

Photoproduktion von ω Mesonen am
Proton bei CB-ELSA:
Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$
bei Photonenenergien von 1.1 bis 3 GeV

Dissertation

zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Johannes Lotz
aus
Frankfurt a.M.

Bonn, Januar 2005

Angefertigt mit Genehmigung der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.
Erscheinungsjahr 2006

1. Referent: Prof. Dr. E. Klempt
2. Referent: Prof. Dr. B. Schoch
Tag der Promotion: 5. Oktober 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Überblick	3
2	Einleitung	4
2.1	Das Standardmodell	4
2.1.1	Mesonen	5
2.1.2	Baryonen	9
2.1.3	Pentaquarks	21
2.1.4	Glueballs, Hybride, Mesonmoleküle	21
2.2	Photoproduktion von Mesonen	22
2.2.1	Produktionsmechanismen	22
2.3	Ziel dieser Arbeit	26
2.3.1	Das $\omega(782)$	26
2.3.2	Der Wirkungsquerschnitt	27
3	Experimenteller Aufbau	30
3.1	Die Elektronen Stretcher Anlage ELSA	30
3.2	Das CB-ELSA Experiment	31
3.2.1	Die Komponenten des Experiments im Einzelnen	31
3.2.2	Der Ablauf eines Ereignisses	35
4	Datennahme und Rekonstruktion	36
4.1	Datenbasis und Selektion	36
4.2	Rekonstruktion	37
4.3	Die kinematische Anpassung bei Crystal Barrel	37
4.4	Schnitte	40
4.5	Untergrundsubtraktion	50
4.6	Bestimmung der Akzeptanz und weitere Korrekturen	52
4.6.1	Weitere Korrekturen	53
4.7	Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte	56
5	Ergebnisse	57
5.1	Wirkungsquerschnitte	57
5.1.1	Die Winkelverteilungen $d\sigma/d\Omega$	57
5.1.2	Impulsüberträge $d\sigma/dt$	59
5.1.3	Totaler Wirkungsquerschnitt	59
5.2	Ergebnisse der PWA	62
5.3	Fehlerbestimmung	62

6	Zusammenfassung	67
A	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$	69
B	Impulsüberträge $d\sigma/dt$	73
C	Totaler Wirkungsquerschnitt nach der Ergebnissen der PWA	77
D	Glossar	78

Kapitel 1

Überblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Photoproduktion von ω Mesonen am Proton untersucht. Die Daten sind am Crystal Barrel Experiment am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei einer Primärenergie von 3.2 GeV genommen worden. Die Elektronen wurden an einem Radiator gestreut und die entstehende Bremsstrahlung auf eine mit Wasserstoff gefüllte Zelle gelenkt. Die Energie der Photonen betrug im nachgewiesenen Bereich zwischen 730 MeV und 2.95 GeV.

Die Zerfallsprodukte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma \rightarrow p\gamma\gamma\gamma$ wurden im Detektor nachgewiesen und einer kinematischen Anpassung unterzogen. Dabei wurde als Nebenbedingung gefordert, dass die invariante Masse zweier Photonen im Bereich der π^0 Masse liegen muss. Untergrunduntersuchungen ergaben dominante Beiträge aus dem Kanal $\gamma p \rightarrow p2\pi^0$, bei denen eines der Photonen nicht nachgewiesen worden war, sowie aus $\gamma p \rightarrow \pi^0$ zusätzlich eines Splitoffs, einem als Photon fehlidentifiziertem niederenergetischen Signal. Der π^0 Beitrag konnte durch einen Schnitt auf die Energie des Splitoffphotons und dessen Winkel mit dem Proton um über 95% Prozent reduziert werden, sodass als einziger Untergrundbeitrag Doppelpionereignisse übrigblieben. Zur Beschreibung des Untergrundes wurden $p\pi^0\pi^0$ Monte Carlo Ereignisse mit den Ergebnissen einer Partialwellenanalyse gewichtet, was zu einer der physikalischen Realität entsprechenden Untergrundtopologie führte. Durch ereignisweise Subtraktion wurde das ω Signal von Untergrund bereinigt.

Insgesamt wurden ca. 10000 ω -Ereignisse rekonstruiert, die in 14 Energieintervalle von 12 mal 100 MeV und 2 mal 300 MeV eingeteilt wurden. In jedem dieser Energiebereiche wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ und $d\sigma/dt$ berechnet.

Desweiteren wurden die Ereignisse des Typs $\gamma p \rightarrow p\omega$ einzeln in einer Partialwellenanalyse angefitet und die zur Gesamtreaktion beitragenden Terme extrahiert. Unter Verwendung der Ergebnisse der Partialwellenanalyse wurde in die nicht gemessenen Bereiche des differentiellen Wirkungsquerschnittes extrapoliert und der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Kapitel 2

Einleitung

2.1 Das Standardmodell

Nach dem Standardmodell ist alle Materie aus wenigen fundamentalen Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen mit charakteristischen Quantenzahlen aufgebaut, den Quarks und den Leptonen. Zwischen diesen Teilchen wirken verschiedene Kräfte, die dazu führen, dass gebundene Systeme wie Nukleonen, Kerne, Atome und Moleküle entstehen. Eine Zusammenfassung der Teilchen und Kräfte findet sich in den Tabellen 2.1 und 2.2.

	Stark	Elm.	Schwach	Gravitation
Rel. Stärke	1	10^{-2}	10^{-6}	10^{-39}
Reichweite/m	10^{-15}	∞		∞
τ/s	$\sim 10^{-23}$	$\sim 10^{-19}$	$\sim 10^{-8}$	
Teilchen Masse (GeV)	Gluon $g_1 - g_8$ 0	Photon γ 0	W^\pm, Z^0 82, 92	Graviton 0
Koppelt an	Farbe	Ladung		Masse
Nicht erhalten		I	I, C, P, Flavor	

Tabelle 2.1: Kräfte

Die Kräfte werden von Bosonen, also Teilchen mit ganzzahligem Spin übermittelt. Die Austauschteilchen der elektromagnetischen und der starken Kraft, Photon und Gluon, haben Spin 1 und sind masselos, ebenso wie das Graviton, welches die Gravitation überträgt, aber Spin 2 trägt. Die schwache Kraft wird von den geladenen W^\pm und dem neutralen Z^0 vermittelt, die eine große Masse tragen, was dazu führt, dass die schwache Kraft nur eine kurze Reichweite hat. Da Gluonen ebenfalls keine Masse tragen, müsste auch die starke Kraft eine unendliche Reichweite haben. Dies ist jedoch nicht der Fall, worauf weiter unten eingegangen werden soll.

Leptonen gehören zur Gruppe der Fermionen mit halbzahligem Spin. Sie teilen sich in drei Generationen zu je zwei Teilchen auf, wobei es zu jedem Lepton ein Antilepton gibt. Das Elektron (bzw. das Myon und das Tau) trägt Ladung und Masse, wobei letztere von Generation zu Generation größer wird. Zusätzlich gehört zu jeder Generation ein Neutrino, welches neutral ist und eine sehr kleine Masse besitzt. Aus direkten Messungen erhält man nur obere Grenzen, die Grenzwerte sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Andererseits ist man wegen des Auftretens von Neutrinooszillationen

Lepton	Q/e	M/MeV	τ/s	Quark	Q/e	M/Mev	I	I_3
e	-1	0.511	∞	u	$+\frac{2}{3}$	3	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
ν_e	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$	∞	d	$-\frac{1}{3}$	6	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
μ	-1	105.6	10^{-6}	s	$-\frac{1}{3}$	100	0	0
ν_μ	0.19	0	∞	c	$+\frac{2}{3}$	1200	0	0
τ	-1	1784	10^{-13}	b	$-\frac{1}{3}$	4200	0	0
ν_τ	18.2	0	∞	t	$+\frac{2}{3}$	$175 \cdot 10^3$	0	0

Tabelle 2.2: Fundamentale Teilchen. Die Masse der Quarks bezieht sich auf in Mesonen und Baryonen gebundene Teilchen.

heute überzeugt, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse haben müssen. Jedem Mitglied einer Generation wird eine „Leptonzahl“ zugeordnet, die erhalten ist.

Die zweite Gruppe der fundamentalen Teilchen bilden Quarks, die ebenfalls in drei Generationen angeordnet werden können. Quarks tragen drittelzahlige Ladung und sollten daher in Magnetfeldern relativ einfach zu identifizieren sein, nichtsdestotrotz wurden sie bisher nicht als freie Teilchen beobachtet. Eine Erklärung für dieses Verhalten ist, dass die starke Kraft zwischen Quarks mit der Entfernung zunimmt und man beim Versuch sie zu trennen soviel Energie aufbringen muss, dass neue Quark-Antiquark Paare entstehen, die sich mit den ursprünglichen Quarks zu neuen Teilchen zusammensetzen. Auf sehr kurzen Entfernungen hingegen ist die starke Kraft so gering, dass sich die Quarks wie freie Teilchen verhalten. Dieses Verhalten wird asymptotische Freiheit genannt.

Der Nobelpreis für Physik 2004 [1] wurde für die theoretische Fundierung dieses Verhaltens verliehen: In der Elektrodynamik führen Quantenfluktuationen zur kurzzeitigen Entstehung von Elektron-Positron-Paaren, die sich in Gegenwart einer Zentralladung ausrichten und diese teilweise abschirmen. Je weiter man von der Zentralladung entfernt ist, desto schwächer erscheint sie dementsprechend. Die analogen Rechnungen für die Farbladung, die von den Nobelpreisträgern D.J. Gross, H.D. Politzer und F. Wilczek durchgeführt wurden, zeigen nun, dass das Verhalten der Vakuumpolarisation bei der starken Wechselwirkung zwei Beiträge erzeugt. Quarkpolarisation führt zu einem analogen Effekt wie in der Elektrodynamik, die Farbladung werden abgeschirmt, Gluonpolarisation führt hingegen zu einer „Antiabschirmung“, also zu einer Verstärkung der Kraft. Der Unterschied zur Elektrodynamik, nämlich dass die Austauschteilchen der Kraft selber an der Wechselwirkung teilnehmen können, führt so zu dem beobachteten Verhalten: Je weiter man sich von einer Farbladung entfernt, desto größer wird der Beitrag der Gluonen, was zu einem Anwachsen der anziehenden Kräfte führt.

2.1.1 Mesonen

Im Quarkmodell sind Mesonen gebundene Zustände aus einem $q\bar{q}$ Paar. Da Quarks Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen sind, können zwei Quarks mit Bahndrehimpuls $L = 0$ zu Teilchen mit Gesamtspin $S = 0$, den pseudoskalaren Mesonen, und Teilchen mit Gesamtspin $S = 1$, den Vektormesonen, koppeln. Die weiteren Quantenzahlen des zusammengesetzten

System ergeben sich wie folgt:

Bahndrehimpuls L Der relative Bahndrehimpuls der $q\bar{q}$ beträgt für die leichtesten Mesonen im Grundzustand $L=0$. Zustände mit höherem L liegen energetisch höher und sind dementsprechend schwerer.

Gesamtdrehimpuls J Der Bahndrehimpuls L und der Spin S koppeln zum Gesamtdrehimpuls J , der die möglichen Werte $|L - S| \leq J \leq |L + S|$ annehmen kann.

Parität P Die Parität beschreibt das Verhalten eines Teilchens unter Spiegelung im Raum, sie ist nicht für jedes Teilchen definiert. Für Quarks ist die intrinsische Parität auf $P=1$ festgelegt, Antiquarks haben dementsprechend $P=-1$. In einem $q\bar{q}$ -System ergibt sich die Gesamtparität zu

$$P = \underbrace{(-1)^L}_{\text{Parität aus Drehimpuls}} \underbrace{(-1)}_{\bar{q}} \underbrace{(+1)}_q = (-1)^{L+1}$$

Isospin I u- und d-Quark haben ähnliche Massen, daher führt man für sie den aus der Proton-Neutron-Massenentartung bekannten Isospinformalismus ein mit den Quantenzahlen $I_3 = +\frac{1}{2}$ für das u-Quark und $I_3 = -\frac{1}{2}$ für das d-Quark. Das jeweilige Antiquark ändert das Vorzeichen von I_3 . Der Isospin eines $q\bar{q}$ Paares kann somit zu einem Isospintriplett $I = 1$ (Isovektor) mit $I_3 = \pm 1, 0$ und einem Isospinsingulett $I = 0$ (Isoskalar), $I_3 = 0$ koppeln.

C-Parität C Die C-Parität beschreibt das Verhalten unter Austausch aller Ladungen durch die entgegengesetzte Ladung, wie bei der Parität ist nicht jedes Teilchen Eigenzustand von C, denn offensichtlich ist $C\pi^+ = -\pi^- \neq \pm\pi^+$, wobei das erste „-“ Konvention ist. Die C-Parität berechnet sich für neutrale Teilchen zu $C = (-1)^{L+S}$.

G-Parität G G ist definiert als Ladungskonjugation, gefolgt von einer Drehung um die y-Achse im Isospinraum,

$$G = C e^{i\pi I_y} = (-1)^I C = (-1)^{L+S+I}$$

Aufgrund der kleinen Massendifferenz zwischen u- und d-Quark sind Isospin und G-Parität allerdings keine exakt erhaltene Symmetrien.

Seltsamkeit S Seltsamkeit wird nur von s-Quarks getragen (genauer Antiseltsamkeit, \bar{s} -Quarks wird $S = +1$ zugeordnet) und ist erhalten in der starken Wechselwirkung. Die Seltsamkeit eines Mesons ergibt sich aus der Summe der s und \bar{s} -Quarks. Für die schwereren Quarks c, b, t können ebenfalls solche Erhaltungsgrößen definiert werden, und zwar Charm, Beauty und Truth.

Mesonen werden durch ihre Quantenzahlen J^{PC} und durch ihren Quarkinhalt gekennzeichnet, die für die leichten Mesonen möglichen Quantenzahlen sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Alternativ kann man sie durch ihre spektroskopische Notation $n^{2S+1}L_J$ bezeichnen. Ein Beispiel für die Grundzustände aus u-, d- und s-Quarks mit $L=0$ findet sich den Tabellen 2.4 und 2.5.

$^{2s+1}L_J$	J^{PC}	Name
1S_0	0^{-+}	Pseudoskalar
3S_0	1^{--}	Vektor
1P_1	1^{+-}	Axialvektor
3P_0	0^{++}	Skalar
3P_1	1^{++}	Axialvektor
3P_2	2^{++}	Tensor

Tabelle 2.3: Mögliche Quantenzahlen J^{PC} und spektroskopische Notation

Meson	Quarkinhalt	m/MeV	τ/s
π^+, π^-	$-u\bar{d}, \bar{u}d$	140	$\sim 10^{-8}$
π^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	140	$\sim 10^{-17}$
K^0, \bar{K}^0	$d\bar{s}, ds$	497	$\sim 10^{-10} - 10^{-8}$
K^+, K^-	$u\bar{s}, \bar{u}s$	493	$\sim 10^{-8}$
η	$(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})/\sqrt{6}$	547	$\sim 10^{-19}$
η'	$(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$	957	$\sim 10^{-21}$

Tabelle 2.4: Pseudoskalare Mesonen. Die Mesonen haben die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$, die spektroskopische Notation ist $^{2s+1}L_J = ^1S_0$

Meson	Quarkinhalt	m/MeV	τ/s
ρ^+, ρ^0, ρ^-	$-u\bar{d}, (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}, \bar{u}d$	768	$\sim 10^{-23}$
K^{*0}, \bar{K}^{*0}	$d\bar{s}, ds$	892	$\sim 10^{-23}$
K^{*+}, K^{*-}	$u\bar{s}, \bar{u}s$	892	$\sim 10^{-23}$
ω	$(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$	782	$\sim 10^{-23}$
Φ	$s\bar{s}$	1019	$\sim 10^{-23}$

Tabelle 2.5: Vektormesonen. Die Mesonen haben die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$, die spektroskopische Notation ist $^{2s+1}L_J = ^3S_1$

Mit Hilfe der Gruppentheorie lassen sich die Kombinationen von 2×3 Quarks bzw. Antiquarks als $3 \otimes 3 = 8 \oplus 1$ sog. Multipletts darstellen, Mesonen mit gleichen Quantenzahlen gehören dabei zusammen. In Abbildung 2.1 sind die Multipletts für $J^{PC} = 0^{-+}$ und 1^{--} dargestellt. Diese Multipletts wiederholen sich für $L=1,2,\dots$, wobei die Massen der Teilchen mit zunehmenden Drehimpulsen größer werden. Die Mesonenpaare η_1, η_8 und Φ_1, Φ_8 tragen gleiche Quantenzahlen und können daher zu den physikalisch beobachtbaren Mesonen

$$\begin{aligned}
\eta &= \cos\Theta_{PS}\eta_8 - \sin\Theta_{PS}\eta_1 \\
\eta' &= \sin\Theta_{PS}\eta_8 + \cos\Theta_{PS}\eta_1 \\
\Phi &= -\cos\Theta_V\Phi_8 + \sin\Theta_V\Phi_1 \\
\omega &= \sin\Theta_V\Phi_8 + \cos\Theta_V\Phi_1
\end{aligned}$$

mischen. Die pseudoskalaren Mesonen haben einen kleinen Mischungswinkel $\Theta_{PS} \approx -15^\circ$, den man näherungsweise vernachlässigen kann. Damit ergeben sich die in Tabelle 2.4 gezeigten Wellenfunktionen.

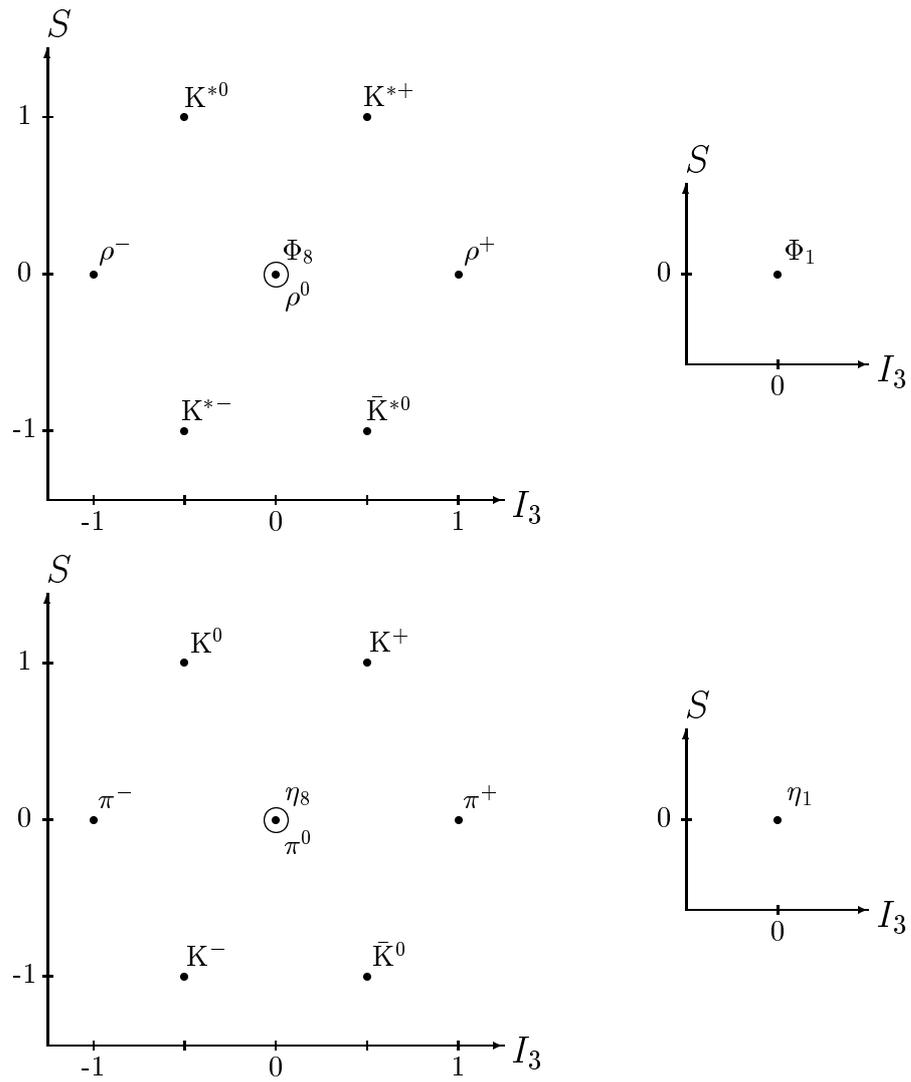


Abbildung 2.1: Mesonmultiplett

Für die Vektormesonen unterscheidet sich der Mischungswinkel $\Theta_V = 39^\circ$ nur wenig von dem sogenannten idealen Mischungswinkel $\Theta_V = 35.3^\circ$. Für diesen Mischungswinkel wären die Zustände $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ und $\Phi = s\bar{s}$, wie in Tabelle 2.5 gezeigt.

2.1.2 Baryonen

Fügt man drei Quarks zusammen, erhält man die sogenannten Baryonen, bzw. im Fall von drei Antiquarks die Antibaryonen. Die Quantenzahlen der Baryonen setzen sich analog zu der Situation bei den Mesonen zusammen:

Spin S Die Kombination dreier Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen lässt den Gesamtspin $S=\frac{3}{2}$ oder $S=\frac{1}{2}$ zu, Baryonen sind also Fermionen.

Bahndrehimpuls L Bei einem Dreikörpersystem setzt sich der Bahndrehimpuls \vec{L} zusammen aus zwei Komponenten \vec{l}_1, \vec{l}_2 gemäß den Regeln der Vektoraddition.

Gesamtdrehimpuls J Der Gesamtdrehimpuls berechnet sich zu $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Seltsamkeit S Die Seltsamkeit ergibt sich aus der Summe der beteiligten s ($S=-1$) und \bar{s} ($S=1$) Quarks. Analog werden im Falle der hier nicht betrachteten schweren Quarks die Quantenzahlen Beauty b , Charm c und Truth t gebildet.

Isospin I Der Gesamtisospin wird aus der Vektorsumme der Isospins der 3 Quarks zusammengesetzt. Zum Isospin tragen nur u und d Quarks bei.

Parität P Quarks haben intrinsische Parität $+1$, die Parität aus dem Drehimpuls beträgt $(-1)^{l_1+l_2}$, die Parität des Baryons setzt sich multiplikativ aus den Einzelparitäten zusammen.

Bevor das bekannte Spektrum der N^* und Δ^* vorgestellt wird, soll kurz auf die Notation eingegangen werden. Resonanzen lassen sich vollständig charakterisieren durch ihre Masse, Flavor, den Gesamtspin J und die Parität. Z.B. ist die bekannte $\Delta(1232)$ Resonanz mit $J = \frac{3}{2}$ und positiver Parität beschrieben durch $\Delta_{\frac{3}{2}^+}(1232)$. Eine weitere spektroskopische Nomenklatur für Grund- und Anregungszustände stammt aus der Zeit, als Experimente vorrangig mit Pion-Nukleon Streuung durchgeführt wurden, die Quantenzahlen beziehen sich auf das πN System und werden wie folgt eingeführt:

$$X(M)L_{2I,2J}$$

X bezeichnet den Zustand, also N oder Δ , die Masse wird in Klammern in MeV/c^2 angegeben, der erste Index bezeichnet den doppelten Isospin $2I$ und der zweite Index gibt den doppelten Gesamtdrehimpuls der Resonanz an. Der Drehimpuls L kommt aus der πN Streuung und wird mit S, P, D... für $L=0, 1, 2$ bezeichnet. Die Quantenzahlen J^{PC} ergeben sich aus dieser Notation wie folgt: P11 bedeutet, dass ein $p\pi$ System mit $L=1$ koppelt, also $J^P = \frac{1}{2}^+$ des Protons und $J^{PC} = 0^-$ des Pions mit $L = 1$. Daraus folgt $J^P = \frac{1}{2}^+$. Die Grundzustände sind daher $N(938)P_{11}$ und $\Delta(1232)P_{13}$, entsprechen also P-Wellen. Weiter gilt:

$$\begin{aligned} S11 &\equiv \frac{1}{2}^- \\ D13 &\equiv \frac{3}{2}^- \\ &\text{usw.} \end{aligned}$$

Baryonen sind im Quarkmodell aus 3 Quarks zusammengesetzt, beim Austausch von 2 Quarks muß die Wellenfunktion antisymmetrisch sein. Kombiniert man jedoch z.B. drei u-Quarks mit $I = \frac{3}{2}$, deren Spins gemeinsam in eine Richtung zeigen und zu $S = \frac{3}{2}$ koppeln, so ist der aus Spin und Flavor zusammengesetzte Teil der Wellenfunktion symmetrisch unter Vertauschung zweier Teilchen. Die Raumwellenfunktion ist bei $L=0$ Zuständen ebenfalls symmetrisch. Um die Gesamtwellenfunktion zu antisymmetrisieren führt man daher eine weitere Quantenzahl ein, die sogenannte Farbe, mit drei möglichen Werten rot grün und blau, sodass sich die Wellenfunktion in folgende Teile aufspalten lässt.

$$\Psi = \Psi_{Ort} \Psi_{Spin} \Psi_{Flavor} \Psi_{Farbe}$$

Für Mesonen ist das Produkt von Ort-, Spin- und Flavorwellenfunktion schon antisymmetrisch gegenüber dem Austausch von Quark und Antiquark und die Farbwellenfunktion muss symmetrisch sein. Dies wird erreicht durch die Farbwellenfunktion $|r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}\rangle$. Aus drei Farben lässt sich eine total antisymmetrische Farbwellenfunktion konstruieren, die Gesamtfarbe des Systems muss „weiß“ sein. Antisymmetrie der Gesamtwellenfunktion eines Baryons wird jetzt von der Farbwellenfunktion getragen. Das Produkt aus Orts-, Spin- und Flavorwellenfunktion muss daher symmetrisch sein. Daher ergeben sich bei symmetrischer Ortswellenfunktion die in Tabelle 2.6 dargestellten Möglichkeiten: Es ergibt sich eine starke Kopplung zwischen Spin-

	$\Psi_{Spin} S$	$\Psi_{Spin} M$
$\Psi_{Flavor} S$	$\Psi_{Spin} \Psi_{Flavor} S$	$\Psi_{Spin} \Psi_{Flavor} M$
$\Psi_{Flavor} M$	$\Psi_{Spin} \Psi_{Flavor} M$	$\Psi_{Spin} \Psi_{Flavor} S$

Tabelle 2.6: Symmetrieeigenschaft der aus Spin und Flavor gebildeten Wellenfunktion

und Flavorwellenfunktion. Falls der totale Spin $\frac{3}{2}$ (d.h. symmetrisch) ist, muss auch die Flavorwellenfunktion symmetrisch sein. Dies wird z.B. erreicht durch Wahl von 3 identischen Quarks uuu, ddd, sss . Aus ihnen lassen sich durch die sogenannten \vec{I}, \vec{U} und \vec{V} Spin-Leiteroperatoren insgesamt 10 Zustände konstruieren, die zu einem Dekuplett zusammengefasst werden und in Abbildung 2.2 dargestellt sind.

Die nur aus u und d aufgebauten Zustände werden mit N und Δ bezeichnet, die Quantenzahlen für das Nukleon im Grundzustand sind $J = \frac{1}{2}, L = 0, P = (-1)^L = +1, S = \frac{1}{2}, I = \frac{1}{2}$, es gehört somit zum Oktett, für das Δ ist $J = \frac{1}{2}, L = 0, P = +1, S = \frac{3}{2}, I = \frac{3}{2}$, es ist ein Dekuplettzustand. Im Isospinraum kann man das Nukleon in ein Duplett aus Proton $I_3 = +\frac{1}{2}$ und Neutron $I_3 = -\frac{1}{2}$ aufspalten, das Δ besitzt vier Isospineinstellungen, die mit $\Delta^-(I_3 = -\frac{3}{2}, ddd), \Delta^0(I_3 = -\frac{1}{2}, udd), \Delta^+(I_3 = +\frac{1}{2}, uud)$ und $\Delta^{++}(I_3 = +\frac{3}{2}, uuu)$ bezeichnet werden.

Drei Quarkspins lassen sich auch zu einem Gesamtspin $S = \frac{1}{2}$ addieren. Dann koppelt ein Quarkpaar zu $S = 0$ und ist antisymmetrisch gegenüber Vertauschung der beiden Quarks. Das dritte Quark hat eine Spinprojektion in Richtung eines der beiden anderen Quarks. Dieses Paar ist symmetrisch. Die Gesamtspinwellenfunktion

hat daher keine definierte Symmetrie. Das gleiche gilt für die Flavorwellenfunktion, z.B. kann Isospin $I = \frac{1}{2}$ aus der Addition von 3 $I = \frac{1}{2}$ Quarks entstehen, aber auch hier ist die Flavorwellenfunktion gemischt symmetrisch. Aus der gemischt symmetrischen Spin- und der gemischt symmetrischen Flavorwellenfunktion läßt sich aber eine vollständig symmetrische Spin-Flavor Wellenfunktion konstruieren.

Die Baryonen aus u-, d- und s-Quarks im Grundzustand mit $L=0$ lassen sich somit in vier Multipletts aufspalten, und zwar zehn total symmetrische Zustände, jeweils acht, die antisymmetrisch unter der Vertauschung von zwei Quarks sind und ein Zustand, der total antisymmetrisch ist. In der Gruppentheorie wird diese Aufteilung durch die Formel

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$

beschrieben.

Nimmt man für jedes Quark nun noch die beiden möglichen Spinstellungen hinzu, erhält man 56 symmetrische Zustände, zwei mal 70 gemischtsymmetrische und 20 antisymmetrische Zustände, die sich jeweils wiederum weiter zerlegen lassen:

$$6 \otimes 6 \otimes 6 = \underbrace{56}_{4_{10} \oplus 2_8} \oplus \underbrace{70}_{2_{10} \oplus 4_8 \oplus 2_8 \oplus 2_1} \oplus \underbrace{70}_{2_{10} \oplus 4_8 \oplus 2_8 \oplus 2_1} \oplus \underbrace{20}_{2_8 \oplus 4_1}$$

Die hochgestellte Zahl gibt die Anzahl der möglichen Spinstellungen ($2S+1$) in den einzelnen Multipletts an. Das 56-plet fasst die Orts-Flavorwellenfunktion zusammen, die symmetrisch gegenüber dem Austausch von 2 Quarks sind. Es enthält das Dekuplett mit Spin $\frac{3}{2}$, d.h. insgesamt 40 Zustände und die 8 Zustände aus dem Flavoroktett mit je 2 Spinstellungsmöglichkeiten. In den Abbildungen 2.2 und 2.3 sind das Oktett und das Dekuplett der Zustände mit $L=0$ aufgeführt.

Die 70-pletts haben eine gemischt Symmetrie. Daher kann die Ortswellenfunktion ebenfalls nur eine gemischte Symmetrie haben. Dies erfordert Anregungen der Bahnbewegung. Charakterisiert werden die Anregungen z.B. im Modell eines harmonischen Oszillators. Zunächst erscheint die Benutzung des harmonischen Oszillators zur Berechnung der Energieeigenwerte des Nukleons und seiner Anregungen willkürlich. Allerdings können die Eigenfunktionen des harmonischen Oszillators benutzt werden, um das Massenspektrum in Störungsrechnung zu bestimmen, hierzu muss ein geeigneter Hamiltonoperator definiert werden. Derartige Ansätze werden weiter unten beschrieben. Die Zahl der zu erwartenden Zustände ist auf jeden Fall nicht abhängig von der Wahl der Basiswellenfunktionen, daher lässt sich zumindest die Vielfalt des zu erwartenden Spektrums aus dem Oszillatormodell begründen.

Oszillatormodell

Die Dynamik eines Dreikörperproblems lässt sich in sog. Jakobvariablen auf zwei entkoppelte Schwingungen und eine Translation des Gesamtsystems zurückführen. Diese können nach Eigenfunktionen von zwei harmonischen Oszillatoren entwickelt werden, die Anregungszustände werden durch vier Quantenzahlen $l_\rho, n_\rho, l_\lambda$ und n_λ beschrieben. Der Bahndrehimpuls setzt sich zusammen aus $L = l_\rho + l_\lambda$, desweiteren können Baryonen radial angeregt werden, was durch die Quantenzahl $N_{rad} = n_\rho + n_\lambda$ angegeben wird. Dabei ist die benötigte Energie doppelt so groß wie für eine orbitale Anregung. Man kann damit jene Baryonen, die die gleiche Anzahl von Anregungsmöglichkeiten haben, in Bändern anordnen und durch die Zahl $N_B = L + 2N_{rad}$

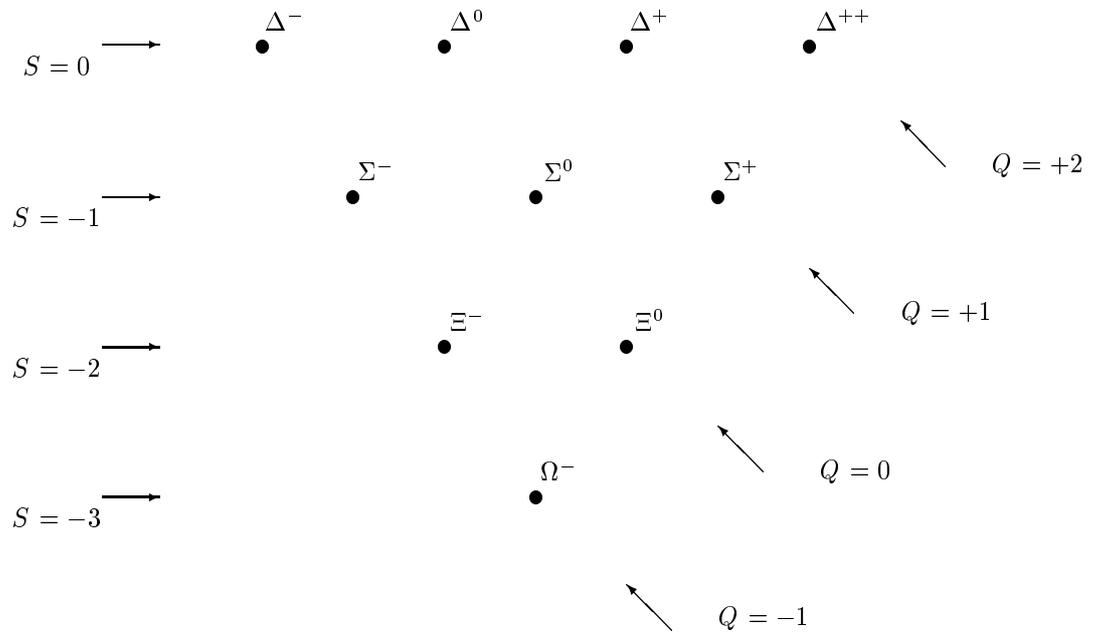


Abbildung 2.2: Baryon Dekuplett. S steht für Seltsamkeit an, Q für Ladung

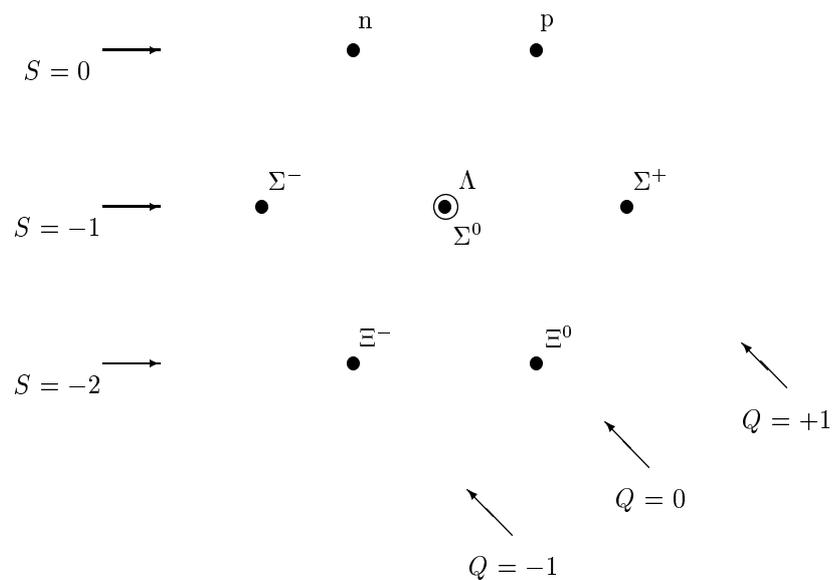


Abbildung 2.3: Baryon Oktett. S steht für Seltsamkeit an, Q für Ladung

Resonanz $_{JP}$	L_{2I2J}	Status	$N\pi$	$N\eta$	$N\gamma$	$N\omega$
$N_{\frac{1}{2}^+}$ (939)	P_{11}	****				
$N_{\frac{1}{2}^+}$ (1440)	P_{11}	****	****	*	***	
$N_{\frac{3}{2}^-}$ (1520)	D_{13}	****	****	*	****	
$N_{\frac{3}{2}^-}$ (1535)	S_{11}	****	****	****	***	
$N_{\frac{1}{2}^-}$ (1650)	S_{11}	****	****	*	***	
$N_{\frac{5}{2}^-}$ (1675)	D_{15}	****	****	*	****	
$N_{\frac{5}{2}^+}$ (1680)	F_{15}	****	****		****	
$N_{\frac{3}{2}^-}$ (1700)	D_{13}	***	***	*	**	
$N_{\frac{1}{2}^+}$ (1710)	P_{11}	***	***	**	***	$13 \pm 2\%$
$N_{\frac{3}{2}^+}$ (1720)	P_{13}	****	****	*	**	
$N_{\frac{3}{2}^+}$ (1900)	P_{13}	**	**			$39 \pm 9\%$
$N_{\frac{7}{2}^+}$ (1990)	F_{17}	**	**	*	*	
$N_{\frac{5}{2}^+}$ (2000)	F_{15}	**	**	*		
$N_{\frac{3}{2}^-}$ (2080)	D_{13}	**	**	*	*	$21 \pm 7\%$
$N_{\frac{1}{2}^-}$ (2090)	S_{11}	*	*			
$N_{\frac{1}{2}^+}$ (2100)	P_{11}	*	*	*		
$N_{\frac{7}{2}^-}$ (2190)	G_{17}	****	****	*	*	
$N_{\frac{5}{2}^-}$ (2200)	D_{15}	**	**	*		
$N_{\frac{9}{2}^+}$ (2220)	H_{19}	****	****	*		
$N_{\frac{9}{2}^-}$ (2250)	G_{19}	****	****	*		
$N_{\frac{11}{2}^-}$ (2600)	I_{11}	***	***			
$N_{\frac{13}{2}^+}$ (2700)	K_{13}	**	**			

Tabelle 2.7: Resonanzen des Nukleons. Angegeben sind der Name, die spektroskopische Notation sowie der Gesamtstatus und der Status in den Kanälen $N\pi$, $N\eta$ und $N\gamma$. Für 3 Resonanzen wird zusätzlich das Verzweungsverhältnis für den $N\omega$ Zerfall laut [2] angegeben

Resonanz J^P	$L_2 I_2 J$	Status	$N\pi$	$N\eta$	$N\gamma$
$\Delta_{\frac{3}{2}}^+(1232)$	P ₃₃	****	****		****
$\Delta_{\frac{3}{2}}^+(1600)$	P ₃₃	***	***		**
$\Delta_{\frac{1}{2}}^-(1620)$	S ₃₁	****	****		***
$\Delta_{\frac{3}{2}}^-(1700)$	D ₃₃	****	****		***
$\Delta_{\frac{1}{2}}^+(1750)$	P ₃₁	*	*		
$\Delta_{\frac{1}{2}}^-(1900)$	S ₃₁	**	**		*
$\Delta_{\frac{5}{2}}^+(1905)$	F ₃₅	****	****		***
$\Delta_{\frac{1}{2}}^+(1910)$	P ₃₁	****	****		*
$\Delta_{\frac{3}{2}}^+(1920)$	P ₃₃	***	***		*
$\Delta_{\frac{5}{2}}^-(1930)$	D ₃₅	***	***		**
$\Delta_{\frac{3}{2}}^-(1940)$	D ₃₃	*	*		
$\Delta_{\frac{7}{2}}^+(1950)$	F ₃₇	****	****		****
$\Delta_{\frac{5}{2}}^+(2000)$	F ₃₅	**			
$\Delta_{\frac{1}{2}}^-(2150)$	S ₃₁	*	*		
$\Delta_{\frac{7}{2}}^-(2200)$	G ₃₇	*	*		
$\Delta_{\frac{9}{2}}^+(2300)$	H ₃₉	**	**		
$\Delta_{\frac{5}{2}}^-(2350)$	D ₃₅	*	*		
$\Delta_{\frac{7}{2}}^+(2390)$	F ₃₇	*	*		
$\Delta_{\frac{9}{2}}^-(2400)$	G ₃₉	**	**		
$\Delta_{\frac{11}{2}}^+(2420)$	H _{3 11}	****	****		*
$\Delta_{\frac{13}{2}}^-(2750)$	I _{3 13}	**	**		
$\Delta_{\frac{15}{2}}^+(2950)$	K _{3 15}	**	**		

Tabelle 2.8: Resonanzen von Δ . Angegeben sind der Name, die spektroskopische Notation sowie der Gesamtstatus und der Status in den Kanälen $N\pi$, $N\eta$ und $N\gamma$.

N_B	n	l_1	l_2	n_1	n_2	L	$\sum n$	N_B	n	l_1	l_2	n_1	n_2	L	$\sum n$
0	1	0	0	0	0	0	1	4	9	4	0	0	0	4	
1	3	1	0	0	0	1		4	9	0	4	0	0	4	
1	3	0	1	0	0	1	6	4	21	3	1	0	0	2,3,4	
2	5	2	0	0	0	2		4	21	1	3	0	0	2,3,4	
2	5	0	2	0	0	2		4	25	2	2	0	0	1-4	
2	5	1	1	0	0	2		4	5	2	0	1	0	2	
2	3	1	1	0	0	1		4	5	0	2	1	0	2	
2	1	1	1	0	0	0		4	9	1	1	1	0	0,1,2	
2	1	0	0	1	0	0		4	5	2	0	0	1	2	
2	1	0	0	0	1	0	21	4	5	0	2	0	1	2	
3	7	3	0	0	0	3		4	9	1	1	0	1	0,1,2	
3	7	0	3	0	0	3		4	1	0	0	2	0	0	
3	15	2	1	0	0	1,2,3		4	1	0	0	0	2	0	
3	15	1	2	0	0	1,2,3		4	1	0	0	1	1	0	126
3	3	1	0	1	0	1									
3	3	0	1	1	0	1									
3	3	1	0	0	1	1									
3	3	0	1	0	1	1	56								

Tabelle 2.9: Mögliche Anregungszustände im Oszillatormodell

beschreiben. Die Ortswellenfunktion kann in Anteilen der Form $|n_\lambda, l_\lambda; n_\rho, l_\rho\rangle$ entwickelt werden. Aus diesen Eigenfunktionen des harmonischen Oszillators lassen sich geeignete Linearkombinationen bilden, die die geforderte Symmetrieeigenschaften besitzen. Im Grundzustand für $N_B = 0$ können die Zustände mit den Oktett- und Dekuplettbarionen identifiziert werden. Für $N_B = 1$ ist $L = 1$ was durch $l_\lambda = 1$ oder $l_\rho = 1$ möglich ist. Dekuplettbarionen haben eine symmetrische Flavorwellenfunktion (vgl. Tabelle 2.6), bei einem Ortsanteil mit gemischter Symmetrie muss daher der Spinanteil gemischt symmetrisch sein, was zu einem Spin von $S = \frac{1}{2}$ führt. Bei Oktettbarionen führen analoge Überlegungen zu den Möglichkeiten $S = \frac{1}{2}$ und $S = \frac{3}{2}$.

Im zweiten Anregungsband nimmt die Anzahl der Möglichkeiten zu, zusätzlich sind Radialanregungen in n_ρ und n_λ möglich. Eine Übersicht befindet sich in Tabelle 2.9. Das $\Delta(2320)H_3$ oder $\Delta_{\frac{11}{2}+}$ hat voraussichtlich $L = 4$ und $S = \frac{3}{2}$. Im Massenbereich von Proton bis 2.4 GeV werden nach dieser Tabelle mehr als 200 Realisierungen oder N^* Resonanzen erwartet. Da Multipletts nicht vollständig entwickelt ein können gilt dies nicht exakt, so gibt es z.B. nur 5 N^* statt 6 Resonanzen mit negativer Parität im Bereich von 1.5 bis 1.7 GeV.

Diquarkmodelle (DQM) lassen nur Anregungen in einem Oszillator zu, was zu einer erheblich eingeschränkten Zahl an Zuständen führt. Allerdings fehlen in dieser Beschreibung einige Multipletts, so gibt es z.B. nur zwei 56-pletts mit $L = 0$ bzw. $L = 2$, jedoch kein 70-plett.

Bisher wurden die Oszillatoren aufgefasst als Schwingungen zwischen den Flavoranteilen der Quarks. Nimmt man jedoch an, dass der Austausch von Farbe langsam geschieht, ist es möglich, dass der Flavoranteil zwischen zwei Quarks wechselt, die

Farbe jedoch beibehalten wird. Dies führte zu einer geringeren Möglichkeit, die Wellenfunktion zu antisymmetrisieren und damit zu einer Einschränkung in der Zahl der möglichen Wellenfunktionen eines Baryons.

Phänomenologie des Anregungsspektrums

In den Tabellen 2.7 und 2.8 sind die bisher bekannten Evidenzen für Nukleon- und Deltaresonanzen nach [2] aufgeführt. Man erkennt eine gute Abdeckung in der πN Streuung, wohingegen in der γN Spalte einige Zustände eine niedrigere Evidenz haben oder komplett fehlen. Im folgenden soll kurz auf eine rein phänomenologische Beschreibung eingegangen werden, die zu einer guten Beschreibung der derzeitigen Baryonzustände führt. Trägt man die quadrierten Massen von Mesonen gegen den Drehimpuls J auf, so ergibt sich Abbildung 2.4¹: Die quadratischen Massen hängen näherungsweise linear von J ab, die Mesonen liegen auf einer Reggetrajektorie mit der Steigung $a = 1.142 GeV^2$. Zusätzlich sind in der Abbildung die Δ Baryonen eingezeichnet, bei denen die Spins der Quarks parallel ausgerichtet sind. Sie liegen ebenfalls auf einer Geraden mit identischer Steigung zu der der Mesonen. Hieraus lässt sich schließen, dass die Kräfte, die in Baryonen wirken, die gleichen sind wie in Mesonen, was ein starker Hinweis auf eine Quark-Diquarkstruktur in Baryonen ist.

Geht man davon aus, dass innerhalb eines Baryons keine oder nur eine sehr geringe Spin-Bahn Kopplung existiert, ist bei festem L der Gesamtdrehimpuls J wohldefiniert. Man kann die Baryonen nun nach gemeinsamen L , S und nach der radialen Anregung N zusammenfassen. In Abbildung 2.5 sind die quadrierten Massen der Δ Resonanzen mit $S = \frac{1}{2}$ und $S = \frac{3}{2}$ sowie Nukleonresonanzen mit $S = \frac{3}{2}$ gegen L aufgetragen. Die Tatsache, dass die Zustände alle auf einer Geraden liegen, spricht für die Annahme, dass der Drehimpuls L die bestimmende Quantenzahl ist, und nicht J , die Spin-Bahn Kopplung also in der Tat vernachlässigbar ist.

Die Masse der radialen Anregungen der Baryonen lässt sich aus der der Grundzustände berechnen, wie aus Tabelle 2.10 ersichtlich ist. Pro Einheit radialer Anregung nimmt die quadrierte Masse um einen Wert zu, der mit der Steigung der Reggetrajektorie verträglich ist.

Weiterhin gibt es einen Zusammenhang zwischen der Parität der $S = \frac{1}{2}$ Baryonen, die antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung zweier Quarks getrennt in Spin und Flavor sind, und deren Massen. Man findet, dass die quadratischen Massen gegenüber der Standard-Reggetrajektorie um diskrete Beträge verschoben sind, dies jedoch bei Nukleonen mit $S = \frac{3}{2}$ nicht der Fall ist. Bei Δ Anregungen wird dieses Verhalten nicht beobachtet. Die Situation ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die Verschiebung lässt sich für unterschiedliche Klassen von Baryonen bestimmen, sie ist in vielfachen der Differenz der quadrierten Massen von Δ und Nukleon angegeben:

$$s_i = M_{\Delta(1232)}^2 - M_N^2 = 0.64$$

Paritätssingulets mit negativer Parität sind um $0.99 \cdot s_i$ verschoben, Oktettzustände mit negativer Parität haben um $0.33 \cdot s_i$ niedrigere Massen, jene mit positiver Parität um 0.66 . Dekuplettzustände sind nicht verschoben. Dieses Verhalten deutet auf Instantoninduzierte Wechselwirkungen hin.

Zusammengefasst ergibt sich:

¹Die Abbildungen 2.4, 2.5 und 2.6 sind entnommen aus [3]

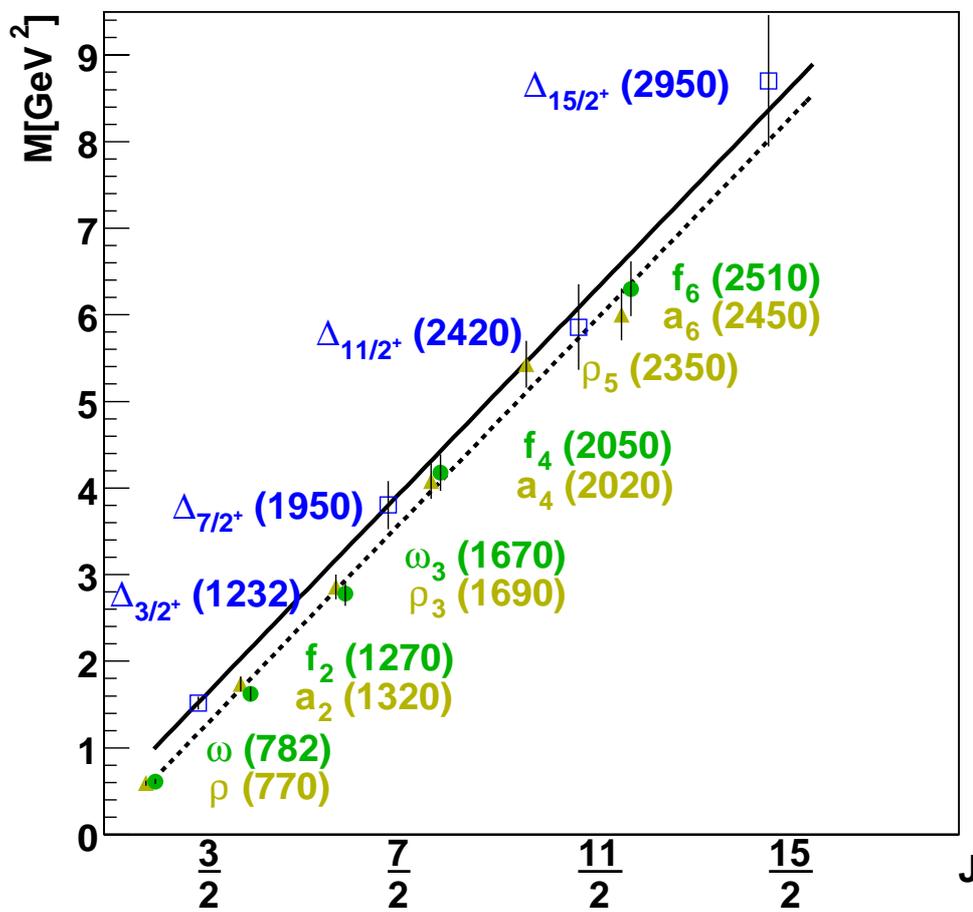


Abbildung 2.4: Regge-Trajektorie für leichte Mesonen und für Anregungen des $\Delta(1232)$.

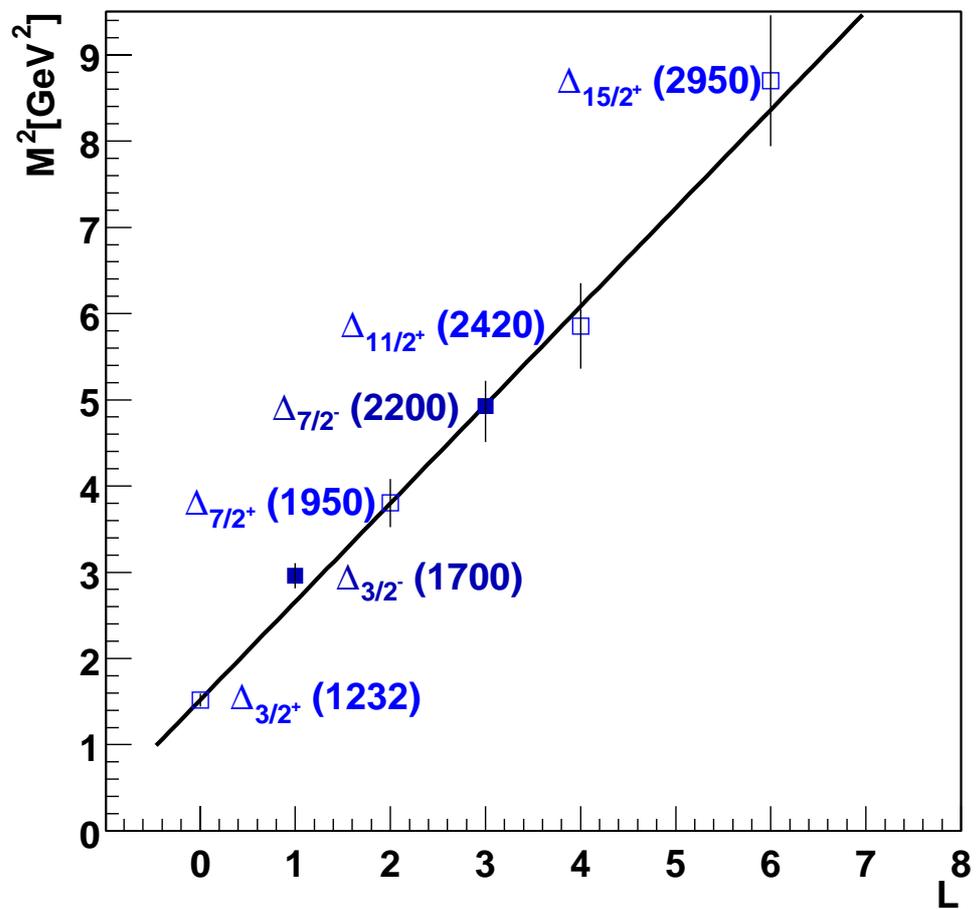


Abbildung 2.5: Quadrierte Masse von Resonanzen aufgetragen gegen L . Die Steigung der Geraden ist der Meson-Reggetrajektorie entnommen

Baryon	δM^2 (GeV 2)	Baryon	δM^2 (GeV 2)
$N_{1/2^+}$ (939)		$\Delta_{3/2^+}$ (1232)	
$N_{1/2^+}$ (1440)	$1 \cdot 1.18$	$\Delta_{3/2^+}$ (1600)	$1 \cdot 1.04$
$N_{1/2^+}$ (1710)	$2 \cdot 1.02$	$\Delta_{3/2^+}$ (1920)	$2 \cdot 1.08$
$N_{1/2^+}$ (2100)	$3 \cdot 1.18$		
$\Delta_{1/2^-}$ (1620)		$\Delta_{3/2^-}$ (1700)	
$\Delta_{1/2^-}$ (1900)	$1 \cdot 0.99$	$\Delta_{3/2^-}$ (1940)	$1 \cdot 0.87$
$\Delta_{1/2^-}$ (2150)	$2 \cdot 1.00$		
$N_{1/2^-}$ (1530)		$N_{3/2^-}$ (1520)	
$N_{1/2^-}$ (2090)	$2 \cdot 1.01$	$N_{3/2^-}$ (2080)	$2 \cdot 1.01$
$\Lambda_{1/2^+}$ (1115)		$\Sigma_{1/2^+}$ (1193)	
$\Lambda_{1/2^+}$ (1600)	$1 \cdot 1.24$	$\Sigma_{1/2^+}$ (1560)	$1 \cdot 1.04$
$\Lambda_{1/2^+}$ (1810)	$2 \cdot 0.98$	$\Sigma_{1/2^+}$ (1880)	$1 \cdot 1.06$

Tabelle 2.10: Abweichungen der Massen der radialen Anregungen

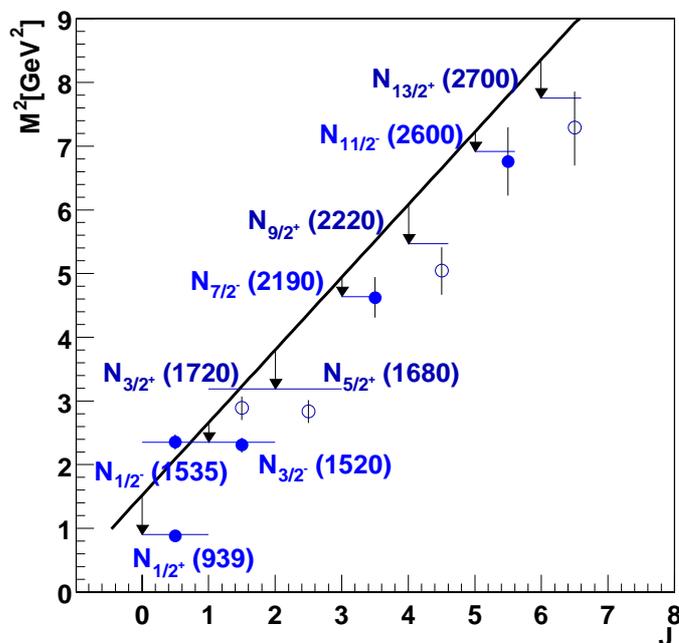


Abbildung 2.6: Massenverschiebung bei Baryonen unterschiedlicher Parität

- Die Steigung der Reggetrajektorie von Mesonen und Baryonen ist identisch, was dafür spricht, dass Baryonen sich wie Quark-Diquark Systeme verhalten.
- Radialanregungen von Mesonen und Baryonen führen zu einer Parallelverschiebung der Trajektorie um einen Betrag von $a = 1.142 GeV^2$ pro n , was ebenfalls für die Quark-Diquark Interpretation spricht.
- Δ Resonanzen mit $S = \frac{1}{2}$ und $S = \frac{3}{2}$ liegen auf derselben Trajektorie.
- Δ und Nukleonresonanzen lassen sich bezüglich L und intrinsischem Spin S in „Supermultipletts“ zusammenfassen. J spielt dabei keine Rolle. Folglich spielt eine Spin-Bahn Kopplung keine Rolle.

Die Erkenntnisse lassen sich zusammenfügen in der folgenden Massenformel:

$$M^2 = M_\Delta^2 + \frac{n_s}{3} \cdot M_s^2 + a \cdot (L + N) - s_i \cdot I_{sym}$$

dabei ist

$$M_s^2 = (M_\Omega^2 - M_\Delta^2) \quad s_i = (M_\Delta^2 - M_{N_B}^2)$$

desweiteren gibt n_s die Anzahl der s-Quarks im Baryon an, L bezeichnet den Bahndrehimpuls. N_B ist für die Grundzustände gleich Null und gibt die Hauptquantenzahl in der Oszillatorbeschreibung an, $L + 2N_{rad}$. Der Symmetriefaktor I_{sym} beschreibt, welcher Anteil der Wellenfunktion antisymmetrisch in Spin und Flavor ist. Er wird gegeben durch

$$\begin{aligned} I_{sym} &= 1.0 && \text{für } S = \frac{1}{2} \text{ und Oktettzustände im 56-plet} \\ I_{sym} &= 0.5 && \text{für } S = \frac{1}{2} \text{ und Oktettzustände im 70-plet} \\ I_{sym} &= 1.5 && \text{für } S = \frac{1}{2} \text{ Singulett} \\ I_{sym} &= 0 && \text{sonst} \end{aligned}$$

Die Massen M_N, M_Δ und M_Ω sind aus [2] entnommen und gehen als Parameter in die Gleichung ein, a ist die Steigung der Meson Reggetrajektorie. Damit bleiben keinerlei freie Parameter übrig. Für einen Vergleich der Ergebnisse dieser Formel mit den experimentellen Daten sei auf [4] verwiesen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Diskrepanz zwischen der Zahl der beobachteten und erwarteten Resonanzen kann einerseits daran liegen kann, dass diese Resonanzen nicht an die bisher überwiegend untersuchte πN Streuung und die Pion Photoproduktion koppeln. Modelle sagen jedoch eine Kopplung an den Kanal γN vorher, sodass die Photoproduktion am Proton bisher nicht beobachtete Resonanzen einer Untersuchung zugänglich machen könnte. Eine andere Vermutung ist, dass Freiheitsgrade gewissermaßen eingefroren sind, also nicht oder nur bei hohen Energien angeregt werden können. Möglich wäre zum Beispiel die Ausbildung einer Quark-Diquark Struktur wie in Abbildung angedeutet, in der einer der Drehimpulse nicht zugänglich ist. Die Zahl der beobachteten Zustände ist erheblich geringer. Dies ist das Problem der „fehlenden Resonanzen“, für das es zur Zeit noch keine allgemein akzeptierte Lösung gibt.

2.1.3 Pentaquarks

In verschiedenen Experimenten wurden Evidenz für Zustände gefunden, deren Quantenzahlen minimal aus 5 Quarks zusammengesetzt werden können. Evidenz für das Θ^+ (1540) genannte Pentaquark wurden an LEPS [5] in der Reaktion

$$\gamma n \rightarrow K^+ K^- n$$

gefunden.

In der Photoproduktion am Proton bei SAPHIR an ELSA [6] wurde ebenfalls ein Signal bei 1540 MeV in der Reaktion

$$\gamma p \rightarrow n K^+ K_s^0$$

gesehen.

Die DIANA Kollaboration [7] entdeckte Evidenz bei einer erneuten Analyse von Daten aus dem Jahre 1986, in denen K^+ an Kernen gestreut worden waren.

Weitere Experimente, die Evidenz für das Θ^+ gefunden haben sind Hermes [8] und CLAS [9]. Bei einer erneuten Analyse älterer CERN Blasenkammerdaten wurden ebenfalls Hinweise auf ein Signal bei 1.54 GeV entdeckt, ebenso wie in Blasenkammerdaten von neutrinoinduzierten Reaktionen bei CERN und Fermilab [10].

Ein doppelt negativ geladenes Pentaquark mit Seltsamkeit $S=-2$, das Ξ^{--} lassen Spektren der NA49 [11] Kollaboration vermuten

Die Existenz von Pentaquarks brächte neue Multipletts mit sich, in die möglicherweise aber auch Zustände einzuordnen wären, die schon in einem der etablierten Multipletts liegen. So gibt es z.B. eine Mehrdeutigkeit bei $N(1710)P_{11}$, die je nach Interpretation eine Anregung des Nukleons oder aber ein Fünfquark-Zustand ist [12].

Die Kombination von vier Quarks und einem Antiquark teilt sich in der Gruppentheorie auf gemäß

$$3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8 \oplus 10 \oplus \underbrace{\bar{10} \oplus 27 \oplus 35}_{\text{exotisch}}$$

wobei exotisch bedeutet, dass die Quantenzahlen nicht aus drei Quarks zusammengesetzt werden können. Die Mitglieder eines Antidekupletts sind in Abbildung 2.7 aufgeführt.

2.1.4 Glueballs, Hybride, Mesonmoleküle ...

Da Gluonen jeweils eine Farbe und ein Antifarbe tragen, können sie über die starke Kraft sowohl an Quarks zu Hybriden koppeln als auch aneinander zu sogenannten Glueballs. Hybride können aufgefasst werden als Anregungszustände des Gluonfeldes, das von einem Quarkpaar ausgetauscht wird. Dementsprechend sollten Hybride sowohl bei Mesonen als auch bei Baryonen möglich sein.

Weiterhin können im Prinzip Meson-Meson oder Meson-Baryon Moleküle entstehen, $q\bar{q} - q\bar{q}$ oder $q\bar{q} - qq$.

Auch gibt es keine Obergrenze für die Anzahl der Quarks, die sich zu einem Teilchen zusammensetzen, Systeme aus 6 und mehr Quarks sollten daher nicht per se unmöglich sein.

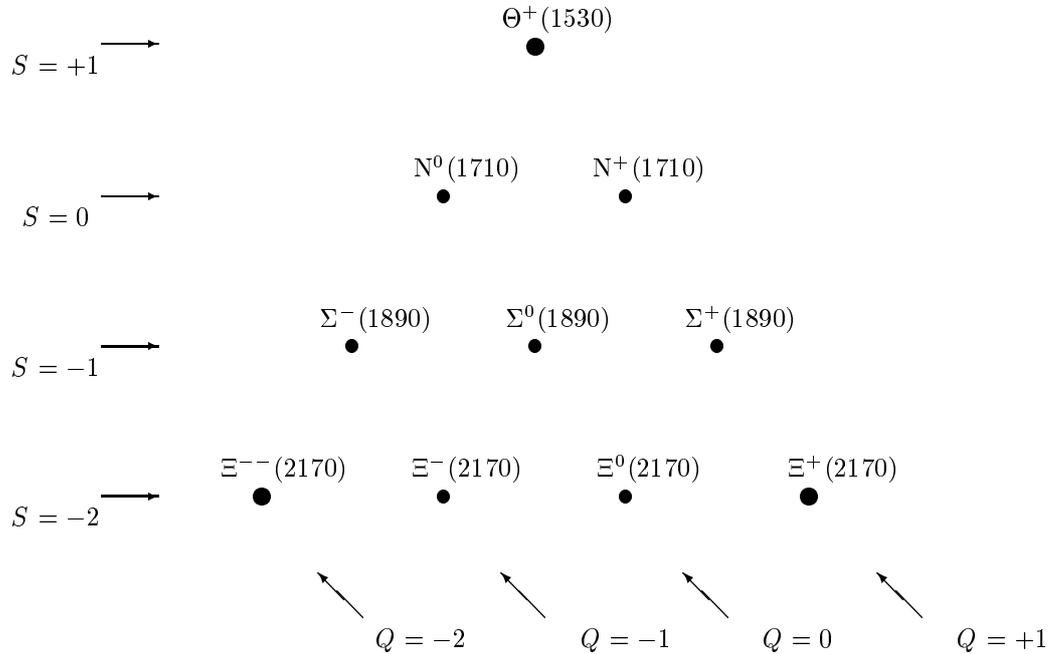


Abbildung 2.7: Antidekuplett. Die Zustände auf den Ecken können nicht aus drei Quarks zusammengesetzt werden

2.2 Photoproduktion von Mesonen

2.2.1 Produktionsmechanismen

Mesonen können auf verschiedene Weise produziert werden. Eine angeregte Nukleonresonanz kann unter Abstrahlung von Mesonen auf tiefere Energieniveaus fallen, ein Proton kann ein Photon absorbieren und ein Photon oder Meson aussenden, ohne einen resonanten Zwischenzustand zu bilden („Off-Shell“). Diese beiden Vorgänge werden s- und u-Kanal genannt. Weiterhin ist der Austausch eines Vektormesons im t-Kanal möglich. Die Begriffe s-, t- und u-Kanal sind über die Mandelstamvariable folgendermaßen definiert: In einem Streuprozess der Form $AB \rightarrow CD$ wie in Abbildung 2.9 dargestellt gibt es zwei unabhängige Variable. Man definiert die drei abhängigen Mandelstamvariablen

$$\begin{aligned} s &= (p_A + p_B)^2 \\ t &= (p_A - p_C)^2 \\ u &= (p_A - p_D)^2 \end{aligned}$$

Dabei sind p_A, p_B, p_C und p_D die Viererimpulsvektoren der am Streuprozess beteiligten Teilchen. Dies sind unter Lorentztransformation invariante Größen, für die gilt:

$$s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2$$

Im Falle der Photoproduktion $\gamma p \rightarrow pX$ lassen sich die in Abbildung 2.8 abgebildeten Prozesse folgendermaßen beschreiben.

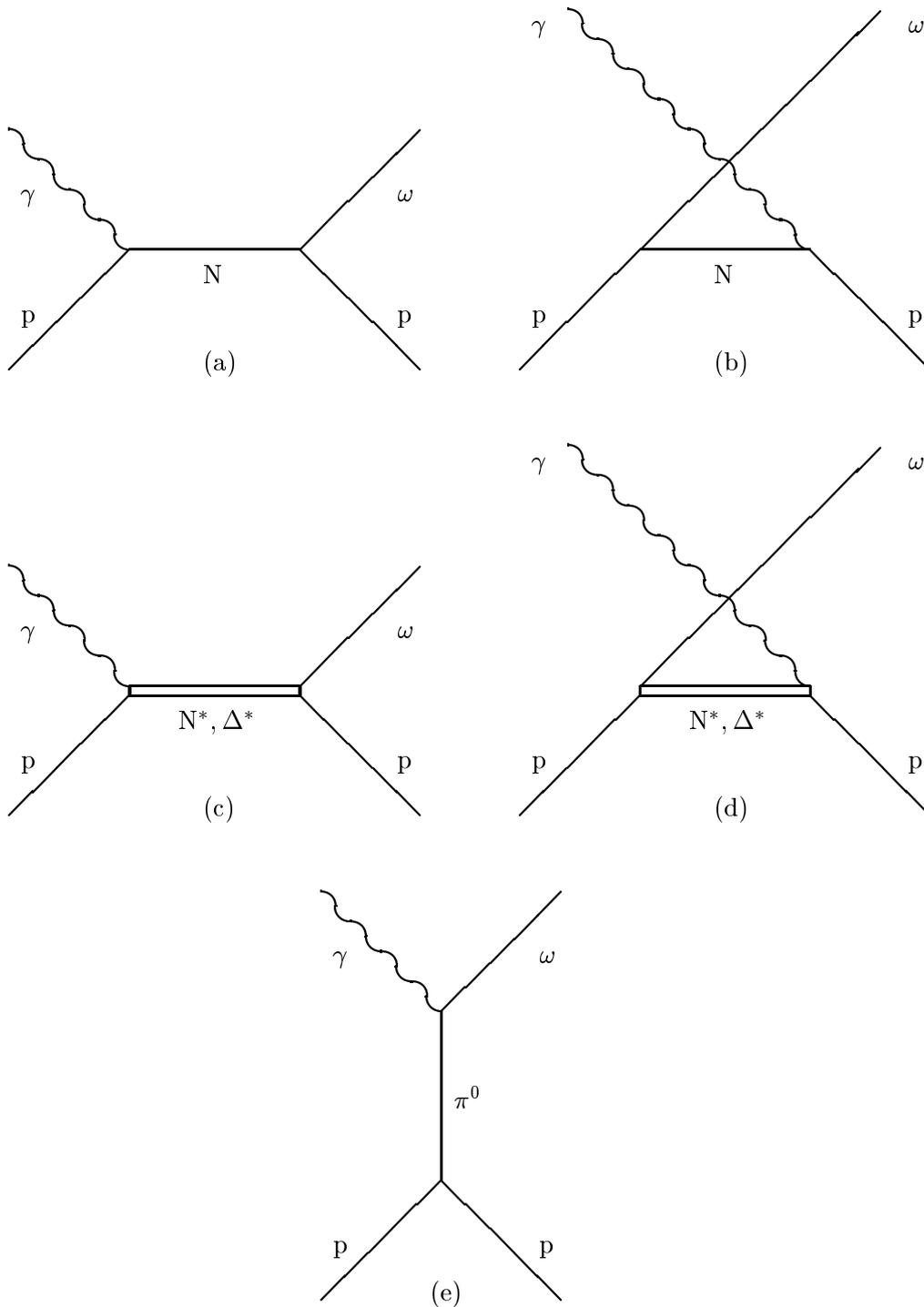


Abbildung 2.8: Mechanismen zur Photoproduktion von ω Mesonen. (a), (b) sind sog. Bornterme, in denen das Proton stark „Off-Shell“ ist. (c) stellt die s-Kanal Resonanzproduktion dar, aber auch im u-Kanal können Resonanzen gebildet werden (d). Wegen des starken Zerfalls $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ mit einer Partialbreite $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma} = 850 \text{ keV}$ erwartet man einen starken Beitrag von (e), dem Mesonaustausch im t-Kanal.

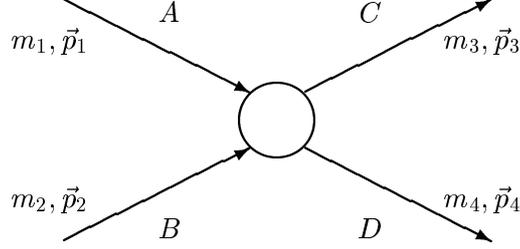


Abbildung 2.9: Reaktion zweier Teilchen

s-Kanal Das einlaufende Photon trifft auf ein Proton und wird von diesem absorbiert. Dabei kann das Proton in einen resonanten Zwischenzustand angeregt werden (Resonanzproduktion), dies muss aber nicht der Fall sein. Die Variable s entspricht dem Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem und wird auch mit $W = \sqrt{s}$ bezeichnet. Resonanzproduktion über s-Kanal überwiegt bei niedrigen Photonenergien.

u-Kanal Das Proton geht kurzzeitig in pX über (z.B. $p\pi^0$ oder $p\eta$). Durch den vom Photon übertragenen Impuls auf das Proton wird das Proton getrennt und das zurückbleibende Meson zerfällt. Die Variable u gibt den Viererimpulsübertrag in diesem Kanal an.

t-Kanal Im t-Kanal kann ein Meson ausgetauscht werden, welches an das Proton koppelt. t-Kanal Austausch kommt vermehrt bei hohen Energien vor, die Variable t gibt das Quadrat des Viererimpulsübertrages an, der durch das Teilchen im t-Kanal vermittelt wird, t ist stets negativ. Kennzeichen von t-Kanal Austausch ist eine Überhöhung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{s\Omega}$ in Vorwärtsrichtung.

Für das Quadrat des Viererimpulsübertrages im t-Kanal gibt es aus kinematischen Gründen eine minimalen (t_0) und maximalen (t_1) Wert, der sich folgendermaßen berechnet.

$$t_0(t_1) = \left[\frac{m_1^2 - m_3^2 - m_2^2 + m_4^2}{2\sqrt{s}} \right]^2 - \left[\sqrt{\left(\frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_1^2} \mp \sqrt{\left(\frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_3^2} \right]^2$$

Das Quadrat der Schwerpunktennergie, s , ist gegeben durch $s = m_p^2 + 2m_p E\gamma$. Im Falle der Photoproduktion des ω ist $m_1 = m_\gamma = 0$, $m_2 = m_4 = m_p$ und $m_3 = m_\omega$. Die Formel vereinfacht sich damit zu

$$t_0(t_1) = \left[\frac{m_\omega^2}{2\sqrt{s}} \right]^2 - \left[\frac{s - m_p^2}{2\sqrt{s}} \mp \sqrt{\left(\frac{s + m_\omega^2 - m_p^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_\omega^2} \right]^2$$

In Abbildung 2.10(a) ist der kinematisch erlaubte Bereich für den Fall $m_3 = m_\omega$ skizziert. Gewöhnlich korrigiert man t mit dem minimalen Impulsübertrag t_0 , was zu der in Abbildung 2.10(b) dargestellten Situation führt.

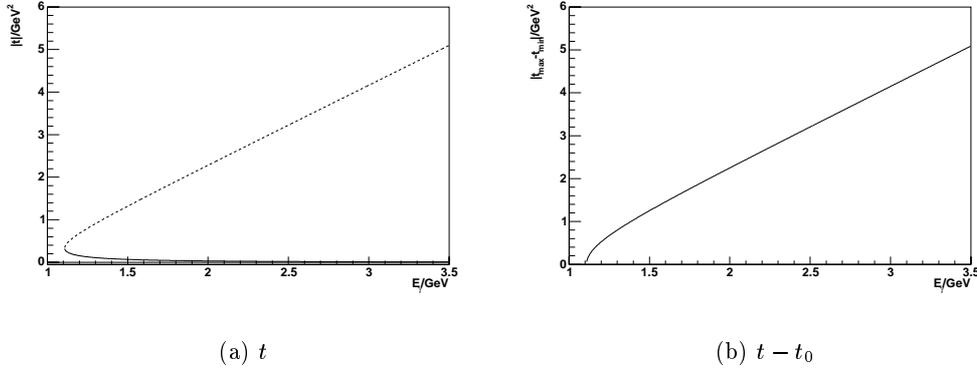
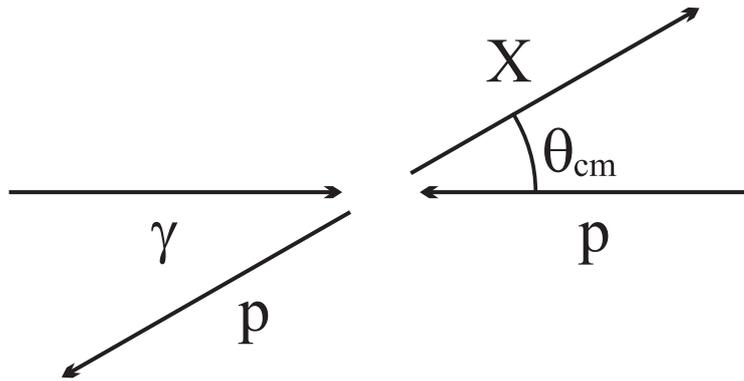
Abbildung 2.10: Kinematisch erlaubter Bereich für den Impulsübertrag $|t|$ und $|t - t_0|$ 

Abbildung 2.11: Produktionswinkel im Schwerpunktsystem

Die Mandelstamvariablen und die Zerfallswinkelverteilungen im Schwerpunktsystem sind eindeutig miteinander verknüpft

$$t = t_0 - \frac{s - m_p^2}{s} \sqrt{(s - (m_\omega + m_p)^2)(s - (m_\omega - m_p)^2)} \sin^2 \frac{\theta_{\text{cm}}}{2}$$

Bei Resonanzproduktion ist der Produktionswinkel des erzeugten Mesons im Schwerpunktsystem von Interesse, man betrachtet daher eine Situation wie sie in Abbildung 2.11 dargestellt ist. Ein kleiner Produktionswinkel bedeutet, dass das Meson in Richtung des einlaufenden Photons produziert wird (in Vorwärtsrichtung), wohingegen ein großer Produktionswinkel für eine Abstrahlung des Mesons in Rückwärtsrichtung steht. Aus der Winkelverteilung lässt sich auf die Beiträge von resonanten und nicht resonanten Zwischenzuständen schließen.

t-Kanal Austausch erkennt man im differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ aufgetragen gegen $|t - t_0|$ an einem Verlauf der proportional zu $e^{a+b|t-t_0|}$ ist, bei logarithmischer Auftragung also zu einer Geraden mit Steigung b . Dabei sollte die Energieabhängigkeit von b nur gering sein.

2.3 Ziel dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Messung der differentiellen und des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma \rightarrow p\gamma\gamma\gamma$. Der Produktionsmechanismus soll untersucht werden und beitragende Resonanzen sollen mittels einer Partialwellenanalyse identifiziert werden.

2.3.1 Das $\omega(782)$

Das ω gehört zum Multiplett der Vektormesonen, die Quantenzahlen sind $J^{PC} = 1^{--}$. Im Nonett der Vektormesonen (vgl. Abbildung 2.1) besteht das ω aus einer Mischung der Zustände Φ_1 und Φ_8 , der Mischungswinkel ist experimentell bestimmt nahezu ideal. Damit ist die Quarkzusammensetzung

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

In Tabelle 2.11 sind die physikalischen Daten nach [2] zusammengefasst. Der in dieser Arbeit untersuchte Kanal ist $\omega \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$.

Masse m_ω / MeV	782.59
Breite Γ_ω / MeV	8.49
Lebensdauer τ_ω / s	10^{-22}
Zerfallsmodi	$\pi^+\pi^-\pi^0$ (89.1%)
	$\pi^0\gamma$ (8.92%)
	$\pi^+\pi^-$ (1.7%)
	andere

Tabelle 2.11: ω Physikalische Daten

Bisherige Daten

Daten zur ω -Produktion wurden bisher von folgenden Experimenten genommen und zum Teil veröffentlicht:

ABBHHM [13] Am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY hat die ABBHHM Kollaboration 1968 die Photoproduktion von Mesonen und Baryonen untersucht. Dazu wurde ein Photonstrahl mit kontinuierlichem Energiespektrum und einer maximalen Energie von 5.8 GeV auf eine mit Wasserstoff gefüllte Zelle gelenkt und Reaktionen des Typs $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ untersucht. Die Auswertung umfasste etwa 1.7 Millionen Blasenkammerbilder. Da in der Reaktion im Endzustand ein neutrales Teilchen beteiligt war und die Energie des einfallenden Photons nicht bekannt war, wurden die Ereignisse mit einem OC-Fit angepasst. Der Anteil falsch interpretierter Ereignisse in diesem Fall wird mit 1% angegeben.

AHHM [14] Die AHHM Kollaboration hat die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ in einer „Streamer Chamber“ nachgewiesen, die Photonen wurden durch Bremsstrahlung von Positronen erzeugt. Der Energiebereich umfasste 1.6 bis 6.3 GeV.

Ballam [15] 1973 setzten Ballam et al. am SLAC eine Wasserstoffblasenkammer einem durch Laserrückstreuung erzeugten monochromatischem und linear polarisiertem Photonstrahl aus. Die Energien waren 2.8, 4.7 und 9.3 GeV, die untersuchte Reaktion war $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

SAPHIR[16] In jüngerer Zeit hat das SAPHIR Experiment an ELSA ebenfalls die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ in einem Energiebereich von 1.1 bis 2.6 GeV gemessen. Die umfangreiche Statistik von 133 Millionen Rohdatenereignissen erlaubten eine sehr gute Auflösung bei geringen statistischen Fehlern.

ω -Analysen

Die nichtresonanten Beiträge der ω -Produktion sind von verschiedenen Gruppen untersucht worden. Im niederenergetischen Bereich gilt Ein-Pion-Austausch als dominant, dabei werden die Quantenzahlen $J^P = 0^-$ ausgetauscht. Bei Energien oberhalb von 3 GeV kann die Photoproduktion als diffraktive Erzeugung über einen sog. Pomeronaustausch mit den Quantenzahlen $J^P = 0^+$ verstanden werden. Die Unterscheidung dieser beiden Prozesse ist möglich über die Messung der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte im Ruhesystem des Vektormesons. Es gibt mehrere Möglichkeiten die Achsen, bezüglich derer die Winkel gemessen werden, festzulegen. Im Gottfried-Jackson System wird als z-Achse die Richtung des einlaufenden Photons im Ruhesystem des Mesons gewählt, im Helizitätssystem weist die z-Achse in Flugrichtung des Mesons im Schwerpunktsystem. In beiden Fällen wird als y-Achse die Normale benutzt, die durch die von den drei Pionen im Kanal $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ aufgespannte Fläche definiert ist. Eine entsprechende Festlegung ist im Fall von $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ nicht möglich, eine Untersuchung dieser Größen ist daher in dieser Arbeit ausgeschlossen. Bei Produktion in Vorwärtsrichtung wird das Verhalten sehr gut durch das Vektormeson-Dominanz-Modell beschrieben, welchem die Annahme zugrundeliegt, dass das einlaufende Photon in ein virtuelles $q\bar{q}$ Paar mit $J^P = 1^-$ dissoziiert und am Nukleon streut. Über die beitragenden resonanten Zustände gibt verschiedene Arbeiten, deren Ergebnisse zum Teil nicht kompatibel sind. Die Schwelle für ω Erzeugung liegt bei einer Schwerpunktsenergie von 1.8 GeV oder einer Photonenergie von E_γ von 1.1 GeV. Trotzdem werden von Close, Li und Zhao [17] Beiträge von $S_{11}(1535)$ und $D_{13}(1520)$ unterhalb der Schwelle vorhergesagt sowie bei höheren Energien $F_{15}(1680)$, $P_{13}(1720)$, $F_{15}(2000)$ und $P_{13}(1900)$.

Oh et al [18] berechnen Beiträge von $P_{13}(1910)$, $D_{13}(1960)$ welche mit der $D_{13}(2080)$ identifiziert wird, sowie der $G_{17}(2190)$ und $F_{15}(2000)$. Nahe der Schwelle tragen nach ihren Rechnungen $D_{13}(1520)$ und $F_{15}(1680)$ bei. Die Arbeit fußt auf den von der SAPHIR-Kollaboration veröffentlichten Ergebnissen.

Penner und Mosel [19] haben in einem Ansatz mit einer effektiven Lagrangefunktion mit gekoppelten Kanälen einen dominanten Beitrag der Resonanzen $P_{11}(1710)$ und $P_{13}(1900)$ in der Nähe der Schwelle bestimmt.

2.3.2 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Reichweite der Wechselwirkung zwischen einem Projektil- und einem Targetteilchen wider, er wird definiert als

$$\sigma = \frac{\text{Anzahl der Reaktionen pro Zeiteinheit}}{\text{Anzahl Projektilteilchen} \times \text{Anzahl Streuzentren pro Flächeneinheit}}$$

Die Einheit ist die einer Fläche. Der Wirkungsquerschnitt ist eine Funktion mehrerer Variablen, bei Streuexperimenten z.B. der Energie des einfallenden Teilchens und des Streuwinkels oder Impulsübertrag zwischen Projektil und Target.

$$\sigma = \sigma(E, \cos(\theta))$$

Das Integral über den gesamten Winkelbereich in einem Energieintervall heißt totaler Wirkungsquerschnitt. Trägt man für einzelne Winkelbereiche den differentiellen Wirkungsquerschnitt gegen die Energie auf, spricht man von der Anregungsfunktion. Ein differentieller Wirkungsquerschnitt ist eine Aufschlüsselung nach diesen Variablen, üblicherweise nach Winkeln oder Impulsüberträgen, umgekehrt erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt durch Integration der differentiellen.

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{dt} dt$$

Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich zusammen aus mehreren Komponenten: Das Projektil kann inelastisch am Target gestreut werden, elastisch unter Produktion von Zwischenzuständen oder es kann absorbiert werden.

$$\sigma_{total} = \sigma_{elastisch} + \sigma_{inelastisch} + \sigma_{absorb}$$

Der inelastische und der Absorptionsteil wiederum können in verschiedene Reaktionskanäle aufgeteilt werden.

$$\sigma_{elastisch} = \sum_i \sigma_{i,el} \quad \sigma_{absorb} = \sum_i \sigma_{i,absorb}$$

In einem idealen Detektor gilt die Annahme, dass jedes einfallende Teilchen eine Reaktion auslöst und alle Reaktionsendprodukte nachgewiesen werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_X}{\Delta\Omega}$$

In der Realität treten verschiedene Effekte auf, mit denen die gemessenen Verteilungen korrigiert werden müssen.

Nur ein Teil der einfallenden Projektile wechselwirkt mit dem Target, die gemessene Anzahl der Reaktionen muss daher mit der Anzahl der einfallenden Teilchen, d.h. mit dem Fluss, und mit der Anzahl der zur Verfügung stehenden Streuzentren, der Targetflächendichte, normiert werden. Dies ergibt einen Faktor

$$\frac{1}{N_\gamma \rho_{Target}}$$

Bei jeder Wechselwirkung gibt es eine Anzahl von verschiedenen Reaktionen, die mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit auftreten können. Dieses Verzweungsverhältnis erfordert einen Faktor

$$\frac{1}{\Gamma_X}$$

Letztendlich wird nicht jedes Ereignis auch wirklich nachgewiesen bzw. analysiert. Die Gründe hierfür sind z.B. Detektorineffizienzen und -totzeiten, Triggerineffizienzen und suboptimale Rekonstruktionsroutinen. Um diese zu korrigieren muss die

Detektorakzeptanz bestimmt und in den Wirkungsquerschnitt eingerechnet werden. Die Akzeptanz wird mittels Monte Carlo Simulationen als Verhältnis aus rekonstruierten zu generierten Monte Carlo Daten bestimmt

$$\frac{MC_{rec}}{MC_{gen}} = A_X$$

Die Akzeptanz ist im allgemeinen nicht konstant und muss daher für verschiedene Winkel und Energiebereiche separat bestimmt werden.

Insgesamt erhält man also für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_X}{\Delta\Omega} \frac{1}{N_\gamma \rho_T} \frac{1}{\frac{\Gamma_X}{\Gamma_{total}}} \frac{1}{A_X}$$

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Die Elektronen Stretcher Anlage ELSA

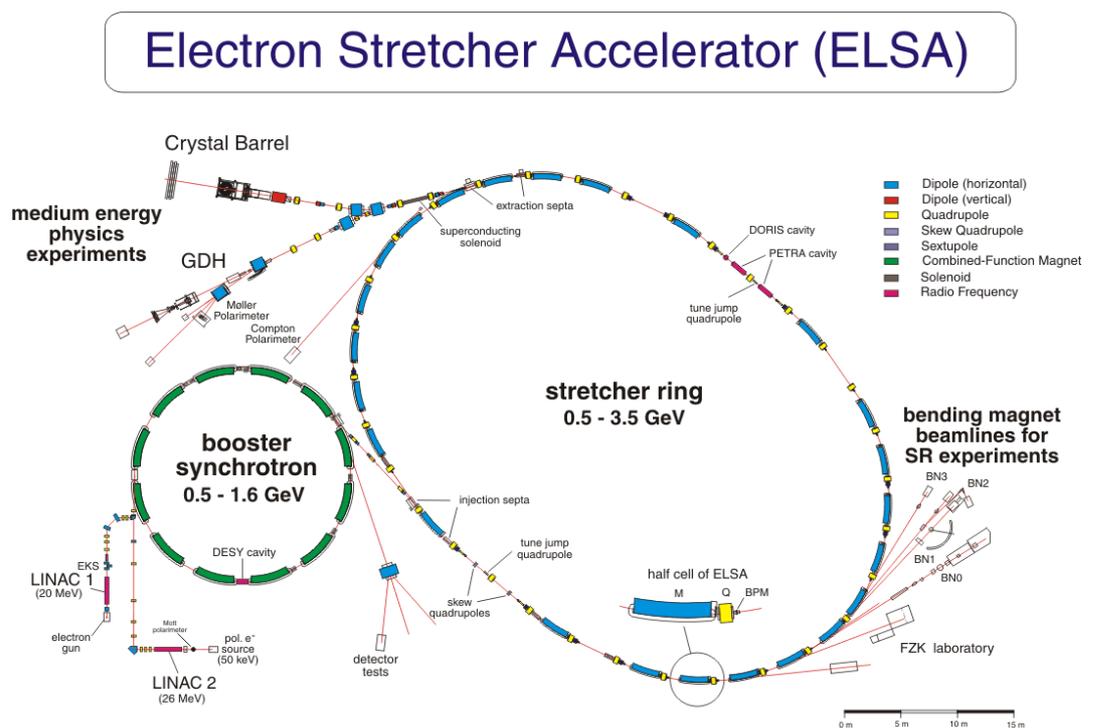


Abbildung 3.1: Die Elektronen Stretcher Anlage ELSA

In Abbildung 3.1 ist die unter dem Physikalischen Institut gelegene Elektronen Stretcher Anlage schematisch dargestellt. Mit den beiden Linearbeschleunigern LINAC¹ 1 und LINAC 2 läßt sich ein polarisierter oder unpolarisierter Elektronenstrahl erzeugen, der mit 20 bzw. 30 MeV in das Synchrotron eingeleitet wird.

Im Booster-Synchrotron werden die Elektronen auf Energien im Bereich von 0.5-1.6 GeV vorbeschleunigt. An einem am Booster-Synchrotron betriebenen Teststrahlplatz kann man direkt einen gepulsten Strahl herausführen mit dem sich Detektor-tests durchführen lassen.

¹Alle Abkürzungen und englischen Begriffe sind im Glossar zusammengefasst und kurz erläutert.

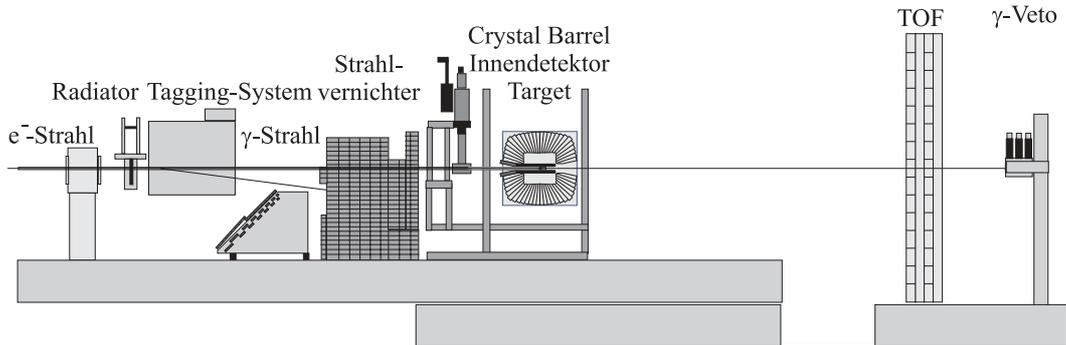


Abbildung 3.2: Aufbau des CB-ELSA Experimentes

In der letzten Beschleunigerstufe, dem Stretcherring können die Elektronen bis auf eine maximalen Energie von 3.5 GeV gebracht werden. Dabei wird der gepulsten Strahl aus dem Synchrotron auseinandergezogen, wodurch die Experimente mit einem Elektronenstrahl versorgt werden können, der über die gesamte Extraktionszeit eine näherungsweise konstante Intensität aufweist. Die Dauer der Extraktion bewegt sich im Bereich von 4-100 s, die Intensität liegt im Bereich $\leq 5\text{nA}$. Der Elektronenstrahl kann dann nach Bremsstrahlungskonversion zur Erzeugung hochenergetischer Photonen verwendet werden.

Extrahiert man die Elektronen nicht sondern speichert sie im Ring, was über einen Zeitraum von mehreren Stunden möglich ist, steht während dieses Zeitraums das entstehende Synchrotronlicht zu Verfügung. Dieses wird von Firmen und Forschungsinstituten vor allem im Bereich der Mikromechanik und Mikrofabrikation genutzt.

3.2 Das CB-ELSA Experiment

3.2.1 Die Komponenten des Experiments im Einzelnen

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Crystal Barrel@ELSA Experiments ausführlich beschrieben und die Bedingungen erläutert, die ein Ereignis erfüllen muss um zur weiteren Analyse gespeichert zu werden.

In Abbildung 3.2 kommt der aus ELSA extrahierte Elektronenstrahl mit einer Energie $E_0 = 1.4 - 3.2\text{ GeV}$ von links und trifft auf den Radiator. Dieser besteht aus austauschbaren Kupferfolien verschiedener Dicken (1/1000, 3/1000 und 1/100 Strahlungslängen). In den dickeren Radiatoren ist die Rate hoch, allerdings ist auch die Wahrscheinlichkeit nicht mehr vernachlässigbar, dass ein Elektron mehrfach gestreut wird und damit mehrere γ erzeugt werden. Damit ist eine eindeutige Energiebestimmung nicht mehr in allen Ereignissen möglich. In den dünnen Radiatoren ist die Rate geringer, es wird jedoch höchstens ein Bremsstrahlungsphoton erzeugt, so dass die Energie des Photons über $E_\gamma = E_0 - E_e$ bekannt ist, falls die Energie des gestreuten Elektrons gemessen wurde.

E_e wird über den Radius der Elektronflugbahn im Taggingmagneten bestimmt, der aus Ansprechern in den 2 Proportionaldrahtkammern mit insgesamt 348 Drähten und den 14 darunterliegenden Szintillatoren berechnet wird. Das Magnetfeld wird

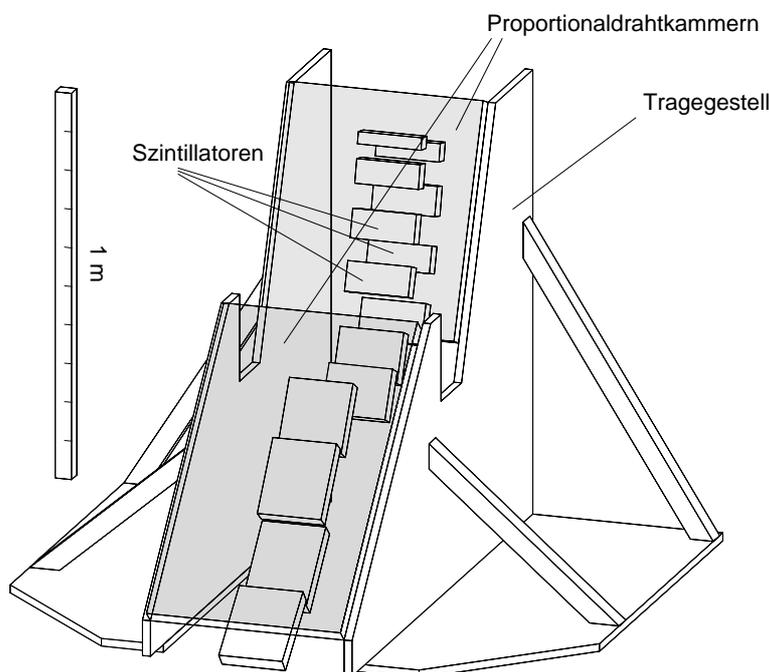


Abbildung 3.3: Der Tagger bestehend aus 2 Drahtkammern mit 208 (untere Kammer) und 144 Drähten und 14 Szintillatorplatten. Die Szintillatorplatten sind aufgrund der unterschiedlichen e^- -Raten unterschiedlich breit

vor einer Datennahme so adjustiert, dass der Primärstrahl in den Strahlvernichter gelenkt und dort absorbiert wird. Die Abschirmung dieses "Beam dumps" besteht aus einem Verbund von Lagen aus Eisen, Polyethylen, Borcarbid, Blei und Zement, um zu verhindern, dass Reaktionsprodukte aus den gestoppten Elektronenstrahl von hier in den Crystal Barrel-Detektor einstreuen. Elektronen, die Energie durch Bremsstrahlung verloren haben, werden in die Drahtkammern gelenkt, wobei der messbare Energiebereich zwischen 22% und 92% der Energie des Primärelektrons liegt, die Rate ist auf $5 \cdot 10^6 \gamma/s$ ausgelegt. Eine ausführliche Beschreibung der Energieeichung und der Rekonstruktion des Taggersystems findet sich in [20].

Das Produktionstarget besteht aus einer gekühlten Zelle, die mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium gefüllt wird. Die Hülle besteht aus einer $125 \mu\text{m}$ (bzw. $80 \mu\text{m}$ am Strahleintritt) dicken Kaptonfolie. Alternativ lässt sich die Zelle verschieben und ein Festkörpertarget kann in den Photonenstrahl gebracht werden.

Das Target ist umgeben vom Erlanger Innendetektor, der aus drei Lagen szintillierender Fasern besteht und zur Identifikation von geladenen Reaktionsprodukten dient. Die beiden inneren Lagen sind jeweils um 25° gegeneinander geneigt und kreuzen sich auf der Länge des Detektors genau einmal, wodurch es möglich ist, mittels der getroffenen Fasern die Koordinaten des Treffers im System des Crystal Barrel zu errechnen. Damit können Signale in LUZY und im Crystal Barrel daraufhin verglichen werden, ob sie mit dem Target auf einer Geraden liegen und daher von demselben Teilchen stammen. In 3.5 sind verschiedenen Möglichkeiten dargestellt, wie ein Durchstoßpunkt im Detektor aussehen kann.

Ein passierendes Proton erzeugt im günstigsten Fall eine sog. "British Flag", drei Ansprecher, deren zugehörige Fasern sich in genau einem Punkt, dem Protondurch-

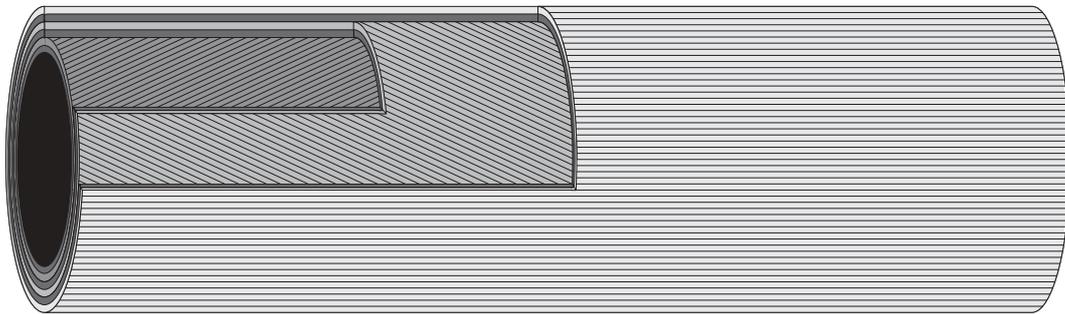


Abbildung 3.4: Der Erlanger Innendetektor LUZY, bestehend aus drei Lagen gegeneinander geneigten szintillierenden Fasern

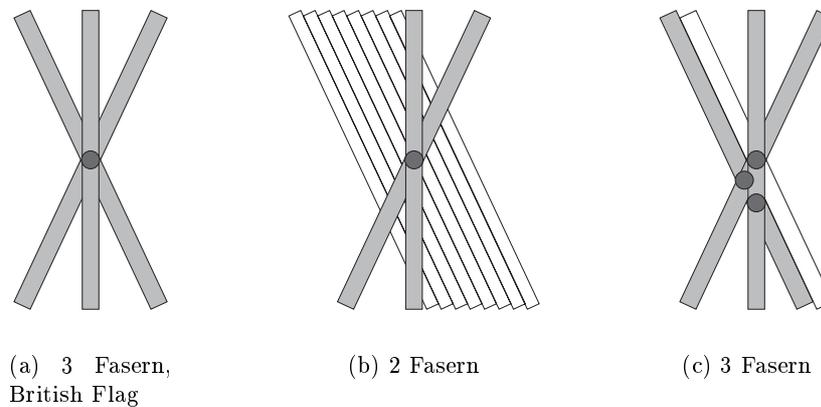


Abbildung 3.5: Möglichkeiten von Faseransprechern in LUZY

stoßpunkt, schneiden. Weiterhin kommt es vor, dass eine der drei Lagen gar nicht angesprochen hat, z.B. aufgrund von Ineffizienzen. Die zwei restlichen Fasern können trotzdem zu einem eindeutigen Durchstoßpunkt kombiniert werden. Eine dritte Möglichkeit ist, dass drei Fasern angesprochen haben, sich daraus aber drei nahe beieinanderliegende Kreuzungspunkte ergeben. Da diese Konstellation bei schräg einfallenden Protonen möglich ist, werden solche Treffer zu einem gemeinsamen Durchstoßpunkt zusammengefasst. Durch zusätzliche geladene Teilchen, z. B. in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ oder durch Photokonversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$, entstehen zum Teil mehrere Ansprecher in LUZY, die nach ihrer Qualität geordnet werden. Dies und Hardwareineffizienzen können dazu führen, dass in einem Ereignis mehrere LUZY-Treffer aufgezeichnet werden. Den richtigen, d.h. denjenigen, der tatsächlich von einem Reaktionsproton erzeugt wurde, herauszufinden, ist Aufgabe der Softwarerekonstruktion und wird realisiert durch kinematische Anpassung und durch „Matching“ mit Signalen im Crystal Barrel.

Das Crystal Barrel Kalorimeter besteht aus 1380 CsI(Tl)-Kristallen, die in 26 Ringen zu je 60 Kristallen im inneren Bereich und 30 Kristallen in den drei äußeren Ringen angeordnet sind. Der Detektor deckt volle 360° im Azimutwinkel und 12° bis 168° im Polarwinkel ab. Die einzelnen Kristalle decken jeweils einen Winkelbereich von $\Delta\Theta \times \Delta\Phi = 6^\circ \times 6^\circ$ bzw. $6^\circ \times 12^\circ$ (in den Randbereichen) ab. Photonen

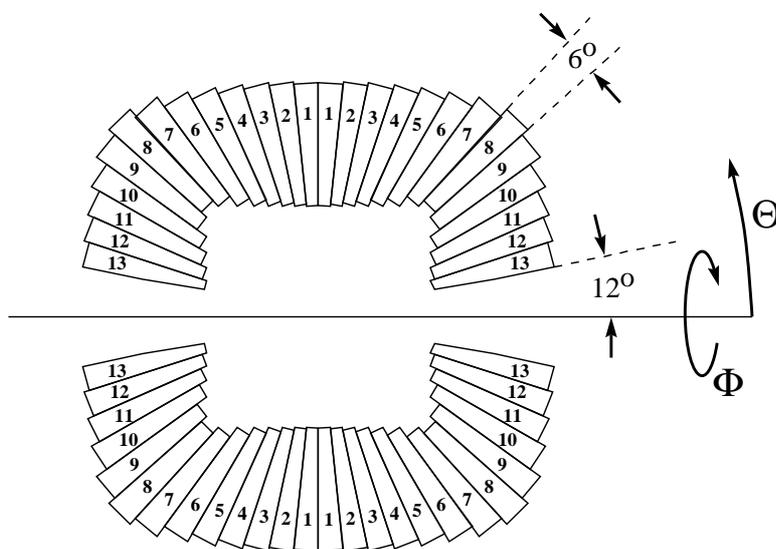


Abbildung 3.6: Das Crystal Barrel Kalorimeter

schauern im Crystal Barrel auf und deponieren Energie in einem Bereich, der sich über mehrere Kristalle ausbreitet. Die Kristalle haben eine Länge von ca. 30cm, was 16 Strahlungslängen entspricht. Damit ist sichergestellt, dass die komplette Energie des Photons bis zu einer Obergrenze von ca. 2 GeV deponiert wird und nachgewiesen werden kann.

Liegen zwei Teilchentreffer im Barrel nahe beieinander, überschneiden sich die Bereiche deponierter Energie in einem Energiecluster, die von dem Triggerclusterfinder FACE als ein Energiecluster identifiziert wird. Falls zwei lokale Maxima in diesem Cluster gefunden werden, wird er in der späteren softwareseitigen Analyse Cluster in mehrere PEDs aufgetrennt, die dann den einzelnen Teilchen entsprechen.

Protonen hingegen schauen nicht auf, das PED ist daher im Durchschnitt kleiner als das eines Photons. Ab einer gewissen Energie durchstoßen die Protonen den gesamten Kristall und deponieren nicht mehr ihre gesamte Energie. Aufgrund dieses „punch-through“ genannten Effekts ist die Energieinformation unzuverlässig, und mangels der Möglichkeit über mehrere Kristalle zu mitteln ist die Genauigkeit der Protonflugrichtung durch die Ausdehnung eines Kristalls gegeben. Durch das sog. „Offlinematching“ mit dem Innendetektor können PEDs, die innerhalb eines gewissen Winkelbereichs mit einem Treffer im Innendetektor übereinstimmen, als von einem geladenen Teilchen stammend identifiziert werden. Diese werden von der späteren Analyse mittels eines „Proton flags“ als Proton gekennzeichnet.

Kommen Teilchen unter Winkeln unterhalb von $\Theta = 12^\circ$ vom Wechselwirkungspunkt, verlassen sie den Barrel durch die Öffnung in Vorwärtsrichtung ohne in den Kristallen nachgewiesen worden zu sein. Weitere Möglichkeiten, Teilchen zu verlieren sind die Abschirmung durch das Material der Haltestrukturen sowie Ineffizienzen der Ausleseelektronik. Um diese Effekte zu berücksichtigen müssen die gemessenen Daten in der späteren Analyse akzeptanzkorrigiert werden.

Der Photonvetodetektor hinter dem Crystal Barrel Kalorimeter dient zur Bestimmung des Photonflusses. Er zeichnet γ auf, die keine Reaktion im Target verursacht haben. Aufgrund der Entfernung ist es unwahrscheinlich, dass ein γ aus einer Reaktion im Barrel einen Ansprechereim im γ -Veto verursacht und damit den Fluss verfälscht.

Die Flugzeitwände (TOF, Time of flight) zum Nachweis geladener Zerfallsprodukte bestehen aus 4 Lagen von Szintillatorlatten, von denen jede die Abmessungen $300 \times 20 \times 5$ cm hat. In aufeinanderfolgenden Lagen stehen die Latten senkrecht zueinander, wodurch es möglich ist, die Ablenkung geladener Teilchen in x- und y-Richtung mit einer Auflösung von ca. 5 cm zu bestimmen. Die Auslese erfolgt mittels Photomultipliern an beiden Enden der Latten. Die präzise Zeitmessung aus diesem Detektor lässt eine Bestimmung der Flugzeit zu und eröffnet somit weitere Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation.

3.2.2 Der Ablauf eines Ereignisses

Ein Ereignis im Crystal Barrel läuft zusammengefasst in folgenden Schritten ab.

- Elektronen werden aus dem Speicherring heraus in das Strahlrohr des Experiments geführt. In etwa 10^{-3} Fällen erzeugt es Bremsstrahlung am Radiator und wird aufgrund seiner verminderten Energie vom Magnetfeld auf den Tagger gelenkt, wo seine Energie und damit auch die Energie des korrespondierenden Photons bestimmt wird. Die restlichen Elektronen werden in den Strahlvernichter gelenkt.
- Das erzeugte Photon fliegt unabgelenkt weiter und trifft in der Mitte des Crystal Barrel auf ein Target, das aus flüssigem Wasserstoff oder einem Festkörper (Nb, C, Ca, Pb) besteht. In etwa 10^{-4} Fällen trifft das γ im Target auf ein Proton und eine Reaktion der Art $\gamma p \rightarrow pX$ findet statt. Photonen, die ohne Reaktion durch die Targetzelle hindurchgehen, werden im γ -Veto nachgewiesen und zur Bestimmung des Photonflusses gezählt.
- Das Proton passiert den Innendetektor und trifft entweder auf einen Kristall oder geht bei starkem Boost in Vorwärtsrichtung aus dem Barrel. Der Zwischenzustand X zerfällt nach einer bestimmten Zeit bzw. Flugstrecke, die dabei entstehenden Photonen deponieren in den Kristallen Energie in Clustern. Weiterhin können unter den Zerfallsprodukten von X geladene Teilchen sein, die weitere Ansprechereim im Innendetektor verursachen. Diese fälschlicherweise als Proton identifizierten Teilchen müssen in der späteren Analyse erkannt und beseitigt werden.
- Die FACE fasst getroffenen Kristalle zusammen und bestimmt die Anzahl von Energieclustern im Kalorimeter.
- Der Trigger entscheidet, ob das Ereignis vorher festgelegten Bedingungen genügt und verwirft es andernfalls. Dadurch werden „unphysikalische“ Ereignisse schon vor der Aufzeichnung verworfen und die anfallende Datenmenge reduziert.

Kapitel 4

Datennahme und Rekonstruktion

4.1 Datenbasis und Selektion

Die für diese Arbeit verwendeten Daten wurden im März und April 2001 genommen. Eine direkte Messung der Strahlenergie ergab bei einer Einstellung von ELSA auf 3.2 GeV eine Energie von 3.175 GeV, d.h. die vom Tagger energiemarkierten Photonen hatten eine maximale Energie von 3 GeV. Die verfügbaren Daten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Band	Verwendete Runs	Trigger	Target
55	98	t12_s2l_ta_f2	LH_2
56	92	t12_s2l_ta_f2	LH_2
58	70	t12_s2l_ta_f2	LH_2
59	44	t12_s2l_ta_f2	Leertarget
60	99	t12_s2l_ta_f2	LH_2
61	75	t12_s2l_ta_f2	LH_2
62	92	t12_s2l_ta_f2 und t12_f2_s2l_f3_ta	LH_2
63	93	t12_s2l_ta_f2	LH_2
64	28	t12_s2l_ta_f2	Leertarget
65	95	t12_s2l_ta_f2	LH_2

Tabelle 4.1: Für die Analyse verwendete Daten bei einer nominellen ELSA Energie von 3.2 GeV

Für die Daten dieser Arbeit sind folgende Triggerbedingungen verwendet worden.

Tagger-Or Dieser Trigger wurde zur Flussbestimmung benötigt. Es wurden alle Ereignisse aufgenommen, die in mindestens einer der Szintillatorlatten ein Signal erzeugt hatten. Damit wurden praktisch alle Bremsstrahlungsphotonen aufgezeichnet. Die Reaktionswahrscheinlichkeit dieses Photons im Target war gering, sodass hadronische Ereignisse einen vernachlässigbaren Anteil an den aufgezeichneten Daten hatten. Es entstand ein reines $1/E_\gamma$ Spektrum mit durch Taggerineffizienzen verursachten Abweichungen.

Innendetektor und mindestens zwei bzw. drei PEDs Diese Triggerbedingung diente dazu, Ereignisse mit einem Proton und mindestens einem weiteren Teilchen zu selektieren. Es wurde ein koinzidentes Signal des Taggers mit zwei Lagen des Innendetektors oder zwei TOF-Wänden verlangt, was sicherstellte, dass ein Proton im Ereignis nachgewiesen worden war. Zusätzlich mussten zwei bzw. drei PEDs im Crystal Barrel detektiert worden sein. Für diese Arbeit wurden von diesen beiden Triggerbedingungen nur jene Ereignisse genutzt, bei denen der Innendetektor angesprochen hatte.

4.2 Rekonstruktion

Wie im vorigen Kapitel erläutert können die Bereiche deponierter Energie im Crystal Barrel überlappen, sodass sich Energiecluster bilden, die in die ursprünglichen Teilchenauffreffpunkte aufgespalten werden müssen. Dazu werden zuerst alle Kristallsignale als Rauschen unterdrückt, die 1 MeV unterschreiten, und anschließend alle benachbarten Kristalle zusammengefasst. Hierbei wird geprüft, ob die Gesamtenergie größer als 20 MeV ist. In einem solchen Cluster wird nach lokalen Maxima gesucht, die jeweils mit den umliegenden Kristallen zu einem PED zusammengefasst werden. Gehört ein Kristall zu mehreren PEDs, wird seine Energie gewichtet aufgeteilt. Ein PED entspricht dann einem Teilchen im Barrel, der Vierervektor wird aus dem Ort des PEDs und der deponierten Energie berechnet. Die Flugrichtung des Photons kann aufgrund der Ausdehnung des Schauers und der dadurch möglichen Energiegewichtung auf $\pm 1^\circ$ genau bestimmt werden. Eine ausführliche Beschreibung des Vorgangs befindet sich in [21].

Das Proton wurde über ein sogenanntes erstes Matching bestimmt, indem überprüft wurde, ob innerhalb von 20° in Θ und Φ ein Signal in LUZY und ein PED im Crystal Barrel übereinstimmten. War dies der Fall, wurde das PED als von einem Proton stammend markiert und für die weitere Analyse verworfen, da der Crystal Barrel den Vierervektor des Protons nur unzuverlässig bestimmen kann. Dadurch konnten Ereignisse mit und ohne im Crystal Barrel nachgewiesenem Proton gleichbehandelt werden.

Für die Analyse wurden aus sämtlichen aufgezeichneten Daten in einem ersten Schritt Ereignisse mit drei oder vier PEDs im Crystal Barrel selektiert. Damit wurden die von der Analysesoftware zu $p\omega$ rekonstruierbaren Ereignistypen aus den 3 Photon Endzuständen abgedeckt bei denen das Proton in Barrel und LUZY oder aber nur in LUZY aufgezeichnet wurde. Die rekonstruierten Vierervektoren der Photonen wurden an die Routine zur kinematischen Anpassung übergeben.

4.3 Die kinematische Anpassung bei Crystal Barrel

Ein Ereignis der Art $\gamma p \rightarrow p' X \rightarrow p' \gamma_1 \dots \gamma_n$ wird durch die Energie- und Impulserhaltung vollständig beschrieben, es gilt

$$E_\gamma + E_p = E_{p'} + \sum (E_{\gamma_i})$$

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_{p'} + \sum (\vec{p}_{\gamma_i})$$

Da die Größen bei einer Messung fehlerbehaftet sind, gilt die Gleichheit nicht mehr, die Werte können aber im Rahmen ihrer Fehler so angepasst werden, dass die Gleichungen wieder exakt erfüllt sind. Die Lösung ist im allgemeinen nicht eindeutig, daher wird diejenige mit den kleinsten Abweichungen von den Messwerten als die physikalisch Korrekte betrachtet.

Das Gleichungssystem ist überbestimmt, eine Lösung ist also selbst dann möglich, wenn einige Größen überhaupt nicht bekannt sind. So kann z.B. der Vierervektor des Protons bestimmt werden, wenn der komplette Anfangszustand und alle Photonen im Endzustand bekannt sind. Zusätzlich können Nebenbedingungen gegeben sein, wie, dass alle Energien > 0 seien, die invariante Masse von 2γ gerade 135 MeV ist oder die Impulsvektoren verschiedener Teilchen einen gemeinsamen Ursprung haben sollen. Lässt man eine der Überbestimmung entsprechende Anzahl an Messgrößen weg, ist eine eindeutige Lösung ohne Anpassung möglich.

Die Abweichung der Messwerte y_i von ihren wahren Werten η_i ist durch die Fehler σ_i bestimmt, man erwartet eine Normalverteilung der Messwerte um den wahren Wert, die Normierung der Breite auf 1 erfolgt über die Fehler. Die Verteilung der quadratischen Summe von normalverteilten Zufallsvariablen wird χ^2 -Verteilung genannt.

$$\chi^2 = \sum \frac{(y_i - \eta_i)^2}{\sigma_i^2} = \sum \frac{\epsilon_i^2}{\sigma_i^2}$$

Für die kinematische Anpassung wird das Minimum dieser Funktion gesucht. Die Verteilungsfunktion $F(\chi^2)$ ist definiert als

$$F(\chi^2) = P(\chi^2 < \chi_{Fix}^2)$$

Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der das χ^2 der angepassten Werte unter einem bestimmten Wert χ_{Fix} liegt. Wählt man als Fixwert den Erwartungswert der Verteilung wird das Konfidenzniveau definiert als

$$W(\chi^2) = 1 - F(\chi^2)$$

Ein Konfidenzniveau nahe bei 1 entspricht einer guten Anpassung, wohingegen ein niedriges Konfidenzniveau gegen die Lösung spricht. Für eine ausführliche Darstellung der Grundlagen sei auf [22] und [23] verwiesen.

Der Crystal Barrel ist symmetrisch um die Strahlachse, die Längsachsen der Kristalle sind auf das Target ausgerichtet, daher werden im Folgenden Kugelkoordinaten zur Beschreibung der Vierervektoren gewählt, $(E, \vec{p}) = (E, \Theta, \Phi, |\vec{p}|)$.

Ist im Crystal Barrel die gesamte Reaktion $\gamma p \rightarrow p\gamma_1 \dots \gamma_n$ gemessen, ist das Gleichungssystem vierfach überbestimmt. Führt man weitere Nebenbedingungen ein, erhöht sich die Überbestimmung entsprechend. Man hat somit die Möglichkeit, nur unzureichend bestimmte Messgrößen nicht in die Anpassung einzubeziehen.

Im Anfangszustand ist das ruhende Proton genau bekannt,

$$p = (m_p c^2, 0, 0, 0)$$

die Energie des einlaufenden Photons beträgt mit über dem Energiebereich variablen Fehler

$$p_\gamma = (E_\gamma \pm \Delta E_\gamma, 0, 0, E_\gamma \pm \Delta E_\gamma)$$

Im Endzustand sind die Vierervektoren der Photonen mit kleinem Fehler bekannt. Die Energie des Protons ist ungenau bestimmt, seine Flugrichtung ist aufgrund der fehlenden Aufschauierung im Kristall mit größeren Fehlern behaftet, die Masse ist wiederum genau bekannt.

Es wird angenommen, dass alle Teilchen von einem gemeinsamen Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Wasserstofftargets kommen. Da dies für die Zerfallsprodukte langlebiger Teilchen nicht mehr gilt, muss die Anpassung gegebenenfalls für diesen Fall modifiziert werden. Insgesamt wurden mehrere verschiedene Fittypen entwickelt, neben dem obengenannten Vertex-Fit u.a. der „Missing Proton Fit“ und der „Missing Energy Fit“. Beim ersten kann das Proton im Endzustand frei durch die Anpassung bestimmt werden, beim zweiten wird die Energie des einlaufenden Photons freigelassen. Im letzten Fall kann man entweder den kompletten Vierervektor des Protons einbeziehen oder nur seine Flugrichtung. Bei einem fehlenden Proton verliert man drei Nebenbedingungen, da die drei Impulskomponenten unbekannt, die Masse aber bekannt ist. Bei freigelassener Energie des einlaufenden Photons hat man nur eine Nebenbedingungen weniger zur Verfügung, da die Richtung weiter gegeben ist.

Bei jedem Typ lassen sich weitere Hypothesen einbringen, üblicherweise über invariante Massen von Zwischenzuständen. So kann man z.B. fordern, dass zwei Photonen zu einem π^0 angepasst können werden sollen. Diese zusätzlichen Informationen können dazu genutzt werden, die Ereignisse weiteren Nebenbedingungen zu unterwerfen, was im Allgemeinen zu geringerem Untergrund führt. Für eine Auflistung der zur Zeit dieser Arbeit implementierten Fittypen und -hypothesen sei auf [24] verwiesen.

Neben der Verteilung der χ^2 -Probabilitäten sind die Pulls ein weiteres Kriterium für die Güte der Anpassung. Sie geben, normiert auf den Fehler, an, wie stark eine Messgröße für die Lösung mit dem minimalen χ^2 korrigiert werden musste. Weichen die Pullverteilungen deutlich von einer Normalverteilung ab, bedeutet dies, dass die Fehler nicht richtig bestimmt wurden bzw. dass Untergrundereignisse die Ergebnisse des Fits beeinflussen. Eine zu einer Seite asymmetrische Pullverteilung bedeutet so z. B., dass die Messgröße überwiegend in eine Richtung korrigiert werden musste, ein Zeichen für einen wahrscheinlichen systematischen Fehler.

Der Fit, der für die Analyse in dieser Arbeit benutzt wurde, berücksichtigte den kompletten Anfangszustand, also ein ruhendes Proton und die vom Tagger gelieferte Energie des einlaufenden Photons sowie Energie und Impulse der Photonen im Endzustand. Das Proton im Endzustand wurde für die Anpassung nicht berücksichtigt. Als weitere Annahme galt, dass in dem Ereignis ein π^0 enthalten war, d.h., dass die Anpassung die invariante Masse zweier Photonen zu 135 MeV kombinieren konnte. Durch die fehlenden Energie- und Impulsinformationen des Protons im Endzustand verlor man drei Bedingungen, die π^0 Nebenbedingung ergab eine zusätzliche, was insgesamt zu einem Fit mit zwei Nebenbedingungen oder Constraints (2C-Fit) führte.

Am Ende der Anpassung lag ein Satz Vierervektoren der innerhalb ihrer Fehler angepassten Photonen und des passend gewählten Protons vor. Alle Korrekturen an den Vierervektoren, die durch den experimentellen Aufbau notwendig waren, waren nach diesem Schritt abgeschlossen.

4.4 Schnitte

Auf die Vierervektoren wurden im Verlauf der weiteren Analyse zusätzliche Schnitte angewandt. In Abbildung 4.1 ist die Konfidenzniveaueverteilung der Anpassung dargestellt. Die Kurve ist zu höheren Werten flach, was für eine richtige Beschreibung der Fehler spricht. Das Konfidenzniveau des Fits wurde für die Daten auf 10^{-1} festgelegt, es wurden also nur Ereignisse in der weiteren Analyse berücksichtigt, deren Konfidenzniveau größer als 0.1 war. Dies stellte einen Kompromiss zwischen reduziertem Untergrund und verworfenen ω -Ereignissen dar.

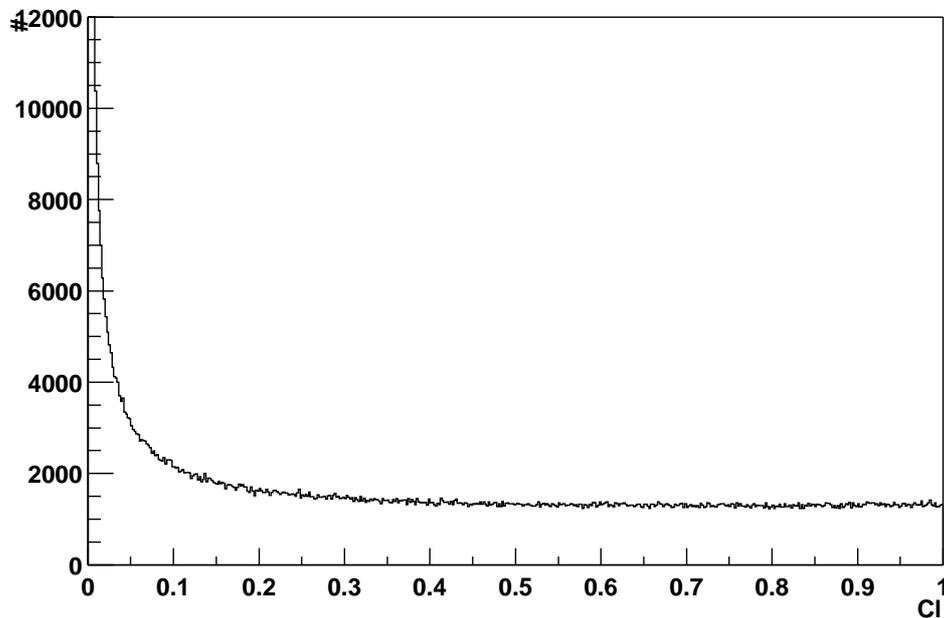


Abbildung 4.1: Konfidenzniveaueverteilung der $\pi^0\gamma$ Hypothese

Das von der Analysesoftware als Proton gekennzeichnete Teilchen wurde für die kinematische Anpassung verworfen, sodass der Fit es passend zur restlichen Kinematik festlegte. Dies hatte den Vorteil, dass die vier PED Ereignisse völlig analog zu denen mit drei PEDs behandelt werden konnten. Um die Plausibilität des gefitteten Protons zu überprüfen, wurde in einem zweiten Matching getestet, ob in einer Umgebung um das angepasste Proton ein Signal eines geladenen Teilchens in LUZY gefunden worden war. Dazu wurde auf $\Delta\Phi = 20^\circ$ geschnitten und auf den minimalen und maximalen Durchstoßpunkt, den ein von der Targetzelle unter dem Winkel Θ kommendes Teilchen haben kann. Abbildung 4.2 veranschaulicht diesen sogenannten „z-cut“. Damit das Ereignis nicht verworfen wurde, durfte weiterhin keines der gefitteten Photonen auf diese Weise zu einem Signal in LUZY passen.

In der Rekonstruktion wurden Ereignisse mit drei und vier PEDs berücksichtigt. Möglich waren damit die Ereignistypen 4γ , 3γ mit und ohne im Crystal Barrel nachgewiesenem Proton, 2γ mit Proton sowie 2γ plus 2 weitere Teilchen. Um nicht verworfen zu werden mussten in einem Ereignis genau ein π^0 und ein weite-

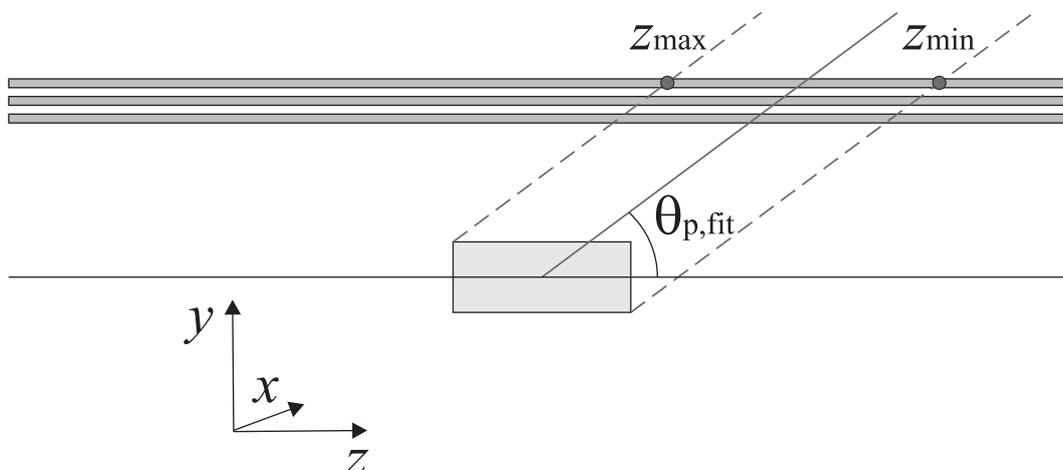


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des z-cut

res Photon nachgewiesen worden sein. Das Spektrum der invarianten $\pi^0\gamma$ Masse ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Es fällt der deutliche Peak bei 135 MeV auf, der von sog. Splitoffs kommt. Splitoffs sind Schauerfluktuationen, die beim Durchgang von Teilchen durch die Kristalle entstehen. Da der Schauer eines Photons einen sehr viel größeren Radius hat als der eines Protons hat, gehen Splitoffs im ersten Fall in der deponierten Gesamtenergie unter, wohingegen im letzten Fall ein zusätzliches Teilchen rekonstruiert wird. In diesem Fall sollte das Photon unter einem kleinen Winkel zum Proton zu finden sein.

In Abbildung 4.4 ist die invariante $\pi^0\gamma$ -Masse gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons aufgetragen. Oben links sind Daten abgebildet, die restlichen drei Bilder geben verschiedene simulierte Untergrundbeiträge und ω Monte Carlo Ereignisse an. Man erkennt deutlich, dass sich die Daten sehr gut durch die Summe der angegebenen Monte Carlo Ereignisse beschreiben lassen. Der Winkel zwischen dem einzelnen Photon und Proton ist in Abbildung 4.6 dargestellt, wiederum für Daten (oben links) sowie die simulierte Untergrundbeiträge. In den π^0 Monte Carlos ist ein starker Beitrag um 0° und ein weiterer um 90° zu erkennen, wobei letzterer auf Photonenergien von unter 100 MeV beschränkt ist. Aufgrund dieser Verteilungen wurden folgende Schnitte angewandt:

- Die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons musste über 100 MeV liegen.
- Der Winkel zwischen Photon und Proton durfte nicht kleiner als ca. 16° sein.
- Desweiteren wurden alle Ereignisse verworfen, die in einem Dreieckigen Bereich unterhalb der Geraden $(400 \text{ MeV}, 0^\circ)$ und $(0 \text{ MeV}, 55^\circ)$ lagen.

Nach diesem Schnitt ergaben sich die Verteilungen wie in den Abbildungen 4.5 und 4.7 dargestellt, die π^0 Monte Carlo Ereignisse sind fast vollständig verschwunden. Die Auswirkung dieser Schnitte auf die invariante $\pi^0\gamma$ Masse ist in den Abbildungen 4.3 zu sehen. Der Untergrund wurde durch die Splitoffunterdrückung stark reduziert, das ω -Signal ist nahezu erhalten. Die Ergebnisse legen nahe, dass die Reaktion

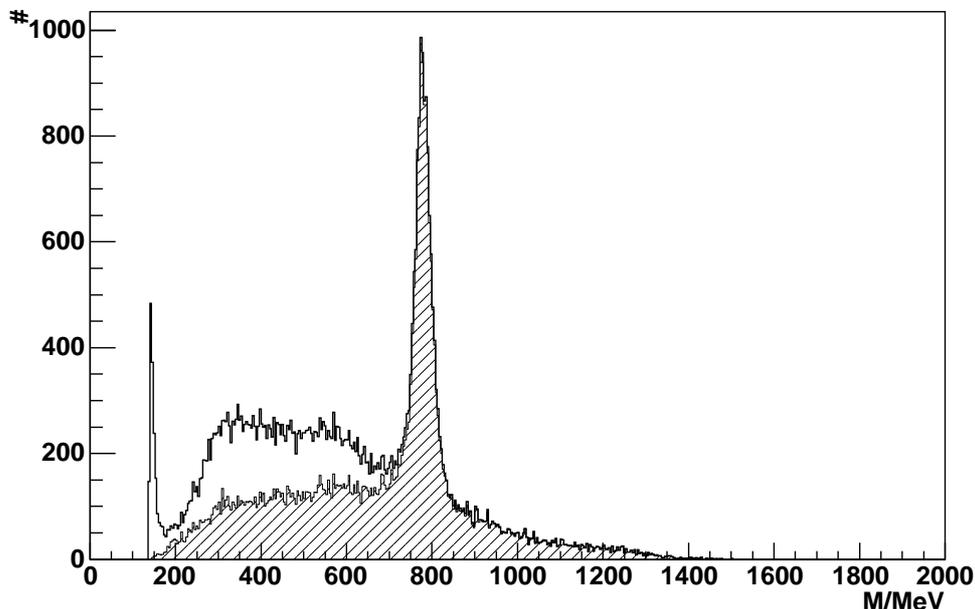


Abbildung 4.3: $\pi^0\gamma$ invariante Masse. Der Anstieg um 135 MeV kommt von sog. Splitoffs. Zusätzlich eingetragen ist die $\pi^0\gamma$ invariante Masse nach der Splitoffunterdrückung.

$\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ den wesentlichen Anteil des Untergrundes liefert. Deshalb wurde die Reaktion simuliert und die rekonstruierten Ereignisse entsprechend ihrer dynamischen Häufigkeit gewichtet. Dazu wurde der Teil der im Phasenraum isotrop verteilten $\pi^0\pi^0$ Monte Carlo Ereignisse, der die Anpassung erfüllte und die Schnitte überstand, im Folgenden mit den Ergebnissen einer Partialwellenanalyse gewichtet, die im Rahmen einer anderen Dissertation (vgl. [25]) erstellt wurden. Das bedeutet, dass für jedes einzelne Monte Carlo Ereignis eine Wahrscheinlichkeit berechnet wurde, mit der es nach den Ergebnissen der Partialwellenanalyse in der Realität vorkäme. Die generierten Ereignisse wurden dann entsprechend dieser Wahrscheinlichkeit verworfen bzw. behalten. Desweiteren wurde eine Flussnormierung vorgenommen, sodass die Monte Carlo Ereignisse eine der - in den Grenzen der Gültigkeit der Partialwellenanalyse - physikalischen Realität entsprechende Charakteristik bezüglich Winkel- und Energieverteilung aufwiesen. In 4.10 ist zusätzlich zu den Daten die $\pi^0\gamma$ -invariante Masse der simulierten $\pi^0\pi^0$ Ereignisse, bei denen ein Photon nicht detektiert wurde, eingezeichnet. Der simulierte Untergrund ist mit einem Faktor von 0.9 skaliert und gibt den Verlauf des Datenuntergrundes sehr gut wieder. Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen, dass die Beschreibung des Untergrundes in den einzelnen Winkel- und Energiebins ebenfalls gleichmäßig gut ist, der Skalierungsfaktor ist überall mit dem gleichen Faktor 0.9 skaliert wie in globalen Spektrum der invarianten Masse. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde diese $\pi^0\gamma$ invariante Masse um $m_\omega \pm 60$ MeV ausgeschnitten und die in diesem Bereich liegenden Ereignisse weiterverwendet.

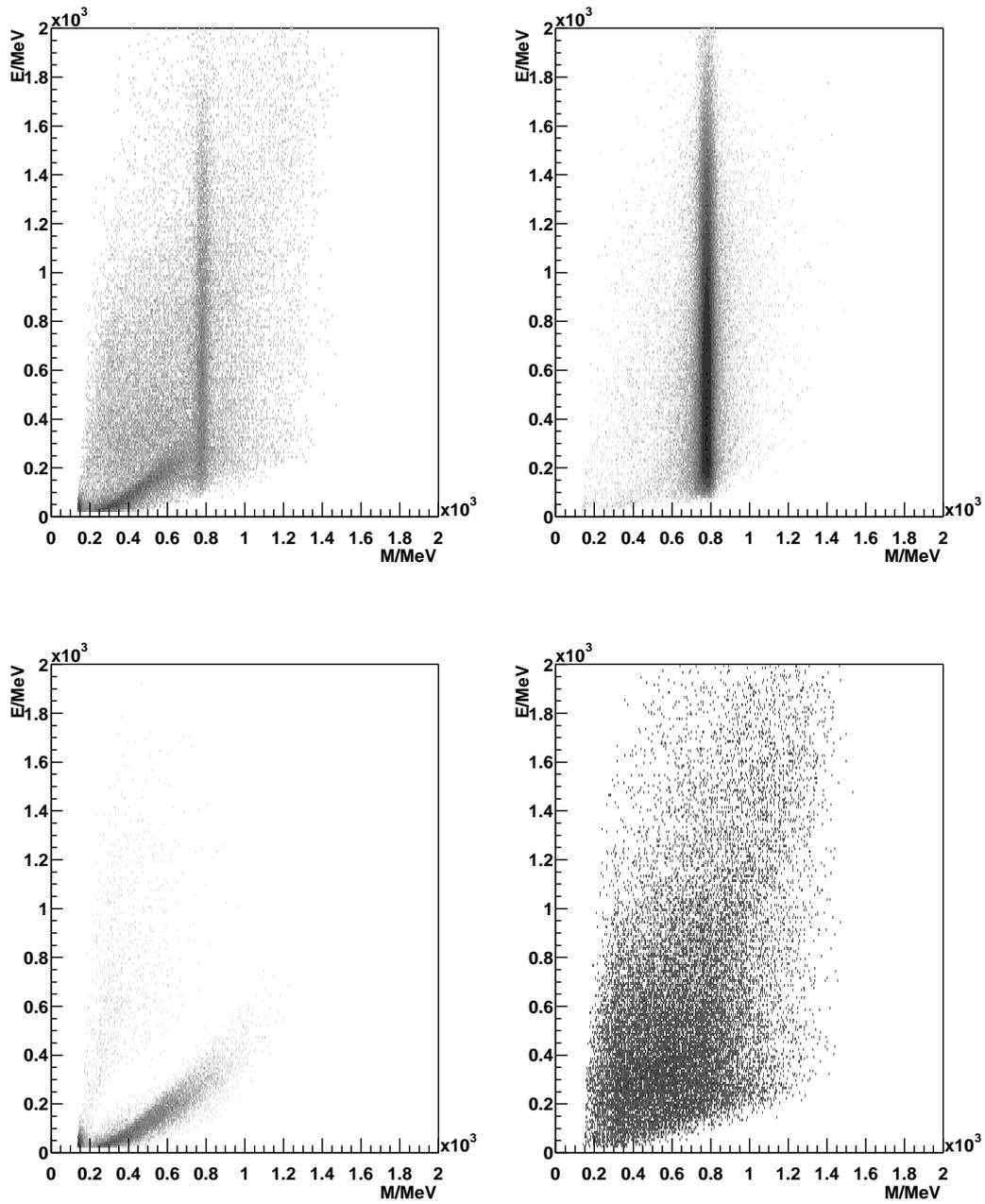


Abbildung 4.4: Invariante $\pi^0\gamma$ -Masse aufgetragen gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0

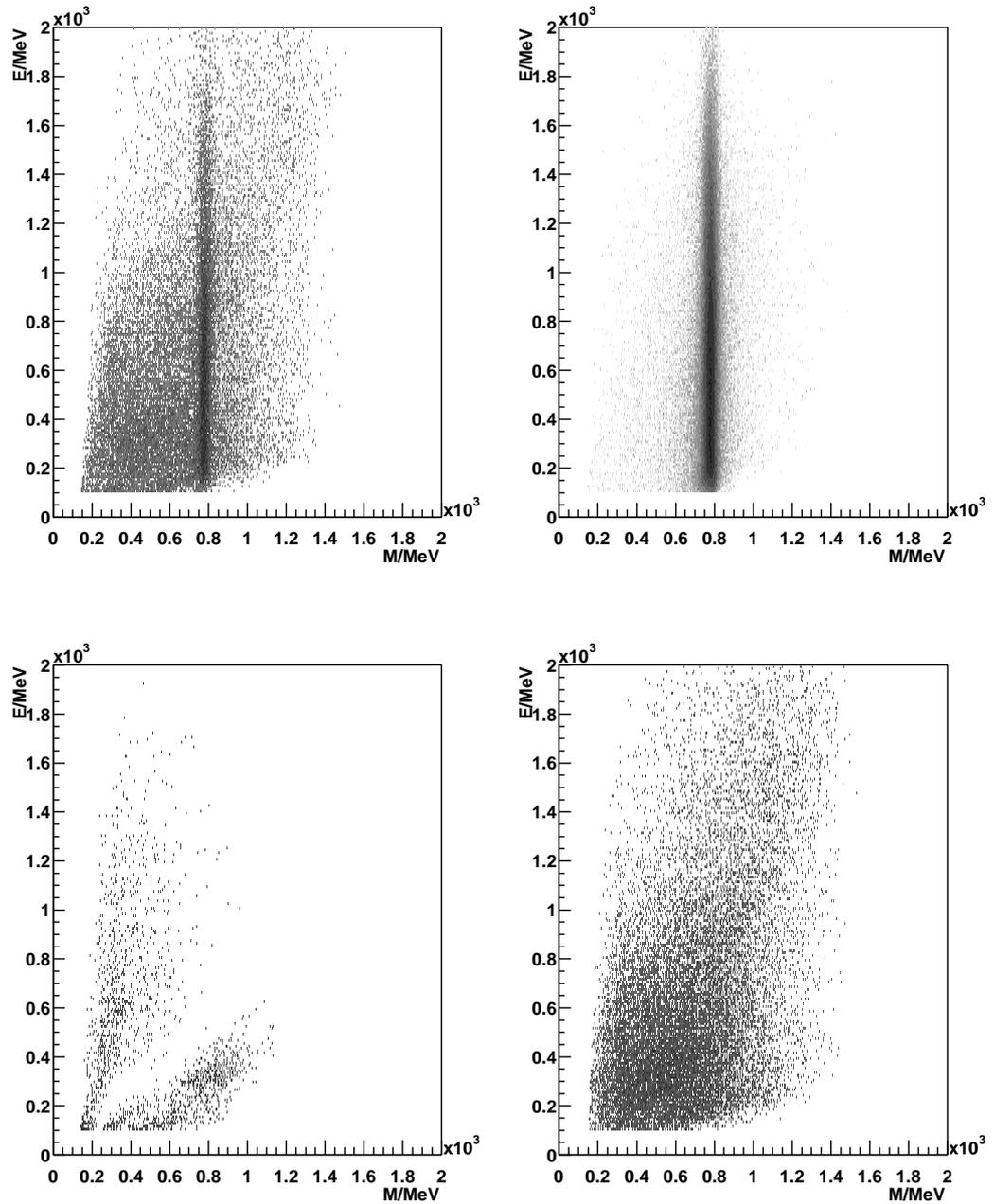


Abbildung 4.5: Invariante $\pi^0\gamma$ -Masse aufgetragen gegen die Energie des nicht zum Pi-on gehörenden Photons nach Splitoffunterdrückung. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0

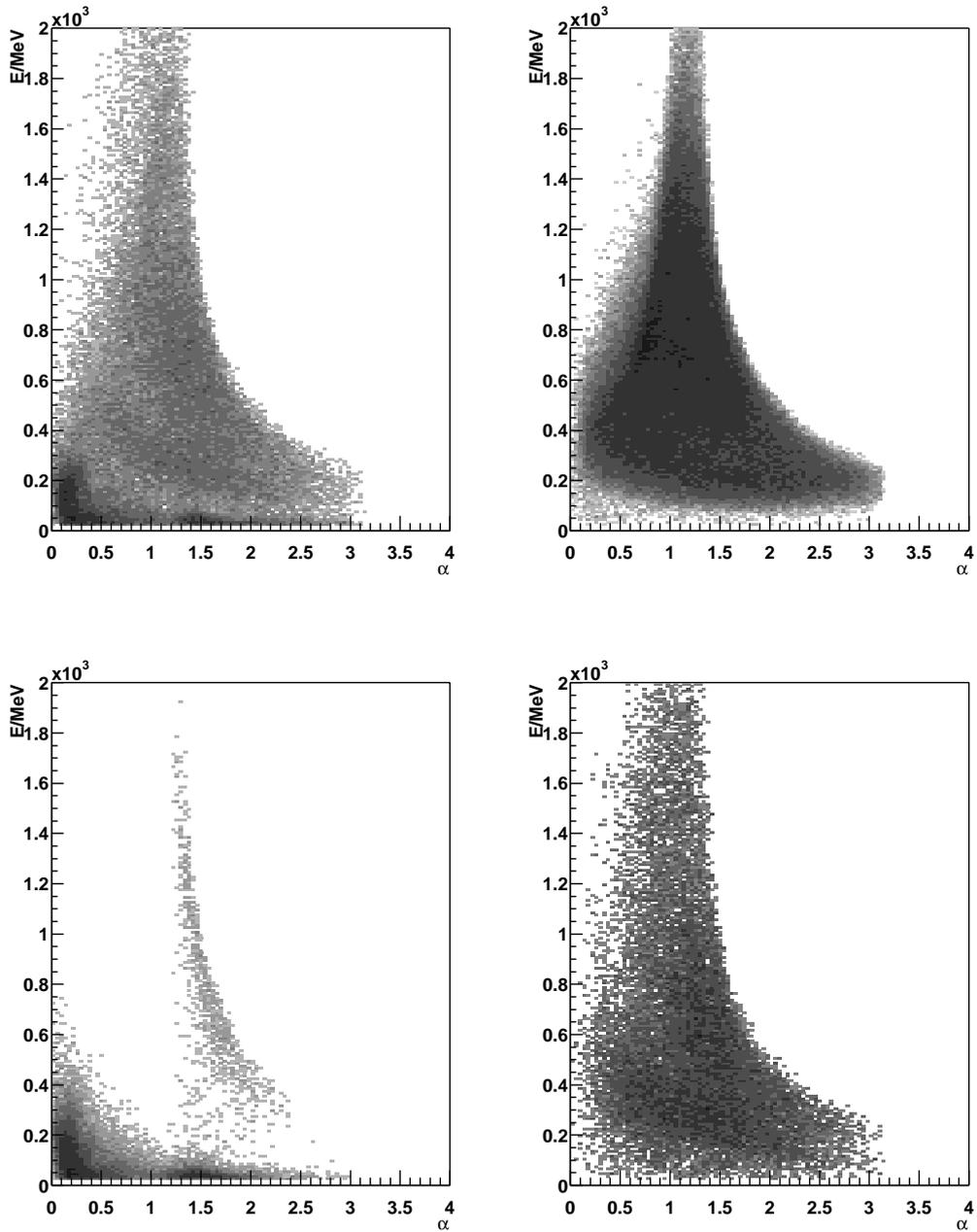


Abbildung 4.6: Winkel zwischen Proton und dem nicht zum Pion gehörenden Photon gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0

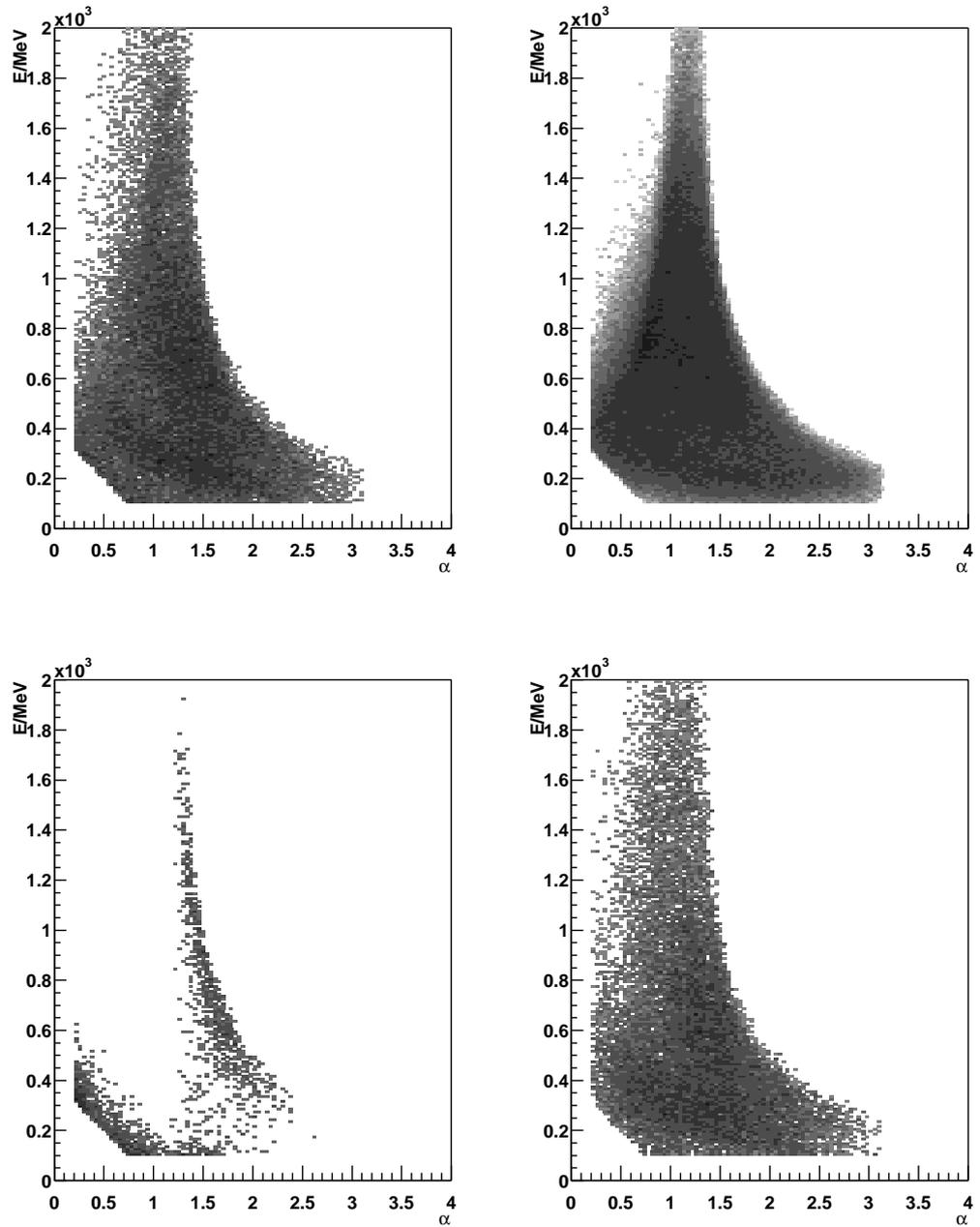


Abbildung 4.7: Winkel zwischen Proton und dem nicht zum Pion gehörenden Photon gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons nach der Splitoffunterdrückung. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0

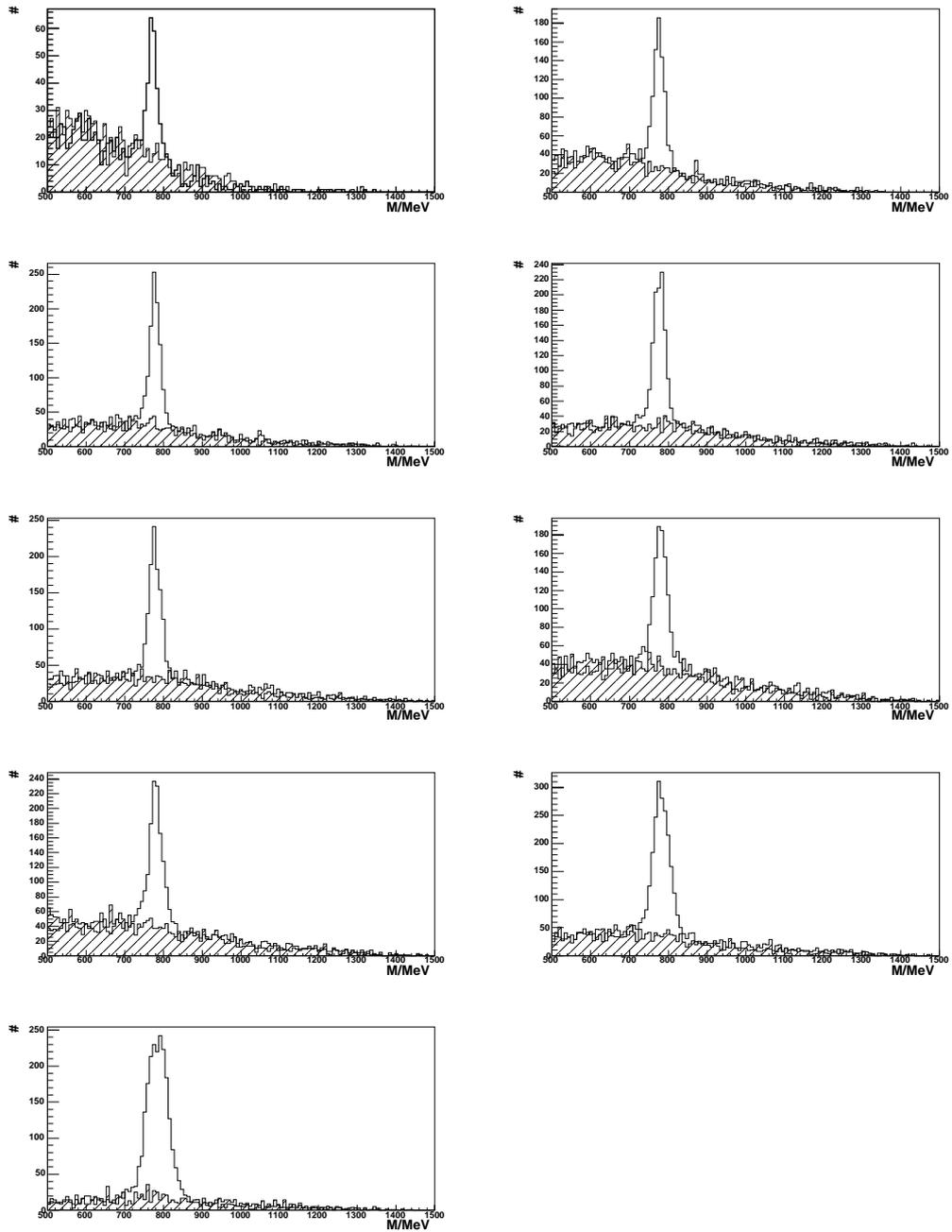


Abbildung 4.8: Vergleich Untergrund: $2\pi^0$ Monte Carlo und Daten für verschiedene Winkelbins.

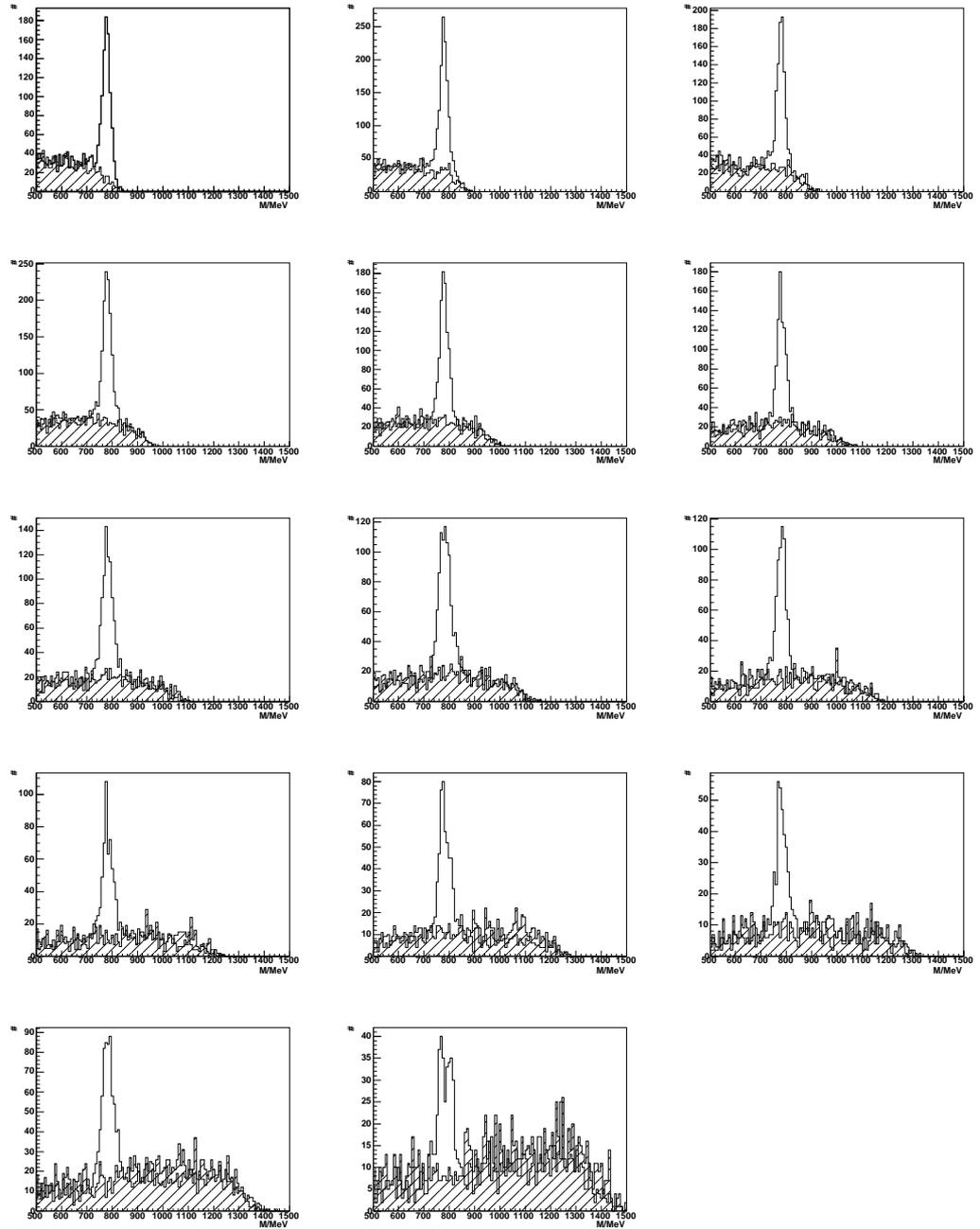


Abbildung 4.9: Vergleich Untergrund: $2\pi^0$ Monte Carlo und Daten für verschiedene Energiebins.

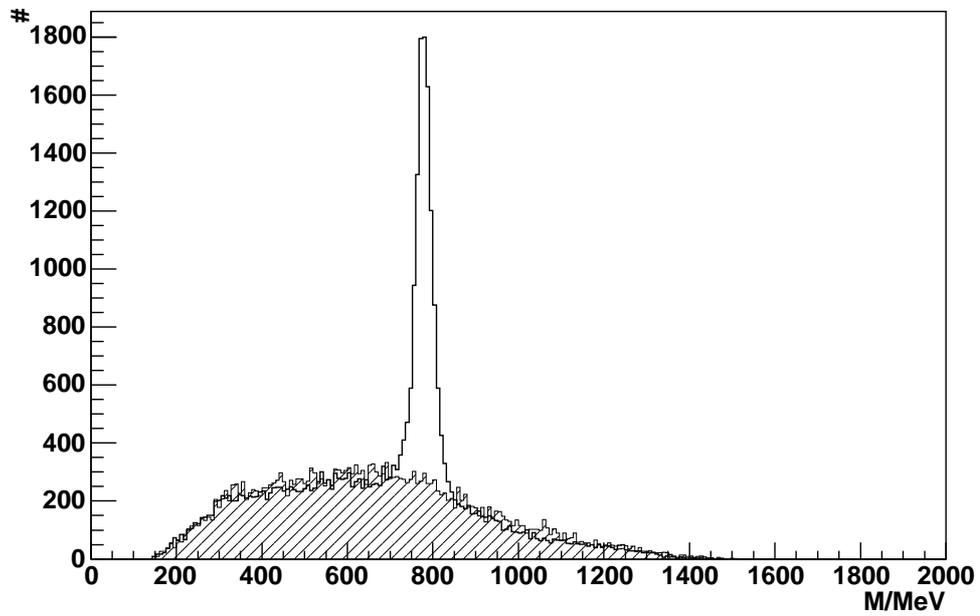


Abbildung 4.10: Invariante Masse von $\pi^0\gamma$ nach der Splitoffunterdrückung. Zusätzlich ist die invariante Masse von π^0 und $\pi^0\pi^0$ Ereignissen eingezeichnet.

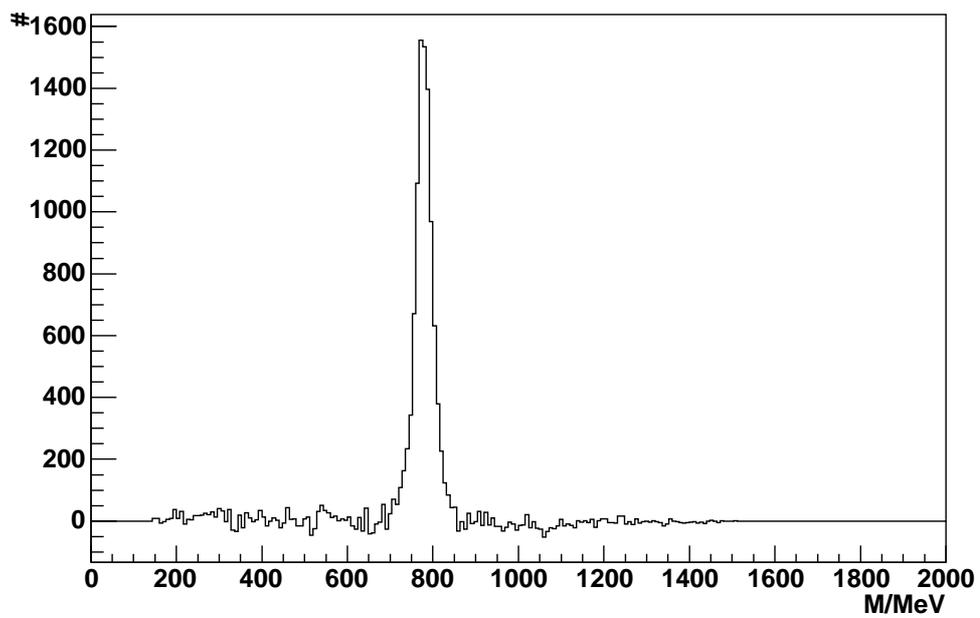


Abbildung 4.11: Differenzspektrum

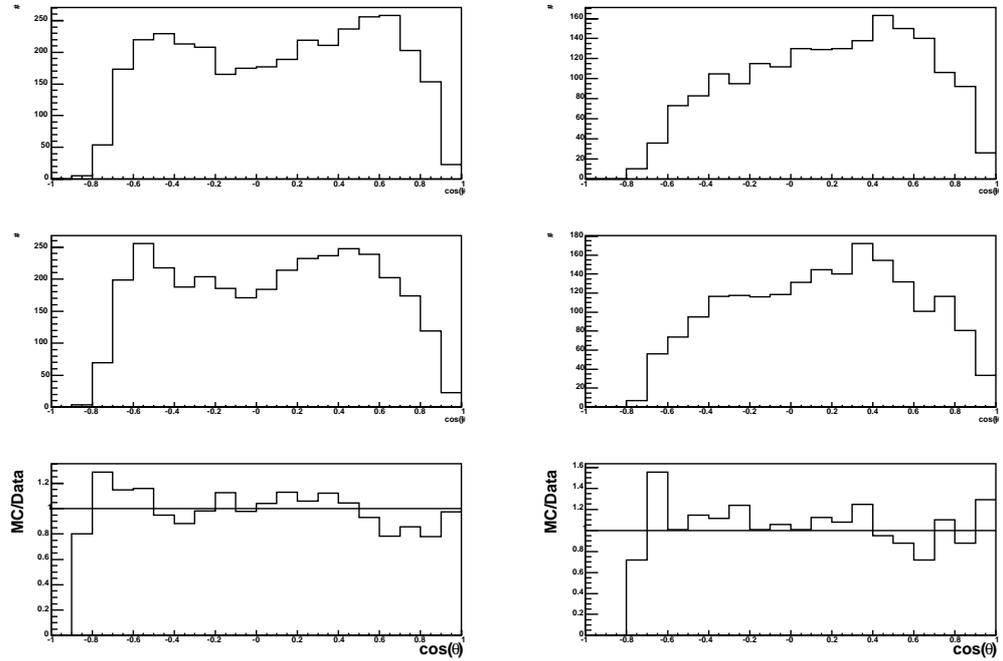


Abbildung 4.12: Winkelverteilung des Untergrundes in den Massenbereichen 632-692 MeV und 872-932 MeV für Daten (oben) und $\pi^0\pi^0$ Monte Carlo Ereignisse (mitte) und der Quotient MC/Daten (unten)

4.5 Untergrundsubtraktion

Der Untergrund im Bereich der ω -Masse war immer noch deutlich vorhanden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt könnte in jedem $(E, \cos(\theta))$ bzw. $(E, |t - t_{min}|)$ Intervall vom ω -Signal durch Anpassung des Spektrums mit einer geeigneten Funktion die Anzahl der Teilchen bestimmt werden. Aufgrund der vergleichsweise geringen Statistik in den einzelnen Intervallen war dieses Verfahren jedoch nicht möglich. Deshalb eine ereignisweise Untergrundsubtraktion durchgeführt wurde.

Der Untergrund ober- und unterhalb des ω -Signals wurde mit den PWA-gewichteten Monte Carlo des Kanals $\pi^0\pi^0$ verglichen, um sicherzustellen, dass die Winkelverteilungen identisch sind. Ist dies der Fall, kann man davon ausgehen, dass der Untergrund unter dem ω ebenfalls korrekt beschrieben wird. In Abbildung 4.12 sind die Winkelverteilungen in den Bereichen von 632-692 MeV und 872-932 MeV abgebildet. Der Datenuntergrund wird in diesen Bereichen sehr gut durch die Monte Carlo Simulation beschrieben. Abweichungen ergeben sich bei niedrigen invarianten Massen im Winkelbereich von $0.2 \leq \cos(\theta) \leq 0.8$, der in den Monte Carlos stärker bevölkert zu sein scheint als in den Daten. Bei großen invarianten Massen scheint dieser Bereich ebenfalls geringfügig unterschiedlich zu sein. Die Abweichungen wurden in den systematischen Fehler eingerechnet.

Im folgenden wurde jeweils dasjenige Ereignis im Signal, das bezüglich eines definierten Distanzbegriffs den kleinsten Abstand zu einem Untergrundereignis aus den simulierten Monte Carlos aufwies herausgesucht und dann verworfen. Der Ab-

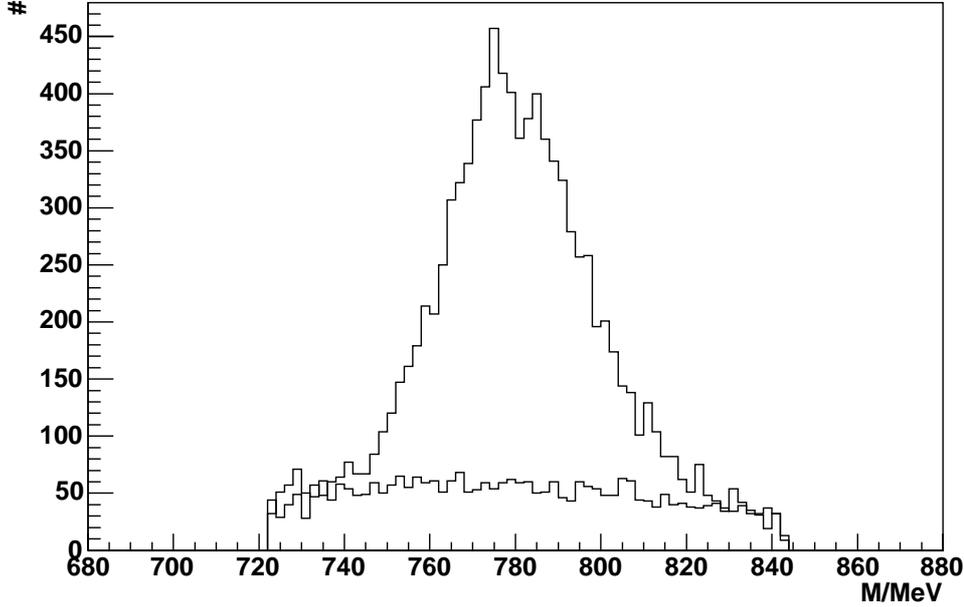


Abbildung 4.13: Vergleich der invarianten Masse von subtrahierten und übriggebliebenen Ereignissen

stand wurde dabei über die Energie und den Cosinus des Zerfallswinkel des Mesons $\cos(\theta_{CMS})$ nach folgender Formel berechnet:

$$d = \sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)_{Signal} - \cos(\theta)_{MC}}{\cos(\theta)_{Signal} + \cos(\theta)_{MC}}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{E_{\gamma,Signal} - E_{\gamma,MC}}{E_{\gamma,Signal} + E_{\gamma,MC}}\right)^2}$$

wobei $\cos(\theta)_{MC}$ der Zerfallswinkel des „falschen“ ω in den simulierten Ereignissen und E_{γ} die Energie des Strahlphotons ist. Zusätzlich wurde gefordert, dass die invarianten Massen der Ereignisse um maximal 2.5 MeV auseinanderlagen. Die Verteilung der invarianten Masse von subtrahierten und übriggebliebenen Ereignissen ist in Abbildung 4.13 zu sehen.

In Abbildung 4.14 ist die jeweils kleinste Distanz zwischen einem Monte Carlo und einem Datenereignis in $\cos(\theta)$, E sowie der auf die beschriebene Art gebildete Summe zu sehen. Offenbar gibt es zu jedem Untergrundereignis ein bezüglich des gewählten Distanzbegriffes passendes Signalereignis, die Abstände sind entsprechend klein. Da die Energie des einfallenden Photons in der Analyse nicht kontinuierlich verteilt ist, sondern aufgrund der Drähte nur diskrete Werte vorkommen, ist in der minimalen Differenz der Energie eine Nadel bei $\Delta E = 0$ zu erkennen. Dies bedeutet, dass Monte Carlo und Datenereignis den gleichen Taggerdraht angesprochen haben.

Nach der Untergrundsubtraktion übriggebliebene Ereignisse wurden mit ω Ereignissen gleichgesetzt und zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benutzt.

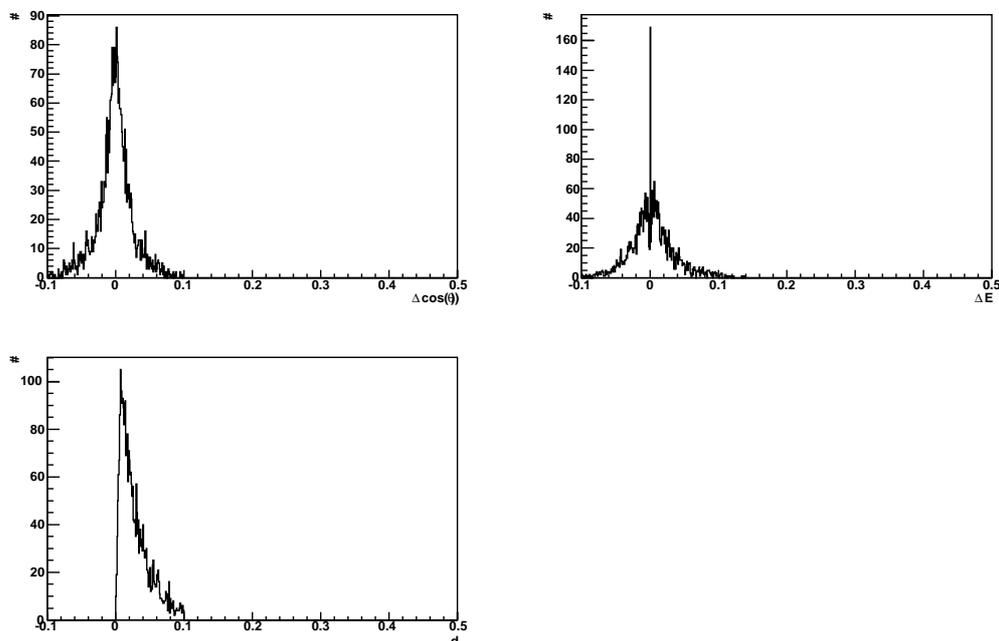


Abbildung 4.14: Kürzeste Distanz

4.6 Bestimmung der Akzeptanz und weitere Korrekturen

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts muss bekannt sein, wieviele erzeugte ω Ereignisse zu der nachgewiesenen Anzahl geführt haben. Dazu wird die Akzeptanz benötigt, zu deren Bestimmung ω Monte Carlo Ereignisse mit folgenden Eigenschaften generiert wurden:

- Die Energie der einfallenden Photonen wurde gemäß einer $1/E_\gamma$ Verteilung zwischen 1100 MeV und 3200 MeV erzeugt.
- Die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem wurde isotrop generiert.

Mit diesen Voraussetzungen wurde der Kanal $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ erzeugt. Die Monte Carlo Daten wurden mit einem auf GEANT 3 basierenden Paket generiert, in dem die Komponenten des Detektors einzeln simuliert wurden. Ein Ereignis wurde im Target gestartet und die Teilcentrajektorien in diskreten Schritten durch das Material des Detektors verfolgt. In jedem Schritt wurde berechnet, wieviel Energie das Teilchen verloren hatte und wie das entsprechende Signal der Detektorkomponente ausgesehen hatte. Da der Tagger nicht in der Simulation enthalten war, wurde die generierte Energie in eine Drahtnummer umgerechnet. Dies geschah auf entgegengesetztem Wege zu den Daten, bei denen einem Draht über ein Eichpolynom bzw. eine Tabelle eine Energie zugeordnet wurde. Für die Energien, die zu den Drähten 1-180 gehörten wurde das Tagger-Eichpolynom invertiert, für die übrigen Energien wurde der zugehörige Draht über eine Tabelle mit den Trackingwerten aus der Eichung ermittelt. Die Simulation der einzelnen Detektorkomponenten wird in [26] erläutert.

In jedem Winkelintervall und für jeden Draht wurde das Verhältnis $\frac{MC_{rek}}{MC_{gen}}$ errechnet und zur weiteren Untersuchung für den jeweiligen Energiebereich des differentiellen Wirkungsquerschnitts aufaddiert und entsprechend gewichtet.

In Abbildung 4.15 ist die Akzeptanz für $\cos(\theta)$ in verschiedenen Energiebins dargestellt. Man erkennt die sehr niedrige Akzeptanz bei $\cos(\theta) = -1$, was im Schwerpunktsystem einer Produktionsrichtung des Mesons rückwärts entspricht. Das Proton wird dementsprechend unterhalb des minimalen Winkel von ca. 14° , unter dem LUZY noch getroffen wird, in Vorwärtsrichtung emittiert und verlässt LUZY ohne ein Signal verursacht zu haben. Damit werden diese Ereignisse beim „z-Cut“ aussortiert, da kein zum gefitteten Proton passender LUZY-Treffer gefunden wurde.

Die ebenfalls niedrige Akzeptanz bei $\cos(\theta) = 1$, also bei einem Mesonproduktionswinkel in Vorwärtsrichtung, ist darauf zurückzuführen, dass die Protonen zwar unter einem großen Winkel das Target verlassen, also auf jeden Fall LUZY treffen, aber aufgrund geringer Energie nicht die für den Trigger benötigten zwei Lagen ansprechen.

Betrachtet man ein festes Winkelbin über die verschiedenen Energien, so stellt man fest, dass die Akzeptanz zu höheren Energien tendenziell abfällt. Eine Erklärung für dieses Verhalten ist, dass die Öffnungswinkel des zerfallenden ω bzw. des π^0 kleiner werden, die Cluster also weniger zuverlässig in PEDs aufgeteilt werden können.

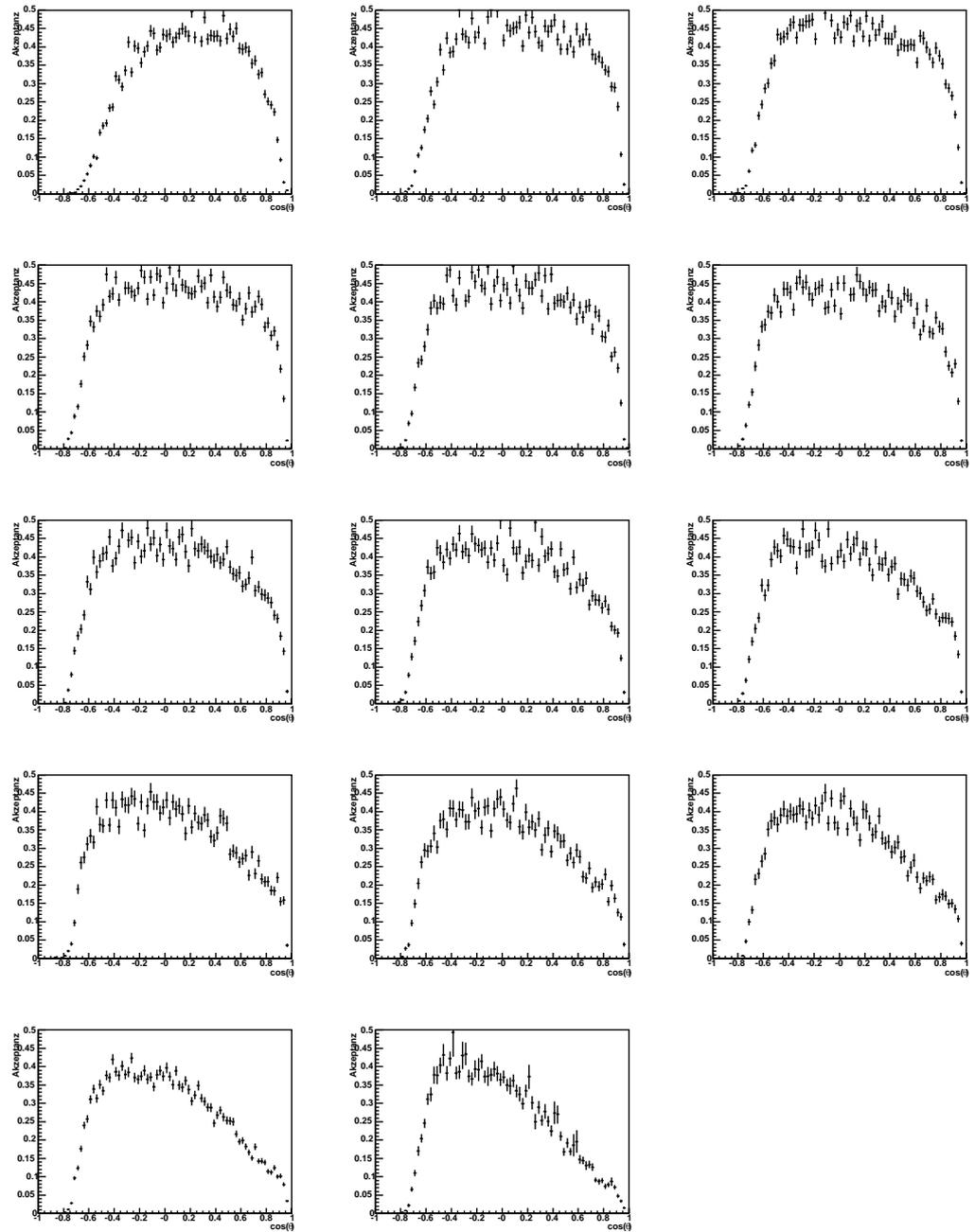
Die Akzeptanz in der Variablen $|t - t_{min}|$ in verschiedenen Energiebins bietet folgendes Bild (vgl. Abbildung 4.16). Bei niedrigen Impulsüberträgen ist die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis nachzuweisen deutlich geringer als im mittleren Bereich. Dies hat seine Ursache in dem geringen Protonimpuls, der nicht ausreichend ist, um das Target zu verlassen und zwei Lagen in LUZY anzusprechen. Weiterhin geht bei kleinem Impulsübertrag das produzierte ω unter kleinen Winkeln Vorwärtsrichtung. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit groß, dass eines der Photonen aus dem Zerfall den Crystal Barrel verlässt, ohne nachgewiesen worden zu sein. Bei hohen Impulsüberträgen fällt die Akzeptanz ebenfalls stark ab. Hier verließen Protonen unter so kleinen Winkeln das Target, dass sie nicht im Innendetektor nachgewiesen wurden. Diese Ereignisse wurden dann durch den Trigger aussortiert. Die starke Änderung der Akzeptanz bei niedrigen Impulsüberträgen führte bei der Berechnung der Einträge für einen Bin zu folgendem Problem. War das Bin zu breit gewählt, wurde die Akzeptanz durch die sehr viel höheren Werte bei größeren Impulsüberträgen zu groß. Dies hatte zur Folge, dass die korrigierte Anzahl der Einträge zu niedrig war. Um diesen Effekt zu mindern wurde deshalb für die Akzeptanzkorrektur ein feineres Binning gewählt als anschließend für den Wirkungsquerschnitt benutzt wurde. Anschließend wurden die korrigierten Bins zusammengefasst. Aufgrund der geringen Statistik besonders bei hohen Energien war diese Möglichkeit jedoch begrenzt.

4.6.1 Weitere Korrekturen

Das Target besteht aus einer 5.275cm langen Zelle, die mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Die Targetflächendichte bestimmt sich zu

$$\rho_T = 2 \frac{\rho(H_2) N_A L}{M_{mol}(H_2)} = 2.231 \cdot 10^{-7} \mu b^{-1}$$

Der Fluss wurde für die gesamte Strahlzeit für jeden Draht des Taggers einzeln

Abbildung 4.15: Akzeptanz in $\cos(\theta)$ für verschiedene Energien.

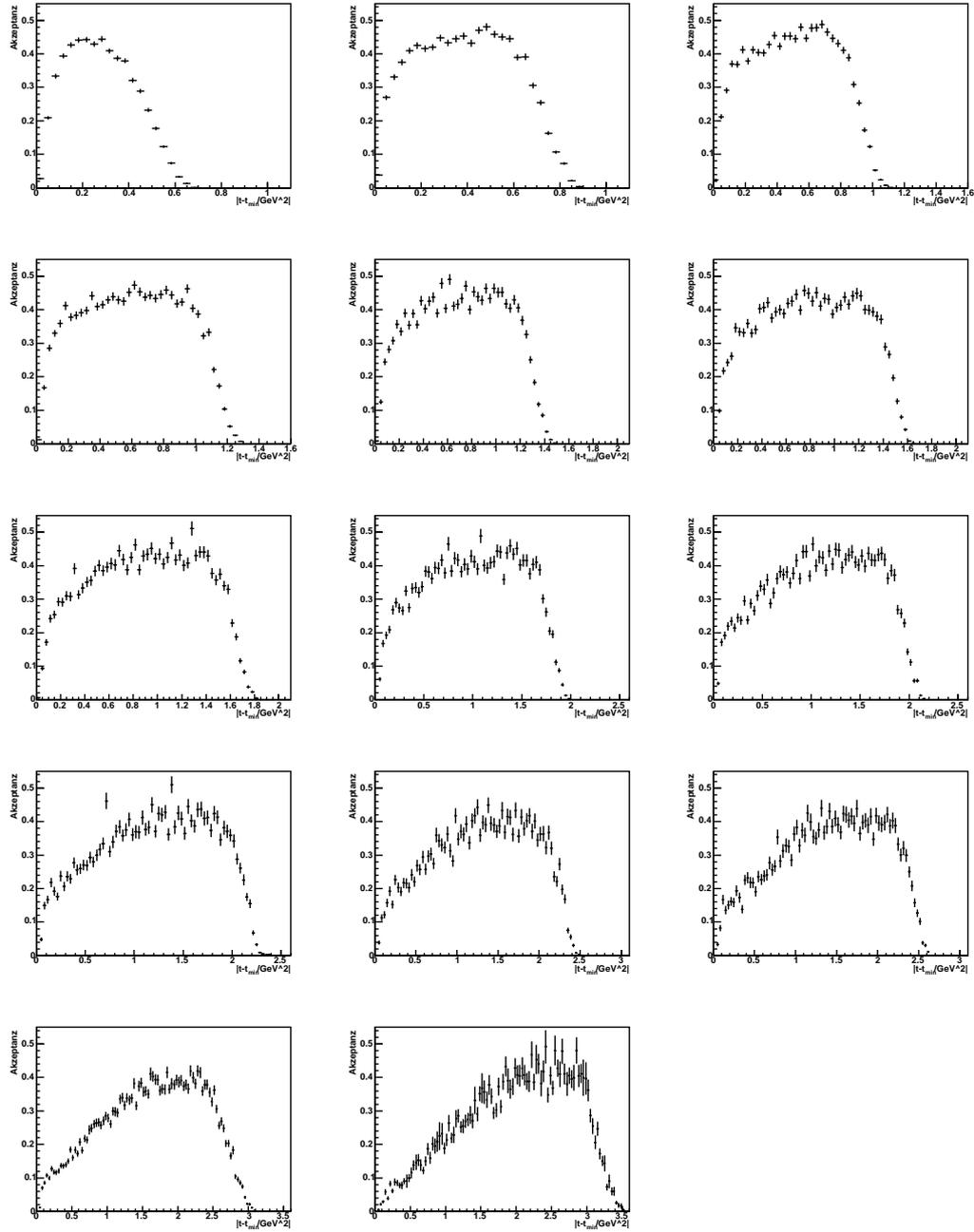


Abbildung 4.16: Akzeptanz in $|t - t_{min}|$ für verschiedene Energien.

bestimmt, eine ausführliche Beschreibung findet sich in [27].

Das Verzweigungsverhältnis ist aus [2] entnommen. Es beträgt für $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ 8,9% und für $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 98,8%. In den Wirkungsquerschnitt geht das Produkt der Zerfallswahrscheinlichkeiten ein.

4.7 Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Die Daten wurden drahtweise Fluß- und akzeptanzkorrigiert und, da die Drähte unterschiedlich breite Energieintervalle im Bereich von 0.5 - 30 MeV abdecken, mit der Breite der zu einem Draht D gehörenden Energie gemäß

$$\Delta E_D = (E_D + \frac{1}{2}(E_{D+1} - E_D)) - (E_D - \frac{1}{2}(E_D - E_{D-1}))$$

gewichtet. Zusätzlich wurden die Targetflächendichte und die Zerfallswahrscheinlichkeiten eingerechnet. Diese drahtweisen Wirkungsquerschnitte wurden aufaddiert und entsprechend dem resultierendem Energieintervall normiert. Schließlich wurden die Resultate auf die diskreten Intervallbreiten von $\cos(\theta)$ und $|t - t_{min}|$ umgerechnet.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Wirkungsquerschnitte

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte standen etwa 10000 ω Ereignisse zur Verfügung. Die Energieintervalle wurden so gewählt, dass ein Kompromiss zwischen der Auflösung in der Energie und der Statistik der einzelnen Bins gegeben war. Vom Bereich der Schwelle bis zu einer Photonenergie von 2.4 GeV wurden jeweils etwa 100 MeV zusammengefasst, im Bereich von 2.4 bis 3 GeV wurde die Breite auf 300 MeV erweitert. Dies führte zu einer Statistik von ca. 1000 Ereignissen pro Energiebin im Bereich von 1.2 bis 1.6 GeV, die über ca. 700 Ereignisse im Bereich bis 1.9 GeV auf etwa 320 Ereignisse im höchsten Energiebin abnahm. Die Winkelverteilungen wurden in 10 äquidistante Bereiche eingeteilt, der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ wurde in 0.2 GeV² breiten Intervallen berechnet.

5.1.1 Die Winkelverteilungen $d\sigma/d\Omega$

In Abbildung 5.1 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\omega$ aufgetragen. Die fehlenden Einträge im Bereich $-1 \leq \cos(\theta) \leq -0.8$ sind auf die geringe bis fehlende Akzeptanz in diesem Bereich zurückzuführen. Mit eingezeichnet sind die Werte des SAPHIR Experimentes sowie die Ergebnisse der Partialwellenanalyse. Aufgrund des feineren Energiebinnings sind in einigen Bildern 2 Verteilungen von SAPHIR eingetragen. Im niedrigsten Energiebereich ist die Übereinstimmung zwischen den Daten mäßig, zu höheren Energien gleichen sich die Verläufe an, die Datenpunkte dieser Arbeit scheinen geringfügig höher zu liegen. Der Anstieg in Vorwärtsrichtung, der auf t-Kanal Austausch schließen lässt, ist in beiden Verteilungen zu beobachten aber deutlich unterschiedlich. Das Crystal Barrel-ELSA Experiment hat in diesem Bereich nur sehr geringe Akzeptanz da Photonen in extremer Vorwärtsrichtung nicht nachgewiesen werden. SAPHIR extrapoliert zu den Grenzen des Phasenraums die Beschreibung des Untergrundes. Dafür wird aus den Bereichen, in denen zu beiden Seiten des Signals Stützstellen zur Untergrundabtrennung zur Verfügung stehen auf die Randbereiche geschlossen. Der Unterschied zwischen Daten und den Ergebnissen der Partialwellenanalyse ist im niedrigsten und im höchsten Energiebin augenfällig. Bei niedrigen Energien gibt es eine Diskrepanz bei der Mesonproduktion in Vorwärtsrichtung, die Daten weichen von der PWA deutlich nach unten ab. Im höchsten Energiebin hingegen liegen die Daten in diesem Winkelbereich über den Ergebnissen der PWA.

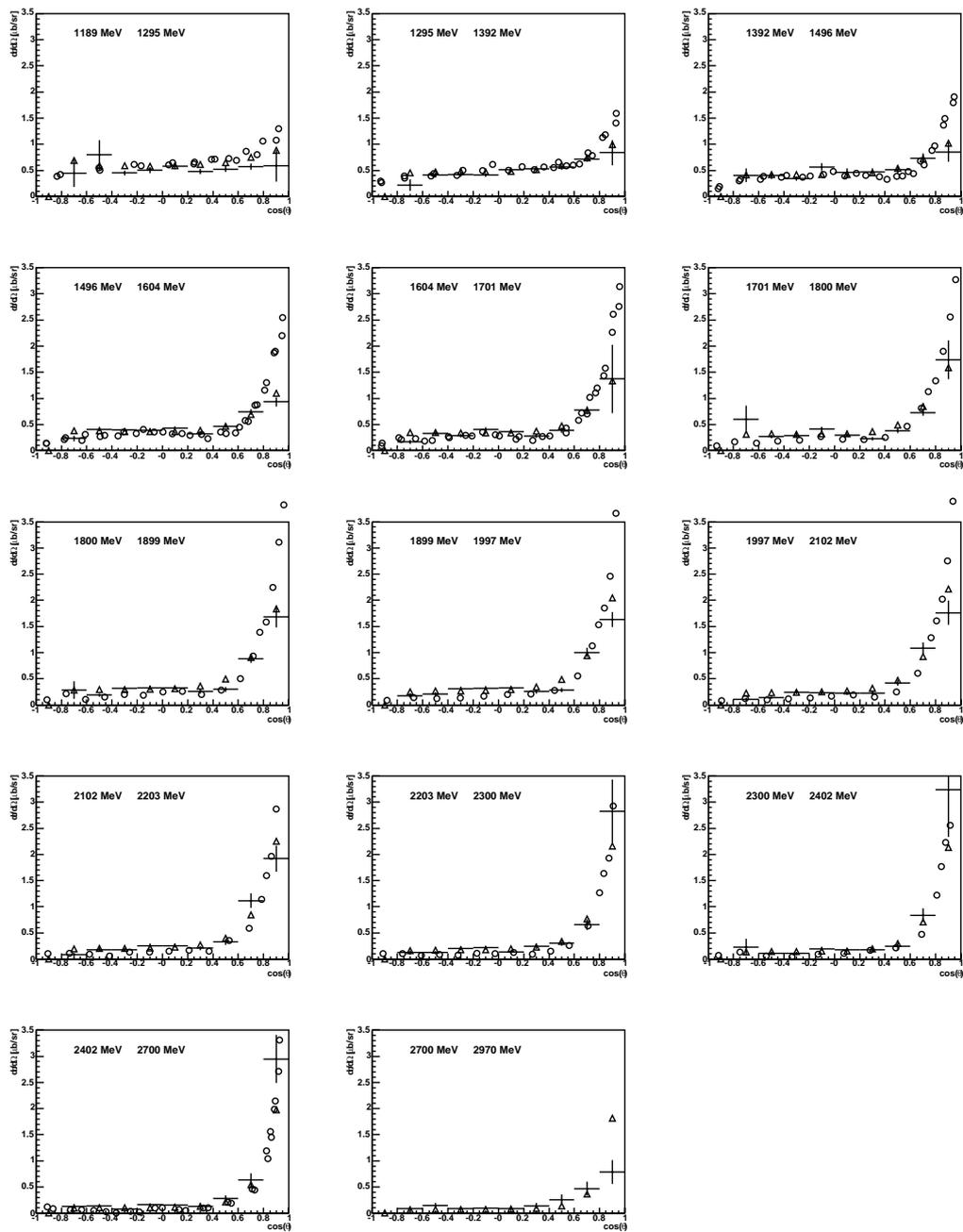


Abbildung 5.1: Winkelverteilungen $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Eingezeichnet sind: \circ SAPHIR, \triangle PWA, $+$ diese Arbeit.

5.1.2 Impulsüberträge $d\sigma/dt$

In Abbildung 5.2 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dt}$ logarithmisch aufgetragen.

Bei niedrigen Photonenergien ist eine Aussage über den Verlauf schwierig, da hier nur sehr wenige Datenpunkte zur Verfügung stehen. Bei höheren Energien erkennt man einen exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Impulsüberträgen. Passt man eine Funktion der Art e^{a-bt} an diesen Bereich an und trägt den Steigungsparameter b gegen die Energie auf, ergibt sich das Bild aus Abbildung 5.3. Zusätzlich sind wieder die Parameter aus dem SAPHIR-Experiment eingetragen. Bei niedrigen Energie standen SAPHIR im Bereich niedriger Impulsüberträge mehrere Punkte zur Anpassung zur Verfügung wohingegen hier nur ein einziger Punkt für diesen Bereich gemessen worden war. In diesen Energieintervallen hat die Anpassung daher nur geringe Aussagekraft. Eine Erklärung für die deutlich unterschiedlichen Werte kann zum einen die geringe Statistik sein. Die Bins sind so breit, dass die Grenze des exponentiellen Abfalls bei höheren Impulsüberträgen nicht deutlich vom Rest des Spektrum getrennt werden kann. Die Grenzen der Anpassung sind daher unbekannt.

Zum anderen wächst die Akzeptanz bei niedrigen Impulsüberträgen innerhalb eines Bins deutlich an. Gleichzeitig ändert sich aber der Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich ebenfalls stark. Dadurch werden in den Bins die größeren Beiträge tendenziell mit einer zu großen Akzeptanz korrigiert, was insgesamt zu niedrigen Werten ergeben kann. Da dieses Verhalten zu größeren Impulsüberträgen weniger ausgeprägt ist, führt dies insgesamt zu einer systematisch zu geringen Steigung. Die Möglichkeit eines feineren Binnings war aufgrund der niedrigen Statistik begrenzt.

Eine dritte Unsicherheit ist auf die Untergrundsubtraktion zurückzuführen. In den Seitenbändern in Abbildung 4.12 erkennt man, dass die simulierten Ereignisse in Vorwärtsrichtung des Mesons leicht überrepräsentiert sind gegenüber der Situation bei den Daten. Es ist anzunehmen, dass diese Situation ebenfalls im Bereich des ω Signals gilt. Der Winkelbereich in Vorwärtsrichtung entspricht dem Bereich kleiner Impulsüberträge, sodass hier zuviele Ereignisse abgezogen wurden, was ebenfalls zu einem flacheren Verlauf führen würde.

5.1.3 Totaler Wirkungsquerschnitt

Da die differentiellen Wirkungsquerschnitte wegen der z.T. ungenügenden Akzeptanz nicht über den gesamten Bereich zur Verfügung standen wurden für den totalen Wirkungsquerschnitt die Ergebnisse der Partialwellenanalyse genutzt. Diese wurden in den vorhandenen Bins aufaddiert und für $\cos(\theta) = [-1; -0.8[$ extrapoliert. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.4 zusammen mit den SAPHIR Daten abgebildet.

Der Verlauf von 1.3 bis 2.5 GeV stimmt mit den von SAPHIR gemessenen Punkten gut überein, Im Bereich der Schwelle bis etwa 1.3 GeV stehen aufgrund der geringen Statistik nur wenige Datenpunkte aus dieser Arbeit zur Verfügung. Eine Aussage über den genauen Verlauf ist daher nicht möglich. Außerdem sind diese Punkte besonders stark betroffen von der Ungenauigkeit des Crystal Barrel ELSA Experiments bei kleinen Protonenergien. Eine auffällige Abweichung ergibt sich im höchsten Energiebin, die PWA ergibt hier einen deutlich kleineren Wirkungsquerschnitt als frühere Experimente.

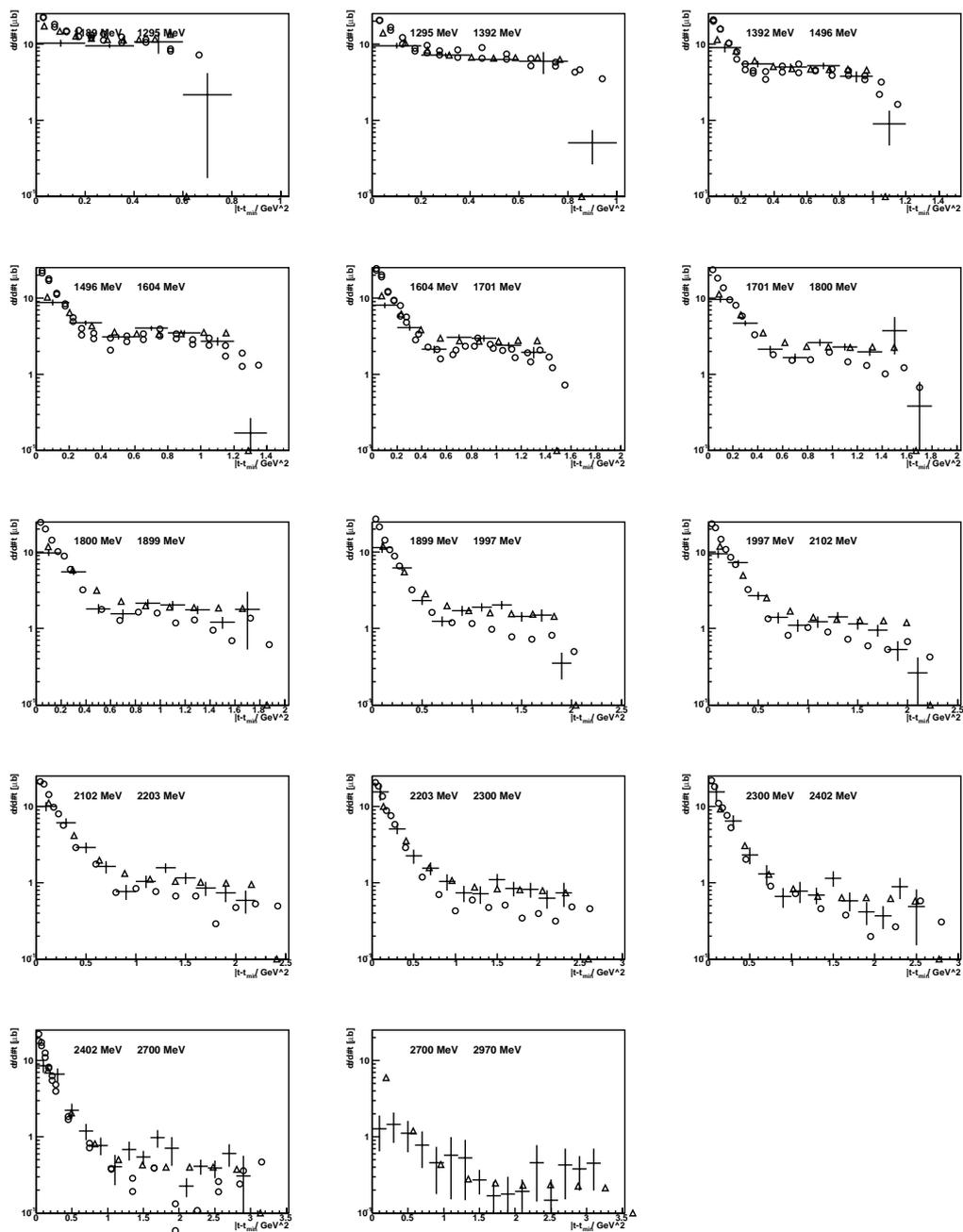


Abbildung 5.2: Impulsüberträge $\frac{d\sigma}{dt}$ Eingezeichnet sind: \circ SAPHIR, \triangle PWA, $+$ diese Arbeit.

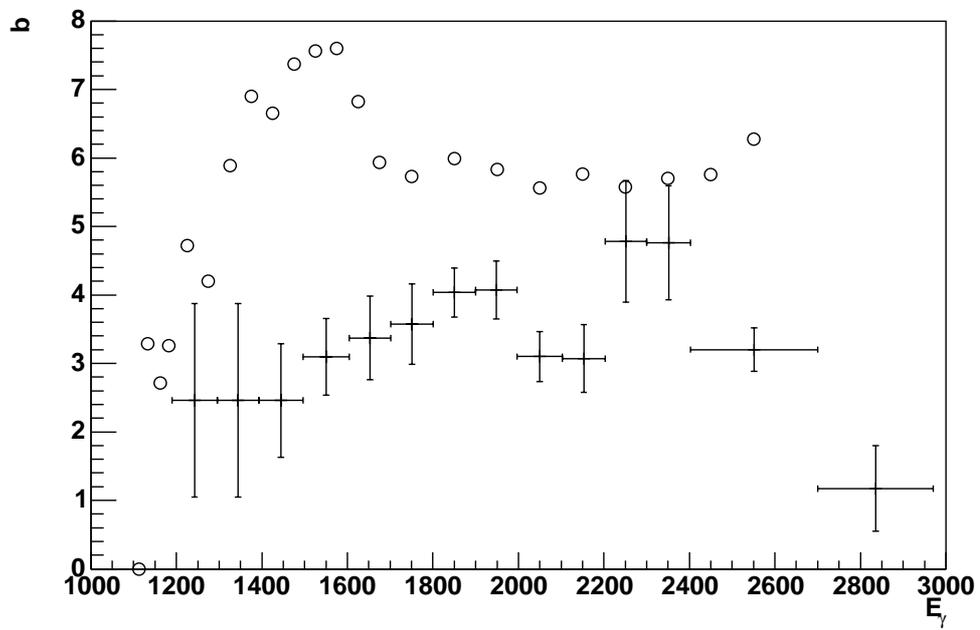


Abbildung 5.3: Slopeparameter b der angepassten Funktion e^{a-bt} . \circ SAPHIR, $+$ diese Arbeit.

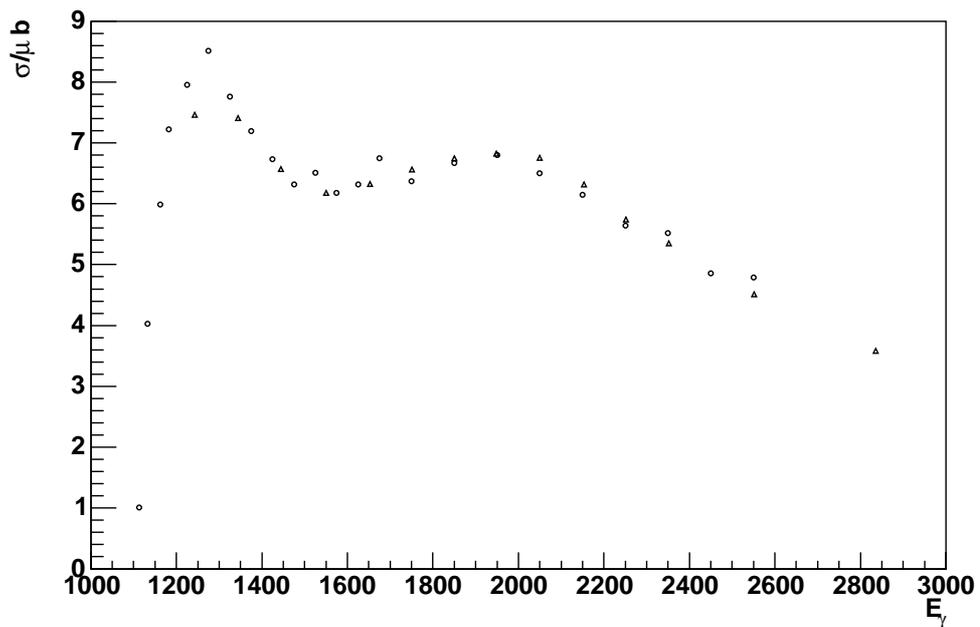


Abbildung 5.4: Totaler Wirkungsquerschnitt. \circ SAPHIR, \triangle PWA

Close, Li, Zhao [17]	Oh et al [18]	Penner, Mosel [19]	Diese Arbeit
$S_{11}(1535)$			
$D_{13}(1520)$	$D_{13}(1520)$		
$F_{15}(1680)$	$F_{15}(1680)$		
		$P_{11}(1710)$	
$P_{13}(1720)$		$P_{13}(1720)$	$P_{13}(1720)$
			$D_{13}(1735)$
$P_{13}(1900)$		$P_{13}(1900)$	
	$P_{13}(1910)$		
	$D_{13}(1960)$		
$F_{15}(2000)$	$F_{15}(2000)$		
	$G_{17}(2190)$		
			$D_{15}(2060)$

Tabelle 5.1: Ergebnisse bisheriger ω Analysen zusammen mit dieser Arbeit. Angegeben sind die dominant beitragenden Resonanzen

5.2 Ergebnisse der PWA

Die beitragenden Resonanzen wurden im Rahmen einer Partialwellenanalyse bestimmt. Die dominanten Beiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

Die Beiträge zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten sind in den Abbildungen 5.6 bis 5.8 zu finden.

Bei niedrigen Energien sind die Beiträge der $P_{13}(1720)$ dominant, zu höheren Energie wächst der Einfluss der $D_{13}(1735)$. Diesen beiden Resonanzen werden auch von anderen Analysen Beiträge zugeordnet. Bei den höchsten Energien ist fast ausschließlich diffraktive Erzeugung für den starken Anstieg in Vorwärtsrichtung verantwortlich, der jedoch auch bei niedrigen Energien einer Rolle spielt. Die Beiträge der Partialwellenanalyse zusammen mit früheren Ergebnissen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

5.3 Fehlerbestimmung

- Die für die Untergrundsubtraktion benutzten PWA-gewichteten $\pi^0\pi^0$ Ereignisse wichen in den Seitenbändern von den Daten ab (vgl. Abbildung 4.12). Dies konnte zu im Bereich des ω Signal zu einer Überschätzung der zu subtrahierenden Ereignisse in Vorwärtsrichtung führen. Dieser Fehler wird mit einer oberen Grenze von 10% abgeschätzt.
- Durch Splitoffunterdrückung werden ebenfalls ω Ereignisse verworfen. Die Anzahl hängt dabei stark von den Grenzen der Schnitte ab. Die Anzahl wurde mittels Monte Carlo Simulation zu ca. 3% bestimmt.
- Es wurden verschiedene Unsicherheiten im Detekoraufbau wie Lage des Targets ($6\text{cm} \pm 1.5\text{mm}$ in z -Richtung vom Mittelpunkt), Strahlage ($\pm 3\text{mm}$ radiale Abweichung) und Dimensionen der Komponenten festgestellt.

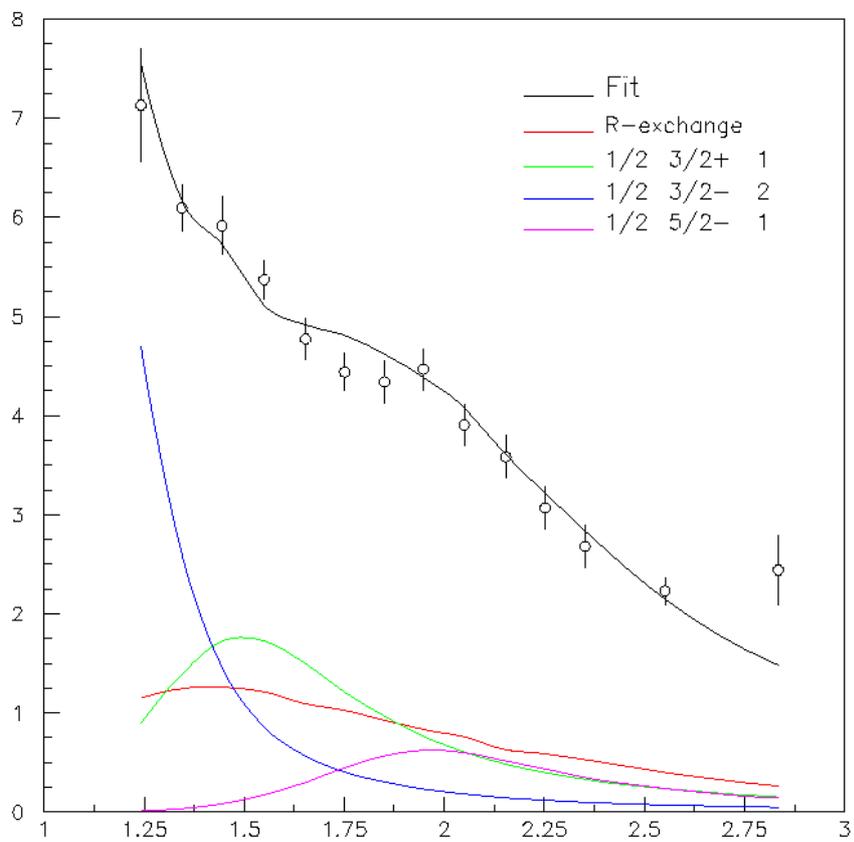


Abbildung 5.5: Die Beiträge nach den Ergebnissen der PWA

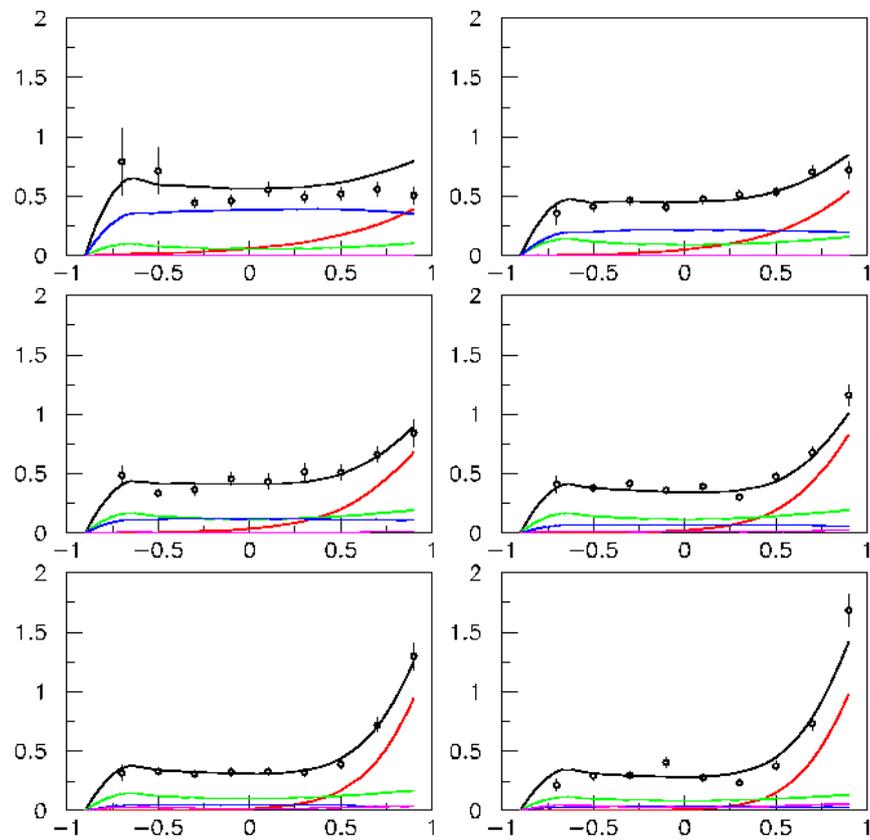


Abbildung 5.6: Beiträge nach den Ergebnissen der PWA zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich $\sim 1.2 \leq E_\gamma < \sim 1.8$ GeV in 100 MeV Schritten

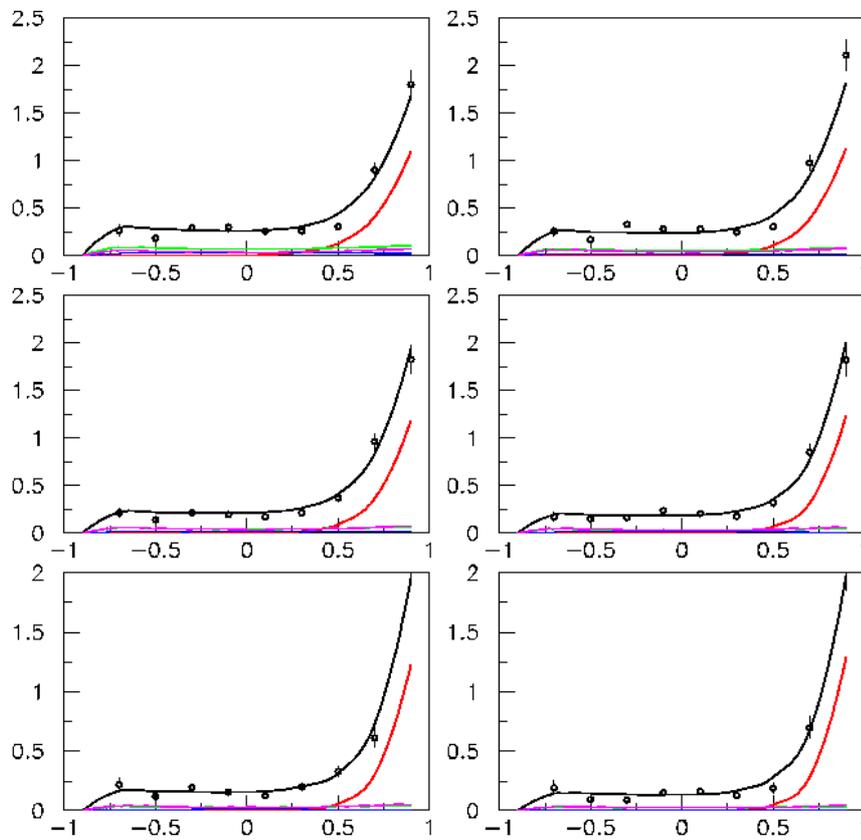


Abbildung 5.7: Beiträge nach den Ergebnissen der PWA zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich $\sim 1.8 \leq E_\gamma < \sim 2.3$ GeV in 100 MeV Schritten

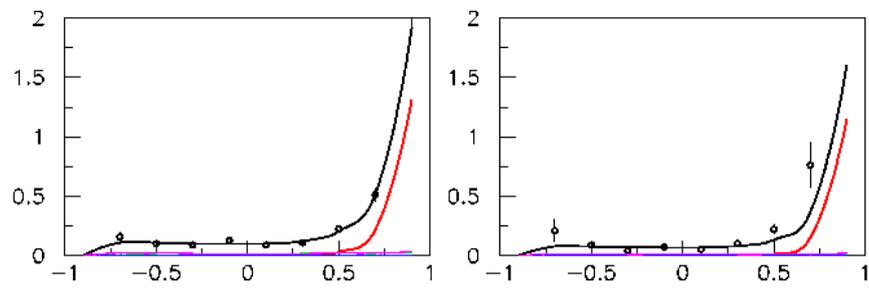


Abbildung 5.8: Beiträge nach den Ergebnissen der PWA zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich $\sim 2.3 \leq E_\gamma < \sim 2.9$ GeV in 300 MeV Schritten

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma$ von der Schwelle bis zu Photonenergien von 3 GeV untersucht. Es wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ und $d\sigma/dt$ sowie der totale Wirkungsquerschnitt berechnet. Beitragende Resonanzen wurden in einer Partialwellenanalyse extrahiert. Informationen über die Spindichtematrix sind in dem Kanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ im Gegensatz zu $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ nicht zugänglich. Ein weiterer Nachteil des hier analysierten Kanals ist das geringe Verzweigungsverhältnis von 8.5% gegenüber 88.8% im Kanal $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Die hier bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ stimmen im Niederenergiebereich nicht mit denen von SAPHIR überein. Dieser Unterschied fällt bei den Winkelverteilungen $d\sigma/d\Omega$ weniger auf. Die Diskrepanzen liegen vor allem in extremer Vorwärtsrichtung in der das Crystal Barrel-ELSA Experiment nur eine geringe Akzeptanz hat. Der Steigungsparameter b hängt aber empfindlich von der extremen Vorwärtsrichtung an. Insbesondere im Vergleich der Steigungsparameter zwischen den hier extrahierten und denen des SAPHIR Experimentes wird der Unterschied deutlich.

Andererseits ist die Resonanzproduktion nur wenig von der durch t-Kanal Austausch dominierten Vorwärtproduktion beeinflusst. Daher kann man erwarten, dass die beitragenden Resonanzen trotz des unzugänglichen Bereichs kleiner Produktionswinkel zuverlässig extrahiert werden können. Im zentralen Bereich stimmen die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit mit denen der SAPHIR Kollaboration gut überein. Diese Übereinstimmung sollte erwarten lassen, dass in beiden Experimenten die gleichen Resonanzen beitragen. Die Ergebnisse der von A. Sarantsev durchgeführten Partialwellenanalyse stimmen jedoch durchaus nicht mit denen früherer Analysen überein. Die Unterschiede sind gerade zur Zeit besonders interessant, da z.B. die Analyse von Mosel und Penner große Beiträge der $P_{11}(1710)$ findet, die in der Analyse von Sarantsev keinen signifikanten Beitrag leistet. Die $P_{11}(1710)$ ist ein wichtiger Eckstein in der Diskussion des Antidekupletts, seine Produktion und Zerfallswinkel sind daher von großem aktuellem Interesse.

Die Unterschiede in der PWA können in den Daten oder auch in den unterschiedlichen PWA Methoden begründet sein. Mosel und Penner basieren ihre Analyse auf einer effektiven Lagrangefunktion mit gekoppelten Kanälen, während die Analyse von Sarantsev von Operatoren ausgeht, die die Drehimpulskopplungen in einer relativistisch invarianten Darstellung berücksichtigen [28]. Es ist geplant, die SAPHIR-Daten auch mit der letzteren Analyseverfahren zu beschreiben. Dies wird helfen, die

Methodenabhängigkeit der PWA zu untersuchen.

In den letzten 3 Jahren wurden große Datensätze mit verbesserter Abdeckung in Vorwärtsrichtung durch den TAPS-Detektor aufgezeichnet. Es ist zu erwarten, dass in diesem Experiment die hier aufgezeigten Limitierungen aufgehoben werden und dass die noch ausstehenden Probleme und Fragen in der Photoproduktion von ω -Mesonen dann endgültig geklärt werden können.

Anhang A

Differentielle

Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$

E_γ/GeV	$\cos(\theta_{CMS})$	$d\sigma/d\Omega(\mu\text{b}/\text{sr})$
2970.28-2700.71	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.0859103 ± 0.0471385
	-0.5 ± 0.1	0.148199 ± 0.0442106
	-0.3 ± 0.1	0.085543 ± 0.0343982
	-0.1 ± 0.1	0.0978422 ± 0.0312303
	0.1 ± 0.1	0.0866007 ± 0.0306852
	0.3 ± 0.1	0.140164 ± 0.0531602
	0.5 ± 0.1	0.254386 ± 0.102533
	0.7 ± 0.1	0.465267 ± 0.132769
	0.9 ± 0.1	0.786361 ± 0.227509
2700.71-2402.35	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.130778 ± 0.0421555
	-0.5 ± 0.1	0.134926 ± 0.0244994
	-0.3 ± 0.1	0.0796918 ± 0.0174398
	-0.1 ± 0.1	0.165742 ± 0.0240237
	0.1 ± 0.1	0.15508 ± 0.0282469
	0.3 ± 0.1	0.13073 ± 0.0312033
	0.5 ± 0.1	0.278762 ± 0.0646453
	0.7 ± 0.1	0.636765 ± 0.12694
	0.9 ± 0.1	2.95014 ± 0.459949

E_γ/GeV	$\cos(\theta_{CMS})$	$d\sigma/d\Omega(\mu\text{b}/\text{sr})$
2402.35-2300.34	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.226185 ± 0.159428
	-0.5 ± 0.1	0.109493 ± 0.029834
	-0.3 ± 0.1	0.105952 ± 0.0268939
	-0.1 ± 0.1	0.196708 ± 0.0399035
	0.1 ± 0.1	0.173706 ± 0.0339815
	0.3 ± 0.1	0.175471 ± 0.0404931
	0.5 ± 0.1	0.24073 ± 0.0671346
	0.7 ± 0.1	0.837596 ± 0.133223
	0.9 ± 0.1	3.23734 ± 0.900806
2300.34-2203.38	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.123689 ± 0.0396116
	-0.5 ± 0.1	0.125352 ± 0.0297636
	-0.3 ± 0.1	0.203365 ± 0.0375715
	-0.1 ± 0.1	0.215725 ± 0.0383884
	0.1 ± 0.1	0.131255 ± 0.0314365
	0.3 ± 0.1	0.244257 ± 0.048761
	0.5 ± 0.1	0.305163 ± 0.0535913
	0.7 ± 0.1	0.656239 ± 0.103677
	0.9 ± 0.1	2.82383 ± 0.605701
2203.38-2102.38	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.0801681 ± 0.0341837
	-0.5 ± 0.1	0.180199 ± 0.0347055
	-0.3 ± 0.1	0.17847 ± 0.0336242
	-0.1 ± 0.1	0.256045 ± 0.0397545
	0.1 ± 0.1	0.254204 ± 0.0375834
	0.3 ± 0.1	0.208109 ± 0.0378279
	0.5 ± 0.1	0.324529 ± 0.0558105
	0.7 ± 0.1	1.1153 ± 0.14164
	0.9 ± 0.1	1.91903 ± 0.246328
2102.38-1997.34	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.102768 ± 0.0355824
	-0.5 ± 0.1	0.137114 ± 0.0264218
	-0.3 ± 0.1	0.243711 ± 0.0371317
	-0.1 ± 0.1	0.235337 ± 0.0339096
	0.1 ± 0.1	0.222258 ± 0.0342247
	0.3 ± 0.1	0.224825 ± 0.0393965
	0.5 ± 0.1	0.421363 ± 0.0549685
	0.7 ± 0.1	1.08776 ± 0.103154
	0.9 ± 0.1	1.7624 ± 0.229861
1997.34-1899.37	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.177444 ± 0.048586
	-0.5 ± 0.1	0.210647 ± 0.0342794
	-0.3 ± 0.1	0.310939 ± 0.0375111
	-0.1 ± 0.1	0.318534 ± 0.0383496
	0.1 ± 0.1	0.322528 ± 0.040385
	0.3 ± 0.1	0.253937 ± 0.0362977
	0.5 ± 0.1	0.283317 ± 0.0393323
	0.7 ± 0.1	1.0031 ± 0.0870099
	0.9 ± 0.1	1.63212 ± 0.140033

E_γ/GeV	$\cos(\theta_{CMS})$	$d\sigma/d\Omega(\mu\text{b}/\text{sr})$
1899.37-1800.39	-0.9± 0.1	0 ± 0
	-0.7± 0.1	0.282023 ± 0.166899
	-0.5± 0.1	0.187166 ± 0.0306761
	-0.3± 0.1	0.314802 ± 0.0365637
	-0.1± 0.1	0.320957 ± 0.0440478
	0.1± 0.1	0.322493 ± 0.0430607
	0.3± 0.1	0.257657 ± 0.0403501
	0.5± 0.1	0.29701 ± 0.0441857
	0.7± 0.1	0.885937 ± 0.0815157
	0.9± 0.1	1.68522 ± 0.201548
1800.39-1701.41	-0.9± 0.1	0 ± 0
	-0.7± 0.1	0.597311 ± 0.262393
	-0.5± 0.1	0.271818 ± 0.0363314
	-0.3± 0.1	0.29163 ± 0.0357233
	-0.1± 0.1	0.413243 ± 0.0437444
	0.1± 0.1	0.300695 ± 0.0358464
	0.3± 0.1	0.230657 ± 0.0315094
	0.5± 0.1	0.382509 ± 0.0429398
	0.7± 0.1	0.72877 ± 0.0634677
	0.9± 0.1	1.73476 ± 0.371026
1701.41-1604.45	-0.9± 0.1	0 ± 0
	-0.7± 0.1	0.166578 ± 0.0389358
	-0.5± 0.1	0.331293 ± 0.0406306
	-0.3± 0.1	0.287187 ± 0.0344837
	-0.1± 0.1	0.406837 ± 0.0443872
	0.1± 0.1	0.366037 ± 0.0412405
	0.3± 0.1	0.280477 ± 0.034934
	0.5± 0.1	0.385555 ± 0.0448172
	0.7± 0.1	0.773224 ± 0.0706611
	0.9± 0.1	1.373 ± 0.653828
1604.45-1496.38	-0.9± 0.1	0 ± 0
	-0.7± 0.1	0.23578 ± 0.0555008
	-0.5± 0.1	0.408936 ± 0.0385702
	-0.3± 0.1	0.399268 ± 0.0361179
	-0.1± 0.1	0.388734 ± 0.0351958
	0.1± 0.1	0.428746 ± 0.0375625
	0.3± 0.1	0.320681 ± 0.031714
	0.5± 0.1	0.467817 ± 0.0399041
	0.7± 0.1	0.740114 ± 0.0542163
	0.9± 0.1	0.936523 ± 0.089367
1496.38-1392.35	-0.9± 0.1	0 ± 0
	-0.7± 0.1	0.404717 ± 0.132293
	-0.5± 0.1	0.403667 ± 0.0656467
	-0.3± 0.1	0.346877 ± 0.0420071
	-0.1± 0.1	0.564387 ± 0.0719701
	0.1± 0.1	0.461913 ± 0.072461
	0.3± 0.1	0.471486 ± 0.0699779
	0.5± 0.1	0.510463 ± 0.0624363
	0.7± 0.1	0.734245 ± 0.0883784
	0.9± 0.1	0.849493 ± 0.18544

E_γ/GeV	$\cos(\theta_{CMS})$	$d\sigma/d\Omega(\mu\text{b}/\text{sr})$
1392.35-1295.39	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.221285 ± 0.109718
	-0.5 ± 0.1	0.411773 ± 0.0475211
	-0.3 ± 0.1	0.416869 ± 0.039037
	-0.1 ± 0.1	0.412596 ± 0.0368527
	0.1 ± 0.1	0.512172 ± 0.0434975
	0.3 ± 0.1	0.52568 ± 0.0435727
	0.5 ± 0.1	0.560736 ± 0.046297
	0.7 ± 0.1	0.718718 ± 0.0553791
	0.9 ± 0.1	0.839576 ± 0.242121
1295.39-1189.34	-0.9 ± 0.1	0 ± 0
	-0.7 ± 0.1	0.44746 ± 0.266954
	-0.5 ± 0.1	0.795841 ± 0.281485
	-0.3 ± 0.1	0.450905 ± 0.0462267
	-0.1 ± 0.1	0.503611 ± 0.0583677
	0.1 ± 0.1	0.576187 ± 0.057383
	0.3 ± 0.1	0.480409 ± 0.0532299
	0.5 ± 0.1	0.524673 ± 0.0557434
	0.7 ± 0.1	0.571919 ± 0.0589133
	0.9 ± 0.1	0.587711 ± 0.300528

Anhang B

Impulsüberträge $d\sigma/dt$

E_γ/GeV	$ t - t_{min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$
2970.28-2700.71	0.1 ± 0.1	1.27877 ± 0.63146
	0.3 ± 0.1	1.46245 ± 0.632388
	0.5 ± 0.1	1.12064 ± 0.494313
	0.7 ± 0.1	0.780404 ± 0.389728
	0.9 ± 0.1	0.460095 ± 0.28331
	1.1 ± 0.1	0.571157 ± 0.418657
	1.3 ± 0.1	0.52922 ± 0.382384
	1.5 ± 0.1	0.272451 ± 0.0960055
	1.7 ± 0.1	0.167658 ± 0.0914671
	1.9 ± 0.1	0.176812 ± 0.121184
	2.1 ± 0.1	0.192956 ± 0.0840886
	2.3 ± 0.1	0.458723 ± 0.316525
	2.5 ± 0.1	0.148548 ± 0.126098
	2.7 ± 0.1	0.4269 ± 0.275282
	2.9 ± 0.1	0.379798 ± 0.180624
3.1 ± 0.1	0.44907 ± 0.250402	

E_γ/GeV	$ t - t_{min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$
2700.71-2402.35	0.1 ± 0.1	8.54709 ± 1.60603
	0.3 ± 0.1	6.59261 ± 1.27071
	0.5 ± 0.1	2.22098 ± 0.495393
	0.7 ± 0.1	1.19109 ± 0.290779
	0.9 ± 0.1	0.771287 ± 0.200855
	1.1 ± 0.1	0.407606 ± 0.174903
	1.3 ± 0.1	0.681286 ± 0.190046
	1.5 ± 0.1	0.541279 ± 0.114919
	1.7 ± 0.1	0.971143 ± 0.248202
	1.9 ± 0.1	0.706003 ± 0.289321
	2.1 ± 0.1	0.226097 ± 0.0630229
	2.3 ± 0.1	0.410207 ± 0.0922086
	2.5 ± 0.1	0.389528 ± 0.101868
	2.7 ± 0.1	0.601972 ± 0.197649
2.9 ± 0.1	0.307687 ± 0.261014	
3.1 ± 0.1	0.0280799 ± 0.0312311	
2402.35-2300.34	0.1 ± 0.1	15.5561 ± 3.94827
	0.3 ± 0.1	6.4233 ± 1.24211
	0.5 ± 0.1	2.32285 ± 0.566089
	0.7 ± 0.1	1.31008 ± 0.387389
	0.9 ± 0.1	0.660554 ± 0.194364
	1.1 ± 0.1	0.779671 ± 0.241965
	1.3 ± 0.1	0.690031 ± 0.171263
	1.5 ± 0.1	1.14725 ± 0.259995
	1.7 ± 0.1	0.58148 ± 0.159236
	1.9 ± 0.1	0.417144 ± 0.138583
	2.1 ± 0.1	0.368214 ± 0.1228
	2.3 ± 0.1	0.884513 ± 0.274978
2.5 ± 0.1	0.483445 ± 0.331663	
2300.34-2203.38	0.1 ± 0.1	15.5457 ± 3.71643
	0.3 ± 0.1	5.08384 ± 0.78988
	0.5 ± 0.1	2.24088 ± 0.471709
	0.7 ± 0.1	1.54625 ± 0.296794
	0.9 ± 0.1	1.03485 ± 0.251711
	1.1 ± 0.1	0.734959 ± 0.176652
	1.3 ± 0.1	0.71343 ± 0.184186
	1.5 ± 0.1	1.09011 ± 0.217634
	1.7 ± 0.1	0.844996 ± 0.186059
	1.9 ± 0.1	0.816865 ± 0.182919
	2.1 ± 0.1	0.626577 ± 0.169718
	2.3 ± 0.1	0.735984 ± 0.258623

E_γ/GeV	$ t - t_{min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$
2203.38-2102.38	0.1± 0.1	10.0088 ± 1.39621
	0.3± 0.1	6.12119 ± 0.809385
	0.5± 0.1	2.89252 ± 0.471224
	0.7± 0.1	1.62557 ± 0.297372
	0.9± 0.1	0.760442 ± 0.169566
	1.1± 0.1	1.04249 ± 0.192839
	1.3± 0.1	1.56362 ± 0.233702
	1.5± 0.1	1.15592 ± 0.199722
	1.7± 0.1	0.847168 ± 0.179199
	1.9± 0.1	0.737362 ± 0.179423
	2.1± 0.1	0.585913 ± 0.194946
2.3± 0.1	0.0544167 ± 0.0559105	
2102.38-1997.34	0.1± 0.1	9.47984 ± 1.1446
	0.3± 0.1	7.29399 ± 0.665918
	0.5± 0.1	2.7059 ± 0.348296
	0.7± 0.1	1.39971 ± 0.233622
	0.9± 0.1	1.10605 ± 0.202101
	1.1± 0.1	1.22986 ± 0.203221
	1.3± 0.1	1.42292 ± 0.214042
	1.5± 0.1	1.15241 ± 0.191596
	1.7± 0.1	0.951317 ± 0.173948
	1.9± 0.1	0.533282 ± 0.155441
	2.1± 0.1	0.262165 ± 0.15594
1997.34-1899.37	0.1± 0.1	11.4989 ± 1.74116
	0.3± 0.1	6.20902 ± 0.53642
	0.5± 0.1	2.32322 ± 0.29219
	0.7± 0.1	1.25351 ± 0.194616
	0.9± 0.1	1.72084 ± 0.251477
	1.1± 0.1	1.91668 ± 0.24008
	1.3± 0.1	2.03617 ± 0.247002
	1.5± 0.1	1.44037 ± 0.21253
	1.7± 0.1	1.50535 ± 0.269345
	1.9± 0.1	0.349739 ± 0.135761
1899.37-1800.39	0.1± 0.1	9.84563 ± 0.920442
	0.3± 0.1	5.5502 ± 0.502217
	0.5± 0.1	1.81843 ± 0.264477
	0.7± 0.1	1.56424 ± 0.227291
	0.9± 0.1	2.14465 ± 0.268441
	1.1± 0.1	2.03174 ± 0.269842
	1.3± 0.1	1.75358 ± 0.218874
	1.5± 0.1	1.20954 ± 0.210998
	1.7± 0.1	1.77768 ± 1.24364

E_γ/GeV	$ t - t_{min} /\text{GeV}^2$	$d\sigma/dt(\mu\text{b}/\text{GeV}^2)$
1800.39-1701.41	0.1 ± 0.1	9.61943 ± 0.800991
	0.3 ± 0.1	4.70595 ± 0.397437
	0.5 ± 0.1	2.13121 ± 0.24211
	0.7 ± 0.1	1.65804 ± 0.206504
	0.9 ± 0.1	2.6207 ± 0.263781
	1.1 ± 0.1	2.29596 ± 0.247999
	1.3 ± 0.1	1.98144 ± 0.237389
	1.5 ± 0.1	3.74051 ± 1.92908
	1.7 ± 0.1	0.384866 ± 0.412182
1701.41-1604.45	0.1 ± 0.1	8.06844 ± 0.664517
	0.3 ± 0.1	4.11188 ± 0.37749
	0.5 ± 0.1	2.14349 ± 0.243365
	0.7 ± 0.1	3.07159 ± 0.295806
	0.9 ± 0.1	2.97941 ± 0.300115
	1.1 ± 0.1	2.40468 ± 0.256109
	1.3 ± 0.1	1.94695 ± 0.326767
1604.45-1496.38	0.1 ± 0.1	8.77981 ± 0.789752
	0.3 ± 0.1	4.72751 ± 0.324091
	0.5 ± 0.1	3.09786 ± 0.246251
	0.7 ± 0.1	4.04071 ± 0.278749
	0.9 ± 0.1	3.52048 ± 0.263951
	1.1 ± 0.1	2.72713 ± 0.34233
	1.3 ± 0.1	0.169702 ± 0.0993818
1496.38-1392.35	0.1 ± 0.1	8.90601 ± 1.20569
	0.3 ± 0.1	5.44566 ± 0.543579
	0.5 ± 0.1	5.00493 ± 0.547686
	0.7 ± 0.1	5.20598 ± 0.516088
	0.9 ± 0.1	3.74463 ± 0.597531
	1.1 ± 0.1	0.899272 ± 0.429779
1392.35-1295.39	0.1 ± 0.1	9.49244 ± 0.806196
	0.3 ± 0.1	7.18191 ± 0.403313
	0.5 ± 0.1	6.2115 ± 0.367585
	0.7 ± 0.1	5.90079 ± 1.89752
	0.9 ± 0.1	0.50442 ± 0.241409
1295.39-1189.34	0.1 ± 0.1	10.2682 ± 1.13239
	0.3 ± 0.1	9.49813 ± 0.639085
	0.5 ± 0.1	10.6526 ± 3.19125
	0.7 ± 0.1	2.16412 ± 1.98892

Anhang C

Totaler Wirkungsquerschnitt nach der Ergebnissen der PWA

E_γ/GeV	σ_{tot}
2970.28-2700.71	3.58199
2700.71-2402.35	4.50813
2402.35-2300.34	5.34573
2300.34-2203.38	5.74095
2203.38-2102.38	6.32
2102.38-1997.34	6.75153
1997.34-1899.37	6.82103
1899.37-1800.39	6.74852
1800.39-1701.41	6.56417
1701.41-1604.45	6.32478
1604.45-1496.38	6.17625
1496.38-1392.35	6.56907
1392.35-1295.39	7.40699
1295.39-1189.34	7.46065

Anhang D

Glossar

Bunch Im Stretchermode werden die Elektronenbunches in die Länge gezogen. Man erhält einen Strahl konstanter Intensität

Cluster Zusammenhängendes Gebiet von Kristallen in denen Energie deponiert wurde. Ein Cluster kann mehrere PEDs enthalten.

CMS Center of mass. Schwerpunktsystem.

Constraint Nebenbedingung für die kinematische Anpassung.

ELSA Elektronen Stretcher Anlage.

FACE Fast Cluster Encoder. Diese Hardware Triggereinheit fasst Kristalle, in denen Energie deponiert wurde, zu Clustern zusammen.

Fit, kinematischer Kinematische Anpassung. Die Vierervektoren aller an einer Reaktion beteiligten Teilchen werden innerhalb ihrer Fehler so angepasst, dass Energie- und Impulserhaltung und gegebenenfalls weitere Nebenbedingungen erfüllt sind.

Fithypothese Zusätzliche Annahmen über Zwischen- oder Endzustände.

Fittyp Der Fittyp gibt an, welche Teilchen in die Anpassung mit einbezogen werden. Zur Zeit dieser Arbeit gibt es die Möglichkeit, die Energie des einlaufenden Photons, die Energie des Protons im Endzustand oder seinen gesamten Vierervektor freizulassen.

LINAC Linear Accelerator, Linearbeschleuniger. Die erste Beschleunigerstufe an ELSA besteht aus LINAC 1 oder LINAC 2.

LUZY Name für die Rekonstruktionssoftware des Erlanger Innendetektor.

Matching, erstes oder Offline- Vergleich zwischen Signalen in LUZY und Crystal Barrel. Zu einem Signal in LUZY muss innerhalb eines gewissen Winkelbereichs ein PED im Crystal Barrel gefunden werden. Dieses PED wird als von einem Proton stammend gekennzeichnet.

Monte Carlo Ereignis Simulation eines Ereignisses und des zugehörigen Verhaltens des Detektors. Durch die Analyse von Monte Carlo Ereignissen wird unter anderem die Akzeptanz des Detektors bestimmt.

Phasenraumfit Fithypothese, in der keine Nebenbedingungen gestellt werden. Es wird nur Energie und Impulserhaltung geprüft.

PED Particle Energy Deposit. Ein PED wird mit einem Teilchen gleichgesetzt.

Punch-through Protonen durchstoßen den gesamten Kristall und deponieren daher nicht ihre gesamte Energie. Punch-throughs kommen ab einer Protonenergie von etwa 1 GeV vor.

Scifi Scintillating Fiber. Gemeint sind die szintillierenden Fasern von LUZY. Im späteren CB-TAPS Aufbau werden auch die Fasern des neuen Scifi-Taggers so bezeichnet.

Splitoff Schauerfluktuation, die ein niederenergetisches Photon vortäuscht.

Tagger Markiert das zu einem Bremsstrahlungsphoton gehörige Elektron und damit die Energie des Ereignisses.

TAPS Two Armed Photon Spectrometer. Durch diesen Detektor wurde im Jahre 2001 in das Experiment erweitert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen in Vorwärtsrichtung konnte dadurch stark verbessert werden.

Target Probe, in der Photoreaktionen ausgelöst werden. Im Crystal Barrel-ELSA Experiment eine mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Zelle.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Mesonmultiplett	8
2.2	Baryon Dekuplett. S steht für Seltsamkeit an, Q für Ladung	12
2.3	Baryon Oktett. S steht für Seltsamkeit an, Q für Ladung	12
2.4	Regge-Trajektorie für leichte Mesonen und für Anregungen des $\Delta(1232)$	17
2.5	Resonanzen gegen L	18
2.6	Massenverschiebung bei Baryonen unterschiedlicher Parität	19
2.7	Antidekuplett	22
2.8	Mechanismen zur Photoproduktion von ω Mesonen	23
2.9	Reaktion zweier Teilchen	24
2.10	Kinematisch erlaubter Bereich für den Impulsübertrag $ t $ und $ t - t_0 $	25
2.11	Produktionswinkel im Schwerpunktsystem	25
3.1	Die Elektronen Stretcher Anlage ELSA	30
3.2	Aufbau des CB-ELSA Experimentes	31
3.3	Tagger, Szintillatoren und Drahtkammern	32
3.4	Erlanger Innendetektor LUZY	33
3.5	Möglichkeiten von Faseransprechern in LUZY	33
3.6	Crystal Barrel Kalorimeter	34
4.1	Konfidenzniveauverteilung der $\pi^0\gamma$ Hypothese	40
4.2	Schematische Darstellung des z-cut	41
4.3	$\pi^0\gamma$ invariante Masse. Der Anstieg um 135 MeV kommt von sog. Splitoffs. Zusätzlich eingetragen ist die $\pi^0\gamma$ invariante Masse nach der Splitoffunterdrückung.	42
4.4	Invariante $\pi^0\gamma$ -Masse aufgetragen gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0	43
4.5	Invariante $\pi^0\gamma$ -Masse aufgetragen gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons nach Splitoffunterdrückung. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0	44
4.6	Winkel zwischen Proton und dem nicht zum Pion gehörenden Photon gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0	45
4.7	Winkel zwischen Proton und dem nicht zum Pion gehörenden Photon gegen die Energie des nicht zum Pion gehörenden Photons nach der Splitoffunterdrückung. Im Uhrzeigersinn: Daten, Monte Carlo Ereignisse für ω , $\pi^0\pi^0$ und π^0	46
4.8	Vergleich Untergrund: $2\pi^0$ Monte Carlo und Daten, Winkelbins	47

4.9	Vergleich Untergrund: $2\pi^0$ Monte Carlo und Daten, Energiebins	48
4.10	Invariante Masse von $\pi^0\gamma$ nach der Splitoffunterdrückung.	49
4.11	Differenzspektrum	49
4.12	Winkelverteilung des Untergrundes in den Massenbereichen 632-692 MeV und 872-932 MeV für Daten (oben) und $\pi^0\pi^0$ Monte Carlo Ereignisse (mitte) und der Quotient MC/Daten (unten)	50
4.13	Vergleich der invarianten Masse von subtrahierten und übriggebliebenen Ereignissen	51
4.14	Kürzeste Distanz	52
4.15	Akzeptanz in $\cos(\theta)$ für verschiedene Energien.	54
4.16	Akzeptanz in $ t - t_{min} $ für verschiedene Energien.	55
5.1	Winkelverteilungen $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Eingetragen sind: \circ SAPHIR, Δ PWA, + diese Arbeit.	58
5.2	Impulsüberträge $\frac{d\sigma}{dt}$ Eingetragen sind: \circ SAPHIR, Δ PWA, + diese Arbeit.	60
5.3	Slopeparameter	61
5.4	Totaler Wirkungsquerschnitt. \circ SAPHIR, Δ PWA	61
5.5	Die Beiträge nach den Ergebnissen der PWA	63
5.6	Beiträge nach den Ergebnissen der PWA zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich $\sim 1.2 \leq E_\gamma < \sim 1.8$ GeV in 100 MeV Schritten	64
5.7	Beiträge nach den Ergebnissen der PWA zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich $\sim 1.8 \leq E_\gamma < \sim 2.3$ GeV in 100 MeV Schritten	65
5.8	Beiträge nach den Ergebnissen der PWA zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich $\sim 2.3 \leq E_\gamma < \sim 2.9$ GeV in 300 MeV Schritten	66

Tabellenverzeichnis

2.1	Kräfte	4
2.2	Fundamentale Teilchen. Die Masse der Quarks bezieht sich auf in Mesonen und Baryonen gebundene Teilchen.	5
2.3	Mögliche Quantenzahlen J^{PC} und spektroskopische Notation	7
2.4	Pseudoskalare Mesonen	7
2.5	Vektormesonen	7
2.6	Symmetrieeigenschaft der aus Spin und Flavor gebildeten Wellenfunktion	10
2.7	Nukleon-Resonanzen	13
2.8	Δ -Resonanzen	14
2.9	Mögliche Anregungszustände im Oszillatormodell	15
2.10	Abweichungen der Massen der radialen Anregungen	19
2.11	ω Physikalische Daten	26
4.1	Verwendete Daten	36
5.1	Ergebnisse bisheriger ω Analysen zusammen mit dieser Arbeit. Angegeben sind die dominant beitragenden Resonanzen	62

Literaturverzeichnis

- [1] <http://nobelprize.org/physics/laureates/2004/index.html>
- [2] K. Hagiwara and others [The Particle Data Group]. „Review of Particle Physics“. Phys. Rev. D 66 (2002) 1.
- [3] E. Klempt. „Baryon resonances and strong QCD“. arXiv:nucl-ex/0203002 (2002)
- [4] E. Klempt. „Glueball, Hybrids; Pentaquarks. Introduction to hadron spectroscopy and review of selected topics“. arXiv:hep-ph/0404270 (2004)
- [5] T. Nakano et al [LEPS Kollaboration]. „Evidence of a narrow $S = +1$ baryon resonance in photoproduction from the neutron“, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 012002.
- [6] J. Barth et al [SAPHIR Kollaboration]. „Evidence for the positive-strangeness Pentaquark Θ^+ with the Saphir detector at Elsa“, Phys. Lett. B 572 (2003) 127.
- [7] V. V. Barmin et al [DIANA Kollaboration], „Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K^+ collisions with Xe nuclei“ Phys. Atom. Nucl. 66 (2003) 1715 [Yad. Fiz. 66 (2003) 1763].
- [8] A. Airapetian et al. [HERMES Kollaboration], „Evidence for a narrow $|S| = 1$ baryon state at a mass of 1528 MeV in quasi-real photoproduction“, arXiv:hep-ex/0312044.
- [9] S. Stepanyan et al [CLAS Kollaboration], „Observation of an exotic $S = +1$ baryon in exclusive photoproduction from the deuteron“, Phys. Rev. Lett 91 (2003) 252001.
- [10] Asrtyan, Dolgolenko, Kubantsev, „Evidence for formation of a narrow pKs-hort resonance with mass near 1533 MeV in neutrino interactions“, arXiv:hep-ex/0309042
- [11] C. Alt et al [NA49 Kollaboration], „Observation of an exotic $S = -2$, $Q = -2$ baryon resonance in proton proton collisions at the CERN SPS“, arXiv:hep-ex/0310014.
- [12] D. Diakonov, V. Petrov, M. Polyakov, „Exotic Anti-Decuplet of Baryons: Prediction from Chiral Solitons“. arXiv:hep-ph/9703373
- [13] ABBHHM-Kollaboration. „Photoproduction of Meson and Baryon Resonances at Energies up to 5.8 GeV“. Phys. Rev. 175 (1968) 1669.

- [14] AHHM-Kollaboration. „Study of Photoproduction on Hydrogen in a Streamer Chamber with Tagged Photons for $1.6\text{ GeV} < E_\gamma < 6.3\text{ GeV}$ “. Nucl. Phys. B 108 (1976) 45.
- [15] Ballam et al. „Vector-Meson Production by Polarized Photons at 2.8, 4.7 and 9.3 GeV“. Phys. Rev. D 7 (1972) 1973.
- [16] J. Barth. „Photoproduktion der Vektormesonen $\omega(782)$ und $\Phi(1020)$ am Proton von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Photon-Energie von 2.6 GeV“. Dissertation, Universität Bonn, (2002).
- [17] Q. Zhao. Z. Li. „ ω and ρ Photoproduction with an effective Quark Model Lagrangian“. arXiv:nucl-th/9803015
- [18] Y. Oh, A. I. Titov, und T.-S. H. Lee. „Nucleon resonances in omega photoproduction“. Phys. Rev. C 63 (2001)
- [19] G. Penner, U. Mosel. „Vector meson production and nucleon resonance analysis in a coupled-channel approach for energies $m_N < \sqrt{2} < 2\text{ GeV}$. II. Photon induced results“. Phys. Rev. C 66 (2002) 055212.
- [20] Volker Credé, Imrich Fabry. „Documentation of class Tagger and calibration of the tagging system“. CB-Note 006 (2001)
- [21] Jörg Junkersfeld. „Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Diplomarbeit Universität Bonn (2000).
- [22] S. Brandt. „Datenanalyse“. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin (1999).
- [23] <http://www.phys.ufl.edu/avery/fitting.html>
- [24] Harald van Pee. „Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für Photonenergien von 0.45 bis 1.3 GeV mit dem Crystal-Barrel-Detektor an ELSA“. Dissertation Universität Bonn (2003).
- [25] Michael Fuchs. Dissertation in Vorbereitung Universität Bonn.
- [26] Volker Credé. „CBGEANT 1.04“. CB-Note 002 (1999)
- [27] Olivia Bartholomy. „Photoproduktion einzelner Mesonen am Proton bei CB-ELSA: Untersuchung der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\eta$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta'$ bei Photonenergien zwischen 0.3 und 3 GeV“. Dissertation Universität Bonn (2004).
- [28] A. Anisovich, E. Klempt, A. Sarantsev, U. Thoma. „Partial Wave decomposition of pion and photoproduction amplitudes“. arXiv:hep-ph/0407211 (2004)