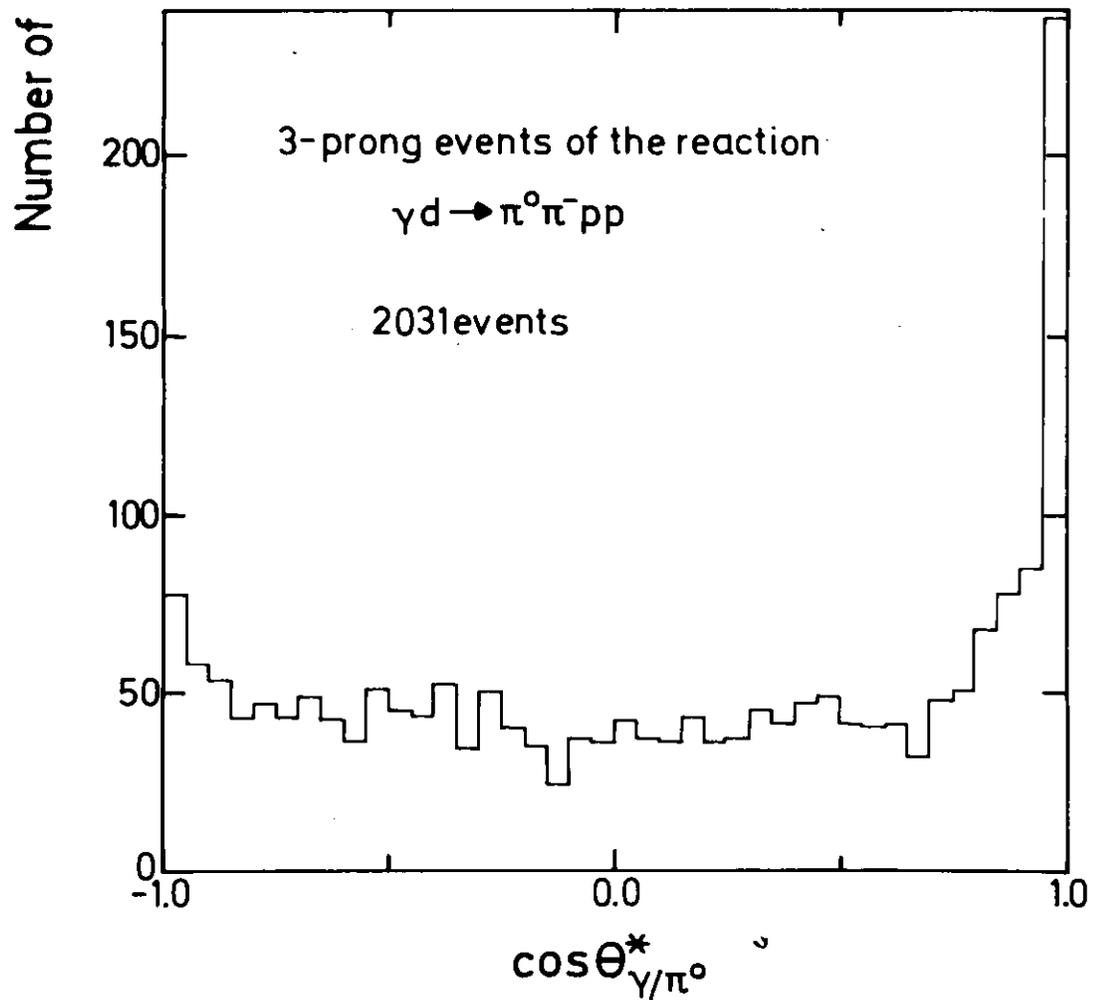
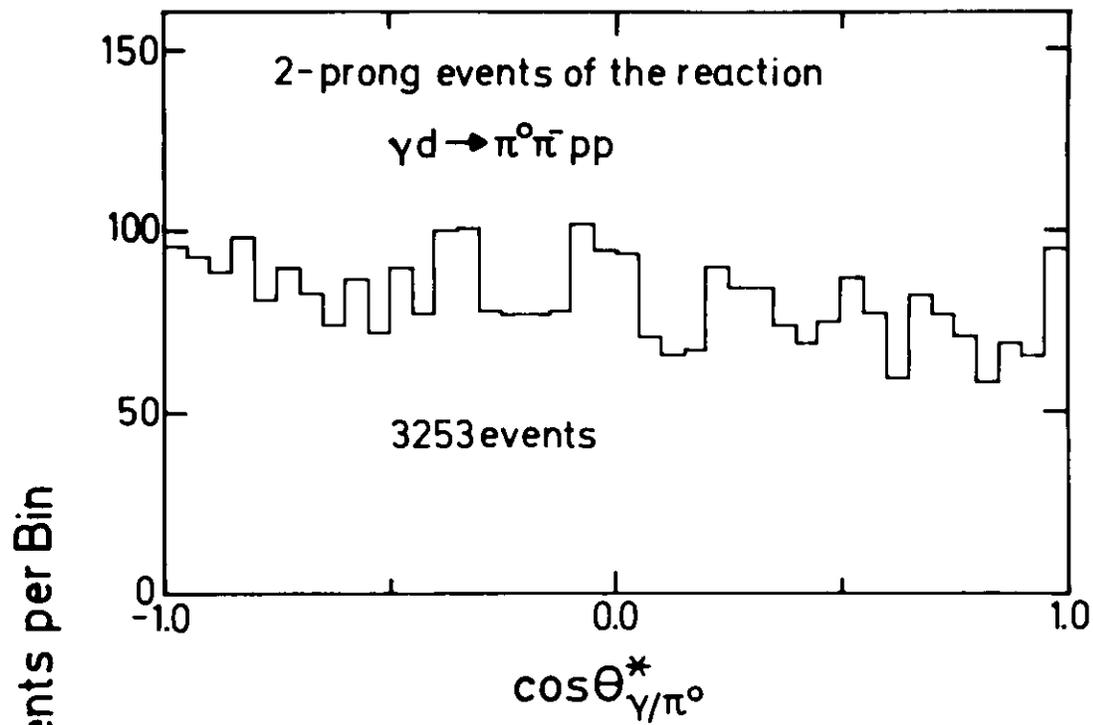


Fig.2

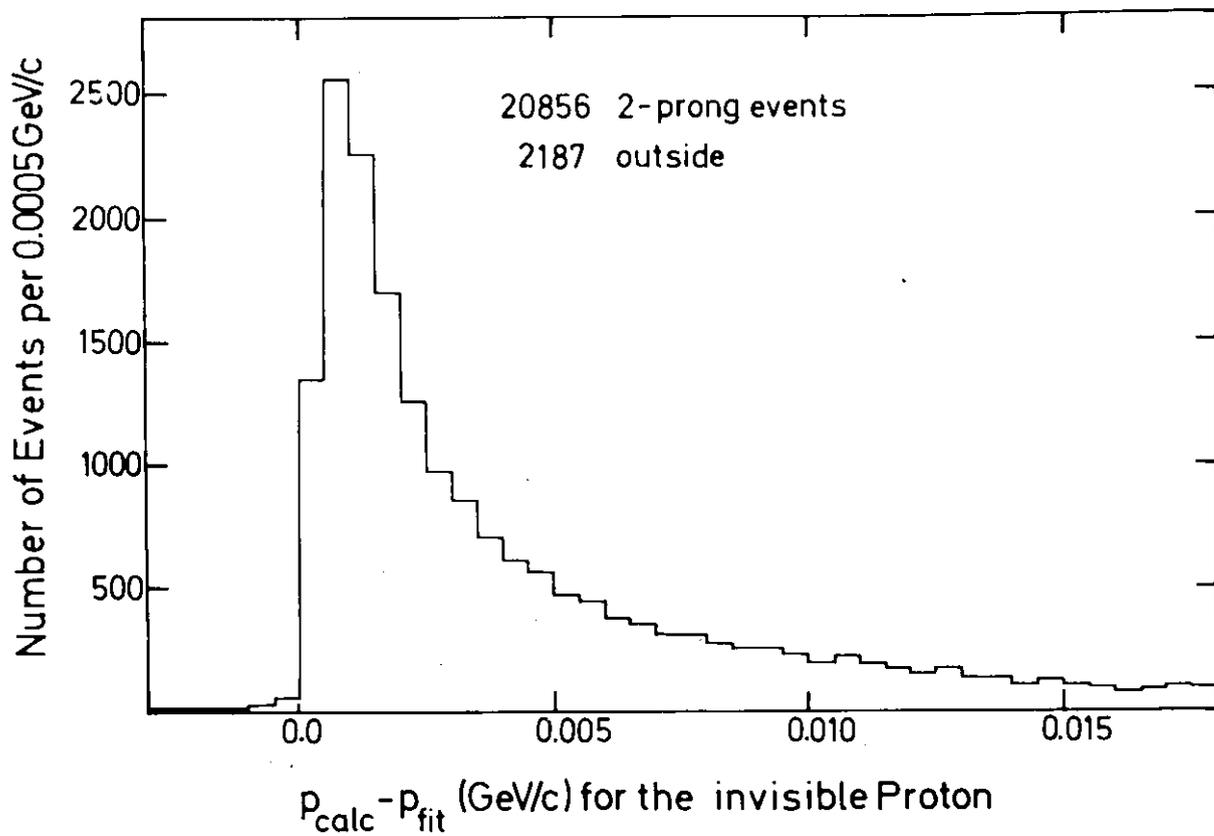


Fig.3a

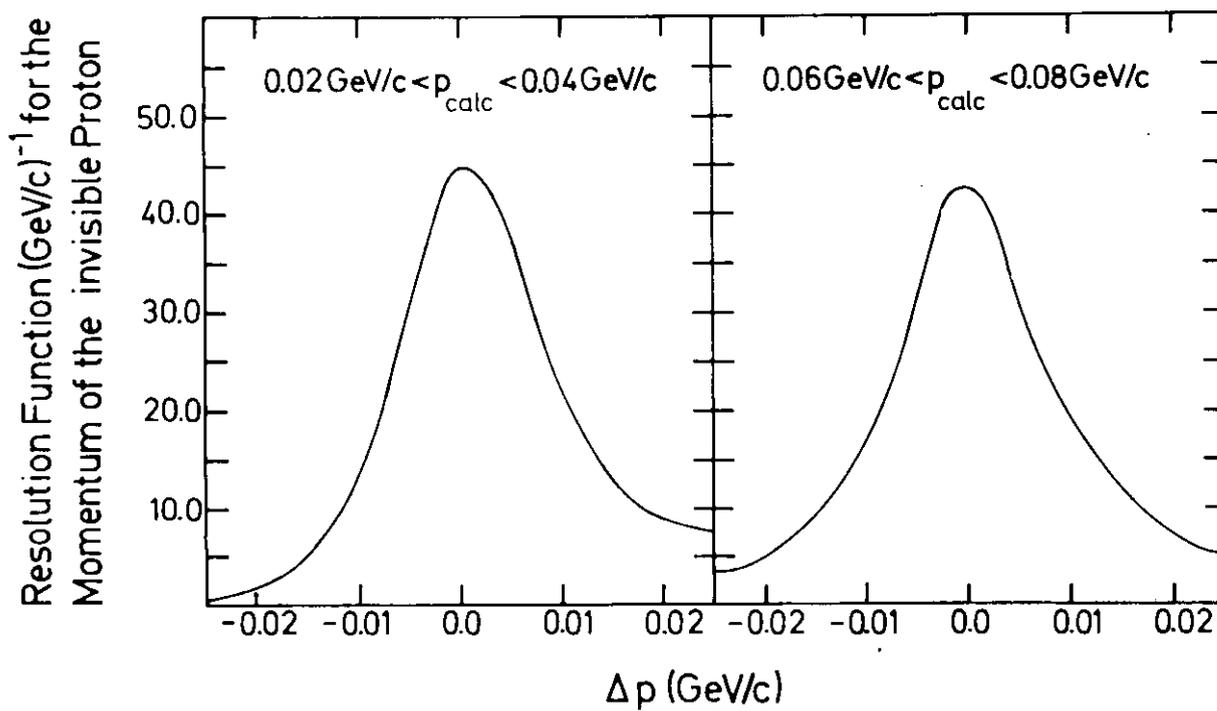
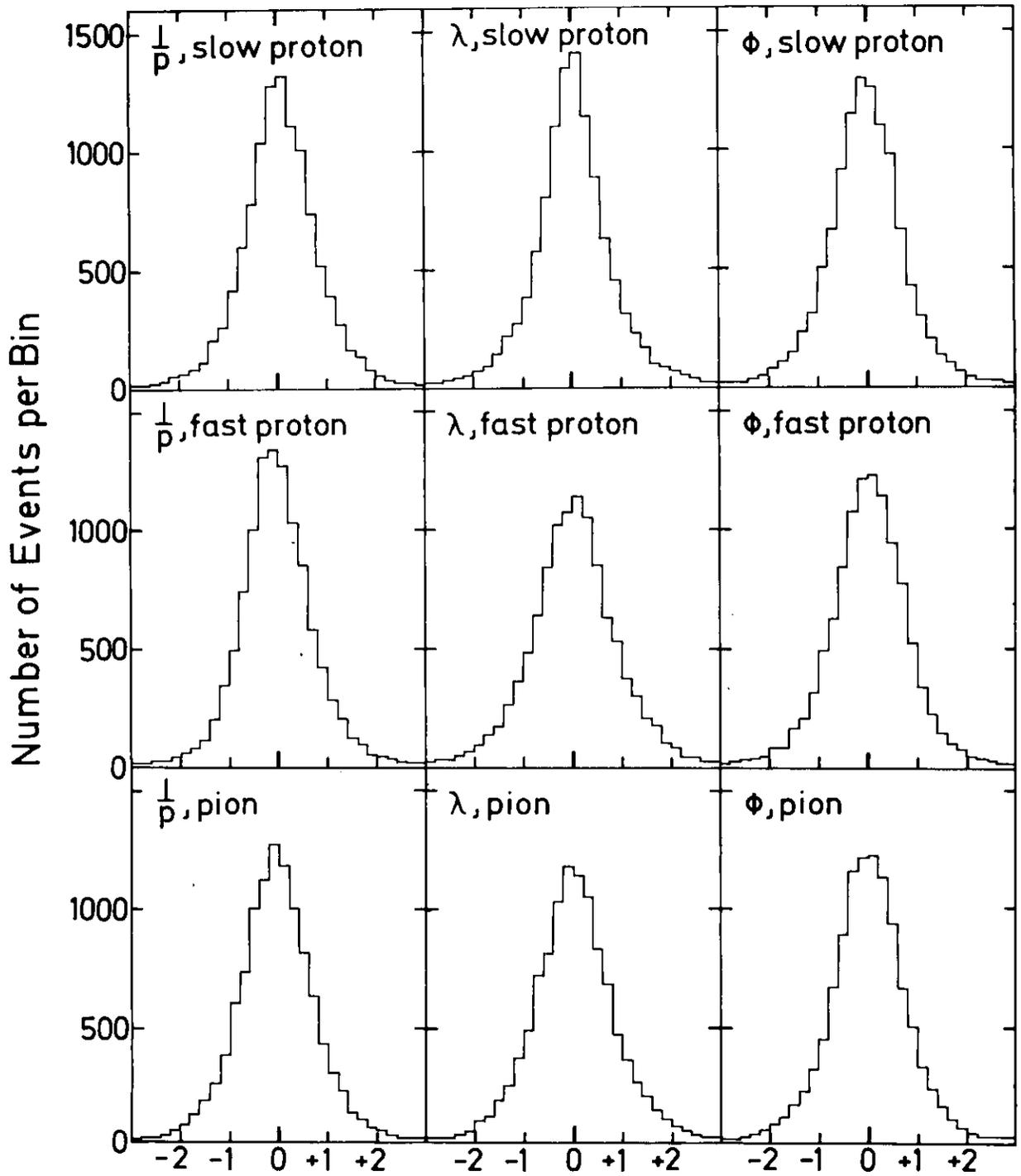


Fig.3b



Pulls (10850 Events)

Fig.4

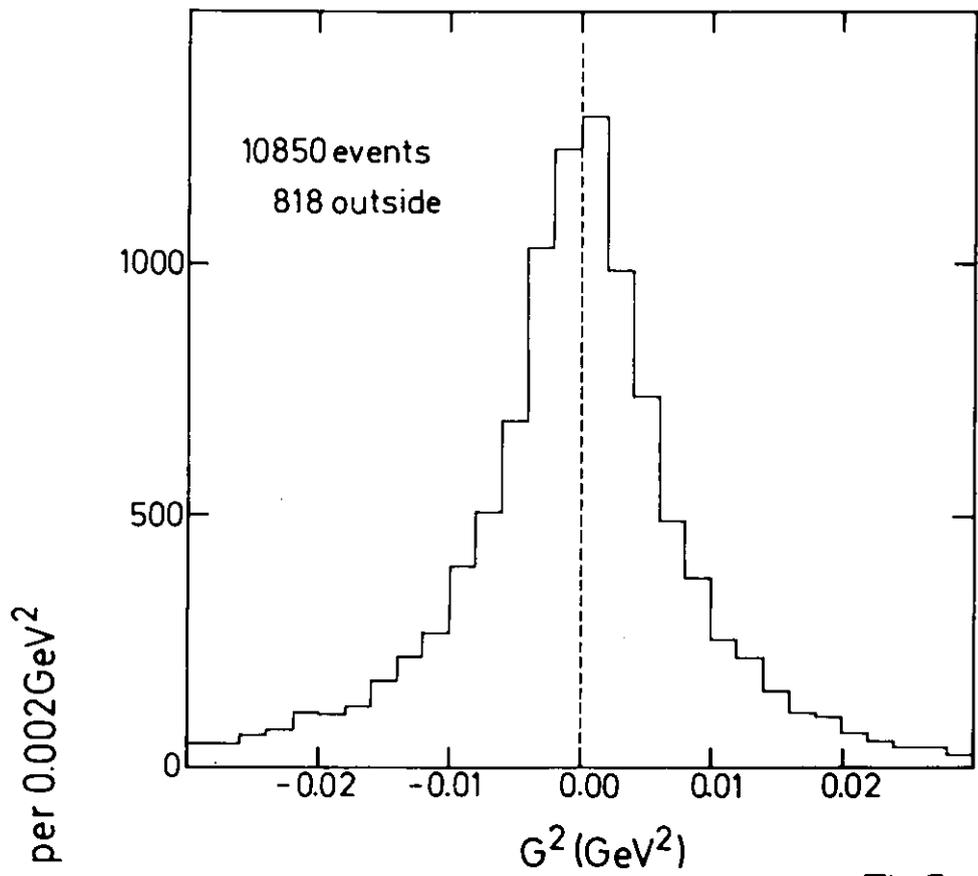


Fig.5a

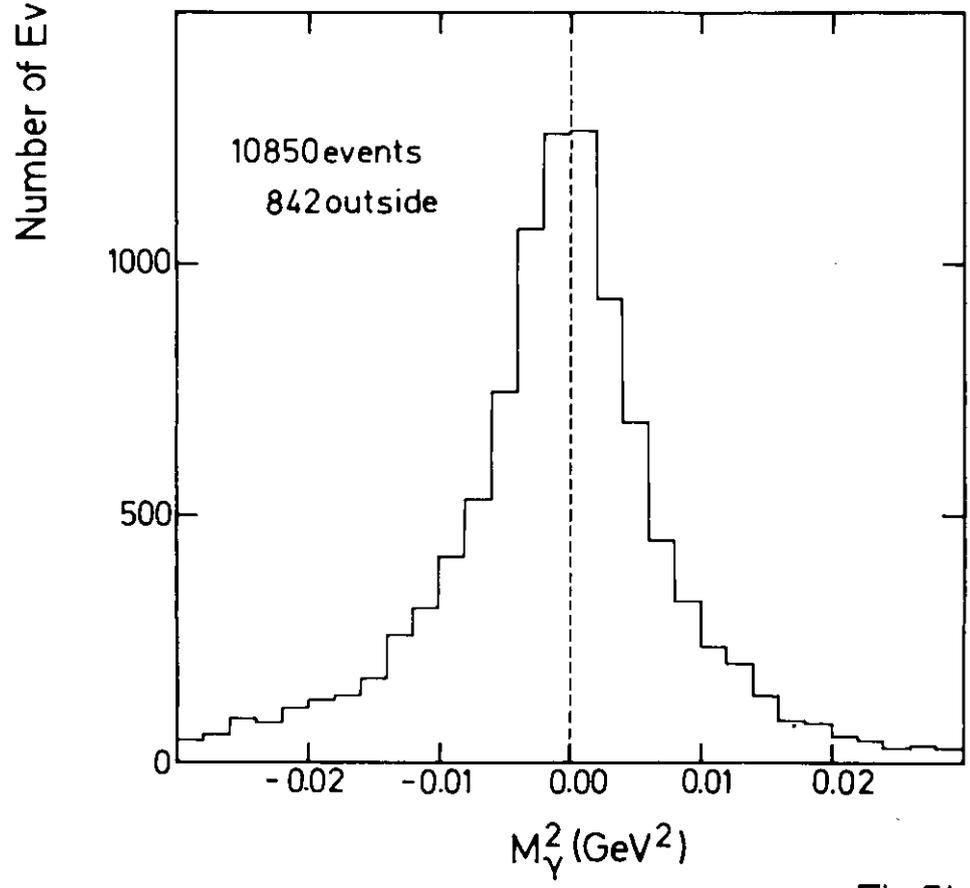


Fig.5b

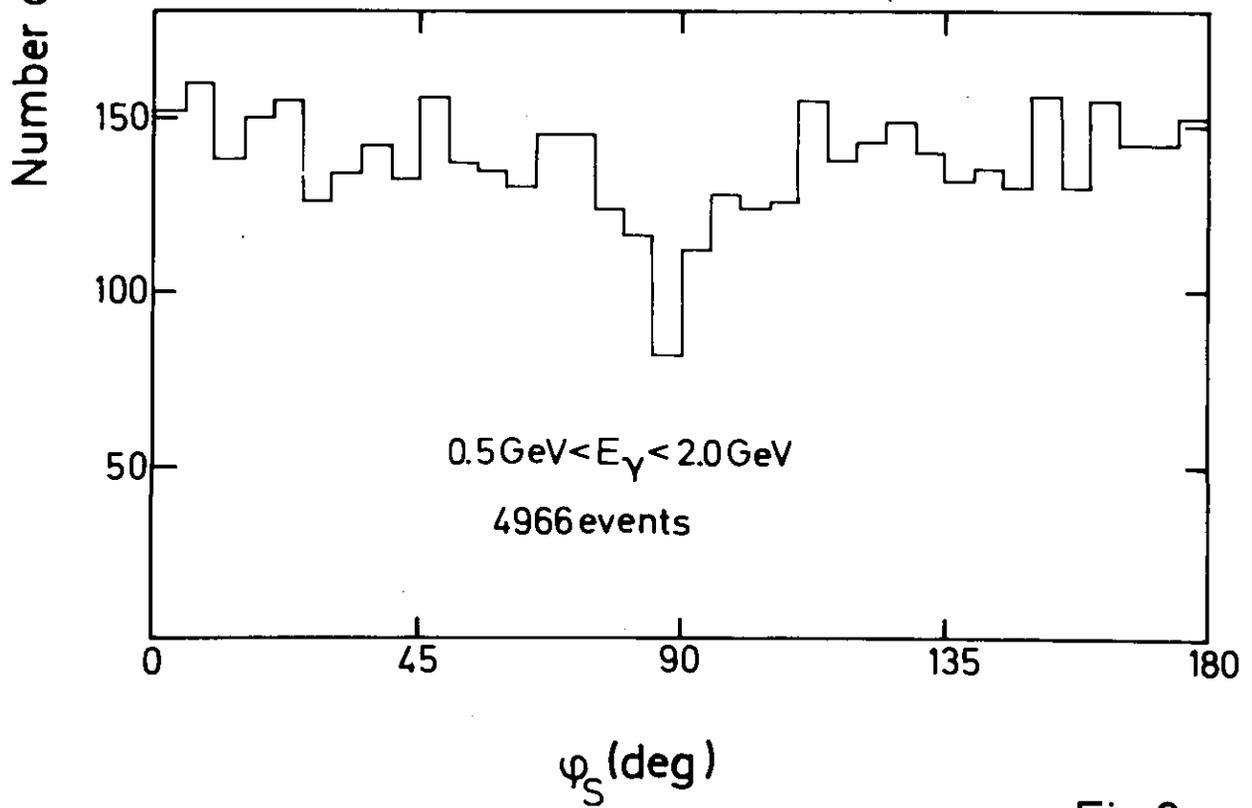
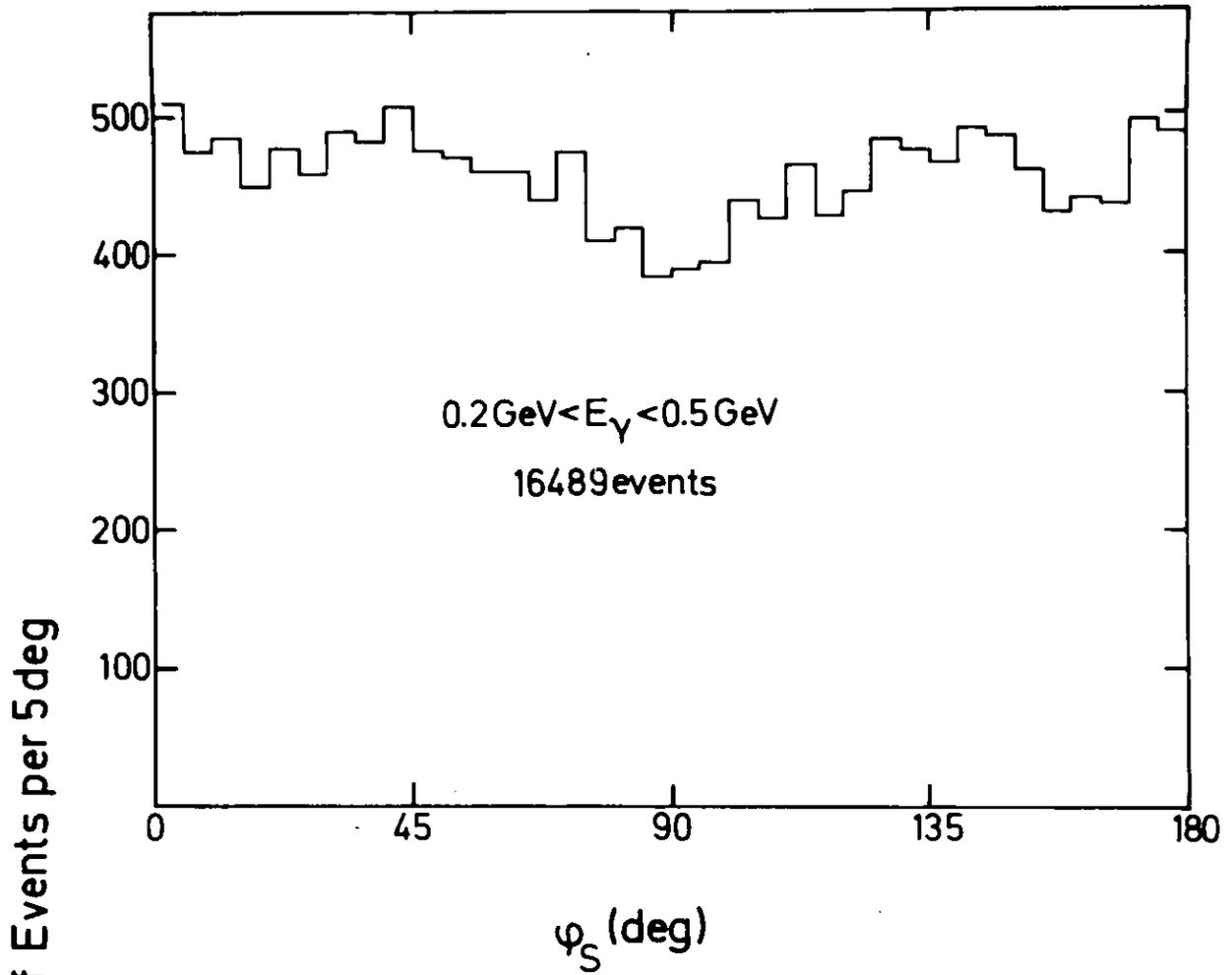


Fig.6

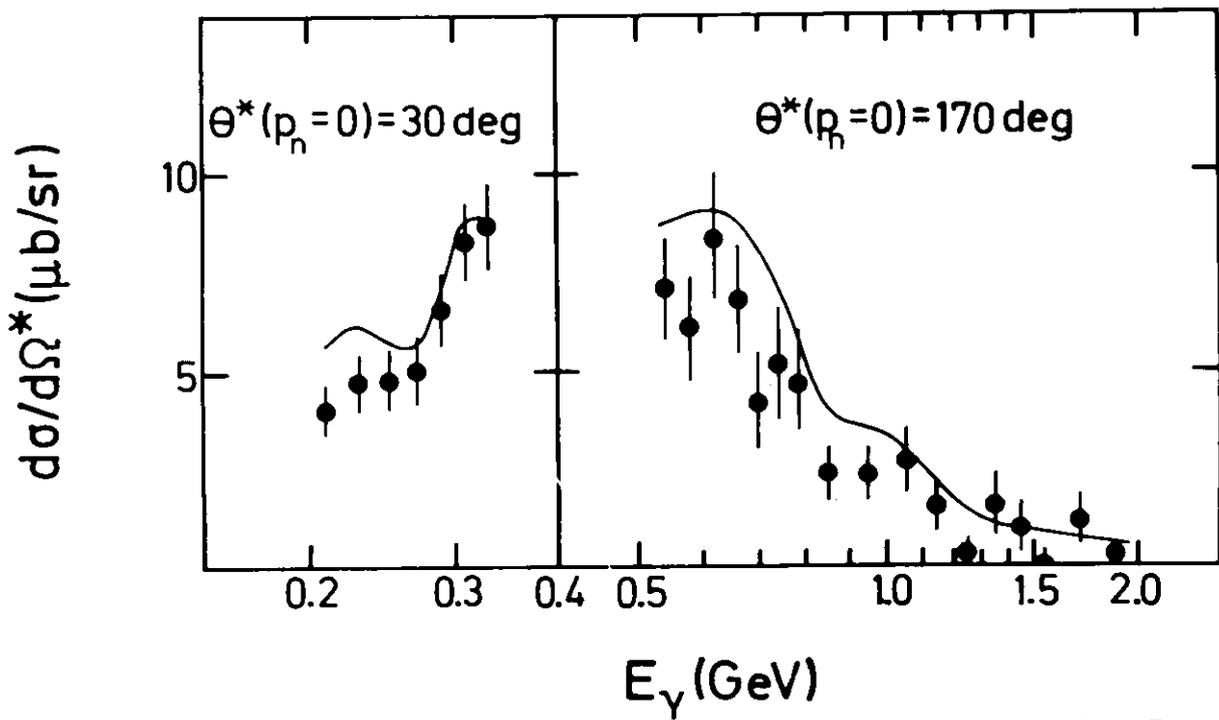
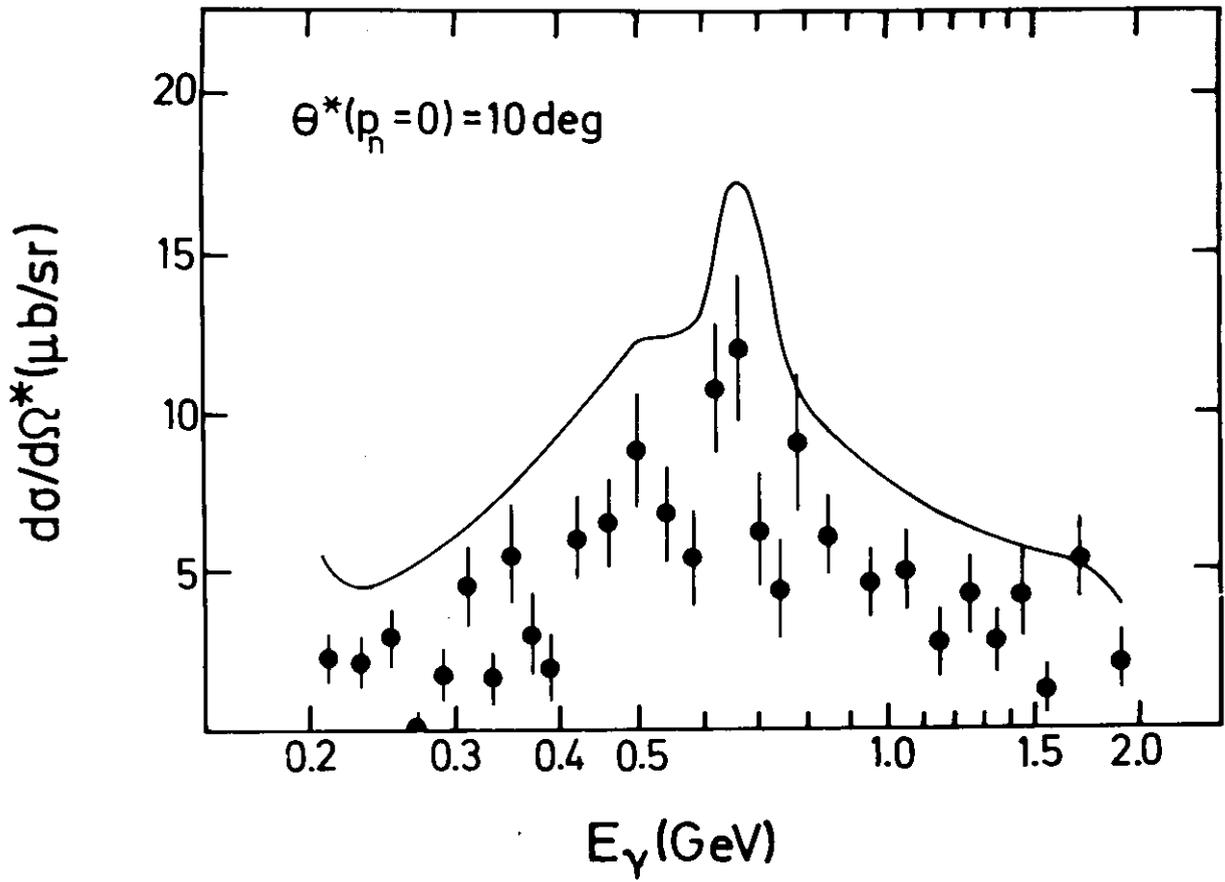


Fig.7

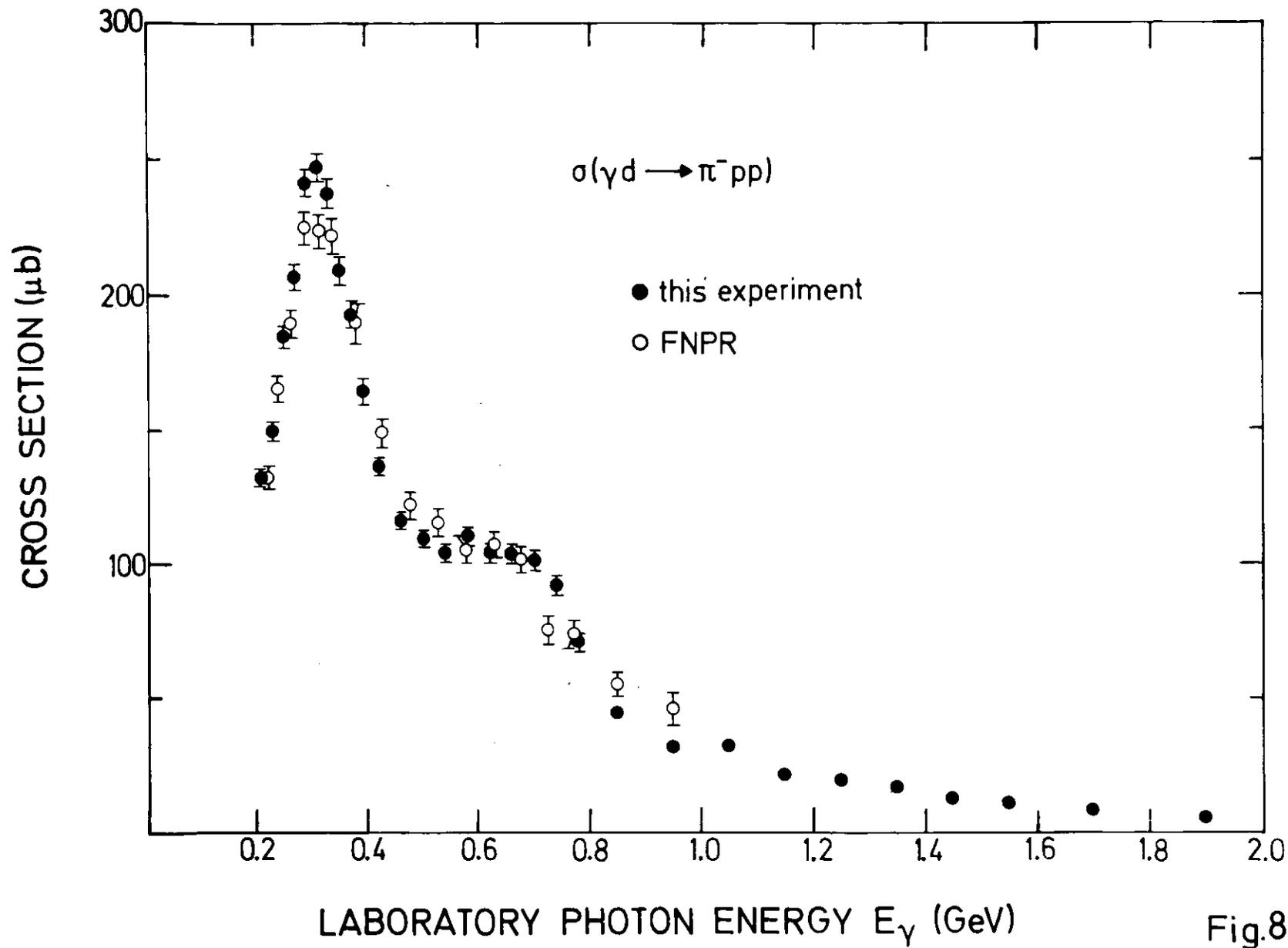
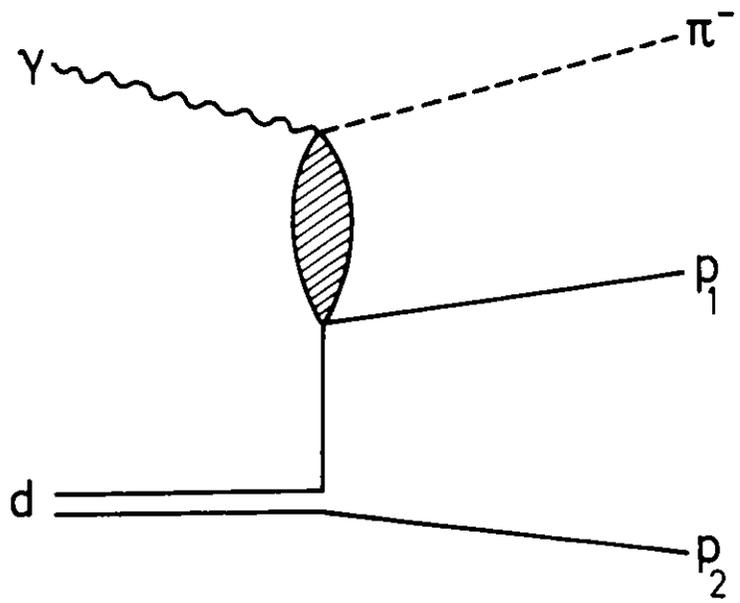


Fig.8



+

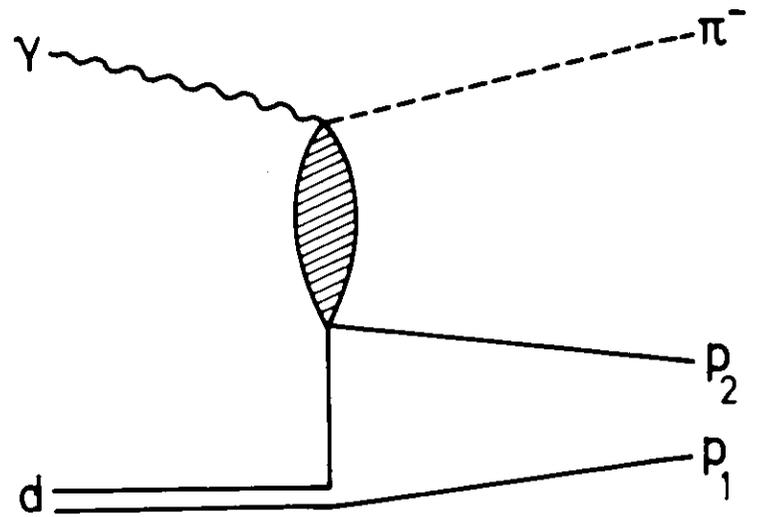


Fig.9

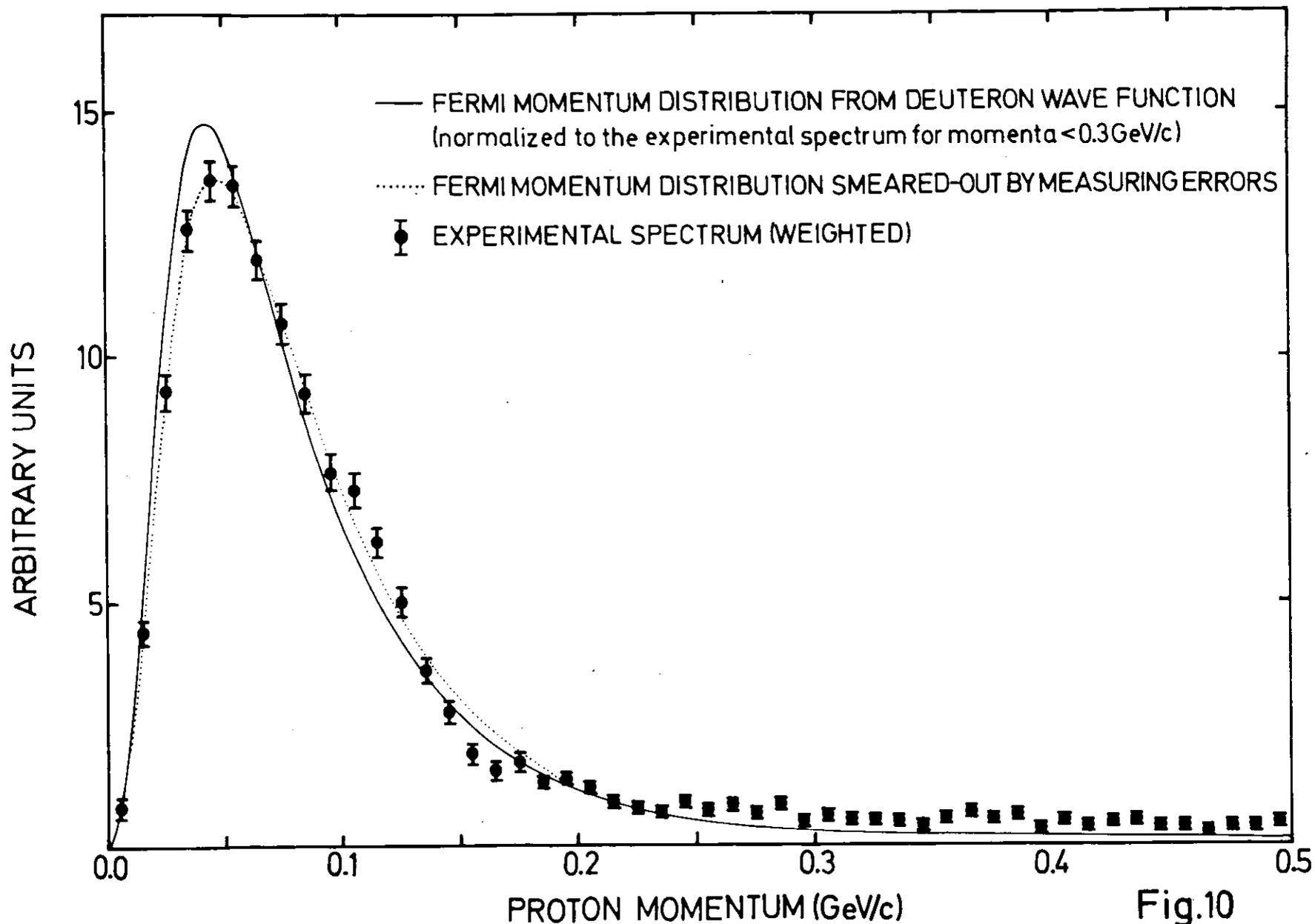


Fig.10

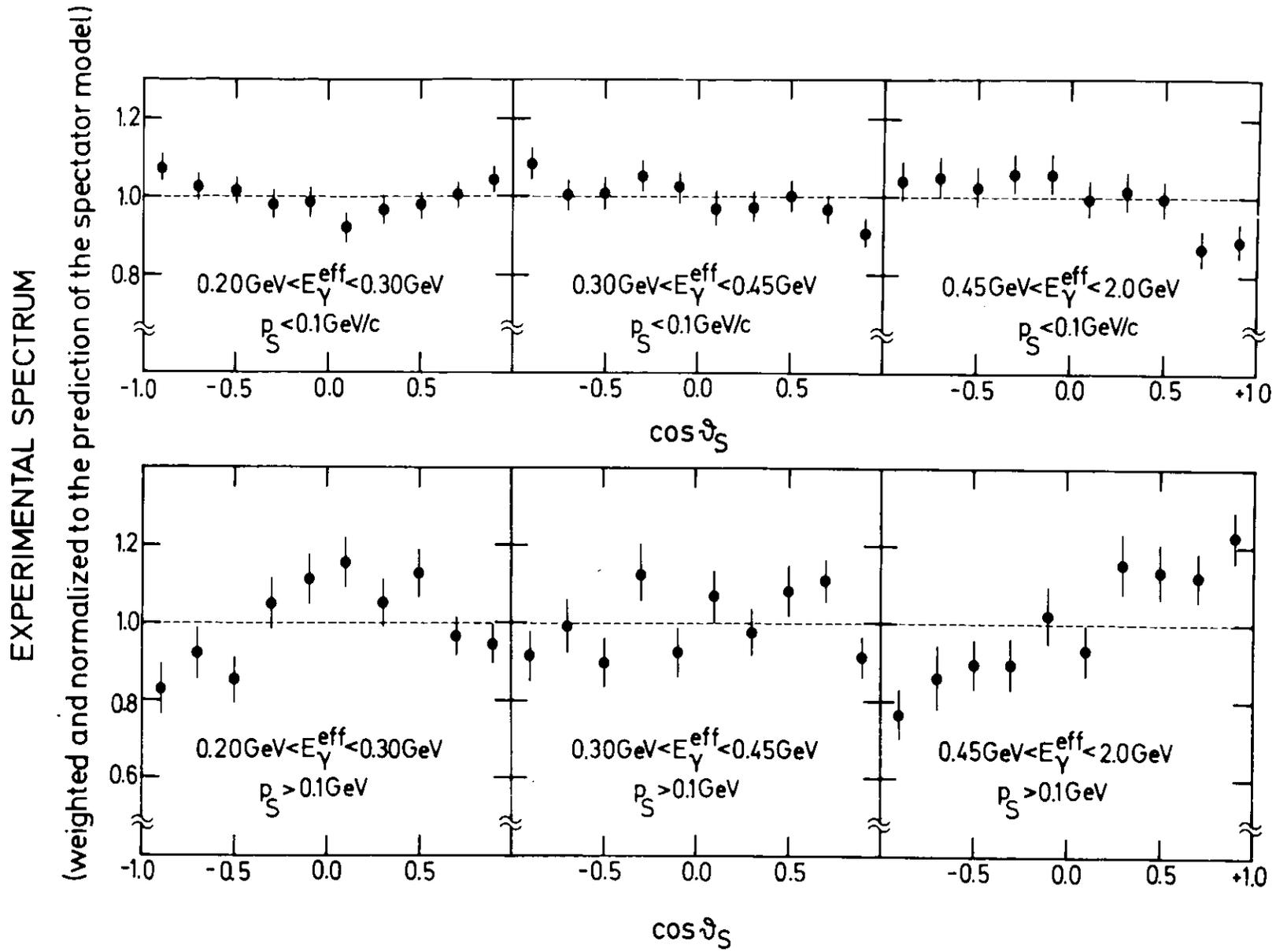


Fig .11

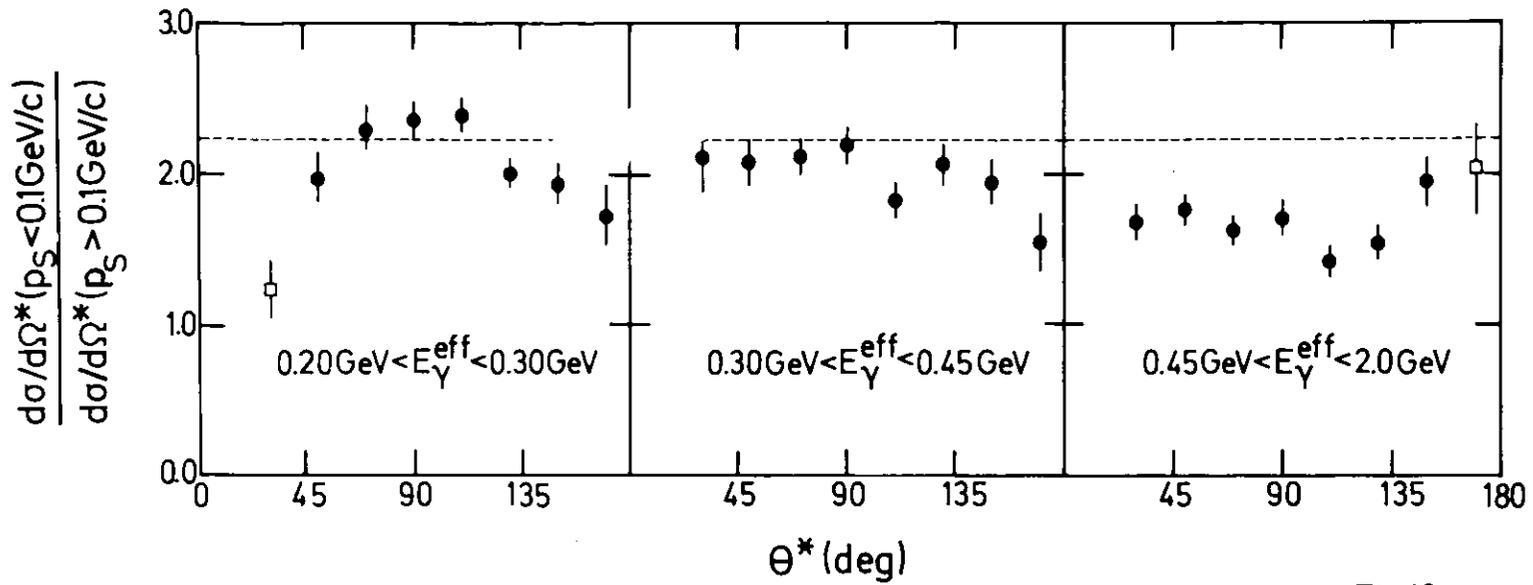


Fig.12a

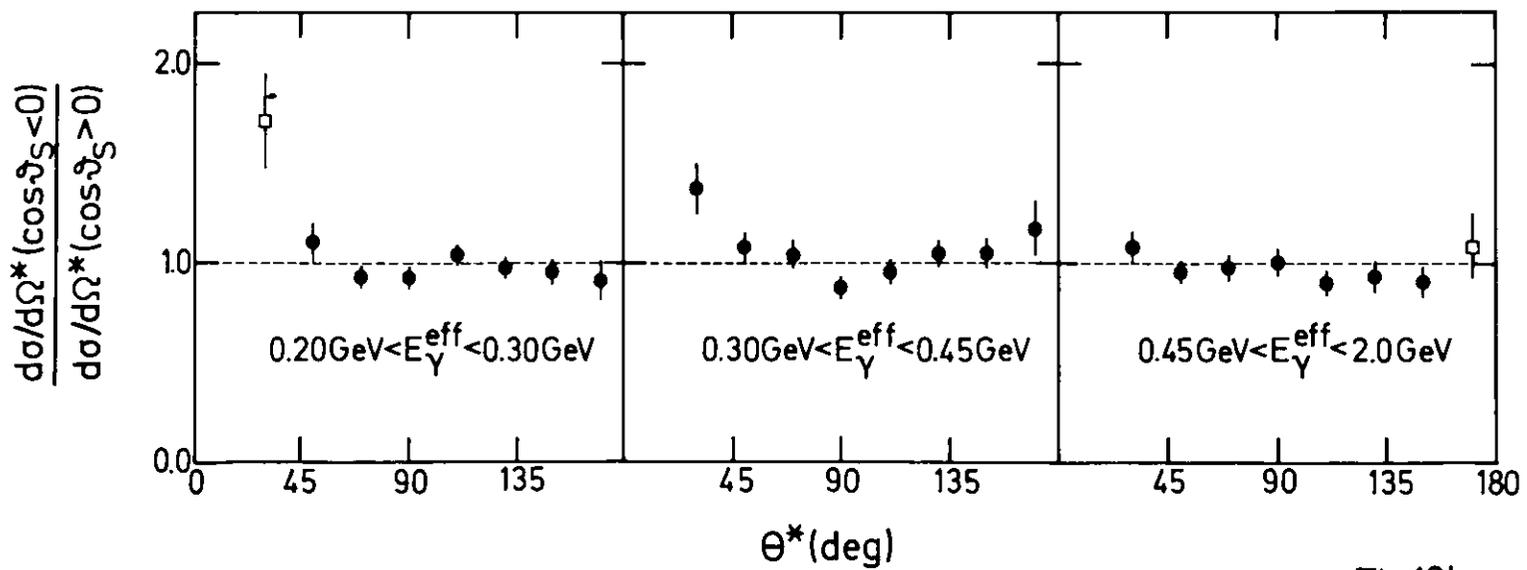


Fig.12b

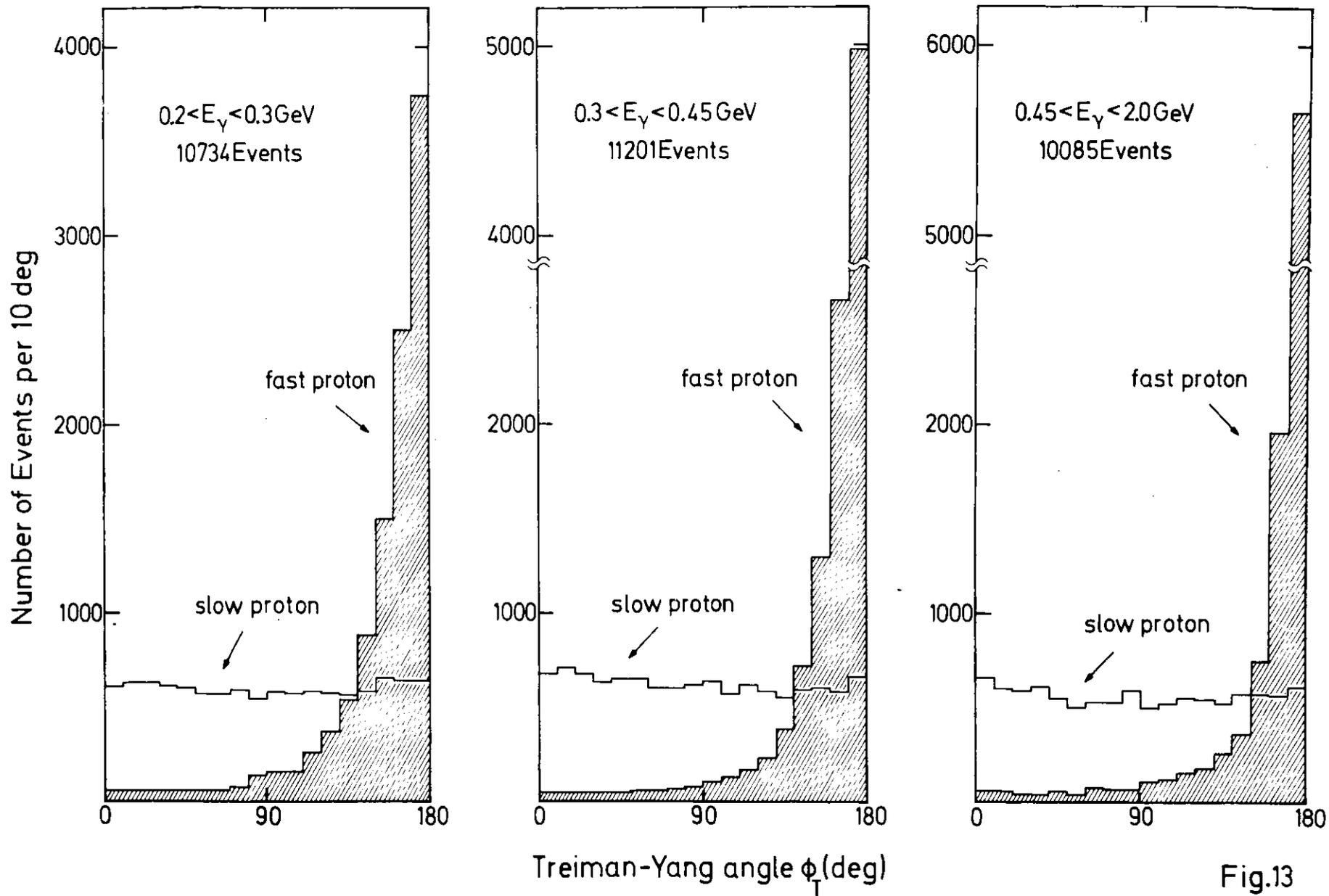


Fig.13

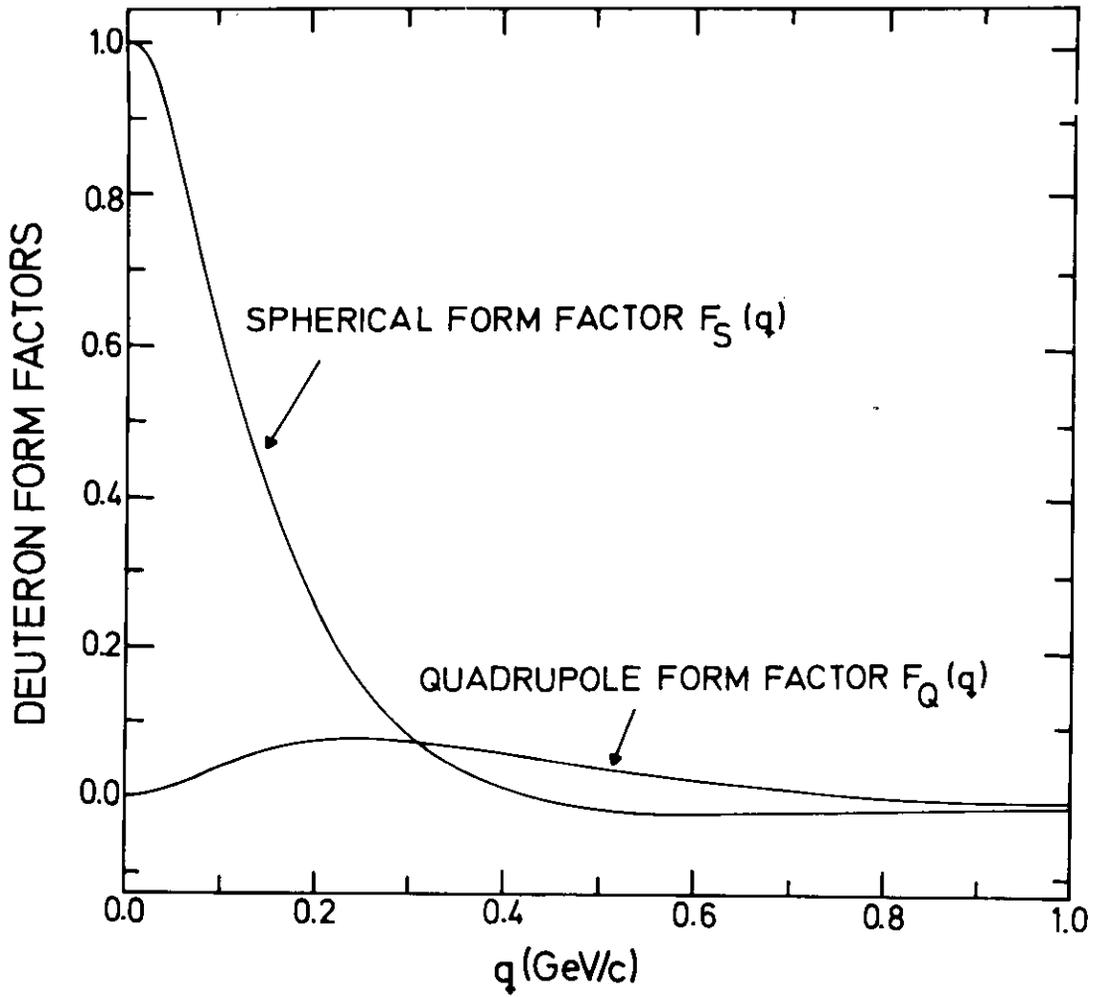


Fig.14a

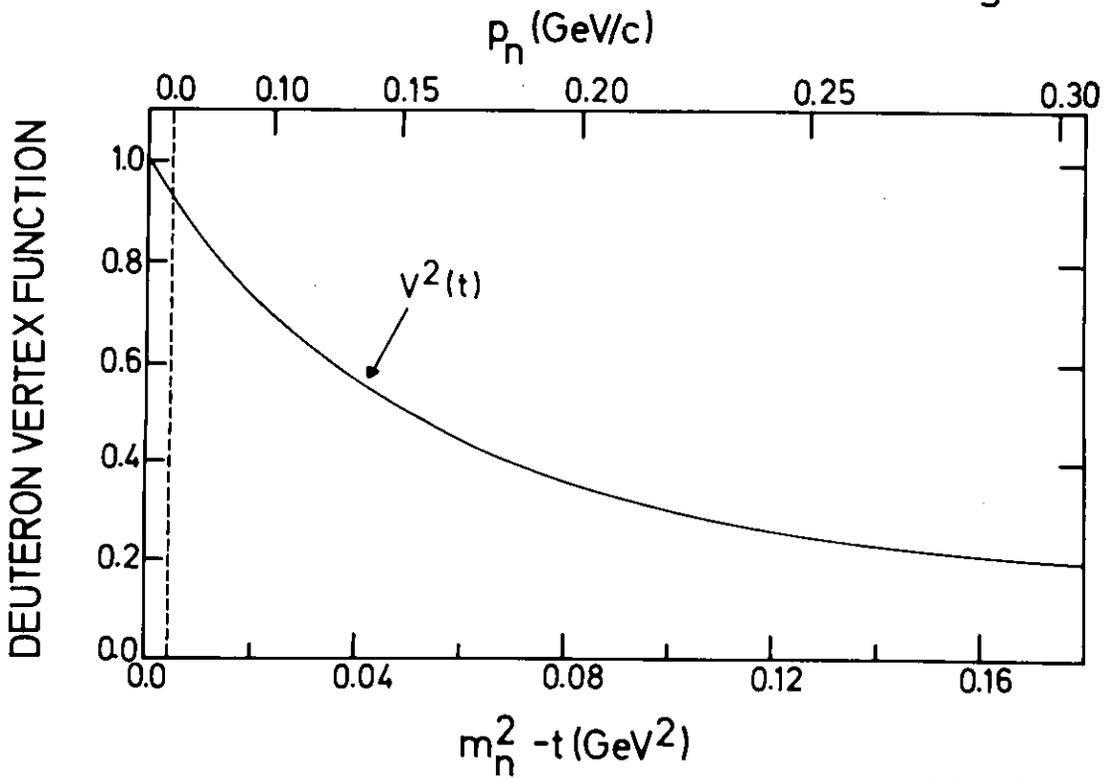
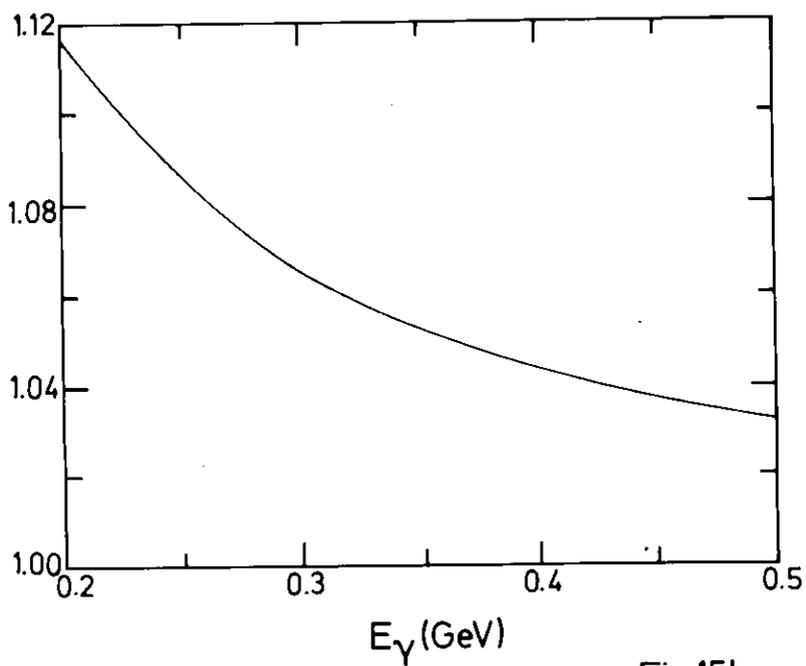
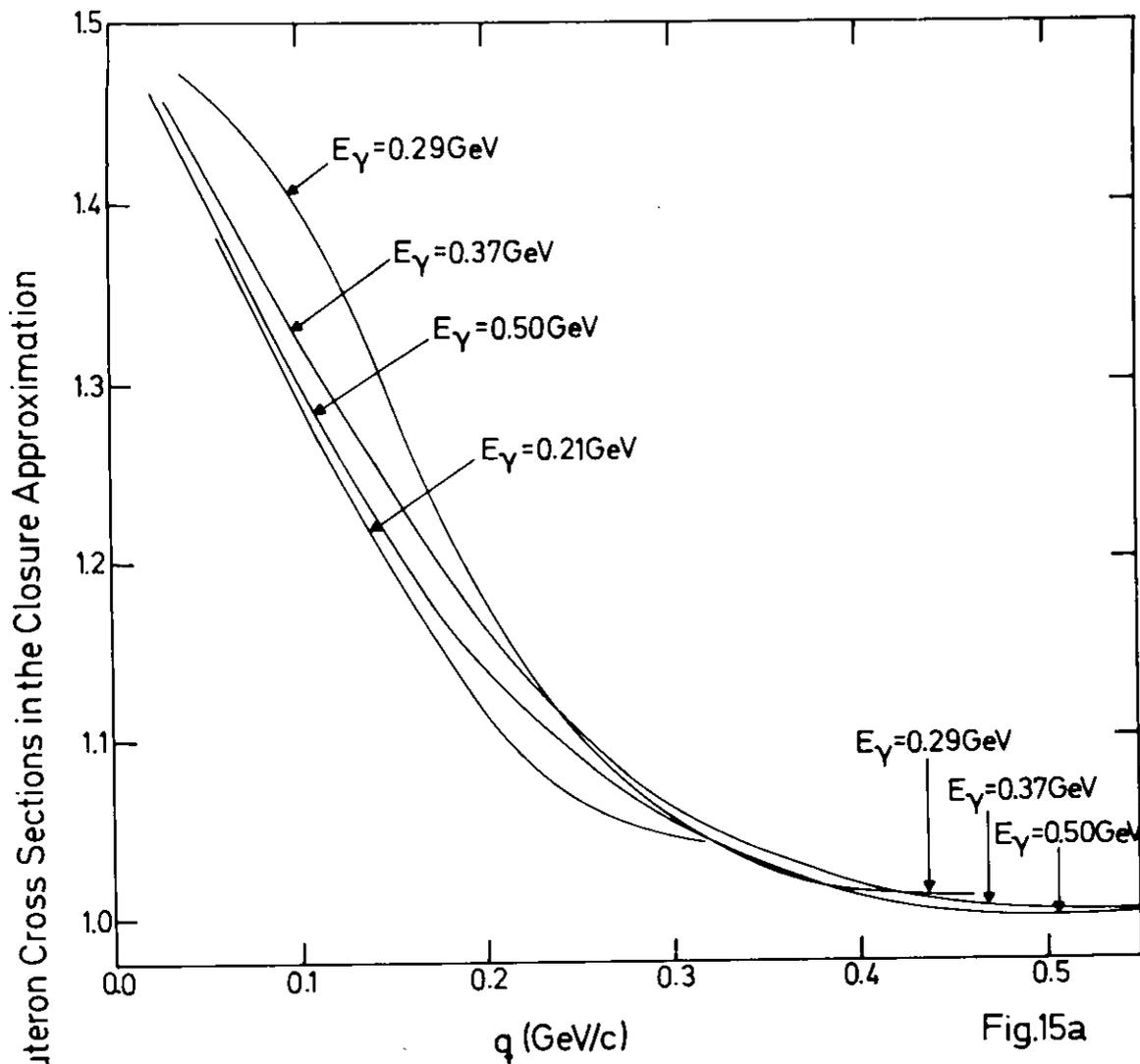


Fig.14b



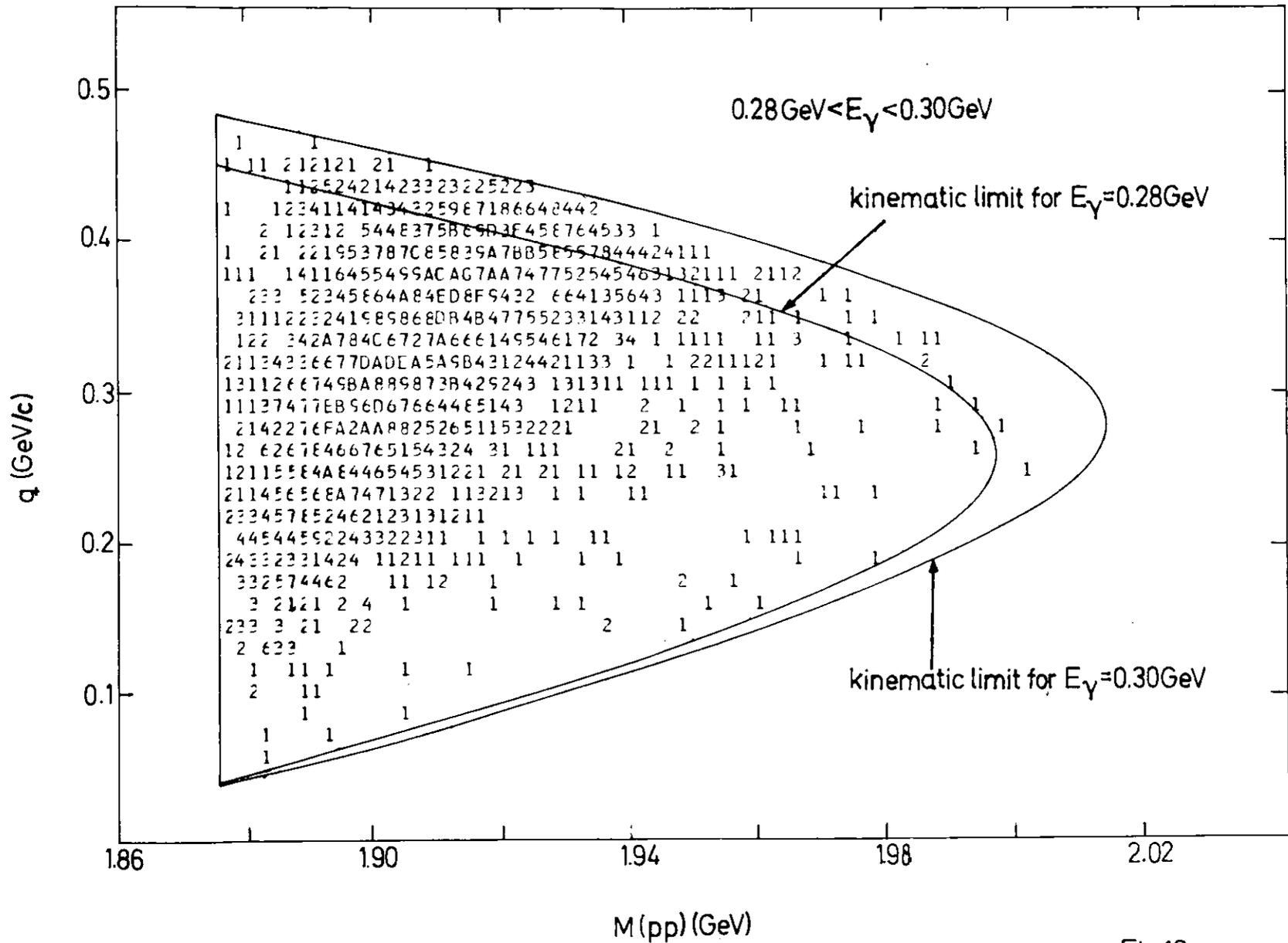


Fig.16

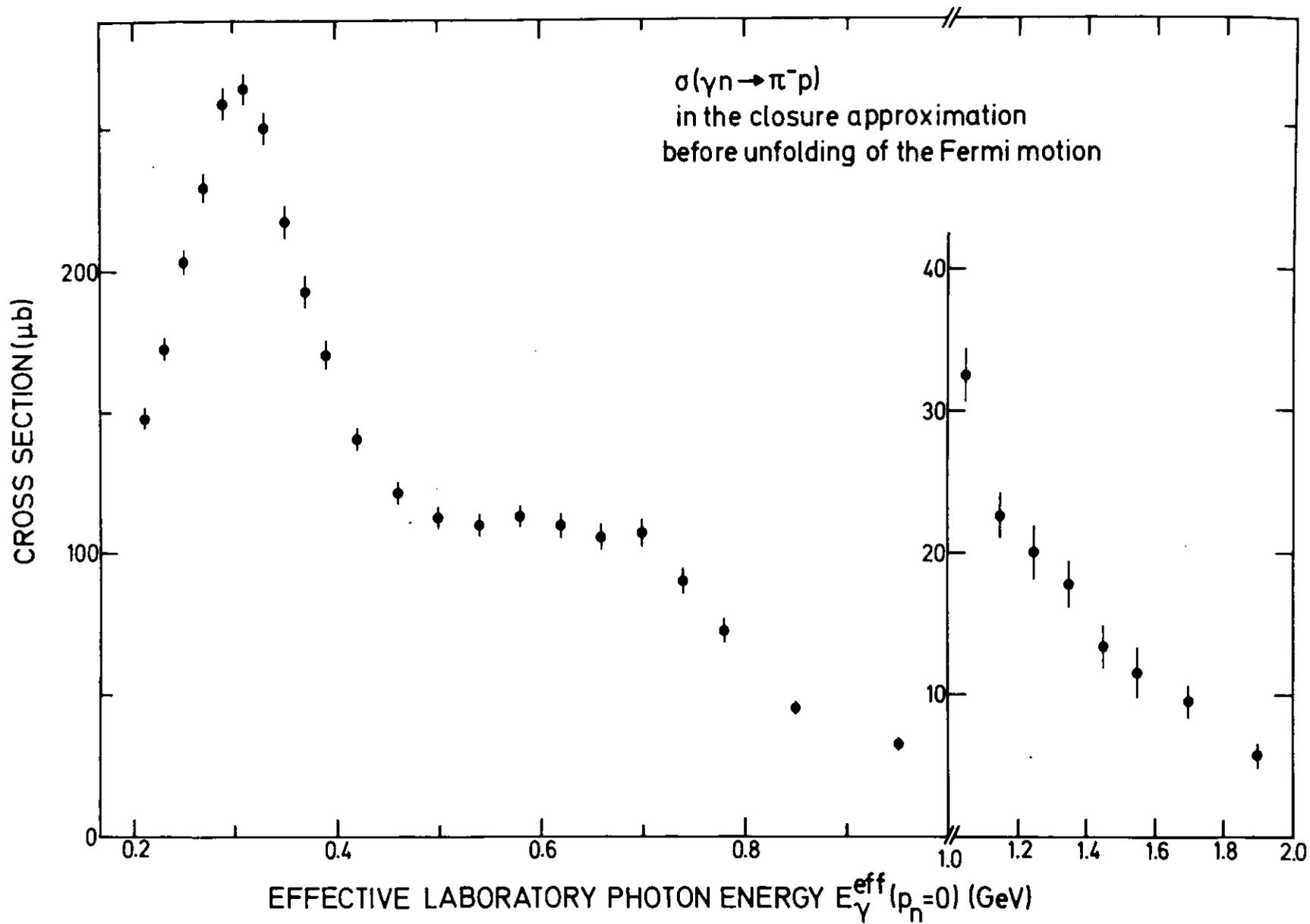


Fig.17

CHEW-LOW FUNCTION  $F(s,t;E_\gamma)$  ( $\mu\text{b}$ )

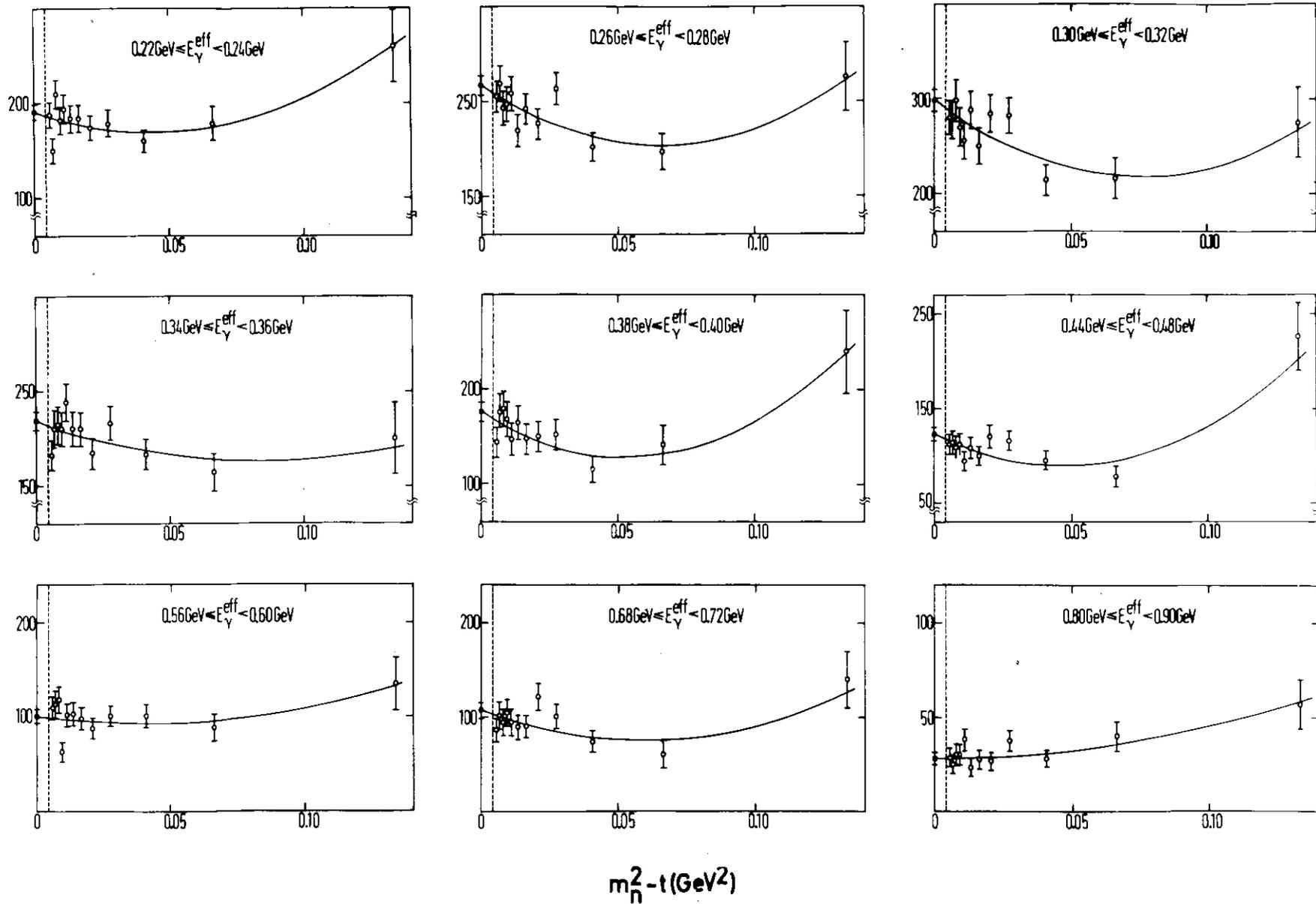
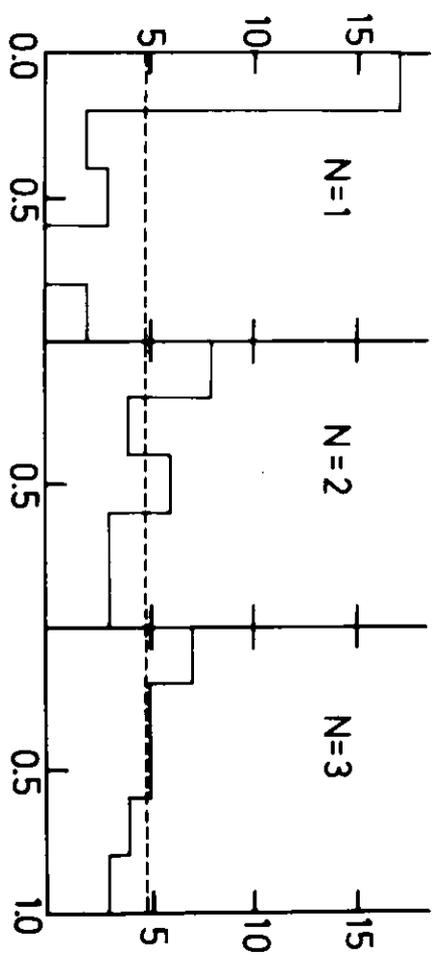


Fig.18

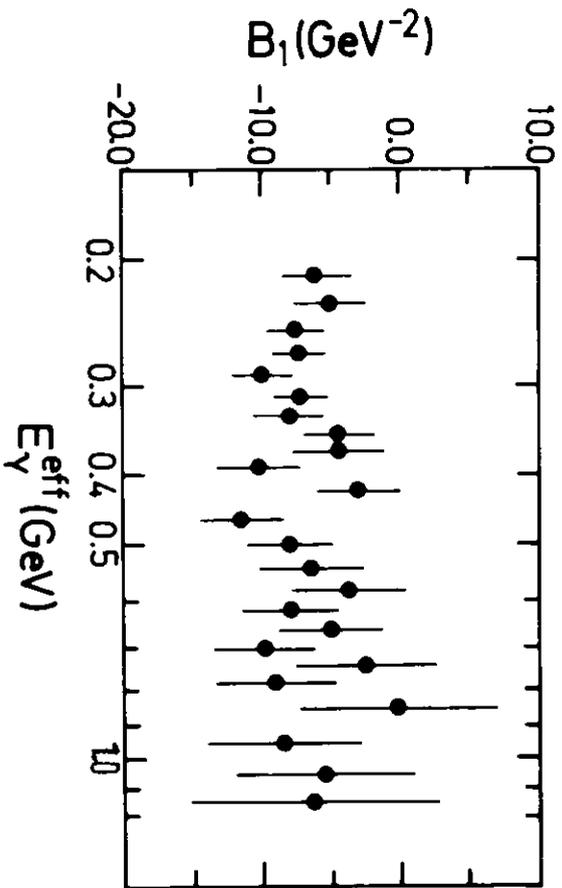
Number of Fits per Bin



X<sup>2</sup>-Probability

Fig.19a

for the Extrapolation of the



Polynomcoefficients  
total Cross Section  
 $B_2(\text{GeV}^{-4})$

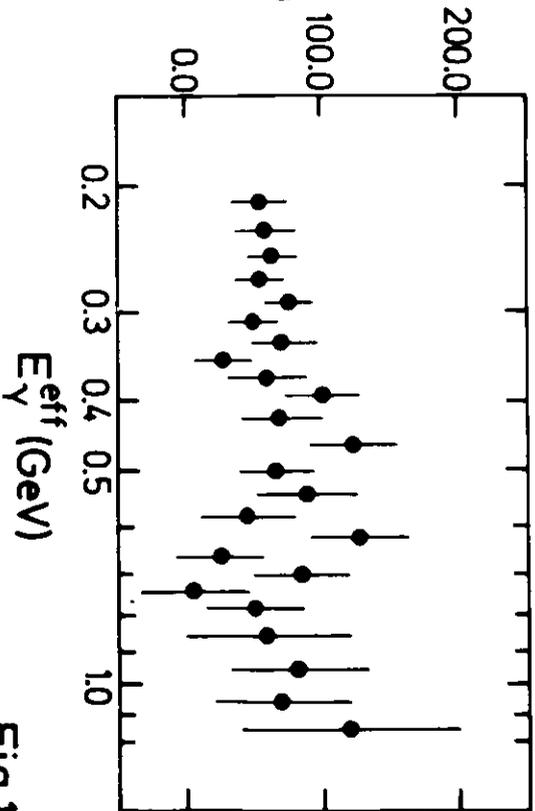
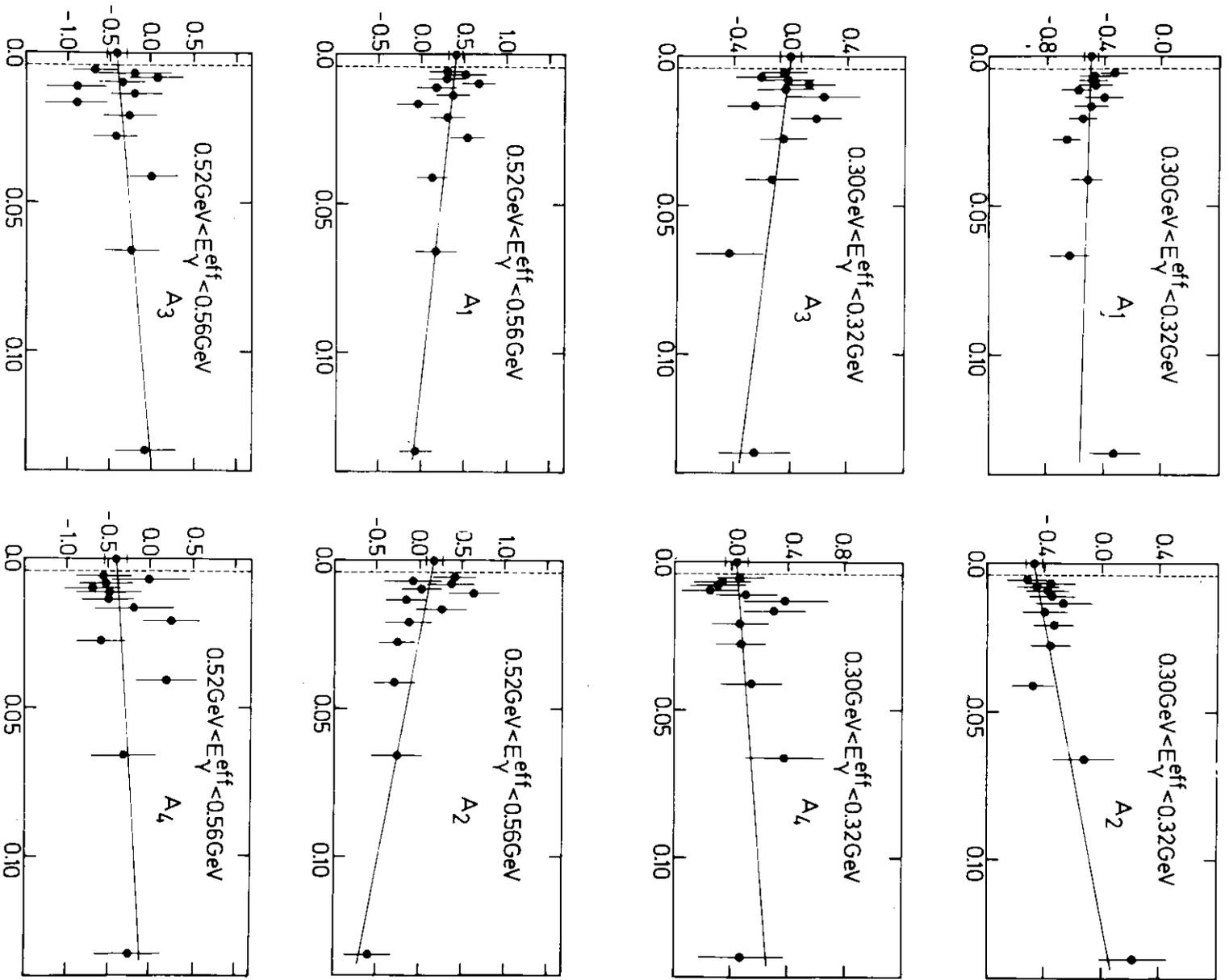


Fig.19b

LEGENDRE MOMENTS  $A_l(s,t,E_\gamma)$



$m_n^2 - t (\text{GeV}^2)$

Fig.20

Slopes  $C_l$  ( $\text{GeV}^{-2}$ ) for the Extrapolation of the Moments  $A_l$

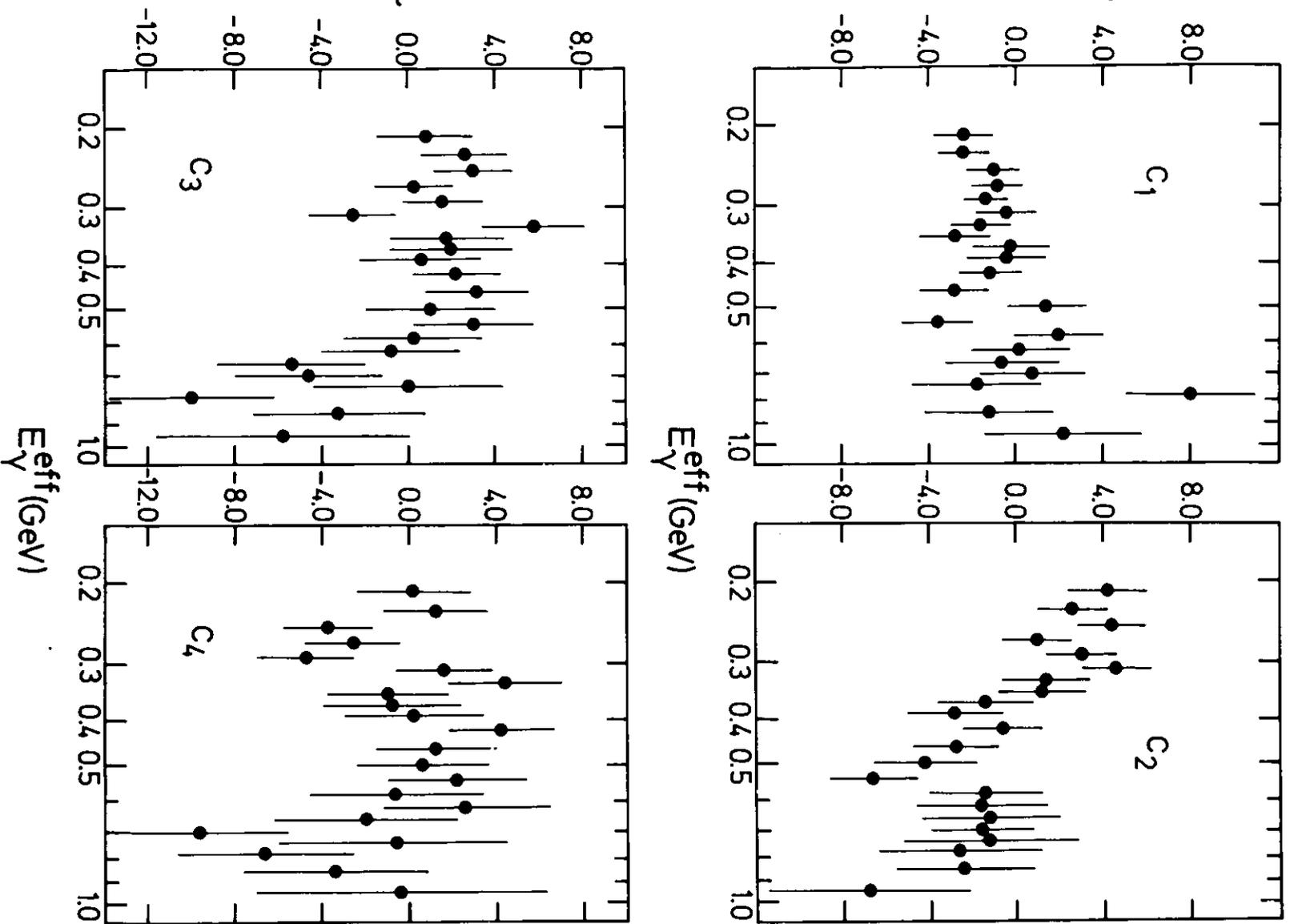


Fig.21

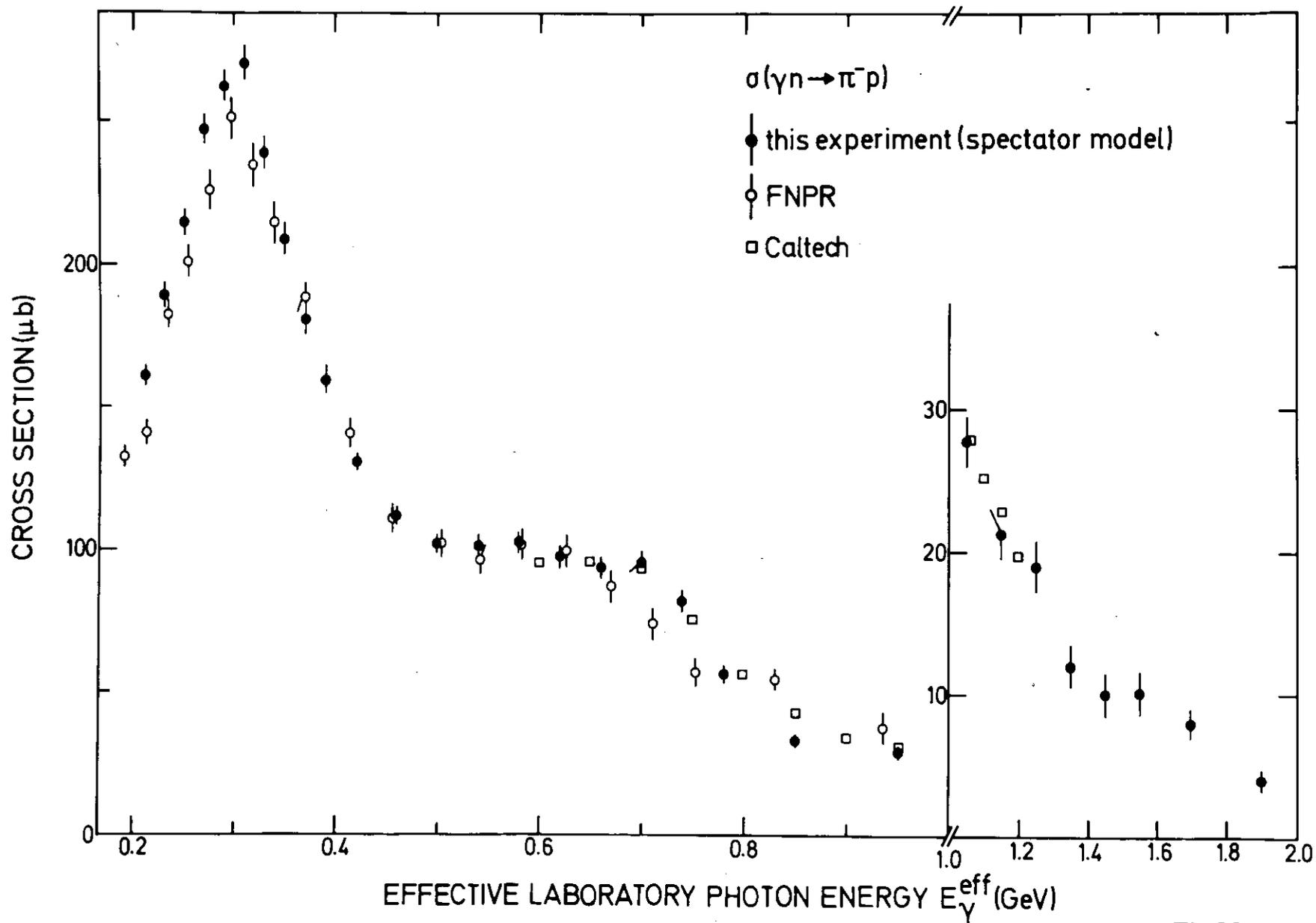


Fig.22

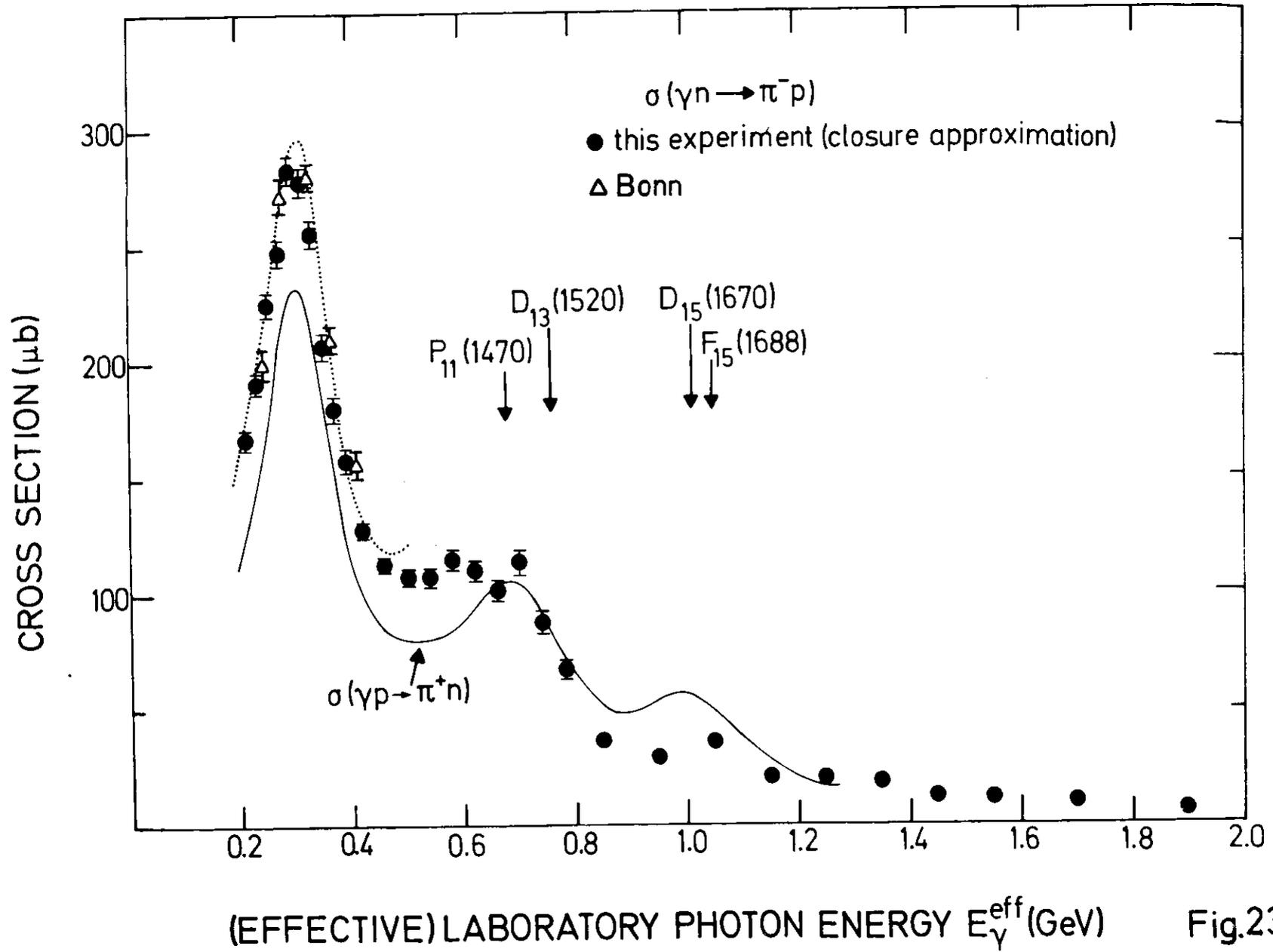


Fig.23

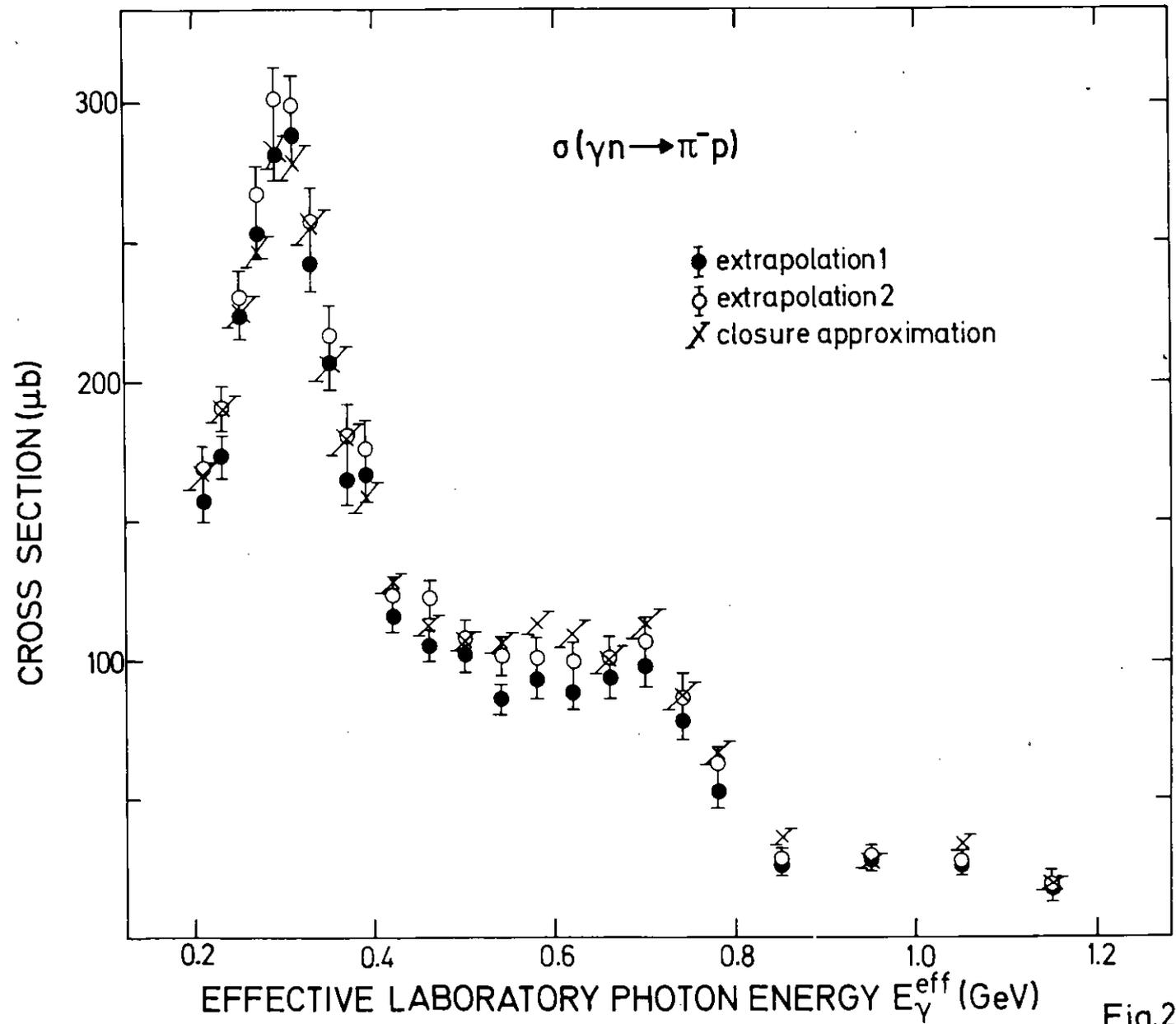


Fig.24

$d\sigma/d\Omega^*(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  in the closure approximation

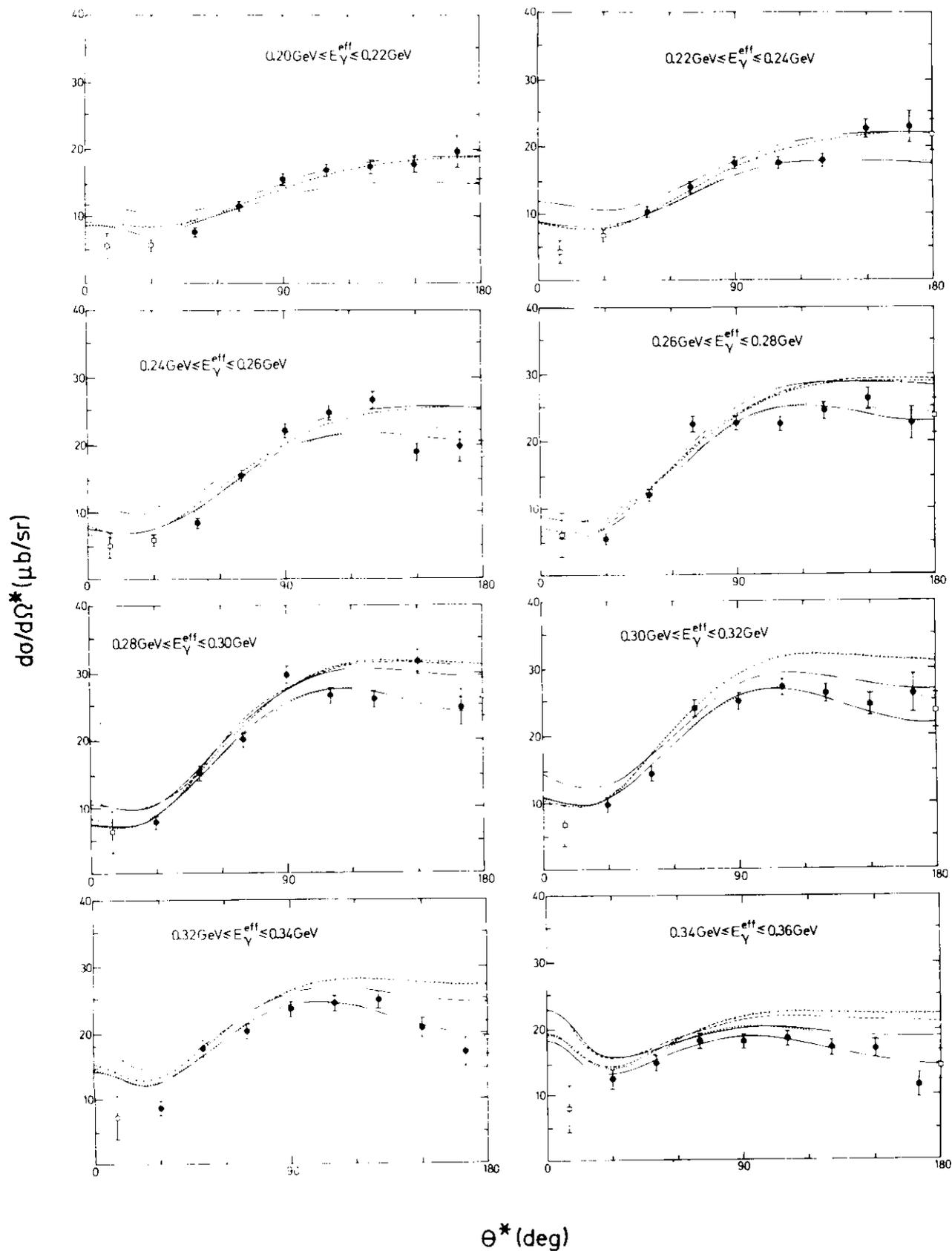


Fig.25a

$d\sigma/d\Omega^*(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  in the closure approximation

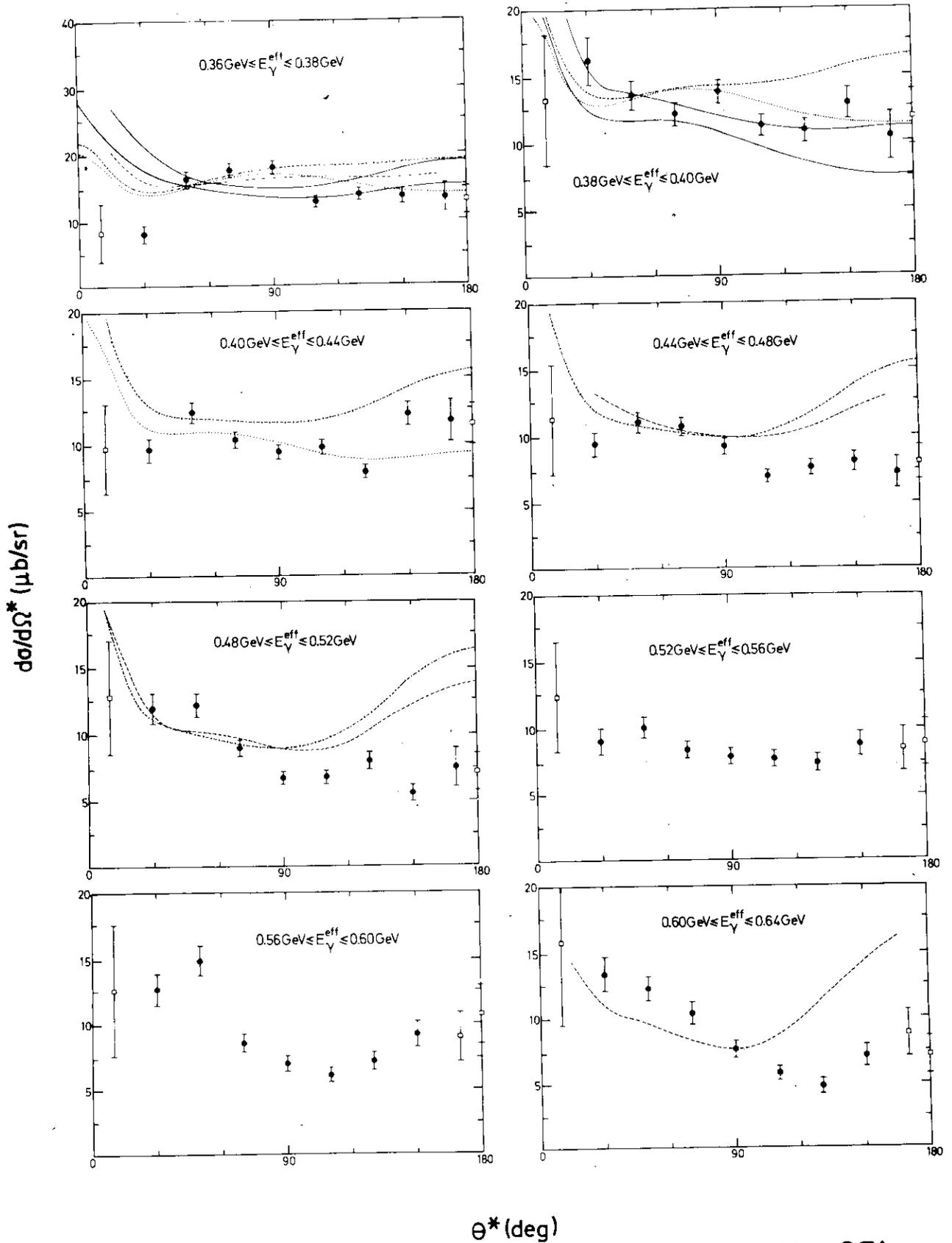


Fig.25b

$d\sigma/d\Omega^*(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  in the closure approximation

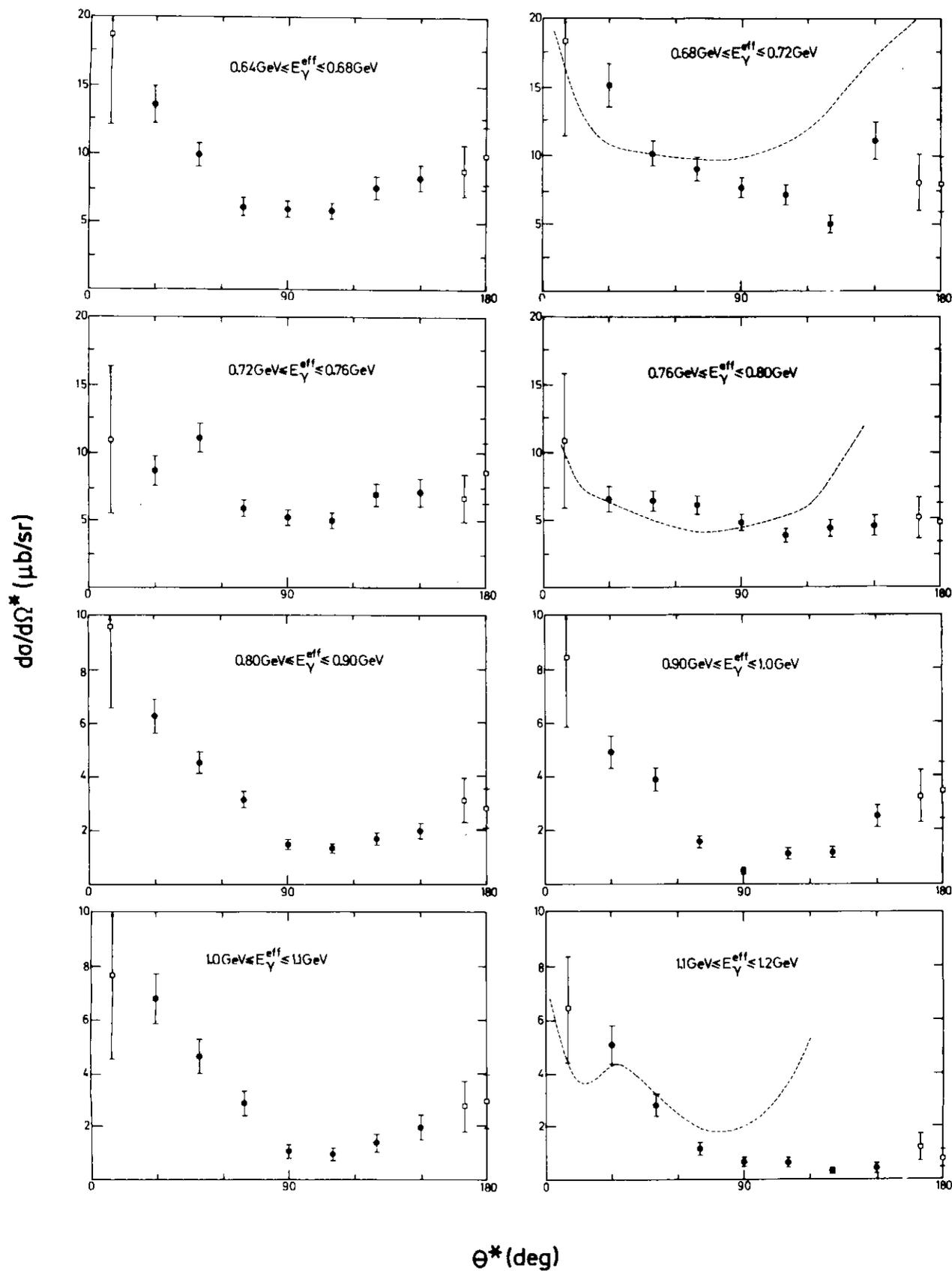


Fig.25c

$d\sigma/d\Omega^*(\gamma n \rightarrow \pi^- p)$  in the closure approximation

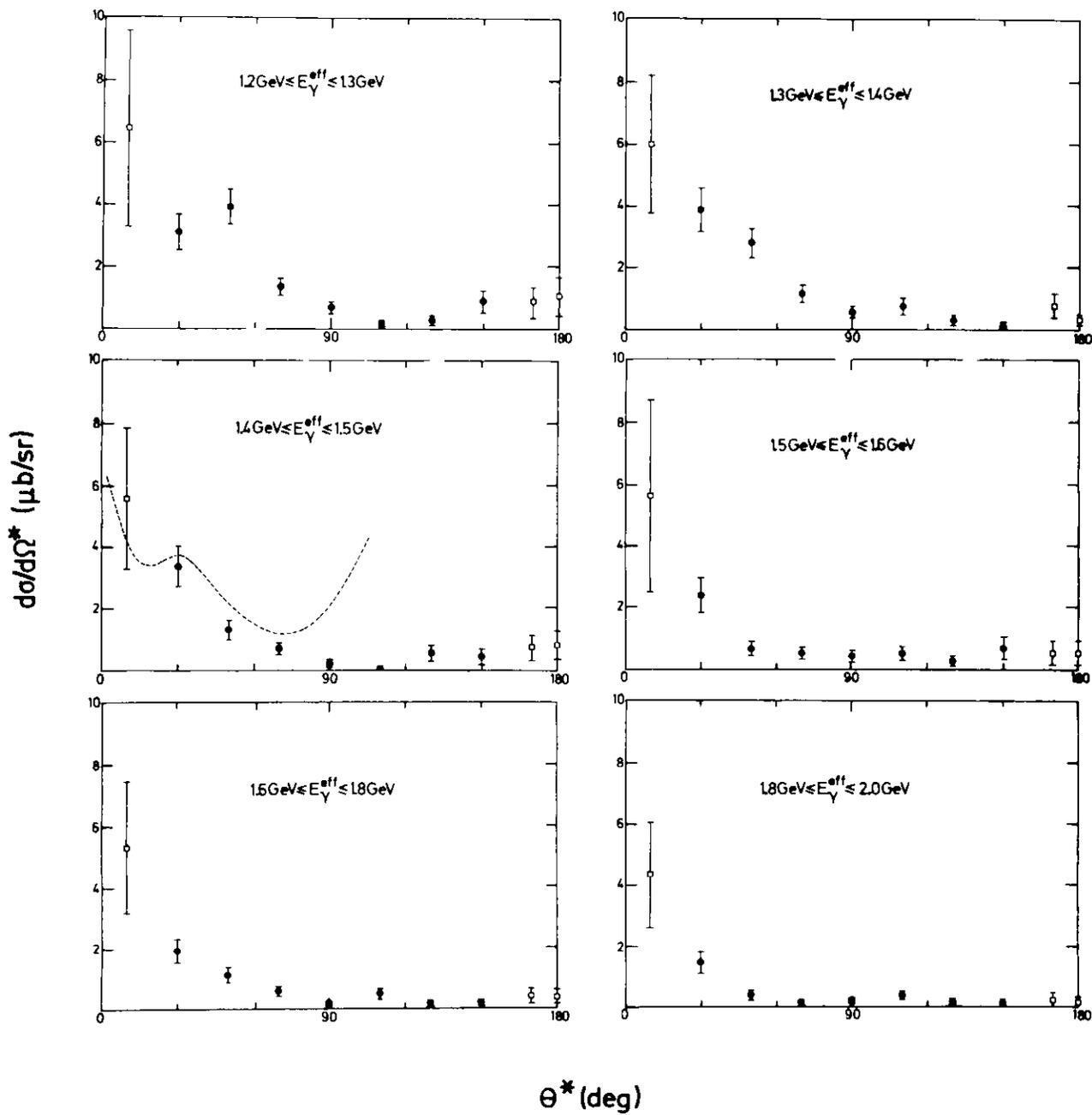


Fig.25d

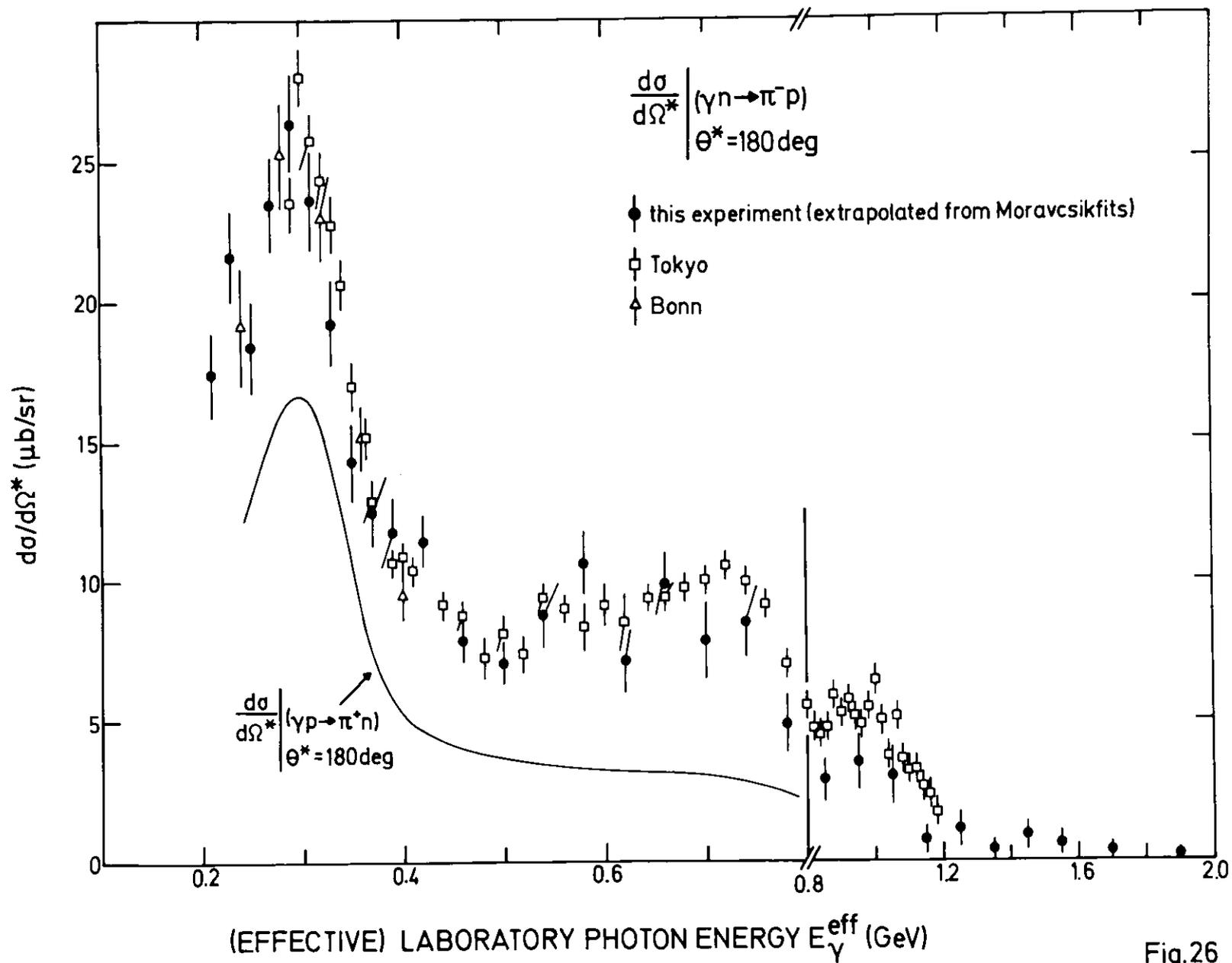


Fig.26

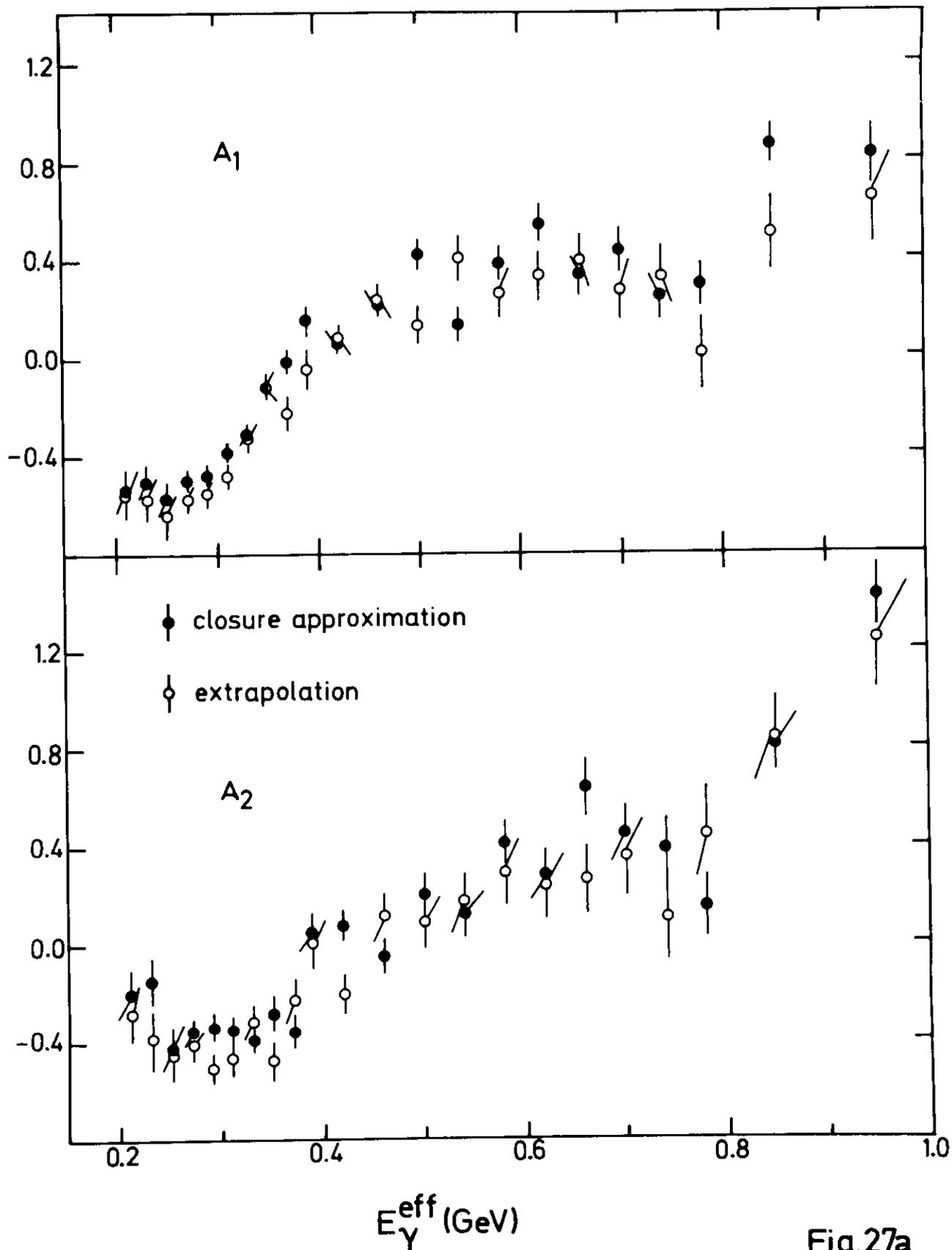


Fig.27a

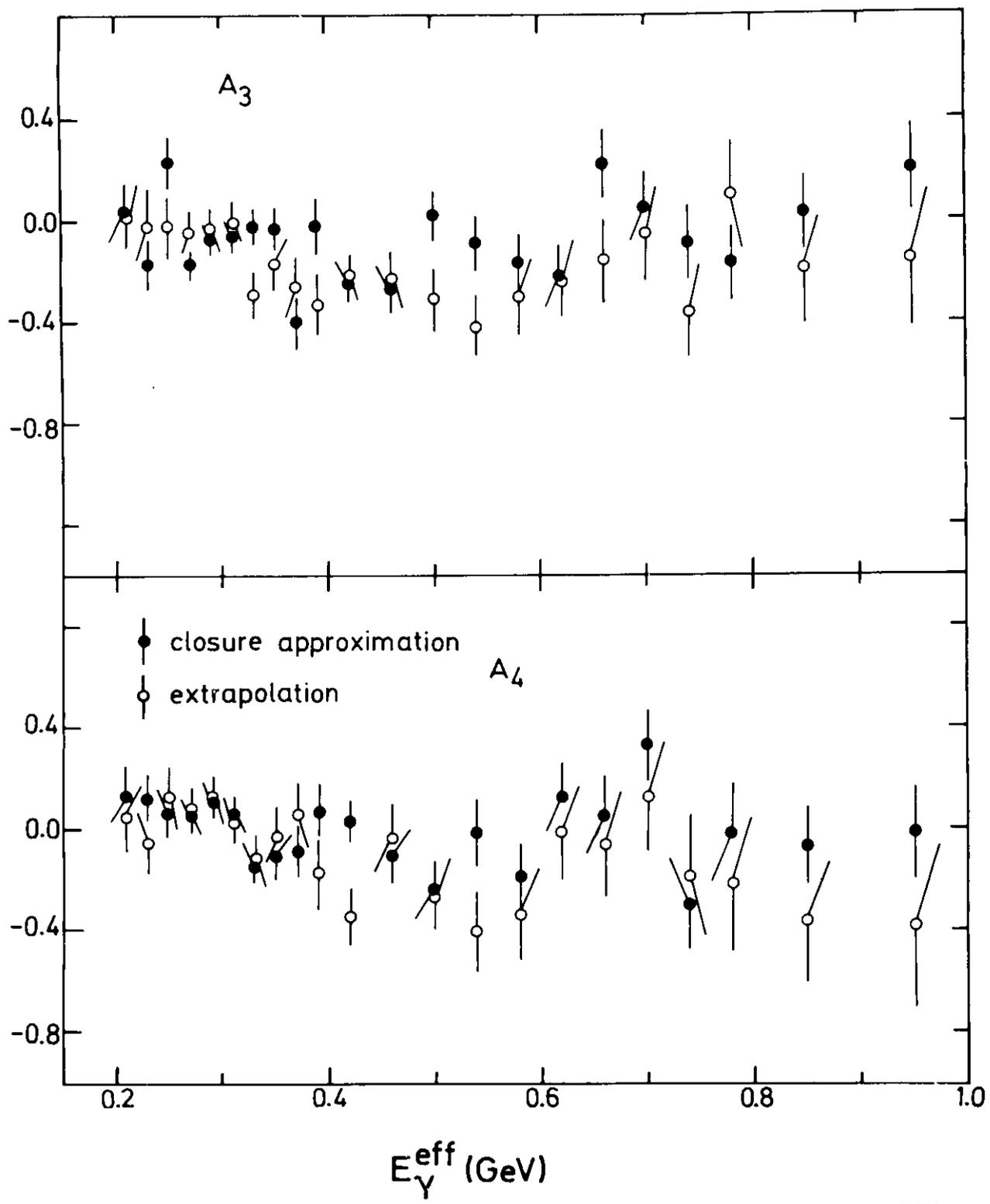


Fig.27b

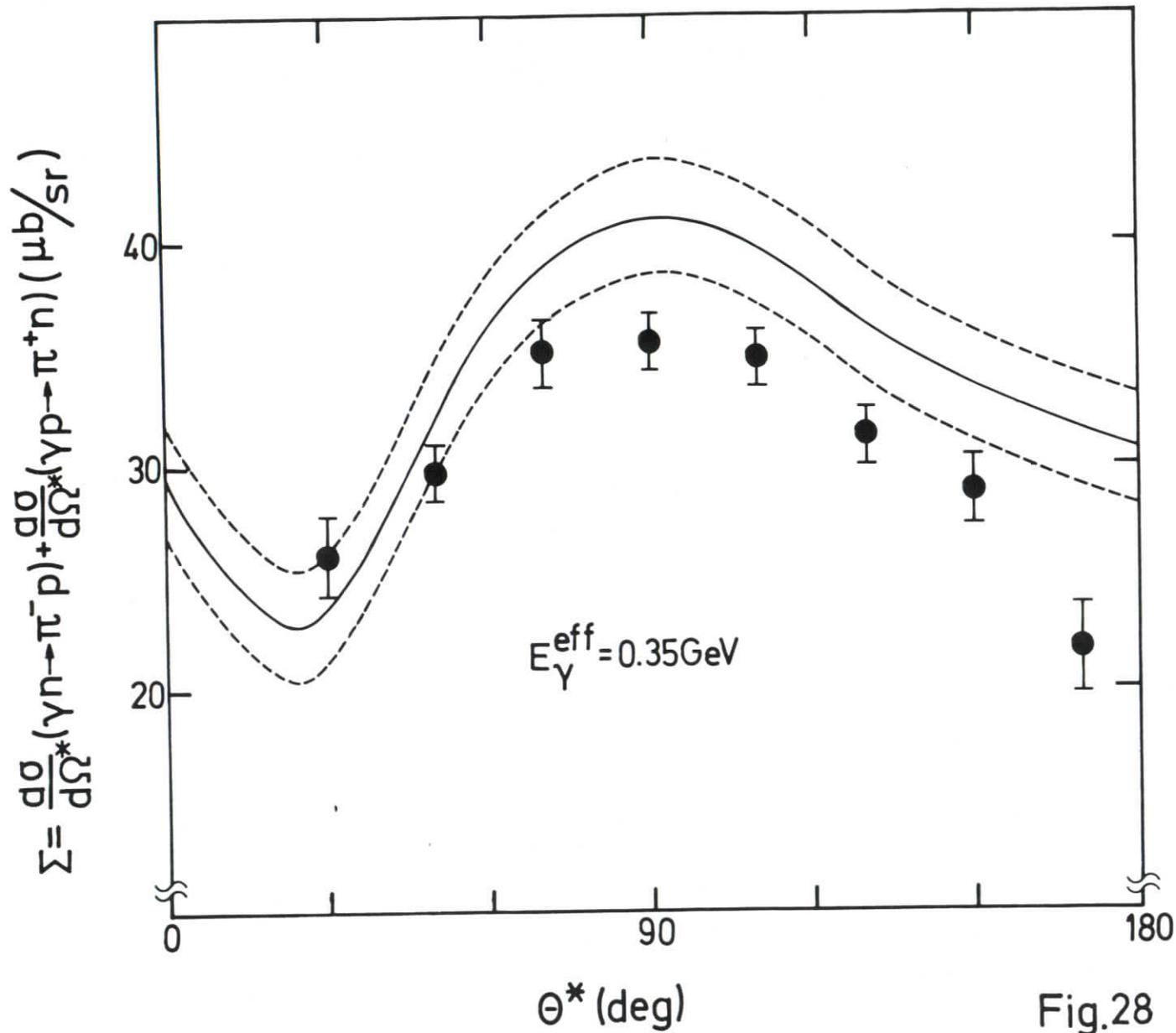
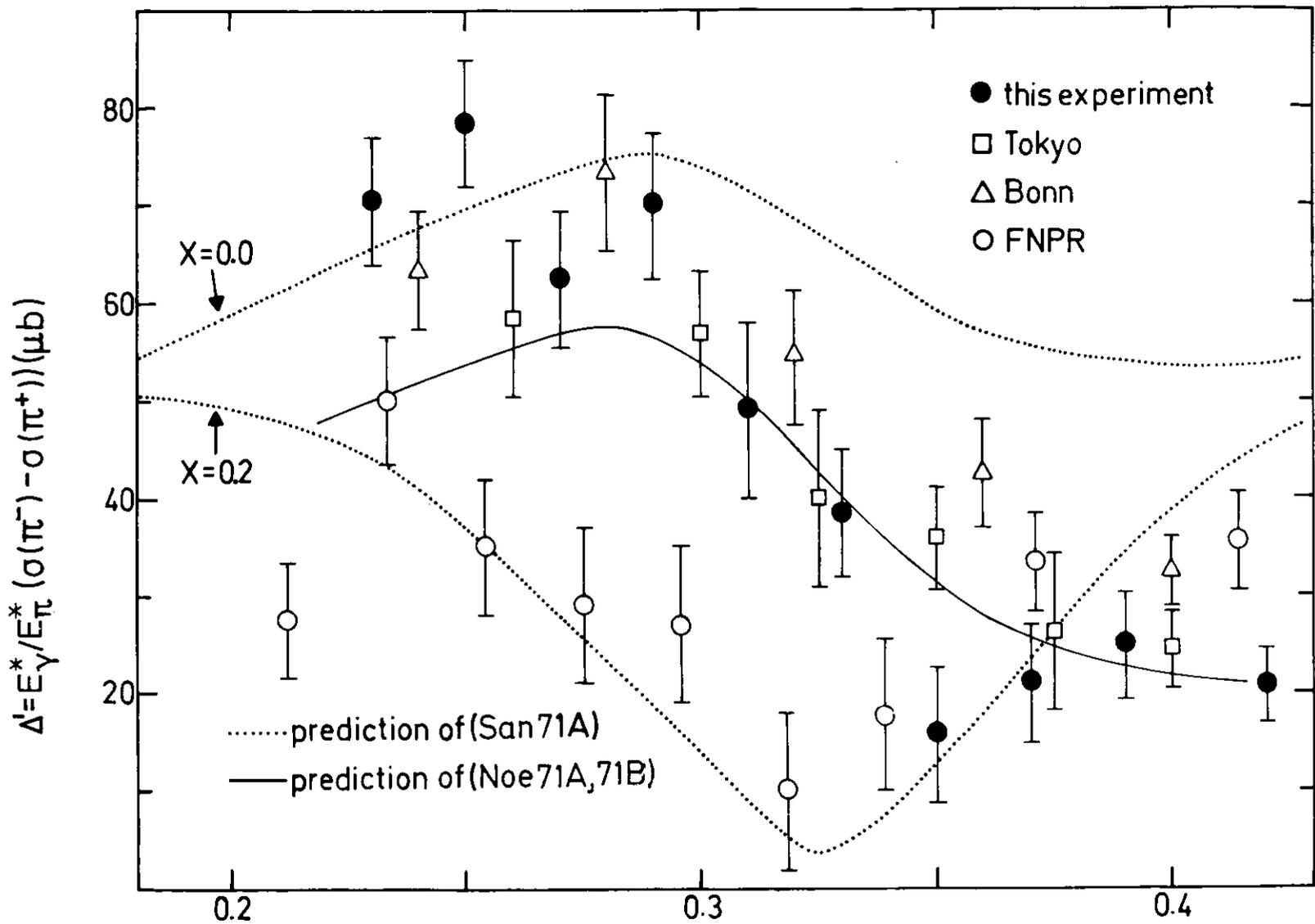


Fig.28



(EFFECTIVE) LABORATORY PHOTON ENERGY  $E_{\gamma}^{\text{eff}}$  (GeV) Fig.29

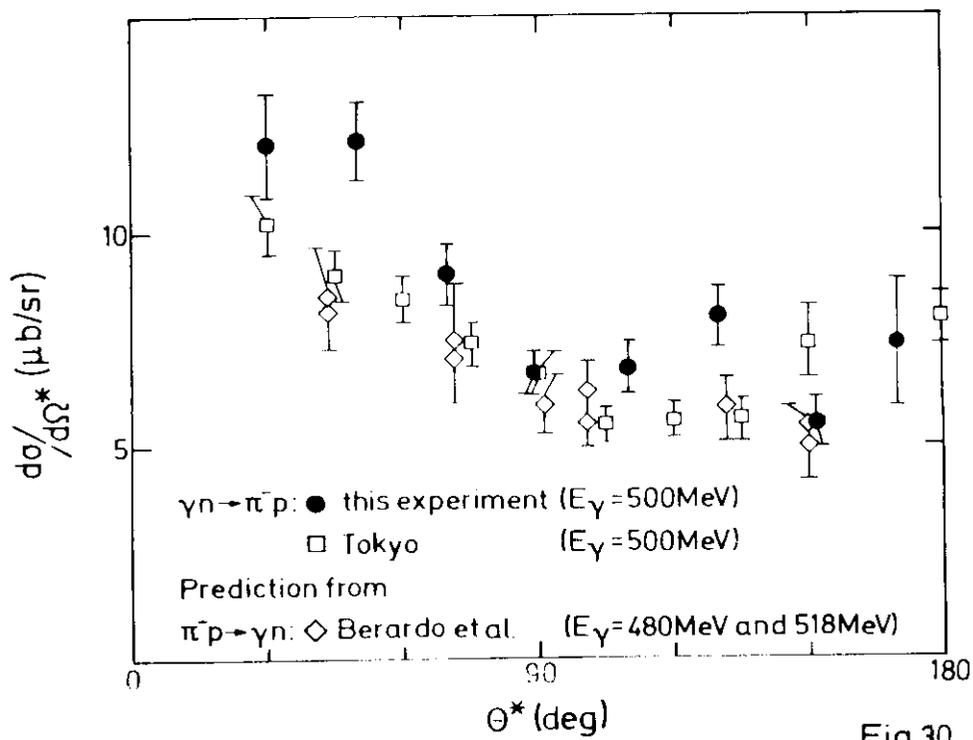
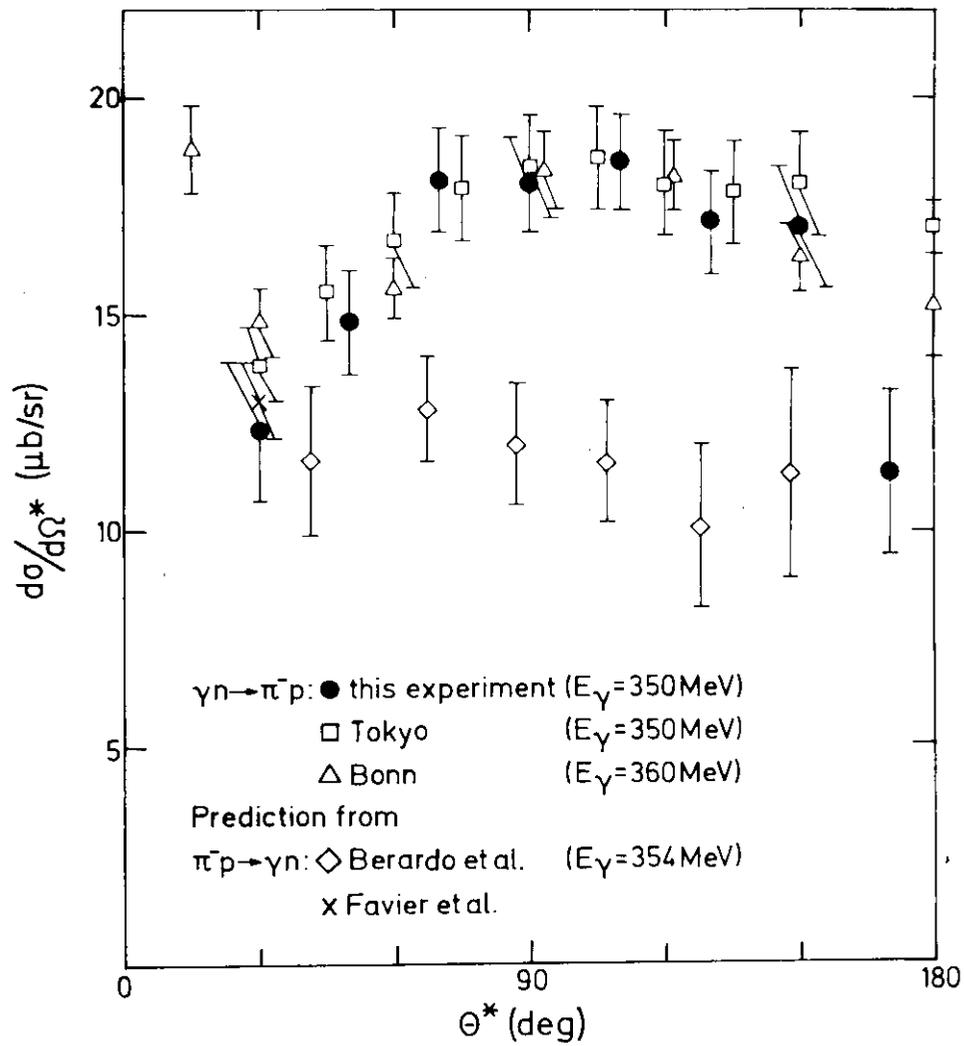


Fig.30

## Lebenslauf

Am 1.6.1943 wurde ich in Danzig-Langfuhr als Sohn des Diplom-Ingenieurs Werner Benz und seiner Ehefrau Renate, geb. Neubrand, biologisch-technische Assistentin, geboren.

1949-1955 Besuch der Volksschule in Hamburg.

1955-1962 Besuch des Gymnasiums in Hamburg.

1962 Abitur.

1962-1968 Physikstudium an der Universität Hamburg.

WS1968/69 Diplomhauptprüfung.

Meine Diplomarbeit behandelt die "Untersuchung der Reaktion  $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$  bei 11 GeV/c" und wurde am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg unter Anleitung von Prof.Dr.M.W.Teucher und Prof.Dr.E.Lohrmann durchgeführt.

1969 Heirat mit Uta Lindenau.

Seit 1969 Wiss. Angestellter am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg.

Meine Dissertation entstand im Rahmen der Forschungsarbeiten der von Prof.Dr.M.W.Teucher geleiteten Blasen-kammergruppe dieses Instituts.