

Photoproduktion neutraler Pionen am Proton im ersten und zweiten Resonanzgebiet

Dissertation

zur Erlangung des Grades "Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Friedhelm Härter
geboren in Molzhain

Mainz 1996

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Motivation	1
2. Theoretische Grundlagen	7
2.1 Die Einpionproduktion	10
2.2 Die Zweipionproduktion	19
3. Experimenteller Aufbau	29
3.1 Der Beschleuniger	29
3.2 Die Photonenmarkierungsanlage	29
3.3 Das Spektrometer TAPS	32
3.3.1 Aufbau eines Detektormoduls	33
3.3.2 Aufbau des Detektorblockes	37
3.4 Das Wasserstofftarget	37
3.5 Der Versuchsaufbau	40
3.6 Elektronik und Datenerfassung	42
3.6.1 Taggerelektronik	43
3.6.2 Detektorelektronik	44
3.6.3 Datenerfassung	44
3.7 Experimentdurchführung	45
4. Datenauswertung	47
4.1 Datenauswertung	48
4.1.1 Detektorauswertung	48
4.1.2 Taggerauswertung	54
4.2 Identifikation der Reaktionen	60
4.2.1 Einpionproduktion	60
4.2.2 Zweipionproduktion	67
4.3 Bestimmung der Luminosität	74
4.3.1 Bestimmung des Photonenflusses	74
4.3.2 Bestimmung der effektiven Targetdicke	76
4.4 Simulation mit GEANT	78
4.4.1 Bestimmung der Effizienz	81
4.4.2 Einpionproduktion	82
4.4.3 Zweipionproduktion	83

5. Ergebnisse	91
5.1 Einpionproduktion	91
5.2 Zweipionproduktion	96
6. Korrekturen und Fehler	103
7. Diskussion und Interpretation	105
7.1 Einpionproduktion	105
7.2 Zweipionproduktion	110
8. Ausblick	117
9. Zusammenfassung	119
A. Kinematik und Phasenraum	121
A.1 Der 2-Teilchen Endzustand	121
A.2 Der 3-Teilchen Endzustand	123
B. Tabellen	128
B.1 Einpionproduktion	128
B.2 Zweipionproduktion	128

1. Einleitung und Motivation

In den letzten Jahrzehnten wurde eine Theorie der starken Wechselwirkung entwickelt, die nach dem Vorbild der Quantenelektrodynamik aufgebaut ist. Diese Theorie, die Quantenchromodynamik, beschreibt die starke Wechselwirkung, die zwischen sogenannten Farbladungen wirkt. Innerhalb dieser Quantenchromodynamik und dem ihr zugrunde liegenden naiven Quarkmodell, sind die Baryonen aus jeweils drei Quarks und die Mesonen aus Quark-Antiquark-Paaren zusammengesetzt. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks vermitteln Gluonen. Quarks und Gluonen sind “confined”, daß heißt ihre Wechselwirkung wird bei Abständen von größer als 1 fm sehr groß. Im Zusammenhang mit der Physik des Atomkerns interessieren insbesondere Nukleonen und Pionen, die aus den beiden leichtesten Quarks *up* und *down*, deren Massen kleiner als $10 \text{ MeV}/c^2$ betragen, aufgebaut sind. Dies bedeutet, daß die Massen der Konstituenten wesentlich kleiner als die Energie der Bindung ist. Die QCD sollte diese Systeme richtig beschreiben können, aber es gibt bisher keine präzisen Lösungsverfahren, um aus ihr die Nukleonenstruktur herleiten zu können. Daher werden zur Zeit in der Kern- und Elementarteilchenphysik effektive Modelle, die mit den wesentlichen Eigenschaften in Übereinstimmung sind, untersucht. Eine besondere Rolle spielen dabei effektive Freiheitsgrade, z.B. in Form von kollektiven Quark-Clustern wie die Pionen. Wenn die dynamische Rolle dieser kollektiven Freiheitsgrade im Nukleon bekannt ist, könnten sich Hinweise auf ein besseres Verständnis der QCD ergeben.

Diesen Fragestellungen geht das Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz nach. Dazu steht seit 1991 das Mainzer Mikrotron (MAMI) in der zweiten Ausbaustufe [Her 90] zur Verfügung. Der Beschleuniger liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von $E_{\text{Elektron}} = 855 \text{ MeV}$, womit nukleare und subnukleare Strukturen in Atomkernen untersucht werden können.

Die A2-Kollaboration, in deren Rahmen diese Arbeit entstand, untersucht Nukleonen und Kerne mittels reeller Photonen. Von besonderem Interesse im skizzierten Kontext der Struktur der QCD bei kleinen Impulsüberträgen sind die ersten Nukleonenresonanzen. Bei der Betrachtung des totalen Photoabsorptions-Wirkungsquerschnittes am Proton und dessen Aufteilung in die verschiedenen Kanäle (Abbildung 1.1), sieht man, daß bei Energien unterhalb 400 MeV der Wirkungsquerschnitt der neutralen Pionproduktion durch die Anregung der Δ -

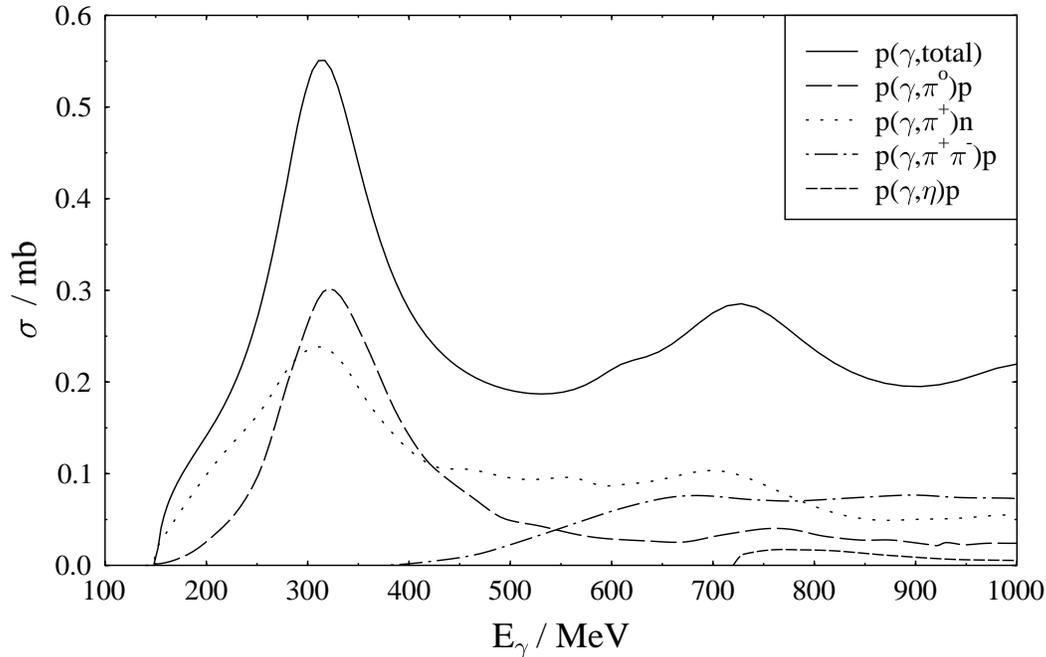


Abb. 1.1: Der totale Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitt am Proton und die Aufteilung in die verschiedenen Kanäle als Funktion der Laborenergie des einlaufenden Photons. Der Wirkungsquerschnitt der π^0 - und π^+ -Mesonen wird durch die Δ -Resonanz dominiert. Das zweite Resonanzgebiet hingegen ergibt sich aus der Summe mehrerer Reaktionskanäle. In diesem Gebiet liegen die Resonanzen $N^*(1440)$, $N^*(1520)$, $N^*(1535)$.

Resonanz dominiert wird. Dieser Kanal eignet sich somit gut, um diese Resonanz zu untersuchen.

Das zweite Resonanzgebiet ist durch eine Überlagerung verschiedener Prozesse gekennzeichnet. Daher werden verschiedene Zerfallskanäle zur Untersuchung der einzelnen Resonanzen herangezogen. Im Gegensatz zu den Pionen mit Isospin $I = 1$, die sowohl an das Δ mit Isospin $I = 3/2$ als auch an das Nukleon mit Isospin $I = 1/2$ ankoppeln können, ist das η -Meson mit Isospin $I = 0$ selektiv auf Nukleonenresonanzen mit Isospin $I = 1/2$ und stellt daher einen ausgezeichneten Kanal zur Untersuchung der $N^*(1535)$ S_{11} -Resonanz dar, die sonst durch die $N^*(1520)$ D_{13} -Resonanz überdeckt wird.

Die Zweipionzerfallskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ eignen sich ebenso zur Untersuchung von Mechanismen in diesem zweiten Resonanzgebiet. Die höheren Nukleonanregungen können zum Beispiel über die Δ -Resonanz als Zwischenzustand in den Grundzustand zerfallen. Die Roper-Resonanz $N^*(1440)P_{11}$ kann darüberhinaus aufgrund ihrer Parität auch durch Emission eines Pionpaares zerfallen.

In Abbildung 1.2 sind die angeregten Zustände des Nukleons dargestellt. Je nach Parität der Nukleonenresonanzen werden selektive Zerfallskanäle zur Untersuchung benutzt. Die Einpion- und Zweipionwirkungsquerschnitte, sowie die Schwellenproduktion der η -Mesonen, können vermessen werden. Die angeregten Zustände des Nukleons können bis zu einer Photonenergie von 800 MeV mit dem Beschleuniger MAMI und der Photonenmarkierungsanlage [Ant 91], [Hal 96] in Mainz mit bislang nicht vergleichbarer Präzision gemessen werden. Durch Hinzunahme von Polarisationsfreiheitsgraden der Photonen und des Targets sind Aussagen über die Deformation des Nukleons [Kra 96] und eine Überprüfung der GDH-Summenregel [DH 66],[Ger 66] möglich.

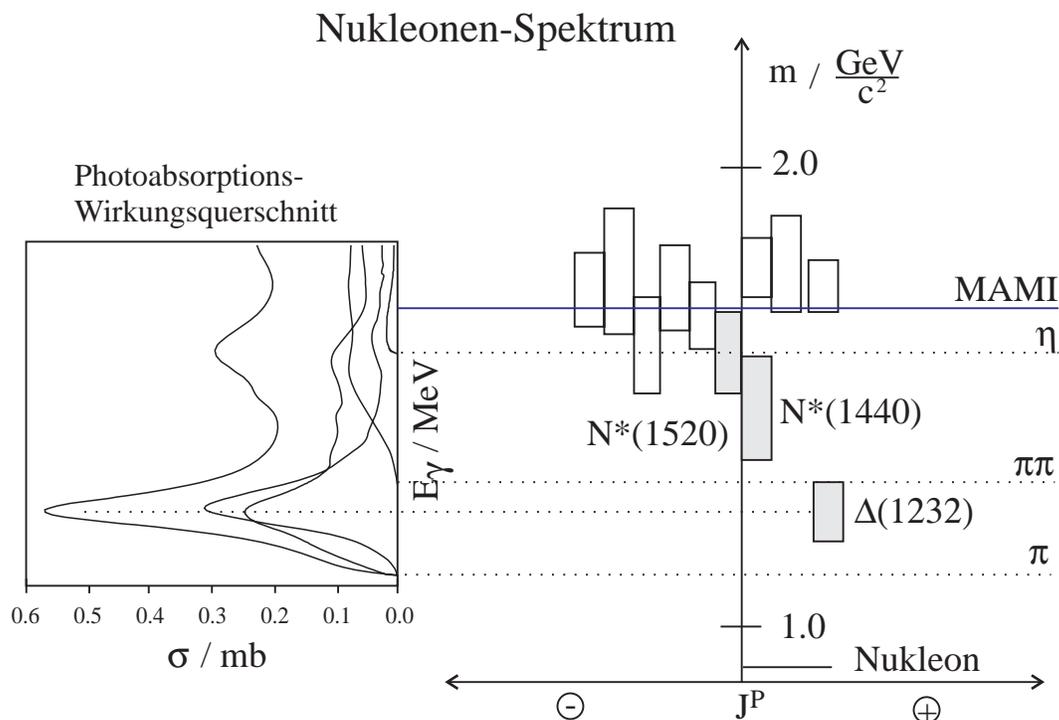


Abb. 1.2: Die angeregten Zustände des Nukleons. Die mit MAMI bezeichnete Linie gibt die obere in Mainz erreichbare Energiegrenze an. Die grauen Rechtecke zeigen die hier untersuchten Resonanzen.

In der vorliegenden Dissertation wurden folgende Kanäle zur Mesonenproduktion untersucht:

- $p(\gamma, \pi^0)p$: Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes und der differentiellen Wirkungsquerschnitte im Energiebereich von 200 MeV bis 790 MeV über nahezu den gesamten Polarwinkelbereich.
- $p(\gamma, \pi^0\pi^0)p$: Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes im Energiebereich von der Produktionsschwelle (308 MeV) bis 790 MeV . Dabei wurden

bei dieser Messung erstmals die Viererimpulse aller Teilchen im Endzustand bestimmt, wodurch die Erstellung von Dalitzplots [BK 72] ermöglicht wurde.

Aus dem Studium der Anregung, des Zerfalls und der jeweiligen Verzweigungsverhältnisse können Informationen über die Struktur der Nukleonen erhalten werden. Die Reaktion $p(\gamma, \pi^0)p$ ist in der Vergangenheit bereits durch eine Reihe von Experimenten untersucht worden. Das hier diskutierte Experiment unterscheidet sich von den früheren Experimenten vor allem dadurch, daß in einer Messung der totale und differentielle Wirkungsquerschnitte für einen großen Bereich der Photonenergie und des Emissionswinkels des Pions gemessen werden konnten. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 1.3 dargestellt.

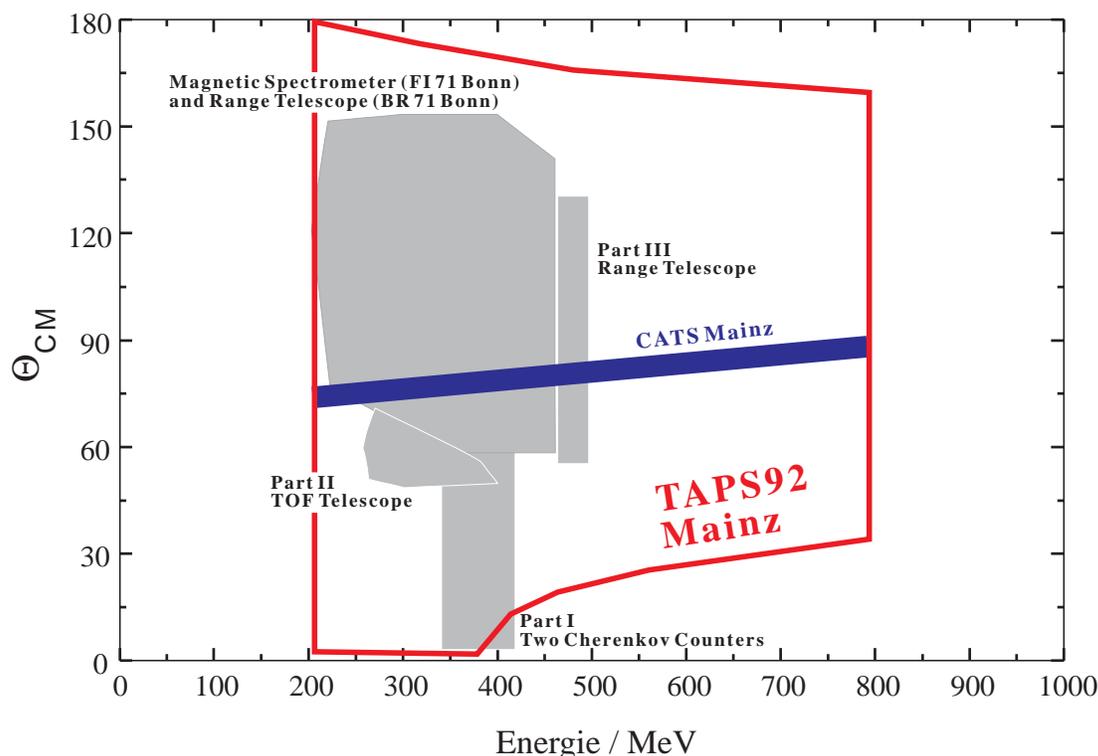


Abb. 1.3: Ein Vergleich einiger früherer Experimente mit der in dieser Arbeit vorgestellten Messung zeigt den vergleichsweise großen Energie- und Winkelbereich der mit einem Aufbau in Mainz mit dem TAPS-Detektor gemessen wurde.

Einige schon abgeschlossene Messungen sind im Vergleich zur vorliegenden Messung nach abgedecktem Energiebereich der einlaufenden, energiemarkierten Photonen im Laborsystem und der Polarwinkel der produzierten neutralen Pionen im Schwerpunktsystem, aufgeführt. Deutlich zu erkennen ist, daß alle vorherigen Messungen nur über einen stark eingeschränkten Energie- oder Polarwinkelbereich möglich waren.

Die Kombination des Beschleunigers MAMI mit der Photonenmarkierungsanlage zum einen und dem TAPS-Photonenspektrometer (Two/Three Arm Photon Spectrometer) zum anderen, ermöglichten eine neue Generation von Experimenten zur Erzeugung neutraler Pionen in dem dargestellten Energie- und Winkelbereich. Innerhalb kurzer Experimentierzeiten konnte die Mesonenproduktion mit ausgezeichneter Statistik untersucht werden.

Im Anschluß an die Einleitung folgt in Kapitel 2 eine kurze Übersicht der theoretischen Aspekte zur Produktion von Mesonen und Nukleonenresonanzen, sowie der theoretischen Verfahren, diese Prozesse zu beschreiben. Insbesondere werden zu der Doppelpionproduktion zwei Modelle vorgestellt, deren physikalische Interpretationen vollkommen unterschiedlich sind.

Der Aufbau des TAPS-Detektors und die experimentellen Gegebenheiten werden in Kapitel 3 vorgestellt.

Die wichtigsten Schritte zur Datenanalyse sind in Kapitel 4 beschrieben.

Die Ergebnisse der Messung sind in Kapitel 5 aufgezeigt und werden im darauffolgenden Kapitel mit bereits vorhandenen Datensätzen und Theorien verglichen.

Abschließend werden die wichtigsten Inhalte der Dissertation im Kapitel 7 zusammengefaßt.

2. Theoretische Grundlagen

Vorbetrachtungen

Bevor auf die theoretische Beschreibung der Photoproduktion neutraler Pionen am Proton eingegangen wird, sollen die allgemeinen Eigenschaften der Mesonen und der Baryonen vorgestellt werden.

Mesonen

In Anlehnung an die Quantenelektrodynamik, in der die Coulomb-Kraft durch Emission und Absorption virtueller Photonen zwischen geladenen Teilchen beschrieben wird, postulierte Yukawa 1935 [Yuk 35] das Pion zur Beschreibung der kurzreichweitigen Kernkräfte (etwa $1.4 \cdot 10^{-15} m$). Dieses Pion wurde 1947 erstmals nachgewiesen [Lat 47],[Pan 50]. Es besitzt eine Masse von rund $140 MeV$ und den Spin $J_\pi = 0$. Damit war eine neue Teilchenfamilie, die Mesonen, entdeckt.

Die Mesonen werden im Quarkmodell als gebundene Quark- Antiquarkpaare oder Mischungen aus solchen angesehen. Sie haben ganzzahligen Spin. Sie werden nach den Quantenzahlen *Strangeness S*, *Charm C* und *Beauty B* geordnet. Ebenso unterscheiden sich Mesonen in der Masse, dem Isospin *I*, dem Spin *J*, der Parität *P* und in der Ladung [Clo 89],[Pov 94]. Beschränkt man sich auf drei Flavours, also auf up-, down- und strange-Quarks, erhält man $3^2 = 9$ Mesonenzustände (Abbildung 2.1). Betrachtet man die Spins ($J=1/2$) der Quarks und Antiquarks, dann läßt sich folgende Unterscheidung aufstellen:

- Spinsingulett mit $J^P = 0^-$ (pseudoskalare Mesonen),
- Spintripletts mit $J^P = 1^-$ (Vektormesonen).

In Abbildung 2.1 werden das Singulett und das Oktett der pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) (rechts) und das Nonett ($J^P = 1^-$) (links) der Vektormesonen aufgezeigt [Pov 94]. Die Quarkstruktur dieser Mesonenfamilien ist gleich.

Die Spins von Quark und Antiquark stehen bei den pseudoskalaren Mesonen antiparallel zueinander. Diese Mesonen werden pseudoskalar genannt, weil Spin 0 Teilchen als skalare Teilchen bezeichnet werden und ungerade Parität besitzen ($J^P = 0^-$). Betrachtet man die Wellenfunktionen und die Quarkinhalte der pseudoskalaren Mesonen, so muß zwischen Spin 1 und Spin 0 Mesonen unterschieden werden. Aufgrund des Isospins I_z und der Strangeness *S* erhält man drei verschiedene Pionen, zusammengefaßt in einem Piontriplett, vier unterschiedliche Kaonen

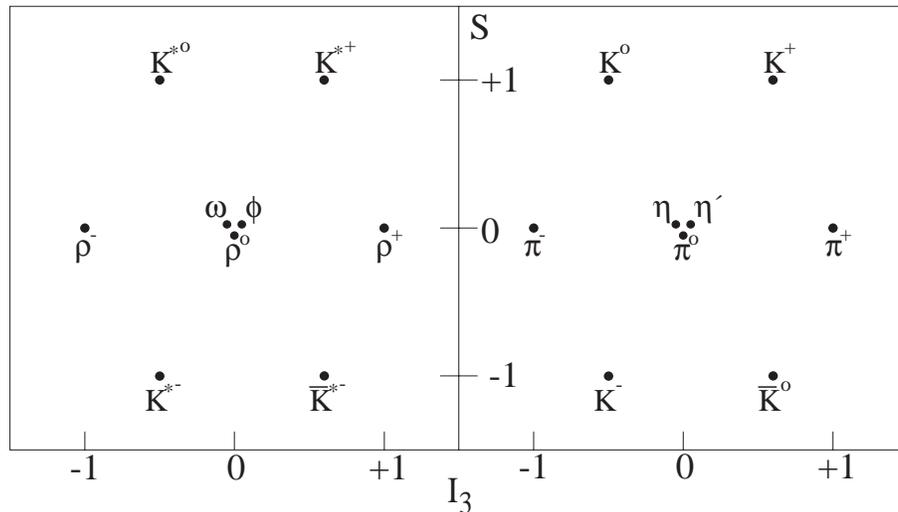


Abb. 2.1: Die leichtesten Vektormesonen mit $J^P = 1^-$ (links) und pseudoskalaren Mesonen mit $J^P = 0^-$ (rechts) je zusammengefaßt in einem Singulett und einem Oktett.

Meson	Quantenzahl $I^G(J^{PC})$	Masse m / MeV	Lebensdauer τ / s	wichtigste Zerfallsk.	Ratio in %
π^\pm	$1^-(0^-)$	139.57	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$	99.99
π^0	$1^-(0^-)$	134.98	$8.4 \cdot 10^{-17}$	2γ	98.798
				$e^+ e^- \gamma$	1.198
η	$0^+(0^-)$	547.45	$5.5 \cdot 10^{-19}$	2γ	38.8
				$3 \pi^0$	31.9
				$\pi^+ \pi^- \pi^0$	23.6

Tab. 2.1: Die wichtigsten Eigenschaften der mit dem Beschleuniger MAMI in Mainz erzeugbaren Mesonen.

und zwei Etas. Die Spins von Quark und Antiquark stehen bei den Vektormesonen parallel zueinander. Diese Mesonen sind Spin 1 Teilchen, also Vektorteilchen. Sie besitzen ebenfalls ungerade Parität ($J^P = 1^-$). Analog zu den pseudoskalaren Mesonen erhalten wir neun Zustände mit u-, d-, s-Quarks, die in einem Nonett zusammengefaßt sind (Abbildung 2.1 links) [Pov 94].

Mit der maximalen Energie des in Mainz vorhandenen Beschleunigers MAMI, können die leichtesten Mesonen, also das Pion und das Eta erzeugt werden. Sie werden benutzt, um die ersten niederenergetischen Baryonenresonanzen zu untersuchen. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Eigenschaften dieser leichten Mesonen zusammengefaßt [PDG 94].

Baryonen

Die Baryonen sind aus drei Quarks zusammengesetzte Teilchen. Sie haben halbzahliges Spin. Auch bei den Baryonen läßt sich, je nach Spin und Isospin, eine Zuordnung herstellen. Für Zustände mit Spin $1/2 (J^P = 1/2^+)$, zu denen auch die Nukleonen gehören, muß aufgrund des Pauli-Prinzips für die einzelnen Quarks die Gesamt-Wellenfunktion der Baryonen

$$\psi_{total} = \xi_{Ort} \cdot \zeta_{Flavour} \cdot \chi_{Spin} \cdot \phi_{Farbe}$$

total antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung zweier Quarks sein. Für Zustände ohne radiale Anregung ($l = 0$) und die Beschränkung auf drei Flavours, erhält man für das Proton und das Neutron ein Isospinduplett:

$$|p^\uparrow\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow\rangle \quad |n^\uparrow\rangle = |u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow\rangle .$$

Aus den übrigen Quarkkombinationen lassen sich ein weiteres Isospinduplett und ein Isospintriplett bilden. Sie werden in einem Baryonenoktett zusammengefaßt (Abbildung 2.2 links).

Betrachtet man Baryonen mit Spin $3/2$ und beschränkt sich auf drei Flavours, so wären $3^3 = 27$ Baryonen möglich. Gleiche Symmetriebetrachtungen wie bei den Mesonen zeigen, daß nur 10 Zustände herstellbar sind, die in einem Spin $3/2$ Baryonendekuplett ($J^P = 3/2^+$) zusammengefaßt sind (Abbildung 2.2 links). Durch

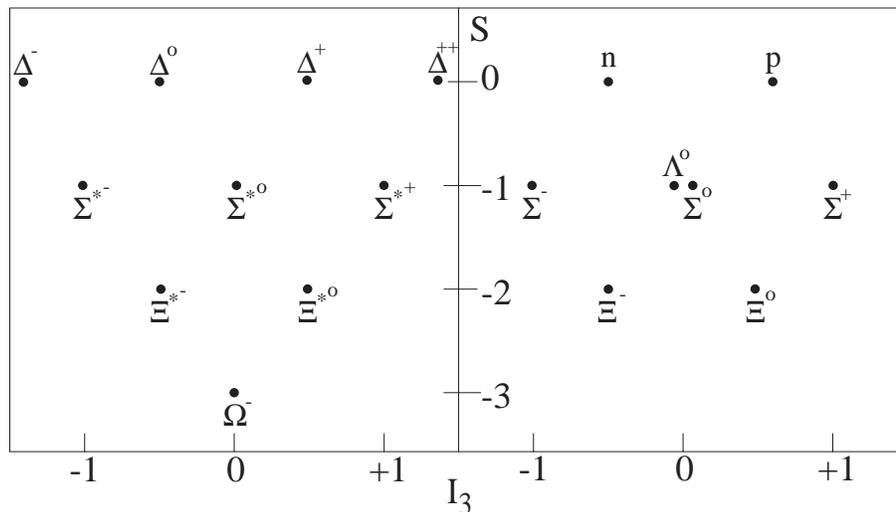


Abb. 2.2: Zustände des Baryonendekupletts mit $J^P = 3/2^+$ (links) und des Baryonenoktetts mit $J^P = 1/2^+$ (rechts) im $I_3 - S$ -Schema.

photoinduzierte Reaktionen läßt sich der Spin der einzelnen Quarks umdrehen, was zur Anregung des Nukleons führt. Beim Zerfall der angeregten Zustände des Nukleons spielen die Mesonen zur Beschreibung der einzelnen Konstituenten, der

Reaktion	Konstituenten	Ruhemasse / MeV	E_γ^{thr} / MeV
$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$	134.97	144.68
$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$	$u\bar{d}$	139.56	151.42
$\gamma n \rightarrow \pi^- p$	$\bar{u}d$	139.56	148.45
$\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$	$2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$	$2 \cdot 134.97$	308.90
$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$	$u\bar{d} + \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$	$134.97 + 139.56$	317.00
$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$	$u\bar{d} + \bar{u}d$	$2 \cdot 139.56$	322.00
$\gamma p \rightarrow \eta p$	$c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2(s\bar{s})$	547.45	707.20

Tab. 2.2: Die mit der Energie von MAMI untersuchbaren Mesonen und ihre Schwellenenergie.

Quarks, eine entscheidende Rolle. Im folgenden soll der allgemeine Formalismus der Pionproduktion, der sowohl die Photo- als auch die Elektroproduktion beschreibt, vorgestellt werden.

2.1 Die Einpionproduktion

In der Photoproduktion werden Mesonen durch hochenergetische Photonen erzeugt. Die dafür notwendige Photonenergie ist abhängig von der Masse M des Rückstoßteilchens und der Masse m der produzierten Mesonen. Die Schwellenenergie berechnet sich für diesen Produktionsprozeß zu:

$$E_\gamma^{thr} = |Q| \left(1 + \frac{|Q|}{2Mc^2} \right) \quad \text{mit} \quad Q = (M - m - M')c^2 < 0.$$

Wegen der Masse des produzierten Teilchens ist diese Reaktion endotherm, was sich im negativen Q -Wert äußert. Die Schwellenenergien der Photoproduktion von Pionen und des Etas am Nukleon sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt [PDG 94]. Die Wirkungsquerschnitte zeigen keinen glatten, sondern einen “resonanzartigen” Verlauf, was auf die Substruktur der Baryonen schließen läßt. Die Untersuchungen der Anregung und des Zerfalls von Nukleonenresonanzen liefern Informationen über die innere Struktur der Baryonen und der Baryonenresonanzen.

Der Zerfall des neutralen Pions

Das neutrale Pion zerfällt fast ausschließlich (99 %) elektromagnetisch in zwei Zerfallsphotonen γ_1 und γ_2 . Aus der Impuls- und Energieerhaltung folgt, daß im Ruhesystem des Pions keine Zerfallsrichtung ausgezeichnet wird. Die Zerfallsphotonen sind also isotrop verteilt und der Öffnungswinkel zwischen beiden beträgt 180° (Abbildung 2.3 links). Ebenso teilen sich beide Zerfallsphotonen

die Gesamtenergie des neutralen Pions zu $E_{\gamma_i}^{\pi^0 CM} = m_{\pi^0}/2$ ($c = 1$). Besitzt das Pion jedoch kinetische Energie wie in Abbildung 2.3 (rechts) gezeigt, folgt für die Energien der Zerfallsphotonen nach der Transformation vom Ruhesystem des π^0 -Mesons in das mit der Geschwindigkeit $v = \sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}/E_{\pi^0}$ bewegte System:

$$E_{\gamma_i} = \frac{m_{\pi^0}^2}{2 \left(E_{\pi^0} - \sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2} \cos \theta_{\gamma_i} \right)},$$

wobei $\cos \theta_{\gamma_i}$ die Winkel zwischen dem Impulsvektor \vec{P}_{π^0} des neutralen Pions und des i -ten Zerfallsphotons ist (Abbildung 2.3). Für eine vorgegebene Pionenenergie

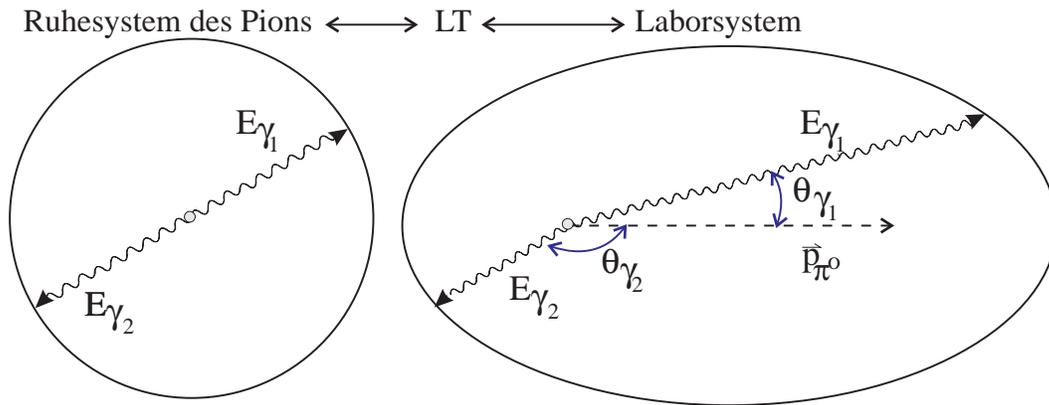


Abb. 2.3: Der Zerfall des neutralen Pions im Ruhesystem und im Laborsystem des Pions.

E_{π^0} und die Energie des Zerfallsphotons E_{γ_i} läßt sich der Winkel θ_{γ_i} angeben:

$$\cos \theta_{\gamma_i} = \frac{E_{\pi^0} - \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_{\gamma_i}}}{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}}.$$

Mit der Beziehung $\phi = \theta_{\gamma_1} + \theta_{\gamma_2}$ errechnet sich der kleinstmögliche Öffnungswinkel ϕ zwischen den Zerfallsphotonen zu:

$$\phi_{\min} = 2 \arccos \frac{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}}{E_{\pi^0}} = 2 \arccos \beta_{\pi^0}.$$

Dieser minimale Öffnungswinkel gilt für den symmetrischen Zerfall des neutralen Pions mit $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2}$ und $\theta_{\gamma_1} = \theta_{\gamma_2}$. Der minimale Öffnungswinkel ist von der Energie des Pions abhängig. Abbildung 2.4 zeigt die Veränderung des minimalen Öffnungswinkels zwischen den Zerfallsphotonen γ_1 und γ_2 als Funktion der π^0 -Energie. Im Grenzfall $E_{\pi^0} \rightarrow m_{\pi^0}$ erhält man den Zerfall im Ruhesystem.

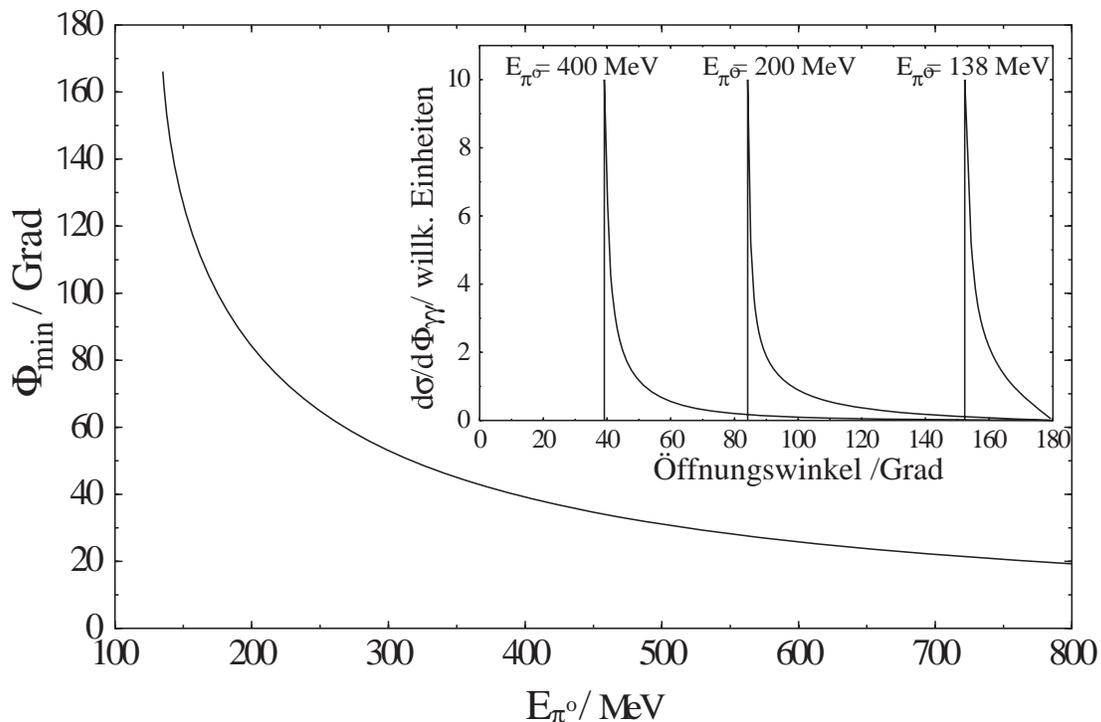


Abb. 2.4: Der minimale Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen des neutralen Pions als Funktion der Pionenergie (großes Bild) und die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Öffnungswinkels der Zerfallsphotonen bei verschiedenen Pionenergien (kleine Darstellung).

Kinematik

Der Prozeß der Photoproduktion neutraler Pionen mit den dazugehörigen kinematischen Variablen wird in Abbildung 2.5 gezeigt. Die Kinematik dieses Prozesses wird bestimmt durch die Vierervektoren des Nukleons $p_i^\mu = (E_i, p_i)$ und des einlaufenden Photons $k^\mu = (E_\gamma, k)$ im Anfangszustand sowie des Nukleons $p_f^\mu = (E_f, p_f)$ und des produzierten Pions $p_\pi^\mu = (E_\pi, p_\pi)$ im Endzustand [Dre 92]. Durch Anwendung der Impuls- und Energieerhaltung werden diese vier Größen

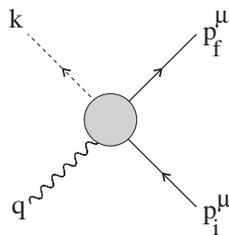


Abb. 2.5: Die kinematischen Variablen der Pionproduktion am Nukleon sind durch die Impulse des Anfangs- und Endzustands gegeben.

auf drei lorentzinvariante, unabhängige Variablen, die sogenannten Mandelstam-Variablen s , t und u , reduziert [Man 58]. Im Anhang wird die Definition dieser Mandelstam-Variablen erläutert. In Abbildung 2.6 sind die möglichen Diagramme zur Pionphotoproduktion aufgeführt. Hierbei beschreiben die einzelnen Graphen: a) den s -Kanal, b) den u -Kanal, c) den t -Kanal und d) den Kontaktterm. Diese Graphen werden auch Born-Terme genannt und sind in der geladenen Mesonenproduktion die dominanten Terme. In der neutralen Mesonenproduktion liefern nur die Resonanzterme e) und f) einen Beitrag. Die Born-Terme (a-d) können in der Photoproduktion neutraler Pionen vernachlässigt werden, da keine Ankoppelung des elektromagnetischen Stromes an die Pionenladung oder den Pionenstrom möglich ist. Die formale Beschreibung des Photoproduktionsprozesses

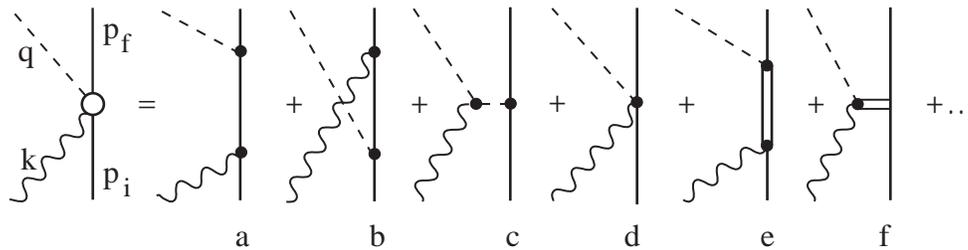


Abb. 2.6: Die möglichen Feynman Graphen der Photoproduktion von Pionen.

geht vom Streumatrixelement

$$S_{fi} = \delta_{fi} - \frac{i}{(2\pi)^2} \delta^4(p_f^\mu + q^\mu - k^\mu - p_i^\mu) \sqrt{\frac{m_N^2}{4E_\gamma E_\pi E_i E_f}} \cdot T_{fi}$$

aus. Dabei bezeichnen E_γ , E_π , E_i und E_f die Gesamtenergien des Photons, des Pions und des Nukleons im Anfangs- und im Endzustand. Die vierdimensionale Deltafunktion der Teilchenviererimpulse wird zur Energie- und Impulserhaltung eingeführt. Das Reaktionsmatrixelement T_{fi} setzt sich aus dem Produkt des Matrixelementes, des elektromagnetischen Nukleonenstromes j_{fi}^μ und dem Polarisationsvektor des Photons ϵ_μ zusammen. Die Entwicklung des Reaktionsmatrixelementes T_{fi} in skalare Amplituden $A_j(s, t, u)$ und die Ausnutzung der Stromerhaltung $k_\mu j^\mu = 0$, welche die Anzahl der unabhängigen Terme auf sechs reduziert, führt zu:

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^6 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle.$$

$u_i(p_i)$ und $u_f(p_f)$ sind die Dirac-Spinoren des Nukleons im Anfangs- und im Endzustand. Die (4×4) -Matrizen M_j stellen die Basis der Entwicklung dar und sind linear unabhängige, lorentzinvariante Produkte der vier Teilchenimpulse q^μ , k^μ , p_i^μ , p_f^μ , der γ -Matrizen γ^μ , $\sigma^{\mu\nu}$, γ^5 und der Photonpolarisation ϵ^μ , die einen Pseudovektor ergeben. Da reelle Photonen nicht longitudinal polarisiert sind, reduziert sich die Anzahl der Matrizen auf vier. Die Entwicklungskoeffizienten A_j

hängen vom Isospin des Endzustandes des zu beschreibenden Prozesses ab. Der Anfangszustand wird durch den Isospin $\frac{1}{2}$ des Nukleons charakterisiert und geht über in den Endzustand des Pion-Nukleonsystems mit Isospin $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$. Daher werden die Entwicklungskoeffizienten A_j nach den physikalischen Amplituden A^0, A^+, A^- entwickelt [Dre 92]:

$$A_j = A_j^0 \tau_\alpha + A_j^+ \delta_{\alpha 0} + A_j^- \frac{1}{2} [\tau_\alpha, \tau_0]$$

mit den Linearkombinationen der Pauli-Matrizen im Isospinraum τ_α ($\alpha = 0, +, -$). Für die zwei möglichen Isospins $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$ im Endzustand lassen sich die Isospinamplituden aufstellen:

$$A_j^{1/2} = A_j^+ + 2A_j^- \quad \text{und} \quad A_j^{3/2} = A_j^+ - A_j^- ,$$

so daß die physikalischen Amplituden der vier möglichen Pion-Photoproduktionsprozesse am Nukleon lauten:

$$\begin{aligned} A_j(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2} \left(A_j^0 + \frac{1}{3}A_j^{1/2} - \frac{1}{3}A_j^{3/2} \right) \\ A_j(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &= \sqrt{2} \left(A_j^0 - \frac{1}{3}A_j^{1/2} + \frac{1}{3}A_j^{3/2} \right) \\ A_j(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= +A_j^0 + \frac{1}{3}A_j^{1/2} + \frac{2}{3}A_j^{3/2} \\ A_j(\gamma n \rightarrow n\pi^0) &= -A_j^0 + \frac{1}{3}A_j^{1/2} + \frac{2}{3}A_j^{3/2} . \end{aligned}$$

Die vier physikalischen Amplituden sind mit der Entwicklung nach den drei Isospinamplituden in dem Gleichungssystem nicht mehr unabhängig voneinander. Jede dieser vier Amplituden kann daher durch die drei anderen Amplituden ausgedrückt werden. Das Matrixelement läßt sich mit Hilfe der Pauli-Spinoren χ_i und χ_f ausdrücken:

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^4 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle = \frac{4\pi W}{m_N} \langle \chi_f | \mathcal{F} | \chi_i \rangle ,$$

wobei im Pion-Nukleon-Schwerpunktsystem die Matrix \mathcal{F} als Funktion von vier skalaren Funktionen F_j , den sogenannten CGLN-Amplituden [CGLN 57], den Impulsvektoren des Photons \vec{k} und des Pions \vec{q} , der Photonpolarisation $\vec{\epsilon}$ und den Pauli-Matrizen $\vec{\sigma}$ dargestellt wird:

$$\mathcal{F} = i\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} F_1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{q} \vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{k} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_3 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{q} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_4 .$$

Eine Zerlegung der CGLN-Amplituden nach Partialwellen führt zu den Multipolamplituden, die gekennzeichnet sind durch den Drehimpuls und die Parität

der absorbierten Strahlung. Diese Entwicklung nach Legendre Polynomen liefert die CGLN-Amplituden als Funktion der Multipole $M_{l\pm}(W)$ und $E_{l\pm}(W)$:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+}(W) + E_{l+}(W)]P'_{l+1}(x) + [(l+1)M_{l-}(W) + E_{l-}(W)]P'_{l-1}(x) , \\
 F_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+}(W) + lM_{l-}(W)]P'_l(x) , \\
 F_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+}(W) - M_{l+}(W)]P''_{l+1}(x) + [E_{l-}(W) + M_{l-}(W)]P''_{l-1}(x) , \\
 F_4 &= \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+}(W) - E_{l+}(W) - M_{l-}(W) - E_{l-}(W)]P''_l(x) .
 \end{aligned}$$

Dabei ist $x = \cos(\theta_\pi)$. Diese energieabhängigen Entwicklungskoeffizienten $M_{l\pm}(W)$ und $E_{l\pm}(W)$ besitzen ein definiertes Winkelverhalten und bezeichnen den elektrischen und magnetischen Anteil des Photonfeldes, der zur Erzeugung von Pionen mit Drehimpuls l relativ zum Nukleon führt. Die Notation des Multipolindexes mit $l\pm$ bezeichnet die Koppelung des Pionbahndrehimpulses l mit dem Spin des Nukleons zum Gesamtdrehimpuls $J = l\pm 1/2$. Sie wird im folgenden genauer betrachtet.

Notation in der Multipoldarstellung

Zum Verständnis der Beschreibung der Multipole wird die allgemeine Notation vorgestellt [Dre 92]. Abbildung 2.7 zeigt den Photoproduktionsprozeß. Im Ein-

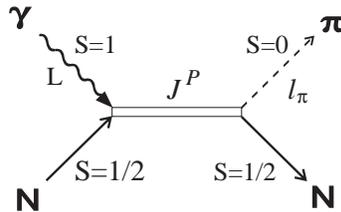


Abb. 2.7: Der Photoproduktionsprozeß des Pions am Nukleon.

gangskanal besitzt das Nukleon den Spin $S = \frac{1}{2}$ und das einlaufende, reelle Photon den Spin 1. Der Bahndrehimpuls des Photons ist mit $l = 0, 1, 2, \dots$ bezeichnet. Somit erhält man im Eingangskanal den Gesamtdrehimpuls des Photons $L = l + 1$. Im Ausgangskanal befindet sich das Nukleon mit Spin $S = \frac{1}{2}$ und das Pion mit $S = 0$. Der Bahndrehimpuls des Pions ist durch $l_\pi = 0, 1, 2, \dots$ gegeben. Für die möglichen Übergänge muß die Drehimpulserhaltung:

$$L \pm \frac{1}{2} = J = l_\pi \pm \frac{1}{2}$$

l_π	J	L	Photon- darstellung	Pion- darstellung	$(k/q)d\sigma/d\Omega$ $x = \cos(\Theta)$
0	$\frac{1}{2}$	0			
		1	$E1$	E_{0+}	$ E_{0+} ^2$
1	$\frac{1}{2}$	0			
		1	$M1$	M_{1-}	$ M_{1-} ^2$
		$\frac{3}{2}$	$M1$	M_{1+}	$\frac{1}{2} M_{1+} ^2(5-3x^2)$
2	$\frac{3}{2}$	2	$E2$	E_{1+}	$\frac{9}{2} E_{1+} ^2(1+x^2)$
		1	$E1$	E_{2-}	$\frac{1}{2} E_{2-} ^2(5-3x^2)$
		2	$M2$	M_{2-}	$\frac{9}{2} M_{2-} ^2(1+x^2)$
...	...	2	$M2$	M_{2+}	$\frac{9}{2} M_{2+} ^2(1+6x^2-5x^4)$
		...			

Tab. 2.3: Tabelle der Multipole in der Photondarstellung und in der Piondarstellung. Jeder Multipol besitzt eine charakteristische Winkelverteilung, mit deren Hilfe sich die einzelnen Beiträge im Wirkungsquerschnitt ermitteln lassen.

und die Paritätserhaltung für den elektrischen Übergang:

$$(-1)^L = (-1)^{l_\pi+1}$$

und den magnetischen Übergang:

$$(-1)^{L+1} = (-1)^{l_\pi+1}$$

gewährleistet sein. In der Photondarstellung wird der Multipol nur nach dem elektrischen oder magnetischen Charakter des Photons und dem Gesamtspin bezeichnet. Die Piondarstellung der Multipole berücksichtigt zusätzlich noch die Koppelung an das Nukleon. Die Notation der Multipole in der Piondarstellung ist gegeben durch

$$M_{l_\pi\pm} ,$$

wobei M den Multipol bezeichnet. Die Multipolamplituden E und M beschreiben einen elektrischen oder einen magnetischen Übergang. Der Pion-Bahndrehimpuls l_π wird mit einem Vorzeichen versehen, wodurch die Drehimpuls-Koppelung des Pions und des Nukleons zum Gesamtdrehimpuls J ausgedrückt wird. Aus der Tabelle geht hervor, daß jedem Multipol eine charakteristische Winkelverteilung zugeordnet wird. Eine modellunabhängige Bestimmung der E_{0+} Amplitude an der Schwelle ist mit Hilfe der neutralen Photo-Pionproduktion am Proton möglich. Solche Messungen werden zum Test vorhandener Theorieansätze verwendet [Bec 89],[Bec 90],[Fuc 96]. Die nichtresonante Photoproduktion von Mesonen am Nukleon wird durch einen elektrischen Multipolübergang beschrieben, wodurch die Winkelverteilung der Mesonen im Endzustand durch die s-Welle gegeben ist. Die M_{1+} Amplitude hingegen wird im wesentlichen durch die Anregung der Δ Resonanz, einem Quark-Spin-Flip bestimmt (Abbildung 2.8) [Dre 87].

Die Winkelverteilung dieser resonant produzierten Mesonen entspricht der einer p-Welle.

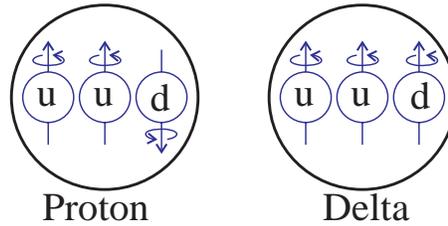


Abb. 2.8: Die Anregung der Δ -Resonanz erfolgt durch einen Quark-Spin-Flip des Nukleons. Die Resonanz zerfällt nach einer Lebensdauer von $10^{-23}s$ vorwiegend durch Aussendung eines Pions in den Grundzustand.

Der Wirkungsquerschnitt in der Multipoldarstellung

Zur Beschreibung der Photoproduktion neutraler Pionen am Proton wird eine Multipolentwicklung durchgeführt. Das Ziel dieser Multipolentwicklung ist die Bestimmung der Multipolamplituden E der elektrischen Übergänge und M der magnetischen Übergänge. Hierzu ist eine Zerlegung der elementaren Produktionsamplitude am Nukleon in einen spinunabhängigen und einen spinabhängigen Anteil durchzuführen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich als Funktion des Reaktionsmatrixelements schreiben als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \left(\frac{M}{4\pi W} \right)^2 \frac{1}{4} \sum_{\epsilon} \sum_{m_i m_f} |T_{fi}|^2$$

mit dem Pionimpuls q , dem Photonimpuls k , deren Quotient den kinematischen Phasenraumfaktor angibt, der Gesamtenergie W im Schwerpunktsystem und der Masse des Targetkerns M . Die Photonpolarisation ϵ und der Spin im Anfangszustand gehen gemittelt in den differentiellen Wirkungsquerschnitt ein. Die Spins im Endzustand m_f werden aufsummiert. Durch Anwendung der Darstellung des Reaktionsmatrixelementes wird der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der CGLN-Amplituden aufgestellt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(W, \theta) = \frac{q}{k} \left[& |F_1|^2 + |F_2|^2 + \frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + \text{Re}(F_1 F_4^*) + \text{Re}(F_2 F_3^*) \right. \\ & + \{ \text{Re}(F_3 F_4^*) - 2\text{Re}(F_1 F_2^*) \} \cos(\theta_\pi^*) \\ & - \{ \frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + \text{Re}(F_1 F_4^*) + \text{Re}(F_2 F_3^*) \} \cos^2(\theta_\pi^*) \\ & \left. - \{ \text{Re}(F_3 F_4^*) \} \cos^3(\theta_\pi^*) \right] . \end{aligned}$$

Zur Berechnung der Funktionen F_j genügt es, im ersten Resonanzbereich eine Entwicklung nach Bahndrehimpulsen der 0-ten und 1-ten Ordnung durchzuführen. Im zweiten Resonanzgebiet werden die Bahndrehimpulse bis zur Ordnung $l = 2$ entwickelt, da höhere Wellenanteile mit wachsender Photonenergie eine zunehmende Rolle spielen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Polarwinkelverteilungen lassen sich nach Potenzen von $\cos(\theta)$ gemäß

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) = \sum_{i=0}^n X_i(E_\gamma) \cos^i(\theta)$$

parametrisieren. Die maximale Ordnung n dieser Zerlegung des Wirkungsquerschnittes ist von der Energie E_γ abhängig. Bis zu Energien knapp oberhalb der Δ -Resonanz ist eine Entwicklung bis zur zweiten Ordnung hinreichend, da dort d-Wellenanteile vernachlässigbar sind. Für Energien im zweiten Resonanzgebiet ist aber eine Entwicklung bis zur sechsten Ordnung notwendig. Hier spielen die d-Wellenanteile eine zunehmende Rolle.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in der Δ -Resonanz, in der nur s- und p-Wellen ($l = 0, 1$) eine Rolle spielen, läßt sich als Funktion der Fit-Parameter A, B, und C schreiben als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k}(A + B \cos(\theta) + C \cos^2(\theta))$$

dabei sind:

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} |2M_{1+} + M_{1-}|^2 + \frac{1}{2} |3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 + |E_{0+}|^2 \\ B &= 2\text{Re}(E_{0+} (3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})^*) \\ C &= -\frac{1}{2} |2M_{1+} + M_{1-}|^2 - \frac{1}{2} |3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 + |3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 \end{aligned}$$

zusammengesetzt aus den Multipolamplituden. In Tabelle 2.3 werden die Multipole niedrigster Ordnung aufgestellt.

2.2 Die Zweipionproduktion

Die theoretische Beschreibung der Zweipionproduktion wurde erstmals von Lücke und Söding [LS 71] anhand vorhandener $p\pi^+\pi^-$ -Daten vorgenommen. Die möglichen Zweipionproduktionsprozesse am Nukleon sind:

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow \pi^+\pi^-p & \gamma n &\rightarrow \pi^+\pi^-n \\ \gamma p &\rightarrow \pi^+\pi^0n & \gamma n &\rightarrow \pi^-\pi^0p \\ \gamma p &\rightarrow \pi^0\pi^0p & \gamma n &\rightarrow \pi^0\pi^0n. \end{aligned}$$

Da das π^0 -Meson in zwei Photonen zerfällt, erfordert die Messung der neutralen Doppelpionproduktion den Nachweis von mindestens vier Teilchen im Endzustand.

Die Photoproduktion von zwei Pionen ist neben der Untersuchung von Nukleonenresonanzen auch in der Lage, bestehende Theorien wie die chirale Störungsrechnung [Ber 94] zu testen. Nachdem die experimentellen Möglichkeiten von MAMI in Verbindung mit dem DAPHNE-Detektor und dem TAPS-Spektrometer die Messung von Doppelpion-Kanälen ermöglichen, wurden auch neuere theoretische Rechnungen zur Zweipionproduktion durchgeführt, deren Grundzüge im folgenden erläutert werden. Der Produktionsprozeß zweier neutraler Pionen am Proton setzt sich zusammen aus:

- Born-Termen,
- Anregung von Nukleonenresonanzen mit anschließendem stufenweisen Zerfall,
- Anregung von Mesonenresonanzen mit anschließendem stufenweisen Zerfall $\rho \rightarrow \pi\pi$,
- komplexen Graphen, die Rückstreuung und Ladungsaustausch beinhalten.

Bei der Betrachtung der möglichen Prozesse, in denen ein korrelierter Zweipionzustand vorliegt, müssen die Quantenzahlen des $\pi^0\pi^0$ -Systems berücksichtigt werden:

Ladung	$Q = 0$
Bahndrehimpuls	$l = \text{gerade } (0,2,\dots)$
Parität	$P = +1$
C-Parität	$C = +1$
G-Parität	$G = +1$
Isospin	$I = 0,2$

Born-Terme

Die Born-Terme des Produktionsprozesses von zwei Pionen werden durch die in Abbildung 2.9 dargestellten Graphen bis zur 3. Ordnung beschrieben.

Im Fall der Produktion neutraler Pionen kann der Kontaktterm 1. Ordnung (a)

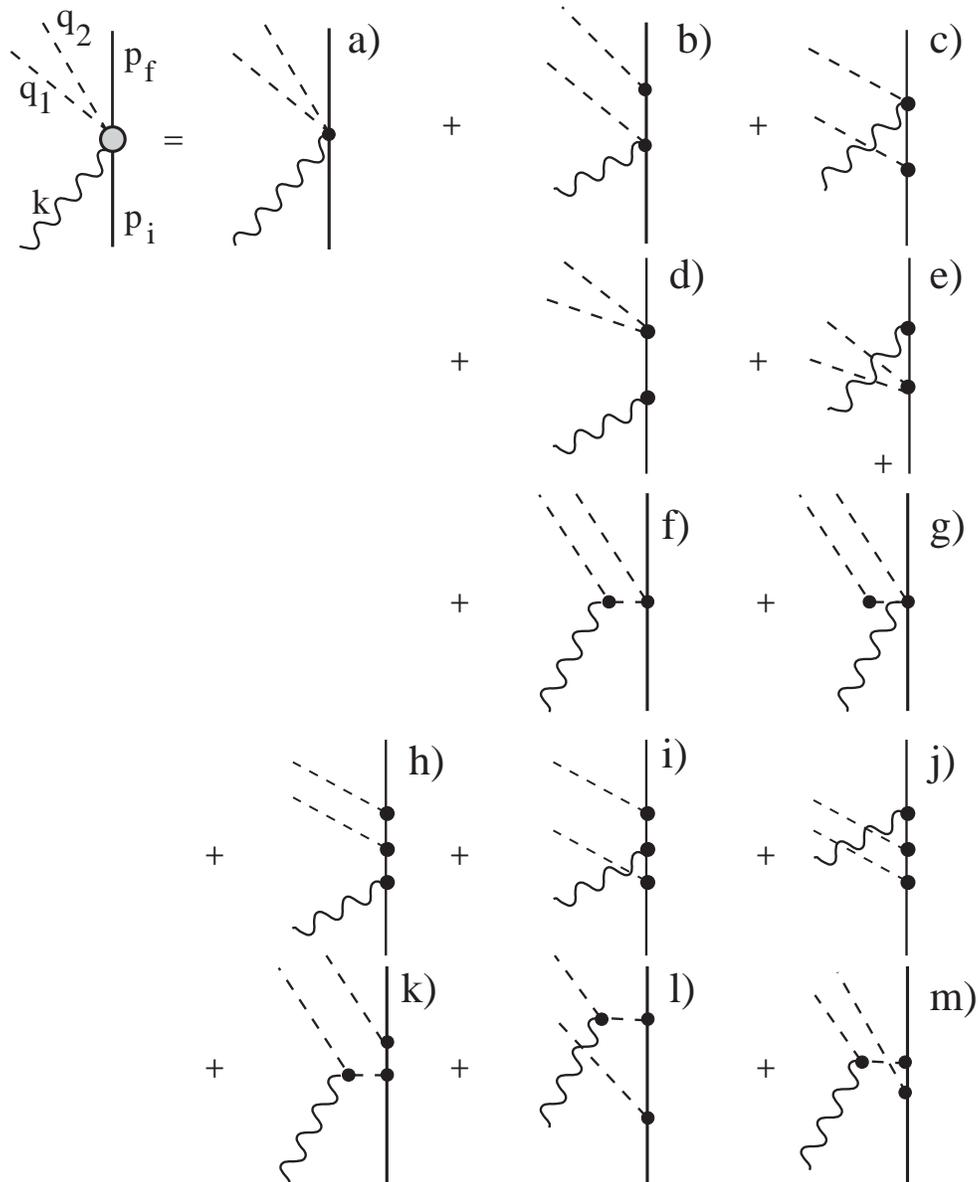


Abb. 2.9: Die Born Terme im Zweipionproduktionsprozeß bis zur 3. Ordnung, setzen sich zusammen aus Kontakttermen, Seagull-Termen und Pion-Poltermen.

vernachlässigt werden. Analog zur Einpionproduktion trägt dieser Term nicht bei, weil das Photon nicht in der Lage ist, an die beiden neutralen Pionen, die kein magnetisches Moment besitzen, anzukoppeln. Aus gleichem Grund sind auch die

Seagull-Terme ($b + c$), die Pionpolterme ($f + g$) zweiter Ordnung und die Pionpolterme dritter Ordnung ($k + l + m$) vernachlässigbar. Von den in Abbildung 2.9 aufgezeigten Graphen sind also nur Beiträge der Kontaktterme zweiter Ordnung ($d + e$) und der Seagull-Terme dritter Ordnung ($h + i + j$) möglich. Für Terme höherer Ordnung kann ein nennenswerter Beitrag ausgeschlossen werden. Für den Fall der neutralen $2\pi^0$ -Produktion sind jedoch Terme vorstellbar (Abbildung 2.10), in denen beide neutralen Pionen über Zwischenzustände von geladenen Pionen erzeugt werden.

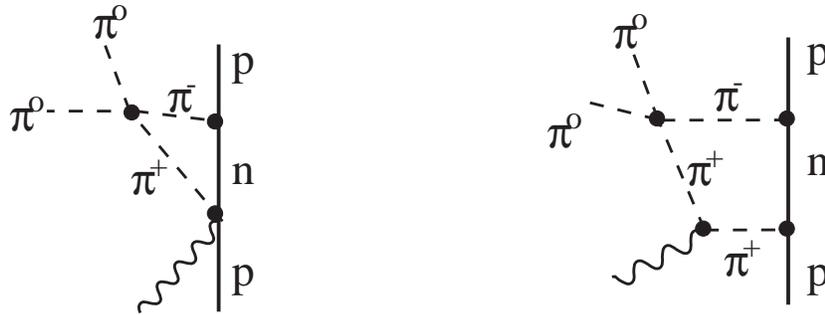


Abb. 2.10: Mögliche Graphen im $2\pi^0$ -Photoproduktionsprozeß, in denen die neutralen Pionen über Zwischenzustände von geladenen Pionen erzeugt werden.

Anregung von Nukleonenresonanzen mit anschließendem stufenweisen Zerfall

Die wesentlichen Beiträge zur Photoproduktion neutraler Pionen stammen aus der Anregung und dem Zerfall baryonischer Resonanzen, deren Graphen in Abbildung 2.11 dargestellt sind. Ein direkter Zerfall, wie in Abbildung 2.11 a) kann aus

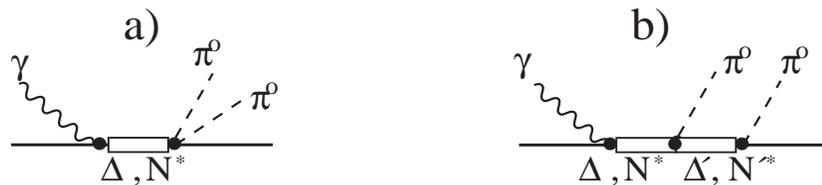


Abb. 2.11: Die Resonanz-Graphen im Doppelpionproduktionsprozeß.

Gründen der Paritätserhaltung nur bei Resonanzen mit positiver Parität stattfinden. Eine Zusammenfassung der niedrigsten Baryonenresonanzen wird in Tabelle 2.4 aufgezeigt [PDG 94]. Hieraus ist zu ersehen, daß nur die $\Delta(1232)P_{33}$, die $\Delta(1600)P_{33}$ und die $N^*(1440)P_{11}$ (Roper-Resonanz) einen solchen Zerfall zulassen. Der Zerfall von Resonanzen über einen Zwischenzustand ist jedoch immer

Resonanz	M_R MeV	Γ MeV	$I(J^P)$	BR $N\gamma$	BR $\pi\pi N_{S=0}^{I=0}$	BR $\pi^0\pi^0$	BR $\Delta\pi$	BR $N(1440)\pi$	BR $N\pi\pi$	BR $N\pi$
$\Delta(1232)P_{33}$	1232	120	$\frac{3}{2}(\frac{3}{2})^+$	0.56–0.66	-	-	-	-	-	99
$\Delta(1600)P_{33}$	1600	350	$\frac{3}{2}(\frac{3}{2})^+$?	?	ja	50–60	20–30	75–90	10–20
$\Delta(1620)S_{31}$	1620	150	$\frac{3}{2}(\frac{1}{2})^-$	0.03	?	nein	40–60	< 10	70–80	20–30
$N(1440)P_{11}$	1440	350	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2})^+$	0.08–0.11	5–10	ja	20–30	-	30–40	60–70
$N(1520)D_{13}$	1520	120	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2})^-$	0.43–0.57	< 10	nein	15–30	-	40–50	50–60
$N(1535)S_{11}$	1535	150	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2})^-$	0.10–0.20	< 10	nein	< 10	< 10	5–20	35–55
$N(1650)S_{11}$	1650	150	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2})^-$	0.04–0.16	< 5	nein	< 10	< 5	5–20	60–80
$N(1675)D_{15}$	1655	150	$\frac{1}{2}(\frac{5}{2})^-$	0.01	< 1	nein	50–60	?	50–60	40–50

Tab. 2.4: Tabelle der Verzweigungsverhältnisse der ersten Resonanzen.

möglich. In Tabelle 2.4 sind die Verzweigungsverhältnisse (BR) der ersten Nukleonenresonanzen aufgeführt. Neben der Δ -Resonanz besitzt die $N^*(1520)D_{13}$ -Resonanz die größte Photonkoppelung. Der größte Beitrag im totalen Wirkungsquerschnitt der neutralen Doppelpionproduktion wird daher durch die Reaktion

$$\gamma + p \rightarrow D_{13} \rightarrow \Delta(1232) + \pi^0 \rightarrow p + \pi^0 + \pi^0$$

erwartet.

Theoretische Vorhersagen

Die erste theoretische Beschreibung der Produktion von zwei Pionen ($\pi^+\pi^-$), stammt von Lücke und Söding [LS 71], die in einem Isobaren-Modell den Verlauf und die Größe des totalen Wirkungsquerschnittes für den Fall der geladenen Doppelpionproduktion beschreiben konnten. Für höhere Photonenergien $E_\gamma \geq 700$ MeV können weitere Nukleonenresonanzen angeregt werden, sodaß auch Reaktionen der Form

$$\gamma N \rightarrow \pi N^* \rightarrow \pi\pi N$$

möglich sind und ein weiterer Resonanz-Graph in die Berechnungen hinzugenommen werden muß.

Betrachtet man im weiteren die Produktion von zwei neutralen Pionen am Nukleon, so bleiben nur die Reaktionskanäle

$$\gamma p \rightarrow \pi^0 \Delta^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$$

$$\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$$

übrig. Die Grundzüge des Isobaren-Modells wurden von Laget und Murphy [Lag 95] aufgenommen, die zu den Graphen des Modells von Lücke und Söding

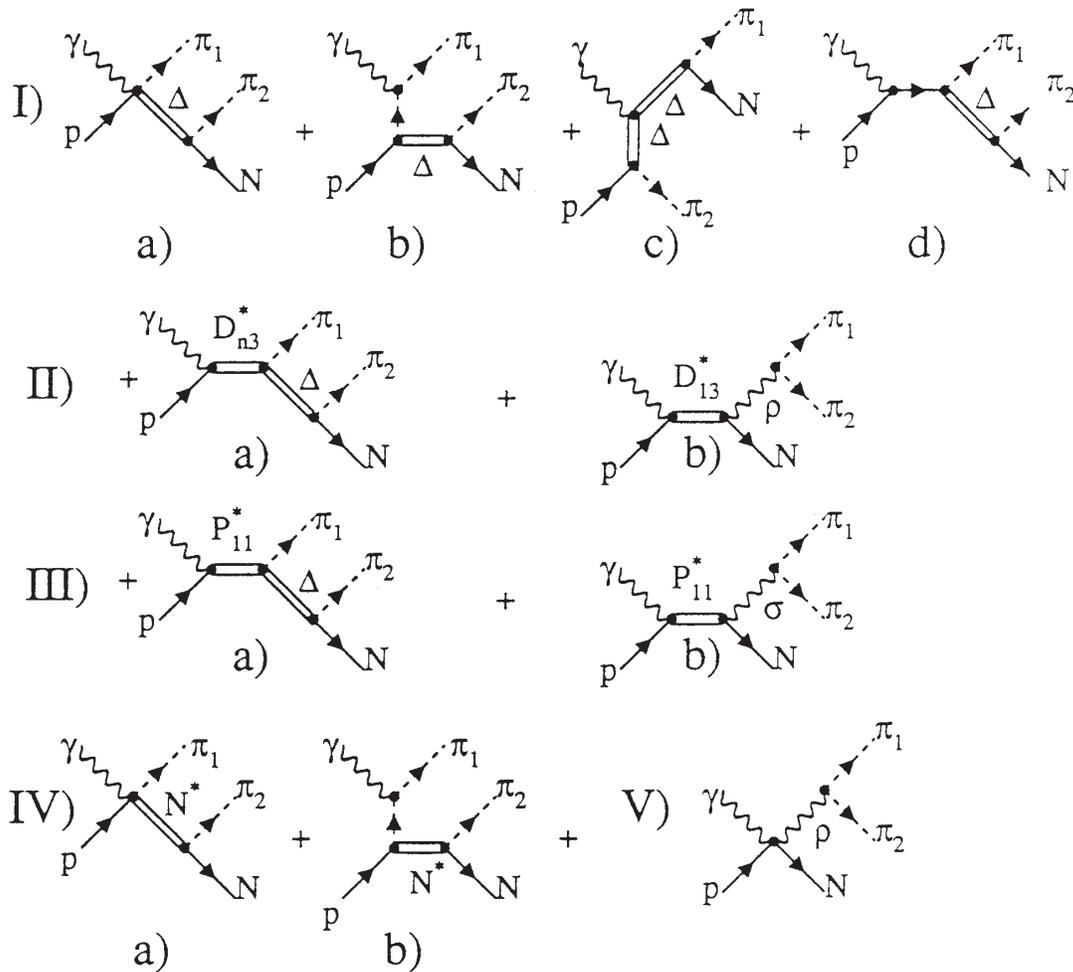


Abb. 2.12: Darstellung der im Modell von Laget berücksichtigten Graphen.

noch weitere in die Rechnungen hinzugenommen haben. Eine Darstellung aller Graphen ist in Abbildung 2.12 zu sehen.

Die Produktion geladener Pionen wird dominiert durch den Pionkontaktterm (Abbildung 2.9 a). In der Produktion neutraler Pionen tragen nicht alle Graphen bei. Da das Photon nicht direkt an das neutrale Pion an koppeln kann, verschwinden die Pionaustauschterme (Abbildung 2.12 Ib und IVb) und wegen der Eichinvarianz werden die Kontaktterme (Abbildung 2.12 Ia und IVa) stark unterdrückt. Die Graphen von Abbildung 2.12 IIb und V tragen ebenfalls nicht zur neutralen Doppelpionproduktion bei, da das ρ -Meson nicht in zwei neutrale Pionen zerfallen kann. Ebenso fallen die Born-Terme weg. Damit bleiben nur noch die Graphen von Abbildung 2.12 IIa, IIIa und IIIb, also die sequentiellen Zerfälle der D_{13}^* , beziehungsweise der P_{11} -Resonanz und der korrelierte $2 \pi^0$ -Zwischenzustand, übrig. Bei der Betrachtung des totalen Wirkungsquerschnittes

und der Aufteilung in die unterschiedlichen Kanäle, wird der totale Wirkungsquerschnitt im Modell von Laget vorwiegend durch den direkten Zerfall der P_{11} -Resonanz (Abbildung 2.13) über einen korrelierten Zweipionenzustand dominiert.

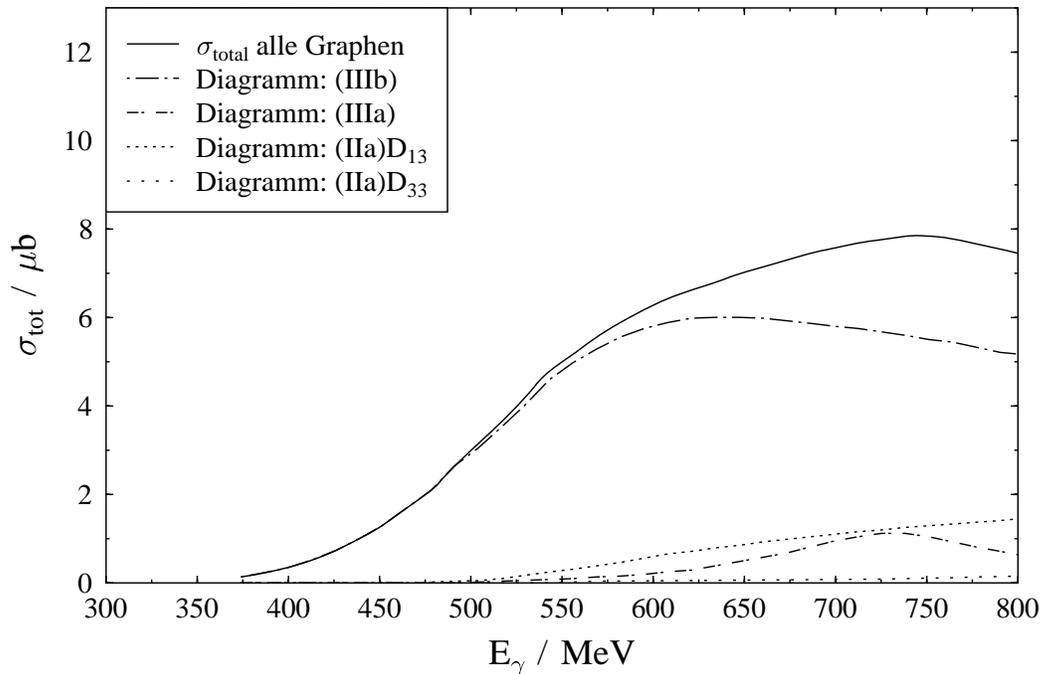


Abb. 2.13: Der totale Wirkungsquerschnitt und die Aufteilung in die einzelnen Kanäle als Funktion der Energie des einlaufenden Photons im Modell von Laget.

Eine andere Erweiterung des Isobaren-Modells mittels effektiver Lagrangians wurde von Gomez Tejedor und Oset [Ose 94] durchgeführt. In diesem Modell werden die vorhandenen $p\pi^+\pi^-$ -Daten mit 67(!) möglichen Graphen analysiert. Das zunächst zur Beschreibung der Produktion geladener Pionen entwickelte Modell, in dem der totale Wirkungsquerschnitt vom sequentiellen Zerfall der D_{13} -Resonanz, also der Reaktion



bestimmt wird, beschreibt den totalen Wirkungsquerschnitt sehr gut. Das Modell wurde später zur Beschreibung anderer Doppelpion-Reaktionskanäle erweitert.

Bei der Betrachtung der $2\pi^0$ -Produktion entfallen wieder die Born-Graphen (Abbildung 2.14 a,b und e bis g). Im Gegensatz zum Modell von Laget und Murphy tragen die Δ -Terme (Abbildung 2.14 i bis o) in diesem Modell bei, während die Beiträge der P_{11} -Anregung sehr klein sind. Dies wird deutlich bei dem Resultat

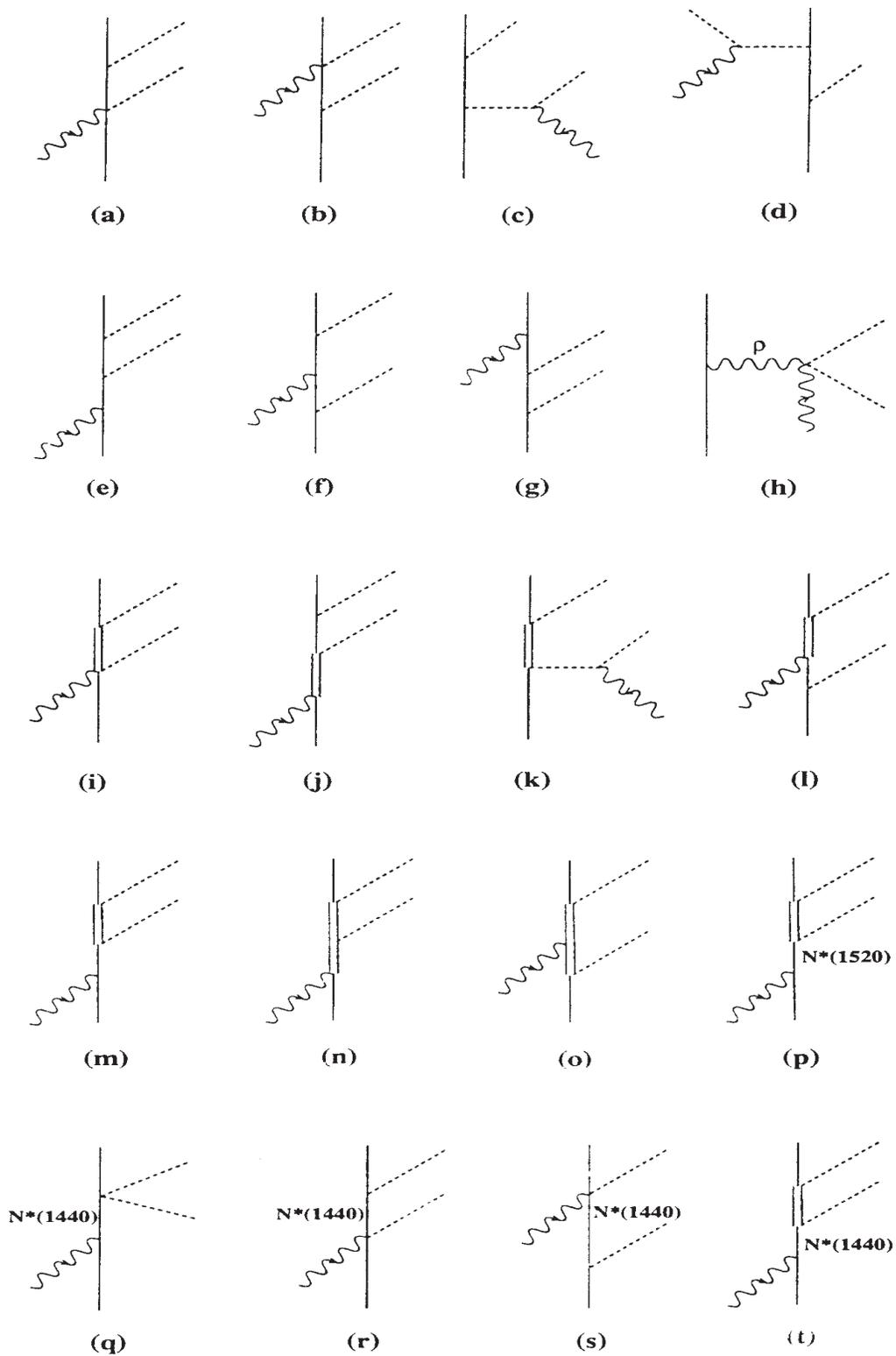


Abb. 2.14: Die im Modell von Oset berücksichtigten Graphen.

zum totalen Wirkungsquerschnitt (Abbildung 2.15) für die $2\pi^0$ -Produktion. Der größte Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt stammt vom sequentiellen Zerfall der D_{13} -Resonanz (gestrichelt), wohingegen der P_{11} -Anteil (gepunktet-gestrichelt) minimal ist. Die Δ -Terme (gepunktet) tragen nicht unerheblich zum Wirkungsquerschnitt bei, während die Born-Terme (Abbildung 2.15 gepunktete Linie) klein sind. Die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes

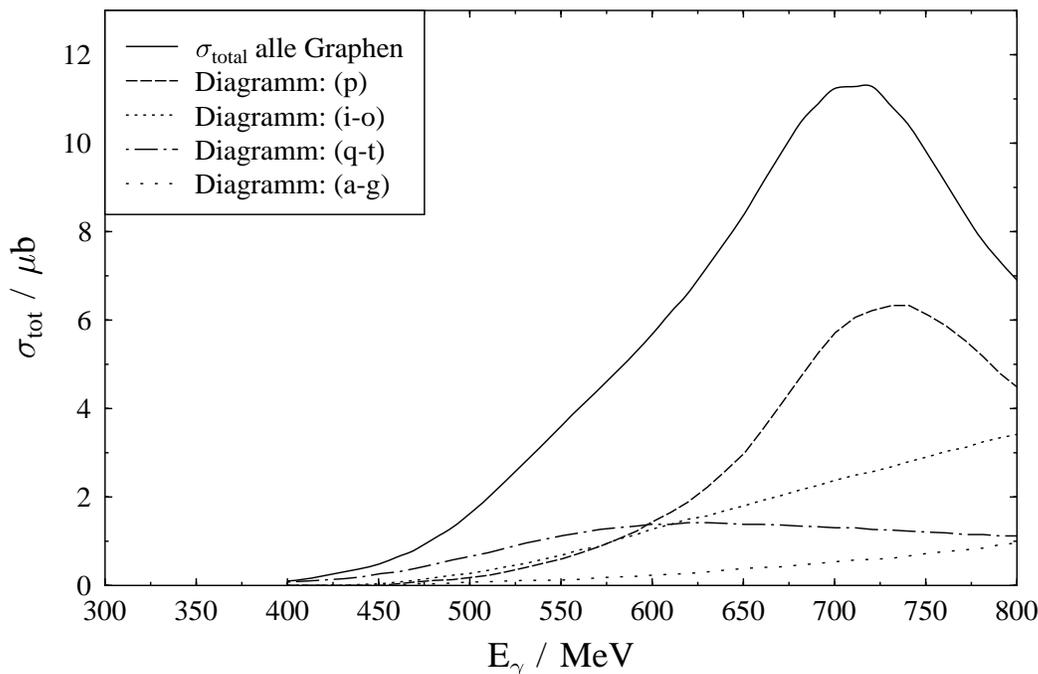


Abb. 2.15: Der totale Wirkungsquerschnitt und die Aufteilung in die einzelnen Kanäle als Funktion des einlaufenden Photons im Modell von Oset.

wird in beiden Modellen ähnlich gut beschrieben. Da die Beurteilung der Beiträge der P_{11} -Resonanz und der D_{13} -Resonanz in beiden Modellen sehr unterschiedlich ist, muß neben dem totalen Wirkungsquerschnitt auch der Reaktionsmechanismus der neutralen Doppelpionproduktion experimentell bestimmt werden.

Auch eine Überprüfung der chiralen Störungstheorie [Ber 94] ist im Bereich der $\pi^0\pi^0$ -Produktionsschwelle möglich. Betrachtet man die Voraussagen der CPT (Abbildung 2.16), so zeigt sich ein starker Unterschied zur Einpionproduktion. Während in der Einpionproduktion der Wirkungsquerschnitt durch die geladenen Kanäle dominiert wird, zeigt das Schwellenverhalten in der Zweipionproduktion einen ganz anderen Verlauf. Der Wirkungsquerschnitt für die neutrale Produktion (durchgezogene Linie) steigt hier oberhalb der Schwelle steiler an als der Wirkungsquerschnitt der geladenen Pionproduktion (gepunktete Linie). In der neutralen Einpionproduktion wird das Schwellenverhalten durch eine p-Welle be-

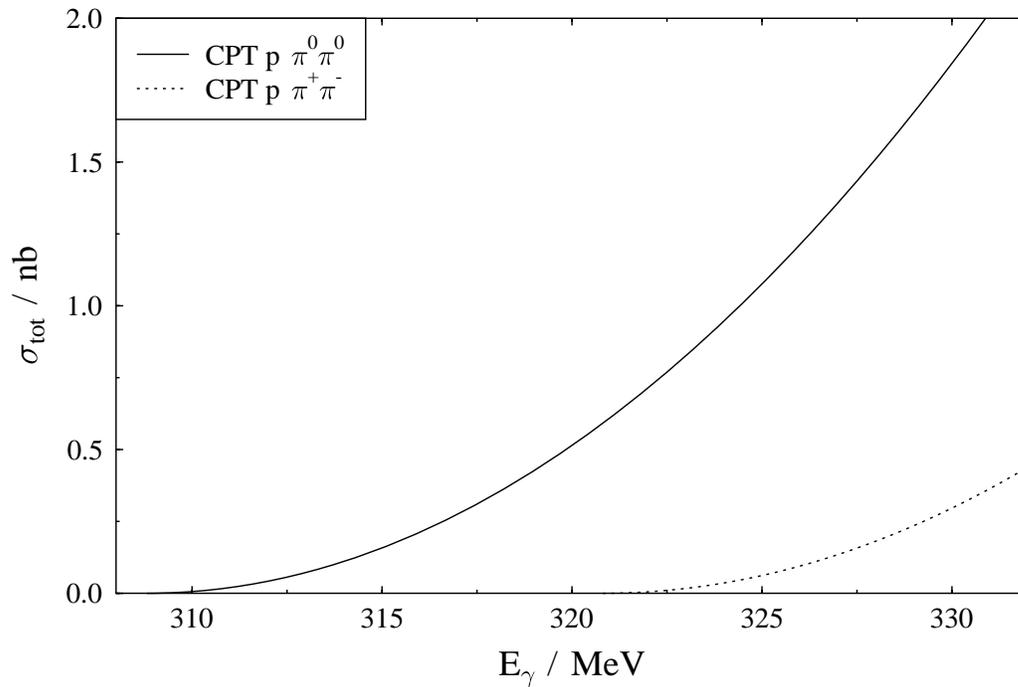


Abb. 2.16: Bei der Schwellenproduktion von zwei Pionen wird im Modell der chiralen Störungsrechnung ein wesentlich steilerer Anstieg des Wirkungsquerschnittes für die neutrale Doppelpionproduktion (durchgezogene Linie) vorhergesagt als für die geladenen Kanäle (gepunktete Linie). Dies entspricht nicht den Erfahrungen aus der Einpionproduktion, in der die geladenen Kanäle ein wesentlich ausgeprägteres Schwellenverhalten zeigen.

schrieben wohingegen die geladene Pionproduktion s-Wellen-Verhalten zeigt. Bei der Zweipionproduktion zeigen die geladenen und die neutralen Kanäle ein ähnliches p-Wellen-Verhalten. Die experimentelle Überprüfung dieser Rechnung ist daher wichtig. Obwohl der Wirkungsquerschnitt sehr klein ist, kann die Doppelpionproduktion neutraler Pionen im Prinzip fast untergrundfrei gemessen werden.

3. Experimenteller Aufbau

Im folgenden wird der apparative Aufbau des Experimentes zur Photoproduktion neutraler Pionen mit dem Spektrometer TAPS am Mainzer Mikrotron dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Apparaturen findet sich in den angegebenen Quellen zu jedem Kapitel.

3.1 Der Beschleuniger

Der Elektronenbeschleuniger MAMI (= MAInzer MIKrotron) hat ein Tastverhältnis von 100%. Er besteht aus einem Vorbeschleuniger als Injektor und aus einer Kaskade von drei unterschiedlich dimensionierten, hintereinander angeordneten Beschleunigungsstufen, die aufgrund der Form der Elektronenbahnen Rennbahn-Mikrotrone (engl. Race-Track-Microtron, kurz RTM) genannt werden (Abbildung 3.1). Nach der Vorbeschleunigung in einem Linearbeschleuniger auf ca. 3.5 MeV , werden die Elektronen in das *RTM 1* injiziert und auf 14 MeV beschleunigt (18 Umläufe). Nach Durchlaufen des *RTM 2* besitzen die Elektronen eine Energie von 180 MeV (51 Durchläufe). Ab dieser Energie stehen die Elektronen für Experimente zur Verfügung. Im *RTM 3* gewinnen die Elektronen pro Umlauf 7.5 MeV . Aus jedem zweiten Umlauf können die Elektronen zum Experimentierplatz ausgekoppelt werden. Das *RTM 3* besitzt 90 Umläufe. Somit stehen Elektronen zwischen 180 MeV und 855 MeV in Schritten von 15 MeV zur Verfügung. Bei der Maximalenergie (855 MeV) hat der Strahl eine Energiebreite von $\pm 60 \text{ keV}$. Der maximale Strom beträgt $100 \mu\text{A}$, bei einer maximalen Strahlemittanz vertikal $\leq 0.04 \pi \text{ mm mrad}$ und horizontal $\leq 0.14 \pi \text{ mm mrad}$ [Her 86],[Wal 90b],[Fri 91],[Ahr 94]. Für Koinzidenzmessungen mit Elektronen und Photonen wurde mit diesem Beschleuniger eine neue Generation von Experimenten ermöglicht, die es erlauben, kleine Wirkungsquerschnitte in angemessenen Zeiten zu bestimmen.

3.2 Die Photonenmarkierungsanlage

Der vom Beschleuniger gelieferte Elektronenstrahl wird zur Erzeugung hochenergetischer, monochromatischer Photonen verwendet. Die monochromatischen Elektronen aus dem Beschleuniger treffen auf ein Bremsstrahltarget, den soge-

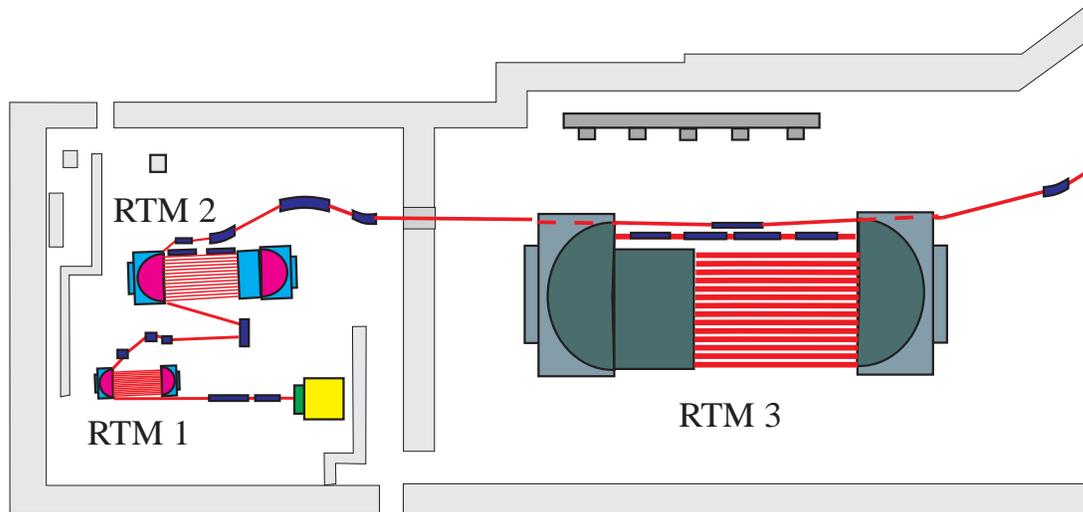


Abb. 3.1: Der in Mainz aufgebaute Beschleuniger besteht aus drei sogenannten Rennbahn-Mikrotronen. Er liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von 855 MeV.

nannten Radiator¹. Die entstehenden Bremsquanten werden in Vorwärtichtung emittiert. Aus dem Energieverlust eines Elektrons im Bremsstrahlprozeß wird die Energie des Bremsquants bestimmt. Dies geschieht in der Photonenmarkierungsanlage (engl. *Tagger*). Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die am Bremsstrahlprozeß beteiligten Elektronen werden im Magnetfeld des breitbandigen Elektronenspektrometers abgelenkt und treffen je nach Energie auf einen der durch 352 überlappenden Plastikszintillatoren definierten Kanäle in der Fokalebene des Spektrometers [Owe 90],[Ahr 91],[Ant 91],[Hal 96]. Die Photonenergie entspricht dann dem Energieverlust des Elektrons

$$E_\gamma = E_0 - E_{e-}.$$

Der beim Bremsstrahlprozeß auf den Radiatorkern übertragene Impuls ist sehr klein, so daß der Energieübertrag vernachlässigt werden kann. Der Photonenstrahl wird im allgemeinen auf etwa einen charakteristischen Winkel $\theta_c = m_e/E_0$ kollimiert, wodurch etwa 50% des erzeugten Bremsquants für Experimente benutzt werden können. Das Verhältnis aus koinzident zu den Plastikdetektoren der Taggerleiter nachgewiesenen Bremsstrahlungsquanten $N_\gamma^c(E_\gamma)$ und den frei nachgewiesenen Elektronen $N_{e-}(E_\gamma)$ wird Markierungseffizienz (engl. *tagging efficiency*) genannt und berechnet sich zu

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{N_\gamma^c(E_\gamma)}{N_{e-}(E_\gamma)}.$$

¹Für den in dieser Messung nicht polarisierten Photonenstrahl bestand dieser Radiator aus einer 4 μm dicken Nickelfolie; dies entspricht $\sim 10^{-3}$ Strahlungslängen.

Die Markierungseffizienz ist in erster Linie von der Kollimation des Photonenstrahls abhängig und muß bei jedem Experiment mit einem totalabsorbierenden Detektor², bei niedriger Strahlintensität, bestimmt werden. Die Überwachung des Strahls während des Experimentes erfolgt durch Messung des Photonennflusses mit einer Ionisationskammer vom Typ P2 [PD 92], die am Ende des Photonenstrahls aufgebaut ist. Das Verhältnis aus der gemessenen Photonennrate und der Rate der im Tagger gemessenen Elektronen ermöglicht eine Überwachung der Markierungseffizienz.

Auf diese Weise ist es möglich, eine Rate markierter Photonen von etwa $10^8 s^{-1}$ über einen Energiebereich von $40 MeV - 792 MeV$ zu erzeugen. Die Energieauflösung für die Photonen, beziehungsweise Elektronen, ist durch die Breite der Überlappung der Plastiksintillatoren gegeben und beträgt etwa $2 MeV$. Im

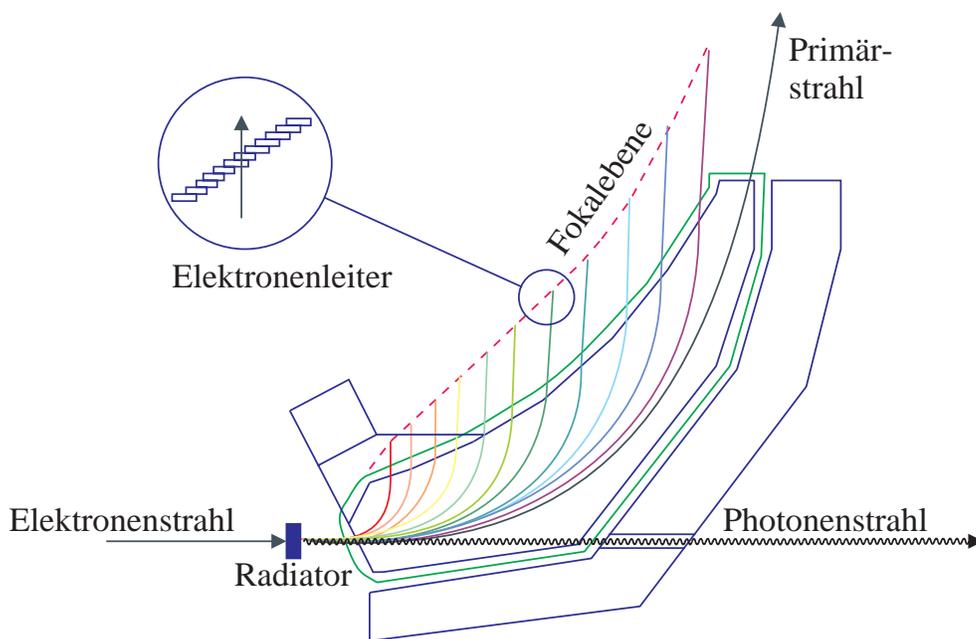


Abb. 3.2: Glasgow Tagger, die Photonenmarkierungsanlage der A2-Kollaboration in Mainz.

Gegensatz zu vorherigen Messungen zur Photoproduktion von Mesonen mittels kontinuierlicher Bremsstrahlung, stellt die Photonenmarkierungsanlage ein ideales Instrument dar, das in Verbindung mit dem hervorragenden Strahl von MAMI neue Präzisionsmessungen zur Untersuchung nuklearer und subnuklearer Strukturen erlaubt.

²in diesem Experiment einem Bleiglasdetektor

3.3 Das Spektrometer TAPS

Das Photonen-Spektrometer TAPS (=Two/Three Arm Photon Spectrometer) wurde zur Spektroskopie hochenergetischer Photonen, wie zum Beispiel der Zerfallsphotonen von neutralen Mesonen (η , π^0), von einer internationalen Kollaboration entwickelt und aufgebaut [TC 87],[Nov 87],[Nov 91].

Zu dieser Kollaboration haben sich Mitglieder der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt (GSI), des II. Physikalischen Instituts der Justus-Liebig-Universität in Gießen, des Institut Grand Accélérateur d'Ions Lourds in Caen (GANIL), des Kernfysisch Versneller Instituut in Groningen (KVI), des Nuclear Physics Institute in Řež und des Instituto di Fisica Corpuscular der Universität Valencia zusammengeschlossen. Das TAPS-Spektrometer ist zum Nachweis von Photonen über einen großen Energie- und Winkelbereich ausgelegt.

Aus der gewonnenen Information erfolgt die Identifikation der neutralen Pionen und Etas mittels der Bestimmung der invarianten Masse

$$m_{inv}^2 = (\hat{P}_1 + \hat{P}_2)^2,$$

die die Viererimpulse der Reaktionsprodukte beinhaltet. Die invariante Masse ist eine lorentzinvariante Größe, welche die Ruhemasse des zerfallenen Teilchens beschreibt. Für das neutrale Pion, das zu 98,8% und das η , das zu 37% in zwei Photonen zerfällt, wird die invariante Masse aus der Kenntnis der Photonenergien und -winkel durch den Ausdruck

$$m_{inv}c^2 = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\Theta_{\gamma_1\gamma_2})}$$

bestimmt. Um solche Mesonen zu rekonstruieren, wurden grundsätzlich folgende Anforderungen an das TAPS-Spektrometer gestellt:

- gute Energieauflösung für Photonen zur Bestimmung von E_{γ_1} und E_{γ_2} der Zerfallsphotonen im Energiebereich von 10 MeV bis 1 GeV,
- gute Ortsauflösung zur Bestimmung des Öffnungswinkels $\Theta_{\gamma_1\gamma_2}$ zwischen den Zerfallsphotonen [Sch 89],[Sch 90],[Mol 92],
- gute Zeitauflösung zum koinzidenten Nachweis der Zerfallsphotonen,
- Trennung neutraler Teilchen von geladenen Teilchen,
- große geometrische Akzeptanz.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde das TAPS-Spektrometer als modulares Detektorsystem aus 352 einzelnen Bariumfluoridszintillatoren (BaF_2) aufgebaut [Str 88]. Dabei wird durch eine angepaßte Szintillatordimensionierung die geforderte Energieauflösung und durch eine hohe Granularität des Detektorsystems die notwendige Orts- und damit Winkelauflösung erreicht. Das gewählte Szintillatormaterial liefert eine hervorragende Zeitauflösung zum eindeutigen

Nachweis koinzidenter Zerfallsphotonen. Um neutrale Teilchen von geladenen zu trennen, ist vor jedem einzelnen Bariumfluoriddetektor ein CPV³-Detektor angebracht [Ras 89],[Bru 92]. Der Aufbau eines solchen BaF_2 -Einzeldetektors und des TAPS-Gesamtspektrometers wird nachfolgend beschrieben.

3.3.1 Aufbau eines Detektormoduls

Ein BaF_2 -Einzeldetektor ist aufgebaut aus einem BaF_2 -Kristall⁴, an dessen einem Ende ein Photomultiplier und ein Spannungsteiler angebracht sind (Abbildung 3.3).

Der BaF_2 -Kristall besitzt eine Gesamtlänge von 25 cm (~ 12 Strahlungslängen)⁵ mit einem hexagonalen Querschnitt mit einem Innendurchmesser von 5.9 cm (~ 1.34 Molière-Radien⁶), an dessen zylindrischen Ende der Photomultiplier angekoppelt ist. Zur Magnetfeldabschirmung bis 0.02 T sind das zylindrische Ende des Kristalls und die Photoröhre mit einem μ -Metallzylinder ummantelt. Ein Laser-System [Ven 91] erlaubt zusätzlich die Überwachung und Kontrolle der Stabilität der BaF_2 - und CPV- Einzeldetektoren (s.u.).

Das Szintillatormaterial ist nicht hygroskopisch, so daß auf ein massives mecha-

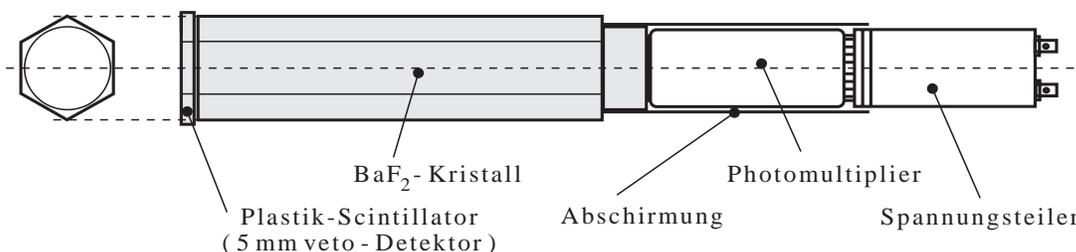


Abb. 3.3: Der BaF_2 -Einzeldetektor besteht aus dem lichtdicht eingepackten Szintillatormaterial, dem Photomultiplier und einem Spannungsteiler.

nisches Gehäuse verzichtet werden kann. Zur Lichtreflektion sind die Kristalloberflächen poliert und mit Teflon- und Aluminiumfolie umwickelt. Die Lichtdichtheit und die mechanische Stabilität wurden durch eine Schumpfschlauchummantelung erreicht.

Auf der Frontseite eines jeden TAPS-Moduls befindet sich je ein separater NE102A CPV-Detektor, ebenfalls hexagonaler Form, mit einer Dicke von 0.5 cm und einem Innendurchmesser von 6.5 cm. Dieser ermöglicht die Trennung von neutralen und geladenen Teilchen. Die wesentlichen Eigenschaften des BaF_2 -Kristalls sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Eine der herausragenden Eigenschaften

³Charged Particle Veto

⁴Firma Dr. Karl Korth, Kiel, FRG

⁵In einer Strahlungslänge X_0 werden hochenergetische Photonen zu 54% absorbiert

⁶Innerhalb von 2 Molière-Radien sind 90% des elektromagnetischen Schauers enthalten

Dichte:	4.89	g/cm^2
Brechungsindex:	1.56	bei 325nm
Strahlungslänge X_0:	2.03	cm
Molière Radius:	4.4	cm
kritische Energie:	12.7	MeV
Szintillationslicht:		
schnelle Komponente	220	nm
langsame Komponente	300	nm
Abklingzeit:		
schnelle Komponente	760	psec
langsame Komponente	620	nsec

Tab. 3.1: Eigenschaften des BaF_2 -Szintillators.

ist der in zwei Lichtkomponenten aufgeteilte Szintillationsmechanismus. Eine lange Komponente, die den Hauptanteil des Lichtes liefert und eine kurze Komponente, über deren kurze Anstiegszeit eine gute Zeitauflösung erreicht wird. Durch minimal und maximal ionisierende Teilchen werden die beiden Lichtkomponenten unterschiedlich angeregt. Mittels einer Pulsform-Analyse, die in Kapitel 4.2 beschrieben wird, erfolgt eine Trennung von Hadronen und Photonen. Betrachtet man die Pulsform (Abbildung 3.4) des BaF_2 -Detektors für Photonen (minimal ionisierend) und für α -Teilchen (maximal ionisierend), so sind Unterschiede in der Anregung und der Abfallzeiten der Signale zu sehen. Wie läßt sich dieses Verhalten des BaF_2 -Szintillators erklären?

Prinzipiell beruht die Wirkungsweise eines Szintillators darauf, daß die nachzuweisenden Photonen und Hadronen mit dem Material elektromagnetisch wechselwirken [Mat 90]. Die dabei auftretenden Prozesse werden im folgenden kurz beschrieben.

Photonen wechselwirken mit Materie in erster Linie durch drei material- und energieabhängige Prozesse [Pov 94]:

- Photoeffekt,
- Comptoneffekt,
- Paarbildung.

Der Photoeffekt tritt vor allem bei niederenergetischen Gammaquanten auf. Dabei wird das Photon vollständig durch die Elektronenhülle des Szintillators absorbiert. Ein Elektron der Atomhülle, das die Energie des Photons übernommen hat, wird in einen angeregten Zustand versetzt oder verläßt den Kern vollständig, wenn die Bindungsenergie kleiner als die Energie des Gammaquants ist ($E_B < h\nu$). Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Gammaquants und E_B die Bindungsenergie des Elektrons.

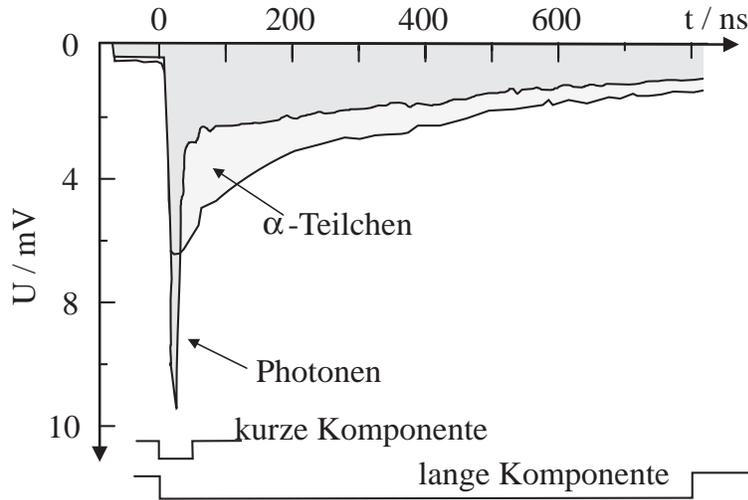


Abb. 3.4: Lichtausbeute aus einem BaF_2 -Kristall. Durch den schnellen Anstieg des Signals der kurzen Komponente wird eine sehr gute Zeitauflösung erreicht. Die lange Komponente ist für die Energieauflösung verantwortlich. Die Form der unterschiedlichen Antwortsignale des BaF_2 -Kristalles erlaubt eine zusätzliche Teilchentrennung. Die Kombination beider Signale wird in einer Pulsformanalyse zur Teilchenseparation benutzt [Sch 89].

Der Comptoneffekt ist die Streuung eines Photons an einem quasifreien Elektron. Beim Stoß verschiebt sich die Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{\nu}$ um die vom Streuwinkel des Photons ϑ_c abhängige Größe $\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos \vartheta_c)$, wobei $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$ als Comptonwellenlänge des Elektrons bezeichnet wird (m_e : Elektronenmasse, c : Lichtgeschwindigkeit, h : Plancksches Wirkungsquantum).

Der dritte, für Hochenergieexperimente wichtigste Effekt, ist die Paarbildung. Bei der Paarbildung konvertiert das Photon im Feld des Atomkerns in ein Elektron - Positron - Paar. Dabei übernimmt der Kern den überschüssigen Impuls. Die Mindestenergie des Photons muß doppelt so groß sein wie die Ruhemasse des Elektrons. Die Intensität I des Photonenstrahls nimmt mit der Wegstrecke x gemäß dem Absorptionsgesetz $I = I_0 e^{-\mu x}$ ab. Für hochenergetische Photonen, im BaF_2 -Kristall oberhalb etwa 10 MeV , ist μ praktisch alleine durch den Paarquerschnitt gegeben und praktisch konstant (Abbildung 3.5).

Geladene Teilchen wechselwirken mit Materie in erster Linie durch Ionisation und Bremsstrahlung. Der Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation wird durch die Bethe - Bloch - Formel

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad \text{wobei } \beta = \frac{v}{c}$$

beschrieben. Für hochenergetische Elektronen und Positronen dominiert jedoch die Bremsstrahlung, bei der das Elektron (Positron) durch Abbremsung im Feld

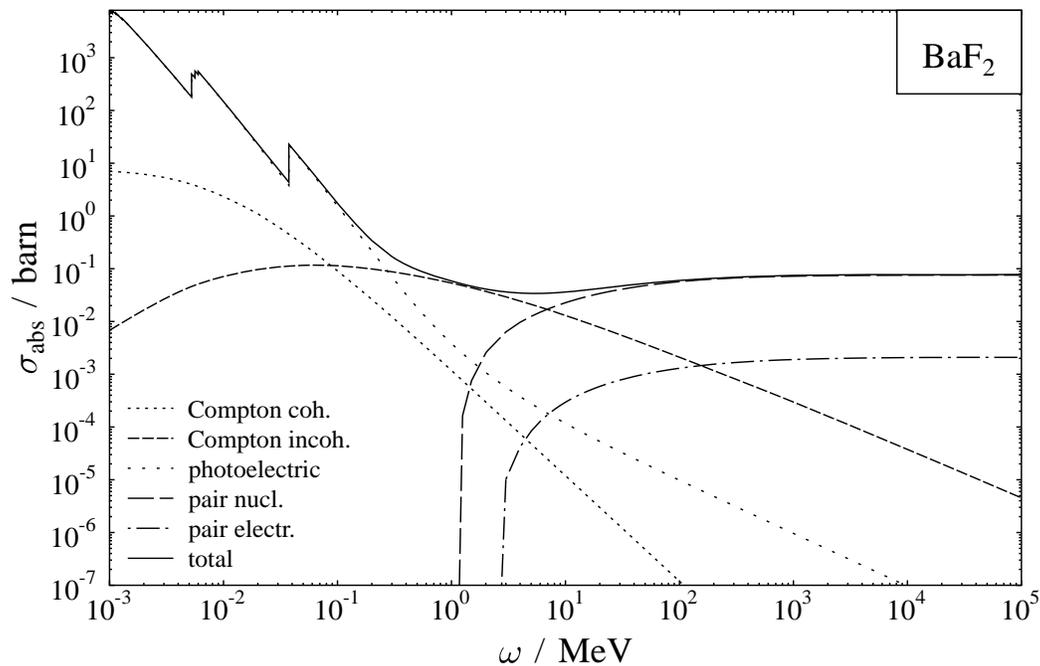


Abb. 3.5: Der totale Photoabsorption-Wirkungsquerschnitt σ_{abs} als Funktion der Photonenergie ω setzt sich aus den im Text beschriebenen Einzelbeiträgen zusammen. Oberhalb etwa 10 MeV trägt fast ausschließlich der Paarquerschnitt bei.

des Kerns Energie durch Abstrahlung von Photonen abgibt. Die kritische Energie, oberhalb der die Bremsstrahlung die Ionisation überwiegt, liegt für BaF_2 bei 12.7 MeV.

Die Teilchenidentifikation wird mit der *Pulsformanalyse*⁷ durchgeführt. Dabei werden die Lichtausbeuten der kurzen und der langen Komponente verglichen. Die Erklärung des differenzierten Verhaltens des Szintillationslichtes für verschiedene Teilchen liegt in der unterschiedlichen Ionisationsdichte für Photonen und Teilchen im Szintillatormaterial selbst. Tritt ein Teilchen mit einem großen spezifischen Energieverlust in den BaF_2 -Kristall ein, so entsteht ein Gebiet hoher Ionisationsdichte, die in der kurzen Komponente des Szintillationslichtes zum sogenannten *quenching* führt. Dabei wird der Energieverlust des eintretenden Teilchens nicht nur in Szintillationslicht umgesetzt, sondern ein gewisser Teil der Energie versetzt das Kristallgitter in Schwingungen. Dies führt dazu, daß die Lichtausbeute für minimalionisierende und maximalionisierende Teilchen unterschiedlich ist. Ein Vergleich beider Komponenten des Szintillationslichtes ermöglicht, aufgrund dieses *quenchings*, die Trennung von Teilchen verschiedener Ionisationsdichte.

⁷engl. PSA = Pulse Shape Analysis

3.3.2 Aufbau des Detektorblockes

Ein TAPS-Detektorblock (Abbildung 3.6) besteht aus einer Matrix von 8×8 einzelnen Detektormodulen. An der Front des Detektors sind die CPV-Detektoren angebracht, so daß jeder einzelne Szintillator einen eigenen Vetodetektor für geladene Teilchen besitzt. Für die Messungen an MAMI sind jeweils zwei solcher

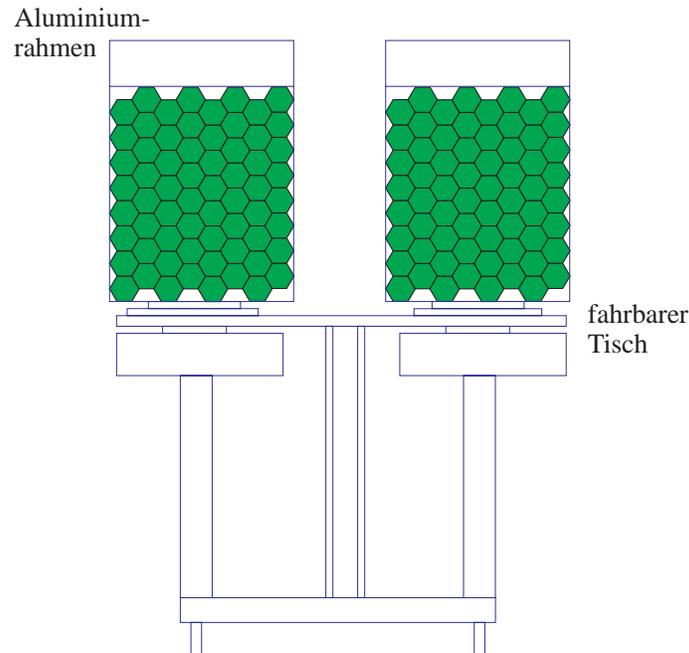


Abb. 3.6: Anordnung der Einzeldetektoren im Detektorblock.

Blöcke auf einem separaten Tisch montiert, dessen Abstand zum Target und dessen Winkel variiert werden können.

3.4 Das Wasserstofftarget

Die Messung der π^0 - und η -Mesonen am Proton soll innerhalb einiger hundert Stunden Strahlzeit durchgeführt werden. Da die Wirkungsquerschnitte klein sind, benötigt man eine hohe Luminosität, das Produkt aus dem Photonenfluß und der Massenbelegung des Targets. Der Photonenfluß ist durch die Photonenmarkierungsanlage begrenzt. Daher muß die Massenbelegung des Targets so groß wie möglich sein. Beim Einsatz gasförmiger Targets werden hohe Drücke benötigt und damit dicke Targetwände, die einen störenden Untergrund verursachen. Ebenso scheidet jede chemische Verbindung des Protons, zum Beispiel in Form von flüssigen oder festen Kohlenwasserstoffen oder Wasser, als Target aus, da der Untergrund durch Photoproduktion und Streuung an anderen Kernen des Moleküls große Beiträge liefert. Dies macht die Verwendung eines Flüssigwasserstoff-

targets notwendig, welches schon in anderer Form im CATS-Aufbau verwendet wurde [Här 91]. Die Position des Targets im Zentrum des TAPS-Spektrometers erfordert einen kompakten Aufbau der Streukammer und des Kältesystems, das im folgenden beschrieben wird. Der schematische Aufbau des Gassystems ist in Abbildung 3.8 zu sehen.

Die Targetzelle

Die bei der Messung verwendeten Targetzellen haben einen Durchmesser von 5 cm und eine Länge von 5 cm bzw. 10 cm. Die Wände bestehen aus 120 μm dicker Kaptonfolie. Kapton ist ein langmolekürliches Polyimid mit hervorragender

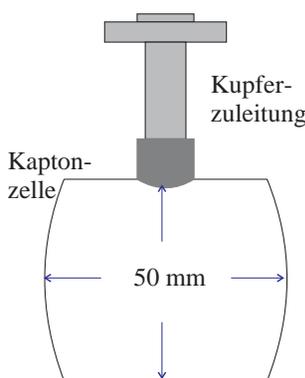


Abb. 3.7: Die Wasserstofftargetzelle besteht aus einem Kaptonzylinder und einer Wasserstoffzuführung aus Kupfer.

Festigkeit bei den erforderlichen tiefen Temperaturen. Diese Zellen wurden, wie der ganze Targetaufbau, in Mainz gebaut und getestet. Das Wasserstofftarget wird in einem Isoliervakuum betrieben. Die Dimensionierung der Streukammer ist auf die Geometrie des TAPS-Aufbaus abgestimmt. Sie besteht aus einem Aluminiumzylinder (Wandstärke: 5 mm, Außendurchmesser: 520 mm). Die geringe Wandstärke der Streukammer reduziert die Absorption und Sekundärprozesse der Photonen in den Kammerwänden, bietet aber hinreichende Festigkeit, um die mechanische Stabilität sicherzustellen. Die Zelle ist mit einem Vorratsbehälter von 388 l Gasinhalt verbunden. Die Regelung des Füllstandes erfolgt über den Dampfdruck.

Das Kältesystem

Der niedrige Siedepunkt von Wasserstoff (20 K bei Normaldruck) erfordert ein leistungsfähiges und zuverlässiges Kältesystem. Zur Verflüssigung des gasförmigen

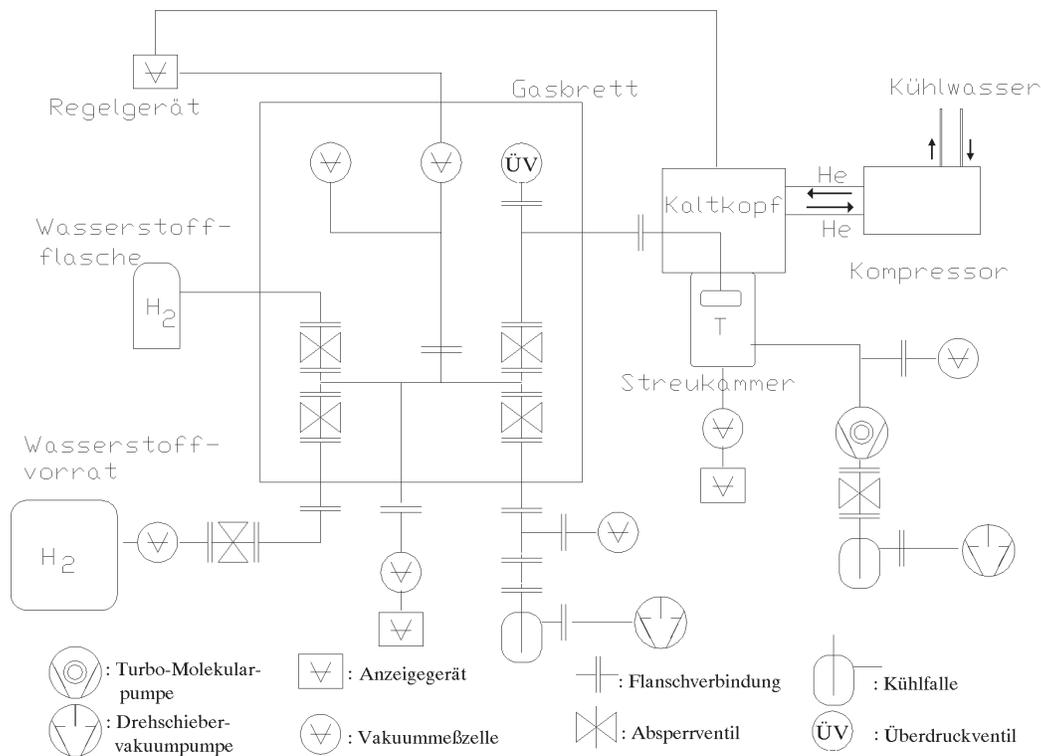


Abb. 3.8: Der schematische Aufbau des Gaskreislaufs. Die Gassteuerung auf dem Gasbrett verbindet alle Komponenten, die zur Wasserstoffverflüssigung notwendig sind.

Wasserstoffs wird ein Kryorefrigerator des Typs RD 1040 der Firma Leybold-Heraeus GmbH eingesetzt. Diese Anlage besteht grundsätzlich aus zwei Bestandteilen: einer Kompressoreinheit (RW 5) und einem Kaltkopf, der sogenannten Expansionseinheit (RGD 1040). Diese Refrigeratoren arbeiten in einem geschlossenen Heliumgas-Kreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip. Der Vorteil dieses Prinzips besteht darin, daß die Kompressoreinheit und der Kaltkopf räumlich voneinander getrennt sind, wodurch sich ein kompakter Kryotargetaufbau realisieren läßt. Der Kompressor fördert das Arbeitsgas (Helium) in einem geschlossenen Kreislauf über flexible Druckleitungen durch den Kaltkopf. Der Kompressor verdichtet das Heliumgas von ca. 7.5 bar (p_L) auf 22 bar (p_H), wodurch sich dieses auf $\sim 100^\circ C$ erwärmt. Die Temperatur des Heliumgases wird in einem direkt hinter dem Kompressor befindlichen, wassergekühlten Wärmetauscher auf $15^\circ C$ bis $20^\circ C$ reduziert. Bei dem hier verwendeten zweistufigen Kaltkopf erfolgt die Steuerung des Hoch- bzw. Niederdruck-Heliumgases durch ein rotierendes Ventil, das durch einen Synchronmotor angetrieben wird. Der Verdränger mit dem darin befindlichen Regenerator wird pneumatisch von einem Steuerkolben angetrieben. Durch geeignete Bohrungen in der Steuerscheibe erhält der Steuererraum mit dem Steuerkolben abwechselnd Hoch- und Niederdruck. Die Arbeitsfrequenz des Kaltkopfs beträgt bei 50 Hz Netzfrequenz etwa 2 Hz. Man spricht von einem

zweistufigen Kaltkopf, weil das vom Kompressor verdichtete Heliumgas in zwei Stufen des Kaltkopfes expandiert wird. Dabei wird die erste Stufe auf eine Temperatur von 30 K abgekühlt. An der zweiten Stufe steht eine Kälteleistung von 10 Watt bei 20 K zur Verfügung. An der Kaltfläche des Kaltkopfs ist ein Wärmetauscher angeschraubt. Dieser Wärmetauscher besteht aus Kupfer, das besonders im hier interessierenden Temperaturbereich hervorragende Wärmeleitungseigenschaften besitzt. Im Inneren des Wärmetauschers befinden sich Kühlrippen zur Vergrößerung der Oberfläche, an denen gasförmiger Wasserstoff kondensiert und über einen Flansch zur Wasserstoffzu- und abführung ins Target tropft. Der Kaltkopf befindet sich auf einer Hubmechanik, mit deren Hilfe die Targetzelle aus dem Photonenstrahl gefahren werden kann. Diese besteht im wesentlichen aus einem Membranbalg, der einen Hub von 140 mm erlaubt, und einem pneumatischen Zylinder.

Die Temperaturregelung

Die Temperaturregelung im Wasserstofftarget erfolgt durch Messung und Kontrolle des Dampfdruckes im Wasserstoffkreislauf. In dem abgeschlossenen Volumen ist der Dampfdruck im Arbeitsbereich proportional zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffs. Wird ein vorgegebener Wert für den Dampfdruck unterschritten, das heißt wurde zuviel Gas verflüssigt, dann wird die Kälteleistung der Maschine durch Gegenheizen reduziert. Dies geschieht über einen Heizwiderstand, der am Wärmetauscher angebracht ist. Auf diese Weise läßt sich ein Phasengleichgewicht zwischen der Flüssigkeit und dem Gas und damit ein konstanter Füllstand herstellen. Die Kenntnis der Wasserstofftemperatur erlaubt eine genaue Dichtebestimmung der Flüssigkeit (Abbildung 3.9). Nach Einschalten der Kältemaschine benötigt der Targetaufbau zur Eigenkühlung auf 20K etwa zwei Stunden. Danach sind die ersten Tropfen flüssigen Wasserstoffs in der Zelle zu sehen. Nach einer weiteren Stunde ist die Zelle ganz gefüllt, so daß zur Befüllung des Targets drei Stunden benötigt werden. Die Kälteleistung ist so groß, daß auf eine Isolation mit aluminisierter Mylarfolie verzichtet werden kann, wodurch jederzeit eine visuelle Füllstandskontrolle der Targetzelle möglich ist. Zur Durchführung eines Leertargetzyklusses, bei dem das Gas in der Zelle verdampft und die Zelle anschließend wieder befüllt wird, werden 2 Stunden benötigt.

3.5 Der Versuchsaufbau

Um das Flüssigwasserstoff-Target sind fünf TAPS-Blöcke so aufgebaut, daß mit möglichst großer Effizienz der gesamte Polarwinkelbereich für die Photoproduktion neutraler Mesonen abgedeckt wird. Mittels vorangegangener Simulationen zur π^0 - und η -Photoproduktion wurde der geometrische Aufbau für die

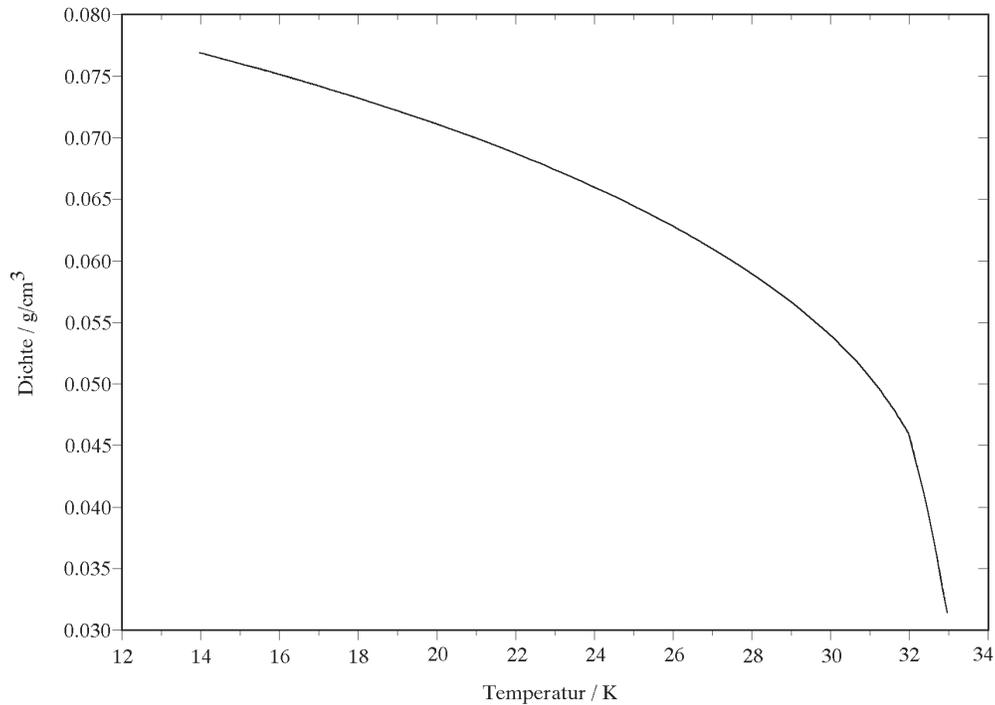


Abb. 3.9: Das Temperatur-Dichte Diagramm für H_2 wird zur Dichtebestimmung des flüssigen Wasserstoffs in der Targetzelle verwendet.

η -Produktion mit großem Öffnungswinkel optimiert. Der Abstand der Detektorfronten vom Targetmittelpunkt beträgt 550 mm . Bei dieser Entfernung überdecken die fünf Detektorblöcke einen Polarwinkelbereich von 210° . Der gesamte Raumwinkel zum Nachweis eines Photons beträgt etwa 0.6 sr . Abbildung 3.10 zeigt den Aufbau der Target- und Detektoranordnung in dieser Messung. Zum Nachweis neutraler Mesonen stehen insgesamt 320 einzelne BaF_2 -Detektoren zur Verfügung. Der fünfte, unter Rückwärtswinkel stehende Block, besaß zum Zeitpunkt dieser Messung noch keine Vetodetektoren. Die Winkel zur Strahlachse und die Abstände der Detektorblöcke zum Target konnten variiert werden. In Tabelle 3.5 sind die bei dieser Messung eingestellten Größen aufgeführt. Die

Block:	A	B	C	D	E
Polarwinkel zur Strahlachse:	-88°	-38°	38°	88°	133°
Abstand zum Targetmittelpunkt:	55cm	55cm	55cm	55cm	55cm
Anzahl der BaF_2 -Detektoren:	64	64	64	64	64
Anzahl der Veto-Detektoren:	64	64	64	64	

Tab. 3.2: Position der TAPS-Blöcke.

Detektorblockzentren wurden auf die Höhe des Photonenstrahls justiert.

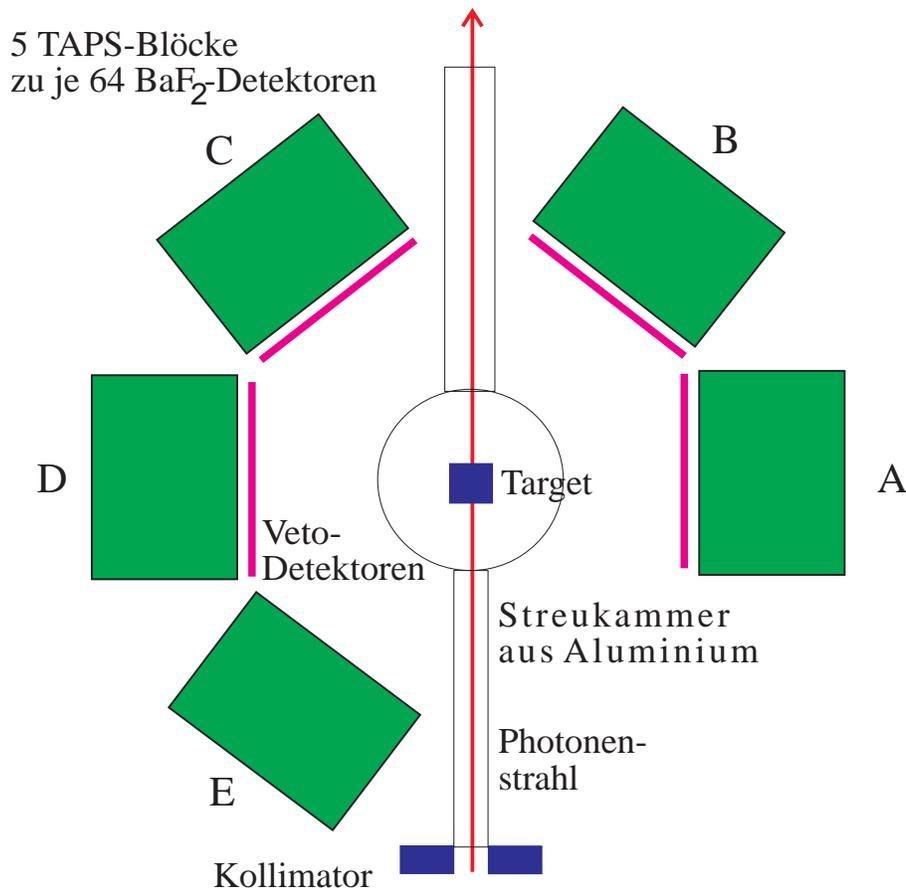


Abb. 3.10: Der schematische Aufbau des TAPS-Spektrometers in Mainz (Draufsicht).

3.6 Elektronik und Datenerfassung

Dieses Kapitel beschreibt kurz die Meßelektronik und die dazu gehörige Datenaufnahme. Die Meßelektronik besteht naturgemäß aus zwei Komponenten:

- der experimentunabhängigen Taggerelektronik zur Erzeugung des Elektronen-triggers der Photonenmarkierungsanlage,
- der experimentabhängigen Experimentlogik oder Triggerlogik, die den sogenannten X-Trigger liefert.

Da die Elektronik der Photonenmarkierungsanlage für eine Vielzahl anderer Experimente nahezu gleich bleibt und das TAPS-Spektrometer an vielen anderen Experimentierorten betrieben wird, ist ein getrennter Aufbau beider Elektroniken unumgänglich. Die Kommunikation der Elektronikkomponenten untereinander erfolgt über eine fest definierte Schnittstelle. Die Aufgabe der Triggerelektronik beziehungsweise der Triggerlogik besteht im allgemeinen darin, aus den im Detektor nachgewiesenen Signalen diejenigen herauszufiltern, die für die Mes-

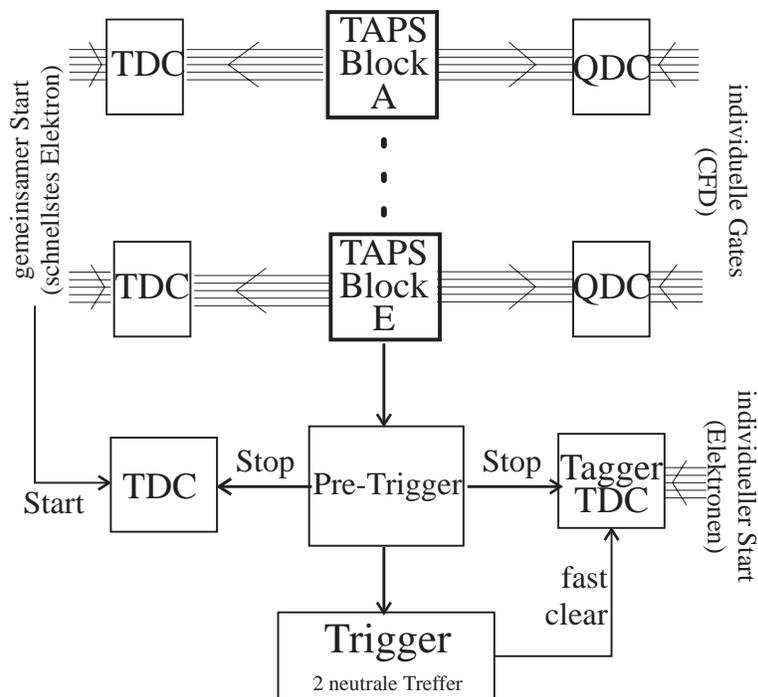


Abb. 3.11: Der schematische Aufbau der Triggerlogik.

sung interessant sind. Dies sind in dieser Messung sogenannte 2γ -Ereignisse. Das heißt, wenn in zwei TAPS-Detektorblöcken gleichzeitig neutrale Teilchen nachgewiesen werden, liegt ein zur Weiterverarbeitung geeignetes Event vor. Um die Energie des einlaufenden Photons zu bestimmen, das dieses 2γ -Ereignis erzeugt hat, muß auch gleichzeitig das Elektron auf der Elektronenleiter in der Photonenmarkierungsanlage nachgewiesen werden. Damit generell vorhandene Totzeitverluste minimiert werden, läßt die Triggerlogik also nur Ereignisse zur weiteren Bearbeitung zu, bei denen zwei Gammas koinzident mit einem Elektron im Tagger nachgewiesen wurden. Eine detaillierte Beschreibung der TAPS-Elektronik ist in [Pfe 93] zu finden.

3.6.1 Taggerelektronik

Die Aufgabe der Taggerelektronik besteht in der Bestimmung der Koinzidenz eines Elektrons in der Photonenmarkierungsanlage und eines X -Triggers der Experimentelektronik. Die Meßelektronik der Photonenmarkierungsanlage ist allgemein, d.h. nicht für ein spezielles Experiment, aufgebaut. Wird eine Koinzidenz zwischen der Taggerleiter und dem X -Trigger gefunden, so werden alle TAPS-

TDCs gestartet, die hiernach durch ein verzögertes CFD-Signal⁸ des angesprochenen BaF_2 -Detektors gestoppt werden. Die Nummer des Leiterzählers gibt die markierte Photonenergie für dieses Ereignis.

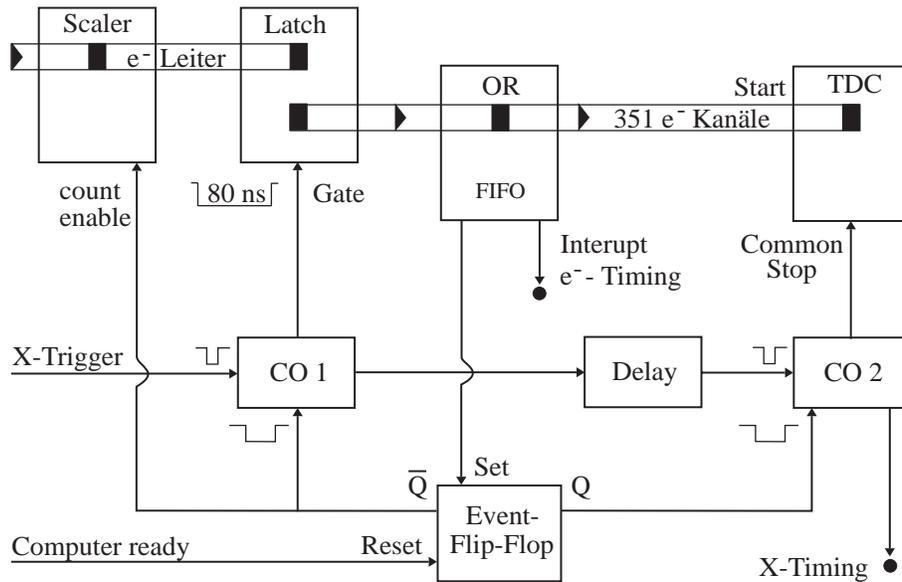


Abb. 3.12: Der schematische Aufbau der Taggerelektronik.

3.6.2 Detektorelektronik

Die Aufgabe der experimentsspezifischen Elektronik besteht in der Erzeugung eines Experiment-Triggers, des sogenannten *X-Triggers*. Dieser X-Trigger selektiert für die durchzuführende Messung wichtige Ereignisse von unwichtigen. Werden zwei neutrale Treffer in zwei unterschiedlichen Detektorblöcken nachgewiesen, so wird ein X-Trigger erzeugt. Wird zusätzlich ein Elektron auf der Leiter des Taggers gefunden, so wird der sogenannte *MASTER EVENT TRIGGER* erzeugt, der die Experimentierelektronik veranlaßt, dieses Ereignis an den Analyse-Rechner weiterzuleiten.

3.6.3 Datenerfassung

Zur Steuerung der Experimentelektronik und zur Erfassung und Speicherung der anfallenden Tagger- und Detektorinformationen wird eine MICRO-VAX-3200 benutzt. Mittels des für diese Messung angepaßten Online/Offline-

⁸Constant Fraction Discriminator: Filter zur Erzeugung eines pulshöhenunabhängigen logischen Signals

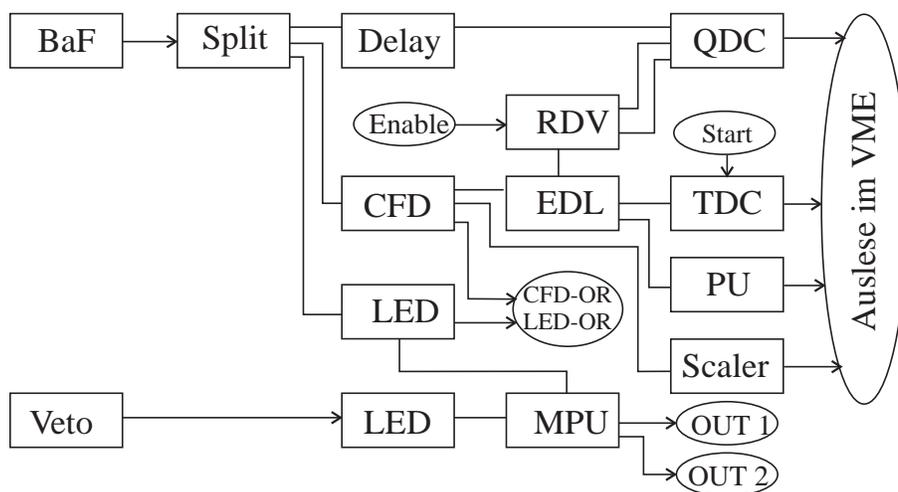


Abb. 3.13: Der schematische Aufbau der Experimentelektronik.

Analyseprogramms GOOSY⁹ [Ess 88] wird der Meßvorgang überwacht. Die in diesem Experiment verwendeten CAMAC¹⁰ -Systeme haben hauptsächlich folgende Funktion:

- CAMAC-Zweig zur Steuerung und Einstellung der Zeitfenster, der Hochspannung und Diskriminatorschwellen für die Photomultipliersignale der BaF_2 -Module und der Veto-Detektoren.
- CAMAC-Zweig zur Erfassung der Zeit- und Energieinformationen.

Zwei VME-Rechner¹¹ sorgen für die Datenauslese der in den CAMAC-Zweigen des TAPS-Spektrometers und des Taggers aufgenommenen Signale. Ebenso werden diese VME-Systeme, ausgestattet mit E6 CPU-Karten, zur Initialisierung der Experimentierelektronik und des Taggers verwendet. Die Koppelung der beiden VME-Systeme erfolgt mit Hilfe spezieller VIC-Controller (*VMV Interface Controller*), die hohe Datentransferraten ermöglichen [Tri 93]. Die auf diese Weise erhaltenen Daten werden an den VAX-Rechner weitergeleitet und auf Exabyte-Bändern gespeichert. Das Analyseprogramm erlaubt eine *online*-Auswertung der Meßdaten und somit eine Kontrolle des Meßvorgangs.

3.7 Experimentdurchführung

Die Auslegung des TAPS-Spektrometers als *Wanderdetektor*, der an vielen anderen Forschungseinrichtungen, unter anderem am GANIL in Caen oder an der GSI in Darmstadt eingesetzt wird, erforderte für die Messungen an MAMI einen fest

⁹GSI Online-Offline-System

¹⁰Computer Aided Measurement And Control

¹¹Versatile Modules on Eurocards: standardisiertes, offenes Datenerfassungssystem

Beschleuniger:	
Primärenergie	855 MeV
mittlerer Strom	50 nA
Tastverhältnis	100 %
Photonenmarkierungsanlage:	
Magnetfeld	1.014 Tesla
Radiator	4 μm Nickel
Energiebereich	200 MeV - 792 MeV
π^0 Detektor:	
BaF_2 -Matrix	8 Zeilen \times 8 Spalten
Detektormaterial	BaF_2 -Kristall
Einzeldetektor	250 mm Tiefe, hexagonal 60 mm
Gesamtanordnung	320 Einzeldetektoren
Targetabstand	500 mm
Raumwinkel	0.6 sr
Wasserstofftarget:	
Länge	50 mm
Durchmesser	50 mm
Dichte	0.0707 g/cm^3
Anzahl der Targetprotonen	$2.13 \cdot 10^{23} \text{ 1}/\text{cm}^2$
Zählraten:	
Triggerrate	150 Hz
Leiterrate	100 MHz
Koinzidenzfenster	50 ns

Tab. 3.3: Experimentparameter zur Messung.

vorgegebenen Zeitplan. Das zu absolvierende Meßprogramm war im April 1992 abgeschlossen. Die Experimentparameter sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Folgende Meßschritte wurden zur Bestimmung der Markierungswahrscheinlichkeit und der eigentlichen Datenaufnahme durchgeführt:

- Optimierung des Elektronenstrahls,
- Messung der Markierungseffizienz bei geringer Strahlintensität,
- Experimentablauf bei geeignet hoher Strahlintensität und Kontrolle des Photonflusses mit einer Ionisationskammer,
- erneute Messung der Markierungseffizienz bei geringer Strahlintensität.

Hierbei wird angenommen, daß die Markierungseffizienz stromunabhängig ist.

4. Datenauswertung

Die Rohdaten lagen nach Abschluß der Messungen, ereignisweise abgespeichert, auf Exabyte-Bändern vor. In einem solchen Ereignis sind folgende Informationen enthalten:

1. *trigger pattern*: Das Muster des Triggers für das ausgelesene Ereignis,
2. *BaF₂ data*: Informationen des Detektors:
 - Anzahl, Muster und Nummern der angesprochenen Detektoren im Block,
 - Ladungsinhalt(Energie) der langen und kurzen Lichtkomponente,
 - Zeitinformation,
3. *veto data*: Informationen der Veto-Detektoren:
 - Anzahl, Muster und Nummern der angesprochenen Veto-Detektoren im Block,
4. *laser data*: Alle Informationen für das Lasersystem,
5. *scaler data*: Ereignisnummer- und Zähler Informationen,
6. *tagger data*: Alle Informationen der Photonenmarkierungsanlage:
 - Muster der angesprochenen Leiterdetektoren,
 - Zeitinformation der angesprochenen Leiterdetektoren,
 - *FAST BUS* und *CAMAC* Zähler (nach jedem 1000. Ereignis),
7. *lead glas data*: Bleiglasenergie- und Zeitinformation (Markierungseffizienzmessung).

Diese, für jedes Ereignis aufgenommenen Daten, ermöglichen im weiteren Verlauf der Analyse die Rekonstruktion der neutralen Pionen. Durch die von der Photonenmarkierungsanlage erhaltene Energieinformation, läßt sich die Kinematik der Reaktion, aus der das neutrale Pion stammt, festlegen. Die einzelnen Schritte der Datenauswertung, die mit Hilfe der Analysepakete GOOSY [Ess 88] und PAW [Bru 89] erfolgte, werden in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei gestaltet sich die Analyse für die $2 \pi^0$ -Photoproduktion in analoger Weise zur $1 \pi^0$ -Photoproduktion. Am Anfang einer jeden Analyse stehen grundsätzlich Auswertungen von Eichmessungen, wobei zusätzlich aus den digitalen Daten der Detektorelektronik physikalische Relationen beschafft werden. Ziel solcher Eichmessungen ist:

- Einstellung der Betriebsspannungen der Photomultiplier,
- Bestimmung der Relationen zwischen ADC-Kanälen und Energien (Energieeichung),
- Bestimmung der tatsächlichen Energiedeposition der nachgewiesenen Teilchen im Einzeldetektor und im gesamten Detektorblock,
- Einstellung von Zeitfenstern,
- Bestimmung der Relationen zwischen TDC-Kanälen und Zeiten (Zeiteichung).

Vor jedem Experimentabschnitt mußten solche vorbereitende Messungen durchgeführt werden.

4.1 Datenauswertung

Kompressionsschritte

Die Auswertung der Meßdaten erfolgt in verschiedenen Stufen. In Abbildung 4.1 sind die Schritte der Datenkompression schematisch aufgezeigt. Nach jedem Kompressionsschritt werden die Daten in neuen Meßdateien zur weiteren Bearbeitung archiviert. Nach der ersten Kompressionsstufe wird noch kein Ereignis aussortiert, sondern es findet lediglich eine Eichung der Meßdaten statt. Dies hat den Vorteil, daß so erhaltene Datensätze, unabhängig von der physikalischen Reaktion, auch für andere Analysen verwendet werden können.

In der zweiten Kompressionsstufe wird eine Selektion der Daten vorgenommen, so daß am Ende dieses Analyseschrittes nur noch die Viererimpulse der nachgewiesenen Photonen vorliegen. Wiederum werden diese Ereignisse auf Band archiviert. Die Datenmenge wird auf diese Weise erheblich reduziert, was zur Vereinfachung der weiteren Datenanalyse im letzten Schritt sehr hilfreich ist. In diesem letzten Schritt werden die Daten einzelnen Prozessen zugeordnet.

Im folgenden sind die einzelnen Schritte der Analyse aufgeführt, die als Ergebnis die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse (gemessen mit dem TAPS-Detektor) als Funktion der Photoneinschußenergie (gemessen mit der Photonenmarkierungsanlage) und des Emissionswinkels im Schwerpunktsystem für den jeweiligen Prozeß liefert.

4.1.1 Detektorauswertung

Der TAPS-Detektor liefert Informationen über die Zerfallsphotonen der neutralen Pionen. Zur Rekonstruktion dieser Pionen müssen die Energie, die Zeitkorrelation, die Art der nachgewiesenen Teilchen und deren Auftreffort im TAPS-Detektor

Rohdaten

1. Schritt: Herstellung von Kanal-Zeit und Kanal-Energie Relationen

Energieeichung

Zeiteichung

Pulsformanalyse
(Teilchenidentifikation)

1. Kompressionsstufe

2. Schritt: Separation der Photonen von anderen Teilchen
Bestimmung von Ort und Energie

Zusammenfassung der Detektoren zu Clustern

Photonen

2. Kompressionsstufe

3. Schritt: Bestimmung der nachgewiesenen Ereignisse
für den zu untersuchenden Prozeß

physikalische Meßgrößen

Energieverteilungen, Winkelverteilungen,...

Abb. 4.1: Die wichtigsten Kompressionsschritte in der Datenauswertung.

bestimmt werden. Das nächste Kapitel befaßt sich mit der Bestimmung dieser Größen, die am Ende dieses Analyseschrittes als Ergebnis eindeutig selektierte Photonenergebnisse und deren Viererimpulse liefert. Damit später die Energie des Photons aus der Photonenmarkierungsanlage zur Kinematikbestimmung herangezogen werden kann, erfolgt an dieser Stelle auch die Energie- und Zeiteichung für die einlaufenden Photonen.

Detektor-Energieeichung

Treffen Photonen oder andere Teilchen z.B. aus Präparaten mit einer Energie unterhalb von etwa 10 MeV zentral in den BaF_2 -Detektor, so verbleibt der dadurch ausgelöste elektromagnetische Schauer im Detektor. Für Photonen und Teilchen höherer Energie kann ein Teil des elektromagnetischen Schauers den Detektor verlassen. In diesem Fall muß die Energieantwort der gesamten Detektoranordnung mittels Eichungen mit kosmischer Strahlung und markierten Photonen bestimmt werden. Die Herstellung der Relation zwischen dem QDC-Inhalt und der nachgewiesenen Teilchenenergie erfordert eine Energieeichung für jeden Einzeldetektor. Die Untersuchung der Energieantwort liefert verschiedene Stützpunkte:

- **Pedestal:** Der Kanal, bei dem dieser Pedestal(=Schwellenwert) zu finden ist, entspricht dem Energienullpunkt.
- **Am-Be-Quelle:** Im unteren Energiebereich kann eine Eichung mit radioaktiven Quellen mit bekannter Energie der emittierten Photonen vorgenommen werden.
- **Höhenstrahlung:** Für die Bestimmung eines Eichpunktes bei höheren Energien werden minimalionisierende Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung verwendet. Für den TAPS-Einzeldetektor erhält man damit einen Eichpunkt bei einer photonäquivalenten Energie von 38 MeV .

Zur Bestimmung des Energieverhaltens der BaF_2 -Detektoren wurden verschiedene Messungen durchgeführt. Die Details dieser einzelnen Messungen werden in den Arbeiten [Pfe 91], [Röb 91], [Röb 95] und [Gab 93] beschrieben. Das Ergebnis dieser Bestimmung der Energieauflösung für monochromatische Photonen mit dem TAPS-Detektor ist in Abbildung 4.2 gezeigt.

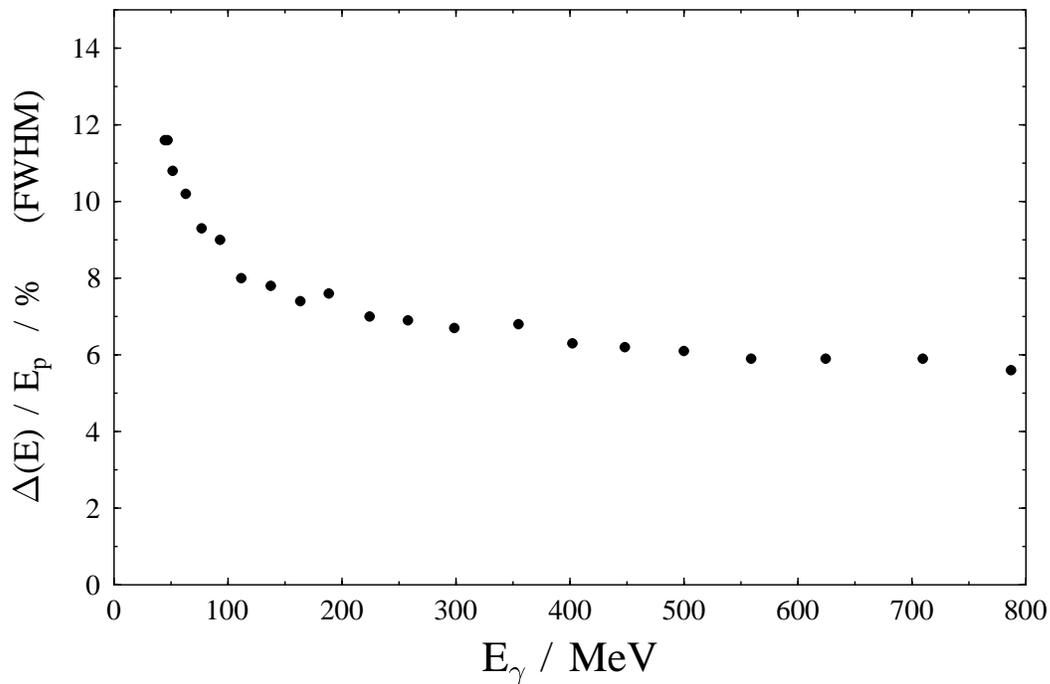


Abb. 4.2: Die Energieauflösung des TAPS-Detektors für Photonen als Funktion der Photonenergie beträgt etwa 12% für niederenergetische und 6% für hochenergetische Photonen.

Teilchenidentifikation

Die Identifikation der in den Detektor treffenden Teilchen erfolgt durch drei unterschiedliche Methoden. Neben der Nutzung der Informationen der Veto-Detektoren und der Durchführung einer Flugzeitanalyse [Röb 95] spielt die Pulsformanalyse eine große Rolle. Hierbei wird die unterschiedliche Form des Antwortsignals des BaF_2 -Szintillators zur Trennung der Photonen und Hadronen verwendet. In einem zweidimensionalen Spektrum wird hierbei für jedes nachgewiesene Teilchen die kurze Lichtkomponente des Antwortsignals gegen die lange Lichtkomponente aufgetragen. Abbildung 4.3 zeigt solche zweidimensionale Spektren für neutrale (links) und geladene Teilchen (rechts). Deutlich zu sehen sind auseinanderlaufende Bänder, die für unterschiedliche Teilchen charakteristisch sind. Dabei ist das Unterscheidungsmerkmal, die jeweils im Szintillator erzeugte Ionisationsdichte. Durch einen Schnitt längs dem Tal in diesem Spektrum läßt sich eine Trennung der Photonen oder Elektronen des oberen Bandes von anderen Teilchen wie Neutronen, Protonen und geladenen Pionen vornehmen. Mit Hilfe der Veto-Detektoren werden die geladenen Teilchen unterdrückt.

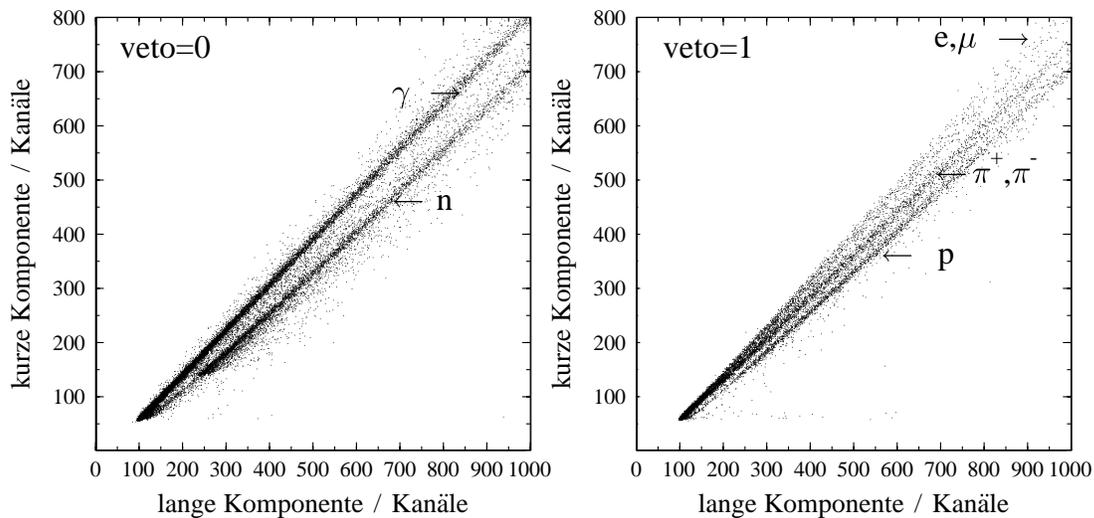


Abb. 4.3: In der Pulsform-Analyse wird die lange Lichtkomponente gegen die kurze Lichtkomponente des integrierten BaF_2 -Detektorsignals aufgetragen. Die Separation der Photonen und Neutronen erfolgt unter der Bedingung, daß nur neutrale Teilchen behandelt werden.

Die Trennung der Photonen von Neutronen erfolgt durch die Pulsform-Analyse [Sch 93]. Diese Art der Separation ist allerdings nur für Teilchenenergien größer als 20 MeV anwendbar, da beide Bänder unterhalb dieser Energie zusammenlaufen. Eine Auswertung der unterschiedlichen Antwort des BaF_2 -Szintillators wird für jeden Einzeldetektor durchgeführt.

Detektor-Zeiteichung

Neben der Energieeichung der Detektoren ist auch eine Zeiteichung notwendig, um unterschiedliche Signallaufzeiten, hervorgerufen durch nicht exakt gleiche Kabellängen oder durch Laufzeitunterschiede in den Elektronikmodulen, zu berücksichtigen. Desweiteren wird eine Relation zwischen dem TDC-Kanal und der Zeitskala hergestellt. Die Position des prompten Peaks, hervorgerufen durch echte Koinzidenzen zwischen Photonen, legt den Zeitnullpunkt fest. Mit dem Lasersystem wird die Kanal-Zeit-Relation hergestellt, indem das Signal des Laserreferenz-Systems den TDC startet, das vom Laser erzeugte Signal diesen stoppt. Die Verzögerung des Startsignals, durch Einbau von Delay-Kabeln ($16ns, 32ns, 48ns, 63ns$) ermöglicht, die zeitlichen Eigenschaften der TDCs zu vermessen. Verschlechtert wurde die Zeitauflösung durch Übersprecheffekte (*cross talk Effekte*) in den TDC-Modulen ([Ber 93],[Pfe 93],[Sch 93]).

Abbildung 4.4 zeigt das Koinzidenzspektrum der BaF_2 Detektoren. In diesem Spektrum wird die Zeitdifferenz $t_{\gamma_1} - t_{\gamma_2}$ der beiden nachgewiesenen Photonen eines Ereignisses dargestellt. Besonders deutlich ist der Effekt der Pulsforma-

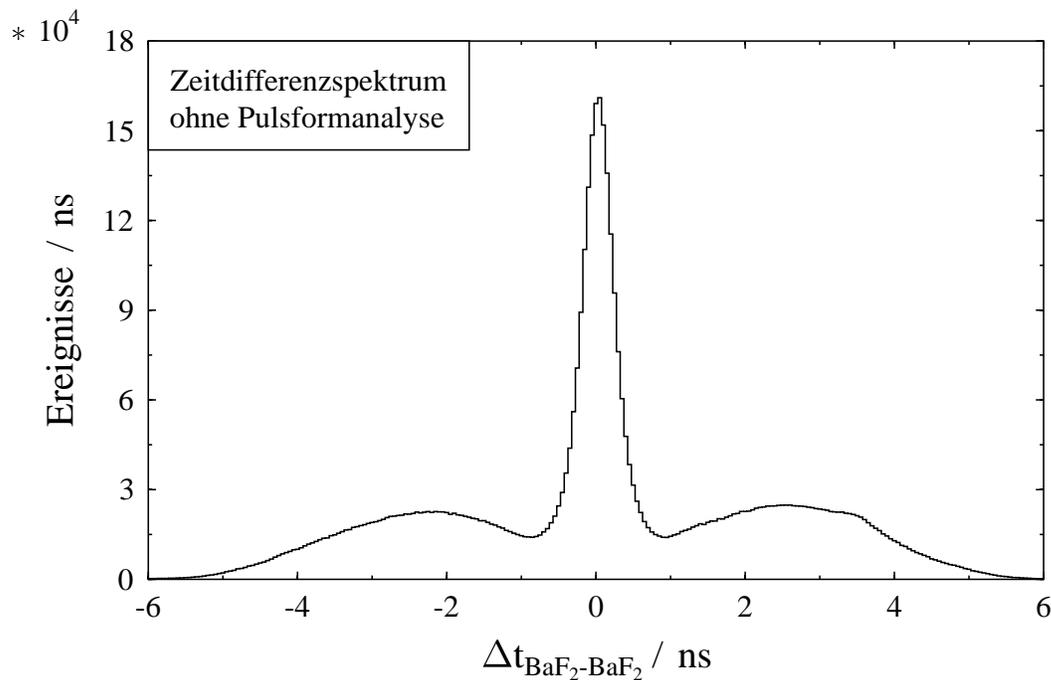


Abb. 4.4: Die Summe aller Zeitdifferenzen der BaF_2 -TDCs untereinander ohne die Pulsformanalyse trennt die zeitlich korrelierten Ereignisse nicht hinreichend.

lyse im Zeitdifferenzspektrum (Abbildung 4.5) der BaF_2 -Detektoren zu erkennen. Der Satellit etwa $3.5 ns$ rechts neben dem prompten Peak stammt von direkten Untergrundtreffern im Detektorblock E, ausgelöst von getaggten Photonen im

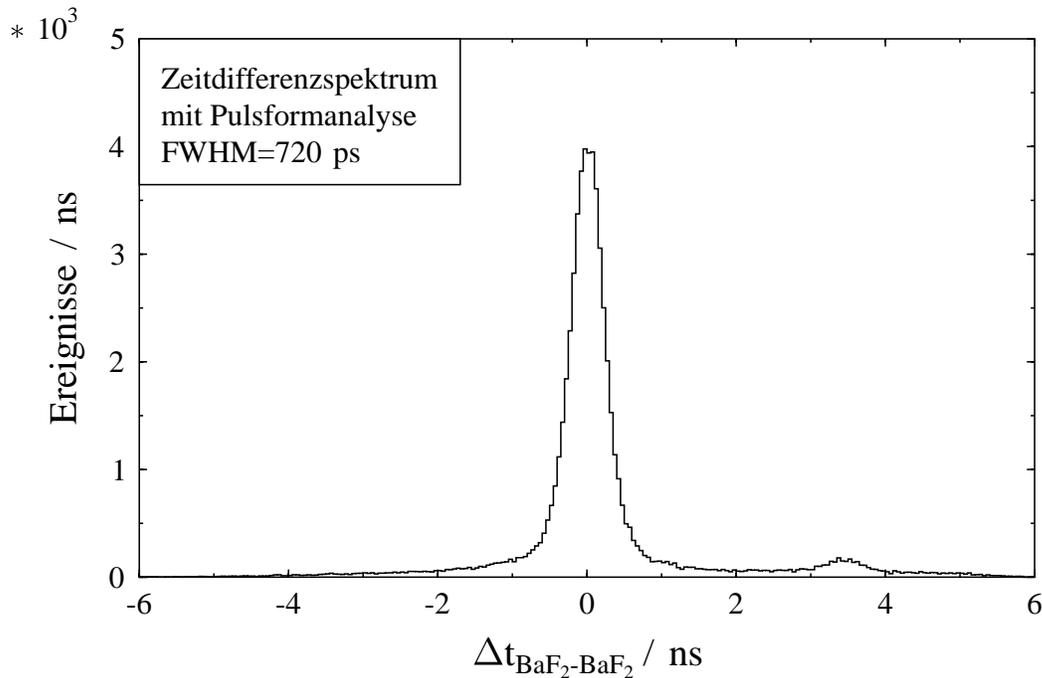


Abb. 4.5: Das Zeitdifferenzspektrum der BaF_2 -Detektoren zeigt die Auswirkungen der Pulsformanalyse und ermöglicht die Separation zeitkorrelierter 2γ -Ereignisse.

Kollimatorsystem. Durch einen Schnitt auf die koinzident nachgewiesenen Photonen im Peak werden diese Ereignisse für den weiteren Verlauf der Analyse separiert.

Ortsrekonstruktion und Ortskorrektur

Die Aufgabe des TAPS-Spektrometers besteht in der Messung der Energie und des Auftrefforts von Photonen, mit dessen Hilfe der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen bestimmt werden kann. Die hohe Granularität des Spektrometers ermöglicht es, diese Bestimmung mit hinreichender Genauigkeit durchzuführen. Zur Ortsrekonstruktion wird die Energiedeposition der Zerfallsphotonen in den einzelnen Detektormodulen benutzt. Die Informationen der ansprechenden, benachbarten Detektoren werden zu einem *CLUSTER* zusammengefaßt. Dazu wird die Energiedeposition E_i und die Position des Zentrums \vec{x}_i des i -ten Detektormoduls benutzt. Durch die Einführung einer logarithmischen Energiewichtung [Awe 92] ergibt sich für den Auftreffort:

$$\vec{X}_{CLUSTER} = \frac{\sum_i w_i \vec{x}_i}{\sum_i w_i} \quad , \quad \text{mit} \quad w_i = \max \left\{ 0, \left[W + \log \left(\frac{E_i}{E_{CLUSTER}} \right) \right] \right\} .$$

Der Parameter W ist dimensionslos und wird konstant=5 gesetzt. Eine besondere Betrachtung erfordern Treffer in den Randdetektoren des Detektorblocks, da dort ein Teil des elektromagnetischen Schauers den Detektor verläßt. Umfangreiche Tests mit dem TAPS-Detektor im direkten Photonenstrahl der Mainzer Photonenmarkierungsanlage ermitteln eine Ortsauflösung von FWHM $4 - 5\text{cm}$ bei einer Energie der nachgewiesenen Photonen von 200 MeV [Mol 92]. Mit zunehmender Energie der Photonen wächst die Clustergröße, was zu einer deutlich besseren Ortsauflösung führt. Ebenso wurde im Rahmen dieser Tests untersucht, welchen Einfluß Photontreffer haben, die nicht senkrecht, sondern unter einem großen Winkel in die Detektorfront eintreffen. Die gefundenen Korrekturen werden ebenso in die Ortsrekonstruktion eingebracht [Fuc 96].

4.1.2 Taggerauswertung

Die genaue Kenntnis des Energie- und Zeitverhaltens der Detektoren und der Elektronik in der Photonenmarkierungsanlage ist für die Ergebnisse der Messungen von entscheidender Bedeutung, da mit deren Hilfe die Kinematik des π^0 - und $2\pi^0$ -Produktionsprozesses festgelegt wird. Die Energie des einlaufenden Photons ist zur Erstellung der Anregungsfunktion nötig. Der integrale Photonenfluß auf der Leiter wird limitiert durch eine maximale Einzelzählrate von etwa 10^6 Hz . Das Bremsspektrum hat etwa eine $1/E_\gamma$ -Abhängigkeit, die in Abbildung 4.6 zu erkennen ist. Bei kleinen Leiterkanälen wird die Form des Leiterspektrums durch die unterschiedliche Energiebreite einzelner Leiterdetektoren verzerrt. Zur Untersuchung der Photoproduktion neutraler Pionen im ersten und zweiten Resonanzgebiet muß daher der Gesamtfluß auf der Elektronenleiter optimiert werden. Dies erlaubt eine Verdopplung des Photonenflusses im für diese Messung interessanten Energiebereich, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist [Sch 94]. Je nachdem, welche Reaktion untersucht wird, werden daher Leiterkanäle für hohe Elektronenenergien, d.h. kleine Photonenergien, abgeschaltet. Dadurch kann der Photonenfluß im zu beobachtenden Energiebereich erheblich vergrößert werden.

Tagger-Energieeichung

Die Bestimmung der Energiebreite und der Energielage der einzelnen Leiterkanäle in der Photonenmarkierungsanlage wird mit Hilfe des Programms *TAGCALV* durchgeführt. Durch die genaue Kenntnis des Magnetfeldes ist der Auftreffort des am Radiator gestreuten Elektrons auf der Leiter und somit auch die Energiebreite jedes einzelnen Kanals bestimmt. Das Ergebnis der Eichung liefert die Energieauflösung der Photonenmarkierungsanlage, die in Abbildung 4.7 gezeigt ist. Die Dispersion der Photonenmarkierungsanlage ist nicht konstant und für kleine Elektronenenergien größer (Abbildung 4.7). Mit der Bestimmung dieser

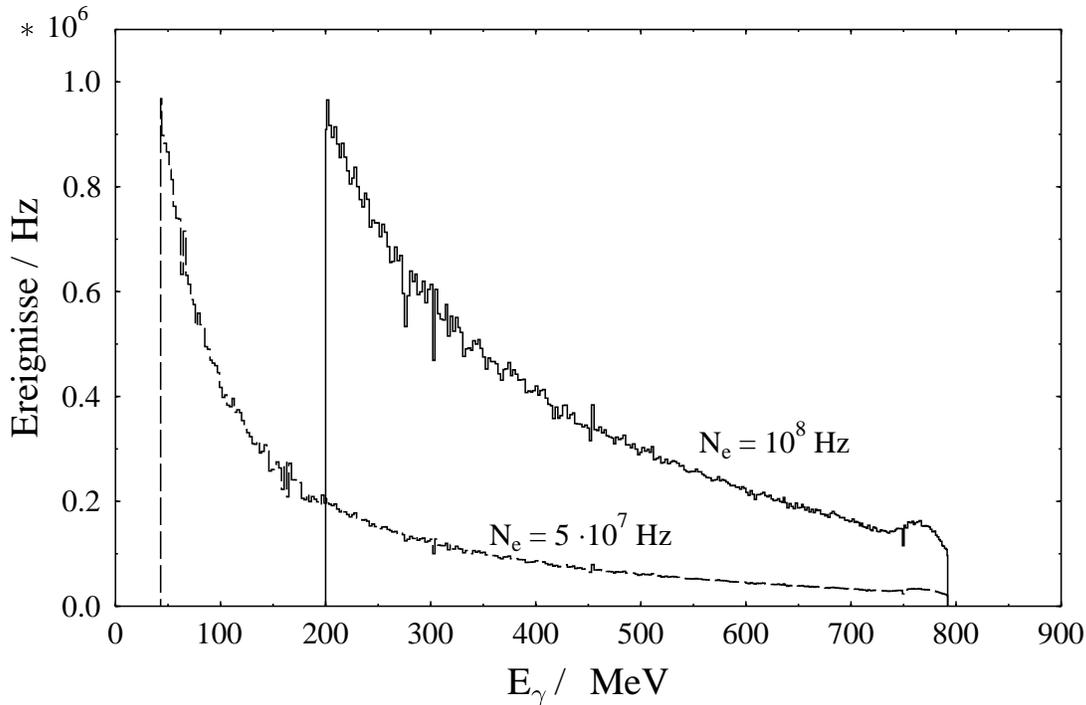


Abb. 4.6: Die Anzahl der nachgewiesenen Elektronen in der Photonenmarkierungsanlage als Funktion der Photonenergie. Durch Abschalten der Leiterkanäle für hohe Elektronenenergien läßt sich der integrale Photonfluß verdoppeln.

Energie-Kanal-Beziehung werden Energiespektren aufgebaut, die eine genaue Lage von Resonanzen und Produktionsschwellen ermöglichen.

Tagger-Zeiteichung

Die Zeiteichung der TDCs zur Elektronenleiter gestaltet sich etwas komplizierter und erfordert separate Messungen. Auch hier liegen Laufzeitunterschiede in der Elektronik und der Verkabelung vor. Desweiteren wird oft nicht nur ein Detektor der Elektronenleiter getroffen. Diese Vielfachtreffer auf der Elektronenleiter werden in zwei Kategorien aufgeteilt. Zum einen können Vielfachtreffer zufällig sein, zum anderen kann ein Elektron einen Detektor treffen, es wird gestreut und trifft benachbarte Detektoren. Solche Treffer werden als *Kette* interpretiert. Aufgrund der Geometrie der Detektoranordnung (Abbildung 3.2) können die Elektronen vorzugsweise in Detektoren streuen, die einer größeren Elektronenenergie entsprechen. Einer Kette wird als Elektronenenergie die Energie und die Zeitinformation des niedrigsten Elektronenzählers zugeordnet. Die Tagger-Zeiteichung benutzt den gleichen Aufbau wie die zur Messung der Nachweiseffizienz für markierte Photonen, bei der ein sehr kleiner Elektronenfluß benutzt wird. Dies führt dazu, daß keine zufälligen Mehrfachtreffer auf der Leiter vorkommen, und somit

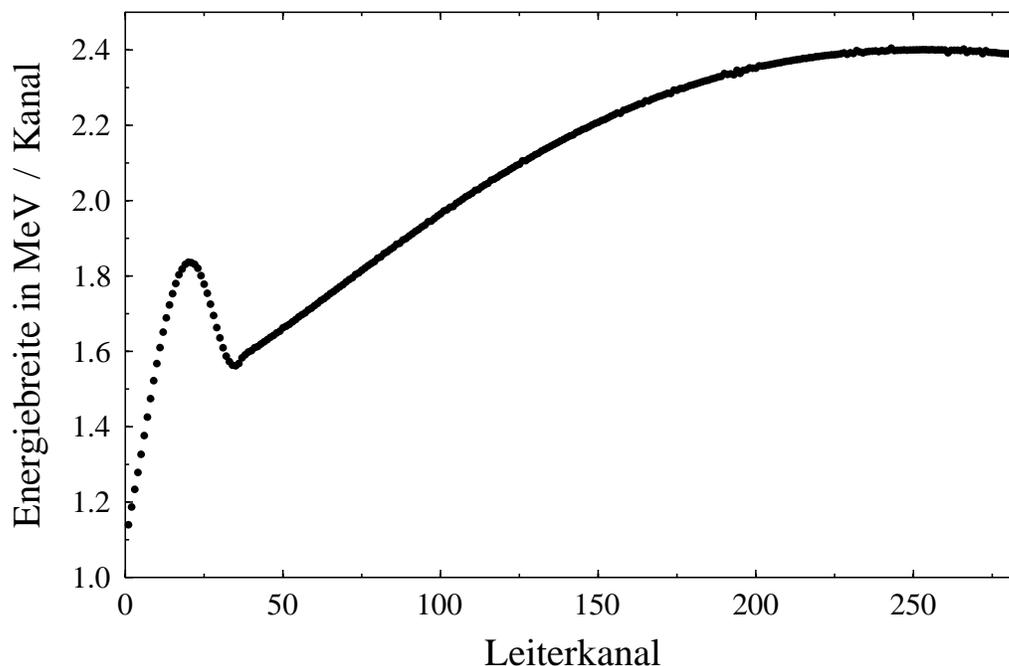


Abb. 4.7: Die Energiebreite der Plastiksintillatoren in der Photonenmarkierungsanlage als Funktion des Leiterkanals. Die Energieauflösung der Leiterkanäle für hohe Photonenergien, d.h. kleine Nummer des Leiterkanals ist besser als für niederenergetische Photonen.

bei der Bestimmung der Zeiteichnung eine eindeutige Zuordnung zwischen dem nachgewiesenen Elektron und dem im Bleiglas nachgewiesenen Photon gegeben ist.

Aufgrund unterschiedlicher Kabellaufzeiten zwischen der Photonenmarkierungsanlage und dem TAPS-Detektor muß nicht der niedrigste Taggerkanal das Startsignal für die TDCs von TAPS liefern, sondern auch andere Elektronen können diesen Start auslösen. Daher muß in einer Analyse von Einfachtreffern auf der Elektronenleiter die individuelle, relative Signalverzögerung bestimmt werden. Analog zur Detektor Zeiteichnung läßt sich durch Einbringen von definierten Kabellängen die Zeit-Kanal-Relation anpassen. Desweiteren kann aus dieser Messung der Zeitnullpunkt für das prompte Zeitsignal bestimmt werden. Das Ergebnis einer solchen Taggerzeiteichnung liefert die Zeitauflösung für jeden einzelnen Kanal. Diese liegt bei etwa 200 ps/Kanal , wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist.

Nach diesem Punkt der Analyse werden die geeichten Informationen zum Detektor und der Photonenmarkierungsanlage ereignisweise auf einem neuen Datenband archiviert. Damit ist der erste Kompressionsschritt abgeschlossen.

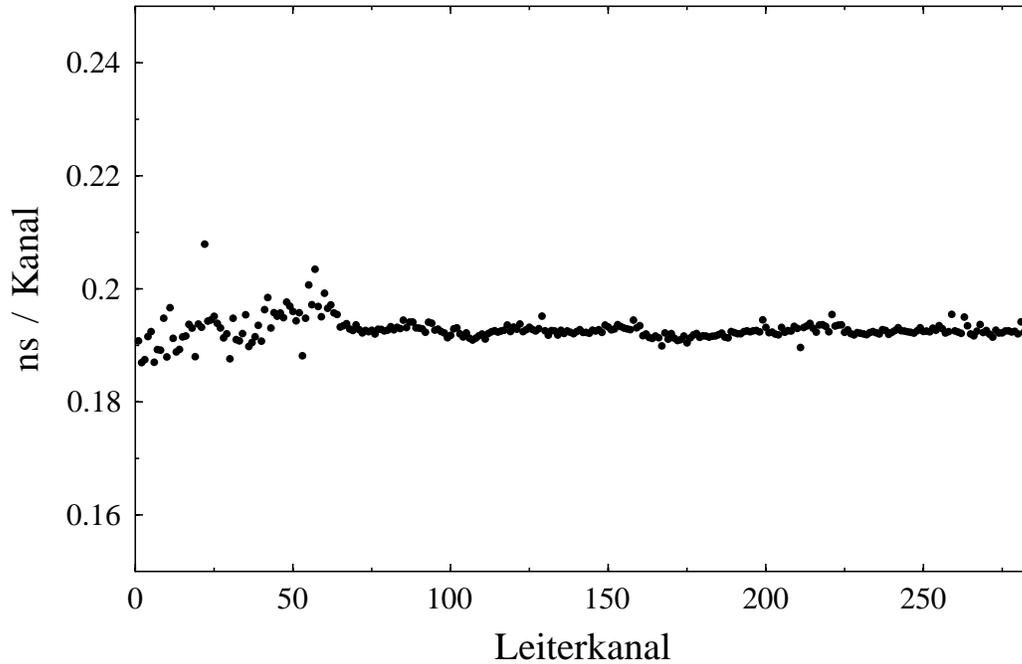


Abb. 4.8: Zeiteichung der Taggerkanäle.

Koinzidenzanalyse

Die Auswertung gleichzeitig anfallender Signale ist zur Trennung von zeitgleichen und zufälligen Ereignissen von entscheidender Bedeutung. Wie im Vorangegangenen erörtert, startet das schnellste Elektron die Tagger-TDCs nur dann, wenn der vom Spektrometer erzeugte X-Trigger vorhanden ist, das heißt zwei Blöcke ein neutrales Ereignis gleichzeitig detektiert haben. Die Zuordnung zwischen dem Ereignis im Spektrometer zum Elektron auf der Taggerleiter ist aufgrund von Mehrfachtreffern im Zeitfenster der Leiter TDCs nicht eindeutig. Zur Eichung der Komponenten wurden bislang nur die Zeitdifferenzen der 352 TDCs der Elektronenleiter und die 320 TDCs der Detektoren isoliert betrachtet. Die Kombination beider Informationen ermöglicht eine weitere Verbesserung der Zeitauflösung der Gesamtanordnung.

Hierzu muß die richtige Zeitdifferenz zwischen den Signalen im TAPS-Spektrometer und den Ereignissen in der Photonenmarkierungsanlage bestimmt werden. Dazu wird folgende Relation hergestellt:

$$T_{TAPS-Tagger}(i) = T_{TAPS} - T_{Tagger}(I_{Start}) + T_{Tagger}(i).$$

Dabei ist $T_{TAPS-Tagger}(i)$ die Zeitdifferenz des ansprechenden Taggerkanals i , T_{TAPS} die TAPS Zeitinformation, $T_{Tagger}(I_{Start})$ die Zeitinformation des gestarteten Taggerkanals und $T_{Tagger}(i)$ die Zeitinformation aller anderen angesprochenen

Taggerkanäle. Diese Relation wird für jeden Leiterkanal einzeln erstellt. Das resultierende Spektrum für einen Leiterkanal wird in Abbildung 4.9 gezeigt. Auch hier ist das Zeitfenster mit dem gleichmäßig verteilten zufälligem Untergrund und der Koinzidenzpeak zu sehen.

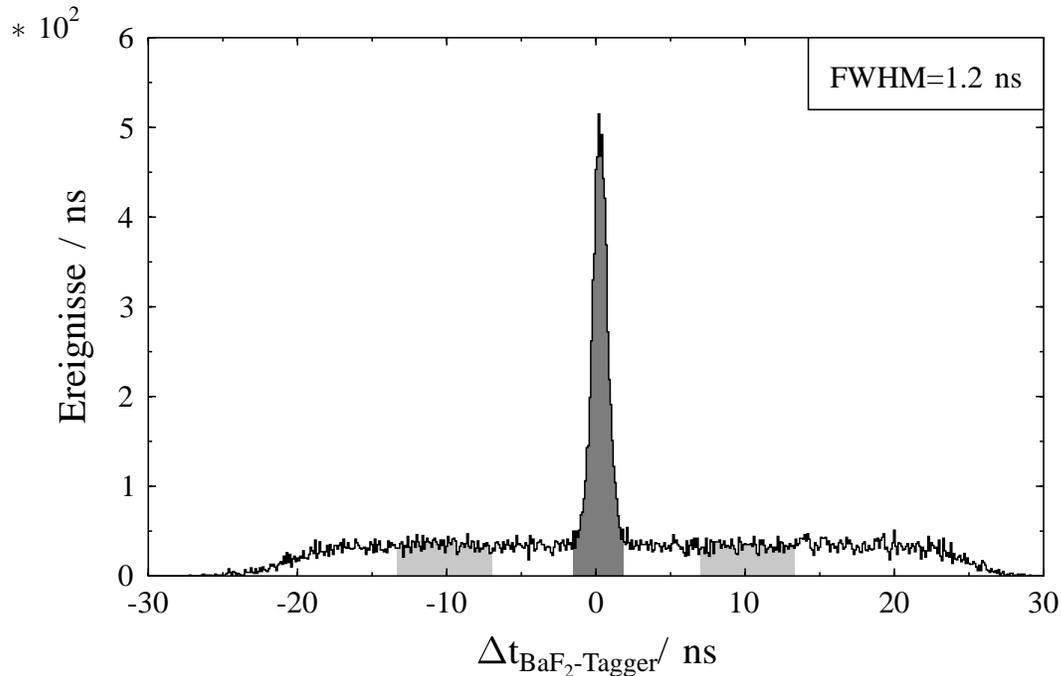


Abb. 4.9: Im Zeitdifferenzspektrum ist die Anzahl der Ereignisse als Funktion der Zeitdifferenz zwischen dem TAPS-Detektor und Photonenmarkierungsanlage für ein 50 ns breites Koinzidenzfenster dargestellt. Die zeitlich korrelierten Ereignisse sind im Peak enthalten. Im Verlauf der Analyse wird für jeden Leiterkanal einzeln der zufällige Untergrund (hellgrau) von den korrelierten Ereignissen (dunkelgrau) separiert.

Dieses Spektrum stellt die Grundlage zur weiteren Analyse dar. Für jeden Leiterkanal einzeln erfolgt die Auswertung der zeitlich korrelierten Ereignisse durch einen Schnitt auf diesen Koinzidenzpeak für Photonen. Die zeitlich nicht korrelierten Ereignisse werden, obgleich keine eindeutige Zuordnung vorliegt, in der folgenden Analyse wie alle korrelierten Ereignisse behandelt. Dadurch läßt sich der unter dem Koinzidenzpeak befindliche Untergrund durch Differenzbildung aller folgenden Auswertespektren subtrahieren. Damit der statistische Fehler möglichst gering bleibt, wird das Fenster für den zufälligen Untergrund viermal so groß gewählt wie das Fenster auf den Koinzidenzpeak. Abbildung 4.9 zeigt den Schnitt auf die zeitkorrelierten Ereignisse (dunkelgrau) und die Schnitte auf den zufälligen Untergrund (hellgrau). Die Anzahl der Ereignisse innerhalb dieser Fenster ist etwa gleich. Auf diese Weise lassen sich alle wahren Ereignisse mit gleicher Statistik vom zufälligen Untergrund extrahieren.

Die Häufigkeitsverteilung (Abbildung 4.10) der in Koinkidenz zum X-Trigger des Detektors nachgewiesenen Elektronen in der Photonenmarkierungsanlage zeigt das Ergebnis dieser Koinkidenzanalyse. Sie besteht, nach dem Schnitt auf den

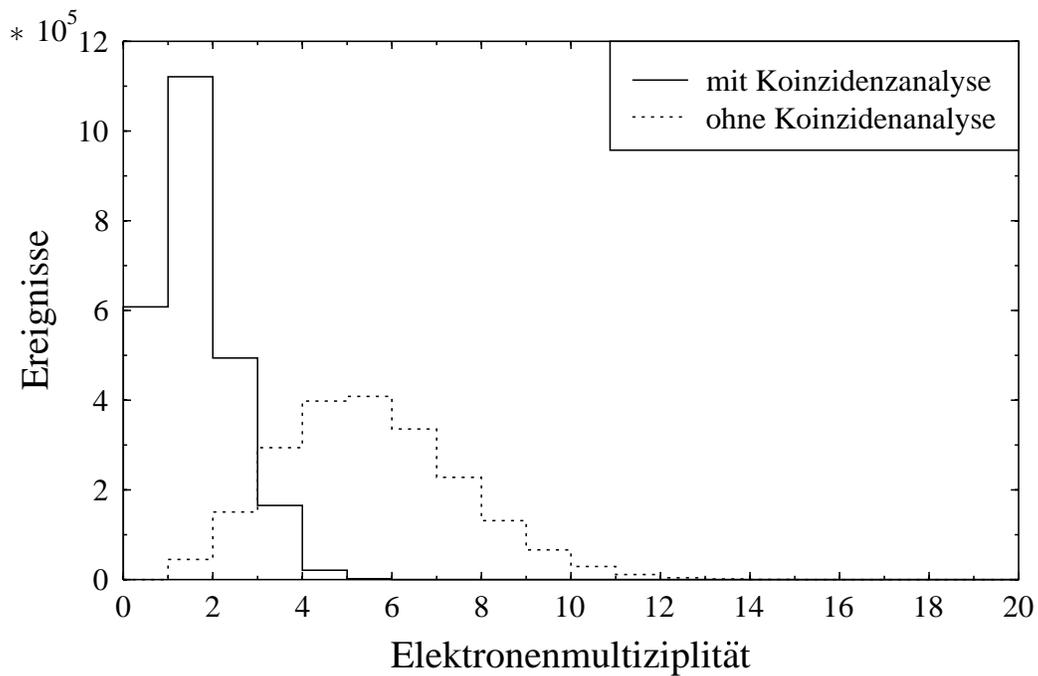


Abb. 4.10: Häufigkeitsverteilung der Elektronen auf der Leiter vor (gepunktete Linie) und nach der Koinkidenzanalyse (durchgezogene Linie). Die Ereignisse mit der Multiplizität von 0 stammen von Ereignissen aus dem unmarkierten, hochenergetischen Bereich.

Koinkidenz-Peak (durchgezogene Linie), vorwiegend aus Einfachtreffern. Die Eintragungen bei der Elektronenmultiplizität 0 entstehen durch die Abschaltung der oberen Leiterkanäle. Das gestrichelte Histogramm zeigt die Häufigkeitsverteilung der Elektronen im gesamten Zeitfenster.

4.2 Identifikation der Reaktionen

Nachdem die Energie des reellen einlaufenden Photons, das die photoinduzierte Reaktion verursacht hat, und die Vierervektoren der Photonen, die im TAPS-Spektrometer nachgewiesen wurden, bekannt sind, beginnt die eigentliche Datenanalyse zur Mesonenproduktion. Die einzelnen Schritte zur Identifikation der Reaktionen werden im folgenden Kapitel aufgezeigt.

Der Wirkungsquerschnitt

Ziel der Datenanalyse ist die Bestimmung von differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten. Diese Wirkungsquerschnitte beschreiben die Wahrscheinlichkeit, mit der bestimmte Prozesse ablaufen. Der Zusammenhang des totalen Wirkungsquerschnittes solcher Reaktionsprozesse mit den experimentellen Meßgrößen ist gegeben durch:

$$\sigma_{total} = \frac{N_X}{N_\gamma \cdot N_{Target} \cdot \Gamma_{X \rightarrow xx} \cdot \varepsilon_{Detektor}}$$

Die einzelnen Größen bedeuten dabei:

- N_X : Zahl der gemessenen Ereignisse,
- N_γ : Zahl der energiemarkierten Photonen auf dem Target,
- N_{Target} : Zahl der Targetkerne / cm^2 ,
- $\Gamma_{X \rightarrow xx}$: Verzweigungsverhältnis des Zerfalls des Teilchens $X \rightarrow xx$,
- $\varepsilon_{Detektor}$: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors.

Die Bestimmung der gemessenen Ereignisse N_X wird in Kapitel 4.2.1 für die Einpionproduktion und in Kapitel 4.2.2 für die Zweipionproduktion beschrieben. In Kapitel 4.3.1 wird die Zahl der einlaufenden, energiemarkierten Photonen und die Zahl der Targetkerne bestimmt, das Produkt beider Größen ist die Luminosität. Aufgrund der Geometrie und des Aufbaus des TAPS-Spektrometers ist die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die gemessenen Reaktionen sehr aufwendig. Kapitel 4.4 beschreibt die Vorgehensweise der dazu durchgeführten Monte-Carlo-Simulation.

4.2.1 Einpionproduktion

Ziel der Datenanalyse ist die Bestimmung der Anzahl der neutralen Pionen, die im Photoproduktionsprozeß am Proton erzeugt wurden. Die Separation dieser Pionen stellt den Hauptbestandteil der gesamten Datenanalyse dar.

Das in seiner Energie markierte Photon trifft in unserem Experiment auf das Proton, welches angeregt wird (Abbildung 4.11). Beim Übergang in den Grund-

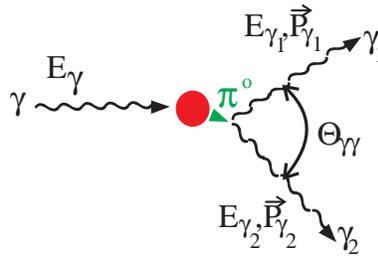


Abb. 4.11: Der Photoproduktionsprozeß eines neutralen Pions. Das in seiner Energie markierte Photon trifft auf das Proton und versetzt es in einen angeregten Zustand. Beim Übergang des Protons in den Grundzustand wird ein neutrales Pion ausgesandt. Bereits im Target zerfällt das neutrale Pion in zwei Photonen. Der Auftreffort und die Energie dieser Photonen werden im TAPS-Detektor gemessen. Aus der Kenntnis der Vierervektoren der Zerfallsphotonen wird das neutrale Pion rekonstruiert.

zustand wird ein neutrales Pion ausgesandt. Da das Pion nur eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 10^{-16}$ s besitzt, zerfällt es im Target durch Aussendung zweier Zerfallsphotonen, deren Auftreffort und Energie im Spektrometer gemessen werden. Damit sind die Energien und die Impulse der Zerfallsphotonen bekannt. Bestimmt man daraus die invariante Masse des Teilchens vor dem Zerfall, so kann man unterscheiden, ob die zwei Photonen aus dem Zerfall eines π^0 - oder η -Mesons stammen oder ob sie zufällig kombiniert wurden (kombinatorischer Untergrund). Durch die Kenntnis des energiemarkierten Photons ist die Reaktion überbestimmt, wodurch die Kinematik des Produktionsprozesses festgelegt werden kann. Dies geschieht durch die Analyse der Energiedifferenz¹ oder der Massendifferenz². Zur Analyse der Einpionproduktion wurden alle Photonenergebnisse ausgewertet, bei denen die Multiplizität im TAPS-Spektrometer gleich oder größer als zwei ist.

Invariante-Masse-Analyse

Die Pionrekonstruktion und Identifikation aus dem 2γ -Zerfall erfolgt mittels der Invariante-Masse-Analyse. Die invariante Masse ist eine lorentzinvariante Größe, die der Ruhemasse eines Teilchens entspricht. Da die Energie und der Auftreffort der Zerfallsphotonen mit dem TAPS-Spektrometer gemessen sind, kann die invariante Masse des zerfallenen Mesons berechnet werden. Sie ist gegeben durch:

$$m_{inv}c^2 = \sqrt{(\hat{P}_1 + \hat{P}_2)^2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\Theta_{\gamma_1\gamma_2})},$$

¹engl.: missing energy

²engl.: missing mass

wobei (\hat{P}_1, \hat{P}_2) die Viererimpulse der Zerfallsphotonen sind. Das Ergebnisspektrum der Invariante-Masse-Analyse für Zerfälle in zwei Photonen wird in Abbildung 4.12 gezeigt. Deutlich zu sehen ist ein Maximum bei 135 MeV , der Masse

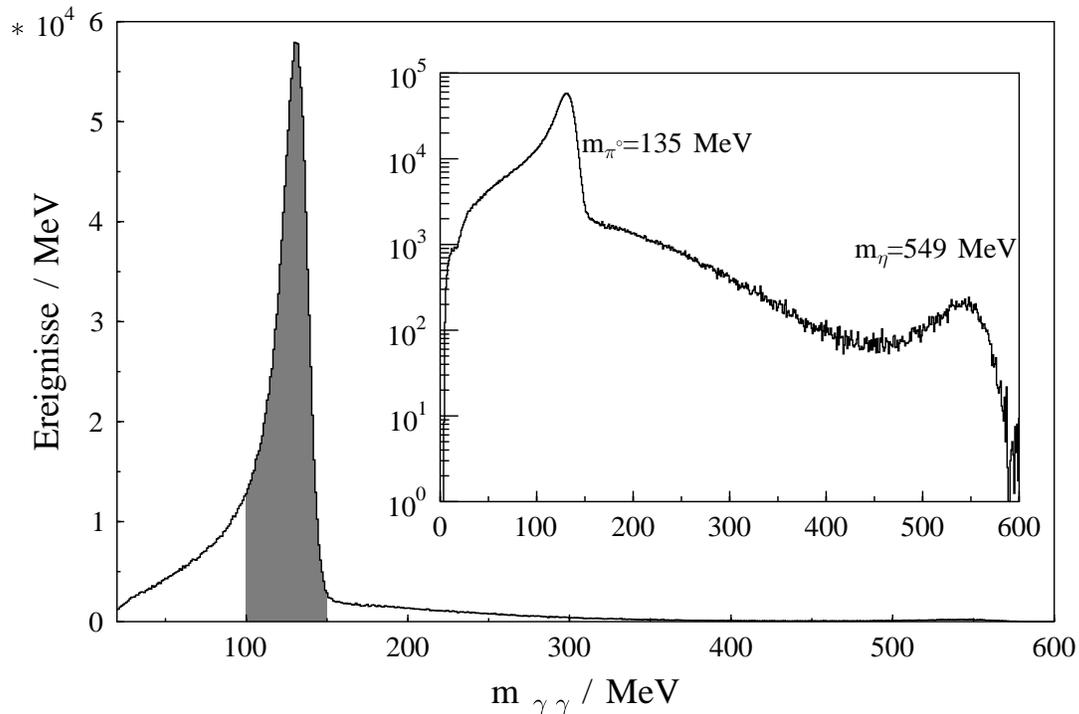


Abb. 4.12: Zur Rekonstruktion des neutralen Pions aus den Zerfallsphotonen wird die invariante Masse aus beiden Zerfallsphotonen berechnet. Da das η -Meson ebenfalls in zwei Photonen zerfällt, werden auch solche Ereignisse rekonstruiert. Diese sind in der logarithmischen Darstellung (kleines Bild) bei einer invarianten Masse von 549 MeV deutlicher zu sehen. Durch einen Schnitt auf die invariante Masse des $\pi^0 = 135 \text{ MeV}$ von 100 MeV bis 150 MeV (Schraffur) wird sichergestellt, daß nur neutrale Pionereignisse für den weiteren Verlauf der Analyse ausgewertet werden.

des neutralen Pions. Die Halbwertsbreite für die so bestimmte invariante Masse beträgt 18 MeV . Ebenso ist bei einer invarianten Masse von 549 MeV ein weiterer Peak in der logarithmischen Darstellung zu erkennen. Diese 2 γ -Ereignisse stammen aus dem Zerfall des η -Mesons. Sind in einem Ereignis mehr als zwei Photonen im Spektrometer zu sehen, muß die Invariante-Masse-Analyse für alle möglichen Photonen-Zweierkombinationen durchgeführt werden. Die asymmetrische Form der invarianten Massenverteilung stammt von der asymmetrischen Antwortfunktion der BaF_2 -Detektoren [Gab 93]. Im nächsten Analyseschritt werden diese Ereignisse durch einen Schnitt im Invariante-Masse-Spektrum von 100 MeV bis 150 MeV separiert. Ebenso wird damit der kombinatorische Untergrund reduziert. Dieser Untergrund entsteht durch die Einsortierung der invarianten Massen,

gebildet aus den Zerfallsphotonen von unterschiedlichen π^0 -Mesonen, die aus der $2\pi^0$ -Produktion oder dem Zerfall des η -Mesons in 3 neutrale Pionen stammen.

Energiedifferenz-Analyse

Bis zu dieser Stelle der Analyse wurde die Information aus der Photonenmarkierungsanlage noch nicht verwendet. Mit dieser Energieinformation für das einlaufende Photon ist die Kinematik des Zweikörperprozesses einfach überbestimmt. Daher ist die Durchführung einer Energiedifferenzanalyse³ möglich. Dieser Analyseschritt erlaubt eine Kontrolle der Kinematik des $1-\pi^0$ -Produktionsprozesses, wodurch alle anderen Reaktionen wie mehrfach- π^0 -Produktion am Proton, oder auch die Produktion neutraler Pionen in den Targetwänden, unterdrückt werden können. Die *missing energy* läßt sich, unter Ausnutzung der Energieerhaltung, durch Rückrechnung auf die Masse des Rückstoßteilchens aus der Energie des Photons, welches die Reaktion verursacht hat, und der Energiesumme der Zerfallsphotonen, bestimmen. Die Differenz beider, aus unterschiedlichen Informationen berechneter Energien, setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$\Delta E_{miss} = E_{\pi^0}^{CM(TAPS)}(\gamma_1, \gamma_2) - E_{\pi^0}^{Tagger}(\gamma^{tag}).$$

Zur Berechnung der Energie des neutralen Pions in TAPS wird eine Lorentz-Transformation vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem durchgeführt und man erhält:

$$E_{\pi^0}^{CM(TAPS)}(\gamma_1, \gamma_2) = \gamma \left(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} - \beta \left(E_{\gamma_1} \cos(\Theta_1) + E_{\gamma_2} \cos(\Theta_2) \right) \right).$$

Die Berechnung der Energie des neutralen Pions im Schwerpunktsystem mit der Energieinformation $E_{\gamma^{tag}}$ der Photonenmarkierungsanlage erfolgt analog:

$$E_{\pi^0}^{CM(Tagger)} = \frac{s + m_{\pi^0}^2 - m_P^2}{2\sqrt{s}}$$

mit der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem $\sqrt{s} = \sqrt{2E_{\gamma^{tag}}m_P + m_P^2}$ und der Protonenmasse m_P . Diese *missing energy*-Analyse liefert für kinematisch "korrekte" Ereignisse einen Peak um den Nullpunkt (Abbildung 4.13). Ein Schnitt auf diesen Peak selektiert solche Ereignisse, die im weiteren Verlauf der Analyse bearbeitet werden.

Die Auflösung in der *missing energy* läßt sich durch die Einführung eines Energie-Asymmetrie-Parameters $X = \frac{E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}}{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}}$, die eine relative Aussage über die Photonenergien macht, erheblich verbessern. Da die Winkelauflösung des TAPS-Spektrometers viel besser als die Energieauflösung ist, wird die Energie der neu-

³engl.: missing energy

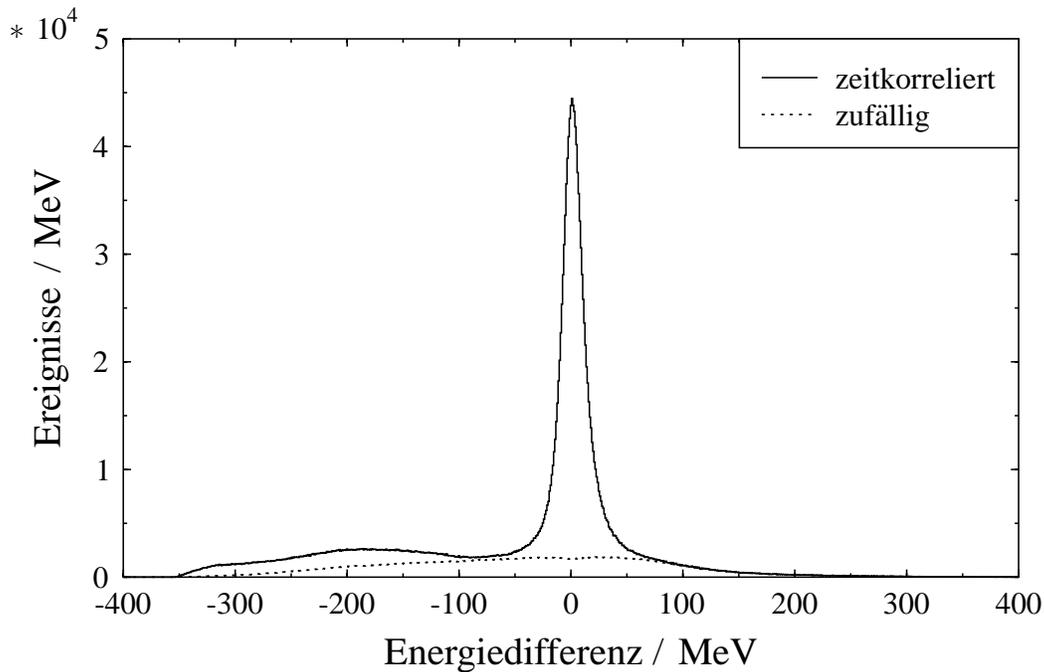


Abb. 4.13: Die Energiedifferenz für den Photoproduktionsprozeß am Proton. Die Einsortierung und Behandlung von zeitkorrelierten Ereignissen in das Energiedifferenzspektrum (durchgezogenes Histogramm) und solchen aus dem zufälligen Untergrund (gestricheltes Histogramm) ist absolut identisch. Die zufälligen Ereignisse werden von denen, die sich im zeitkorrelierten Peak befinden, subtrahiert.

tralen Pionen, bei festem Winkel, mit der X-Formel zurückberechnet. Der funktionale Zusammenhang lautet:

$$E_{\pi^0}^{lab} = \sqrt{\frac{2m_{\pi^0}^2}{\left(1 - \left(\frac{E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}}{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}}\right)^2\right) (1 - \cos(\Phi_{\gamma_1\gamma_2}))}}$$

Durch den Schnitt auf die Invariante-Masse wurde sichergestellt, daß nur noch neutrale Pionereignisse weiter verarbeitet werden. Wird dies vorausgesetzt, so ist der Zerfall des Pions durch die Viererimpulse der Zerfallsphotonen überbestimmt. Dadurch lassen sich auch die Photonenergien

$$E_{\gamma_1, \gamma_2} = \frac{E_m}{2} \pm \sqrt{\frac{E_{\pi^0}^{lab}}{4} - \frac{m_{\pi^0}^2}{2(1 - \cos(\Phi_{\gamma_1\gamma_2}))}}$$

zurückrechnen. Zusammen mit der Koinzidenzanalyse (siehe Kapitel 4.1.2) erhält man ein eindeutiges Spektrum (Abbildung 4.14), das im Peak um die Null nur

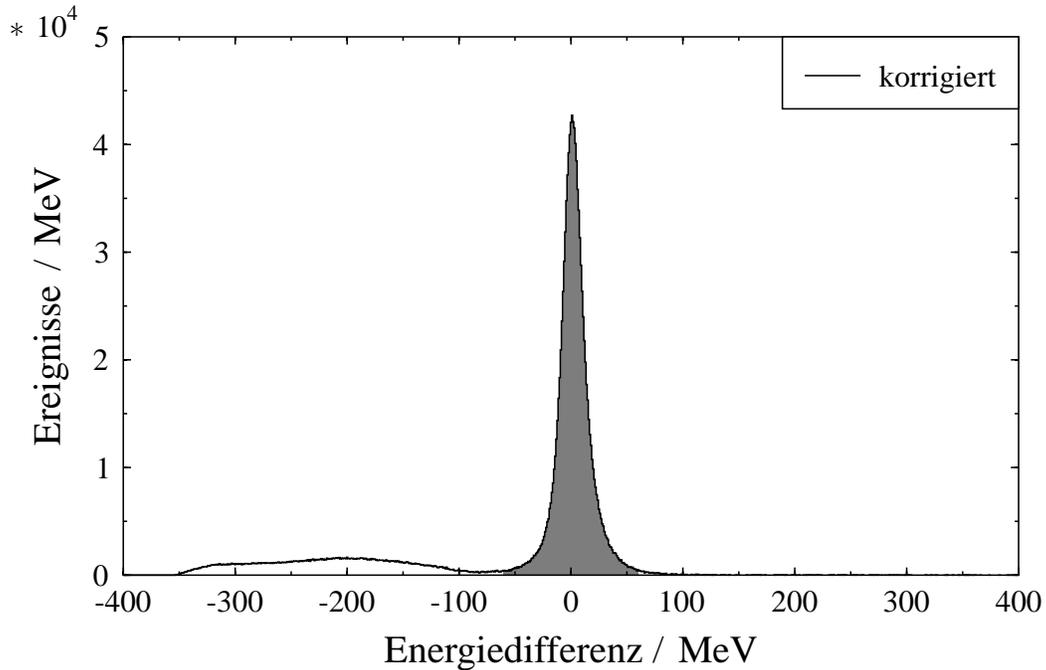


Abb. 4.14: Das auf zufälligen Untergrund korrigierte Energiedifferenzspektrum beinhaltet im Peak um die Null nur noch kinematisch korrekte $1-\pi^0$ -Ereignisse. Bei negativer Energiedifferenz ist jedoch ein zweiter breiter Peak zu erkennen, der neutrale Pionen aus anderen Reaktionen wie dem $3-\pi^0$ -Zerfall des η -Mesons oder der Doppelpionproduktion enthält. Durch einen geeigneten Schnitt werden diese guten Ereignisse separiert. Dieser Schnitt wurde für jeden Leiterkanal einzeln vorgenommen.

noch korrekte $1-\pi^0$ -Ereignisse enthält. Mit diesen Ereignissen werden im folgenden differentielle und totale Wirkungsquerschnitte bestimmt.

Die auf diese Weise selektierten Pionen werden ereignisweise in ein Kanalspektrum eingetragen. Das Ergebnis der Analyse der Rohdaten wird in Abbildung 4.15 gezeigt, in dem die Pionereignisse als Funktion des Leiterkanals und des Polarwinkels Θ_{CM} im Schwerpunktsystem aufgetragen sind. Deutlich ist die Δ -Resonanz bei einer Energie von 250 MeV bis 400 MeV erkennbar. Ebenso ist das zweite Resonanzgebiet bei niedrigen Leiterkanälen zu sehen. Auch wird deutlich, daß ab einer Energie von 450 MeV die Winkelakzeptanz unter Vorwärts- und Rückwärtsrichtungen abnimmt. Im weiteren Verlauf der Analyse wird dieses Spektrum mit Hilfe der Ansprechwahrscheinlichkeiten normiert.

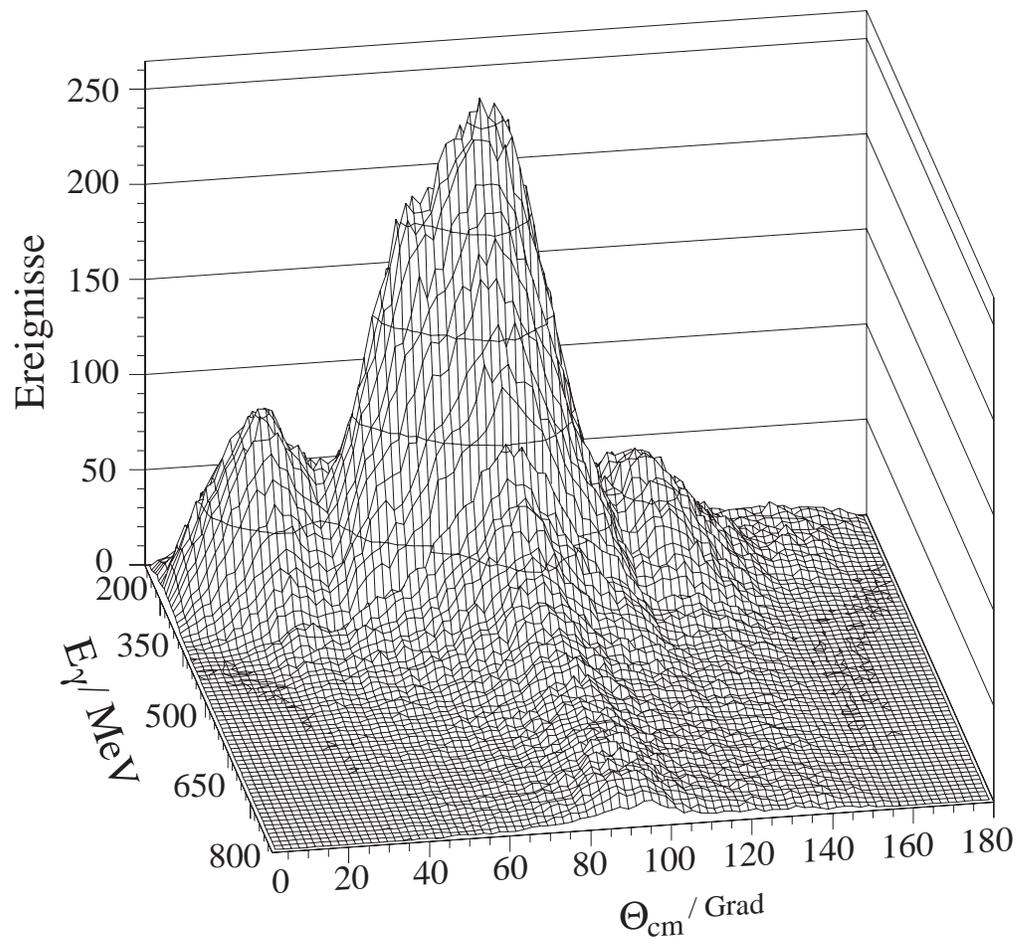


Abb. 4.15: *Spektrum der nachgewiesenen neutralen Pionen als Funktion der Photonenergie und des Polarwinkels des Pions im Schwerpunktsystem.*

4.2.2 Zweipionproduktion

Mit dem TAPS-Spektrometer werden auch Photonenmultiplizitäten größer als 2 gemessen. Für Fälle, bei denen die Multiplizität = 4 ist, sind folglich auch Ereignisse möglich, bei denen zwei neutrale Pionen erzeugt wurden. Die Auswertung dafür gestaltet sich analog zur Analyse der Einpionproduktion. Auch hier wird das Nukleon durch das energiemarkierte Photon angeregt und zerfällt unter Aussendung von zwei neutralen Pionen direkt oder sequentiell in den Grundzustand. Aufgabe der Analyse ist die Rekonstruktion und die korrekte Zuordnung der vier

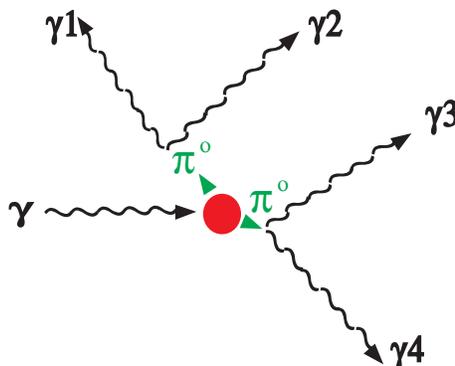


Abb. 4.16: Der Photoproduktionsprozess zweier neutraler Pionen. Das in seiner Energie markierte Photon trifft auf das Proton und versetzt dieses in einen angeregten Zustand. Beim Übergang des Protons in den Grundzustand werden zwei neutrale Pionen ausgesandt. Die beiden neutralen Pionen zerfallen in vier Photonen deren Auftrefforte und Energien im TAPS-Detektor gemessen werden. Aus der Kenntnis der Vierervektoren der Zerfallsphotonen werden beide neutralen Pionen rekonstruiert.

Zerfallsphotonen zu den beiden Pionen und dem dazugehörigen Reaktionsprozess.

Invariante-Masse-Analyse

Die Pionrekonstruktion und Identifikation aus dem Nachweis von 4 Photonen erfolgt ebenfalls mittels einer Invariante-Masse-Analyse. Für diese 4 zeitgleich zu einem Elektron in der Photonenmarkierungsanlage nachgewiesenen Photonen müssen jetzt alle möglichen Photon-Paar-Kombinationen betrachtet werden. Abbildung 4.17 zeigt, daß es drei unterschiedliche Möglichkeiten gibt, aus vier Photonen 2 neutrale Pionen zu rekonstruieren. Für jedes Ereignis bei dem 4 Photonen vorliegen, wird die invariante Masse aus den drei möglichen Kombinationen in ein zweidimensionales Spektrum einsortiert. Auf der horizontalen Achse wird die invariante Masse des ersten Photonenpaares, auf der vertikalen Achse die invariante Masse des zweiten Photonenpaares aufgetragen. Für jedes 4-Photonenereignis erhält man drei Einträge in dieses Spektrum. Man erkennt zwei Bänder jeweils

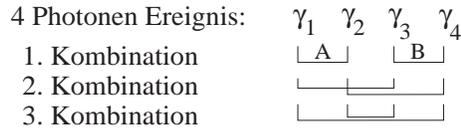


Abb. 4.17: Drei Kombinationen können zur Erzeugung eines $2\pi^0$ -Ereignisses aus 4 Zerfallsphtonen gebildet werden.

bei der Masse des neutralen Pions. Die Projektionen besitzen, unter Berücksichtigung des kombinatorischen Untergrundes, die gleiche Struktur wie die invariante Masse des Pions aus zwei Zerfallsphtonen bei der Einpionproduktion (vergleiche Abbildung 4.12). Um die beiden neutralen Pionen des $2\pi^0$ -Prozesses zu identifizieren, werden für den weiteren Verlauf der Analyse nur die Ereignisse weiter betrachtet, bei denen beide invarianten Massen im Bereich der Pionmasse liegen. Dies wird durch einen Schnitt von jeweils $100 \text{ MeV} - 150 \text{ MeV}$ erreicht.

Massendifferenz-Analyse

Wiederum wird die Überbestimmtheit der Reaktion nach Hinzuziehen der Energie des einlaufenden Photons benutzt, die Kinematik des $2\pi^0$ -Produktionsprozesses festzulegen. Dadurch wird erreicht, daß die $2\pi^0$ -Ereignisse von anderen wie dem η -Zerfall in $3\pi^0$ -Mesonen separiert werden. Unter Ausnutzung der Energie- und der Impulserhaltung für den $2\pi^0$ -Prozeß wird die *missing mass* des Protons berechnet. Der funktionale Zusammenhang für die Energien wird beschrieben durch:

$$E_R = E_\gamma - \sum_{i=1}^4 E_{\gamma_i}^{(i)}.$$

Die Impulserhaltung fordert:

$$\vec{P}_R = \vec{P}_\gamma - \sum_{i=1}^4 \vec{P}_{\gamma_i}^{(i)}.$$

wodurch für die Masse des Rückstoßteilchens gilt:

$$m_R^2 = \left(m_P + E_\gamma - \sum_{i=1}^4 E_{\gamma_i}^{(i)} \right)^2 - \left(\vec{P}_\gamma - \sum_{i=1}^4 \vec{P}_{\gamma_i}^{(i)} \right)^2 = (m_P + E_R)^2 - (P_R)^2.$$

Für die $2\pi^0$ -Produktion am Proton muß diese Masse gleich der Protonmasse sein. Die Differenz

$$\Delta m = m_P - m_R$$

wird in ein Massendifferenzspektrum ereignisweise eingetragen. In diesem Spektrum (Abbildung 4.19), das für verschiedene Energiebereiche unterhalb der η -Schwelle (links) und oberhalb der η -Schwelle (rechts) erstellt wurde, ist ein deutlicher Peak der $2\pi^0$ -Ereignisse zu sehen. Oberhalb von 709 MeV wächst die

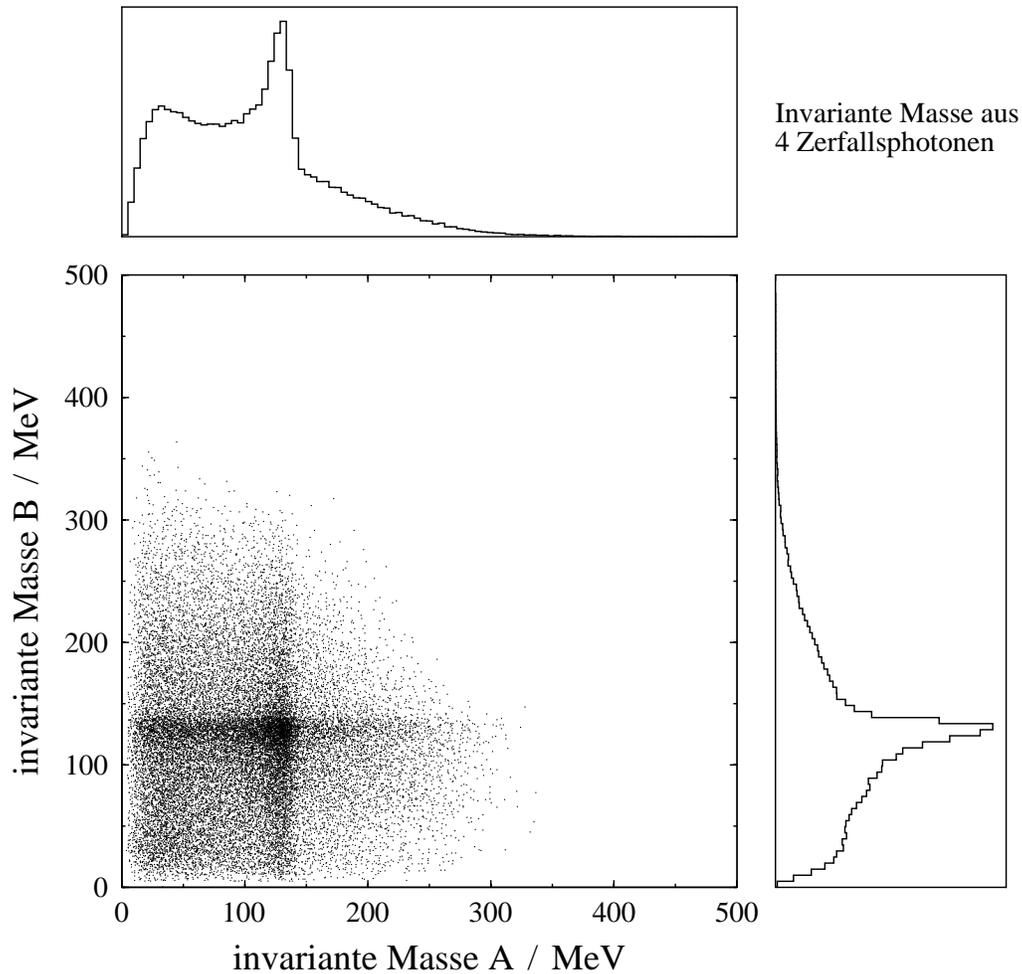


Abb. 4.18: Zweidimensionale Darstellung der invarianten Masse des neutralen Pions aus vier Photonen und deren Projektionen. Zwei Bänder treten jeweils bei der invarianten Masse des Pions von 135 MeV auf. Für jedes 4 γ -Ereignis werden drei Einträge in dieses Spektrum einsortiert, von denen jedoch nur ein Eintrag zwei korrekte Pionmassen besitzt. Nimmt man jetzt Ereignisse mit, bei denen beide invarianten Massen zwischen 100 MeV und 150 MeV liegen, so wird ein Großteil der falsch kombinierten Paarungen unterdrückt.

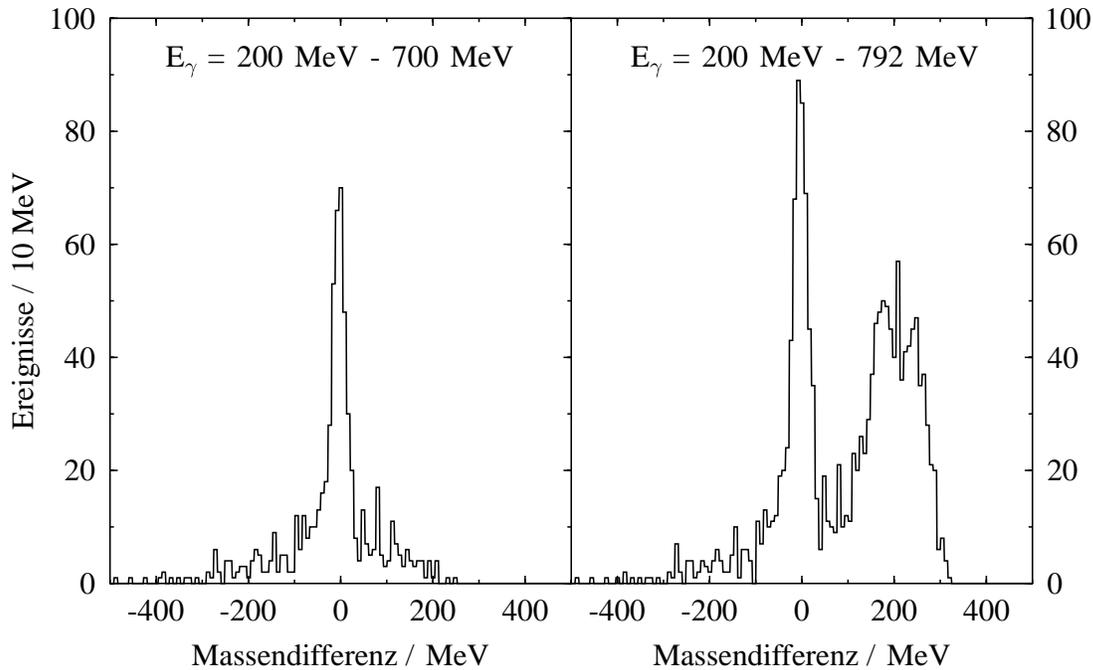


Abb. 4.19: Massendifferenzspektrum zur $2\text{-}\pi^0$ -Produktion am Proton für verschiedene Energiebereiche. Für Energien der einlaufenden Photonen unterhalb der η -Schwelle von 709 MeV (links) sind keine Zweipionereignisse aus dem $3\text{-}\pi^0$ -Zerfall des η -Mesons zu sehen. Für den gesamten Energiebereich (rechts) werden diese falschen Doppelpionereignisse bei einer größeren Massendifferenz einsortiert.

Anzahl der $2\text{-}\pi^0$ -Ereignisse in einem zweiten Peak stark an. Dieser Peak stammt von $2\text{-}\pi^0$ -Ereignissen aus dem $3\text{-}\pi^0$ -Zerfall des η -Mesons. Durch einen Schnitt auf den Peak um Null, in dem sich kinematisch korrekte $2\text{-}\pi^0$ -Ereignisse befinden, wird eine saubere Trennung von den kinematisch falschen Ereignissen vorgenommen. Wiederum zur Reduktion des zeitlich zufälligen Untergrundes wird diese Analyse auch für zufällige Ereignisse durchgeführt. Das Ergebnis der Subtraktion dieses Spektrums vom Massendifferenzspektrum für zeitkorrelierte Ereignisse wird in Abbildung 4.20 gezeigt.

Im Peak um Null befinden sich jetzt nur noch korrekte $2\text{-}\pi^0$ -Ereignisse, mit denen im weiteren Verlauf der Analyse Wirkungsquerschnitte aufgebaut werden. Die oben aufgezeigte Methode verwendet bei der Berechnung der *missing mass* die Rekonstruktion des Protonvierervektors \hat{P}_{Proton} . Diese Information der Protonrekonstruktion wird dann auch benutzt, um die invarianten Massen des $2\text{-}\pi^0$ -Systems und des $p\text{-}\pi^0$ -Systems zu berechnen. Dadurch kann erstmals ein Dalitzplot für die $2\text{-}\pi^0$ -Produktion am Proton aufgebaut werden.

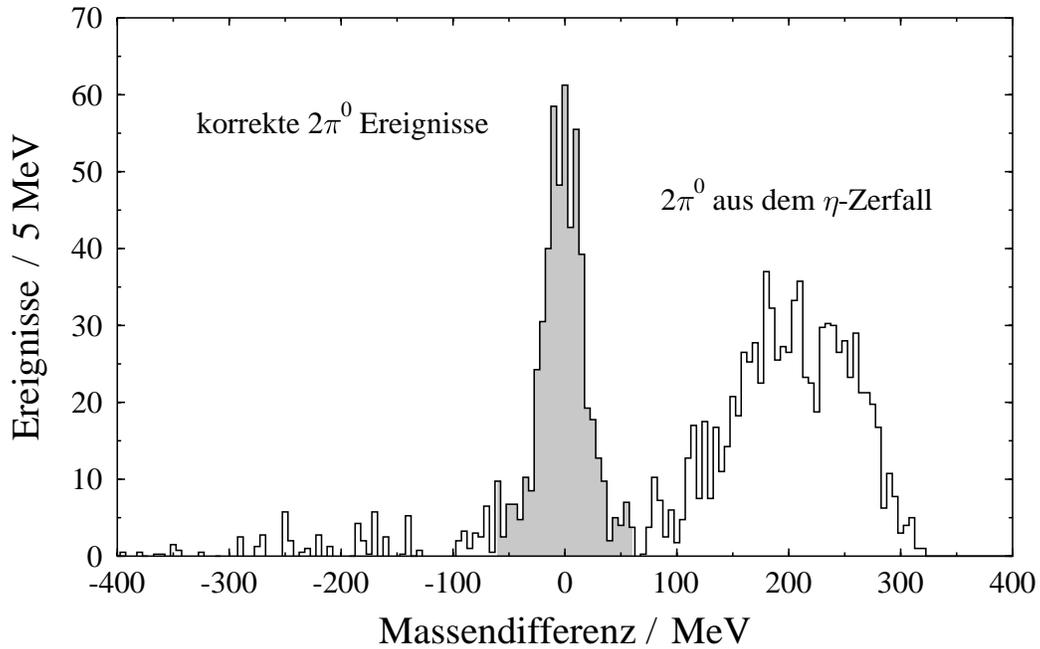
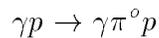


Abb. 4.20: Das Massendifferenzspektrum nach der Korrektur auf den zufälligen Untergrund. Durch einen Schnitt auf die Massendifferenz von ± 60 MeV (grauer Bereich) wird die Separation kinematisch korrekter Doppelpionereignisse gewährleistet. Damit werden etwa 500 Ereignisse im Energiebereich von 200 MeV bis 792 MeV gefunden.

Auswertung von drei Photonereignissen

Die Auswertung der 4γ -Ereignisse über den gesamten Energiebereich von 200 MeV bis 800 MeV liefert etwa 500 Zweipionereignisse, was zu einem großen statistischen Fehler führt. In der Messung wurden jedoch auch Ereignisse archiviert, bei denen zeitgleich 3 γ 's im TAPS-Spektrometer nachgewiesen wurden. Diese 3 γ -Ereignisse stammen in aller Regel aus dem Zerfall von zwei neutralen Pionen, bei dem 1 Photon den Detektor nicht getroffen hat. Ein 3-Photonereignis könnte aber auch aus der radiativen Pionproduktion



hervorgehen. Um mit den 3-Photonereignissen die Zweipionproduktion zu untersuchen, wird die invariante Masse eines neutralen Pions aus allen möglichen Kombinationen der Zerfallsphotonen gebildet (Abbildung 4.21). Zur Abtrennung der Ereignisse aus der radiativen Pionproduktion wird das Massendifferenzspektrum für 3-Photonereignisse aufgebaut (Abbildung 4.22 großes Bild). Abbildung 4.22 (kleines Bild) zeigt 3 Photonereignisse im Energiebereich der Δ -Resonanz unter der Bedingung, daß zwei Photonen aus dem Zerfall eines neutralen Pions

3 Photonen Ereignis: $\gamma_1 \ \gamma_2 \ \gamma_3$

1. Kombination	$\underbrace{\hspace{1.5cm}}$
2. Kombination	$\underbrace{\hspace{1.5cm}}$
3. Kombination	$\underbrace{\hspace{1.5cm}}$

Abb. 4.21: Zur Rekonstruktion eines $2 \pi^0$ Ereignisses aus 3 Zerfallsphotonen müssen zwei Photonen die invariante Masse des neutralen Pions ergeben. Das dritte Photon stammt ebenfalls aus dem Pionzerfall. Das dazugehörige vierte Photon wurde jedoch nicht nachgewiesen.

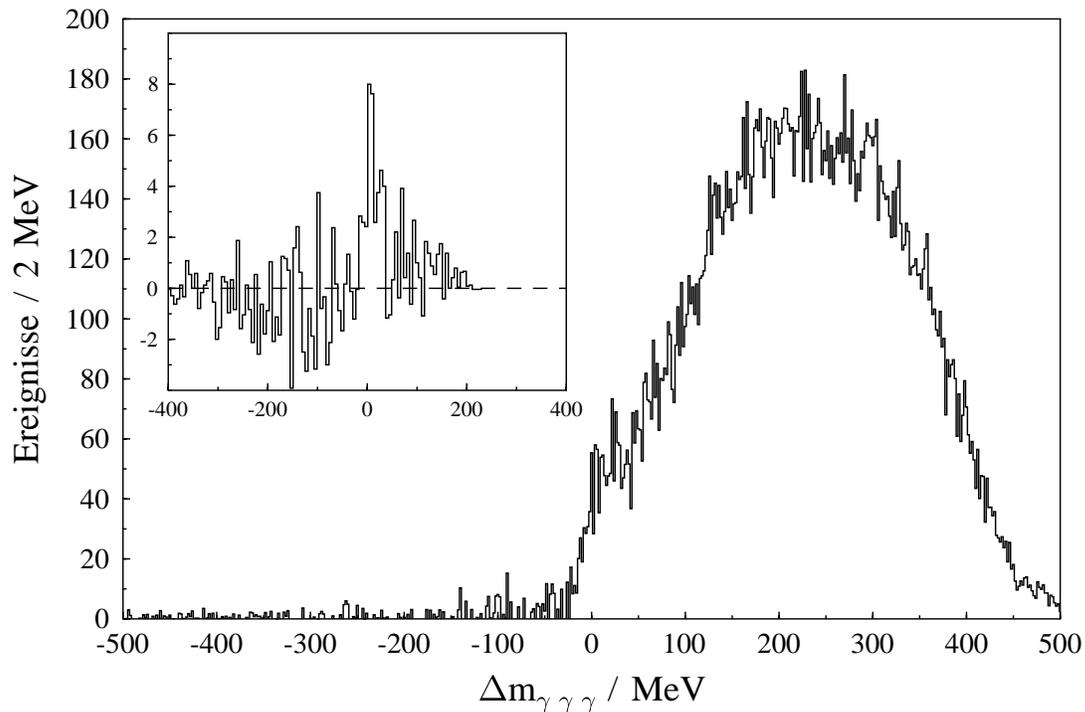


Abb. 4.22: Im Massendifferenzspektrum der 3 γ -Ereignisse (großes Bild) über den gesamten Energiebereich ist ein kleiner Peak bei Null zu erkennen. Ereignisse aus der radiativen Pionproduktion werden durch die Bedingung, daß ein neutrales Pion von zwei der drei gemessenen Zerfallsphotonen rekonstruiert werden kann, abgetrennt. Das Ergebnis für Energien in der Δ -Resonanz ist in dem kleinen Bild zu sehen.

stammen. Dies läßt darauf schließen, daß auch Ereignisse zur radiativen Pionproduktion gefunden wurden. Durch einen Schnitt auf die Massendifferenz wurde sichergestellt, daß nur Ereignisse aus der Doppelpionproduktion in das Leiterkanalspektrum (Abbildung 4.23) einsortiert wurden. Deutlich ist hier der An-

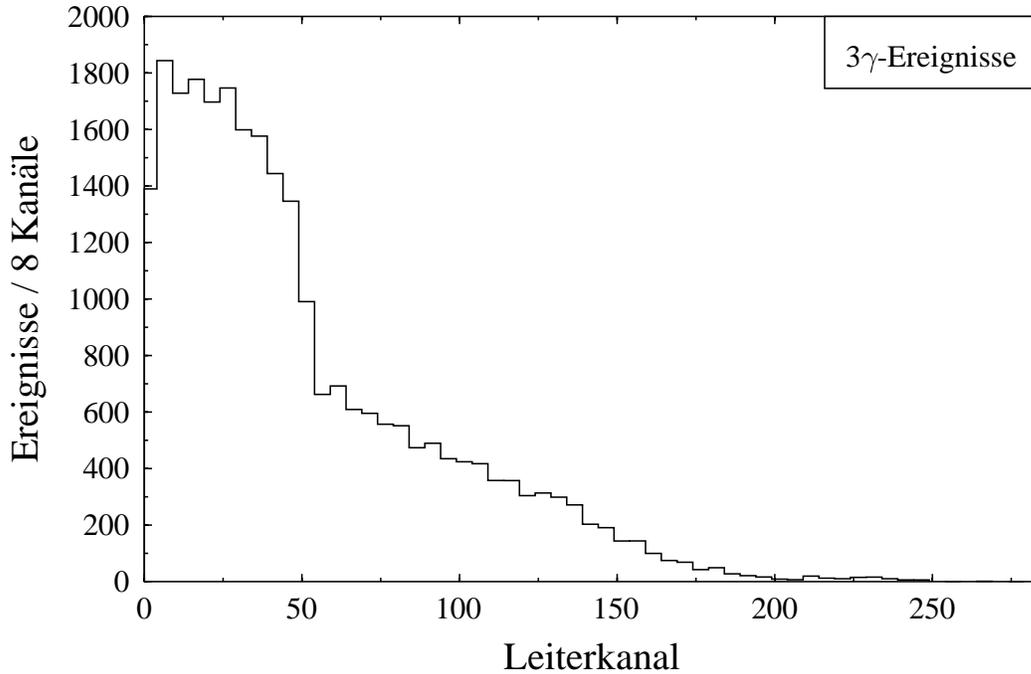


Abb. 4.23: Im Leiterkanalspektrum der 3γ -Ereignisse ist der Anstieg der Doppelpionen oberhalb der η -Schwelle (d.h. unterhalb von Kanal 55) deutlich zu sehen. Eine kinematische Trennung der Pionen aus dem η -Zerfall ist in dieser Analyse nicht möglich.

stieg der registrierten 3-Photonenereignisse oberhalb der η -Schwelle, das heißt unterhalb Kanal 55, zu erkennen. Diese Ereignisse eignen sich für eine weitergehende Kinematikanalyse nicht, da ein Photon fehlt und somit keine *missing energy*-Spektren oder Winkelverteilungen aufgebaut werden können. Eine weitere Analyse zur Verbesserung der Statistik erlaubt die Auswertung der 4γ -Ereignisse aus der η -Produktions-Messung [Kru 96a],[Kru 96c]. Die Auswertung dieser Daten erfolgt analog zu der im vorigen Kapitel beschriebenen Analyse. Die η -Produktionsmessung wurde in dem kleinen Energiebereich E_{γ}^{tag} von 660 MeV bis 792 MeV durchgeführt.

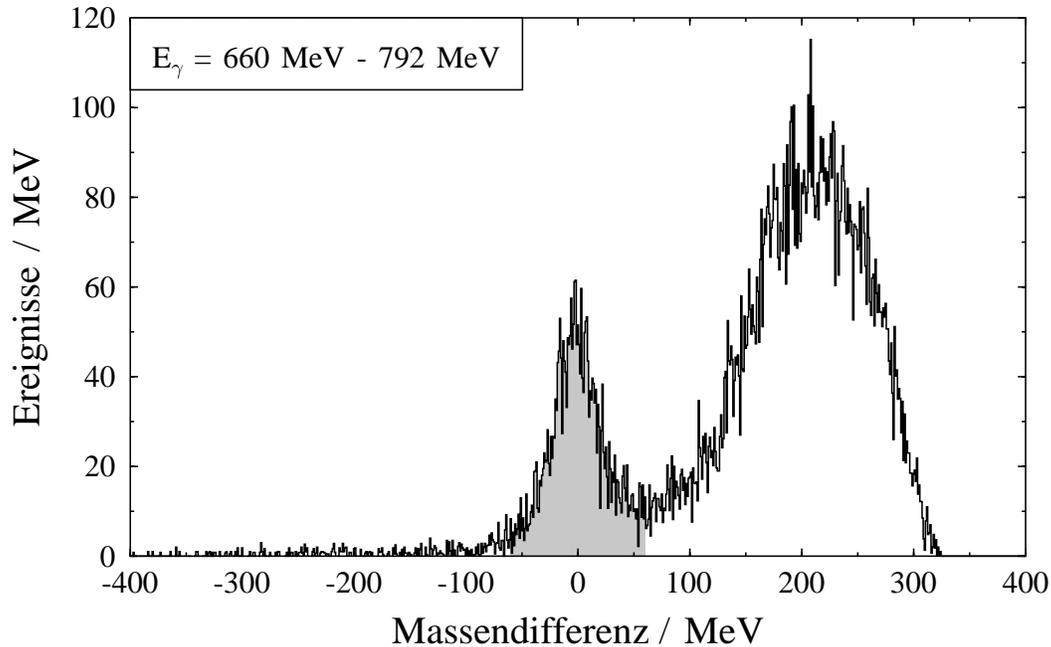


Abb. 4.24: Massendifferenzspektrum für $2 \pi^0$ Ereignisse aus der η -Messung. Es wurden fast 3000 Ereignisse gefunden, was zu einer Verbesserung der statistischen Genauigkeit im hier vorliegenden Energiebereich führt.

4.3 Bestimmung der Luminosität

4.3.1 Bestimmung des Photonenflusses

Das Ziel der Datenanalyse besteht in der Angabe von Wirkungsquerschnitten für die Photoproduktion neutraler Pionen. In diesen Wirkungsquerschnitt geht auch die Anzahl der Photonen ein, die zur Auslösung eines Prozesses zur Verfügung stehen, d.h. die das Reaktionstarget treffen. Der Zusammenhang zwischen der Anzahl der nachgewiesenen Elektronen auf der Elektronenleiter und der Anzahl der Photonen, die das Target getroffen haben, ist gegeben durch:

$$N_\gamma = \epsilon_{\text{Tagger}} \cdot N_{\text{Elektronen}} ,$$

wobei N_γ bzw. $N_{\text{Elektronen}}$ die Anzahl der energiemarkierten Photonen und die Anzahl der Elektronen, die in der Taggerleiter nachgewiesen wurden, angeben (vgl. Kapitel 3.2). Zur Bestimmung der Markierungswahrscheinlichkeit ϵ_{Tagger} müssen separate Messungen durchgeführt werden. In einer solchen Messung wird ein durch Bremsstrahlung am Radiator der Photonenmarkierungsanlage erzeugtes Photon, das den Kollimator passiert, mittels eines totalabsorbierenden Bleiglasdetektors koinzident zu Elektronen auf der Elektronenleiter nachgewiesen. Die

Markierungseffizienz ist in erster Linie von der Kollimation des Photonenstrahls am Ende der Photonemarkierungsanlage abhängig. Da man von der freien Zählrate in der Taggerleiter auf n_γ schließt, geht der Wert der Markierungseffizienz direkt in die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ein. Er muß daher sehr genau bekannt sein. Das Ergebnis der Messung der Markierungswahrscheinlichkeit ist in Abbildung 4.25 zu sehen. Für jeden Leiterkanal wird die Effizienz einzeln bestimmt. Sie beträgt bei der gewählten Kollimation auf das 1.2-fache des charakteristischen Winkels

$$\Theta_c = \frac{m_e}{E_0^{Elektron}} = 0.6 \text{ mrad}$$

etwa 54 %. Als Kontrolle des Photonenflusses kann die Bestimmung der Pionpro-

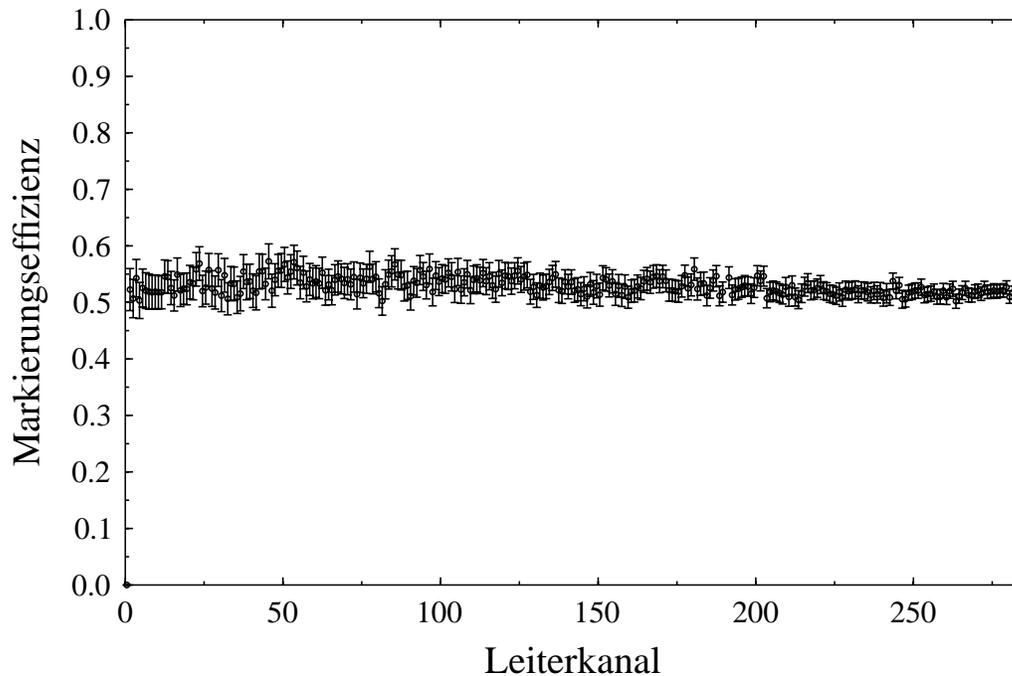


Abb. 4.25: Die Markierungseffizienz wird für jeden einzelnen Leiterkanal separat bestimmt und beträgt in dieser Messung etwa 54 %.

duktionrate für jeden einzelnen Meßlauf dienen. Diese Pionproduktionsrate wird auf die Messung, die zeitlich am nächsten zu der Bestimmung der Markierungswahrscheinlichkeit aufgenommen wurde, normiert. Ein Vergleich der Raten für die anderen Meßläufe ist in Abbildung 4.26 gezeigt. Bei Meßlauf 5, 6 und 7 ist ein deutlicher Abfall der Markierungswahrscheinlichkeit festzustellen. Danach wurde der Elektronenstrahl neu optimiert.

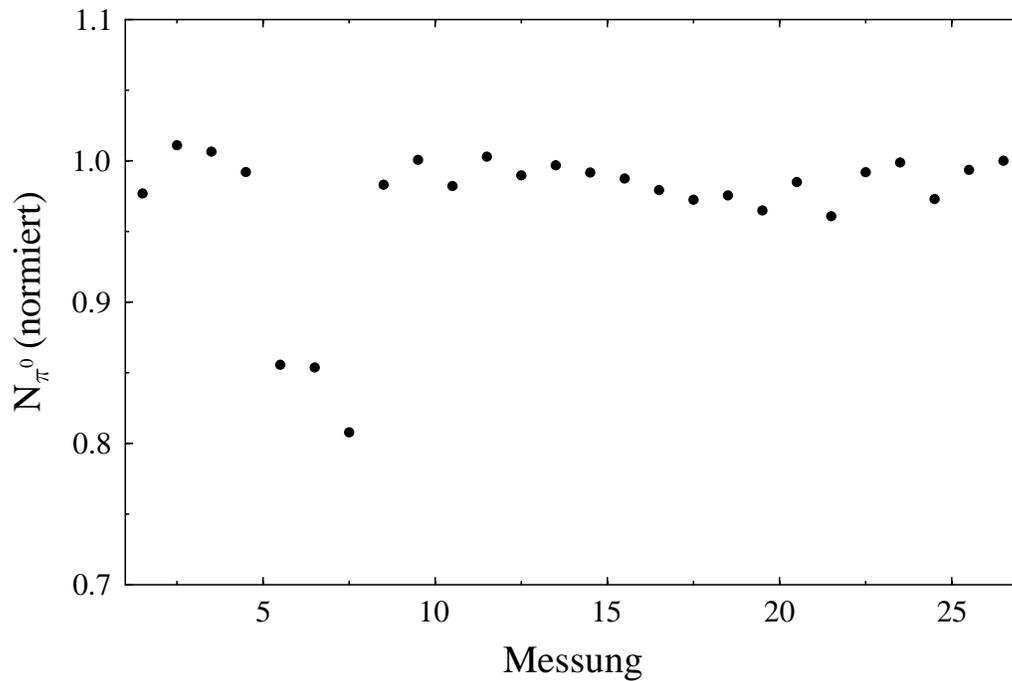


Abb. 4.26: Die normierte Pionproduktionsrate für jeden einzelnen Meßlauf wurde als relativer Monitor für den Photonenfluß benutzt. Die Markierungswahrscheinlichkeit wurde hier nur nach dem letzten Meßlauf absolut bestimmt.

4.3.2 Bestimmung der effektiven Targetdicke

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes verlangt auch die genaue Kenntnis der Anzahl der Targetkerne, das heißt die Anzahl der Protonen im Flüssigwasserstofftarget. Da die Eintrittsfenster der Targetzelle gewölbt sind, und zudem das Photonstrahlprofil eine charakteristische Form besitzt, wird die effektive Luminosität, das Produkt aus der Anzahl der Targetkerne und der Anzahl der Bremsstrahlphotonen, folgendermaßen bestimmt:

- Ausmessen der Targetzelle zur Bestimmung der exakten Geometrie,
- Bestimmung und Normierung des Strahlprofils in Abhängigkeit vom jeweils verwendeten Kollimator,
- Faltung der effektiven Targetlänge mit dem Bremsstrahlprofil.

Die Bestimmung der Dichte des flüssigen Wasserstoffs erfolgt mit Hilfe der Temperaturmessung durch die Dampfdruckregelung [Hae 91]. Mit dieser Methode ist die Dichte $\rho = (0.0708 \pm 0.0011) \frac{g}{cm^3}$ auf 1.5 % genau bekannt. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird die Zahl der Targetkerne, die der Photonenstrahl trifft, benötigt. Diese Anzahl der Targetkerne pro Fläche, die vom Photonenstrahl gesehen werden, ist gegeben durch:

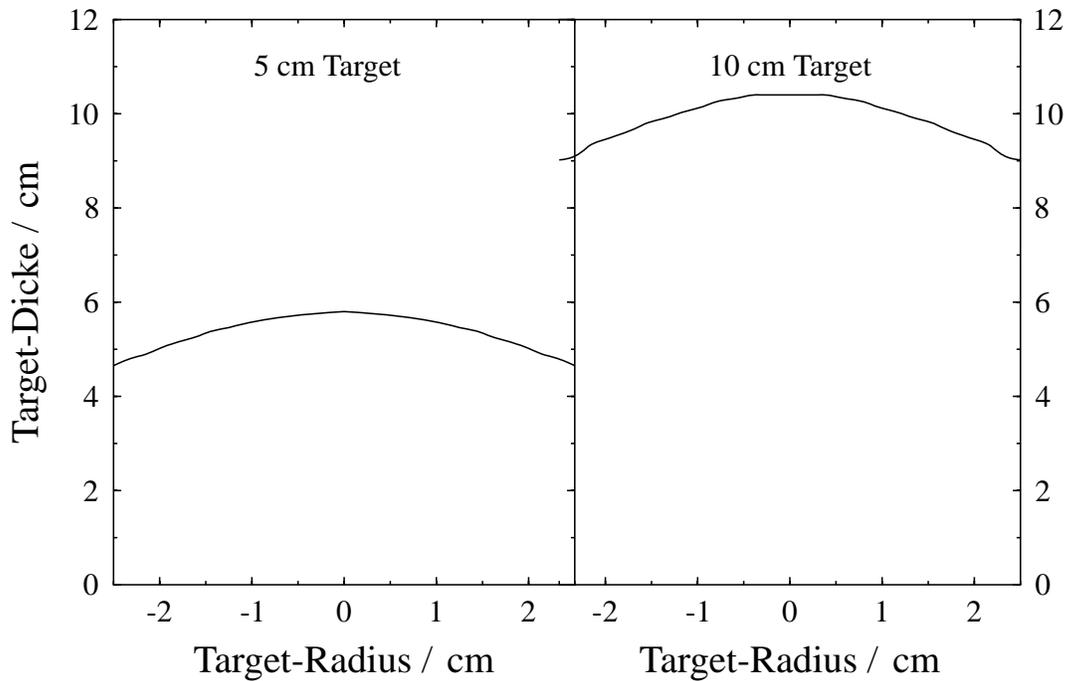


Abb. 4.27: Der Verlauf der effektiven Targetdicke als Funktion des Radius vom Targetmittelpunkt für die 5 cm und 10 cm langen Targetzellen. Die effektive Targetdicke wird zusammengesetzt aus der Form des Targets und dem Profil des kollimierten Photonenstrahls. Die effektive Targetdicke hängt ab von dem eingesetzten Kollimator, da die Targets je nach Größe des Photonenstrahls unterschiedlich ausgeleuchtet werden.

$$N_{Target} = \frac{N_A \cdot \rho_{Target} \cdot d_{Target}}{A_{Target}}$$

N_A = Avogadrozahl: $6.023 \cdot 10^{23}$ Teilchen pro Mol,
 ρ_{Target} = Dichte des Targetmaterials,
 d_{Target} = effektive Targetlänge,
 A_{Target} = Molzahl des Targetmaterials.

Damit sind alle Größen zur Bestimmung der effektiven Targetdicke bekannt.

In Tabelle 4.3.2 sind die effektiven Targetdicken und die Anzahl der Kerne in der Zelle für die verwendeten Targetzellen und die eingesetzten Kollimatoren aufgelistet. Die Längenkontraktion des Zellenmaterials ist aufgrund der unterschiedlichen Temperaturen kleiner als 0.5 % und geht in die Fehlerrechnung entsprechend ein. Auf diese Art wird die Anzahl der Targetkerne auf 1.5 % genau bestimmt.

Kollimatordurchmesser	5mm	6mm	7mm
effektive Targetlänge 5 cm Target / cm:	5.67	5.65	5.57
Anzahl der Targetkerne / $10^{23}cm^{-2}$	2.40 ± 0.03	2.39 ± 0.03	2.35 ± 0.03
effektive Targetlänge 10 cm Target / cm:	10.28	10.25	10.12
Anzahl der Targetkerne / $10^{23}cm^{-2}$	4.35 ± 0.05	4.33 ± 0.05	4.28 ± 0.05

Tab. 4.1: Die effektive Targetlänge und die Anzahl der Targetkerne hängt vom verwendeten Kollimator ab. Für die vorliegende Messung wurde das 5 cm dicke Target und der 5 mm-Kollimator verwendet.

Leertargetmessung

Durch die Analyse der Leertargetmessung wird die Anzahl der neutralen Pionen aus Reaktionen in den Targetfenstern bestimmt. Der Ablauf erfolgt analog der Experimentanalyse. Die Auswertung bei der Messung am Proton und der Verwendung des 5 cm langen Targets ergibt einen Leertargeteffekt von etwa 1.5 %.

4.4 Simulation mit GEANT

Als letzter Schritt der Auswertung muß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für die Reaktionen $p(\gamma, \pi^0)p$ und $p(\gamma, \pi^0\pi^0)p$ bestimmt werden. Die Simulation der Photonschauer der Zerfallsphotonen in den Detektoren wurde mittels einer aufwendigen Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des gesamten Detektors wird in einer Simulationsrechnung bestimmt, indem eine gewisse Anzahl von Pionen erzeugt ($N_{gestartet}(\pi^0)$ beziehungsweise $N_{gestartet}(\pi^0\pi^0)$) und im Detektor die Anzahl der nachgewiesenen Pionen ($N_{TAPS}(\pi^0)$ beziehungsweise $N_{TAPS}(\pi^0\pi^0)$) ermittelt wird. Der Quotient aus beiden Größen ist die Detektoreffizienz $\varepsilon_{TAPS}(\pi^0)$ bzw. $\varepsilon_{TAPS}(\pi^0\pi^0)$

$$\varepsilon_{TAPS}(\pi^0) = \frac{N_{TAPS}(\pi^0)}{N_{gestartet}(\pi^0)} \quad , \quad \varepsilon_{TAPS}(\pi^0\pi^0) = \frac{N_{TAPS}(\pi^0\pi^0)}{N_{gestartet}(\pi^0\pi^0)}.$$

Die Simulationsrechnungen wurden mit dem Programmpaket *GEANT 3* [Bru 86] durchgeführt. Eine solche Rechnung ermöglicht

- den Vergleich der simulierten Spektren mit den im Rahmen der Datenanalyse der Messung aufgebauten experimentellen Spektren und somit die Kontrolle der Wirksamkeit der in der Datenanalyse gesetzten Schnitte,
- die Bestimmung des effektiven Raumwinkels, der durch das TAPS-Spektrometer abgedeckt wird und damit die Akzeptanz des Detektoraufbaus für den Nachweis der untersuchten Reaktion.

Ziel der Simulation ist die Bestimmung eines zweidimensionalen Spektrums, das die Energie- und Winkelabhängigkeit zur Nachweiswahrscheinlichkeit neutraler

Mesonen mit dem TAPS-Spektrometer beschreibt. Dadurch werden alle Effekte, außer der Pulsform-Analyse und dem Zeitverhalten des Detektors, berücksichtigt. Das folgende Kapitel erläutert das Prinzip der durchgeführten Simulation. Ein Vergleich mit den gemessenen Spektren zeigt gute Übereinstimmung mit den simulierten Spektren.

Definition des Experiments

Am Anfang der Simulation steht eine genaue Definition der im Experiment verwendeten Detektoren und Materialien. Dazu wird die Geometrie jedes einzelnen BaF_2 -Detektors und des dazugehörigen Veto-Detektors angesetzt. Ebenso sind die Detektormaterialien vorzugeben. Im zweiten Schritt werden die BaF_2 -Detektoren zu TAPS-Blöcken, bestehend aus einer Matrix aus 8×8 Detektoren, zusammengefaßt. Zusätzlich wird die Detektorhalterung aus Aluminium in die Simulation aufgenommen. Die Blöcke werden zum Gesamtaufbau wie in der Messung angeordnet. Im Zentrum des Detektors wird sowohl die Streukammer aus Aluminium als auch das Target definiert. Damit auch am Strahlrohr gestreute Teilchen in der Simulation mitberücksichtigt werden können, gehen auch diese Parameter in die Simulation ein. Abbildung 4.28 zeigt den Aufbau des Experiments wie er von GEANT dargestellt wird.

Ereignisgenerator

Die Aufgabe des Ereignisgenerators besteht darin, 1 π^0 - und 2 π^0 -Ereignisse zu erzeugen. Die Pionen zerfallen noch im Target in 2 bzw. in 4 Photonen. Im Ruhesystem der Pionen (siehe Kapitel Kinematik) werden die Zerfallsphotonen isotrop emittiert. Sie besitzen gleiche Energie und einen relativen Öffnungswinkel von 180° . Die kinematischen Größen der Zerfallsphotonen müssen ins Laborsystem transformiert werden.

Spurrekonstruktion(*tracking*)

Bislang wurden Photonenpaare gestartet. Durch die Kenntnis der Geometrie kann jetzt auch eine geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit ermittelt werden. Für eine vollständige Simulation muß im nächsten Schritt die Wechselwirkung der Photonen mit der Materie im Target, in der Streukammer bzw. dem Strahlrohr sowie im Detektormaterial selbst, ermittelt werden. Dies alles wird in der Simulation berücksichtigt, wodurch die im Detektor deponierte Energie ermittelt werden kann.

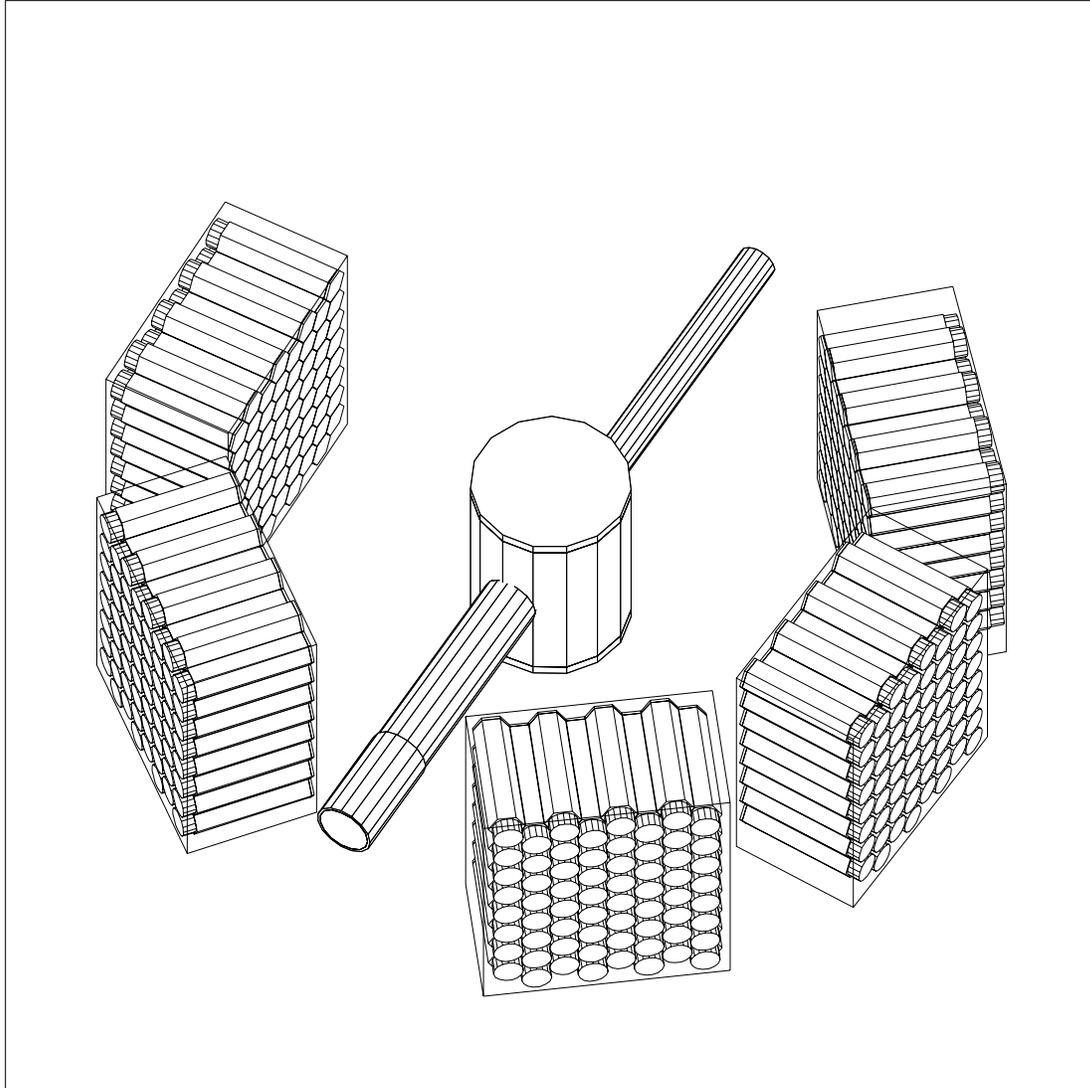


Abb. 4.28: Der Detektoraufbau zur Simulationsrechnung mit GEANT beinhaltet neben den Detektorhalterungen auch die Streukammer und die Strahlrohre. Im Zentrum der Streukammer befindet sich das Wasserstofftarget.

4.4.1 Bestimmung der Effizienz

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Polarwinkelverteilung Θ^{CM} im Schwerpunktsystem wurde iterativ durchgeführt. Dazu werden im ersten Schritt der Simulation die Pionen isotrop emittiert. Das Ergebnis dieses ersten Simulationsschrittes wird mit der gemessenen Winkelverteilung verglichen, das heißt, die experimentelle Winkelverteilung wird durch die simulierte Winkelverteilung dividiert. Die auf diese Art erhaltene Winkelverteilung wird nun im nächsten Simulationsschritt als Startwinkelverteilung eingesetzt. Danach wird ein weiterer Iterationsschritt durchgeführt, bis die Unterschiede zwischen den Winkelverteilungen verschwinden. Die Überprüfung dieses Verfahrens an einigen Leiterkanälen führte dazu, daß eine solche Iteration zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Polarwinkels Θ^{CM} im Schwerpunktsystem nur für Energien bis etwa 220 MeV durchgeführt werden mußte. Bei höheren Energien liefern zusätzliche Iterationsschritte keine Veränderung der Fitparameter. Die Ergebnisse der Simulation zur $1\pi^0$ -Produktion wurden mit Simulationsrechnungen aus der Schwellenanalyse für Photonenergien zwischen 200 MeV und 280 MeV verglichen [Fuc 96]. Der daraus resultierende Überlapp von 80 MeV wurde zur Kontrolle beider unabhängiger Simulationsrechnungen genutzt. Die Übereinstimmung liegt dabei im 1%-Bereich. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors wurden etwa 280 CPU-Tage auf DEC-Alpha-Rechnern⁴ benötigt. Die Zeit zur Effizienzbestimmung wurde durch Verteilung der Simulationsrechnungen auf 10 verschiedene Rechner in einem vertretbaren Rahmen gehalten.

Analyse der simulierten Daten

Die Archivierung der Simulationsdaten erfolgt in ähnlicher Weise wie die der Meßdaten. Die Zeitinformation kann ebenso wie die Pulsformanalyse nicht simuliert werden, so daß die Schnitte auf die Zeitspektren großzügig gesetzt werden. Die Auswertung der simulierten Daten erfolgt mit dem gleichen Analyseprogramm (unter Verwendung von *GOOSY*) wie für die Meßdaten. Dies gewährleistet eine Gleichbehandlung beider Datensätze. Bei der Auswertung der Simulation muß allerdings sichergestellt sein, daß Ereignisse ausgeschlossen werden, bei denen nur in einem Detektorblock zwei Photonenergebnisse gesehen wurden, da solche Ereignisse nicht der Triggerlogik entsprechen. Die Triggerbedingung fordert, daß zwei unterschiedliche Blöcke je ein Photonenergebnis nachgewiesen haben müssen. Ebenso wie in der Messung wird die Simulation und deren Analyse für die jeweilige Photonenergie eines jeden Leiterkanals bestimmt.

⁴Digital Equipment Corporation

4.4.2 Einpionproduktion

Im ersten Schritt werden die Pionen isotrop in Θ und in ϕ gestartet. Dazu wurde ein Ereignisgenerator benutzt, der ein neutrales Pion am Targetkern erzeugt, das danach in zwei Photonen zerfällt. Die Bestimmung der Antwortfunktion des TAPS-Spektrometers auf diese beiden Zerfallsphotonen ist das Ziel der Simulationsrechnung.

Nachfolgend wird der Vergleich der gemessenen und der simulierten Daten dargestellt. Da die Analysen der Meßdaten und der simulierten Daten gleich sind, eignet sich dieser Vergleich gut, um die Wirksamkeit der in der Messung und der Simulation eingesetzten Schnitte zu überprüfen.

Abbildung 4.29 zeigt den Vergleich für die Invariante-Masse-Analyse des neutralen Pions aus der Messung (durchgezogene Linie) und der Simulation (gestrichelte Linie). Die gute Übereinstimmung zeigt, daß der TAPS-Detektor in seinen Eigenschaften gut verstanden ist und die Identifikation neutraler Pionen über ihre invariante Masse gerechtfertigt ist. Die Überprüfung der Kinematik erfolgt in der

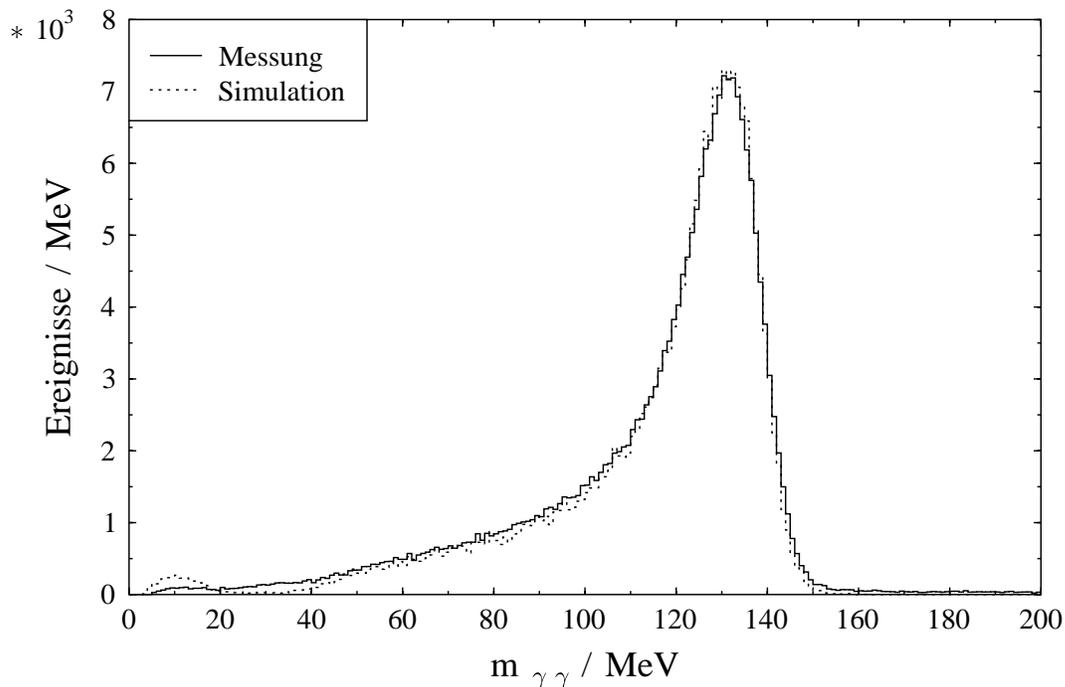


Abb. 4.29: Der Vergleich der invarianten Masse, bestimmt aus der Messung (durchgezogene Linie) und der Simulation (gestrichelte Linie) für die $1 \pi^0$ -Produktion.

missing energy-Analyse. Auch hier zeigt der Vergleich zwischen der Messung und der Simulation (Abbildung 4.30) gute Übereinstimmung.

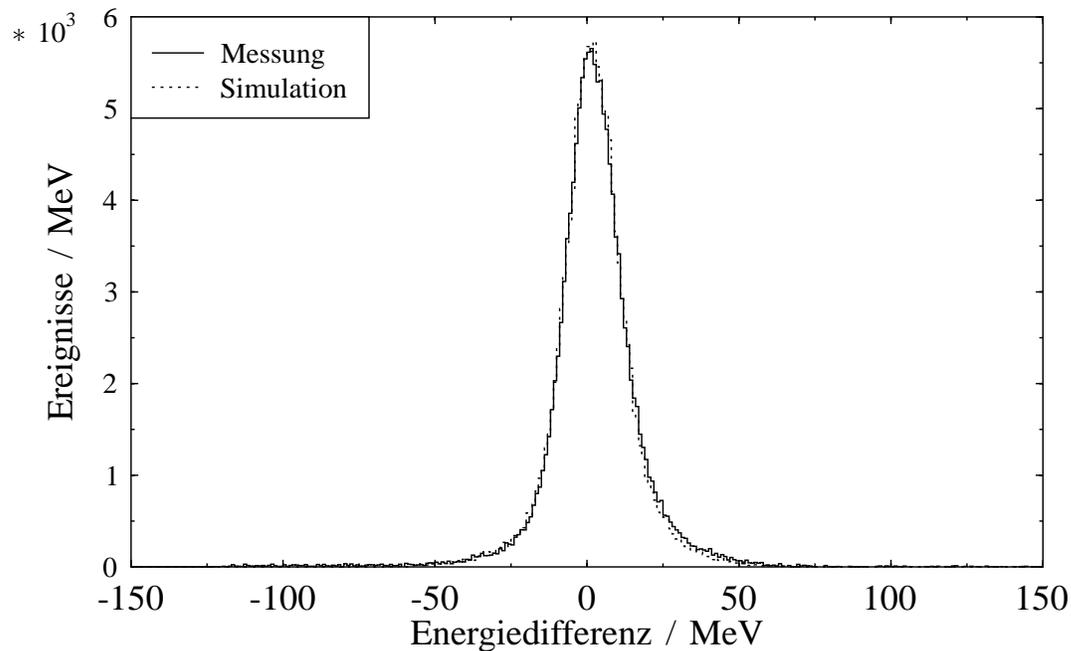


Abb. 4.30: Vergleich der Energiedifferenz zwischen der Messung (durchgezogene Linie) und der Simulation (gestrichelte Linie) für die $1\pi^0$ -Produktion.

Zur Erstellung von differentiellen Wirkungsquerschnitten wird die Effizienz des Detektors als Funktion des Polarwinkels und der Einschubenergie des markierten Photons bestimmt. Abbildung 4.31 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors als Funktion des Polarwinkels im Schwerpunktsystem und der Laborenergie des einlaufenden Photons. Deutlich ist die Geometrie in der Winkelverteilung zu erkennen. Unter Rückwärtswinkeln ist die Nachweiswahrscheinlichkeit wesentlich kleiner als unter Vorwärtswinkeln, was auf den fehlenden sechsten Detektorblock zurückzuführen ist.

4.4.3 Zweipionproduktion

Zur Bestimmung der Detektoreffizienz für die Zweipionproduktion wird in analoger Weise zur Einpionproduktion vorgegangen. Um diese Reaktion zu simulieren, mußte jedoch ein neuer Ereignisgenerator erstellt werden. Hierbei wird auf den N-Teilchen Monte-Carlo Ereignisgenerator *GENBOD* [Cer 85] der CERN-Bibliotheken zurückgegriffen. Diese Routine erzeugt die Produkte eines Dreikörperzerfalls, also 2 neutrale Pionen und das Proton im Schwerpunktsystem. Die Vierervektoren der auf diese Weise produzierten 2 Pionen und des Protons werden ins Laborsystem transformiert. Die beiden Pionen zerfallen in vier Pho-

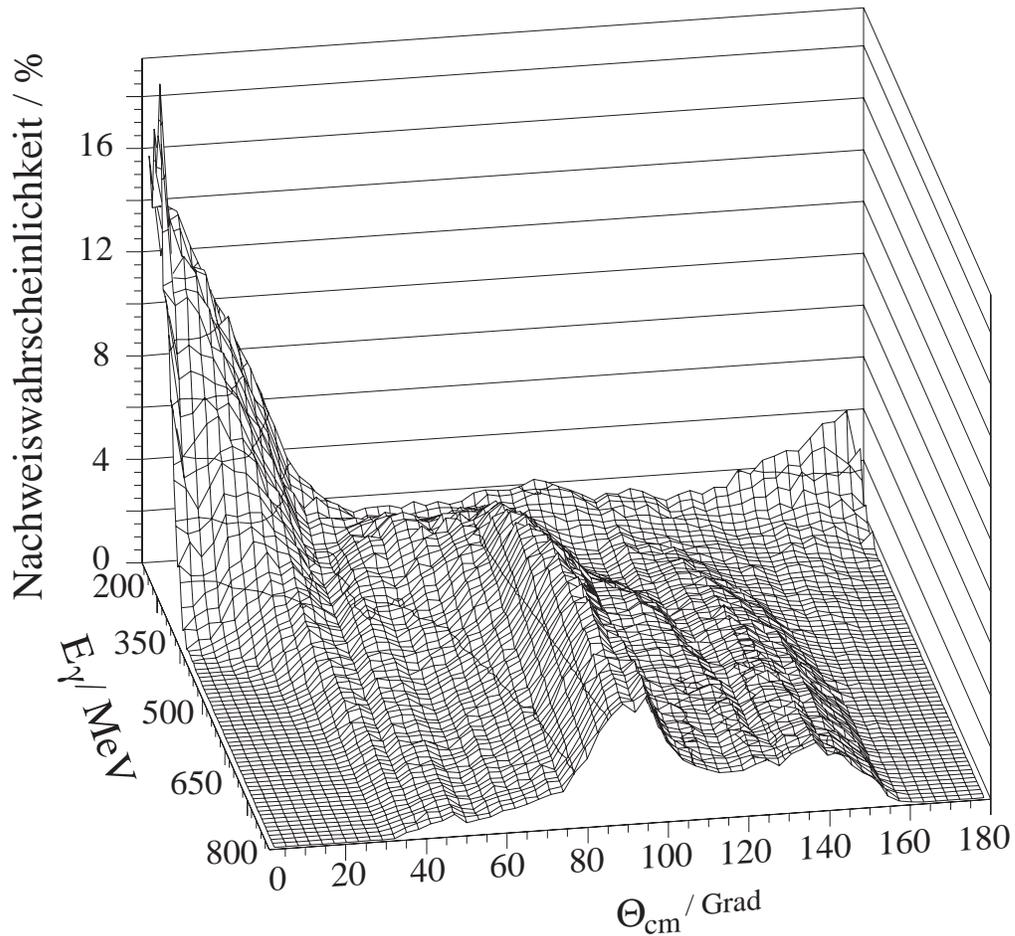


Abb. 4.31: Die Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors für neutrale Pionen als Funktion des Winkels und der Energie. Bei niedrigen Energien und in der Δ -Resonanz wird der gesamte Winkelbereich abgedeckt. Aufgrund der Geometrie und der Zerfallskinetik wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für kleine und große Polarwinkel zunehmend schlechter. Im zweiten Resonanzgebiet können nur noch Pionen im Polarwinkelbereich zwischen etwa 30° und 150° nachgewiesen werden.

tonen. Die Energie und der Auftreffort der Zerfallsphotonen wird auch hier bei vordefinierter Geometrie berechnet. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist dann wiederum der Quotient aus der Anzahl der in TAPS detektierten Pionen und den in der Simulation gestarteten $2\pi^0$ -Ereignissen. Die Verwendung der gleichen Analyse stellt die Gleichbehandlung der Simulations- und Meßdaten sicher. In der Auswertung der Simulationsdaten werden also wieder gleiche Schnitte auf die Spektren wie in der Messung angewandt. Die Kinematikontrolle erfolgt auch in der Simulation über die *missing mass*.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Spektrometers für zwei Pionereignisse bei gegebener Blockgeometrie ist in Abbildung 4.32 zu sehen. Im Bereich der Produktionsschwelle, an der beide Pionen eine geringe Energie besitzen, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit groß.

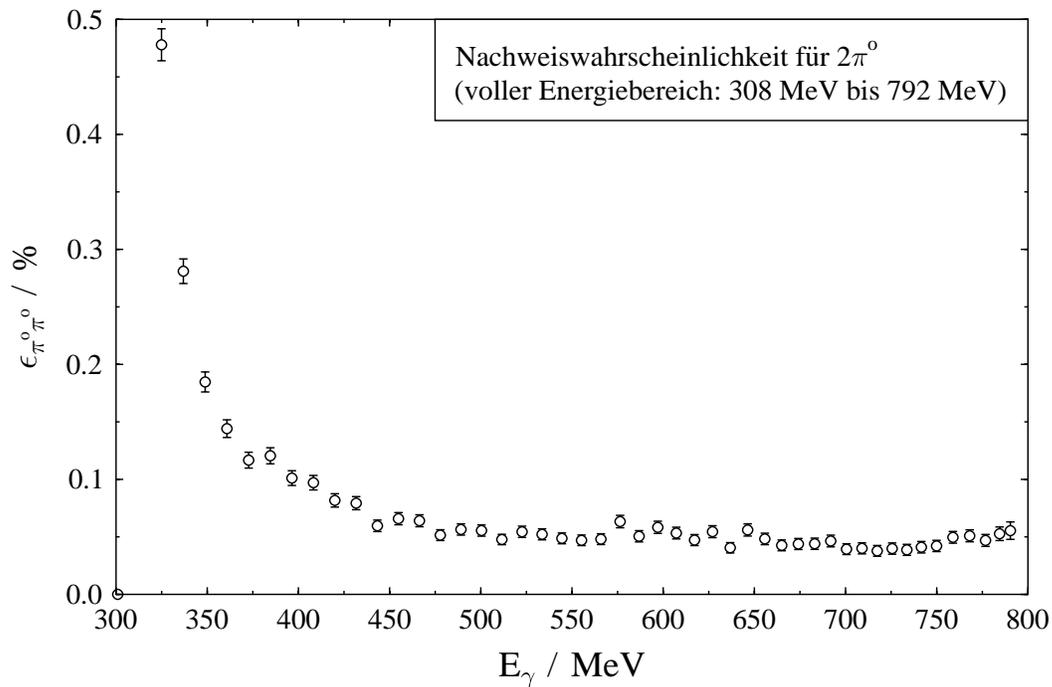


Abb. 4.32: Die Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors für zwei neutrale Pionen ist im Bereich der Produktionsschwelle am größten und bleibt ab etwa 450 MeV über den gesamten überdeckten Energiebereich nahezu konstant.

Phasenraumsimulation in der Zweipionproduktion

Zur Bestimmung des kinematischen Untergrundes wurde eine Simulation des Dreikörperphasenraumes durchgeführt. Als problematisch erwies sich dabei, daß das TAPS-Spektrometer kaum Nachweiseffizienz im Azimutwinkel ϕ bei 90° und

270° besitzt, wie in Abbildung 4.33 zu sehen ist. Die Einbrüche der Nachweiswahrscheinlichkeit in ϕ stammen daher, daß der TAPS-Detektor Photonen, die nach oben und nach unten laufen, nicht nachweisen kann. Diese Eigenschaft hat im weiteren Verlauf der Analyse Auswirkungen. Sie muß daher untersucht werden.

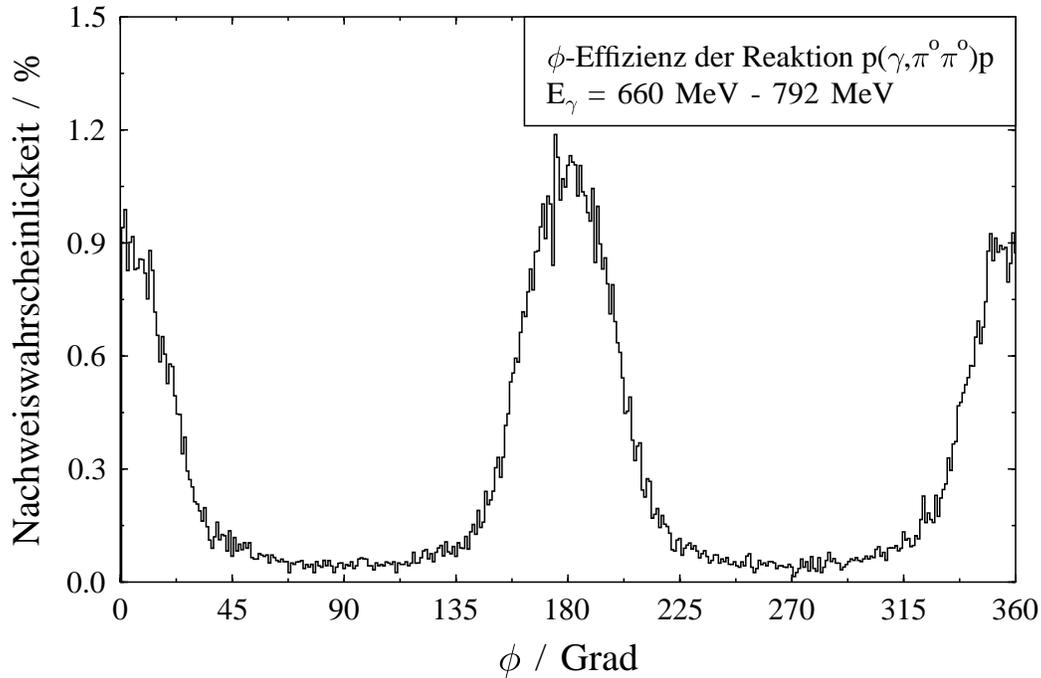
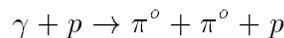


Abb. 4.33: Die Nachweiseffizienz des TAPS-Detektors für 4 Zerfallsphotonen in ϕ zeigt starke Einbrüche in der Effizienz, da oberhalb und unterhalb des Targets keine Detektoren aufgebaut waren.

Dalitzplot

Die Untersuchung der möglichen Wechselwirkungen der neutralen Pionen und des Protons im Endzustand liefert Informationen über etwaige Resonanzen. Dazu muß festgestellt werden, inwieweit die beobachteten Verteilungen von Phasenraumverteilungen abweichen. Ein wichtiges Instrument bei der Suche von Zweiteilchen-Resonanzen ist der *Dalitzplot* [Dal 53],[BK 72],[Hag 73],[Per 87]. Mit Hilfe des Dalitzplots werden Abweichungen vom Dreikörperphasenraum bestimmt (siehe Anhang). In der vorliegenden Reaktion



werden die invarianten Massenquadrate des $\pi^0\pi^0$ - und des π^0p -Systems in einem zweidimensionalen Spektrum aufgetragen. Die invarianten Massenquadrate sind

die Quadrate der Summe der Vierervektoren der Pionen und des Protons:

$$\begin{aligned}
m_{\pi_1^0 \pi_2^0}^2 &= \left(\widehat{P}_{\pi_1^0} + \widehat{P}_{\pi_2^0} \right)^2 \\
&= m_{\pi_1^0}^2 + m_{\pi_2^0}^2 + 2E_{\pi_1^0} E_{\pi_2^0} - 2\vec{P}_{\pi_1^0} \vec{P}_{\pi_2^0} \\
m_{\pi^0 p}^2 &= \left(\widehat{P}_{\pi^0} + \widehat{P}_p \right)^2 \\
&= m_{\pi^0}^2 + m_p^2 + 2E_{\pi^0} E_p - 2\vec{P}_{\pi^0} \vec{P}_p.
\end{aligned}$$

Die Vierervektoren der Zerfallsphotonen und damit die Vierervektoren der neutralen Pionen sind aus der Analyse bekannt. Die Vierervektoren des Protons müssen aus den vier Zerfallsphotonen und dem energiemarkierten Photon gemäß:

$$\begin{aligned}
E_{Proton} &= E_{\gamma}^{Tagger} - \sum_{i=1}^4 E_{\gamma_i}^{(i)} \\
\vec{P}_{Proton} &= \vec{P}_{\gamma}^{tagger} - \sum_{i=1}^2 \vec{P}_{\gamma_i}^{(i)}
\end{aligned}$$

rekonstruiert werden, da die Protonen nicht mitgemessen wurden. Die Simulation des Dreikörperphasenraumes über den gesamten Raumwinkel wird in Abbildung 4.34 gezeigt. Im Dalitzplot und in den Projektionen der invarianten Massenquadrate ist die gleichförmige Struktur des Phasenraumes zu erkennen.

Die Bestimmung des Dreikörperphasenraums, gesehen mit dem TAPS-Spektrometer, erfordert zusätzlich die Berücksichtigung der Geometrie und aller anderen Effekte, welche den Raumwinkel verringern. Abbildung 4.35 zeigt das Ergebnis dieser Phasenraumsimulation im TAPS-Detektor. Deutlich erkennbar, im Vergleich zum Dalitzplot über den gesamten Raumwinkel (Abbildung 4.34), ist eine Struktur in den Projektionen der invarianten Massenquadrate des Pion-Pion Systems und des Pion-Proton Systems.

Die Auswirkungen dieser Reduktion der Nachweiswahrscheinlichkeit muß durch Korrektur des Dalitzplots aus der Messung mit dieser Effizienz, dem Quotienten aus Abbildung 4.34 und Abbildung 4.35, bestimmt werden (Kapitel 5).

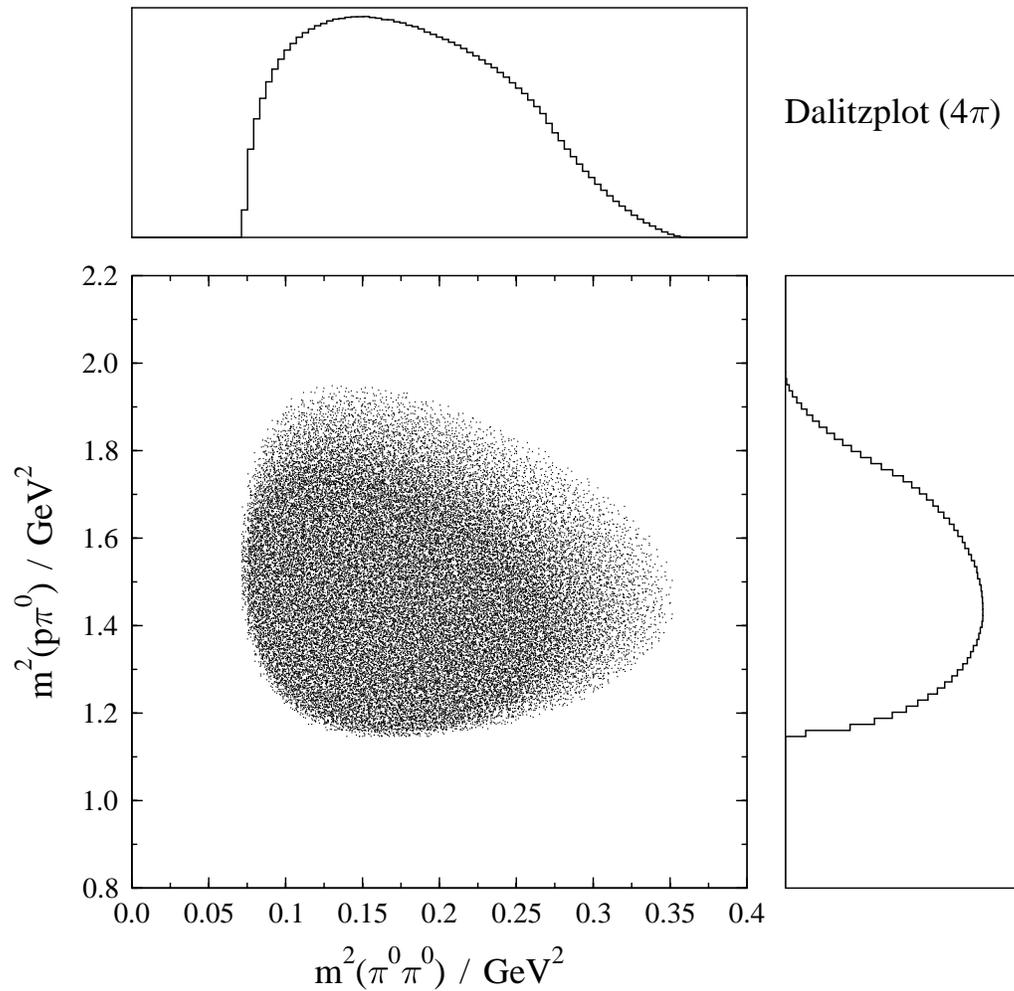


Abb. 4.34: Dalitzplot für die Zweipionproduktion (Phasenraumsimulation über 4π) und die Projektionen der invarianten Massenquadrate des Pion-Pion Systems und des Pion-Proton Systems. Die Energie des einlaufenden Photons beträgt $E_\gamma = 660 \text{ MeV} - 792 \text{ MeV}$ und entspricht dem Energiebereich der Daten. Zusätzlich wurde auch die Form des Bremsspektrums berücksichtigt.

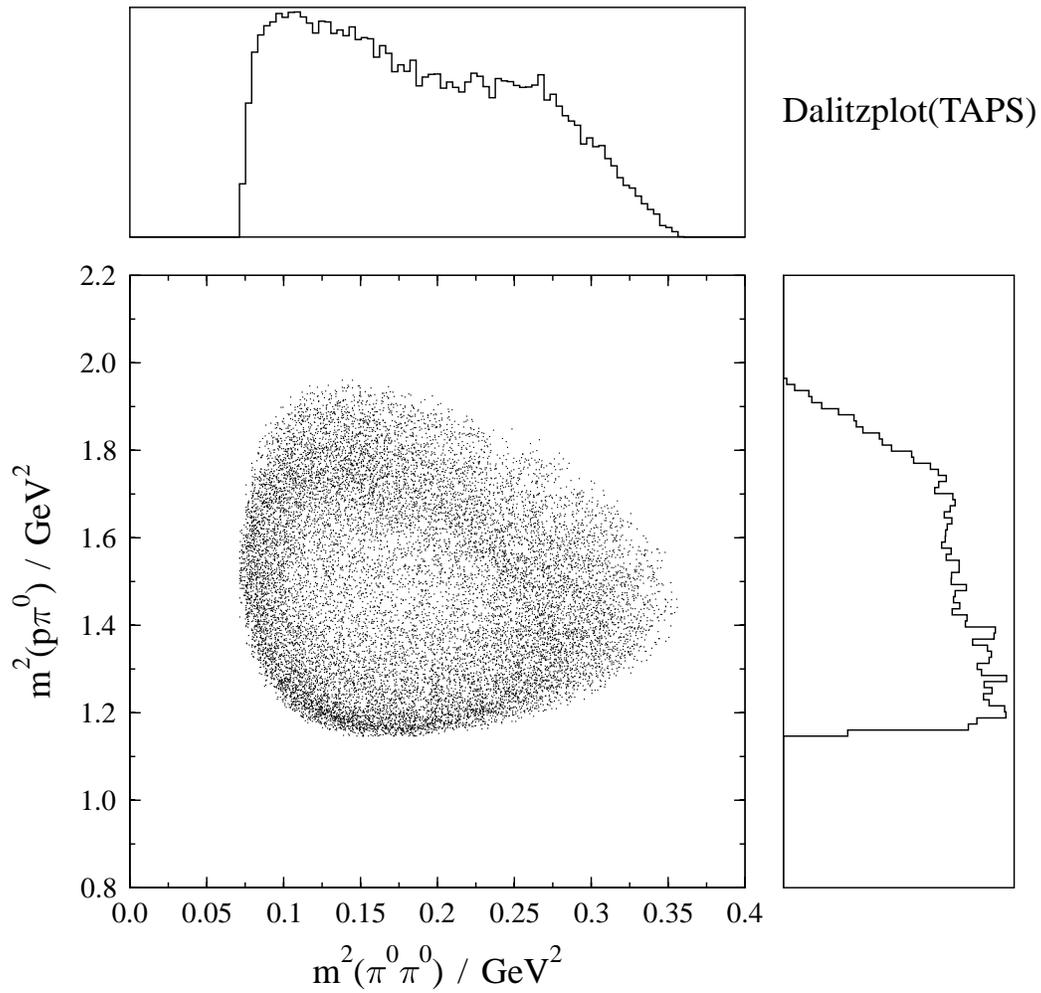


Abb. 4.35: Dalitzplot für die Zweipionproduktion (Phasenraumsimulation gesehen mit dem TAPS-Spektrometer) und die Projektionen der invarianten Massenquadrate des Pion-Pion Systems und des Pion-Proton Systems.

5. Ergebnisse

Dieses Kapitel beschreibt die Ergebnisse der Analyse zur Photoproduktion neutraler Pionen. Im vorangegangenen wurde erläutert, welche Größen zur Bestimmung von totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten benötigt werden. Aus diesen Größen werden die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte der $1 \pi^0$ - und $2 \pi^0$ -Photoproduktion am Proton im Bereich des ersten und zweiten Resonanzgebietes berechnet. In den Ergebnisspektren sind die Leertargeteffekte subtrahiert. Die Ergebnisse werden im folgenden zusammengefaßt.

5.1 Einpionproduktion

Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind zur Interpretation der Photoproduktion von entscheidender Bedeutung. Dabei werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte zum einen als Polarwinkelverteilung bei fest vorgegebener Einschußenergie und zum anderen bei fest vorgegebenem Winkel, als Funktion der Energie des einlaufenden Photons, ermittelt.

In Abbildung 5.1 wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für verschiedene Polarwinkel als Funktion der Photoneinschußenergie dargestellt. Dabei sind jeweils fünf Leiterkanäle zusammengefaßt, so daß jede Darstellung einer Energiebreite von 8 MeV bis 12 MeV entspricht. In diesen differentiellen Wirkungsquerschnitten sind die Δ -Resonanz und das zweite Resonanzgebiet zu erkennen.

Abbildung 5.2 zeigt die Polarwinkelverteilung der $1 \pi^0$ -Photoproduktion am Proton im Energiebereich der Δ -Resonanz (verschiedene Energien). In diesen Winkelverteilungen sind jeweils 20 Winkelgrade zu einem Meßwert zusammengefaßt.

Ergebnisse der Multipolanalyse

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte, insbesondere die Winkelverteilungen der neutralen Pionen, erlauben eine Zerlegung in Multipole. Die notwendige maximale Ordnung n der Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnittes nach Potenzen des Cosinus des Polarwinkels ist von der Energie des Photons abhängig.

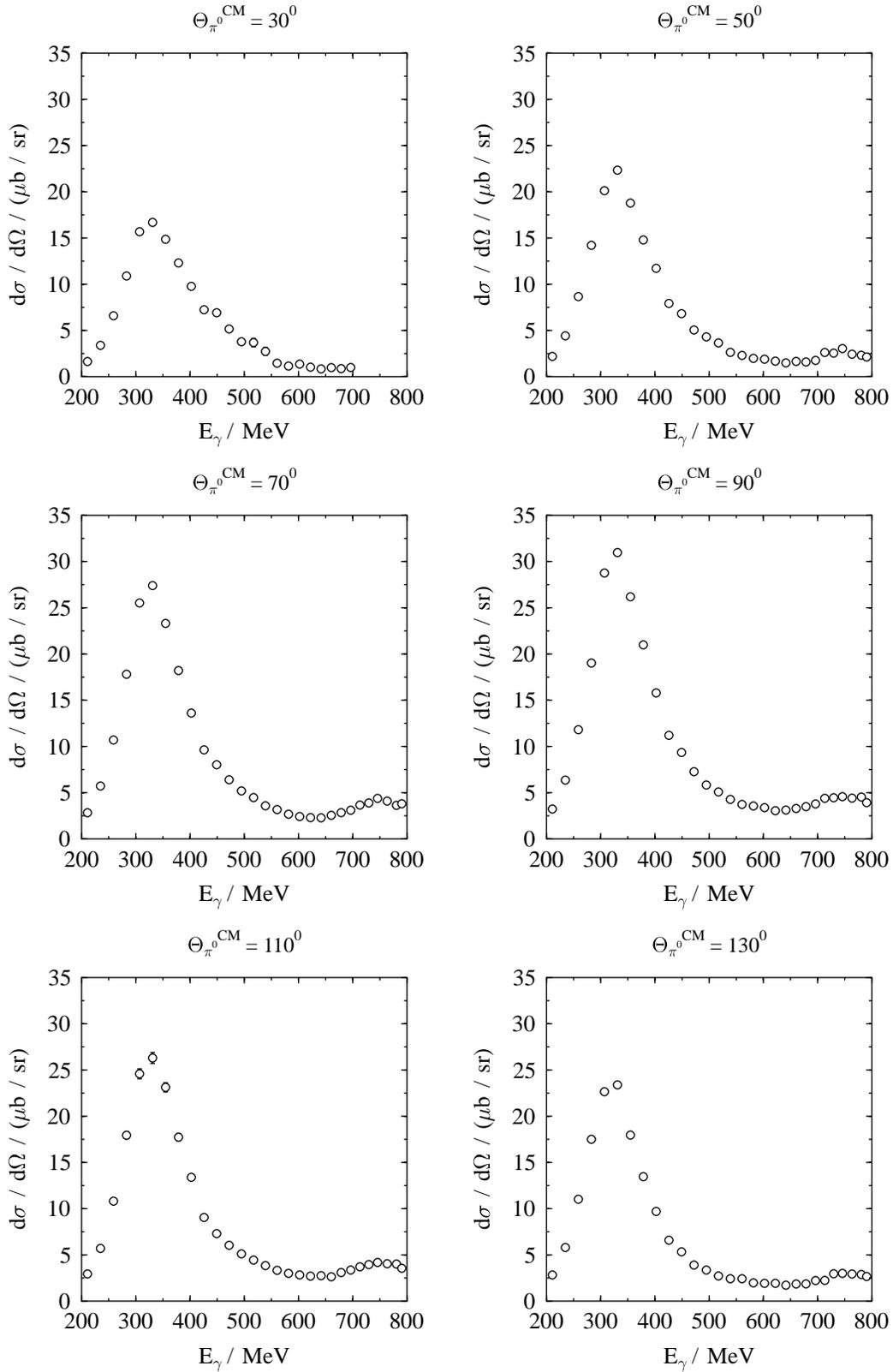


Abb. 5.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte in der Einpionproduktion am Proton als Funktion der Photoneinschussenergie für verschiedene Polarwinkel.

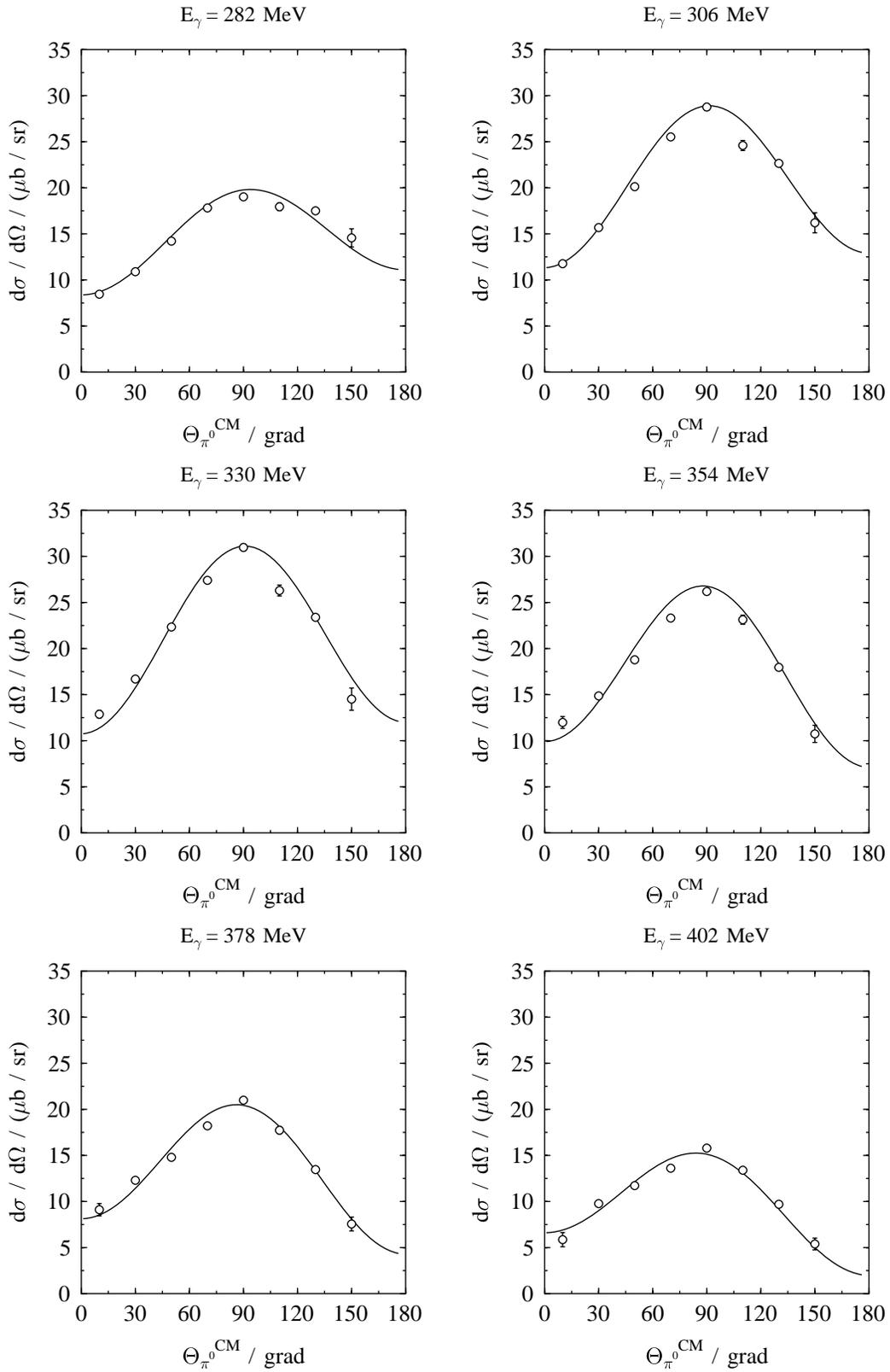


Abb. 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Einpionproduktion am Proton als Funktion des Polarwinkels für verschiedene Einschußenergien. Die durchgezogene Linie beschreibt einen Fit an die Daten.

Im Bereich der Δ -Resonanz ist die Entwicklung bis zur zweiten Potenz hinreichend. Für höhere Photonenergien sind jedoch Entwicklungen bis zur sechsten Ordnung notwendig. Die höheren Entwicklungskoeffizienten können durch diese Messung nicht bestimmt werden. Im Bereich der Δ -Resonanz treten nur s- und p-Wellenanteile auf. Zur Trennung der s- und p-Wellenanteile werden die Polarwinkelverteilungen nach dem Ansatz:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q^*}{k^*} (A + B \cos(\Theta^*) + C \cos^2(\Theta^*))$$

gefittet. Zur Vereinfachung der Fitfunktion wird $X = \cos(\Theta^*)$ gesetzt. Dadurch ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{k^*}{q^*} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{k^*}{q^*} \frac{d\sigma}{dX} = A + BX + CX^2 .$$

Nach dieser Vereinfachung werden alle Winkelverteilungen aufgebaut und nach obiger Funktion gefittet. Die auf diese Weise ermittelten Fitkoeffizienten werden als Funktion der Einschubenergie aufgetragen (Abbildung 5.3). Im Quotient $-C/A$ der Fitparameter (Abbildung 5.4) wird der überwiegende Anteil des M_1^+ Multipols in der Δ -Resonanz deutlich. Dieser M_1^+ Multipol folgt einer $(5 - 3\cos^2(\theta))$ -Winkelverteilung.

Totaler Wirkungsquerschnitt

Durch die Kenntnis aller differentiellen Wirkungsquerschnitte wird die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes durch die Integration über den gesamten Raumwinkel möglich.

$$\sigma_{total}^{\pi^0}(E_{gamma}) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{\gamma}) d\Omega$$

Abbildung 5.5 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt im gemessenen Energiebereich von 200 MeV bis 792 MeV. Dabei wurden jeweils fünf Leiterkanäle zusammengefaßt, was einer Energiebreite von 8 MeV bis 12 MeV entspricht. Deutlich ist die Δ -Resonanz mit dem Maximum bei 325 MeV und einer Halbwertsbreite von $FWHM = 100$ MeV zu erkennen. Ebenso ist das zweite Resonanzgebiet ab etwa 700 MeV zu sehen. Im Bereich der Δ -Resonanz läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt aus den Koeffizienten A und C rekonstruieren:

$$\sigma_{Total}^{\pi^0}(E_{\gamma}) = 4\pi \left(A + \frac{1}{3}C \right) = 4\pi \frac{q}{k} \left(E_{0^+}^2 + 2M_{1^+}^2 \right) .$$

Der Vergleich des mit den Fitkoeffizienten gerechneten und dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt läßt einen Test des Fits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu. Abbildung 5.6 zeigt diesen Vergleich und die gute Übereinstimmung der Fits mit den Meßwerten.

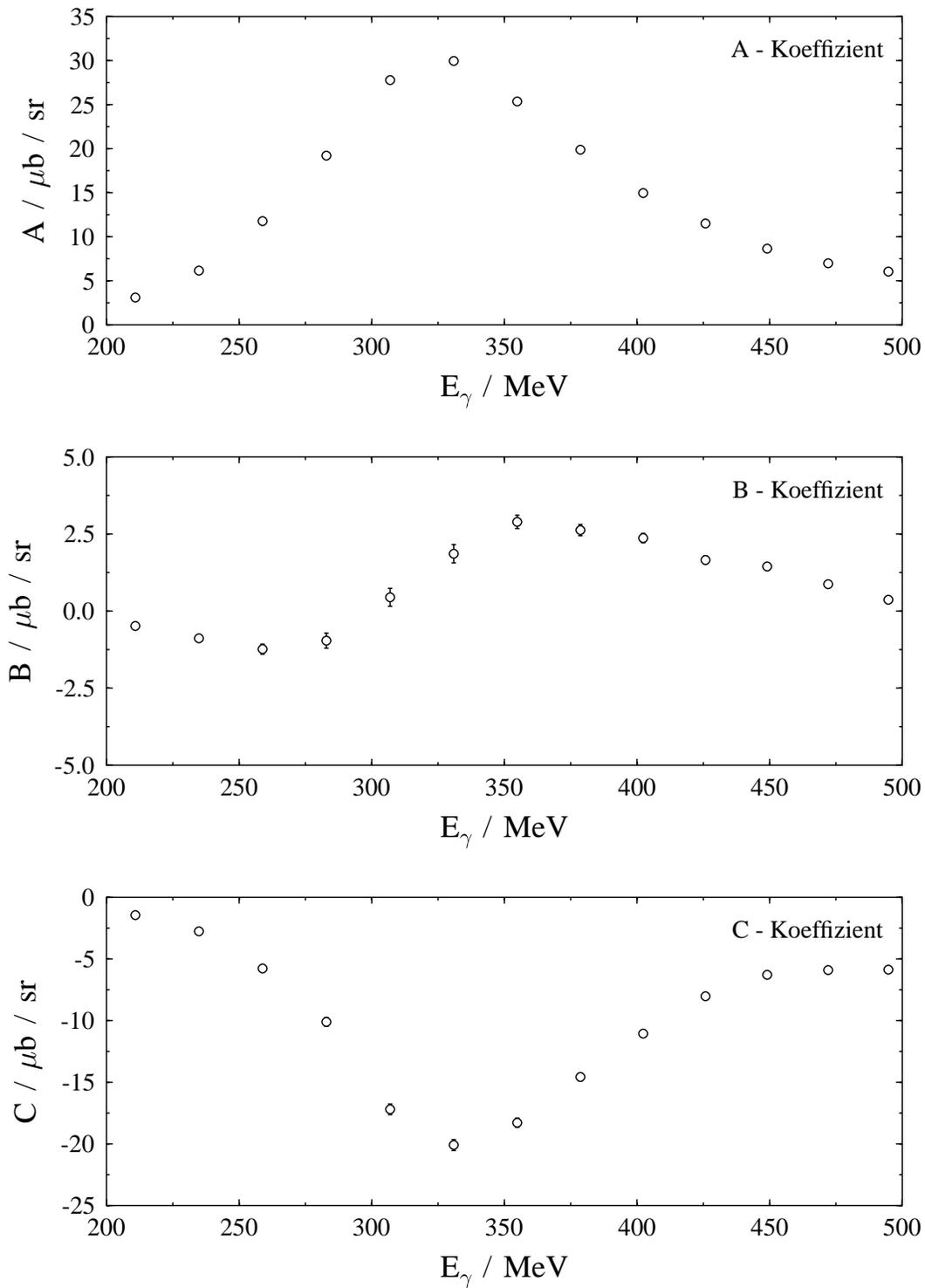


Abb. 5.3: Die Fitkoeffizienten A, B und C sind als Funktion der Photoneinschussenergie im Bereich der Δ -Resonanz aufgetragen.

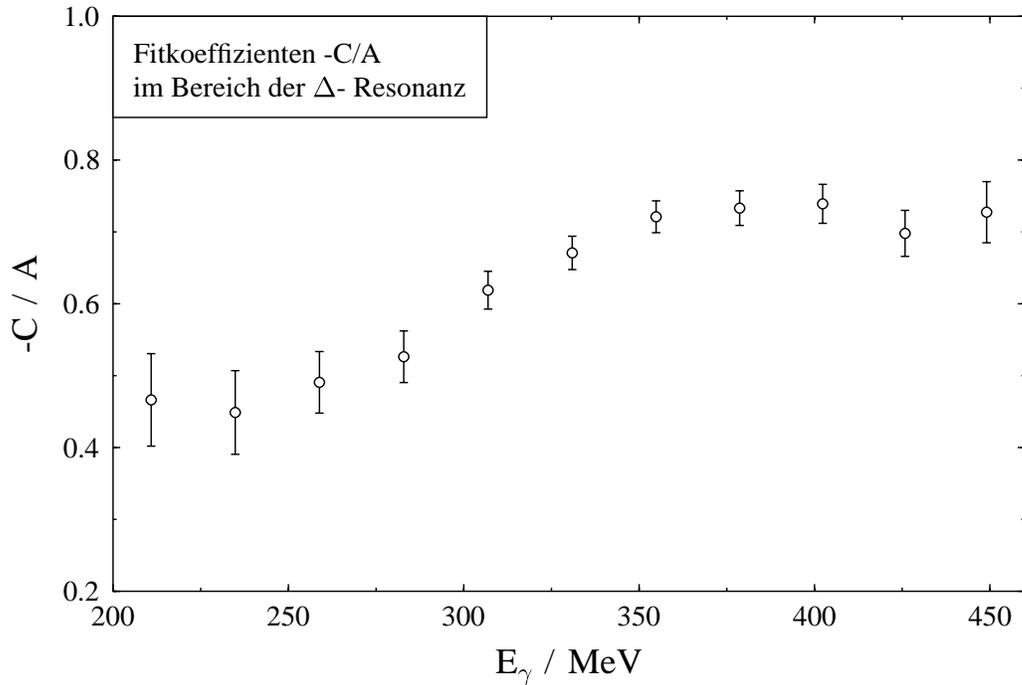


Abb. 5.4: Das Verhältnis der Fitparameter $-C/A$ im Energiebereich der Δ -Resonanz zeigt den dominanten Anteil des M_1^+ -Multipols (für reines M_1^+ ist $-C/A = 0.6$).

5.2 Zweipionproduktion

Der totale Wirkungsquerschnitt in der $2\pi^0$ -Photoproduktion am Proton errechnet sich analog zu:

$$\sigma_{total}^{\pi^0\pi^0} = \frac{N_{\pi^0\pi^0}}{N_\gamma \cdot N_{\text{Proton}} \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}^{\pi^0\pi^0}} .$$

Das Verzweigungsverhältnis, das die Zerfallswahrscheinlichkeit für den Zerfall zweier neutraler Pionen in vier Photonen beschreibt, ist gegeben durch das Produkt aus dem Verzweigungsverhältnisses des $1\pi^0$ -Zerfalls $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} = 0.976$.

Die Mindest- oder Schwellenenergie, die das energiemarkierte Photon besitzen muß, um ein Doppelpionereignis zu produzieren, wird aus

$$E_{Schwelle}^{\pi^0\pi^0} = 2m_{\pi^0}c^2 \left(1 + \frac{2m_{\pi^0}c^2}{2m_{\text{Proton}}c^2} \right)$$

ermittelt und beträgt am Proton 309 MeV . Der totale Wirkungsquerschnitt der $2\pi^0$ -Produktion am Proton ist in Abbildung 5.7 (A, B, C) dargestellt. Dabei wurden unterschiedliche Analysemethoden und Energiebereiche ausgewertet, die nachfolgend diskutiert werden.

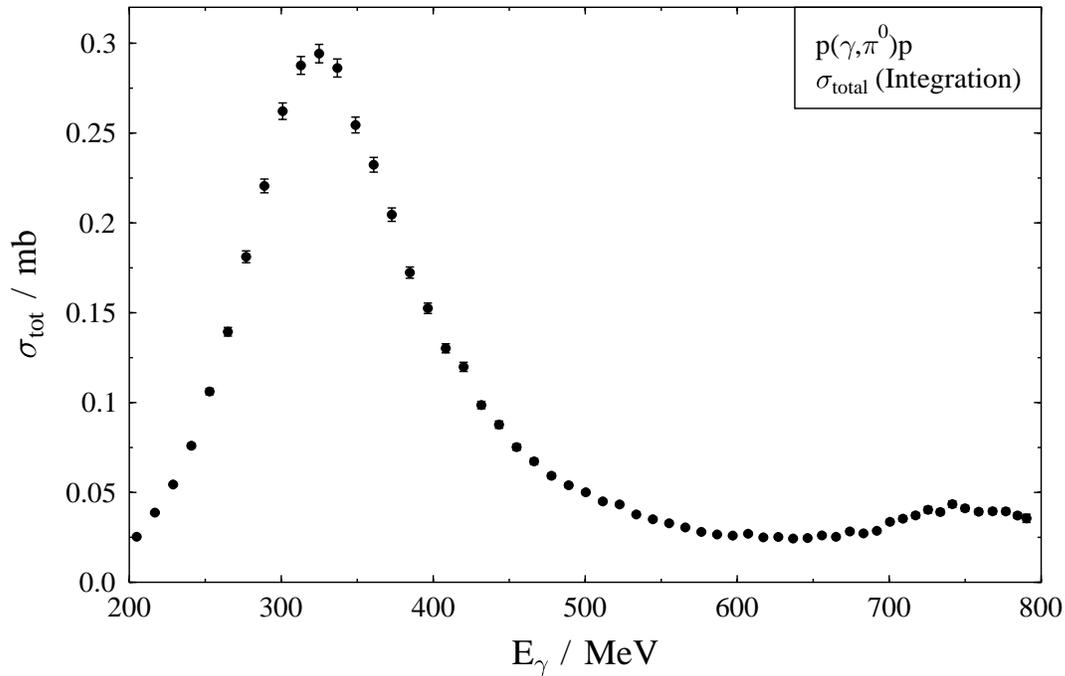


Abb. 5.5: Im totalen Wirkungsquerschnitt der Einpionproduktion am Proton als Funktion der Photoneinschufenergie sind die Δ -Resonanz und das zweite Resonanzgebiet deutlich erkennbar.

Totaler Wirkungsquerschnitt $2\pi^0$ für 4γ -Ereignisse

Die Analyse aller 4γ -Ereignisse der Messung für energiemarkierte Photonen im Energiebereich von 200 MeV bis 792 MeV liefert den in Abbildung 5.7 (A) dargestellten totalen Wirkungsquerschnitt. Oberhalb der Produktionsschwelle von 309 MeV steigt der Wirkungsquerschnitt zunächst sehr langsam an und bleibt bis etwa 450 MeV klein. Darüber steigt er rasch an und erreicht ein Maximum bei E_γ von etwa 700 MeV . Der Abfall zu noch höheren Photonenergien deutet auf eine Resonanzstruktur hin.

Totaler Wirkungsquerschnitt $2\pi^0$ für 3γ -Ereignisse

Zur Verbesserung der Statistik liefert auch die Auswertung von 3γ -Ereignissen einen Wirkungsquerschnitt der Zweipionproduktion. Abbildung 5.7 (B) zeigt den gleichen Verlauf wie die Analyse der 4γ -Ereignisse. Der Nachteil dieser Analyse besteht darin, daß aufgrund der fehlenden Information des vierten Zerfallsphotons, keine kinematische Selektion mehr vorgenommen werden kann. Daher ist eine Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes oberhalb der η -Schwelle von 709 MeV nicht möglich.

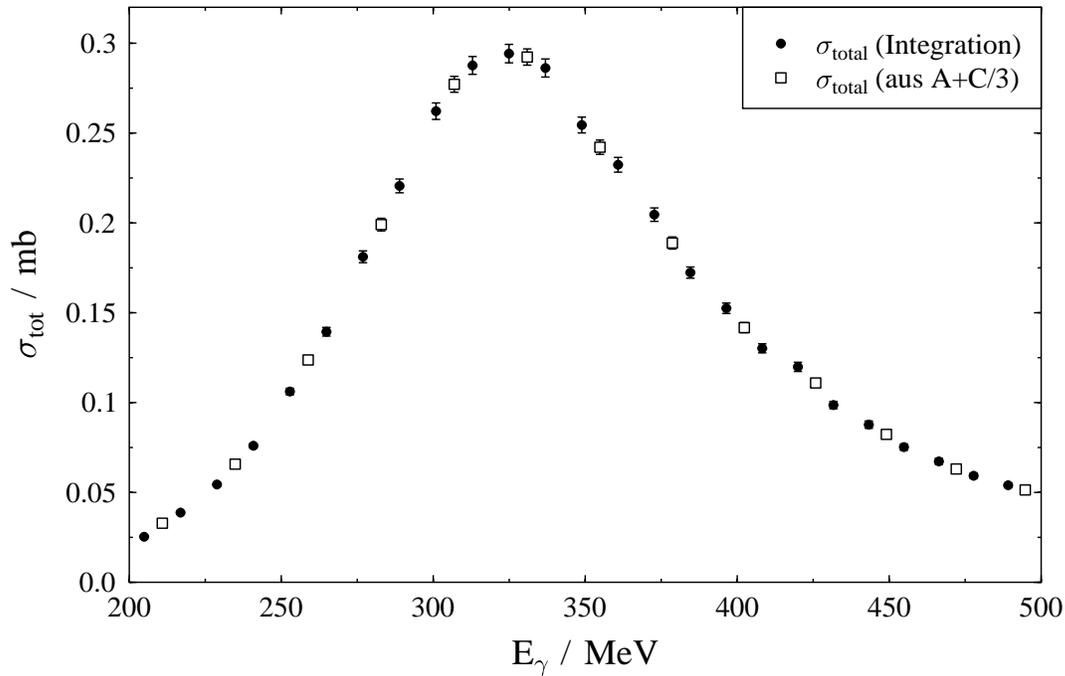


Abb. 5.6: Der Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte, gebildet aus der Integration aller differentiellen Wirkungsquerschnitte und gebildet aus den Fitkoeffizienten $A+C/3$ als Funktion der Photoneinschussenergie im Bereich der Δ -Resonanz, zeigen die gute Übereinstimmung der Fitresultate.

Totaler Wirkungsquerschnitt $2\pi^0$ für 4γ -Ereignisse aus der η -Photoproduktionsmessung am Proton

Nachdem die Auswertung der Daten zur Photoproduktion neutraler Mesonen im Energiebereich von 200 MeV bis 800 MeV durch eine Kombination der 3γ - und 4γ -Analyse relativ kleine statistische Fehler für kleine Photonenergien liefert, ist der Fehler bei Energien oberhalb 700 MeV noch sehr groß. Es wurden daher auch die Daten der η -Photoproduktionsmessung am Proton [Kru 95c] auf $2 \pi^0$ -Ereignisse analysiert. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 5.7 (C) gezeigt.

Dalitzplot in der Zweipionproduktion

Die Erstellung von Dalitzplots erfordert die Kenntnis möglichst aller am Zweipionproduktionsprozeß beteiligter Teilchen. Aus der Kenntnis der Pionviererimpulse

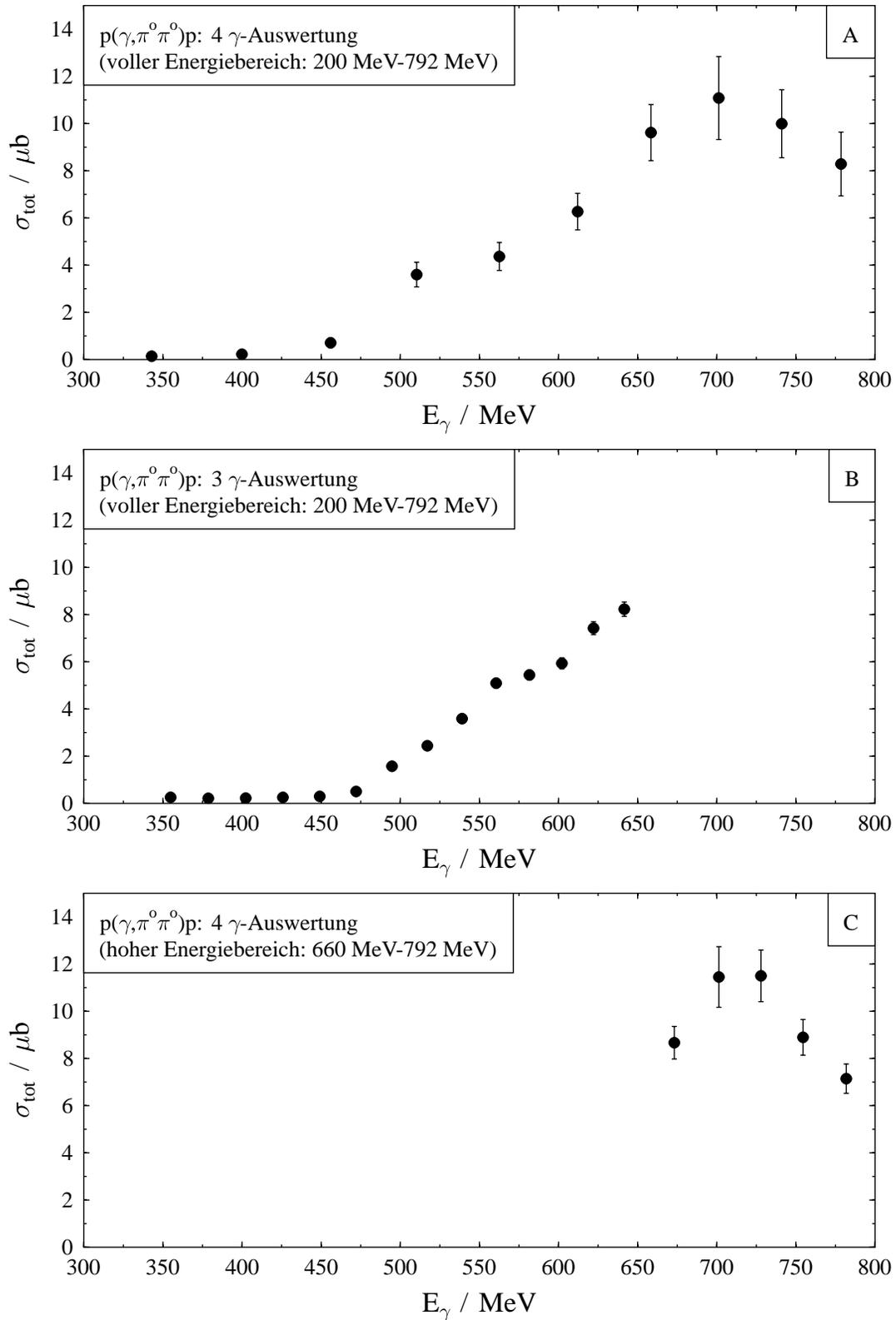


Abb. 5.7: Totaler Wirkungsquerschnitt in der Zweipionproduktion als Funktion der Photoneinschufenergie für die jeweiligen Analysemethoden.

läßt sich ebenso der Protonvierervektor gemäß

$$E_{Proton} = E_{\gamma}^{Tagger} - \sum_{i=1}^4 E_{\gamma_i}^{(i)}$$

$$\vec{P}_{Proton} = \vec{P}_{\gamma}^{tagger} - \sum_{i=1}^2 \vec{P}_{\gamma_i}^{(i)}$$

rekonstruieren. Damit konnten erstmals Dalitzplots für die Zweipionproduktion aufgebaut werden. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 5.8 zu sehen. In

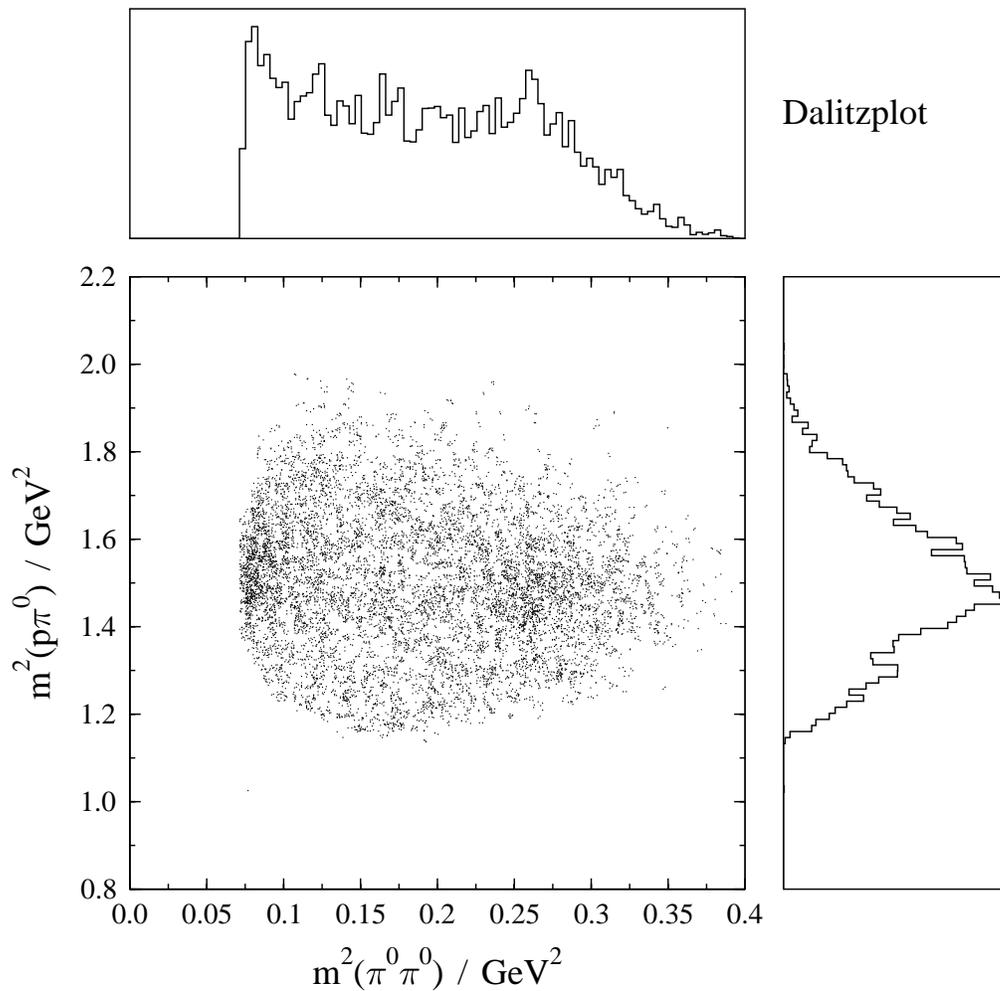


Abb. 5.8: Dalitzplot für die Zweipionproduktion (Messung) und die Projektionen der invarianten Massenquadrate des Pion-Pion Systems und des Pion-Proton Systems.

der Projektionen der invarianten Massenquadrate des Pion-Pion Systems und des Pion-Proton Systems sind Strukturen zu erkennen.

Der Dalitzplot aus der Phasenraumsimulation, unter Einbeziehung der Akzeptanz des TAPS-Spektrometers (Abbildung 4.35), zeigt ähnliche, wenn auch nicht ganz so ausgeprägte Strukturen. Um nähere Aussagen über die Strukturen zu machen muß die Messung mit dem Dreikörperphasenraum, wie er vom TAPS-Spektrometer gesehen wurde, korrigiert werden. Nach der Korrektur des Dalitzplots der Messung 5.8 erhalten wir den Ergebnisplot. Dieser effizienzkorrigierte Dalitzplot der Messung wird in Abbildung 5.9 gezeigt. Bei der invarianten Masse des $\pi^0 p$ -Systems ist ein Band bei der Masse der Δ -Resonanz zu sehen, was auf einen kurzlebigen Zwischenzustand dieses Systems hinweist. Die Breite des Peaks in der Projektion gibt Aufschluß über die Lebensdauer dieses Zwischenzustandes.

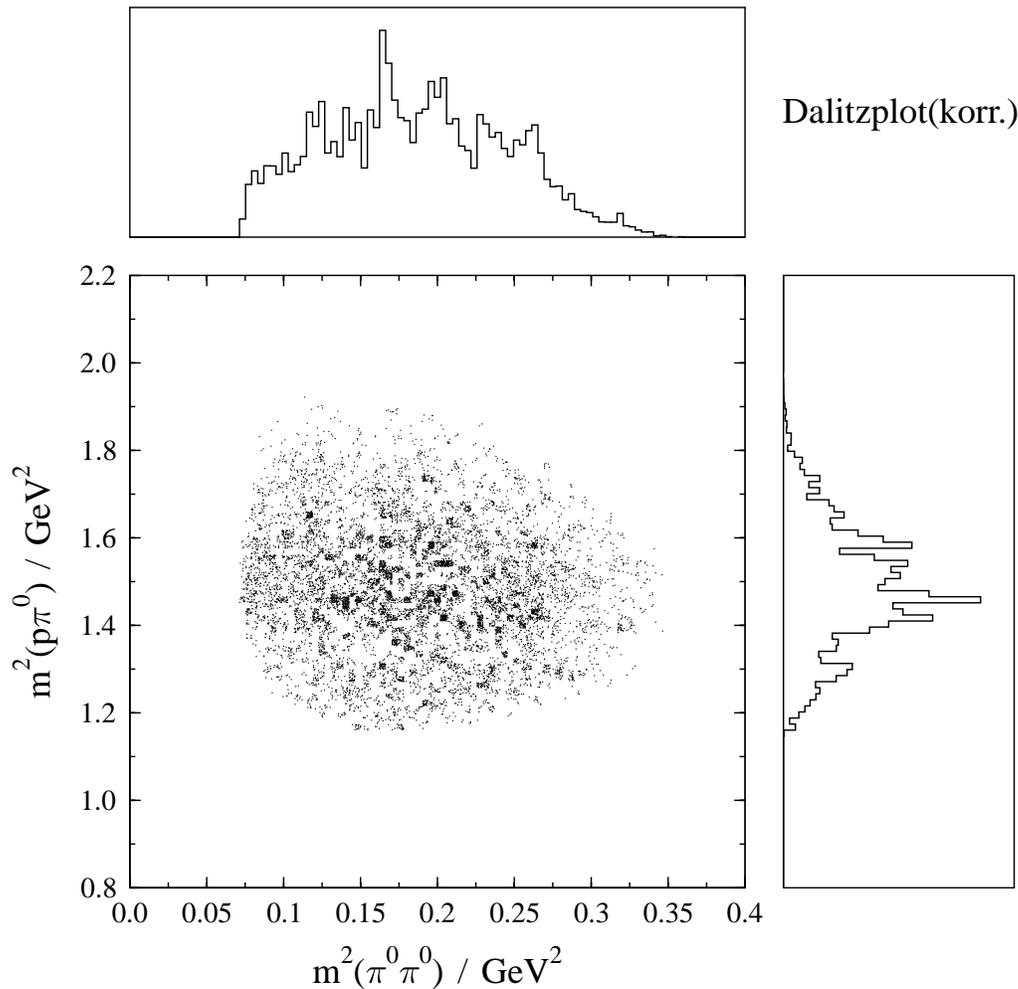


Abb. 5.9: Dalitzplot für die Zweipionproduktion mit Effizienzkorrektur für den TAPS-Detektor und die Projektionen der invarianten Massenquadrate des Pion-Pion Systems und des Pion-Proton Systems.

6. Korrekturen und Fehler

Im diesem Teil der Arbeit werden die angebrachten Korrekturen und die systematischen Fehler beschrieben.

Korrekturen

Eine exakte Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes ist nur dann möglich, wenn der Detektor über alle Winkel und Energien in der Lage ist, das π^0 -Meson nachzuweisen. Wie aus der Messung (Abbildung 4.15) und der Simulation (Abbildung 4.31) zu entnehmen ist, kann der TAPS-Detektor für niedrige Einschußenergien neutrale Pionen über den gesamten Polarwinkelbereich nachweisen. Oberhalb von Photonenergien von 300 MeV nimmt jedoch die Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors für Vorwärts- und Rückwärtswinkel der Pionen ab. Im oberen Energiebereich lassen sich die Pionen nur noch von $\Theta_{CM} = 30^\circ$ bis $\Theta_{CM} = 130^\circ$ nachweisen. Daher mußten zur Rekonstruktion die differentiellen Wirkungsquerschnitte in die fehlenden Bereiche extrapoliert werden. Dies wurde durch Fits an die Θ -Winkelverteilung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma) = \frac{1}{2\pi \sin(\Theta)} \frac{d\sigma}{d\Theta}(E_\gamma)$$

erreicht. Der Quotient der Integrale, die zum einen aus der Fläche unter der gemessenen Winkelverteilung bestimmt werden und zum anderen aus der auf obige Weise erhaltenen Fläche unter dem Winkel-fit, ergibt den Korrekturfaktor für den totalen Wirkungsquerschnitt.

Statistische Fehler

Der statistische Fehler der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte wird durch die Anzahl der nachgewiesenen neutralen Pionen, des Photonennflusses, der Anzahl der simulierten Pionen zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und die statistischen Fehler bei der Bestimmung der Markierungswahrscheinlichkeit gegeben. Dabei ist dieser Fehler im Bereich der Δ -Resonanz aufgrund des Verlaufs des Bremsstrahlspektrums geringer als bei hohen Photonenergien im 2. Resonanzgebiet.

Systematische Fehler

Der in dieser Messung auftretende systematische Fehler setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen:

- Der Photonenfluß wird bestimmt aus dem Produkt der Markierungseffizienz ϵ_{Tagger} und der Elektronenrate, gemessen in der Photonenmarkierungsanlage. Dabei ist sowohl die Elektronenrate, bedingt durch die Totzeit in den Elektronendetektoren, als auch die Bestimmung der Markierungseffizienz mit einem Fehler behaftet. Die Totzeit der Elektronendetektoren beträgt $\tau = 15 \text{ ns}$, so daß die Zahl der nachgewiesenen Elektronen gemäß

$$N_e^{kor} = \frac{N_e}{1 - \dot{N}_e \tau}$$

vergrößert werden muß. Die Korrektur ist stromabhängig und beträgt bei der höchsten Einzelrate von 1 MHz 1.5% .

- Da der Wert der Markierungseffizienz stark von Schwankungen des Elektronenstrahls auf dem Radiator abhängt und da dieser in der vorliegenden Messung nicht ständig mitbestimmt wurde, wird ein systematischer Fehler für den Photonenfluß, von

$$\frac{\Delta \epsilon_{Tagger}}{\epsilon_{Tagger}} = 3\%$$

angenommen.

- Der Fehler in der Bestimmung der Anzahl der Targetkerne, die vom Photonenstrahl getroffen wurden, ist in Kapitel 4.3.2 zu

$$\frac{\Delta N_{Target}}{N_{Target}} = 1.5\%$$

bestimmt.

- In der Simulationsrechnung mit GEANT ist die Mitberücksichtigung des Zeitverhaltens für Detektoren der Photonemarkierungsanlage und des TAPS-Detektors sowie die Pulsformanalyse der BaF_2 -Szintillatoren nicht möglich. Der daraus resultierende systematische Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit wird abgeschätzt zu

$$\frac{\Delta \epsilon_{TAPS}}{\epsilon_{TAPS}} = 5\% .$$

Werden diese einzelnen Fehlerbeiträge quadratisch addiert, ergibt sich als wahrscheinlicher, systematischer Gesamtfehler von 6% .

7. Diskussion und Interpretation

Abschließend werden die Ergebnisse der, mit dem TAPS-Detektor durchgeführten Messungen, mit bisherigen Daten und den Ergebnissen von Multipolanalysen verglichen. Zunächst werden der totale Wirkungsquerschnitt und die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Einpionproduktion vorgestellt. Ein Vergleich des totalen Zweipion-Wirkungsquerschnittes mit einer Messung mit dem DAPHNE-Detektor (ebenfalls im Rahmen der A2-Kollaboration in Mainz gemessen) und bislang existierender theoretischer Vorhersagen schließen dieses Kapitel ab.

7.1 Einpionproduktion

Vergleich mit früheren Experimenten

Die Photopionproduktion wurde in der Vergangenheit vielfach untersucht [GJP 73][Fuj 77][MPW 77][FG 83], da mit den Ergebnissen erste Quarkmodelle überprüft wurden, die Aussagen und Vorhersagen über physikalische Größen wie Verzweigungsverhältnisse, Zerfallsbreiten und die Existenz von Hadronen und Resonanzen zuließen. Die experimentellen Möglichkeiten waren zu dieser Zeit jedoch dadurch eingeschränkt, da keine Beschleuniger mit hohem Tastverhältnis zur Verfügung standen, wodurch Koinzidententechniken nicht effizient eingesetzt werden konnten. Daten aus verschiedenen Experimenten stimmten teilweise nicht gut überein. Nur aus der Zusammenfassung und der Parametrisierung aller Einzelmessungen konnte ein umfangreicher Datensatz für Multipolanalysen erzeugt werden.

Durch die Kombination des Elektronenbeschleunigers MAMI, der Photonenmarkierungsanlage und dem Photonenspektrometers TAPS lassen sich viele Probleme alter Messungen lösen. Die Verwendung energiemarkierter Photonen erlaubt bessere Energiezuordnungen als die Experimente mit Bremsstrahlung, bei denen die Photonenergie über die sogenannte Endpunktmethode (Variation der Maximalenergie) oder durch die Kinematik der Reaktionsprodukte bestimmt wurde. Durch die heute zur Verfügung stehenden Apparaturen können neue Experimente durchgeführt werden, die z.B. das Schwellenverhalten der Mesonenproduktion untersuchen können [Kru 95b],[Kru 95c],[Röb 95],[Fuc 96].

Totaler Wirkungsquerschnitt

Ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit ist die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes in der Δ -Resonanz und im zweiten Resonanzgebiet. Dieser ist in Abbildung 7.1 mit einer Messung mit dem DAPHNE-Detektor und dem Ergebnis einer Multipolanalyse an alle bisher existierenden Daten VPI-SM95 von Arndt et al. [Arn 95] verglichen. Für die dargestellten Meßpunkte wurden jeweils 5 Leiterkanäle der Photonenmarkierungsanlage zusammengefaßt, wodurch über Energieintervalle im Bereich der Δ -Resonanz von 12 MeV gemittelt wurde. Deutlich ist dabei der Unterschied der aktuellen Messungen zum Ergebnis der Multipolanalyse im Bereich der Δ -Resonanz zu erkennen. Offensichtlich wurde in der Mul-

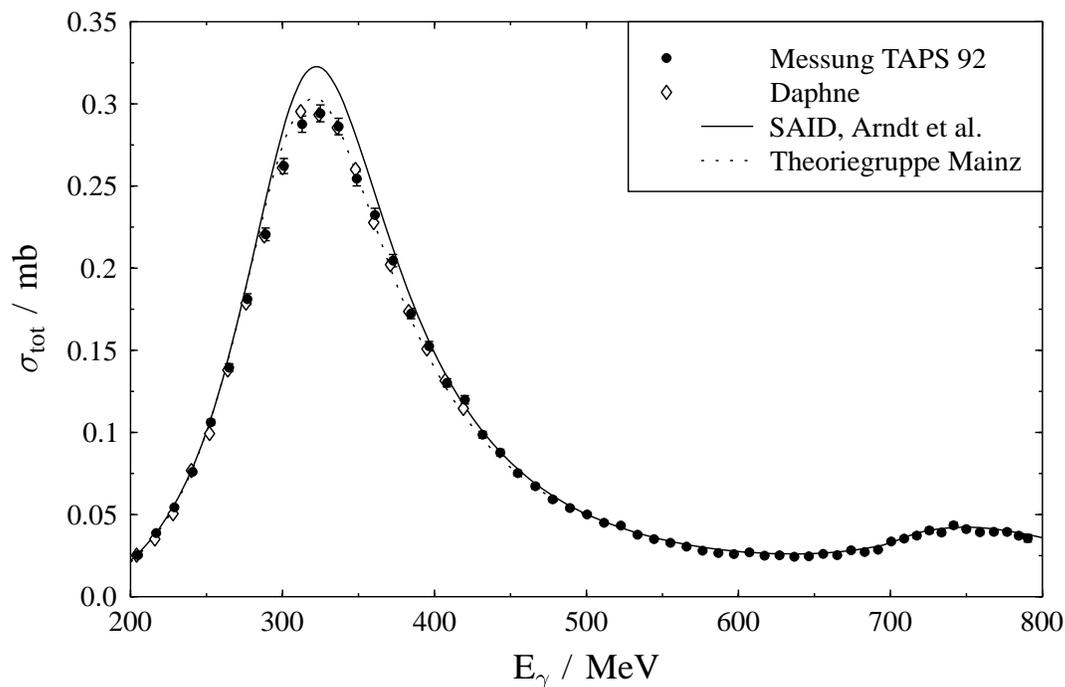


Abb. 7.1: Der totale Wirkungsquerschnitt der Einpionproduktion als Funktion der Photoneinschufenergie. Diese Messung (runde Datenpunkte im Vergleich zu einer Messung mit dem DAPHNE-Detektor (offene Rauten), dem Multipolfit an alle bisher existierenden Daten von Arndt et al. (durchgezogene Linie) und einer Modellrechnung der Mainzer Theoriegruppe (gestrichelte Linie).

tipolanalyse die resonante M_{1+} -Amplitude überschätzt. Dies wird auch durch eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Compton-Streuung am Proton in der Δ -Resonanz [Pei 96] mit dem Spektrometer CATS/TRAJAN und durch Asymmetriemessungen der Photopionproduktion zur Bestimmung des E2/M1-Verhältnisses am Proton [Kra 96] bestätigt. Eine Modellrechnung der

Theoriegruppe aus Mainz [Han 96] beschreibt den totalen Wirkungsquerschnitt in der Δ -Resonanz besser.

Differentielle Wirkungsquerschnitte

Ein Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den Ergebnissen der Multipolanalyse VPI-SM95 von Arndt et al. (durchgezogene Linien) [Arn 95] wird in den Abbildungen 7.2 und 7.3 gezeigt. Die Winkelverteilungen in Abbildung 7.3 werden zusätzlich mit einer von der Theoriegruppe in Mainz erstellten Modellrechnung verglichen (gestrichelte Linie [Han 96]). Diese Rechnungen beruhen auf der Anwendung der Dispersionsrelationen bei festem t und dem Watson-Theorem, das heißt der Unitarität der S-Matrix. Bis zu Energien oberhalb der Δ -Resonanz geben diese Rechnungen die Meßwerte besser wieder als die Multipolanalysen von Arndt et al. Zur Darstellung der Meßergebnisse sind jeweils 10 Leiterkanäle der Photonenmarkierungsanlage und 20 Winkelgrade zusammengefaßt. Abbildung 7.4 zeigt einen Vergleich der Winkelverteilung bei $E_{\text{gamma}} = 340 \text{ MeV}$ mit einer bereits 1973 in Bonn durchgeführten Messung von Genzel et al. [Gen 74] und mit erst kürzlich mit dem DAPHNE-Detektor in Mainz [Kra 96] aufgenommenen Daten. Durch Mittelung über diese Messungen kann die Qualität des Fits (durchgezogene Linie) an diese Daten wesentlich gesteigert werden. Insbesondere unter Vorwärtswinkeln wird das Datenmaterial für weitere Multipolanalysen durch die vorliegende Arbeit erheblich verbessert.

Ebenso werden die Ergebnisse der Multipolfits an die Winkelverteilungen für Energien im Bereich der Δ -Resonanz mit den beiden erwähnten Messungen verglichen. Auch hier ist eine weitgehende Übereinstimmung mit beiden Datensätzen vorhanden. Ein Nachteil der Messung mit DAPHNE liegt im eingeschränkten Winkelbereich für den Nachweis neutraler Pionen (Nachweis des Rückstoßprotons).

Die Messungen aus Bonn und diejenigen aus dieser Arbeit ergänzen sich gut in ihren Genauigkeiten für Rückwärts- bzw. Vorwärtswinkel. Neben der Theoriegruppe in Mainz [Han 96] werden von weiteren Arbeitsgruppen (M. Vanderhaeghen in Gent [Van 95], H. Lee am ANL [Lee 96]) detaillierte Rechnungen zur $1 \pi^0$ -Produktion am Nukleon erstellt. Der vorliegende, neue Datensatz eignet sich zum Test und zur Erweiterung dieser Rechnungen.

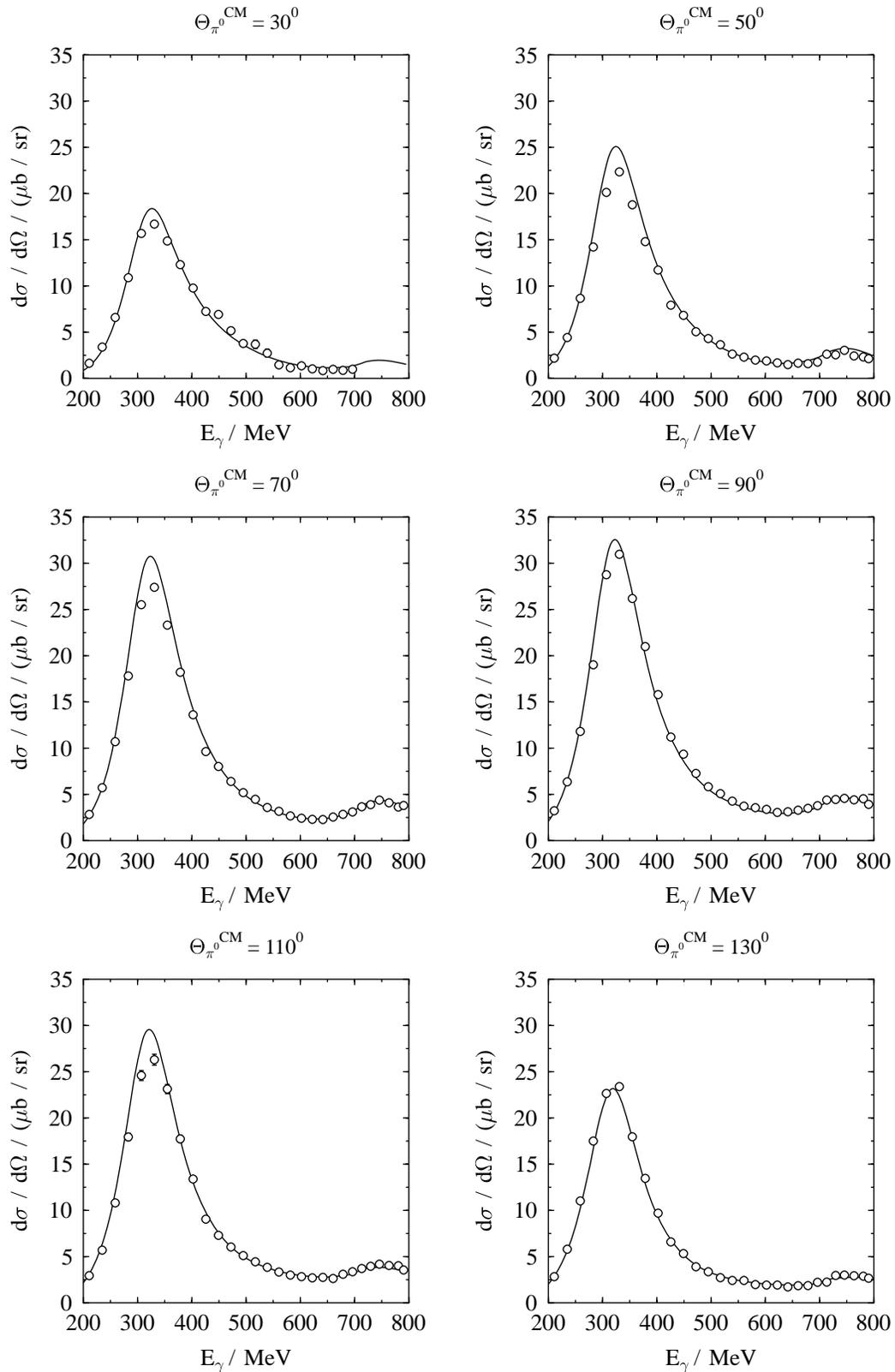


Abb. 7.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Eimpionproduktion als Funktion der Photoneinschussenergie für verschiedene Polarwinkel im Schwerpunktsystem verglichen mit den Ergebnissen der Multipolanalyse VPI-SM95 [Arn 95].

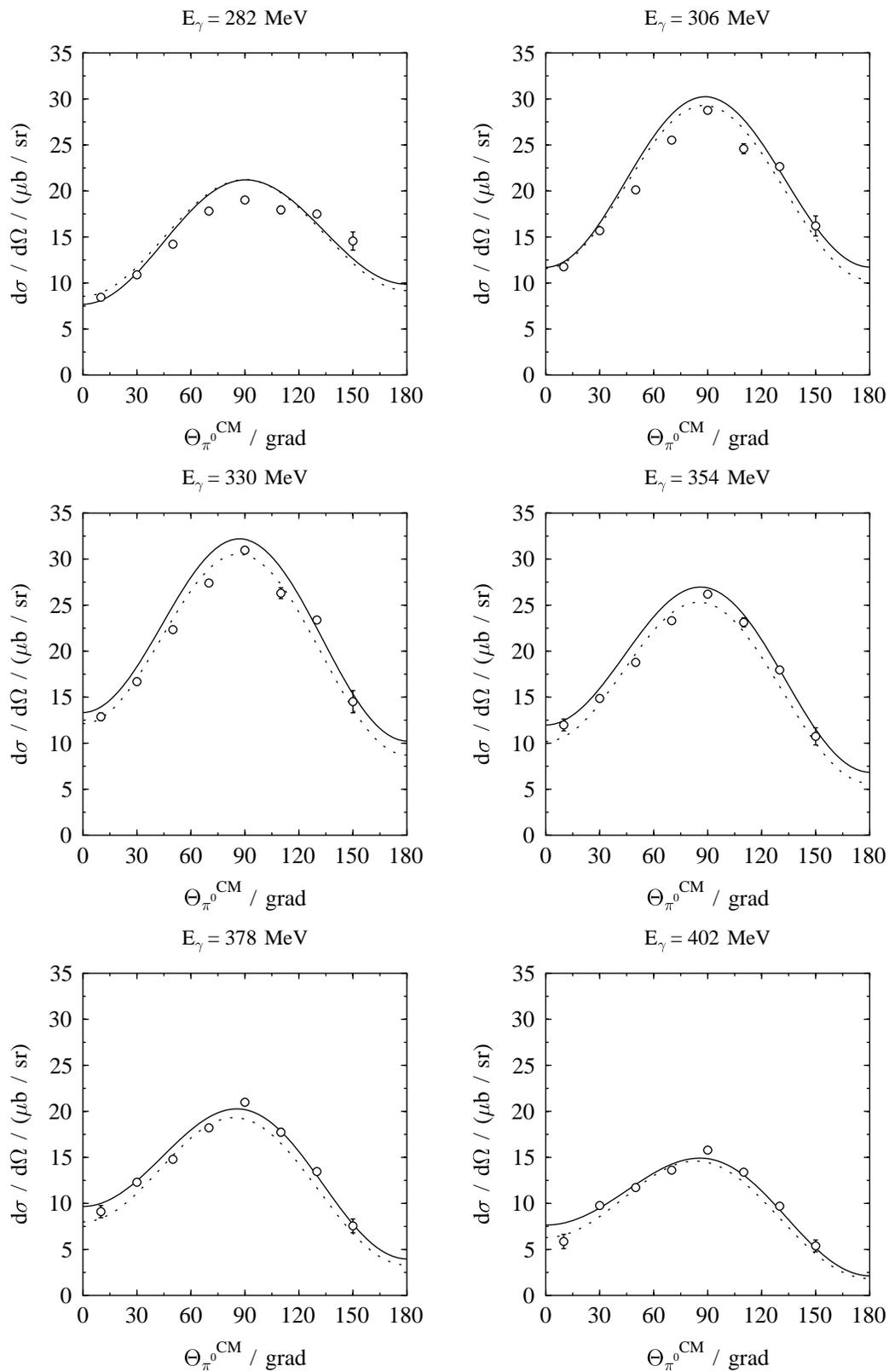


Abb. 7.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Einpionproduktion als Funktion des Polarwinkels für verschiedene Photoneinschufenergien im Bereich der Δ -Resonanz im Vergleich zur Multipolanalyse VPI-SM95 (durchgezogene Linie) und einer Modellrechnung der Theoriegruppe aus Mainz [Han 96] (gestrichelte Linie).

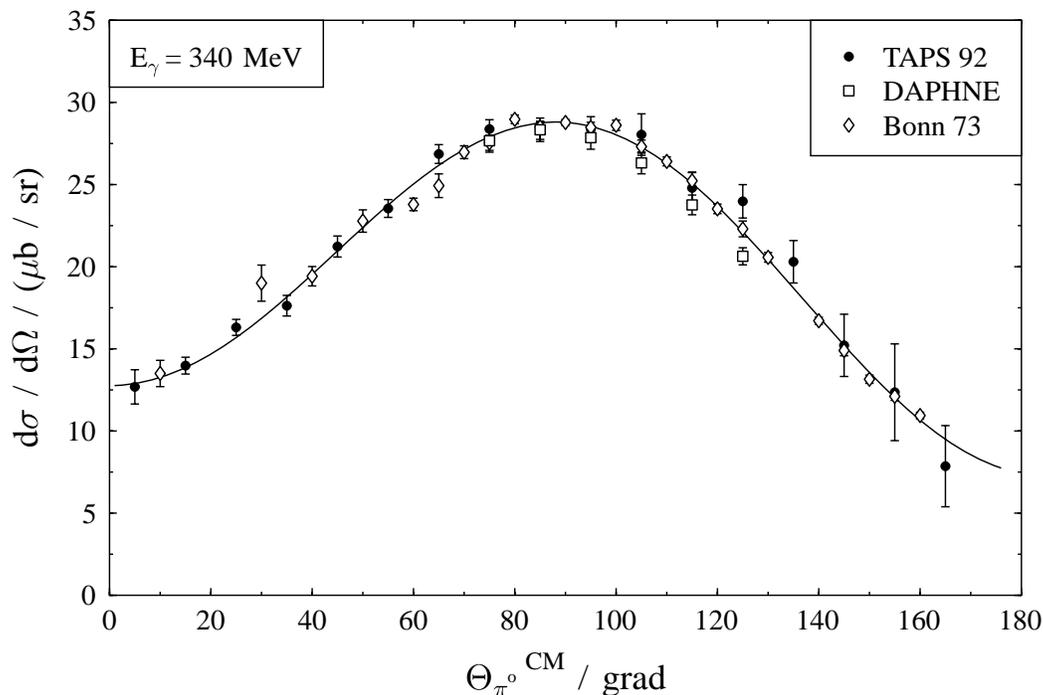


Abb. 7.4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels bei $E_\gamma = 340 \text{ MeV}$, verglichen mit den bislang besten Daten zur Photoproduktion neutraler Pionen, die in Bonn [Gen 74] und in Mainz [Kra 96] gewonnen wurden.

7.2 Zweipionproduktion

Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt der Zweipionphotoproduktion wurde erstmals durch den koinzidenten Nachweis aller vier Zerfallsphotonen im Endzustand gemessen. Der Vergleich zur Messung mit dem DAPHNE-Detektor, in dem die Zweipionreaktion durch den koinzidenten Nachweis des Rückstoßprotons und zweier Zerfallsphotonen gemessen und analysiert wurde [Bra 95], zeigt eine weitgehende Übereinstimmung beider Analysen.

Der Vorteil der Messung mit dem TAPS-Detektor besteht im Nachweis der beiden neutralen Pionen und der anschließenden Massendifferenzanalyse, in der die Doppelpionproduktion, von der Produktionsschwelle bis über die η -Produktionsschwelle hinaus, über den gesamten Dreikörper-Phasenraum ausgemessen wurde. Im Prinzip wurden Winkelverteilungen der Pionen gewonnen, die aber wegen großer statistischer Fehler nicht dargestellt werden.

Durch die Rekonstruktion des Protonenvierereimpulses aus den nachgewiesenen Zerfallsphotonen (Kapitel 4.4.3) sind alle Teilchen im Endzustand bekannt. Somit liegen alle Informationen vor, die den Aufbau von Dalitzplots erlauben. Mit Hilfe

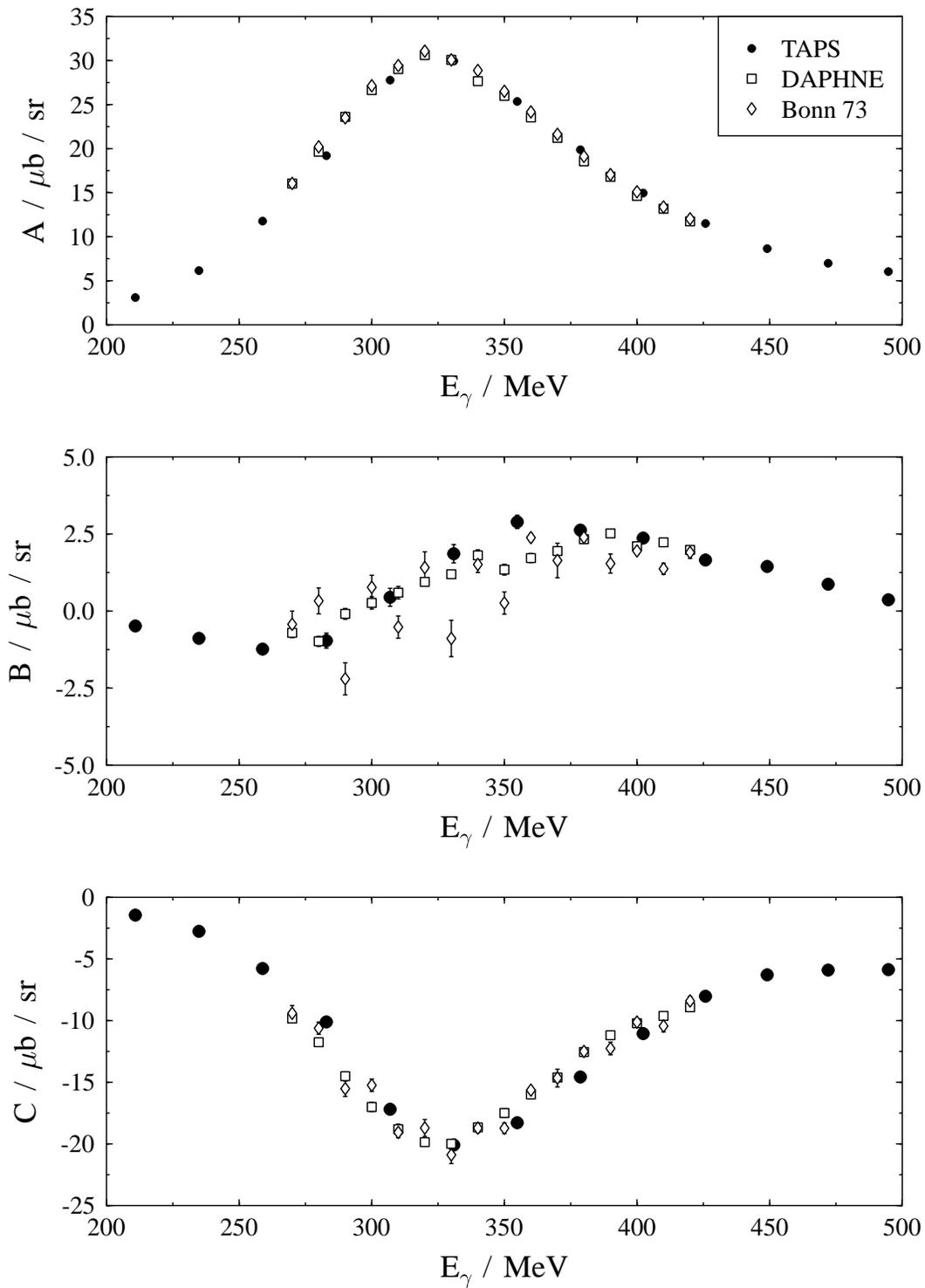


Abb. 7.5: Der Vergleich der Fitparameter A, B und C als Funktion der Photoneinschussenergie dieser Messung mit den bislang besten Messungen aus Mainz [Kra 96] und Bonn [Gen 74] im Energiebereich der Δ -Resonanz

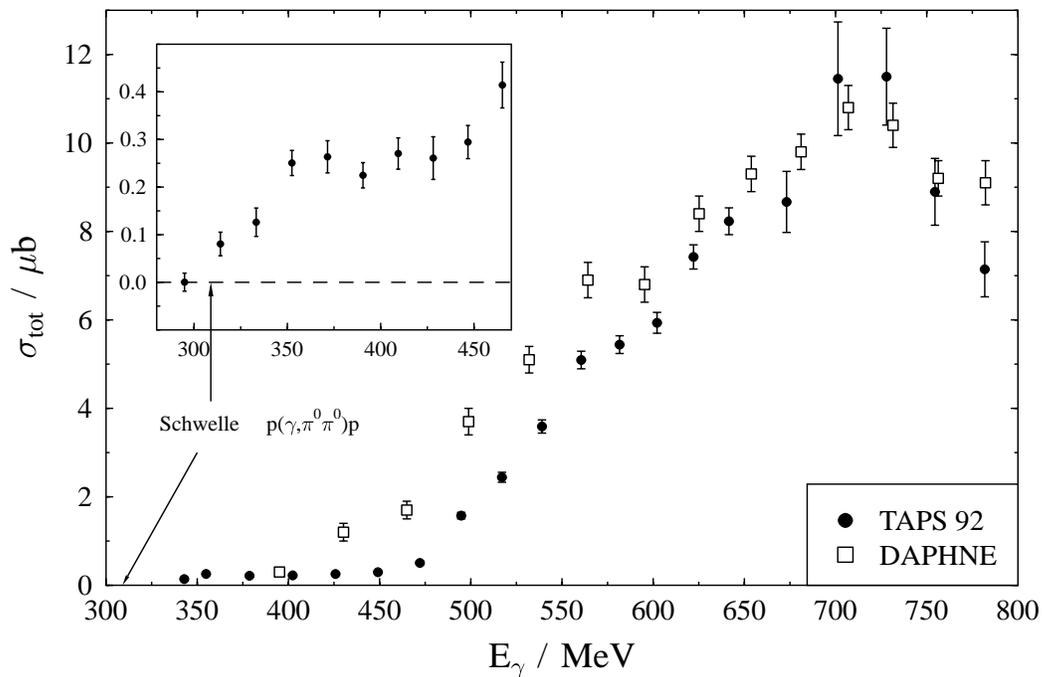


Abb. 7.6: Der totale Wirkungsquerschnitt der Doppelpionproduktion im Vergleich mit der Messung mit dem DAPHNE-Detektor [Bra 95] zeigt recht gute Übereinstimmung beider Experimente. Im Vergleich zur DAPHNE-Analyse, bei der der Prozeß über das Rückstoßproton nachgewiesen wird, ist eine Messung mit dem TAPS-Detektor bis hinunter zur Produktionsschwelle möglich. Die Pfeile zeigen die Schwellenenergie zur Produktion von zwei neutralen Pionen bei 309 MeV.

von Dalitzplots können Informationen über den Zerfallsmechanismus von Nukleonenresonanzen gewonnen werden. In Abbildung 7.7 wird der Dalitzplot nach der Korrektur auf die Effizienz des TAPS-Detektors dargestellt. Hierfür wurde eine ‘Dalitzeffizienz’ bestimmt, die sich aus dem Quotienten der Dalitzplots über 4π (Abbildung 4.34) und aus der Simulation für den TAPS-Detektor (Abbildung 4.35) ergibt.

Aufgetragen sind die invarianten Massenquadrate des $\pi^0\pi^0$ -Systems gegen die des π^0p -Systems. Deutlich ist in der Projektion des π^0p -Systems eine verbleibende Struktur bei $m_{\pi^0p}^2 = 1.5 \text{ GeV}$ zu erkennen (Abbildung 7.8). Diese Energie entspricht der Δ -Resonanz und gibt einen Hinweis darauf, daß im Zweipionzerfall schließlich ein $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ -Zerfall stattfindet (Abbildung 7.9 b). Der Fragestellung über welchen Kanal die beiden neutralen Pionen entstehen, gehen die beiden Modelle von Laget [Lag 95] und Oset [Ose 95] nach. Nach dem Modell von Laget stammt der überwiegende Beitrag im totalen Wirkungsquerschnitt vom Zerfall der Roper-Resonanz $P_{11}(1440)$ über einen korrelierten $2\pi^0$ -Zwischenzustand. Abbildung 7.10 (A) zeigt den Vergleich dieser Messung mit den Vorhersagen

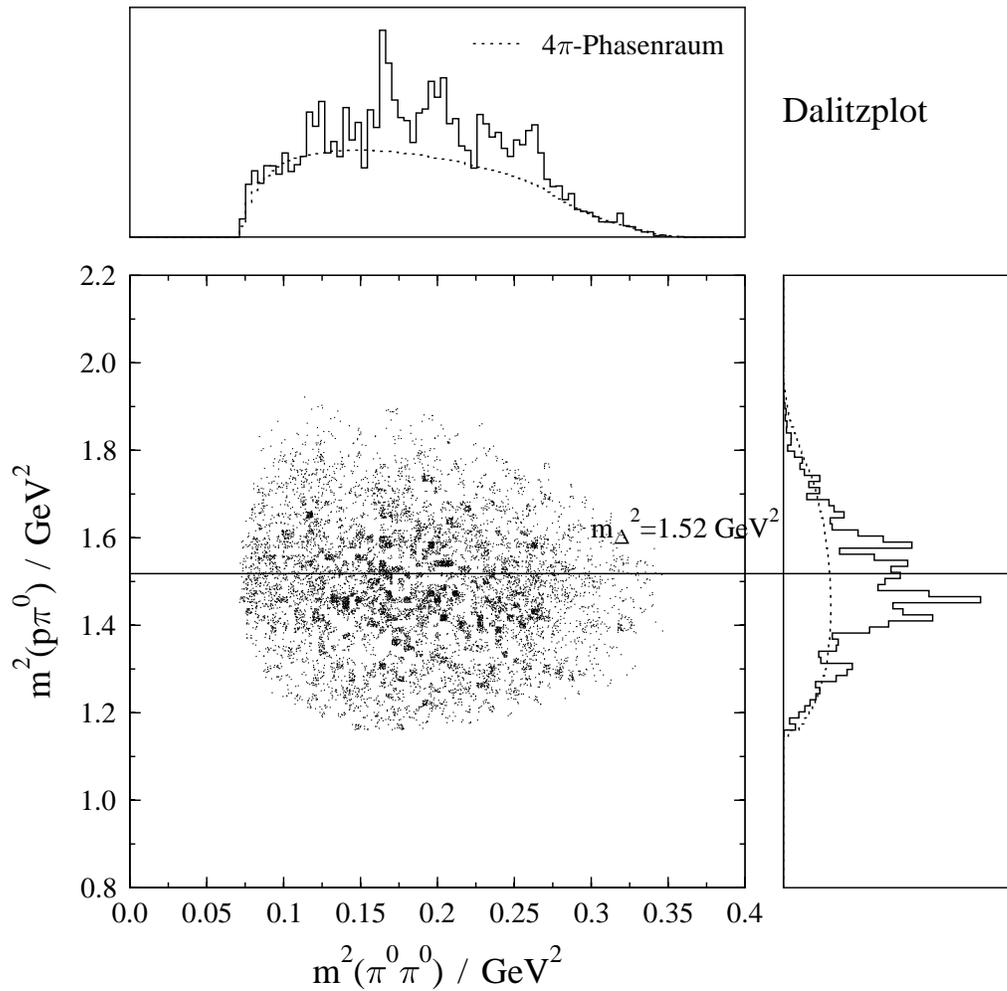


Abb. 7.7: Der auf die Effizienz des TAPS-Detektors korrigierte Dalitzplot und die Projektionen der invarianten Massenquadrate des $\pi^0\pi^0$ -Systems und des $\pi^0 p$ -Systems geben einen Hinweis darauf, daß der Zweipionzerfall sequentiell über die Δ -Resonanz verläuft.

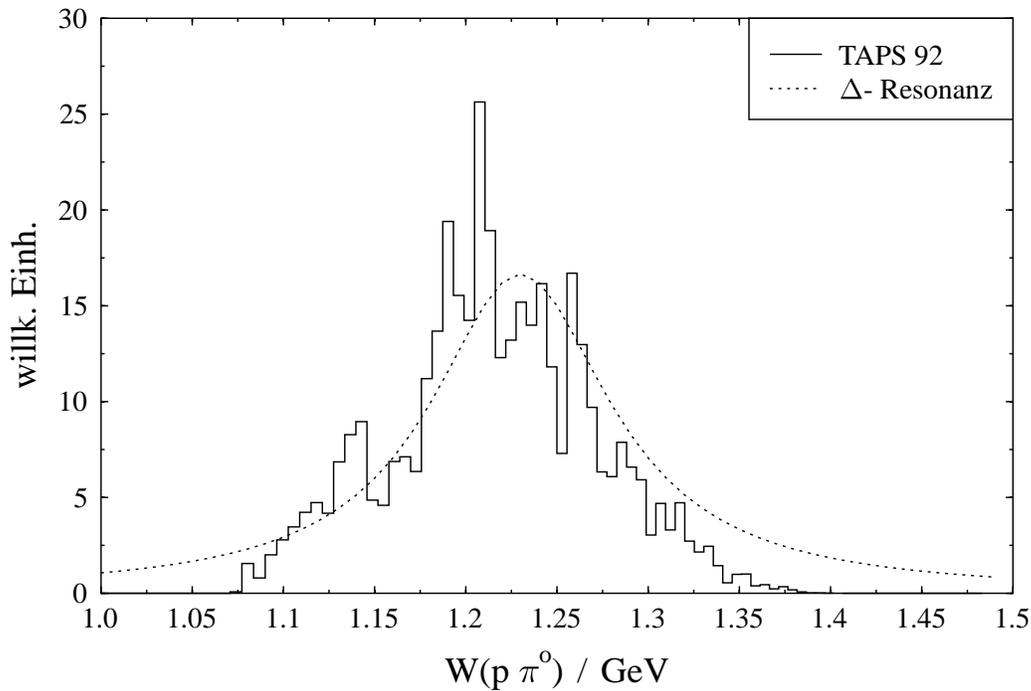


Abb. 7.8: Die Breit-Wigner Kurve beschreibt die Lage und die Breite der Δ -Resonanz verglichen mit der invarianten Masse des $\pi^0 p$ -Systems.

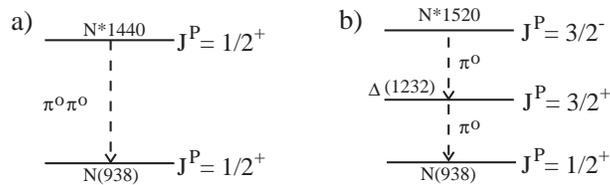


Abb. 7.9: Das angeregte Nukleon kann durch Aussendung eines korrelierten Zweipionzustandes direkt oder sequentiell über die Δ -Resonanz in den Grundzustand gelangen.

für den totalen Wirkungsquerschnitt von Laget. Der Vergleich des totalen Wirkungsquerschnittes mit der Vorhersage des Modells von Oset wird in Abbildung 7.10 (B) gezeigt. Hier ist die Übereinstimmung gut. In diesem Modell trägt vorwiegend der sequentielle Zerfall der D_{13} mit der Δ -Resonanz als Zwischenzustand zum totalen Wirkungsquerschnitt bei (Abbildung 7.9 b).

Abbildung 7.11 zeigt den Vergleich der Lage der Resonanzen D_{13} und P_{11} mit dem Resultat zur $2 \pi^0$ -Produktion. Die durchgezogene Linie ist der Fit einer Breit-Wigner Linie durch die experimentellen Daten. Die Parameter des Breit-Wigner Fits an die Daten ergeben eine Lage von 1490 MeV und eine Breite von

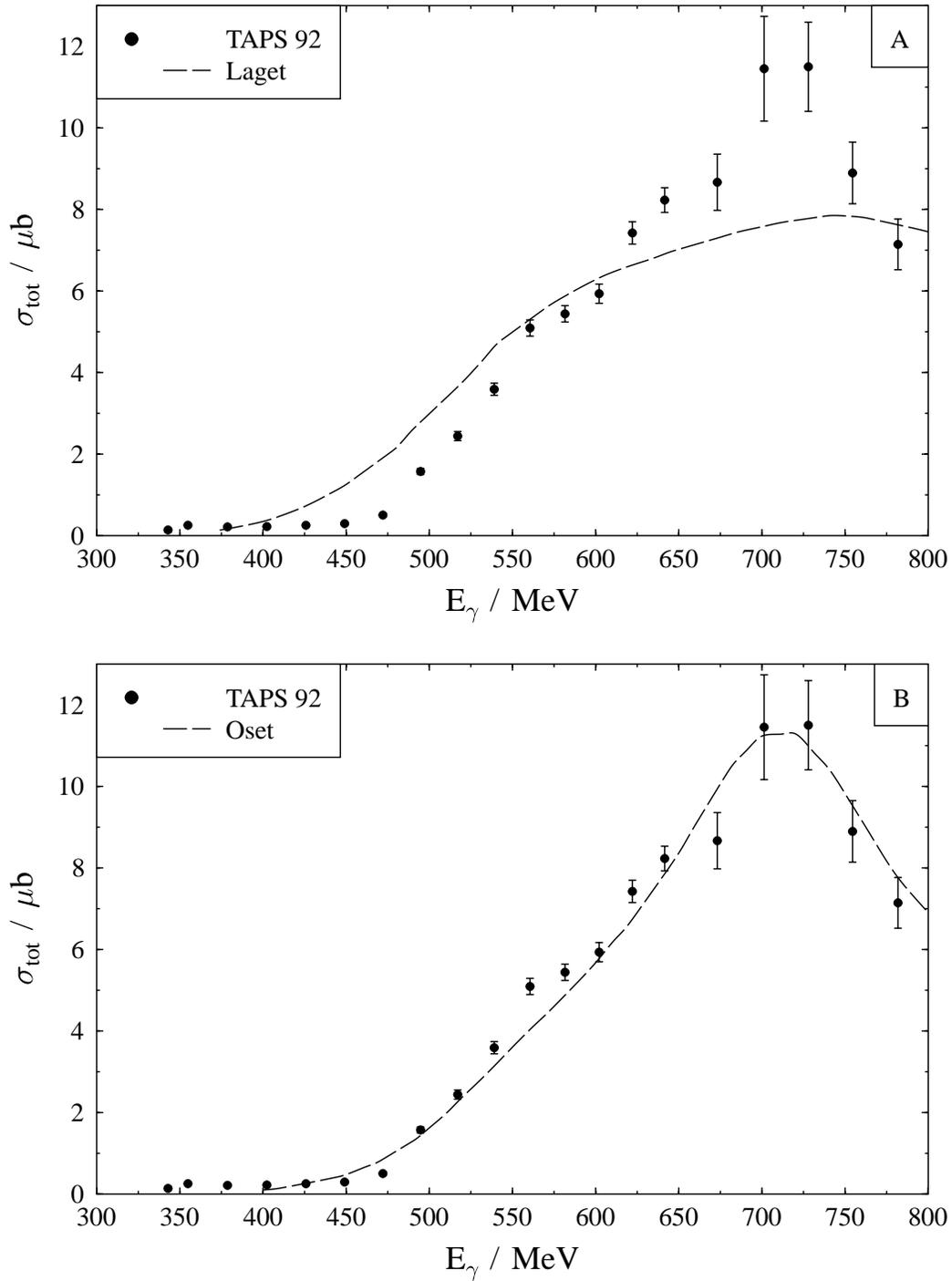


Abb. 7.10: Vergleich des totalen Wirkungsquerschnittes der Doppelpionproduktion dieser Messung mit dem Modell von Laget(A) und Oset(B).

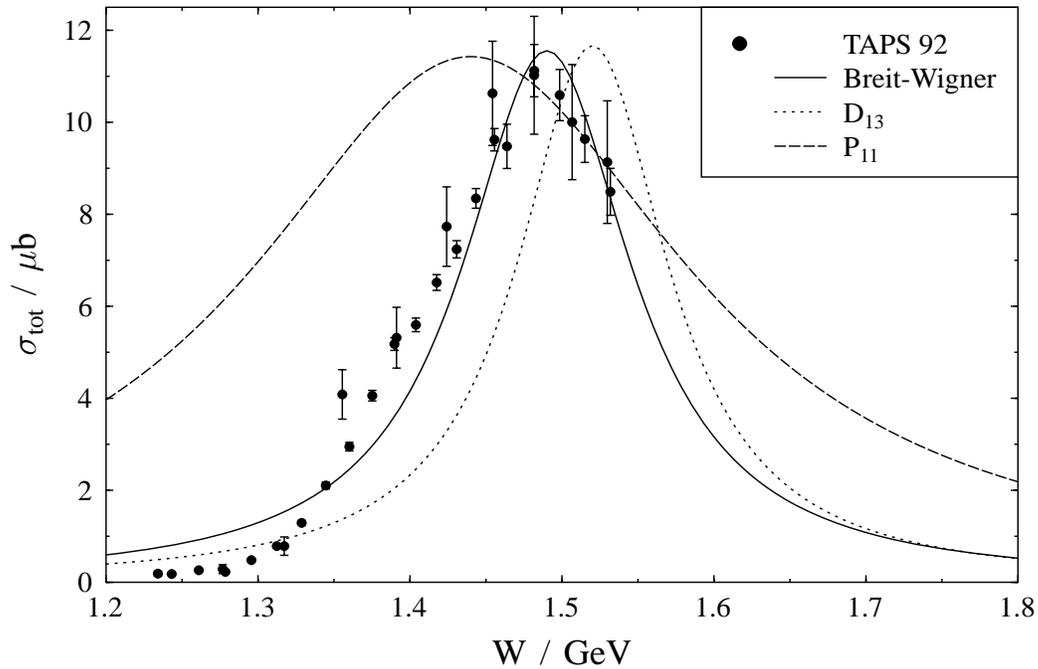


Abb. 7.11: Vergleich der Meßergebnisse zur $2\pi^0$ -Produktion mit der Lage der Resonanzen P_{11} und D_{13} . Die durchgezogene Linie ist der Fit einer Breit-Wigner Kurve durch die Meßpunkte.

135 MeV. Die Messungen haben gezeigt, daß vorzugsweise schließlich ein Zerfall

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$$

vorliegt. Die theoretische Beschreibung der Meßdaten ist noch widersprüchlich. Die Genauigkeit der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse reicht bei weitem nicht aus, um Vorhersagen aus der chiralen Störungstheorie [Ber 94] zum Wirkungsquerschnitt an der Schwelle zu überprüfen.

8. Ausblick

Der TAPS-Detektor wurde sowohl durch einen weiteren Detektorblock mit 64 BaF_2 -Detektoren unter Rückwärtswinkeln, als auch durch eine Vorwärtswand, bestehend aus 120 BaF_2 -Plastik-Phoswich-Detektoren, erweitert. Der Aufbau

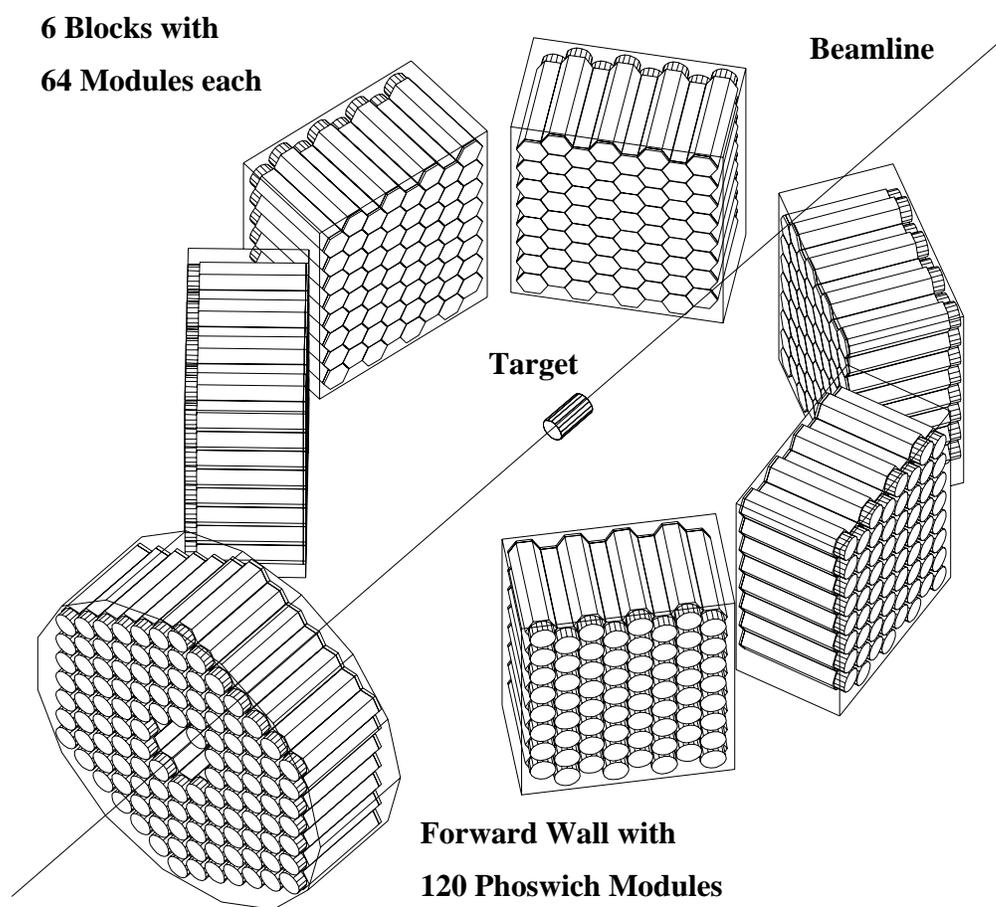


Abb. 8.1: *Modifizierter Detektoraufbau von TAPS.*

des so modifizierten TAPS-Detektors am MAMI ist in Abbildung 8.1 gezeigt. Die Winkelakzeptanz des Spektrometers wurde somit weiter vergrößert. Durch die hin-

zugekommene Detektorvorwärtswand können die Rückstoßteilchen nachgewiesen werden, wodurch exklusive Messungen, z.B. am Deuteron, möglich werden.

Durch die Verwendung von linear polarisierten Photonen steht ein zusätzlicher Freiheitsgrad zur Verfügung, der bei der Schwellenproduktion von einzelnen π^0 -Mesonen die Trennung der p-Wellenamplituden gestattet. Durch die Erweiterung der Akzeptanz für Vor- und Rückwärtswinkel können in Zukunft Messungen an der Produktionsschwelle von Ein- und Zweipionprozessen mit hoher Genauigkeit durchgeführt werden, so daß sie einen Vergleich mit Vorhersagen der chiralen Störungsrechnung erlauben.

Durch die Messung der neutralen Pionproduktion über den gesamten Polarwinkelbereich gewinnt man das Multipolverhältnis E2/M1, das die Deformation des $N \rightarrow \Delta$ -Übergangs enthält. Aktuelle Quarkmodelle machen hierzu Vorhersagen.

Ein wichtiger Teil der neuen Meßperiode mit dem TAPS-Detektor ist die weitere Untersuchung der Doppelpionproduktion. Mittels dieser Messung können offene Fragen bezüglich des $2 \pi^0$ -Zerfallskanals beantwortet werden. Dadurch werden sich neue Informationen über die Eigenschaften der P_{11} (Roper)-Resonanz und der D_{13} -Resonanz gewinnen lassen. Insbesondere durch die Vergrößerung des Raumwinkels und die Messung des Rückstoßprotons wird die Qualität des Datenmaterials erheblich verbessert.

Durch die wesentlich höhere statistische Genauigkeit können auch Winkelverteilungen zur Untersuchung der Nukleonenresonanzen und zur Klärung offener Fragen der Theorie der Doppelpionproduktion aufgebaut werden.

Neben Experimenten am Proton, wird auch das Deuteron untersucht. Durch die Erweiterung der Photonenmarkierungsanlage mit einer Energielupe und der Auswertung der Vorwärtswand soll die Existenz des Dibarions (d') untersucht werden.

Die Verwendung eines Heliumtargets erlaubt die Messung der inklusiven Produktion des η -Mesons an Spin 0-Kernen.

9. Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand in der Untersuchung der $1\pi^0$ - und der $2\pi^0$ -Produktion am Proton mittels energiemarkierter Photonen im Energiebereich von 200 MeV bis 800 MeV . Als Ergebnis wurden für die $1\pi^0$ -Produktion sowohl die Winkelverteilungen als auch der totale Wirkungsquerschnitt ermittelt.

In der $2\pi^0$ -Produktion wird erstmals der totale Wirkungsquerschnitt durch den Nachweis beider neutraler Pionen im Endzustand angegeben.

In einer Messung wurde sowohl der große Energiebereich von 600 MeV als auch nahezu der gesamte Polarwinkelbereich abgedeckt. Die Ergebnisse liefern umfangreiches Datenmaterial zur Verbesserung von Multipolanalysen.

Die Durchführung dieses Experiments fand 1992 am Mainzer Mikrotron statt. Mit Hilfe des kontinuierlichen Elektronenstrahls wurde am Glasgow-Tagger ein energiemarkierter Photonenstrahl hergestellt. Mittels dieser Photonen wurden die neutralen Pionen an einem Flüssigwasserstofftarget erzeugt. Der Nachweis der Mesonen erfolgte durch die koinzidente Messung der Zerfallsphotonen im Spektrometer TAPS (Two Arm Photon Spectrometer). Über die Bestimmung der invarianten Masse wurden die neutralen Pionen identifiziert. Die Energieinformation der Photonenmarkierungsanlage erlaubt die Festlegung der Kinematik durch eine Energie- bzw. Massendifferenzanalyse und den Aufbau von Anregungsfunktionen.

Der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte und des totalen Wirkungsquerschnittes in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ mit der Multipolanalyse VPI-SM95 [Arn 95] von Arndt et al. zeigt eine Überschätzung der M_1^+ -Amplitude im Energiebereich der Δ -Resonanz. Dies wird ebenso in neuen Messungen zur Compton-Streuung [Pei 96] und in einer Asymmetriemessung der Pion-Photoproduktion zur Bestimmung des $E2/M1$ -Verhältnisses [Kra 96] bestätigt. Neue Rechnungen [Han 96], basierend auf der Anwendung der Dispersionsrelationen und des Watson-Theorems, beschreiben die Daten im Energiebereich der Δ -Resonanz besser.

In der Zweipionproduktion konnten durch die Bestimmung der Vierervektoren von beiden neutralen Pionen im Endzustand erstmals Dalitzplots zum Studium des Zerfallsmechanismus dieser Reaktion aufgebaut werden. Der totale Wirkungsquerschnitt wurde mit existierenden Modellen von Laget [Lag 95] und Oset [Ose 95], die unterschiedliche Vorhersagen und Interpretationen zur Beschreibung der $2\pi^0$ -Photoproduktion machen, verglichen. Die Dalitzplots zeigen einen deutli-

chen Hinweis darauf, daß ein sequentieller Zerfall mit schließlich einem Zerfall der Δ -Resonanz vorliegt. Im Modell von Oset wird der totale Wirkungsquerschnitt gut beschrieben. In diesem Modell tragen bei niedrigen Energien hauptsächlich Beiträge des Zerfalls der $P_{11}(1440)$ -Roper Resonanz und bei höheren Energien die Beiträge des sequentiellen Zerfalls der $D_{13}(1520)$ -Resonanz zum totalen Wirkungsquerschnitt bei. Das Modell von Laget geht von einer Anregung der Roper Resonanz aus, die dann über einen korrelierten $2\pi^0$ -Zwischenzustand zerfällt.

A. Kinematik und Phasenraum

A.1 Der 2–Teilchen Endzustand

Die kinematischen Variablen des Prozesses mit zwei Teilchen im Anfangs- und Endzustand sind durch die Viererimpulse gegeben. Unter Ausnutzung der

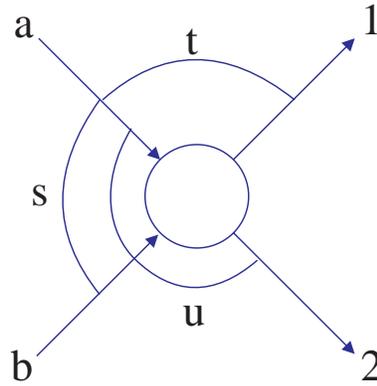


Abb. A.1: Invariante Variablen für $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2$.

Energie- und Impulserhaltung lassen sich die vier kinematischen Variablen zu drei Invarianten, den Mandelstam-Variablen, reduzieren [Man 58]:

$$\begin{aligned} s &= (p_a + p_b)^2 = (p_1 + p_2)^2 \\ t &= (p_1 - p_2)^2 = (p_b - p_a)^2 \\ u &= (p_a - p_2)^2 = (p_b - p_1)^2 . \end{aligned}$$

Dabei ist s das Quadrat der Gesamtenergie und t das Quadrat des Viererimpulsübertrages. Diese Mandelstam-Variablen sind invariant unter Lorentz-Transformationen. Die Beziehungen dieser Invarianten mit den an den Prozessen beteiligten Massen sind allgemein gegeben durch:

$$\begin{aligned} s + t + u &= (p_a + p_b)^2 + (p_a - p_1)^2 + (p_b - p_1)^2 \\ &= p_a^2 + p_b^2 + p_1^2 + (p_a + p_b - p_1)^2 \\ &= m_a^2 + m_b^2 + m_1^2 + m_2^2 . \end{aligned}$$

Die Mandelstam-Variablen erlauben Transformationsvorschriften zwischen den Observablen im Labor- und im Schwerpunktsystem anzugeben.

Für den Fall der neutralen Photopionproduktion am Proton ist Teilchen a gegeben durch den Protonvierervektor im Anfangszustand p_i^μ , Teilchen 1 durch den Protonvierervektor im Endzustand p_f^μ , Teilchen b durch den Viererimpuls des Photons k^μ und Teilchen 2 durch den Viererimpuls des Pions q^μ . Für die Mandelstam-Variablen der Photoproduktion von Pionen gilt damit:

$$\begin{aligned} s &= (k^\mu + p_i^\mu)^2 = (q^\mu + p_f^\mu)^2 \\ t &= (q^\mu - k^\mu)^2 = (p_f^\mu - p_i^\mu)^2 \\ u &= (p_i^\mu - q^\mu)^2 = (p_f^\mu - k^\mu)^2 . \end{aligned}$$

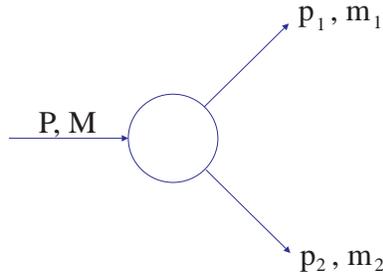
Die Summe der Massenquadrate ist in diesem Prozess durch die Beziehung:

$$s + t + u = \sum_{j=1} m_j^2 = 2m_P^2 + m_\pi^2$$

gegeben.

Der 2–Teilchen Zerfall

Die Energie und der Impuls der Teilchen im Endzustand werden mittels der Gesamtenergie M des zerfallenen Teilchens und der Massen der Reaktionsprodukte m_1 und m_2 berechnet.



Mit der Energie- und Impulserhaltung lassen sich die Energie und der Impuls der Endzustandsteilchen berechnen:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} \\ |\vec{p}_1| &= |\vec{p}_2| \\ &= \frac{\sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2M} . \end{aligned}$$

In die differentielle Zerfallsrate $d\Gamma$ gehen die invarianten Matrixelemente \mathcal{M} und der Raumwinkel $d\Omega$ ein. Für das Teilchen 1 ist $d\Omega = d\phi_1 d(\cos\theta_1)$ und die Zerfallsrate berechnet sich zu:

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\vec{p}_1|}{M^2} d\Omega .$$

In der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton ergibt sich die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem zu

$$M = \sqrt{s} = \sqrt{2E_{\gamma}^{Tagger} m_p + m_p^2}$$

und die Energie des neutralen Pions im Schwerpunktsystem ist durch

$$E_{CMS}^{\pi^0} = \frac{s + m_{\pi^0}^2 - m_p^2}{2\sqrt{s}}$$

gegeben.

A.2 Der 3-Teilchen Endzustand

Die kinematischen Variablen des Prozesses mit zwei Teilchen im Anfangs- und drei Teilchen im Endzustand sind durch die Viererimpulse gegeben. Damit lassen

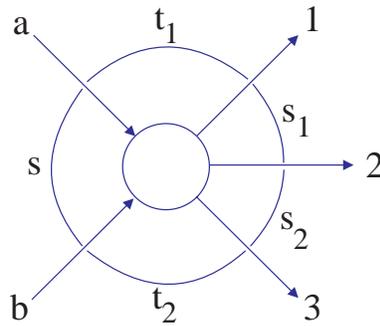


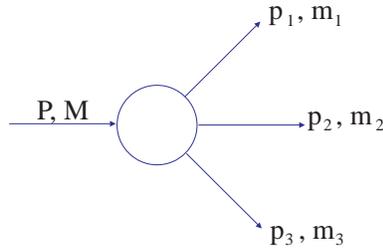
Abb. A.2: Invariante Variablen für $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$.

sich die fünf Invarianten angeben:

$$\begin{aligned} s_1 &\equiv s_{12} = (p_1 + p_2)^2 = (p_a + p_b - p_3)^2 \\ s_2 &\equiv s_{23} = (p_2 + p_3)^2 = (p_a + p_b - p_1)^2 \\ t_1 &\equiv t_{a1} = (p_a - p_1)^2 = (p_2 + p_3 - p_b)^2 \\ t_2 &\equiv t_{b3} = (p_b - p_3)^2 = (p_1 + p_2 - p_a)^2 \\ s &\equiv s_{ab} = (p_a + p_b)^2 = (p_1 + p_2 + p_3)^2 . \end{aligned}$$

Der 3-Teilchen Zerfall

Die Energie und der Impuls der Teilchen im Endzustand werden mittels der Gesamtenergie M , dem Gesamtimpuls P des zerfallenen Teilchens und der Massen der Reaktionsprodukte m_1 , m_2 und m_3 berechnet. Zur Beschreibung dieser Re-



aktion mit drei Teilchen im Endzustand gilt:

$$m_{ij}^2 = p_{ij}^2 \quad \text{mit} \quad p_{ij} = p_i + p_j.$$

Man erhält für die Summe der invarianten Massenquadrate der Reaktionsprodukte

$$m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{13}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2, \quad ,$$

wobei die invariante Masse des Teilchens 1 und 2 durch

$$m_{12}^2 = (P - p_3)^2 = M^2 + m_3^2 - 2ME_3$$

gegeben ist. Wenn die Energie der Teilchen im Endzustand bekannt ist, liegt die relative Orientierung der Teilchen untereinander fest. Mit den Impulsen ($|p_1^*|$ entspricht dem Impuls des Teilchens 1) im Ruhesystem von Teilchen 1 und 2 und den Winkelinformationen ($|\Omega_3|$ entspricht dem Winkel des Teilchen 3 im Ruhesystem der Zerfallsprodukte) wird die differentielle Zerfallsrate

$$d\Gamma = \frac{1}{2\pi^5} \frac{1}{16M^2} |\mathcal{M}|^2 |p_1^*| |p_3| dm_{12} d\Omega_1^* d\Omega_3$$

berechnet. Die Impulse der Reaktionsprodukte sind gegeben durch:

$$|p_1^*| = \frac{[(m_{12}^2 - (m_1 + m_2)^2)(m_{12}^2 - (m_1 - m_2)^2)]^{1/2}}{2m_{12}}$$

und

$$|p_3| = \frac{[(M^2 - (m_{12} + m_3)^2)(M^2 - (m_{12} - m_3)^2)]^{1/2}}{2M}.$$

Durch die Integration über die Winkel $d\Omega_1^*$ und $d\Omega_3$ erhält man die Standardform des Dalitzplots

$$d\Gamma = \frac{1}{2\pi^3} \frac{1}{32M^3} |\mathcal{M}|^2 dm_{12}^2 dm_{23}^2.$$

Der Dalitzplot

Die Untersuchung von möglichen Resonanzen und der Wechselwirkungen der Teilchen im Endzustand erfolgt anhand eines Phasenraum- oder Dalitzplots [Dal 54]. Mit Hilfe des Dalitzplots werden Abweichungen vom reinen Phasenraumverhalten (Abbildung A.3) untersucht.

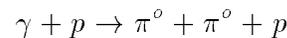
Für eine feste invariante Masse m_{12}^2 (aus Teilchen 1 und 2) wird der minimale und der maximale Wert der invarianten Masse m_{13}^2 (gebildet aus Teilchen 1 und Teilchen 3) folgendermaßen vorgegeben:

$$\begin{aligned}(m_{13}^2)_{min} &= (E_1^* + E_3^*)^2 - (\sqrt{E_1^{*2} - m_1^2} + \sqrt{E_3^{*2} - m_3^2})^2, \\(m_{13}^2)_{max} &= (E_1^* + E_3^*)^2 - (\sqrt{E_1^{*2} - m_1^2} - \sqrt{E_3^{*2} - m_3^2})^2.\end{aligned}$$

Die Energien der Teilchen 1 und 3 sind gegeben durch:

$$\begin{aligned}E_1^* &= \frac{m_{12}^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_{12}}, \\E_3^* &= \frac{M^2 - m_{12}^2 - m_3^2}{2m_{12}}.\end{aligned}$$

In der vorliegenden Arbeit wurde die Reaktion



gemessen.

Die kinematischen Grenzen im Dalitzplot sind gegeben durch die Massen der Reaktionsprodukte und durch die Gesamtenergie. Abbildung A.3 zeigt den Phasenraum dieser Reaktion, wobei die Energie des einlaufenden Photons $E_\gamma = 660 \text{ MeV} - 792 \text{ MeV}$ beträgt. Dabei wurde auch die Form des Bremsspektrums berücksichtigt.

Steckt man in die Simulation der Doppelpionproduktion folgende Hypothesen:

- Dreikörperzerfall über eine Resonanz als Zwischenzustand der Masse 1232 MeV und einer Halbwertsbreite von 10 MeV ,
- Zerfall einer Resonanz mit der Masse 1440 MeV und einer Halbwertsbreite von 350 MeV über einen korrelierten $2 \pi^0$ -Zwischenzustand mit einer Masse von 530 MeV und einer Halbwertsbreite von 10 MeV

ein, so erhält man den Dalitzplot in Abbildung A.4. Erkennbar sind die beiden Bänder die jeweils die Resonanz in der Lage und der Breite wiedergeben.

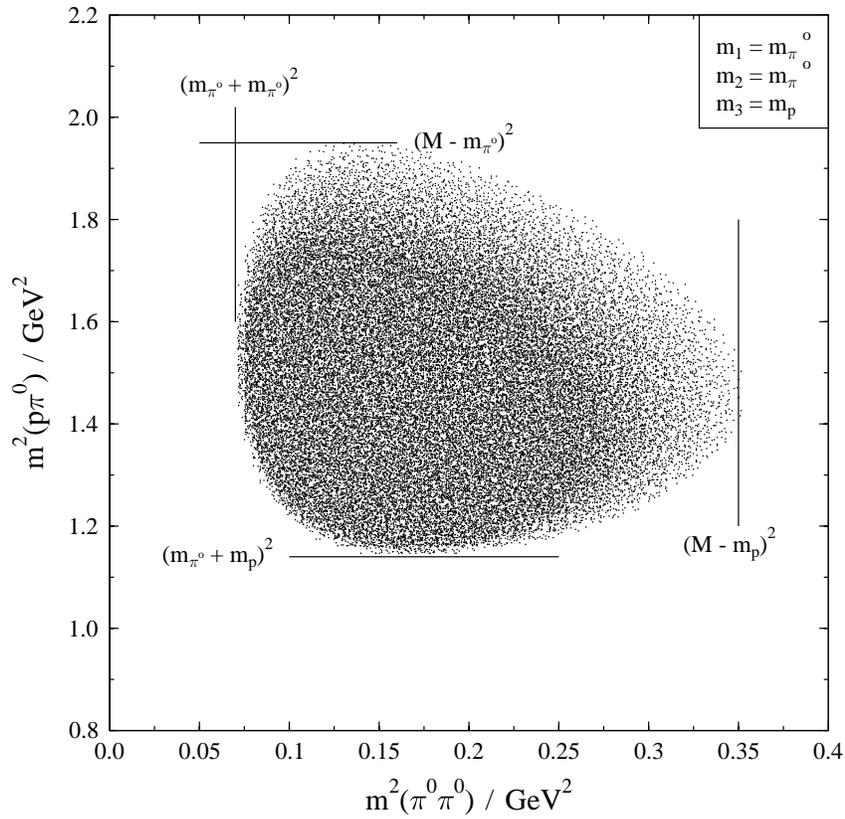


Abb. A.3: Kinematische Grenzen im Dalitzplot für den Zerfall eines Zustandes in zwei Pionen und ein Proton. Die Energie des einlaufenden Photons beträgt $E_\gamma = 660 \text{ MeV} - 792 \text{ MeV}$ und entspricht dem in dieser Arbeit ausgewerteten Energiebereich in den Dalitzplots.

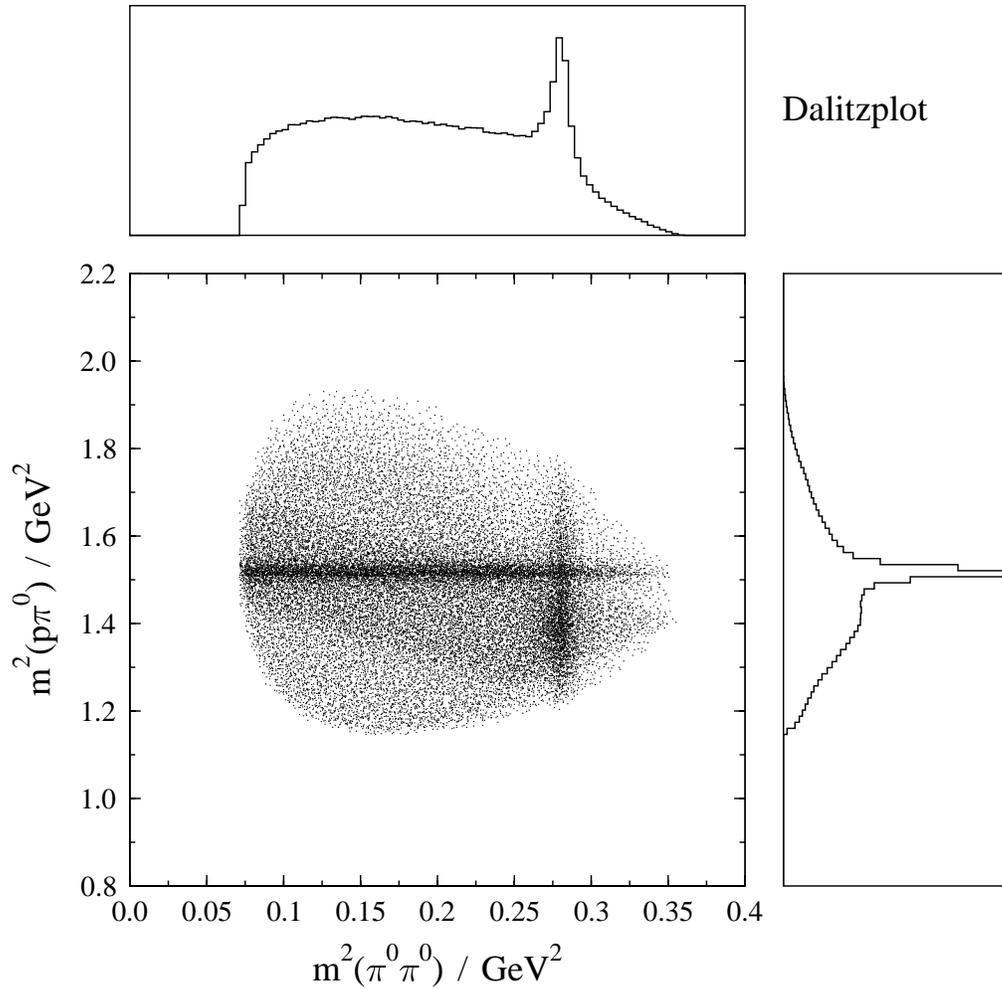


Abb. A.4: Das Ergebnis der Simulation zur Doppelpionproduktion, die sowohl den Dreikörperzerfall über eine Resonanz als Zwischenzustand mit der Masse 1232 MeV und mit einer Halbwertsbreite von 10 MeV als auch den Zerfall einer Resonanz mit der Masse 1440 MeV und mit einer Halbwertsbreite von 350 MeV über einen korrelierten $2 \pi^0$ -Zwischenzustand mit einer Masse von 530 MeV und mit einer Halbwertsbreite von 10 MeV beinhaltet. Die Energie des einlaufenden Photons beträgt $E_\gamma = 660 \text{ MeV} - 792 \text{ MeV}$ und entspricht dem in dieser Arbeit ausgewerteten Energiebereich in den Dalitzplots.

B. Tabellen

B.1 Einpionproduktion

Tabelle 1: zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$.

Tabelle 2A, **Tabelle 2B** und **Tabelle 2C:** zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$.

B.2 Zweipionproduktion

Tabelle 3 A: zeigt die Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnittes zu der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$ aus der Analyse von 4γ -Ereignissen im Energiebereich von 200 MeV bis 792 MeV .

Tabelle 3 B: zeigt die Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnittes zu der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$ aus der Analyse von 4γ -Ereignissen im Energiebereich von 660 MeV bis 792 MeV .

Tabelle 3 C: zeigt die Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnittes zu der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$. aus der Analyse von 3γ -Ereignissen im Energiebereich von 200 MeV bis 792 MeV .

Tabelle 1: Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{total}
 $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$

E_γ MeV	σ_{total} μb	$\Delta\sigma_{total}$ μb	E_γ MeV	σ_{total} μb	$\Delta\sigma_{total}$ μb
204.89	25.32	± 0.51	544.47	35.06	± 1.21
216.86	38.76	± 0.73	555.22	32.82	± 1.10
228.84	54.42	± 0.96	565.86	30.51	± 0.95
240.83	75.99	± 1.29	576.39	28.02	± 0.87
252.84	106.15	± 1.79	586.78	26.60	± 0.87
264.86	139.42	± 2.41	597.05	25.96	± 0.86
276.88	181.15	± 3.28	607.19	27.00	± 1.09
288.90	220.59	± 3.84	617.19	24.98	± 0.94
300.92	262.18	± 4.59	627.04	25.21	± 1.02
312.93	287.64	± 4.96	636.76	24.33	± 0.93
324.92	294.23	± 5.13	646.32	24.61	± 1.06
336.91	286.21	± 5.03	655.74	26.07	± 1.10
348.87	254.48	± 4.41	665.00	25.29	± 0.98
360.81	232.36	± 4.10	674.11	28.26	± 1.27
372.72	204.60	± 3.74	683.07	27.20	± 1.00
384.59	172.35	± 3.12	691.87	28.63	± 1.09
396.43	152.49	± 2.90	700.52	33.63	± 1.32
408.23	130.20	± 2.52	709.02	35.38	± 1.44
419.97	119.87	± 2.56	717.36	37.21	± 1.56
431.66	98.63	± 2.03	725.56	40.33	± 1.75
443.29	87.72	± 2.02	733.62	39.08	± 1.53
454.86	75.22	± 1.72	741.56	43.47	± 1.79
466.36	67.27	± 1.66	749.90	41.15	± 1.60
477.78	59.27	± 1.44	758.88	39.25	± 1.52
489.13	53.99	± 1.34	768.05	39.50	± 1.57
500.38	50.07	± 1.31	776.74	39.44	± 1.65
511.55	45.01	± 1.28	784.45	37.14	± 1.59
522.63	43.32	± 1.22	790.37	35.58	± 2.29
533.60	37.75	± 1.12			

Tabelle 2A: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$
 $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$

E_γ MeV	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$
	$\theta_{CM} = 10^\circ$		$\theta_{CM} = 30^\circ$		$\theta_{CM} = 50^\circ$	
210.87	1.08	± 0.07	1.64	± 0.04	2.19	± 0.09
234.84	2.43	± 0.09	3.39	± 0.06	4.42	± 0.12
258.85	4.70	± 0.12	6.59	± 0.11	8.66	± 0.16
282.89	8.45	± 0.26	10.89	± 0.17	14.21	± 0.22
306.92	11.76	± 0.35	15.68	± 0.25	20.12	± 0.28
330.92	12.87	± 0.40	16.69	± 0.28	22.34	± 0.31
354.84	11.98	± 0.64	14.86	± 0.28	18.78	± 0.26
378.66	9.11	± 0.66	12.30	± 0.27	14.79	± 0.22
402.33	5.86	± 0.77	9.77	± 0.26	11.72	± 0.20
425.82	-	-	7.24	± 0.25	7.92	± 0.16
449.08	-	-	6.92	± 0.31	6.82	± 0.16
472.07	-	-	5.16	± 0.34	5.05	± 0.14
494.76	-	-	3.78	± 0.30	4.31	± 0.14
517.09	-	-	3.69	± 0.46	3.65	± 0.13
539.03	-	-	2.73	± 0.43	2.63	± 0.12
560.54	-	-	1.46	± 0.25	2.30	± 0.12
581.59	-	-	1.15	± 0.24	1.98	± 0.12
602.12	-	-	1.36	± 0.32	1.89	± 0.12
622.11	-	-	1.03	± 0.29	1.68	± 0.12
641.54	-	-	0.84	± 0.30	1.49	± 0.13
660.37	-	-	0.98	± 0.28	1.65	± 0.14
678.59	-	-	0.87	± 0.34	1.59	± 0.14
696.20	-	-	0.99	± 0.22	1.76	± 0.15
713.19	-	-	-	-	2.62	± 0.22
729.59	-	-	-	-	2.55	± 0.22
745.73	-	-	-	-	3.04	± 0.24
763.46	-	-	-	-	2.43	± 0.21
780.59	-	-	-	-	2.32	± 0.23
790.37	-	-	-	-	2.13	± 0.37

Tabelle 2B: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$
 $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$

E_γ MeV	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$
	$\theta_{CM} = 70^\circ$		$\theta_{CM} = 90^\circ$		$\theta_{CM} = 110^\circ$	
210.87	2.83	± 0.09	3.23	± 0.12	2.94	± 0.08
234.84	5.72	± 0.13	6.36	± 0.18	5.70	± 0.12
258.85	10.70	± 0.18	11.81	± 0.22	10.81	± 0.23
282.89	17.81	± 0.24	19.02	± 0.27	17.94	± 0.40
306.92	25.52	± 0.30	28.76	± 0.34	24.59	± 0.54
330.92	27.40	± 0.30	30.97	± 0.35	26.30	± 0.59
354.84	23.31	± 0.25	26.19	± 0.31	23.13	± 0.50
378.66	18.21	± 0.20	20.99	± 0.28	17.73	± 0.38
402.33	13.61	± 0.16	15.79	± 0.24	13.39	± 0.28
425.82	9.63	± 0.13	11.20	± 0.21	9.05	± 0.21
449.08	8.02	± 0.12	9.35	± 0.19	7.30	± 0.17
472.07	6.40	± 0.11	7.27	± 0.17	6.04	± 0.15
494.76	5.19	± 0.10	5.83	± 0.16	5.11	± 0.13
517.09	4.47	± 0.09	5.08	± 0.14	4.44	± 0.11
539.03	3.58	± 0.09	4.27	± 0.13	3.84	± 0.11
560.54	3.17	± 0.08	3.73	± 0.12	3.33	± 0.10
581.59	2.67	± 0.08	3.56	± 0.12	3.00	± 0.09
602.12	2.42	± 0.08	3.38	± 0.12	2.83	± 0.09
622.11	2.30	± 0.08	3.05	± 0.11	2.70	± 0.09
641.54	2.28	± 0.09	3.12	± 0.12	2.75	± 0.10
660.37	2.55	± 0.09	3.29	± 0.12	2.63	± 0.10
678.59	2.84	± 0.11	3.49	± 0.13	3.09	± 0.11
696.20	3.10	± 0.12	3.78	± 0.14	3.36	± 0.11
713.19	3.66	± 0.14	4.39	± 0.16	3.71	± 0.12
729.59	3.89	± 0.15	4.45	± 0.17	3.95	± 0.13
745.73	4.38	± 0.17	4.57	± 0.17	4.18	± 0.14
763.46	4.09	± 0.16	4.41	± 0.17	4.04	± 0.13
780.59	3.63	± 0.16	4.53	± 0.19	4.01	± 0.14
790.37	3.80	± 0.31	3.92	± 0.30	3.55	± 0.23

Tabelle 2C: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$
 $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$

E_γ MeV	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$	$\Delta d\sigma/d\Omega$ $\mu b/sr$
	$\theta_{CM} = 130^\circ$		$\theta_{CM} = 150^\circ$		$\theta_{CM} = 170^\circ$	
210.87	2.83	± 0.15	2.54	± 0.10	2.11	± 0.18
234.84	5.80	± 0.17	5.28	± 0.26	4.24	± 0.42
258.85	11.02	± 0.20	9.48	± 0.53	6.11	± 0.73
282.89	17.50	± 0.24	14.56	± 0.99	-	-
306.92	22.65	± 0.30	16.20	± 1.09	-	-
330.92	23.39	± 0.32	14.51	± 1.21	-	-
354.84	17.96	± 0.29	10.74	± 0.93	-	-
378.66	13.46	± 0.28	7.56	± 0.75	-	-
402.33	9.70	± 0.27	5.39	± 0.64	-	-
425.82	6.59	± 0.24	3.69	± 0.57	-	-
449.08	5.33	± 0.26	2.55	± 0.47	-	-
472.07	3.90	± 0.24	1.97	± 0.44	-	-
494.76	3.36	± 0.24	1.56	± 0.37	-	-
517.09	2.72	± 0.12	1.11	± 0.28	-	-
539.03	2.42	± 0.11	1.09	± 0.29	-	-
560.54	2.42	± 0.10	1.20	± 0.36	-	-
581.59	1.97	± 0.10	0.69	± 0.16	-	-
602.12	1.92	± 0.10	0.81	± 0.18	-	-
622.11	1.92	± 0.09	0.71	± 0.16	-	-
641.54	1.72	± 0.09	0.88	± 0.20	-	-
660.37	1.85	± 0.09	0.90	± 0.17	-	-
678.59	1.86	± 0.10	1.00	± 0.14	-	-
696.20	2.22	± 0.10	1.30	± 0.28	-	-
713.19	2.24	± 0.11	1.69	± 0.28	-	-
729.59	2.96	± 0.13	2.14	± 0.38	-	-
745.73	3.00	± 0.12	1.93	± 0.24	-	-
763.46	2.93	± 0.12	1.81	± 0.22	-	-
780.59	2.88	± 0.13	2.42	± 0.42	-	-
790.37	2.66	± 0.21	2.06	± 0.65	-	-

Tabelle 3: Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{total}
 $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$

Analyse der 4 γ -Ereignisse

Analyse der 3 γ -Ereignisse

A: $E_\gamma = 200 \text{ MeV} - 792 \text{ MeV}$

C: $E_\gamma = 200 \text{ MeV} - 792 \text{ MeV}$

E_γ MeV	σ_{total} μb	$\Delta\sigma_{total}$ μb
342.87	0.14	± 0.04
399.93	0.22	± 0.08
455.95	0.71	± 0.20
510.35	3.60	± 0.52
562.58	4.37	± 0.59
612.08	6.27	± 0.77
658.39	9.62	± 1.19
701.24	11.08	± 1.76
741.04	9.99	± 1.44
778.51	8.29	± 1.35

E_γ MeV	σ_{total} μb	$\Delta\sigma_{total}$ μb
354.84	0.26	± 0.02
378.66	0.21	± 0.02
402.33	0.22	± 0.02
425.82	0.25	± 0.03
449.08	0.30	± 0.04
472.07	0.50	± 0.05
494.76	1.57	± 0.07
517.09	2.44	± 0.09
539.03	3.59	± 0.12
560.54	5.09	± 0.14
581.59	5.44	± 0.15
602.12	5.93	± 0.17
622.11	7.42	± 0.19
641.54	8.23	± 0.21

B: $E_\gamma = 660 \text{ MeV} - 792 \text{ MeV}$

E_γ MeV	σ_{total} μb	$\Delta\sigma_{total}$ μb
673.15	8.67	± 0.69
701.32	11.45	± 1.28
727.94	11.50	± 1.09
754.51	8.90	± 0.76
781.81	7.14	± 0.62

Abbildungsverzeichnis

1.1	Totaler Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitt am Proton und die Aufteilung in die verschiedenen Kanäle	2
1.2	Angeregte Zustände des Nukleons	3
1.3	Energie- und Winkelbereiche dieser und früherer Messungen	4
2.1	Mesonensingulett, -oktett, und -nonett	8
2.2	Spin-1/2 Baryonenoktett und Spin-3/2 Bayonendekuplett	9
2.3	Zerfall des neutralen Pions im Ruhe- und Laborsystem	11
2.4	Minimaler Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen	12
2.5	Kinematische Variablen der Pionproduktion am Nukleon	12
2.6	Feynman-Graphen der Photoproduktion von Pionen	13
2.7	Photoproduktionsprozeß des Pions am Nukleon	15
2.8	Anregung der Δ -Resonanz	17
2.9	Born-Terme im 2 Pionproduktionsprozeß	20
2.10	Erzeugung neutraler Pionen über Zwischenzustände geladener Pionen	21
2.11	Resonanz-Graphen im Doppelpionproduktionsprozeß	21
2.12	Graphen im Modell von Laget	23
2.13	Totaler Wirkungsquerschnitt im Modell von Laget	24
2.14	Graphen im Modell von Oset	25
2.15	Totaler Wirkungsquerschnitt im Modell von Oset	26
2.16	Schwellenverhalten der Doppelpionproduktion nach CPT	27
3.1	Elektronenbeschleuniger MAMI	30
3.2	Photonenmarkierungsanlage der A2-Kollaboration in Mainz	31
3.3	BaF_2 -Einzeldetektor	33
3.4	Lichtausbeute aus einem BaF_2 -Kristall	35
3.5	Totaler Absortionsquerschnitt im BaF_2 -Kristall	36
3.6	TAPS-Detektorblock	37
3.7	Aufbau der Targetzelle	38
3.8	Gaskreislauf des Flüssigwassertofftargets	39
3.9	Die Dichte des Wasserstoffs als Funktion der Temperatur	41
3.10	Aufbau des TAPS-Spektrometers in Mainz	42
3.11	Schema der Triggerlogik	43
3.12	Schema der Taggerlogik	44
3.13	Schema der Experimentelektronik	45
4.1	Die wichtigsten Kompressionsschritte in der Datenauswertung.	49
4.2	Energieantwort des TAPS-Detektors für monochromatische Photonen	50

4.3	Pulsform des BaF_2 -Szintillators	51
4.4	BaF_2 -Zeitdifferenzspektrum ohne Pulsformanalyse	52
4.5	BaF_2 -Zeitdifferenzspektrum mit Pulsformanalyse	53
4.6	Spektrum der Bremsstrahlungselektronen	55
4.7	Energieauflösung der Taggerkanäle	56
4.8	Zeiteichung der Taggerkanäle	57
4.9	Zeitdifferenzspektrum zwischen TAPS und dem Tagger	58
4.10	Häufigkeitsverteilung der Elektronen auf der Leiter	59
4.11	Einpionproduktionsprozeß	61
4.12	Spektrum der invarianten Masse aus zwei Photonen	62
4.13	Energiedifferenzspektrum für zeitkorrelierte und zufällige Ereignisse	64
4.14	Energiedifferenzspektrum nach der Korrektur auf den zufälligen Untergrund	65
4.15	Energie- und Winkelverteilung der nachgewiesenen Pionen	66
4.16	Zweipionproduktionsprozeß	67
4.17	Rekonstruktion des Doppelpionereignisses aus 4 zeitgleichen Zer- fallsphotonen	68
4.18	Zweidimensionale Auftragung der invarianten Masse für 4 γ - Ereignisse	69
4.19	Massendifferenzspektrum zur $2\pi^0$ -Produktion am Proton	70
4.20	Korrigiertes Massendifferenzspektrum für $2\pi^0$ -Ereignisse	71
4.21	Rekonstruktion des Doppelpionereignisses aus 3 zeitgleichen Zer- fallsphotonen	72
4.22	Massendifferenzspektrum für 3γ -Ereignisse	72
4.23	Leiterkanalspektrum für 3γ -Ereignisse	73
4.24	Massendifferenzspektrum der $2\pi^0$ -Ereignisse aus der η Messung . .	74
4.25	Markierungseffizienz als Funktion des Leiterkanals	75
4.26	Normierung des Photonenflusses über die Pionproduktionsrate . . .	76
4.27	Effektive Targetdicken	77
4.28	Detektoraufbau in GEANT	80
4.29	Invariante Masse in der Messung verglichen mit der GEANT- Simulation	82
4.30	Energiedifferenzspektrum in der Messung verglichen mit der GEANT-Simulation	83
4.31	Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors für neutrale Pio- nen als Funktion des Polarwinkels und der Energie	84
4.32	Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors für $2\pi^0$ -Ereignisse als Funktion der Energie	85
4.33	Nachweiseffizienz des TAPS-Detektors in ϕ	86
4.34	Dalitzplot (Phasenraumsimulation für den gesamten Raumwinkel) .	88

4.35	Dalitzplot (Phasenrausimulation im TAPS-Detektor)	89
5.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte der $1\pi^0$ -Produktion als Funktion der Photoneinschußenergie für verschiedene Polarwinkel	92
5.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte der $1\pi^0$ -Produktion als Funktion des Polarwinkels für verschiedenen Photoneinschußenergien	93
5.3	Die Fitkoeffizienten A,B und C als Funktion der Photoneinschußenergie im Bereich der Δ -Resonanz	95
5.4	Quotient der Fitparameter C und A im Bereich der Δ -Resonanz	96
5.5	Totaler Wirkungsquerschnitt $1\pi^0$ als Funktion der Photoneinschußenergie	97
5.6	Totaler Wirkungsquerschnitt aus der Messung und dem Fit an die differentiellen Wirkungsquerschnitte	98
5.7	Totaler Wirkungsquerschnitt $2\pi^0$	99
5.8	Dalitzplot der Messung mit dem TAPS-Detektors	100
5.9	Dalitzplot nach der Korrektur auf den Phasenraum und die Effizienz des TAPS-Detektors	101
7.1	Vergleich des totalen Wirkungsquerschnittes mit bisherigen Daten	106
7.2	Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit bisherigen Daten (Energiespektrum)	108
7.3	Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit bisherigen Daten (Winkelverteilung)	109
7.4	Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit eine Messung aus Bonn und dem gemeinsamen Datenfit	110
7.5	Vergleich der Fitkoeffizienten A, B und C mit anderen Messungen	111
7.6	Vergleich des totalen Wirkungsquerschnittes TAPS–DAPHNE	112
7.7	Phasenraumkorrigierter Dalitzplot und die Projektionen der Achsen	113
7.8	Invariante Masse des $\pi^0 p$ -Systems	114
7.9	Zerfall des Nukleonresonanz in $2\pi^0$	114
7.10	Vergleich der Messung mit dem Modell von Laget und Oset	115
7.11	Vergleich der Messung mit Breit-Wigner Fits	116
8.1	Modifizierter Detektoraufbau von TAPS.	117
A.1	Invariante Variablen für $p_a + P_b \rightarrow p_1 + p_2$	121
A.2	Invariante Variablen für $p_a + P_b \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$	123
A.3	Kinematische Grenzen im Dalitzplot	126
A.4	Dalitzplot für den Dreikörperzerfall von Resonanzzuständen	127

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften leichter Mesonen	8
2.2	Schwellenenergien der leichten Mesonen	10
2.3	Auflistung der Multipole	16
2.4	Verzweigungsverhältnisse der ersten Resonanzen	22
3.1	Eigenschaften des BaF_2 -Szintillators.	34
3.2	Position der TAPS-Blöcke.	41
3.3	Experimentparameter zur Messung.	46
4.1	Effektive Targetlängen	78

Literaturverzeichnis

- [Ahr 91] Ahrens, J. et al.: *Experimente mit reellen Photonen*, Jahresbericht 1989–1990. Institut für Kernphysik Mainz, (1991).
- [Ahr 94] Ahrens, J. et al.: *The Mainz Microtron MAMI: A Facility Portrait with a Glimpse at First Results*. Nuclear Physics News Europe 4, (1994) 5.
- [Ant 91] Anthony, I. et al.: *Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron*. Nucl. Instr. Meth. A301 (1991) 230–240.
- [Arn 95] Arndt R. A. et al.: Los Alamos e-print archive, nucl-ex/9509005.
- [Awe 92] Awe T. C. et al.: *A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A311 (1992) 130–138.
- [Bec 89] Beck, R.: Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (1989).
- [Bec 90] Beck, R. et al.: *Measurement of the $p(\gamma, \pi^0)$ Cross Section at Threshold*. *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 1841–1844.
- [Ber 94] Bernard, V., N. Kaiser, Ulf-G. Meißner und A. Schmidt: *Threshold Two-Pion-Photo- and Electroproduction*, CRN-94/14. (1994).
- [Bra 95] Bragheri A und Murphy L. Y. et al.: *Preprint*. CEA/DAPHNIA/SPhn 94 44. (1995).
- [Bru 86] Brun, R. et al.: *GEANT3*. Genf, (1986).
- [Bru 89] Brun R. et al.: *PAW Reference Manual. CERN Program Library Q121*, Genf, (1989).
- [Bru 92] Brummond N.: *Untersuchung zur Dynamik von Schwerionenstößen mit Baryonen und Mesonen*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, (1992).
- [BK 72] Byckling E., Kajantie K.: *Particle Kinematics* (1977) 106.
- [Cer 85] Program Library, CERN Computer Centre. (1985) W515.
- [CGLN 57] Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E. und Nambu Y.: *Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production*. *Phys. Rev.* 106 (1957) 1345.
- [Clo 89] Close, F.E.: *An Introduction to Quarks and Partons*. Academic Press, London (1989).
- [Dal 54] Dalitz R. H.: *Phil. Mag.* 44 (1953) 1068.

- [DH 66] Drell S. D., Hearn A. C.: Phys. Letters 16 (1966) 23.
- [Dre 87] Drechsel, D.: *Die Reise in die Welt des unendlich Kleinen*. Forschungsmagazin Uni Mainz, (1987) 18–25.
- [Dre 92] Drechsel, D. und Tiator L.: *Threshold pion photoproduction on nucleons*. Nucl. Part. Phys. 18. (1992) 449–497.
- [Ess 88] Essel H. G.: *Data Acquisition and Analysis*, GSI GmbH, Darmstadt. (1988).
- [FG 83] Fuller E. G., Gerstenberg H.: *Photonuclear Data–Abstract Sheets 1955–1982, Volume I*. Washington (1983).
- [Fri 91] Friedrich, J. et al.: *MAMI geht in Betrieb: das Mainzer Mikrotron und das Forschungsprogramm*. Physikalische Blätter 47, (1991) 291.
- [Fuc 96] Fuchs M.: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Uni. Gießen, (1996).
- [Fuj 77] Fuji T. et al.: Nuclear Physics B120 (1977) 395.
- [Gab 93] Gabler A. R.: Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, (1993).
- [GJP 73] Genzel H., Joos P. und Pfeil W.: *Landolt–Börnstein, Volume 8, Photoproduction of Elementary Particles*, Springer Verlag, Berlin (1973).
- [Ger 60] Gerasimov S. B.: Sov. J. Nucl. Phys 2 (1966) 430.
- [Hae 91] Härter, F.: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz (1991).
- [Han 96] Hanstein, O.: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz (1996).
- [Hal 96] Hall S. J. et al.: Nucl. Instr. Meth. A368. (1996) 698.
- [Hag 73] Hagedorn R.: *Relativistic Kinematics. Lecture Notes and Supplements in Physics*, W. A. Benjamin, Inc., Reading Massachusetts, 3. Auflage (1973).
- [Hei 54] W. Heitler: *The Quantum Theory of Radiation* (1954).
- [Her 86] Herminghaus, H.: *Das Mainzer Mikrotron*, Forschungsmagazin der Universität Mainz, (1986).
- [Her 90] Herminghaus, H.: *Proc. of 1990 Lin. Accel. Conf.*, (1990).
- [Kra 96] Krahn, H. P.: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz (1996).
- [Kru 95a] Krusche B. et al.: *Mass and $\Gamma_{3\pi^0} \rightarrow \Gamma_{\gamma\gamma}$ Decay Branching Ratio of the η -Mesons from $p(\gamma, \eta)p$* . Zeitschrift für Physik A (1995).
- [Kru 95b] Krusche B. et al.: *Near Threshold Photoproduction of η -Mesons off the Deuteron*. Physics Letters B (1995).

- [Kru 95c] Krusche B. et al.: *Near Threshold Photoproduction of η -Mesons off the Proton*. Phys. Rev. Lett. (1995).
- [Lag 95] Murphy L. Y., Laget J. M.: *Reaction mechanisms in two-pion photoproduction on the proton*. DAPNIA/SPhN 95-42, (1995).
- [Lat 47] Lattes, C. et al.: Nature 159 (1947) 694.
- [Lee 96] Lee H.: Private Mitteilung, ANL USA, (1996).
- [LS 71] Lüke D. und Söding P.: Springer Tracts in Modern Physics 59 (1971) 39.
- [Mat 90] Matulewicz T. et al.: *Response of BaF_2 -Detectors to Photons of 3 – 50 MeV Energy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A289 (1990) 194.
- [Man 58] Mandelstam S.: Phys. Rev. 112 (1958) 1344.
- [Mol 92] Molenaar, K.: Diplomarbeit, Rijksuniversität Groningen (Niederlande), 1992.
- [MPW 77] Menze D., Pfeil W. und Wilcke R.: *ZAED Compilation of Pion Photoproduction Data*. Physikalisches Institut Bonn (1977).
- [Nov 87] Novotny R. et al.: *Detection of Hard Photons with BaF_2 Scintillators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 262 (1987) 340.
- [Nov 91] Novotny R. et al.: *The BaF_2 Photon Spectrometer TAPS*. IEEE Trans. on Nucl. Science A 262 (1991) 38.
- [Ose 94] Gómez Tejedor J. A. und Oset E.: Nucl. Phys. A 571 (1994) 667.
- [Owe 90] Owens R. O.: *Statistical Treatment of Tagged Photon Experiments*. Nucl. Instr. and Meth. in Research A288 (1990) 574.
- [Pan 50] Panofsky W. und J. Steinberger: *Evidence for the Production of Neutral Mesons by Photons*, Phys. Rev. 78 (1950) 802.
- [PD 92] Pruitt J. S., Domen S. R.: J. Res. Nat. Bur Stand. Sect. A62 (1992).
- [PDG 94] PDG: *Particle Physics Booklet*, July 1994.
- [Pei 96] Peise, J.: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz (1996).
- [Per 87] Perkins D. H.: *Introduction to High Energy Physics*. Addison Wesley (1987).
- [Pfe 91] Pfeiffer M.: *CALIB - The TAPS Calibration Package*. II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, (1991).

- [Pfe 93] Pfeiffer M.: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, GSI-Report 93-39, (1993).
- [Pov 94] Povh B., Rith K., Scholz C. und Zetsche F.: *Teilchen und Kerne*, Springer Verlag, Heidelberg (1994).
- [Ras 89] Raschke A.: Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, (1989).
- [Röb 91] Röbig M. E.: Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen (1991).
- [Röb 95] Röbig M. E.: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen (1995).
- [Sch 89] Schwalb O.: Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Uni. Gießen, (1989).
- [Sch 90] Schwalb O.: *Test of a TAPS-Sub-Array with Electrons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A295 (1990) 191.
- [Sch 93] Schwalb O.: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, (1993).
- [Sch 94] Schneider M.: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz (1994).
- [Str 88] Ströher H.: *A Spectrometer for Near Threshold Photoproduction of neutral Pions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A269 (1988) 568.
- [TC 87] TAPS-Collaboration: *Technical Proposal for a Two Arm Photon Spectrometer (TAPS)*. GSI-Report 87-19. GSI GmbH, Darmstadt (1987).
- [Tri 93] Tries V.: Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1993.
- [Van 95] Vanderhaeghen M., K. Heyde, J. Ryckebusch, M. Waroquier: *Preprint*. SSF95-03-01, Gent (1995).
- [Ven 91] Venema L.: *Laser Calibration and Monitoring System. Workshop on Physics related to TAPS*, Band GSI-91-21, GSI mbH Darmstadt (1991) 196.
- [Wal 90a] Walcher Th.: *Workshop on Photo- and Electroproduction of Multi-Particle Final States*, Bad Honnef (1990) 77.
- [Wal 90b] Walcher Th.: *The Mainz Microtron Facility MAMI*. Prog. Part. Nucl. Phys. 24, (1990) 189.
- [Yuk 35] Yukawa, H.: Proc. Phys. Math. Soc., Japan 17 (1935) 48.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Mitgliedern des Instituts für Kernphysik danken, die mir während der ganzen Arbeit durch ihren Rat, die tatkräftige Unterstützung und die ununterbrochene Hilfsbereitschaft immer zur Verfügung standen.

Herrn Professor Dr. Th. Walcher danke ich für die interessante Themenstellung und die stetige Unterstützung am Fortgang der Arbeit.

Herrn Dr. J. Ahrens danke ich für die vielen Diskussionen und Anregungen während der gesamten Dauer der Dissertation.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Priv. Doz. Dr. H. Ströher und Herrn Dr. B. Krusche für die ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft in allen Phasen der Dissertation.

Allen Mitgliedern der TAPS-Kollaboration, die beim Aufbau und der Durchführung der Experimente und der Analysen hilfreich zur Seite standen.

Allen Mitgliedern der Mainzer Arbeitsgruppe, insbesondere Herrn Diplom-Physiker M. Schmitz, die bei alltäglichen und physikalischen Problemen stets behilflich waren.

Herrn Prof. Dr. J. Arends und Herrn Dr. R. Beck für ihren Einsatz in der Gruppe und die stetige Diskussionsbereitschaft.

Frau M. Baumbusch für die Korrekturarbeiten des Manuskripts.

Ein ganz besonderes Dankeschön gilt meiner Frau Jutta, die meine Arbeit stets unterstützt und mitgetragen hat.