

Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton bei Energien bis zu 3 GeV

Messungen mit dem Crystal-Barrel-Detektor
an ELSA

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

vorgelegt von
Jörg Junkersfeld
aus
Siegburg

Bonn, Mai 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. R. Beck

Tag der Promotion: 11. August 2005

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Baryonen	5
1.1 Das Baryonenspektrum	5
1.1.1 Ordnung im Teilchenzoo	5
1.1.2 Pentaquarks	7
1.1.3 Fehlende Resonanzen	11
1.2 Quarkmodelle	12
1.2.1 Das Quarkmodell von Capstick und Isgur	13
1.2.2 Das Bonn-Modell	18
1.3 Eine Massenformel für Baryonen	24
1.4 Zusammenfassung der Vorhersagen	30
1.5 Die Datenlage in $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ und $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$	32
1.5.1 Parametrisierung des $\Delta\omega$ -Wirkungsquerschnitts	36
2 Das Crystal-Barrel-ELSA-Experiment	39
2.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	39
2.2 Der Aufbau des Experiments	40
2.3 Das Tagging-System	41
2.4 Das Flüssigwasserstoff-Target	43
2.5 Der Innendetektor LUZY	44
2.6 Das Crystal-Barrel-Kalorimeter	45
2.7 Die Flugzeitwand	48
2.8 Der Gamma-Veto-Detektor	49
2.9 Das Trigger-System	49
2.10 Die 3.2 GeV-Strahlzeiten	50
3 Die Rekonstruktion	51
3.1 Die Rekonstruktion des Taggers	51
3.2 Der Photonenfluss	52
3.3 Die Rekonstruktion des Innendetektors	53
3.4 Die Rekonstruktion des Crystal-Barrel-Kalorimeters	55
3.5 Die Rekonstruktion der Flugzeitwand	56
3.6 Die kinematische Anpassung	56

3.7	Der Konfidenzniveau-Schnitt	60
3.8	Das Innendetektor-Kalorimeter-Matching	61
3.9	Die Targetflächendichte	61
3.10	Die Eigenschaften der Endzustandsmesonen	62
4	Die Untersuchung des Untergrundes	65
4.1	Untergrundbeitrag der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	67
4.2	Untergrundbeitrag der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$	69
4.3	Untergrundbeitrag der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$	70
4.4	Abschätzung des $3\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts	72
4.5	Kombinatorischer Untergrund	75
4.6	Zusammenfassung der Untergrundanalyse	76
4.7	Seitenbandsubtraktion	78
5	Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte	81
5.1	Die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten	81
5.2	Die Akzeptanzbestimmung	82
5.3	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte	86
5.4	Der totale Wirkungsquerschnitt	89
6	Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$	93
6.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_\omega)$	93
6.2	t -Kanal-Austausch mit ω -Produktion	97
6.3	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_{\pi^0})$	100
6.4	t -Kanal-Produktion des Pions	104
6.5	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ des Protons	104
6.6	Der totale Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$	109
6.7	Differentielle Wirkungsquerschnitte der invarianten Massen	111
6.7.1	Die invariante Masse von Proton und Pion	113
6.7.2	Die invariante Masse von Proton und ω -Meson	113
6.7.3	Die invariante Masse von Pion und ω -Meson	116
6.8	Das Energieintervall um $E_\gamma = 2450 MeV$	116
6.9	Die Untersuchung von $\Delta\omega$	120
6.10	Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ – CB-ELSA und LAMP2	126
7	Zusammenfassung und Ausblick	129
7.1	Zusammenfassung	129
7.2	Ausblick	131
A	Die Wirkungsquerschnitte	133
	Abbildungsverzeichnis	145
	Tabellenverzeichnis	148
	Literaturverzeichnis	149

Abstract

The CB-ELSA collaboration measured in 2001 photoproduction of mesons off a hydrogen target. The electron accelerator ELSA was used at an energy of 3.2 GeV and bremsstrahlung was produced at a radiator. Deflected electrons were detected with a tagging system covering the photon energy range from 727 to 2970 MeV. The experimental setup included the Crystal Barrel detector formerly used at LEAR, a calorimeter consisting of 1380 CsI(Tl) crystals, covering 98 % of 4π solid angle. The detector with its high granularity and energy resolution is excellently suited for the detection of multi photon final states.

From the data, events due to the reaction $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ were selected; 2000 events of this type were identified. The proton was identified by matching a hit in the inner scintillating fiber detector and an energy deposition in the Crystal Barrel calorimeter. Events with five photons in the final state were selected and kinematical fitted to ensure that they were compatible with a $p \pi^0 \pi^0 \gamma$ hypothesis. ω mesons were identified in the $\pi^0 \gamma$ invariant mass distribution.

In the intermediate $p \pi^0 \pi^0 \gamma$ state a sizeable background was found in the mass region of the ω meson. The background was identified as being dominantly from the reaction $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0$. To compare quantitatively the expected and the reconstructed background in the $\pi^0 \gamma$ spectra, the cross section of $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0$ was estimated. The residual background was identified as being of combinatorial origin. A good description of the background in the ω mass region was achieved by taking into account these two contributions.

The differential cross sections of the reaction $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ were determined for the first time. The differential cross section $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_\omega)$ shows a strong rise in the forward direction and an offset of nearly constant magnitude. The differential cross section $d\sigma/dt (|t - t_{\min}|)$, where t is the squared four momentum transfer to the ω meson shows an exponential drop off characteristic for a diffractive production of the meson. The corresponding slope parameter is nearly constant in the energy regions covered.

The differential cross sections $d\sigma/d\Omega$ and $d\sigma/dt$ of the pion were also determined. They show no significant structures and demonstrate that pion production in the t -channel provides no or only a small contribution to the cross section of $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$.

For the first time the total cross section for this reactions was determined. This was done by a extrapolation and summation of the differential cross sections. The spread of values obtained from the different differential cross sections gave an estimate of the systematic uncertainty. The total cross section for $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ shows a slow rise from threshold up to 2400 MeV. Between 2500 and 3000 MeV the variation of the data points is in the same order as the errors. The cross section has a maximum of $6.57 \pm 0.57_{\text{stat}} \pm 0.35_{\text{syst}} \mu\text{b}$ at 2450 MeV.

To determine resonant contributions the invariant masses were examined. The differential cross sections $d\sigma/dm$ of the $p \pi^0$ system show a strong Δ contribution. This affects also the differential cross sections $d\sigma/dm$ of the $p \omega$ and $\pi^0 \omega$ systems, which show mainly kinematical reflections due to the Δ in the $p \pi^0$ system.

The $d\sigma/dm$ spectra of $p \pi^0$ were fitted with a Breit-Wigner and a phase space distribution. The cross section of $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ and the cross section of $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$

without $\Delta\omega$ contributions were determined. The comparison of the $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ data with the LAMP2 data shows agreement within the large statistical and systematic uncertainties.

First evidence was found that this channel is interesting with respect to Δ resonances decaying into $\Delta\omega$. Some missing or weakly established states are predicted to couple to the examined reaction. For a reliable disentanglement of resonant and non-resonant contributions to the $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ and $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ cross sections a larger number of events is needed. This aim can be addressed with the high statistics data taken in 2002 and 2003 taken with the CBELSA/TAPS experiment.

Einleitung

Mit dem CB-ELSA-Experiment und seinem Herzstück, dem Crystal-Barrel-Detektor, wurde an der Bonner Beschleunigeranlage ELSA ein System aufgebaut, das über eine nahezu vollständige Abdeckung des Raumwinkels verfügt und hervorragend zur Beobachtung von Multiphoton-Endzuständen geeignet ist. Eine wesentliche Zielsetzung des Experiments ist die Untersuchung des Anregungsspektrums des Nukleons mittels reeller Photonen, insbesondere im Hinblick auf bisher nur schwach etablierte oder unbekannte Resonanzen.

Es wurden bereits die differentiellen und totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte von π^0 , η und η' am Proton bestimmt [1, 2, 3], wobei erstmals der nahezu komplette Raumwinkel bis zu Energien von 3 GeV abgedeckt wurde. Die Daten dieser Reaktionen wurden mittels einer Partialwellenanalyse auf resonante Beiträge überprüft, dabei wurden deutliche Hinweise auf vier zusätzliche, bisher unbekannte Baryonresonanzen gefunden.

Ebenso wurden die Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion von $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\eta$ am Proton gemessen [4,5], auch hierbei wurde erstmalig der Energiebereich bis 3 GeV abgedeckt. Vorläufige Partialwellenanalysen zeigen auch in diesen Reaktionen neue Baryonresonanzen.

In dieser Arbeit werden erstmalig die differentiellen und der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton veröffentlicht. Die Reaktion wird über die Zerfälle $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ nachgewiesen, der rekonstruierte Endzustand besteht daher aus einem Proton und fünf Photonen. Insgesamt konnten 2000 Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ identifiziert werden. Ausgehend von diesen wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt und aus diesen der totale Wirkungsquerschnitt ermittelt.

Die Massenspektren der $p\pi^0$ -Kombination im $p\pi^0\omega$ -Kanal weisen ein deutliches Δ -Signal auf, anhand dessen der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ bestimmt werden konnte. Dieser ist von besonderem Interesse, da es Vorhersagen gibt, nach denen einige der *fehlenden Resonanzen* eine große Kopplung an diesen Kanal aufweisen [6].

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird auf diese Vorhersage eingegangen. Des Weiteren wird der bekannte Teil des Anregungsspektrums des Nukleons

mit den von verschiedenen Modellen vorhergesagten Spektren verglichen. Auch die bisherige Datenlage der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ und $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ wird dargelegt.

Der Aufbau des Crystal-Barrel-Experiments wird im zweiten Kapitel erläutert, gefolgt von der Beschreibung der Rekonstruktion der aufgenommenen Daten und der Selektion von $p \pi^0 \pi^0 \gamma$ -Ereignissen. Diese weisen neben dem $p \pi^0 \omega$ -Anteil einen erheblichen Untergrund aus anderen Reaktionen auf. Diese Beiträge werden im vierten Kapitel untersucht, wobei der bisher unbekannte Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p 3 \pi^0$ abgeschätzt wird.

Im fünften Kapitel wird erläutert, wie aus den Verteilungen der rekonstruierten Ereignisse die differentiellen und der totale Wirkungsquerschnitt gewonnen werden. Die Resultate werden im sechsten Kapitel präsentiert. Dort werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$, $d\sigma/dt$ und $d\sigma/dm$, sowie der daraus bestimmte totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega)$ gezeigt. Außerdem wird der $\Delta \omega$ -Anteil bestimmt und daraus der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega)$ ermittelt.

Im abschließenden Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst und es wird aufgezeigt, welche weiteren Fragestellungen durch die Ergebnisse dieser Arbeit aufgeworfen werden und welche zukünftigen Analysen besonders aussichtsreich sind.

Kapitel 1

Baryonen

In diesem Kapitel wird auf die aktuelle Kenntnis des Baryonenspektrums eingegangen, wobei insbesondere das Problem der *fehlenden Resonanzen* (Missing Resonances) angesprochen wird. Außerdem werden die vor kurzem gefundenen Hinweise auf Pentaquark-Zustände diskutiert. Drei Ansätze zur Beschreibung des Baryonenspektrums werden im Verlauf dieses Kapitels genauer betrachtet. Dabei handelt es sich um zwei Quarkmodelle, mit denen Baryonen- und Mesonenspektren und Zerfallsamplituden berechnet werden. Zuerst wird ein auf *Ein-Gluon-Austausch* (OGE) basierendes Konstituenten-Quarkmodell besprochen, anschließend ein Modell mit Instanton induzierter Wechselwirkung, bei dem die voll relativistische Bethe-Salpeter-Gleichung verwendet wird. Des Weiteren wird eine Massenformel zur phänomenologischen Beschreibung des Baryonenspektrums erläutert.

Die Quarkmodelle und die Massenformel werden im Hinblick auf die Suche nach schwach etablierten und fehlenden Zuständen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ diskutiert, die bisherige Datenlage in diesem Kanal wird gegen Ende des Kapitels dargestellt.

1.1 Das Baryonenspektrum

1.1.1 Ordnung im Teilchenzoo

In den 1960er Jahren war eine große Anzahl Mesonen und Baryonen bekannt. Einige von diesen besaßen *seltsame* Eigenschaften — eine ungewöhnliche Langlebigkeit und die ausschließliche Erzeugung zusammen mit bestimmten anderen Mesonen und Baryonen (assoziierte Produktion). Diese Eigenschaften wurden durch eine neue Erhaltungsgröße, die *Strangeness*, erklärt. Murray Gell-Mann gelang es, den *Teilchenzoo* zu klassifizieren, indem er *Quarks* als Konstituenten mit Spin $1/2$ einführte, die in drei verschiedene *Flavors* existieren (*up*, *down* und *strange*), diese Quarks und ihre Antiteilchen bilden zu zweit oder dritt die bekannten Mesonen und Baryonen. *Up*- und *down*-Quarks tragen dabei den Isospin $I = 1/2$ ($I_3 = \pm 1/2$). Das *strange*-Quark

besitzt keinen Isospin, dafür aber eine *Strangeness* von -1 . Mesonen bestehen in diesem Modell aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$), Baryonen aus drei Quarks (qqq) [7]. Mathematisch konnten Mesonen und Baryonen durch eine $SU(3)$ -Gruppe beschrieben werden. Aus deren Systematik wurde auf die Existenz eines Ω^- -Baryons mit der *Strangeness* -3 (sss) geschlossen, das kurze Zeit später experimentell gefunden wurde.

Durch die *Strangeness*-Quantenzahl S wurde die Langlebigkeit und die assoziierte Produktion von Hadronen mit $S \neq 0$ verständlich. In der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung ist die *Strangeness* erhalten, so dass *strange*-Quarks in diesen Wechselwirkungen nur paarweise, d. h. als $s\bar{s}$ -Paar, erzeugt werden und nicht zerfallen können. Nur in Prozessen der schwachen Wechselwirkung kann sich die *Strangeness* ändern und ein *strange*-Quark zerfallen.

Zwischen 1974 und 1994 wurden drei weitere Quark-Flavors mitsamt der zugehörigen Erhaltungsgrößen entdeckt: Die *charm*-, *bottom*- und *top*-Quarks², deren Massen zwischen 1.2 GeV (*charm*-Quark) und 175 GeV (*top*-Quark) liegen.

Nach dem Pauli-Prinzip muss die Wellenfunktion eines Systems von Teilchen mit halbzahligen Spin im Grundzustand (kein relativer Drehimpuls) total antisymmetrisch unter Austausch zweier Teilchen sein. Bei den aus drei gleichartigen Quarks aufgebauten Baryonen Δ^{++} (uuu), Δ^- (ddd) und Ω^- (sss) mit Spin $3/2$ und Isospin $3/2$ bzw. Isospin 0 ist offensichtlich, dass die Orts-Spin-Flavor-Wellenfunktion dieser Baryonen symmetrisch unter dem Austausch zweier Quarks ist. Somit konnte die Beschreibung in dieser Form noch nicht abgeschlossen sein.

Zur vollständigen Beschreibung der Wellenfunktion musste eine neue Quantenzahl eingeführt werden, die *Farbe* oder *Color*. Diese kann drei Werte annehmen, die mit *rot*, *grün* und *blau* bezeichnet werden. Die Farbwellenfunktion ist dabei total antisymmetrisch und damit auch die Wellenfunktion von drei Quarks verschiedener Farbe. Da nur farbneutrale Zustände beobachtet wurden, folgerte man, dass nur Farb-Singulett-Zustände frei vorkommen können. Erlaubte Zustände sind dabei u. a. die Mesonen ($q\bar{q}$) und die Baryonen (qqq). Beschrieben werden die Wellenfunktion im Rahmen der *Color-SU(3)* [8].

Die total antisymmetrische Farbwellenfunktion ergibt zusammen mit der symmetrischen Orts-Spin-Flavor-Wellenfunktion eine dem Pauli-Prinzip genügende, unter dem Austausch zweier Quarks antisymmetrische Wellenfunktion.

¹Der Isospin wurde bereits in den 1930er Jahren von Werner Heisenberg eingeführt, um zu beschreiben, dass sich Protonen und Neutronen in der starken Wechselwirkung nahezu gleich verhalten. Ihnen wurde der Isospin $I = 1/2$ zugeschrieben, wobei sie sich in der Einstellung der dritten Komponente des Isospins unterscheiden. Diese ist nach Konvention $+1/2$ für das Proton und $-1/2$ für das Neutron.

²Weniger gebräuchlich als *top* und *bottom* sind die Bezeichnungen *truth* und *beauty*.

Die Austauschteilchen der Farbwechselwirkung, die Gluonen, werden nicht als freie Teilchen beobachtet, da sie zu einem Farb-Oktett gehören, d. h. sie tragen eine Farbladung die aus einer Farbe und einer Anti-Farbe besteht. Auf der Basis dieser Beschreibung der Hadronen wurde die Theorie der Farbwechselwirkung, die *Quantenchromodynamik* (QCD), entwickelt.

Neben $q\bar{q}$ und qqq sind prinzipiell auch andere Quark- und Gluon-Konfigurationen erlaubt, die ein Farb-Singulett bilden, z. B. $q\bar{q}q\bar{q}$, Pentaquarks ($qqqq\bar{q}$), Gluebälle (ggg) und Hybride ($q\bar{q}g$). Im Mesonensektor wurden die beiden Zustände $\pi_1(1370)$ und $\pi_1(1625)$ mit den *exotischen* Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 1^-(1^{-+})$ gefunden [9]. Ein $q\bar{q}$ -Paar kann diese Quantenzahlen nicht besitzen, möglicherweise handelt es sich um einen Hybrid- oder einen Vier-Quark-Zustand. In [10] wird auf Grund der Zerfallscharakteristiken und unter Berücksichtigung der $SU(3)$ -Symmetrie dargelegt, dass es sich bei dem Zustand $\pi_1(1400)$ wahrscheinlich um einen Vier-Quark-Zustand handelt und dass auch das $\pi_1(1600)$ als Vier-Quark-Zustand erklärt werden kann. Der Artikel enthält eine ausführliche Beschreibung des aktuellen Stands der Hadronenspektroskopie mit den Schwerpunkten Gluebälle, Hybride und Pentaquarks. Auf Pentaquarks wird im folgenden Kapitel eingegangen.

1.1.2 Pentaquarks

Das *chirale Soliton-Modell* untersucht zur Beschreibung der Baryonen Meson und die stabilen Lösungen ihrer Feldgleichungen. Die Lösungen besitzen einen halbzahligen Spin und eine Windungszahl, die mit der Baryonenzahl identifiziert wurde.

Es handelt sich beim chiralen Soliton-Modell um eine alternative Betrachtungsweise der Baryonen. Im Quarkbild entspricht sie der Berücksichtigung von drei Valenzquarks und von *Seequark*-Paaren.³ Das Modell sagt als Multipletts niedrigster Massen ein Oktett, ein Dekuplett und ein Antidekuplett voraus.

Das in Abbildung 1.1 gezeigte Antidekuplett enthält ausschließlich Pentaquarks ($qqqq\bar{q}$). Die Massen wurden von Diakonov, Petrov und Polyakov berechnet, wobei außerdem eine schmale Breite des $S = +1$ -Zustandes von

³Übersicht der verschiedenen Quarkbezeichnungen:

Valenzquarks	Quarks, die in der minimalen Konfiguration eines Hadrons erforderlich sind, z. B. zwei <i>up</i> - und ein <i>down</i> -Quark im Proton.
Seequarks	Zusätzliche Quarks, z. B. der aus der tief-inelastischen Streuung bekannte <i>strange</i> -Quark-Anteil von Proton und Neutron.
Currentquarks	„Quasi-freie“ Quarks, die in der tief-inelastischen Streuung beobachtet werden. Ihre Massen wurden mittels der chiralen Störungstheorie und von QCD-Summenregeln bestimmt ($m_{\text{up}} \sim 3 \text{ MeV}$, $m_{\text{down}} \sim 6 \text{ MeV}$, $m_{\text{strange}} \sim 100 \text{ MeV}$) [9].
Konstituentenquarks	„Quasi-Teilchen“ der Quarkmodelle, Valenzquark mitsamt einer Wolke aus $q\bar{q}$ -Paaren und Gluonen ($m_{\text{up}} \sim m_{\text{down}} \sim 350 \text{ MeV}$, $m_{\text{strange}} \sim 500 \text{ MeV}$).

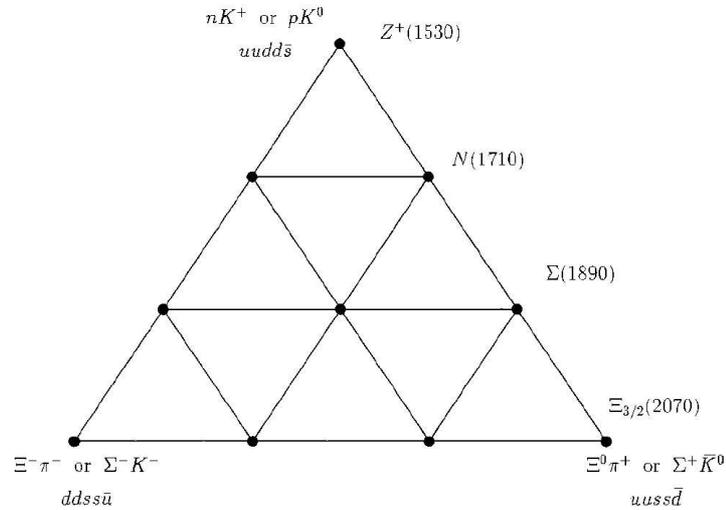


Abb. 1.1: Das Antidekuplett mit den Massenvorhersagen des chiralen Soliton-Modells [12]. Aus historischen Gründen wurde das Baryon mit positiver *Strangeness* zunächst als Z^+ bezeichnet. Um Verwechslungen mit dem Z^0 -Boson zu vermeiden, hat sich mittlerweile der Name Θ^+ etabliert.

nur wenigen MeV vorhergesagt wurde. Diese Resonanz sollte somit in gemessenen Massenspektren als ungewöhnlich schmaler Peak auffallen [11].

Seit 2003 gibt es experimentell deutliche Hinweise auf ein Baryon mit positiver *Strangeness* (Θ^+), das in der nK^+ und pK^0 invarianten Masse beobachtet wurde [13, 14, 15, 16].⁴ Während aus dem pK^0 -Zerfall kein Rückschluss auf die *Strangeness* der Resonanz gezogen werden kann, muss eine nK^+ -Resonanz positive *Strangeness* besitzen und somit ein *Anti-Strange*-Quark enthalten.

Das SAPHIR-Experiment an ELSA hat nach entsprechenden Resonanzen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow nK^+K_S^0$ gesucht. Abbildung 1.2 zeigt ein Θ^+ -Signal im nK^+ -Massenspektrum. Das Signal enthält 63 ± 13 Ereignisse bei einer invarianten Masse von $1540 \pm 4_{\text{stat}} \pm 2_{\text{syst}}$ MeV und besitzt eine statistische Signifikanz von 4.8σ . Die Breite des Signals ist kleiner als die experimentelle Auflösung, es wird ein Grenzwert von $\Gamma_{\Theta^+} < 25$ MeV angegeben [15].

Der gleiche Kanal wurde kürzlich mit deutlich höherer Statistik am Jefferson Lab, USA, untersucht. Die vorläufigen Resultate ergeben einen oberen Grenzwert für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Theta^+ K^0$, der nicht mit den SAPHIR-Resultaten verträglich ist [18].

⁴Unter „<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~hyodo/research/Thetapub.html>“ befindet sich eine aktuell gehaltene Liste der experimentellen und theoretischen Arbeiten über Pentaquarks [17].

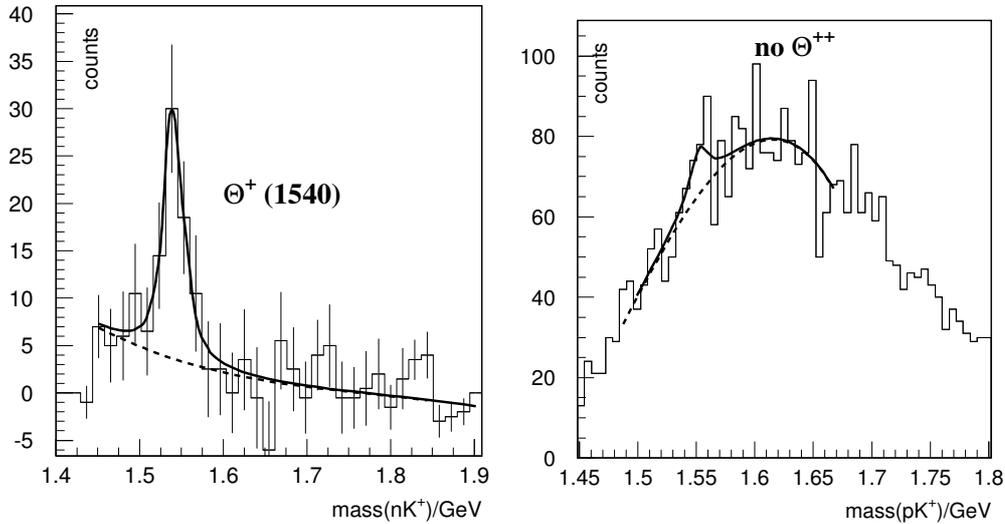


Abb. 1.2: Θ^+ -Signal des SAPHIR-Experiments [15]. In der linken Abbildung ist die Untergrund subtrahierte invariante nK^+ -Masse zu sehen, rechts die pK^+ -Masse.

Unter Berücksichtigung von sechs Experimenten gibt die *Particle Data Group* eine Θ^+ -Masse von 1539.2 ± 1.6 MeV an. Die Breite wird auf Grundlage der Analyse eines Experiments mit $\Gamma_{\Theta^+} = 0.9 \pm 0.3$ MeV angegeben. Das Θ^+ hat einen Drei-Sterne-Status erhalten, obwohl die Quantenzahlen nur teilweise bekannt sind ($I(J^P) = 0(?^?)$) [9]. Trotz des Drei-Sterne-Status ist die Datenlage noch nicht schlüssig, da in allen Analysen erhebliche Schnitte gemacht werden mussten, um ein Θ^+ -Signal zu extrahieren. Hinzu kommt, dass die bisherige Datenlage in der KN-Streuung nur mit einer sehr schmalen Resonanz verträglich ist. Des Weiteren gibt es Versuche, die Signale als kinematische Reflexion [19] oder als resonanten KN-Zustand [20] zu beschreiben.

Die geringe Breite des Θ^+ ist extrem ungewöhnlich, da die Resonanz *stark* zerfällt und somit eine große Breite zu erwarten wäre. Die Breite deutet auf einen metastabilen Zustand hin, d. h. es muss einen den Zerfall hemmenden Faktor geben. Die Parität des Θ^+ ist ebenso wie der Drehimpuls noch unbestimmt, ihre Kenntnis würde erlauben, die Vorhersagen der verschiedenen Modelle zu prüfen. Das chirale Soliton-Modell sagt $J^P = 1/2^+$ voraus [11], wohingegen die naive Erwartung im Quarkmodell wäre, dass im leichtesten Pentaquark-Zustand $uudd\bar{s}$ alle Konstituenten in einer *S*-Welle zueinander sind und somit $J^P = 1/2^-$ wäre. Eine kompliziertere Quark-Konfiguration, wie $(qqq)(q\bar{q})$ oder $(qq)(qq)\bar{q}$, kann jedoch dazu führen, dass der niedrigste Zustand einen Drehimpuls und somit auch positive Parität besitzt [21].

Die schmale Breite könnte dadurch erklärt werden, dass es sich beim Θ

um eine Isotensor-Resonanz ($I = 2$) handelt. Unter dieser Annahme gäbe es Zustände mit Quarkinhalten von $uuu\bar{s}$ mit der Ladung $+3$ bis $ddd\bar{s}$ mit der Ladung -1 . Da das Θ unterhalb der Schwelle für Zerfälle in ΔK und $N\pi K$ liegt, gäbe es keine starken, Isospin-erhaltenden Zerfälle, was zu einer schmalen Breite führen würde [22]. Die Daten des SAPHIR-Experiments geben keine Hinweise auf Isospin-Partner des Θ^+ (s. Abb. 1.2), obwohl diese unter der Annahme von $I = 1$ oder $I = 2$ auf Grund der *Clebsch-Gordon-Koeffizienten*, der Verzweungsverhältnisse und der Detektorakzeptanz ein um etwa zwei Größenordnungen stärkeres Signal zeigen sollten. Somit ist höchstwahrscheinlich $I = 0$ der Isospin des Θ^+ [15].

Das vom chiralen Soliton-Modell vorhergesagte Antidekuplett von Pentaquark-Zuständen enthält neben dem Θ^+ , das der leichteste Zustand sein soll, noch weitere Resonanzen (s. Abb. 1.1), die zum Teil *exotische* Quantenzahlen besitzen [12]. Während die Quantenzahlen von $N(1710)$, $\Sigma(1890)$, $\Xi^0(2070)$ und $\Xi^-(2070)$ mit Drei-Quark-Zuständen kompatibel sind, besäßen $\Xi^{--}(2070)$ und $\Xi^+(2070)$ eine nur durch einen minimalen Quarkinhalt von $ddss\bar{u}$ bzw. $uuss\bar{d}$ erklärable Kombination von Ladung und *Strangeness*. Das NA49-Experiment am CERN berichtet von Signalen in der invarianten Masse von $\Xi^-\pi^-$ und $\Xi^-\pi^+$, die bei 1862 ± 2 MeV liegen. Die Breiten sind kleiner als die experimentelle Auflösung und werden mit unter 18 MeV angegeben [23]. Dabei könnte es sich um den Ξ^{--} - und den Ξ^0 -Zustand des Antidekupletts handeln. Mehrere andere Experimente, wie z. B. das HERA-B-Experiment am DESY [24] und das WA89-Experiment am CERN [25], haben versucht diese Resonanzen zu bestätigen, bisher haben sie jedoch keine Evidenz für diese exotische Resonanz gefunden.

Bemerkenswert ist, dass schon in einer Drei-Valenzquark-Konfiguration der Baryonen deutlich mehr Zustände vorhergesagt werden, als bisher experimentell beobachtet werden konnten. Mit dem Nachweis eines Pentaquarks niedriger Masse vervielfacht sich die Zahl der erwarteten Zustände. Für die „normalen“ Baryonen wurde eine Quark-Diquark-Struktur vorgeschlagen, durch die ein Freiheitsgrad des qqq -Systems eingefroren und die Anzahl der möglichen Zustände reduziert würde [26, 27]. Für das Pentaquark wird von Jaffe und Wilczek eine Diquark-Diquark-Antiquark-Struktur diskutiert [28], durch die die Zahl der Anregungen deutlich reduziert würde.

Die leichtesten Pentaquarks würden auch in diesem Bild ein Anti-Dekuplett bilden, zusätzlich wird ein Oktett vorhergesagt, das mit dem Antidekuplett massenentartet wäre. Diese $SU(3)$ -Flavor-Symmetrie wird jedoch durch die Masse des *strange*-Quarks gebrochen. Auf dieser Grundlage erstellte Massenvorhersagen unterscheiden sich deutlich von den Vorhersagen des chiralen Soliton-Modells [12], wie in Abbildung 1.3 qualitativ gezeigt wird. Während Diakonov et al. ein Nukleon-Pentaquark mit einer Masse zwischen 1600 und 1700 MeV vorhersagen, wird es im Diquark-Diquark-Antiquark-Bild bei etwa 1400 MeV erwartet. Die Autoren weisen darauf hin, dass es mit der — nach vielen Quarkmodellen zu niedrig liegenden — *Roper-*

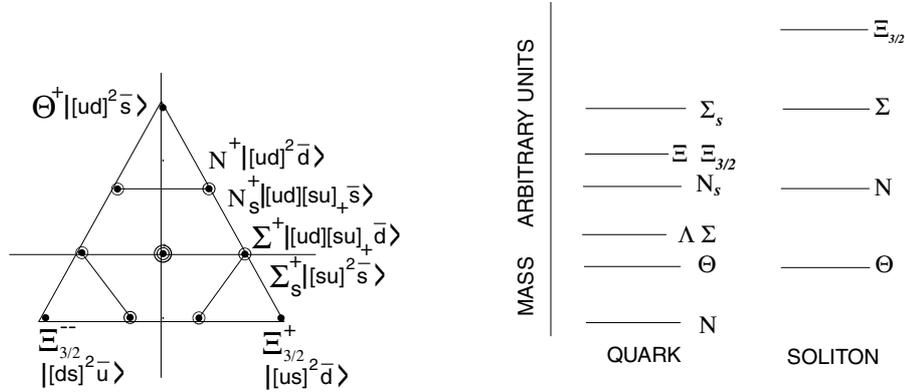


Abb. 1.3: Die Quarkstruktur des Antidekupletts und des Oktetts im Diquark-Bild lässt viele Pentaquarks erwarten (links). Ein Vergleich der nach dem Diquark- und dem Soliton-Modell erwarteten Massenschemata zeigt für die exotischen Ξ deutlich unterschiedliche Massen (rechts) [28].

Resonanz $N(1440)P_{11}$ identisch sein könnte. Die $N(1710)P_{11}$ könnte dann der N_s -Zustand mit *verborgener Strangeness* sein [28]. Es stellt sich allerdings die Frage, wo in diesem Fall die Radialanregungen des Nukleons lägen und ob die Zustände mit „normalen“ Baryonen mischten.

1.1.3 Fehlende Resonanzen

Auch ohne bisher etablierte Resonanzen durch andere Kombinationen als qqq zu erklären, werden viele Zustände vorhergesagt, für die bisher keine experimentelle Evidenz vorhanden ist. Im Rahmen des nächsten Kapitels wird dies am Beispiel zweier Quarkmodelle diskutiert.

Die fehlende experimentelle Evidenz kann auch an einem Auswahleffekt liegen: Der größte Teil der nachgewiesenen Baryonen wurde in der elastischen Pion-Nukleon- und in der Kaon-Nukleon-Streuung entdeckt. Resonanzen, die nur schwach an diese Kanäle koppeln, sind bisher experimentell nicht gut untersucht worden und können daher einer Entdeckung entgangen sein. Verschiedene Berechnungen von πN -Zerfallsamplituden stützen diese Erklärung (s. Kap. 1.2.1). Experimentelle Studien in Photo- und Elektroproduktion sollten zum Verständnis darüber führen, welche Resonanzen aufgrund eines Auswahleffekts nicht gesehen werden und welche Resonanzen tatsächlich fehlen. Das CBELSA/TAPS-Experiment untersucht u. a. das Nukleonen- und Δ -Spektrum im Hinblick auf fehlende Resonanzen und auch auf mögliche Pentaquark-Zustände. Speziell zur Untersuchung des Θ^+ wurde im

November und Dezember 2003 eine Strahlzeit mit einer Beschleunigerenergie von 3.3 GeV durchgeführt. Zur besseren Bestimmung der Quantenzahlen wurden linear polarisierte Photonen verwendet, dabei lag das Maximum der Polarisation bei einer Photonenergie von 1800 MeV. Diese Daten werden aktuell in den Kanälen $\vec{\gamma}p \rightarrow pK_S K_S \rightarrow p 4\pi^0$ [29] und $\vec{\gamma}p \rightarrow pK_S K_L^{\text{missing}}$ [30] auf Proton-Kaon-Resonanzen untersucht.

Dieser kurze Anriss aktueller Fragen der Hadronenphysik zeigt, wie viel über das Baryonenspektrum noch zu lernen ist und dass selbst die Zusammensetzung der Resonanzen — aus drei oder fünf Valenzquarks, aus einem (Anti-)Quark und einem oder zwei Diquarks — noch unklar ist.

1.2 Quarkmodelle

Aus der Kenntnis der Quarkstruktur von Baryonen und Mesonen kann man ableiten, welche Zustände existieren sollten. Die Energien bzw. Massen dieser Zustände lassen sich jedoch nicht trivial ermitteln. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, tragen selbst eine Farbladung und wechselwirken miteinander. Die Kopplungsstärke ist bei niedrigen Energieüberträgen von der Größenordnung 1, so dass sich die Zustandsenergien nicht im Rahmen der Störungstheorie berechnen lassen. Um das Mesonen- und Baryonenspektrum zu beschreiben, die Anregungs- und Zerfallsamplituden zu berechnen und die Breiten und magnetischen Momente vorherzusagen, wurden Quarkmodelle entwickelt.

In diesen werden nicht die „nahezu freien“ *Currentquarks* der tief-inelastischen Streuung betrachtet, sondern Konstituentenquarks, die in diesem Bild *kollektive Quasi-Teilchen* darstellen, d. h. ein Valenzquark umgeben von einer Wolke aus $q\bar{q}$ -Paaren und Gluonen. Die Quarkmodelle setzen in den Rechnungen nicht die *Currentquarkmassen* ein, stattdessen werden Konstituentenquarkmassen benutzt, die üblicherweise Modellparameter sind. Typische Werte liegen bei 200 bis 500 MeV für das *up*- und *down*-Quark und 150 bis 400 MeV höher für das *strange*-Quark. Die Potentiale der Quarkmodelle werden so gewählt, dass ein *Confinement* gegeben ist, d. h. für große Abstände geht das Potential gegen unendlich, so dass keine freien Quarks zugelassen werden.

Im Mesonensektor wird die Phänomenologie der $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Mesonen unterhalb der Schwelle für starke Zerfälle gut durch nicht-relativistische Quarkmodelle (NRQM) beschrieben. Da in diesen Fällen die schweren *charm*- und *bottom*-Quarks den größten Teil der Mesonmasse ausmachen, sind relativistische Effekte nicht dominant. Bei Hadronen, die aus den leichten Quarks u , d und s bestehen, ist die Lage komplizierter, da die kinetische Energie der (Konstituenten-)Quarks in der gleichen Größenordnung wie ihre Masse liegt, so dass relativistische Effekte eine nicht vernachlässigbare Rolle spielen. Diese werden durch ein effektives, farbunabhängiges Potential be-

rücksichtigt, für das häufig die Form eines harmonischen Oszillatorpotentials gewählt wird.

Das erste phänomenologisch erfolgreiche Modell stammt von Isgur, Karl et al. (s. [31] und Verweise darin). Es geht von nicht-relativistischen punktförmigen Konstituentenquarks aus, die sich in einem farbunabhängigen, von einer Farb-Hyperfeinwechselwirkung gestörten *Confinement*-Potential befinden. Einen empfehlenswerten Überblick über die Entwicklung der Quarkmodelle zur Vorhersage der Baryonmassen und -zerfälle haben Capstick und Roberts verfasst [32].

Im Folgenden wird auf das Quarkmodell mit relativistischen Korrekturen von Capstick und Roberts und das auf einer Instanton induzierten Wechselwirkung basierende Bonn-Modell eingegangen.

1.2.1 Das Quarkmodell von Capstick und Isgur

Um die bei einer nicht-relativistische Betrachtung der Konstituentenquarks notwendigen Näherungen zu vermeiden, entwickelten Simon Capstick und Nathan Isgur ein Quarkmodell [33] mit relativistischen Korrekturen. Sie berücksichtigen darin, dass die Wechselwirkungsstärke impulsabhängig ist und dass die Konstituentenquarks „kinematisch verschmiert“ sind und somit im Gegensatz zu den *Currentquarks* keine Punktteilchen sind.

Die Schrödingergleichung

$$H\psi = E\psi \quad \text{mit} \quad H = H_0 + V \quad (1.1)$$

wird gelöst, mit

$$H_0 = \sum_{i=1}^3 \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i^2} \quad \text{und} \quad V = V_{\text{conf}} + V_{\text{oge}}. \quad (1.2)$$

Hierbei ist H_0 die relativistische kinetische Energie und das Potential V setzt sich aus einem *Confinement*-Term V_{conf} und einem Ein-Gluon-Austausch-Term V_{oge} zusammen. Mit m_i und p_i werden die Massen und Impulse der Konstituentenquarks bezeichnet. Das Potential entspricht im nicht-relativistischen Grenzfall $p/m \rightarrow 0$ den Potentialen der nicht-relativistischen Quarkmodelle.

Die als Lösungen der Gleichung (1.1) erhaltenen Zustände werden nach Oszillatorbändern sortiert, wobei in n -ten Anregungsband die Zustände mit $n = 2N + L$ enthalten sind. Hierbei steht L für den Drehimpuls und N für die radiale Anregung. Die Klassifikation der Zustände erfolgt in der Form $[B J^P]_m$ (Masse [MeV]), wobei B für die Art der Resonanz und J^P für Gesamtdrehimpuls und Parität steht. Mit dem Index m werden die Zustände in der jeweiligen Partialwelle durchgezählt.

In den Abbildungen 1.4 und 1.5 werden die mit diesem Modell berechneten Massenspektren mit den experimentell bekannten Massen verglichen. Es

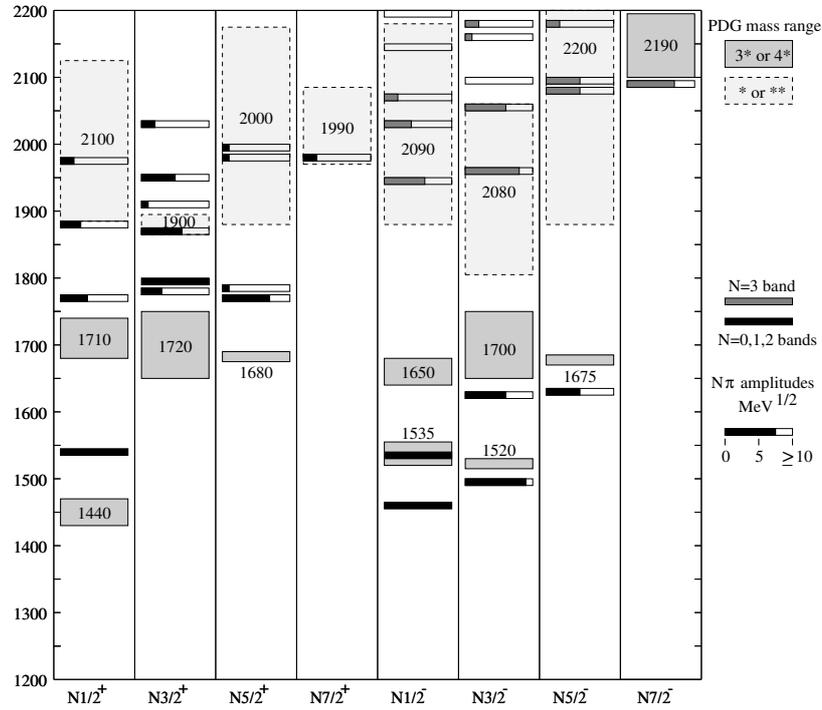


Abb. 1.4: Massenvorhersagen und πN -Zerfallsamplituden für Nukleon-Resonanzen nach [33, 34], verglichen mit den experimentellen Massen der *Particle Data Group* (PDG) [35] (Abb. aus [32]).

gelingt eine gute Beschreibung der Massendifferenzen innerhalb eines Anregungsbandes, allerdings ist die absolute Position der Bänder negativer Parität ungefähr 50 MeV zu niedrig, während die Bänder positiver Parität etwa 40 MeV zu hoch liegen. Dies ist eine für Quarkmodelle typische Eigenheit. Insbesondere wird die erste radiale Anregung in den meisten Quarkmodellen über der ersten Orbitalanregung vorhergesagt.

Beim Vergleich des Modells mit dem experimentellen Baryonenspektrum fallen keine überzähligen experimentellen Zustände auf, hingegen werden nach diesem Modell neun bisher nicht beobachtete Zustände im ersten Anregungsband mit positiver Parität erwartet, darunter sechs Nukleon- und zwei Δ -Resonanzen. Des Weiteren werden viele bisher unentdeckte Zustände in höheren Anregungsbändern ($n \geq 3$) vorhergesagt, von denen die leichtesten negative Parität besitzen sollten.

Im Rahmen dieses Modells wurden von Capstick und Roberts die Zerfallsamplituden der Resonanzen in $N\pi$ [34] und in weitere Zwei-Körper- und *Quasi-Zwei-Körper-Endzustände*, wie $N\eta$, $N\eta'$, $N\omega$, $N\rho$, $\Delta\pi$, $N(1440)\pi$ und $\Delta(1600)\pi$ berechnet [36].

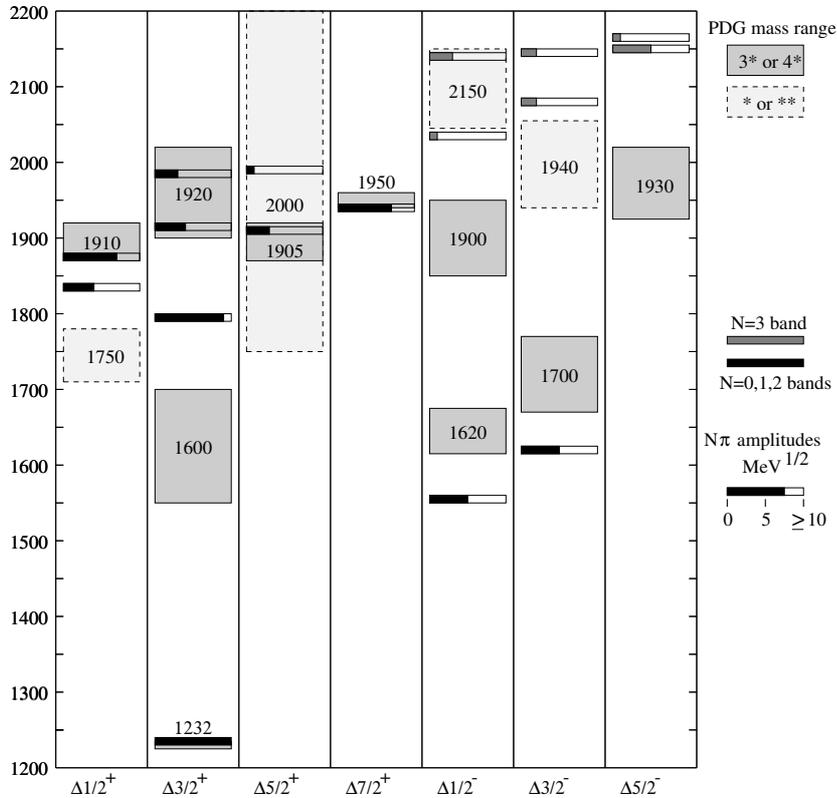


Abb. 1.5: Massenvorhersagen und πN -Zerfallsamplituden für Δ -Resonanzen nach [33, 34], verglichen mit den experimentell bestimmten Massen [35] (Abb. aus [32]).

Zur Berechnung der Kopplungen wurde der Zerfall in einem *Paarerzeugungmodell* (*Pair creation model*) behandelt. Dabei wird ein $q\bar{q}$ -Paar mit den Quantenzahlen des QCD-Vakuums 0^{++} erzeugt, das bei genügend großem Überlapp der Wellenfunktionen ein Quark mit dem Baryon austauscht und dabei auf die Massenschale gelangt. Da die Quantenzahlen des Vakuums einem 3P_0 -Zustand entsprechen, wird das Modell als 3P_0 -Modell bezeichnet.

In [34] werden zwei Modellparameter verwendet, die 3P_0 -Kopplungsstärke γ und ein Abschneideparameter λ , der den Impuls des erzeugten Quarkpaares begrenzt. Diese beiden Parameter wurden an die $N\pi$ -Zerfallsamplituden von Nukleon- und Δ -Resonanzen des ersten und zweiten Anregungsbandes mit PDG-Bewertungen von mindestens zwei Sternen angepasst.

Die in diesem Modell berechneten $N\pi$ -Zerfallsamplituden für Nukleon- und Δ -Resonanzen werden in den Abbildungen 1.4 und 1.5 dargestellt. Es zeigt sich, dass die bisher gut etablierten Resonanzen eine starke Kopplung

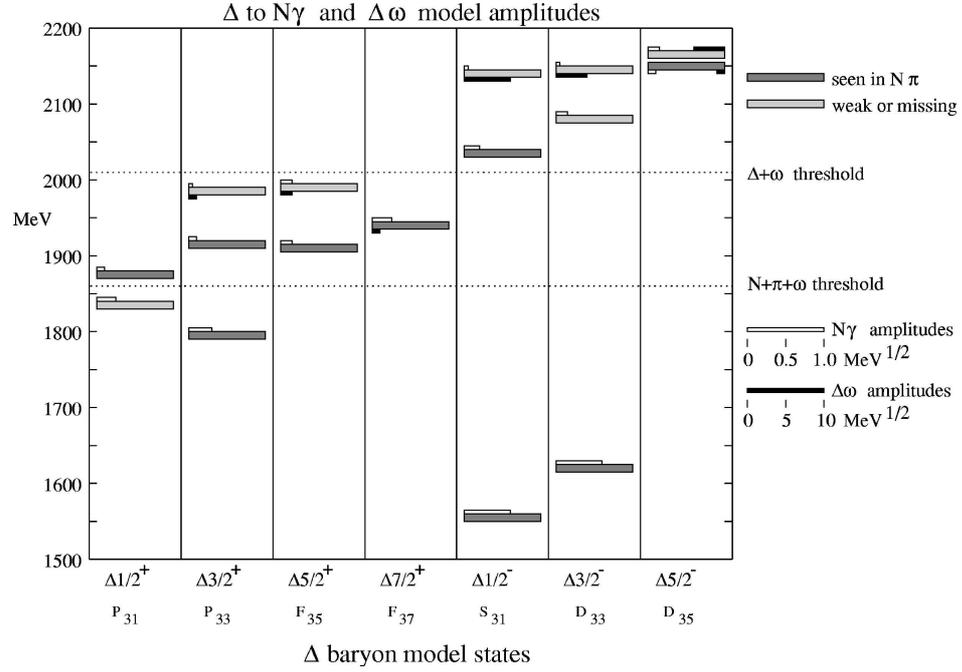


Abb. 1.6: Massen, $N\gamma$ - und $\Delta\omega$ -Amplituden von Δ -Resonanzen berechnet im Modell von Capstick und Roberts [6].

an $N\pi$ aufweisen, während beim Großteil der *fehlenden* oder schlecht etablierten Resonanzen nur eine schwache Kopplung an diesen Kanal vorliegt. Dies zeigt die Bedeutung der Suche nach den *fehlenden Resonanzen* in anderen Produktions- und Zerfallskanälen.

Das 3P_0 -Modell liefert auch Vorhersagen für die Kopplungen von Δ -Resonanzen an $\Delta\eta$ und $\Delta\omega$ -Zerfälle [6]. Die Wellenfunktionen und Parameter dieser Kopplungen wurden durch die Berechnung der Kopplungsstärke der Resonanzen an $N\pi$, $N\pi\pi$, $N\eta$, $N\omega$ und an andere Kanäle festgelegt. Da das η - und das ω -Meson Isoskalare ($I = 0$) sind, können nur Δ -Resonanzen in $\Delta\eta$ und $\Delta\omega$ zerfallen. Die η - und ω -Mesonen wirken als Isospin-Filter.

In Tabelle 1.1 werden die $\Delta\omega$ -Partialbreiten derjenigen Δ -Resonanzen angegeben, die im Energiebereich des CB-ELSA-Experiments liegen. Die $\Delta\omega$ -Amplitude wurde jeweils für die experimentell bestimmte Masse berechnet, zur Fehlerabschätzung wurde die Rechnung mit den oberen und unteren Grenzen des experimentellen Massenbereichs wiederholt. Falls kein experimenteller Zustand bekannt war, wurde die Modell-Masse verwendet, zur Fehlerbestimmung wurde diese um 150 MeV verringert bzw. erhöht.

Für den Nachweis in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ ist neben einer großen Kopplung an $\Delta\omega$ auch eine große Photokopplung wünschenswert, die hierfür berechneten Werte sind zusammen mit der $\Delta\omega$ -Zerfallsamplitude in Abbil-

Modell	PDG [9]	$\sqrt{\Gamma_{\Delta\omega}^{\text{tot}}}/\text{MeV}^{\frac{1}{2}}$	$\Gamma_{\Delta\omega}^{\text{tot}}/\text{MeV}$
$[\Delta_{\frac{3}{2}}^+]_4(1985)$		$0.9_{-0.9}^{+4.3}$	0.8
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^+]_2(1990)$	$\Delta_{\frac{5}{2}}^+(2000)F_{35}$ **	$1.5_{-1.5}^{+7.2}$	2.3
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^+]_1(1940)$	$\Delta_{\frac{7}{2}}^+(1950)F_{37}$ ****	$1.0_{-0.3}^{+0.3}$	1.0
$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_2(2035)$	$\Delta_{\frac{1}{2}}^-(1900)S_{31}$ **	$0.2_{-0.2}^{+0.7}$	0.04
$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_3(2140)$	$\Delta_{\frac{1}{2}}^-(2150)S_{31}$ *	$6.1_{-4.4}^{+5.8}$	37.2
$[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_2(2080)$	$\Delta_{\frac{3}{2}}^-(1940)D_{33}$ *	$0.1_{-0.1}^{+2.5}$	0.01
$[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_3(2145)$		$4.2_{-3.7}^{+4.5}$	17.6
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_1(2155)$	$\Delta_{\frac{5}{2}}^-(1930)D_{35}$ ****	$1.0_{-0.7}^{+1.4}$	1.0
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_2(2165)$		$4.0_{-1.5}^{+2.3}$	16.0
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_3(2265)$		$4.3_{-1.5}^{+1.9}$	18.5
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_4(2325)$		$2.1_{-1.0}^{+1.8}$	4.4
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]_1(2230)$		$4.4_{-2.4}^{+3.0}$	19.4
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]_2(2295)$		$4.4_{-2.4}^{+3.0}$	19.4
$[\Delta_{\frac{9}{2}}^-]_1(2295)$	$\Delta_{\frac{9}{2}}^-(2400)G_{39}$ **	$9.8_{-5.1}^{+2.2}$	96.0
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^+]_2(2370)$	$\Delta_{\frac{7}{2}}^+(2390)F_{37}$ *	$4.6_{-1.4}^{+2.1}$	21.1
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^+]_3(2460)$		$2.3_{-1.3}^{+1.6}$	4.7
$[\Delta_{\frac{9}{2}}^+]_1(2420)$	$\Delta_{\frac{9}{2}}^+(2300)H_{39}$ **	$1.9_{-1.3}^{+2.0}$	3.8
$[\Delta_{\frac{9}{2}}^+]_2(2505)$		$4.3_{-1.8}^{+1.5}$	18.5
$[\Delta_{\frac{11}{2}}^+]_1(2450)$	$\Delta_{\frac{11}{2}}^+(2420)H_{311}$ ****	$5.2_{-2.3}^{+1.7}$	27.0

Tab. 1.1: Vorhergesagte $\Delta\omega$ -Zerfallsamplituden und Partialbreiten von Δ -Resonanzen im Energiebereich des CB-ELSA-Experiments [6]. Experimentell wurden bisher keine $\Delta\omega$ -Zerfallsamplituden bestimmt.

dung 1.6 zu sehen [6]. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass im Massenbereich unterhalb von 2200 MeV jeweils eine Resonanz die jeweilige Partialwelle dominieren sollte. Zu beachten ist, dass die Resonanzen mit negativer Parität im dritten Anregungsband experimentell bei einer deutlich niedrigeren Masse liegen als nach dem Modell erwartet wird. Eine Berechnung der Zerfallsamplituden mit den Modell-Massen ergäbe vermutlich eine stärkere Kopplung an $\Delta\omega$. Sollten in einer der relevanten Partialwellen $1/2^-$, $3/2^-$ und $5/2^-$ zwei Zustände an $\Delta\omega$ koppeln, spräche dies für eine höhere Masse der entsprechenden Resonanzen und wäre eine Bestätigung der Quarkmodelle.

1.2.2 Das Bonn-Modell

Während die meisten Quarkmodelle nicht-relativistische Ansätze zur Beschreibung des Baryonen- und Mesonenspektrums verfolgen, verwendet das Bonn-Modell einen voll relativistischen Ansatz. Zur Berechnung der Spektren wird eine reduzierte Bethe-Salpeter-Gleichung aufgestellt, die zum einen eine vollständig relativistische Berechnung erlaubt, zum anderen so nah wie möglich an den erfolgreichen nicht-relativistischen Potential-Modellen bleibt [37, 38]. Die hierbei verwendeten Bethe-Salpeter-Amplituden können als die kovarianten Analoga zu den Wellenfunktionen der nicht-relativistischen Modelle betrachtet werden.

Zur Berechnung der Massen werden die Baryonen als gebundene Drei-Quark-Zustände behandelt, für die die Bethe-Salpeter-Gleichung numerisch gelöst wird. Die Breiten der Baryonen werden nicht berechnet, jedoch werden in weiteren Arbeiten die Zerfallsamplituden von Nukleon- und Δ -Resonanzen in $N\pi$ und $\Delta\pi$ untersucht [39, 40].

In [38] werden zwei Varianten des Modells (Modell \mathcal{A} und \mathcal{B}) mit verschiedenen *Confinement*-Potentialen verwendet. Die Potentiale unterscheiden sich in der Behandlung der Spin-Bahn-Wechselwirkung dergestalt, dass es in Modell \mathcal{A} eine resultierende Spin-Bahn-Wechselwirkung gibt, während sich diese Kräfte im Modell \mathcal{B} aufheben, so dass die Zustände eines Anregungsbandes nahezu massenentartet sind.

Beide Modelle verwenden sieben freie Parameter, zwei Konstituentenquarkmassen (m_{up} und m_{strange} mit $m_{\text{up}} = m_{\text{down}}$), zwei Parameter für das *Confinement*-Potential und drei Parameter zur Beschreibung der Instanton induzierten Wechselwirkung nach 't Hooft. Zur Berechnung des Δ -Spektrums werden davon nur drei verwendet, die Masse des *up*-Quarks und die zwei *Confinement*-Parameter. Da die Flavor-Wellenfunktion für den Isospin $3/2$ total symmetrisch ist und die Instanton induzierte Wechselwirkung nur auf Flavor-antisymmetrische Quarkpaare wirkt, hat sie keinen Effekt auf das Spektrum der Δ -Resonanzen. Das Δ -Spektrum wird im Bonn-Modell nur vom *Confinement*-Potential und der relativistischen Dynamik bestimmt.

Die Parameter der beiden Modelle werden durch die Regge-Trajektorie festgelegt, zu der der Δ -Grundzustand und dessen Drehimpulsanregungen mit positiver Parität gehören ($\Delta_{\frac{3}{2}}^+(1232, ****)$, $\Delta_{\frac{7}{2}}^+(1950, ****)$ und $\Delta_{\frac{11}{2}}^+(2420, ****)$). Wegen der ungenauen Kenntnis ihrer Masse wird die zur selben Regge-Trajektorie gehörende $\Delta_{\frac{15}{2}}^+(2950, **)$, die im bekannten Spektrum der leichten Baryonen den höchsten Drehimpuls besitzt, nicht zur Anpassung der Parameter verwendet.

Die Resultate des Modells \mathcal{A} sind in Abbildung 1.7 zu sehen. Mit Ausnahme der Anregungen negativer Parität um 1900 MeV im dritten Anregungsband wird das Δ -Spektrum gut beschrieben. Im Rahmen von [38] wird auf die problematische Datenlage dieser Zustände verwiesen und es wird darauf hingewiesen, dass mehrere andere Konstituenten-Quarkmodelle

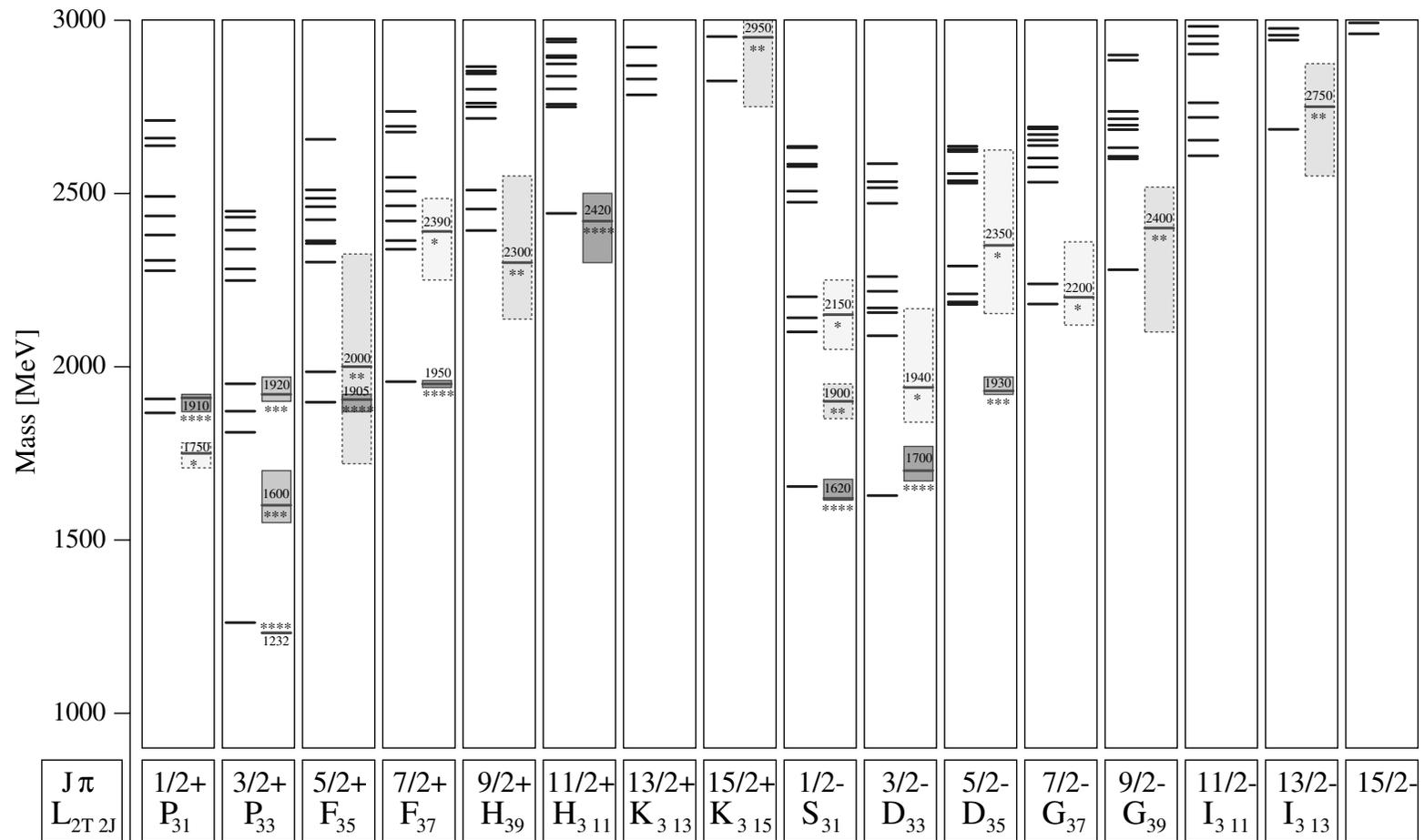


Abb. 1.7: Spektrum der Δ -Resonanzen in Variante \mathcal{A} des Bonn-Modells [38]. Die schattierten Bereiche zeigen die von der PDG bestimmten Baryonen-Massen, deren Fehler und die Klassifizierung der Resonanzen [41] (Abb. aus [38]).

diese Zustände ebenfalls 150–250 MeV zu hoch vorhersagen, darunter das in Kapitel 1.2.1 besprochene, auf Ein-Gluon-Austausch basierende Modell. Die Autoren weisen darauf hin, dass eine bessere experimentelle Bestätigung der Zustände bei diesen „niedrigen“ Massen deutlich gegen ihr und auch gegen andere Konstituenten-Quarkmodelle sprechen würde.

Nicht gut beschrieben werden außerdem die $\Delta(1750, *)P_{31}$, die allerdings nur schlecht etabliert ist und die $\Delta(1600, ****)P_{33}$, die erste radiale Anregung des Δ -Grundzustands, die äquivalent zur Roper-Resonanz ($N(1440, ****)P_{11}$) im Nukleonenspektrum ist.

Abgesehen von diesen Zuständen werden alle experimentell bekannten Δ -Resonanzen von diesem Modell beschrieben, d. h. es gibt keine Hinweise auf überzählige — möglicherweise exotische — Zustände. Dahingegen werden einige Resonanzen vorhergesagt, zu denen es bisher keine experimentellen Widerparte gibt. Zum Beispiel werden im dritten Anregungsband 15 Δ -Resonanzen mit Massen zwischen 2100 und 2300 MeV vorhergesagt, es wurden bisher jedoch nur sieben Zustände entdeckt. Die vorhergesagten Resonanzen dieses Bandes liegen alle über der Schwelle für $\Delta\omega$ -Zerfälle. Experimentell wurden die Resonanzen $\Delta\frac{1}{2}^-(1900)S_{31}(**)$, $\Delta\frac{3}{2}^-(1940)D_{33}(*)$ und $\Delta\frac{5}{2}^-(1930)D_{35}(****)$ unterhalb dieser Schwelle gefunden. Tabelle 1.2 fasst die vorhergesagten und bekannten Zustände des dritten Anregungsbandes zusammen.

In höheren Anregungsbändern werden zahlreiche weitere Resonanzen vorhergesagt, experimentell sind bisher nur fünf Resonanzen bekannt, drei davon im vierten Anregungsband und jeweils eine im fünften und sechsten Anregungsband.

Abbildung 1.8 zeigt, dass auch das experimentell bekannte Nukleonenspektrum von der Variante \mathcal{A} des Modells recht gut beschrieben wird. Bemerkenswert ist insbesondere, dass die sehr niedrige Masse der Roper-Resonanz ($N(1440)P_{11}$) reproduziert wird.

Beide Varianten des Bonn-Modells beschreiben die Regge-Trajektorien gut und reproduzieren die Schalenstruktur der Resonanzen negativer und positiver Parität, es werden alle Vier-Stern-Resonanzen gut beschrieben. Die Modelle unterscheiden sich vor allem in der Beschreibung der Aufspaltung innerhalb eines Anregungsbandes. Diese wird von Modell \mathcal{A} besser reproduziert und diese Variante wird von den Autoren favorisiert.

Mit dem Bonn-Modell werden auch die Zerfälle von Nukleon- und Δ -Resonanzen nach $N\pi$ und $\Delta\pi$ berechnet, ohne dass dazu weitere Parameter eingeführt werden. Dabei werden die Quark-Loop-Diagramme niedrigster Ordnung (s. Abb. 1.9) berücksichtigt, wobei zuvor berechnete Vertexfunktionen der Mesonen und Baryonen verwendet werden [39]. In Tabelle 1.3 werden die im Bonn-Modell berechneten Partialbreiten ausgewählter Resonanzen mit Berechnungen im Rahmen des 3P_0 -Modell [34] (s. Kapitel 1.2.1) und den experimentell bestimmten Werten verglichen.

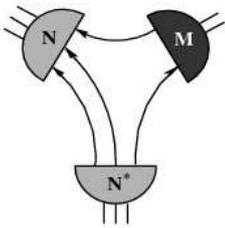


Abb. 1.9: Starker Baryonenzerfall niedrigster Ordnung

Exp. (PDG)	PW	J^P		Masse (PDG) [MeV]	Modell \mathcal{A}	Modell \mathcal{B}
$\Delta(1900)$	S_{31}	$\frac{1}{2}^-$	**	1850 - 1950	$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_2(2100)$	$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_2(2169)$
$\Delta(2150)$	S_{31}	$\frac{1}{2}^-$	*	2050 - 2250	$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_3(2141)$ $[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_4(2202)$	$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_3(2182)$ $[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]_4(2152)$
$\Delta(1940)$	D_{33}	$\frac{3}{2}^-$	*	1840 - 2167	$[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_2(2089)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_3(2156)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_4(2170)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_5(2218)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_6(2260)$	$[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_2(2161)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_3(2177)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_4(2239)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_5(2253)$ $[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]_6(2270)$
$\Delta(1930)$	D_{35}	$\frac{5}{2}^-$	****	1920 - 1970	$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_1(2179)$	$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_1(2152)$
$\Delta(2350)$	D_{35}	$\frac{5}{2}^-$	*	2135 - 2625	$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_2(2187)$ $[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_3(2210)$ $[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_4(2290)$	$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_2(2179)$ $[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_3(2230)$ $[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]_4(2247)$
$\Delta(2200)$	G_{37}	$\frac{7}{2}^-$	*	2120 - 2360	$[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]_1(2181)$ $[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]_2(2239)$	$[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]_1(2182)$ $[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]_2(2220)$
$\Delta(2400)$	G_{39}	$\frac{9}{2}^-$	**	2100 - 2518	$[\Delta_{\frac{9}{2}}^-]_1(2280)$	$[\Delta_{\frac{9}{2}}^-]_1(2207)$

Tab. 1.2: Vorhersagen des Bonn-Modells für Δ -Resonanzen im dritten Anregungsband [38]. Die Notation der Modellzustände ist $[J^P]_n$ (Masse [MeV]), PW steht für die Partialwelle der bekannten Resonanzen, die Sterne geben die PDG-Bewertung des Zustandes an [9].

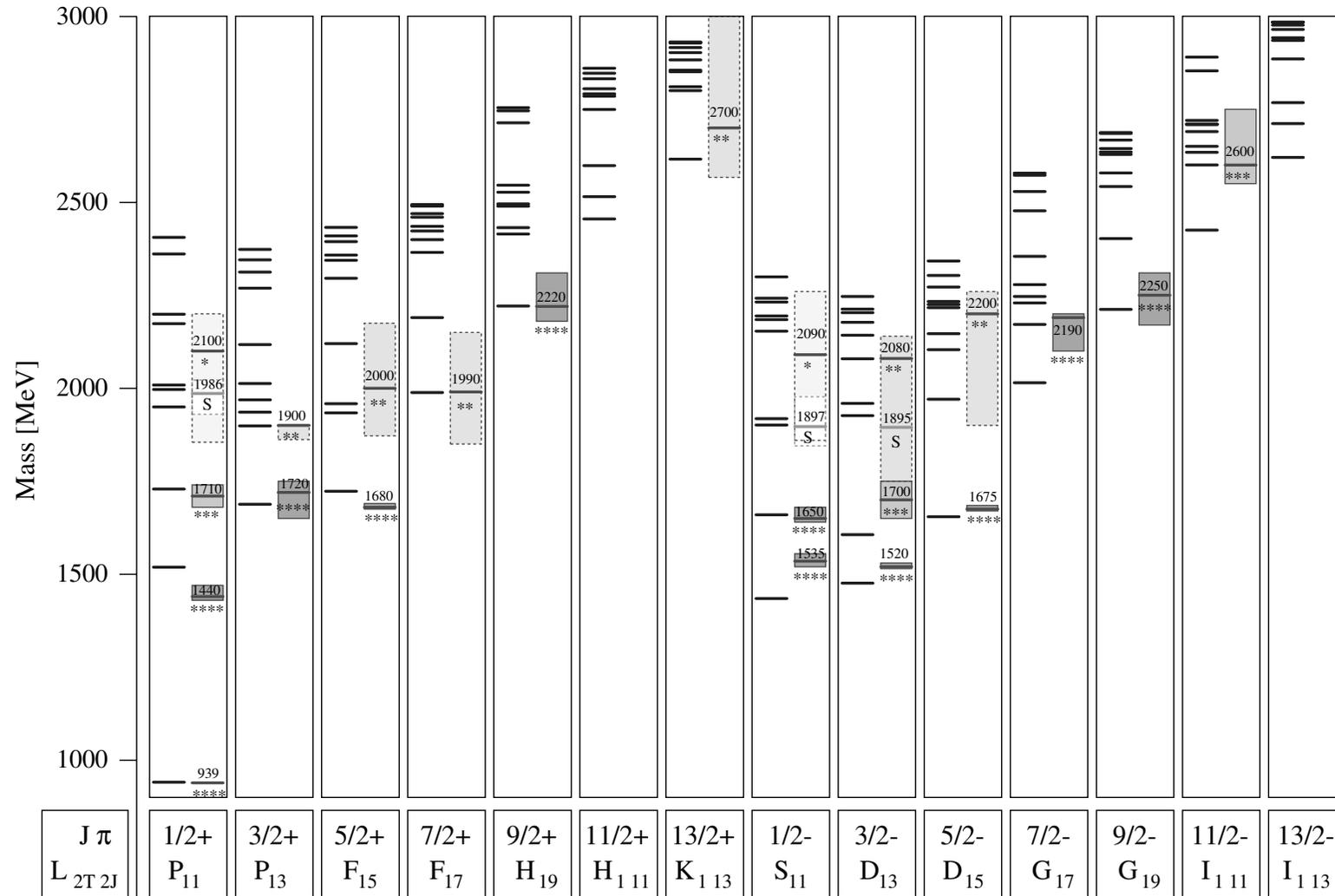


Abb. 1.8: Spektrum der Nukleon-Resonanzen in Variante \mathcal{A} des Bonn-Modells [38]. Die schattierten Bereiche zeigen die von der PDG bestimmten Baryonen-Massen, deren Fehler und die Klassifizierung der Resonanzen [41] (Abb. aus [38]).

Zerfall		Bonn	3P_0	PDG
$\Delta(1232)P_{33}$	$\rightarrow N\pi$	63	108	$109 \pm 0_{-5}^{+5}$
$N(1440)P_{11}$	$\rightarrow N\pi$	35	412	$228 \pm 18_{-65}^{+65}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	35	11	$88 \pm 18_{-25}^{+25}$
$N(1535)S_{11}$	$\rightarrow N\pi$	34	216	$68 \pm 15_{-23}^{+45}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	1	2	< 2
$N(1650)S_{11}$	$\rightarrow N\pi$	3	149	$109 \pm 26_{-4}^{+29}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	6	13	$6 \pm 5_{-0}^{+2}$
$N(1520)D_{13}$	$\rightarrow N\pi$	39	74	$66 \pm 6_{-5}^{+8}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	35	35	$24 \pm 6_{-2}^{+3}$
$N(1700)D_{13}$	$\rightarrow N\pi$	0.1	34	$10 \pm 5_{-5}^{+5}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	88	778	
$N(1675)D_{15}$	$\rightarrow N\pi$	4	28	$68 \pm 7_{-5}^{+14}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	35	32	$83 \pm 7_{-6}^{+17}$
$\Delta(1620)S_{31}$	$\rightarrow N\pi$	4	26	$38 \pm 7_{-8}^{+8}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	71	18	$68 \pm 23_{-14}^{+14}$
$\Delta(1700)D_{33}$	$\rightarrow N\pi$	2	24	$45 \pm 15_{-15}^{+15}$
	$\rightarrow \Delta\pi$	52	262	$135 \pm 45_{-45}^{+45}$

Tab. 1.3: Vergleich der nach dem Bonn-Modell [39] und dem 3P_0 -Modell [34] berechneten $N\pi$ und $\Delta\pi$ -Partialbreiten mit den experimentellen Werten (PDG) [41] (alle Breiten in MeV).

Schon der Vergleich dieser beiden Modelle mit den experimentell ermittelten Partialbreiten zeigt, dass die theoretischen Unsicherheiten deutlich größer sind als die — ebenfalls großen — Fehler der experimentellen Werte. Die Modelle liefern in erster Linie Hinweise auf die Größenordnung der Breiten und keine präzisen Vorhersagen. Dies ist auch im Hinblick auf die Größe der in Tabelle 1.1 angegebenen $\Delta\omega$ -Partialbreiten zu berücksichtigen.

Hervorzuheben ist, dass das Bonn-Modell zahlreiche Δ -Resonanzen im vom CB-ELSA-Experiment abgedeckten Energiebereich erwarten lässt. Insbesondere zum Verständnis des dritten Anregungsbandes, dessen Zustände entweder nur ungenau bekannt, unbekannt oder unverstanden sind, können diese zusätzlichen experimentellen Daten wichtige Beiträge liefern.

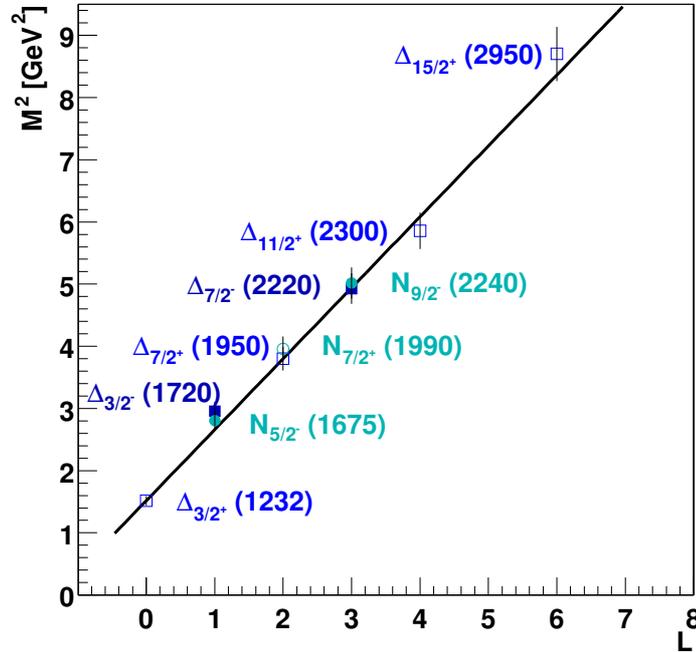


Abb. 1.10: Regge-Trajektorie der Δ -Resonanzen mit $S = 1/2$ und $S = 3/2$ und der Nukleonen mit $S = 3/2$ ($N = 0$) (Abb. aus [10]).

1.3 Eine Massenformel für Baryonen

Quarkmodelle versuchen das *Innenleben* der Baryonen zu beschreiben und mit diesem Ansatz die Spektren und andere Größen zu bestimmen. Ein entgegengesetzter Ansatz wird beim Aufstellen von Massenformeln verfolgt: Es wird mit der Phänomenologie gestartet und versucht, diese möglichst gut zu reproduzieren. Schon in den 1960ern wurde versucht, den Teilchenzoo durch Massenformeln zu beschreiben (s. [32] und Verweise darin), im Folgenden wird auf eine kürzlich von Klempt aufgestellte Massenformel für das Baryonenspektrum eingegangen [42].

Diese Formel beruht auf der Annahme, dass die Spin-Bahn-Wechselwirkung klein ist und es somit sinnvoll ist, die Baryonen in Multipletts mit gleichem Bahndrehimpuls L , Spin S und radialer Anregung N einzuordnen. Dies steht im Gegensatz zu Quarkmodellen, die auf Ein-Gluon-Austausch basieren; in diesen ergibt sich eine große Spin-Bahn-Wechselwirkung. Da die experimentell bekannten Baryonen nur kleine Aufspaltungen zeigen, wird in den Modellen angenommen, dass die Spin-Bahn-Wechselwirkung durch die *Thomas-Präzession* größtenteils kompensiert wird.

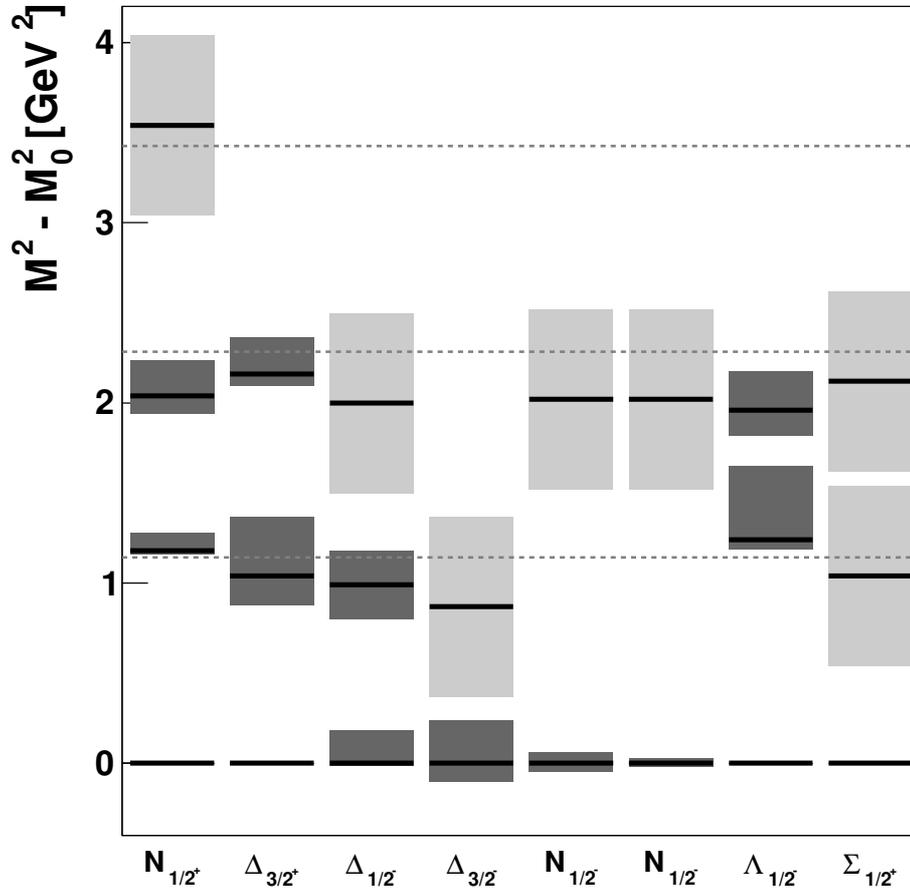


Abb. 1.11: Quadratische Massenabstände zwischen Baryonen und ihren radialen Anregungen. Die schwarzen Balken zeigen die PDG-Massenabschätzung, die dunkelgrauen Kästchen den angegebenen Massenbereich [9]. Falls dieser nicht angegeben wird, wird ein Fehler von $\pm 0.5 \text{ GeV}^2$ angenommen (hellgrau). Die gestrichelten Linien zeigen Massenabstände von a , $2a$ und $3a$ an.

In Abbildung 1.10 sind die Massenquadrate der Δ -Resonanzen mit Spin $1/2$ und $3/2$ und der Nukleonen mit Spin $3/2$ gegen ihren Bahndrehimpuls L aufgetragen (alle mit $N = 0$). Man erkennt, dass sie auf einer Regge-Trajektorie liegen.⁵ Dies bestätigt eindrucksvoll die Annahme, dass der Bahndrehimpuls L und nicht der Gesamtdrehimpuls J die entscheidende Quantenzahl ist [10, 42, 43]. Die Regge-Trajektorie wurde nicht an die Zustände angepasst, sondern durch die Masse des Δ -Grundzustands und die

Steigung a der Regge-Trajektorie der Mesonen festgelegt. Die Steigung ist

$$a = 1.142 \text{ GeV}^2. \quad (1.3)$$

Der Vergleich der quadratischen Massen von Baryonen ohne radiale Anregung mit ihren Anregungszuständen zeigt ebenfalls ein Muster. Anhand von Abbildung 1.11 ist ersichtlich, dass die radialen Anregungszustände sich um etwa ein a im Massenquadrat unterscheiden.

Dies gilt u. a. für die Roper-Resonanz, deren Massenquadrat 1.18 GeV^2 höher als das Nukleon liegt und die $\Delta(1600)$, die 1.04 GeV^2 über dem Δ -Grundzustand liegt. Beides sind Anregungen, die von nicht-relativistischen Quarkmodellen üblicherweise bei höheren Massen vorhergesagt werden, z. B. berechnet das in Kapitel 1.2.1 behandelte Modell eine Masse von 1540 MeV für die Roper-Resonanz und von 1795 MeV für die $\Delta(1600)$.

Um die Massenaufspaltung aufgrund der *Strangeness* zu berücksichtigen, wird der quadratische Abstand zwischen den Dekuplett-Mitgliedern Δ und Ω verwendet:

$$M_s^2 = M_\Omega^2 - M_\Delta^2 \quad (1.4)$$

In Abbildung 1.12 werden die Massenvorhersagen unter Berücksichtigung der *Strangeness*, der radialen Quantenzahl und des Bahndrehimpulses mit den Massen der Spin-1/2-Baryonen verglichen. Es zeigt sich eine systematische Abweichung, die mit der Multipllett-Zugehörigkeit zusammenhängt. Die Abweichungen skalieren mit dem $1 : \frac{1}{2} : \frac{3}{2} : 0$ -fachen der $\Delta - N$ -Aufspaltung von

$$s_i = M_\Delta^2 - M_N^2 = 0.636 \text{ GeV}^2. \quad (1.5)$$

Der Skalierungsfaktor I_{sym} wird in der folgenden Tabelle für die verschiedenen Multipletts angegeben. Er entspricht dem antisymmetrischen Anteil der jeweiligen Spin-Flavor-Wellenfunktion bezogen auf das Grundzustands-Oktett.

Spin $\frac{3}{2}$, Dekuplett und Oktett	$I_{\text{sym}} = 0$
Spin $\frac{1}{2}$, L ungerade, Oktett (70plett)	$I_{\text{sym}} = \frac{1}{2}$
Spin $\frac{1}{2}$, L gerade, Oktett (56plett)	$I_{\text{sym}} = 1$
Spin $\frac{1}{2}$, Singulett	$I_{\text{sym}} = \frac{3}{2}$

Tab. 1.4: Der antisymmetrische Anteil der Spin-Flavor-Wellenfunktion.

⁵Üblicherweise wird das Massenquadrat gegen den Gesamtdrehimpuls J aufgetragen, bei kleiner $\vec{L}\vec{S}$ -Kopplung ist jedoch auch L wohldefiniert.

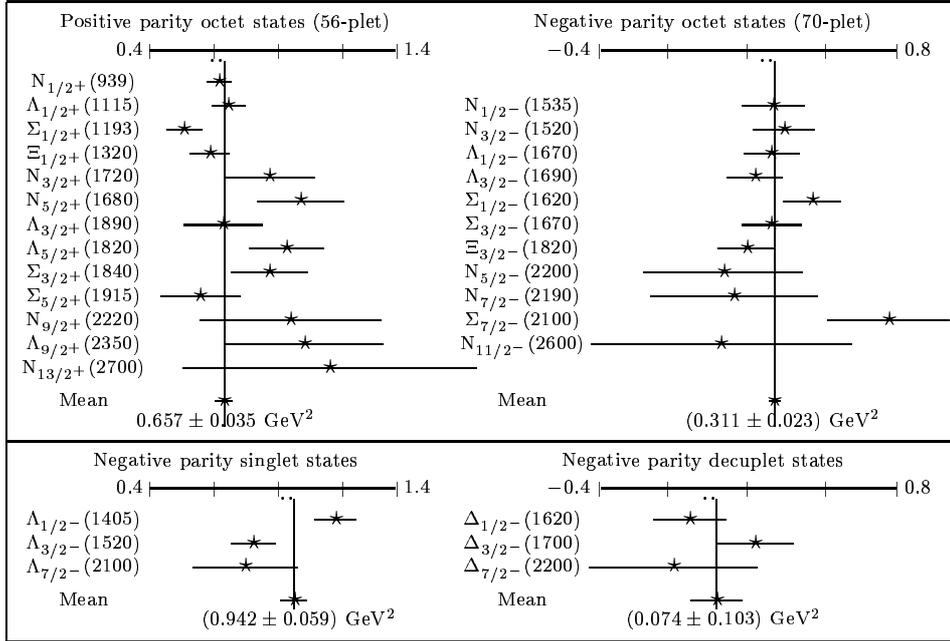


Abb. 1.12: Abweichung der Spin-1/2-Baryonen von der Regge-Trajektorie $M^2 = M_\Delta^2 + \frac{n_s}{3} \cdot M_s^2 + a \cdot (L + N)$ (Abb. aus [42]).

Unter Berücksichtigung dieses Symmetriefaktors und mit der Anzahl der *strange*-Quarks n_s wird in [42] die Massenformel

$$M^2 = M_\Delta^2 + \frac{n_s}{3} \cdot M_s^2 + a \cdot (L + N) - s_i \cdot I_{\text{sym}} \quad (1.6)$$

aufgestellt. Zum Vergleich mit den experimentellen Werten wird ein Modellfehler und ein experimenteller Fehler berücksichtigt. Der Modellfehler wird einheitlich auf $\sigma_M = 30 \text{ MeV}$ gesetzt. Da sowohl die Breite als auch die Fehler der Masse bei den meisten Baryonen nur unzureichend bekannt sind, wird als Abschätzung der Breite

$$\Gamma = \frac{1}{4} Q \cdot c \quad (1.7)$$

gewählt, wobei Q der größte mögliche Impuls in einem starken Zerfall des Zustands ist. Für Nukleon- und Δ -Resonanzen ist dies der Impuls im $N\pi$ -Zerfall. Als Massenfehler wird ein Viertel der Breite angenommen und dieser Wert wird mit dem Modellfehler quadratisch addiert, um den Gesamtfehler σ zu erhalten.

$$\sigma = \sqrt{\sigma_M^2 + \left(\frac{\Gamma}{4}\right)^2} \quad (1.8)$$

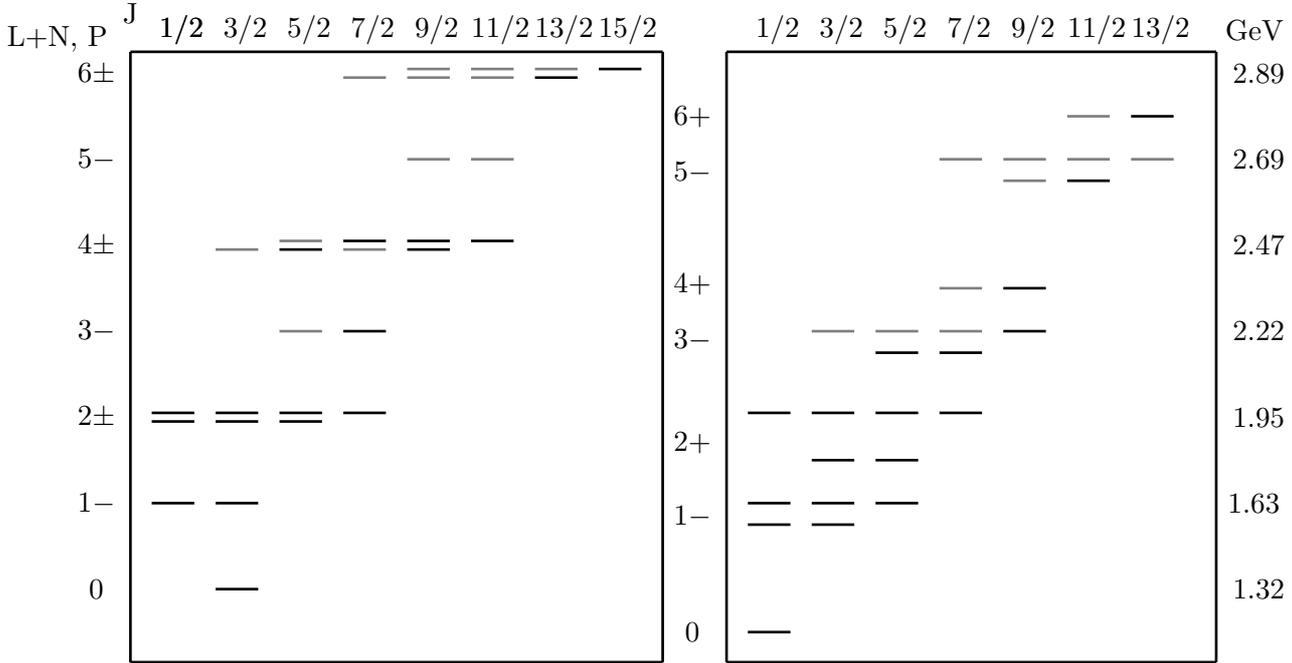


Abb. 1.13: Die Massen von Δ - (links) und Nukleon-Resonanzen (rechts) mit radialer Anregung $N = 0$ und $N = 1$ nach Formel (1.6). Bei degenerierten Zuständen sind diejenigen negativer Parität unter denjenigen mit positiver Parität eingezeichnet. Beobachtete Zustände sind durch dunkle Linien gekennzeichnet, fehlende durch hellgraue Linien. Die Abbildungen stammen aus [43].

Insgesamt werden 81 Baryonresonanzen mit den Modellwerten verglichen, man erhält ein χ^2 von 91.7 bei 78 Freiheitsgraden. In [43] wird dies mit den Resultaten des Quarkmodells von Capstick und Isgur [33] verglichen. Unter Verwendung der Fehler nach Formel (1.8) liefert das Modell $\chi^2 = 82$ bei Berücksichtigung von 32 Nukleon-Resonanzen und unter Verwendung von neun freien Parametern.

Aus der Massenformel (1.6) können — unter Berücksichtigung der $SU(6)$ -Symmetrien — weitere, bisher nicht bekannte Zustände abgeleitet werden. In Abbildung 1.13 sind einige der erwarteten Nukleon- und Δ -Resonanzen dargestellt.

Bemerkenswert ist, dass mit nur vier Parametern eine sehr gute Beschreibung des Baryonenspektrums gelingt. Hinzu kommt, dass die Parameter nicht an die Spektren angepasst wurden, es handelt sich vielmehr um die Steigung der Mesonen-Regge-Trajektorie a und die Massen der Grundzustandsbaryonen M_N , M_Δ und M_Ω .

Aus der beobachteten Phänomenologie werden in [42, 10] und [43] Rück-

schlüsse auf die zu Grunde liegende Struktur gezogen:

1. Die identische Steigung der Regge-Trajektorien von Mesonen und Baryonen deutet darauf hin, dass Baryonanregungen in Analogie zur Quark-Antiquark-Struktur der Mesonen eine Quark-Diquark-Struktur besitzen.
2. Bei einer starken Spin-Spin-Wechselwirkung wäre eine deutliche Massenaufspaltung zwischen Δ -Resonanzen mit Spin 1/2 und Spin 3/2 zu erwarten. Sie liegen jedoch auf derselben Regge-Trajektorie, d. h. die farb-magnetische Wechselwirkung verursacht keine Hyperfeinstruktur. Wäre der Gluon-Austausch für die $N - \Delta$ -Aufspaltung verantwortlich, wie vielfach angenommen wird, würde dies zu einer Massenverschiebung von $\Delta_{1/2^-}$ (1620) und $\Delta_{3/2^-}$ (1700) relativ zur Regge-Trajektorie führen, die dieselbe Größenordnung wie die $N - \Delta$ -Aufspaltung hätte. Die beiden Resonanzen liegen jedoch auf der Trajektorie, so dass Gluon-Austausch nicht für die $N - \Delta$ -Aufspaltung verantwortlich sein kann.
3. Nukleon- und Δ -Resonanzen mit Spin 3/2 liegen auf einer gemeinsamen Regge-Trajektorie. Daraus folgt, dass die Zugehörigkeit zu Oktett bzw. Dekuplett nicht für deren Massendifferenzen verantwortlich ist und es somit keine „echte“ Oktett-Dekuplett-Aufspaltung gibt.
4. Nukleon- und Δ -Resonanzen lassen sich nach ihrem Drehimpuls L und Spin S in Super-Multipletts einordnen, die Resonanzen mit unterschiedlichem Gesamtdrehimpuls J enthalten. Dies zeigt, dass es keine große Spin-Bahn-Wechselwirkung ($\propto \vec{L}\vec{S}$) gibt, was wiederum gegen starke Gluon-Austausch-Kräfte spricht. Allerdings könnte es sein, dass die Spin-Bahn-Wechselwirkung durch eine Thomas-Präzession im *Confinement*-Potential kompensiert wird.
5. Die Massenverschiebungen von Oktett-Zuständen mit Spin 1/2 zu den Regge-Trajektorien, die proportional zum antisymmetrischen Anteil der Spin-Flavor-Wellenfunktion sind, zeigen, dass die Instanton induzierte Wechselwirkung einen wichtigen Beitrag zum Aufbau des Baryonenspektrums liefert.
6. Die Tochtertrajektorien, die die radialen Anregungen enthalten, liegen $a = 1.142 \text{ GeV}^2$ pro Radialanregung N über den Haupttrajektorien und besitzen die gleiche Steigung wie diese. Dies gilt sowohl für die Baryonen, als auch für die Mesonen und unterstützt wiederum die Interpretation der Baryonanregungen als angeregte Quark-Diquark-Struktur.

7. Während in Quarkmodellen die höhere Masse von Baryonen mit hohem Drehimpuls durch eine steigende kinetische Energie der Konstituentenquarks erklärt wird, wird in [43] eine mit dem Drehimpuls steigende Masse der *Flux-Tube*, die die nahezu masselosen Quarks verbindet, vermutet.
8. In Quarkmodellen werden die Zustände nach harmonischen Oszillatorbändern n sortiert mit $n = L + 2N$. In der Formel (1.6) ist die Masse abhängig von $L + N$.

Diese Folgerungen zeigen, dass aus einer guten Kenntnis der Phänomenologie viel über die grundlegende Struktur gelernt werden kann. In dieser Hinsicht ist eine verbesserte Kenntnis des Baryonenspektrums sehr wünschenswert.

1.4 Zusammenfassung der Vorhersagen

Nachdem die Vorhersagen zweier Quarkmodelle und einer Massenformel dargestellt wurden, werden diese im Folgenden miteinander verglichen, wobei das Hauptaugenmerk auf Δ -Resonanzen zwischen der Schwelle für $\Delta\omega$ -Produktion und den höchsten im CB-ELSA-Experiment zugänglichen Energien gelegt wird. Abbildung 1.14 zeigt das experimentell bekannte Δ -Spektrum zusammen mit den Vorhersagen des im Kapitel 1.2.1 behandelten, auf Ein-Gluon-Austausch basierenden Quarkmodells von Capstick und Isgur und des in Kapitel 1.2.2 erläuterten Bonn-Modells von Löring, Metsch und PeTRY. Beim Bonn-Modell wird die von den Autoren favorisierte Variante \mathcal{A} betrachtet.

Auffällig ist, dass die Resonanzen negativer Parität im dritten Anregungsband (in den Partialwellen $1/2^-$, $3/2^-$ und $5/2^-$) von beiden Quarkmodellen bei deutlich höheren Massen vorhergesagt werden. Auch die erste radiale Anregung ($\Delta(1600)P_{33}$) des Δ wird nicht gut beschrieben. Beide Modelle sagen eine große Anzahl bisher nicht etablierter Zustände im Massenbereich oberhalb von 2000 MeV voraus. Die unterschiedliche Anzahl der Zustände in Abbildung 1.14 beruht auf den berücksichtigten Quantenzahlen, nicht auf prinzipiellen Unterschieden.

In Tabelle 1.5 werden für ausgewählte Zustände die Modellvorhersagen mit den Werten nach Formel (1.6) und den experimentellen Werten verglichen. Zusätzlich wird die Vorhersage für die Kopplung an den $\Delta\omega$ -Kanal angegeben. Zu beachten ist, dass die erwarteten Kopplungen der Resonanzen um 1900 MeV an den $\Delta\omega$ -Kanal mit den experimentell bestimmten Massen berechnet wurden. Sollten die Zustände tatsächlich zwischen 2000 und 2200 MeV liegen, könnte die Kopplung an $\Delta\omega$ deutlich größer sein.

Die Zuordnung von Modellvorhersagen zu den Werten der Massenformel ist nicht immer eindeutig. Da in der Formel (1.6) die Masse von $n = L + N$

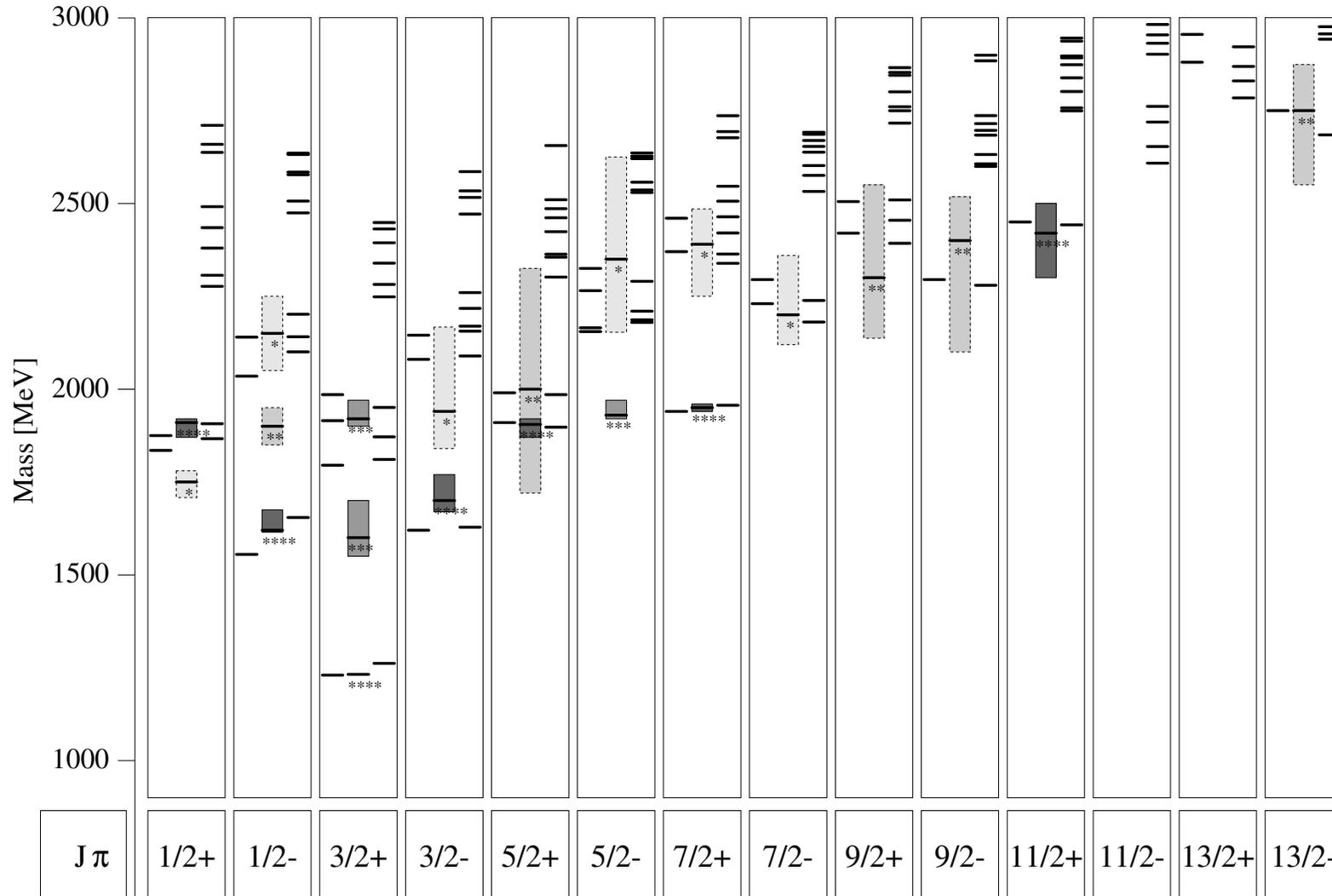


Abb. 1.14: Vergleich des experimentellen Δ -Spektrums (Mitte) mit den Vorhersagen des OGE-Modells [33] (links) und des Bonn-Modells [38] (rechts) (Abb. aus [38]).

Zustand [BJ^P] _n	PDG [9] [MeV]	OGE [MeV]	Bonn [MeV]	For. (1.6) [MeV]	$\sqrt{\Gamma_{\Delta\omega}}$ [MeV ^{1/2}]
$[\Delta_{\frac{3}{2}}^+]$ ₄		1985	1950	1950	$0.9_{-0.9}^{+4.3}$
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^+]$ ₂	2000 (1720–2325,**)	1990	1985	1950	$1.5_{-1.5}^{+7.2}$
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^+]$ ₁	1950 (1940–1960,****)	1940	1956	1950	$1.0_{-0.3}^{+0.3}$
$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]$ ₂	1900 (1850–1950,**)	2035	2100	1950	$0.2_{-0.2}^{+0.7}$
$[\Delta_{\frac{1}{2}}^-]$ ₃	2150 (2050–2250,*)	2140	2141	2223	$6.1_{-4.4}^{+5.8}$
$[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]$ ₂	1940 (1840–2167,*)	2080	2090	1950	$0.1_{-0.1}^{+2.5}$
$[\Delta_{\frac{3}{2}}^-]$ ₃		2145	2156	2223	$4.2_{-3.7}^{+4.5}$
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]$ ₁	1930 (1920–1970,****)	2155	2179	1950	$1.0_{-0.7}^{+1.4}$
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]$ ₂		2165	2187	2223	$4.0_{-1.5}^{+2.3}$
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]$ ₃	<i>2350 (2153–2625,*)</i>	2265	2210	2467	$4.3_{-1.5}^{+1.9}$
$[\Delta_{\frac{5}{2}}^-]$ ₄		2325	2290		$2.1_{-1.0}^{+1.8}$
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]$ ₁	2200 (2120–2360,*)	2230	2181	2223	$4.4_{-2.4}^{+3.0}$
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^-]$ ₂		2295	2239		$4.4_{-2.4}^{+3.0}$
$[\Delta_{\frac{9}{2}}^-]$ ₁	2400 (2100–2518,**)	2295	2280	2467	$9.8_{-5.1}^{+2.2}$
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^+]$ ₂	<i>2390 (2250–2485,*)</i>	2370	2239	2467	$4.6_{-1.4}^{+2.1}$
$[\Delta_{\frac{7}{2}}^+]$ ₃		2460	2364		$2.3_{-1.3}^{+1.6}$
$[\Delta_{\frac{9}{2}}^+]$ ₁	2300 (2137–2550,**)	2420	2393	2467	$1.9_{-1.3}^{+2.0}$
$[\Delta_{\frac{9}{2}}^+]$ ₂		2505	2455	2893	$4.3_{-1.8}^{+1.5}$
$[\Delta_{\frac{11}{2}}^+]$ ₁	2420 (2300–2500,****)	2450	2422	2467	$5.2_{-2.3}^{+1.7}$

Tab. 1.5: Δ -Resonanzen: Vergleich der Vorhersagen des auf Ein-Gluon-Austausch (OGE) beruhenden Quarkmodells mit denen des Bonn-Modells und der Massenformel (1.6), sowie den PDG-Werten. Außerdem sind die $\Delta\omega$ -Zerfallsamplituden nach [6] angegeben, die kursiv geschriebenen Massen wurden dabei nicht zur Bestimmung der Amplituden verwendet, stattdessen wurden die Vorhersagen des OGE-Modells verwendet.

abhängt, sind viele Zustände entartet. Da dies auch für Zustände in der gleichen Partialwelle gilt, ist nicht eindeutig, wieviele und welche Resonanzen beobachtet werden können. Jedoch sind einige bereits bekannte und auch einige fehlende Baryonen im $\Delta\omega$ -Kanal zu erwarten.

1.5 Die Datenlage in $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ und $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$

Nachdem zuvor die bekannten und unbekanntenen Teile des Baryonenspektrums diskutiert wurden, soll das Augenmerk nun auf die bisherige Kenntnis

$\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$		BR
$\rightarrow p \pi^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\rightarrow p \pi^+ \pi^- 4\gamma$	87.0 %
$\rightarrow p \pi^0 \pi^0 \gamma$	$\rightarrow p 5\gamma$	8.5 %
$\rightarrow p \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$\rightarrow p \pi^+ \pi^- 2\gamma$	1.7 %

Tab. 1.6: Zerfallskanäle der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$

der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ und $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ gerichtet werden.

Der vollständige Nachweis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ erfordert im Endzustand mit dem größten Verzweigungsverhältnis⁶ (s. Tab. 1.6) die gleichzeitige Detektion von drei geladenen Teilchen und vier Photonen. Zum Nachweis wäre ein Detektor mit einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem Driftkammersystem erforderlich, die — aufgrund der hohen Multiplizität — den gesamten Raumwinkel abdecken sollten. Vereinfachen lässt sich die Messung, wenn eines der Teilchen über die Missing Mass nachgewiesen wird, d. h. der Vierervektor, der in der Reaktion zur Energie- und Impulserhaltung fehlt, wird bestimmt und dessen invariante Masse betrachtet. Beim $\Delta\omega$ -Endzustand ist dann „nur“ die Messung des ω -Mesons oder die Messung von Proton und π^0 erforderlich.

In der ersten Hälfte der 1980er Jahre hat das LAMP2-Experiment am 5 GeV-Elektronensynchrotron NINA in Daresbury die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\omega$ und $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ untersucht. Es benutzte einen Spektrometermagneten mit Proportionaldrahtkammern zum Nachweis geladener Teilchen und einen Bleiglasdetektor zum Nachweis von elektromagnetischen Schauern (s. Abb. 1.15). Rekonstruiert wurde die inklusive Reaktion $\gamma p \rightarrow \omega X$ mit $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, wobei beide Photonen aus diesem π^0 -Zerfall gemessen wurden. Mittels der Missing Mass der Reaktion bei nachgewiesenem ω konnten $p\omega$ - und $\Delta\omega$ -Endzustände identifiziert werden. Der totale Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ und der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ wurde für Photonenergien von 2.8 bis 4.8 GeV in drei Energiebereichen bestimmt (Abb. 1.16 und 1.17) [44].

Des Weiteren gab es um 1976 eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ bei einer Photonenenergie von 8.9 GeV, die $|t - t_{\min}|$ von 0 bis 0.4 GeV^2 abdeckt [45]. Ein totaler Wirkungsquerschnitt wird in [44] zitiert, findet sich jedoch weder in dem zitierten Artikel noch in der Durham Datenbank [46], die die differentiellen Wirkungsquerschnitte enthält. Weitere Messwerte zu dieser Reaktion wurden bisher nicht veröffentlicht.

Dahingegen wurden vor allem in den 1970er Jahren einige Messungen der Reaktion $\pi p \rightarrow \Delta\omega$ in Wasserstoff-Blasenkammern durchgeführt. Blasenkammern fungieren gleichzeitig als Target und Detektor und besitzen hervorragende Akzeptanzen, erlauben dafür aber nur geringe Datenraten.

⁶auch **B**ranching **R**atio (BR)

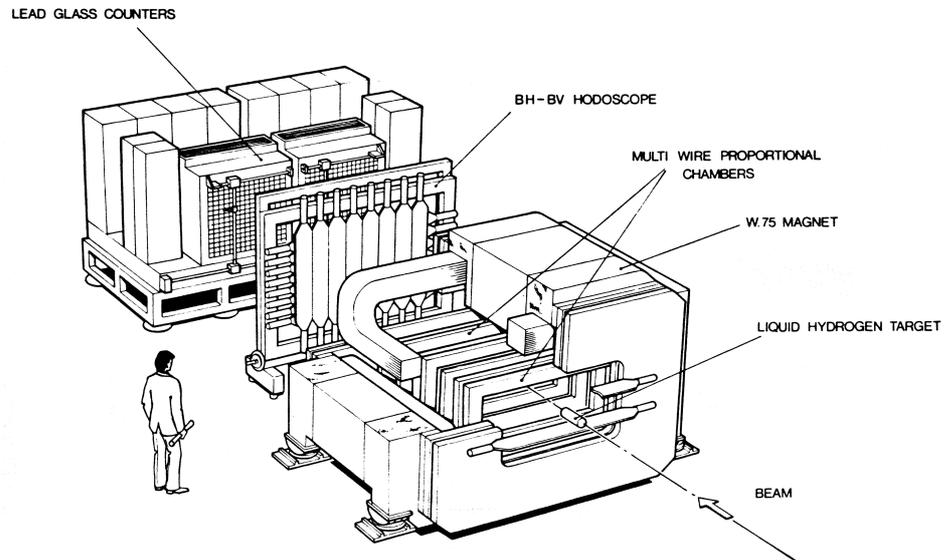


Abb. 1.15: Der Aufbau des LAMP2 Experiments

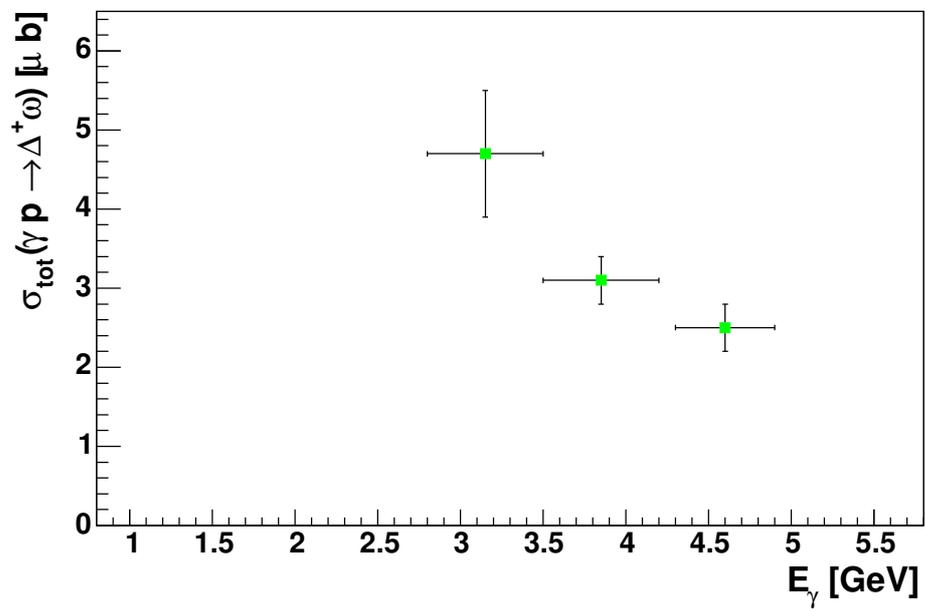


Abb. 1.16: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$, gemessen vom LAMP2 Experiment [44].

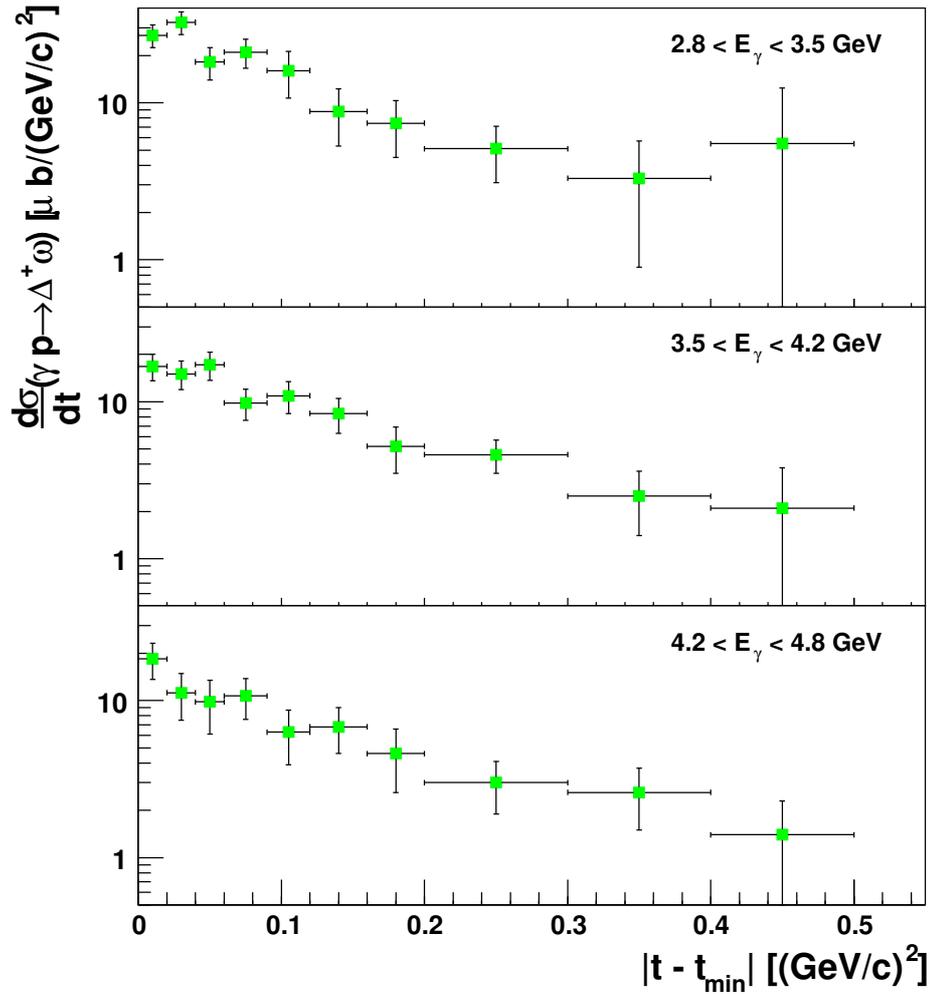


Abb. 1.17: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$, gemessen vom LAMP2 Experiment [44]. Angegeben ist das Quadrat des Viererimpulsübertrags auf das ω -Meson.

Die Messungen wurden bei Pion-Impulsen zwischen 2 GeV/c und 20 GeV/c durchgeführt, dies entspricht Schwerpunktenenergien zwischen 2.2 und 6 GeV (s. [47] und Verweise darin). Es wurden anscheinend keine resonanten Beiträge aus diesen Messungen extrahiert. Die *Particle Data Group* gibt bei keiner Δ -Resonanz die Beobachtung eines Zerfalls in $\Delta\omega$ an [9].

Bei der exklusiven Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ ist die Datenlage noch karger. Bisher wurden keine Daten zu dieser Reaktion publiziert.

1.5.1 Parametrisierung des $\Delta\omega$ -Wirkungsquerschnitts

Von Mühlich, Falter und Mosel wurden inklusive ω -Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte an Kernen berechnet. Dabei wurde insbesondere die Auswirkung einer Verschiebung und Verbreiterung des ω -Mesons im Medium untersucht [48]. Mittlerweile wurde die ω -Massenverschiebung im nuklearen Medium vom CBELSA/TAPS-Experiment experimentell belegt [49].

Als Grundlage für die Berechnung des inklusiven ω -Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts wurden bekannte Wirkungsquerschnitte phänomenologisch parametrisiert. Zur Anpassung der Parameter des $\gamma p \rightarrow p\omega$ -Anteils des totalen Wirkungsquerschnitts wurden die Daten des SAPHIR-Experiments [50] verwendet. Für den $\Delta\omega$ -Anteil wurde der $\gamma p \rightarrow \Delta\omega$ -Wirkungsquerschnitt parametrisiert und an die Daten des LAMP2-Experiments [44] angepasst (vgl. Abb. 1.16). Die Parametrisierung der totalen Wirkungsquerschnitts erfolgte unter der Annahme, dass dieser durch eine Breit-Wigner-Funktion beschrieben werden kann:

$$\sigma_{\gamma N \rightarrow \Delta\omega} = \frac{1}{p_i s} \int d\mu_\Delta S_\Delta(\mu_\Delta) p_f(\mu_\Delta) \times \frac{A}{(\sqrt{s} - M)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.9)$$

Hierbei ist p_i der Anfangsimpuls im Massenschwerpunktsystem (CMS) von γN und p_f der Impuls im $\Delta\omega$ -Massenschwerpunktsystem. Das Integral $\int d\mu_\Delta S_\Delta(\mu_\Delta) p_f(\mu_\Delta)$ läuft über die Linienform des Δ , wodurch berücksichtigt wird, dass der Impuls p_f von der Δ -Masse abhängt. Die im Vergleich zum Δ kleine Breite des ω wird vernachlässigt. Für die Konstanten wurden die Werte $A = 47.3 \mu\text{b GeV}^2$, $M = 2.3 \text{ GeV}$ und $\Gamma = 1.8 \text{ GeV}$ bestimmt. Die Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ erfolgte mit

$$\frac{d\sigma_{\gamma N \rightarrow \Delta\omega}}{dt} \propto \exp(Bt') \quad \text{mit} \quad t' = -|t - t_{\min}|. \quad (1.10)$$

Die Anpassung an die Daten aus Abbildung 1.17 ergibt $B = 6.0 \text{ GeV}^{-2}$.

Die daraus abgeleiteten Vorhersagen des totalen ω -Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts im Medium und im Vakuum, sowie der partiellen Wirkungsquerschnitte von $\gamma p \rightarrow p\omega$ und $\gamma p \rightarrow \Delta\omega$ sind in Abbildung 1.18 dargestellt. Für die Reaktionen, die nicht in einen $p\omega$ - oder $\Delta\omega$ -Endzustand gehen, wurde der Wirkungsquerschnitt mit einem Ereignis-Generator simuliert.

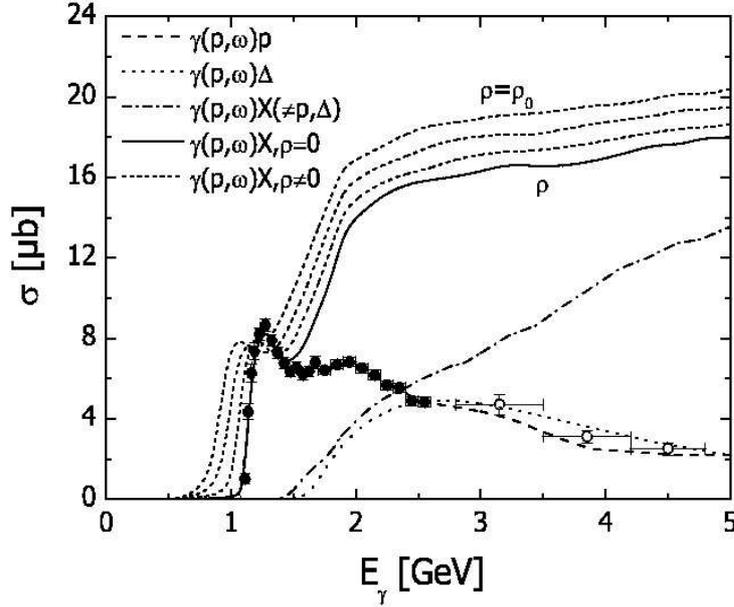


Abb. 1.18: Vorhersage für den totalen ω -Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt, sowie für die partiellen Wirkungsquerschnitte in $p\omega$ mit den Daten von [50] (\bullet) und in $\Delta\omega$ mit den Daten von [44] (\circ). Der Wirkungsquerschnitt ist für verschiedene Dichten vom Vakuum ($\rho = 0$) bis zum nuklearen Medium ($\rho = \rho_0$) dargestellt. Die Abbildung und die Vorhersagen sind [48] entnommen.

Die Parametrisierung lässt einen langsamen Anstieg des $\Delta\omega$ -Wirkungsquerschnitts erwarten mit einem Maximum von etwa $5 \mu\text{b}$ bei einer Anregungsenergie von 2.6 GeV . Die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ liegen in diesem Energiebereich bei $\sim 1.5 \mu\text{b}$ [1] und $\sim 0.8 \mu\text{b}$ [2]. Die Verzweungsverhältnisse in die vom CB-ELSA-Experiment untersuchten Endzustände $p\gamma\gamma$ und $p\pi^0\pi^0\pi^0$ sind um eine Größenordnung höher als das von $\Delta^+\omega$ in $p\pi^0\pi^0\gamma$. Aufgrund der geringeren Akzeptanz für diesen Sechs-Teilchen-Endzustand verglichen mit dem Drei-Teilchen-Endzustand $p\gamma\gamma$ geht eine weitere Größenordnung verloren. Somit ist bei der Analyse von $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ nicht die sehr feine Aufteilung des abgedeckten Energie- und Winkelbereichs der beiden oben genannten Arbeiten möglich. Die erwartete Statistik sollte jedoch ausreichen um totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ bestimmen und den $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ -Anteil ermitteln zu können.

Kapitel 2

Das Crystal-Barrel-ELSA-Experiment

Namensgebend für das CB-ELSA-Experiment sind die Elektronenbeschleuniger-Anlage ELSA in Bonn, an der das Experiment durchgeführt wurde, und der Crystal-Barrel-Detektor. Dieser war von 1989 bis 1996 am Anti-Protonen-Speicherring LEAR¹ des CERN² im Einsatz. In den Jahren 2000 und 2001 bildete der Crystal-Barrel das Herzstück des in den folgenden Kapiteln beschriebenen Experiments. Nach Abschluss der CB-ELSA-Strahlzeiten wurde der Detektor modifiziert und um den TAPS-Detektor ergänzt. In dieser Kombination wurden von 2002 bis 2003 Daten mit verschiedenen Targets von flüssigem Wasserstoff bis Blei aufgenommen. Auch in Zukunft wird der Crystal-Barrel in Bonn bleiben und im Rahmen des neu bewilligten *Trans-regio Sonderforschungsbereichs 16* der DFG³ zusammen mit verschiedenen Vorwärtsdetektoren und einem polarisierten Target zur Untersuchung der Struktur der Hadronen dienen.

2.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Die **Elektronen-Stretcher-Anlage** ELSA besteht aus mehreren Vorbeschleunigern und einem Stretcherring (Abb. 2.1). Zur Zeit sind drei Strahlplätze für Experimente, sowie ein Teststrahlplatz am Synchrotron, vorhanden. ELSA verfügt über Elektronenquellen für polarisierte und unpolarisierte Elektronen, die im jeweiligen LINAC (**L**inear **A**ccelerator) auf eine Energie von 20 MeV beschleunigt und in das Booster-Synchrotron injiziert werden. Dort werden sie, abhängig von der gewünschten Endenergie, auf Energien zwischen 700 MeV und 1.6 GeV beschleunigt und in den Stretcherring einge-

¹Low Energy Antiproton Ring

²European Organization for Nuclear Research, früher Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

³Deutsche Forschungsgemeinschaft

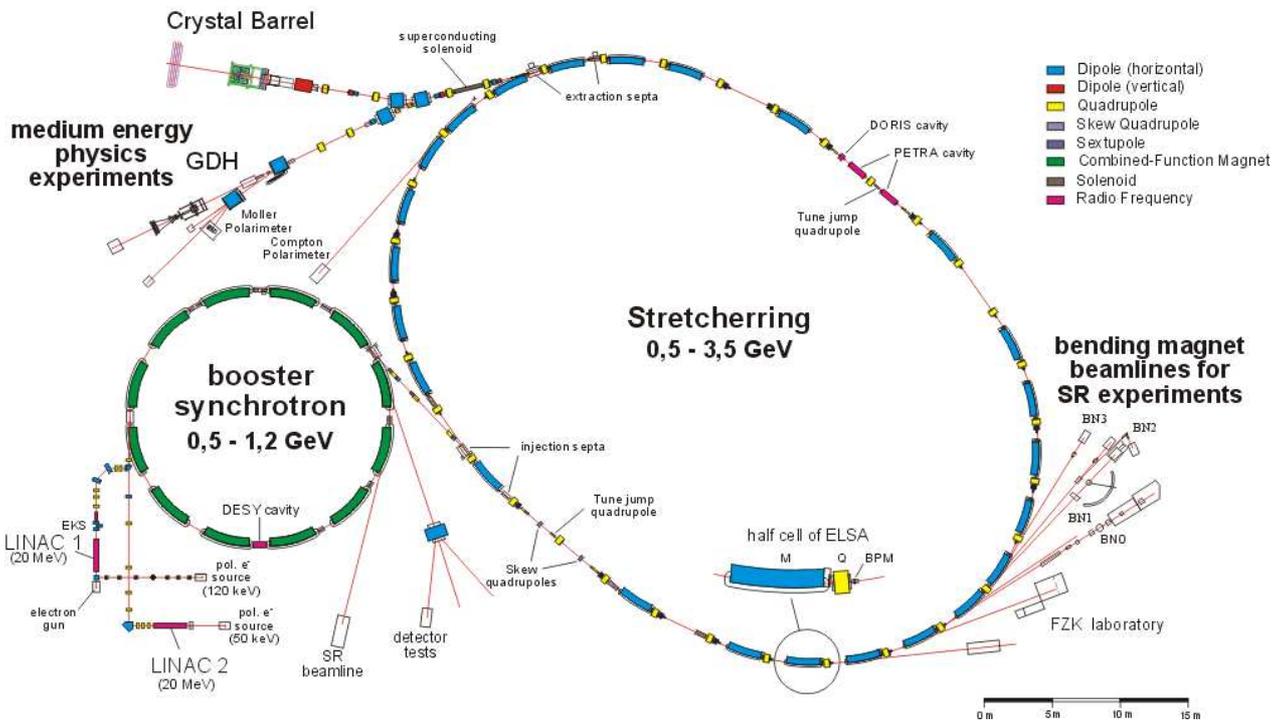


Abb. 2.1: Der ELSA-Beschleunigerkomplex mit Experimenten

speist, wo eine Nachbeschleunigung auf Energien bis zu 3.5 GeV erfolgt. Die Füllung erfolgt im Stretcher-Modus, d. h. der Ring wird gleichmäßig gefüllt, was eine langsame Extraktion erlaubt und Tastverhältnisse⁴ von über 90 % ermöglicht.

Neben dem CB-ELSA-Experiment wurden zwei weitere Experimente an ELSA durchgeführt:

SYLI (**S**ynchrotron **L**icht) verwendet das Synchrotronlicht des Elektronenstrahls zur Spektroskopie von Molekülen und Festkörpern sowie zur Röntgenlithographie.

Das GDH-Experiment hat den totalen Photoabsorptionsquerschnitt der Reaktion $\bar{\gamma}\bar{p}$ zur Überprüfung der **G**erasimov-**D**rell-**H**earn Summenregel gemessen.

2.2 Der Aufbau des Experiments

Das CB-ELSA-Experiment (Abb. 2.2) verwendet ein Tagging-System zur Produktion und Energiemarkierung des Photonenstrahls, einen Strahlver-

⁴Tastverhältnis = Strahl auf Target / Gesamtzeit

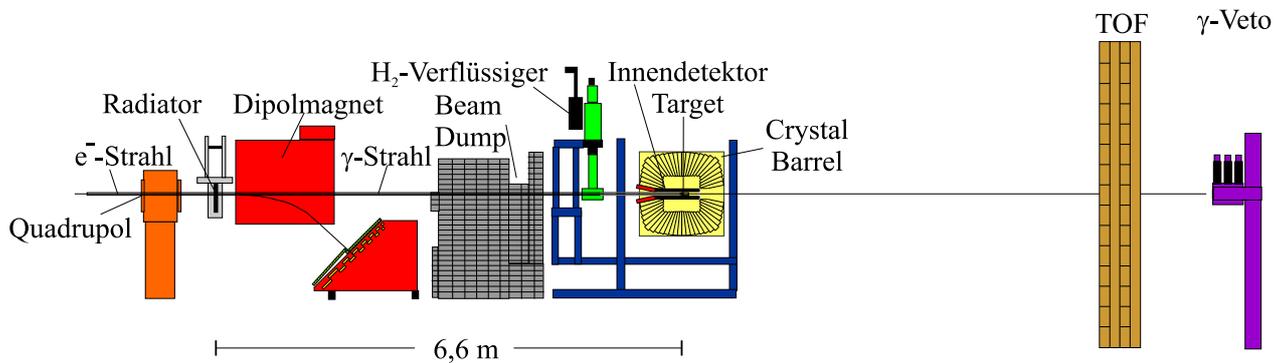


Abb. 2.2: Der Aufbau des CB-ELSA-Experiments (Seitenansicht).

nichter (Beam-Dump) zur Vernichtung des primären Elektronenstrahls und ein Flüssigwasserstofftarget, an dem die Photoproduktion stattfindet. Das Target befindet sich im Zentrum des Innendetektors LUZY, der dem Nachweis geladener Teilchen dient, und des Crystal-Barrel-Detektors, dessen Spezialität die Detektion und Energiebestimmung von Photonen ist. In Strahlrichtung folgen die Flugzeitwände zur Energie- und Impulsmessung geladener Teilchen und ein total absorbierender Photonendetektor (γ -Veto).

2.3 Das Tagging-System

Der aus ELSA extrahierte Elektronenstrahl wird durch das Strahlrohr zum Bremsstrahlungstarget (Radiator) geführt. Die Strahlführung besteht aus mehreren Strahlschiebern und Quadrupolen zur Optimierung der Strahlage und zur Fokussierung.

Das Tagging-System [51], bestehend aus Radiator, Ablenkmagnet, einer Taggerleiter aus 14 Szintillatoren und aus zwei Proportionaldrahtkammern, wurde vom SAPHIR⁵-Experiment übernommen, modifiziert und repariert (s. Abb. 2.3). Als Radiator standen Kupferfolien mit Dicken von 1/1000, 3/1000 und 1/100 Strahlungslänge zur Verfügung. Des Weiteren konnte ohne Radiator gemessen werden und zur Bestimmung der Strahlposition ein Schirm in die Strahlführung gefahren werden. Die Dicke des verwendeten Radiators wurde so gewählt, dass ein guter Kompromiss unter Berücksichtigung der gewünschten hohen Photonennrate, der Ratenfestigkeit der Taggerkammern und der Vermeidung von Mehrfachstreuung erreicht wurde.

Über die aus 14 Szintillatorlatten bestehende Taggerleiter werden die Elektronen, die ein Bremsstrahlungsphoton erzeugt haben, nachgewiesen und es wird ein Triggersignal ausgelöst. Die beidseitig ausgelesenen, 4 cm dicken Latten liefern eine Zeitinformation und eine grobe Energieinformation.

⁵Spektrometer-Anordnung für Photon induzierte Reaktionen

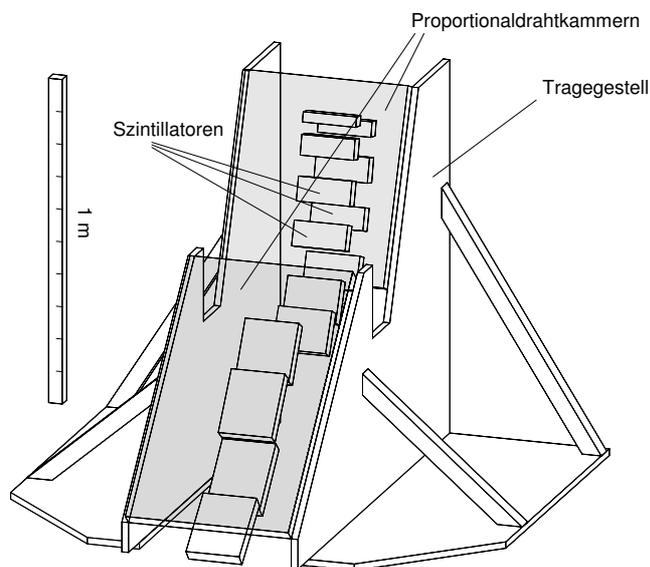


Abb. 2.3: Das Tagging-System, bestehend aus 14 Szintillatoren und zwei Proportionaldrahtkammern.

Die zwei Proportionaldrahtkammern besitzen zusammen 352 horizontal gespannte Drähte und liefern eine gute Orts- und Energieauflösung, allerdings ohne Zeitinformation.

Die Energie E_γ des Photons erhält man aus der ELSA-Energie E_0 und der Energie E_{e^-} des in Taggerleiter und Proportionaldrahtkammern nachgewiesenen Elektrons.

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-} \quad (2.1)$$

Im Tagging-Magneten werden die Elektronen gemäß ihres Impulses abgelenkt, es gilt (für $pc \gg m_e c^2$)

$$E_{e^-} = pc = eBr \cdot c. \quad (2.2)$$

Somit erhält man, bei Kenntnis der Stärke des Magnetfeldes B , aus dem Krümmungsradius r die Elektronenenergie E_{e^-} und somit auch die Energie des produzierten Photons.

Das Energiespektrum der Bremsstrahlung folgt näherungsweise einer hyperbolischen Verteilung ($N_\gamma \propto 1/E_\gamma$), somit erfahren die Elektronen bevorzugt einen kleinen Energieverlust und eine kleine Ablenkung im Magneten des Tagging-Systems. Der obere Bereich des Systems erfährt daher die höchste Rate. Aus diesem Grund wurden die Breiten der Latten so gewählt, dass die Lattenbreite mit sinkender Elektronenenergie und sinkender Rate zu-

nimmt. Die Taggingrate des Experiments war durch die Ratenfestigkeit der Proportionaldrahtkammern auf etwa 4 MHz begrenzt.

Das Tagging-System deckt einen Bereich zwischen 23 und 93 % der Energie des Elektronenstrahls komplett, d. h. mit Taggerlatten und Drahtkammern, ab. Bei einer Elektronenenergie von 3.175 GeV werden Photonen mit Energien zwischen 727 MeV und 2970 MeV anhand der zugehörigen Elektronen *getaggt*.

Die Energieauflösung des Tagging-Systems variiert mit der Energie, in Abbildung 3.2 ist die Variation des Energieabstandes der Tagger-Drähte zu erkennen. Im Bereich niedriger Photonenenergien (unterhalb eines GeVs) entspricht der Drahtabstand einer Energiedifferenz von etwa $2\% \cdot E_0$, bei den höchsten Energien entspricht der Abstand weniger als 0.03 % von E_0 .

Das Zeitsignal der Proportionaldrahtkammern ist über 100 ns lang und kann daher nicht für den Trigger benutzt werden. Die Szintillatorlatten liefern Signale mit einer Länge von 5 bis 7 ns, die in den Trigger eingehen.

Zwischen dem Tagger und dem Crystal-Barrel-Detektor befindet sich der Strahlvernichter in den der primäre Elektronenstrahl gelenkt wird. Der Strahlvernichter besteht aus Bleiziegeln und Eisenblöcken, außerdem enthält er Schichten von Borkarbid und Polyethylen. Er soll verhindern, dass vom Elektronenstrahl stammender Untergrund in die Detektoren gelangt. Auf Grund der begrenzten räumlichen Möglichkeiten am Strahlplatz gelang dies jedoch nicht vollständig. Die Charakteristik von Teilchen, die aus dem Strahlvernichter in den Crystal-Barrel-Detektor gelangen, wird zur Zeit, sowohl im Hinblick auf ihre Energiedeposition als auch auf die Verteilung der Kristallansprecher, untersucht [52]. Auch im Tagger gibt es einen von Rückstreuung aus dem Strahlvernichter stammenden Untergrund.

2.4 Das Flüssigwasserstoff-Target

Die im Radiator erzeugten Bremsstrahlungsphotonen treffen auf eine mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Targetzelle. Dieses Targetsystem wurde auf Grundlage des am LEAR verwendeten Targets aufgebaut [53]. Die Targetzelle ist ein Zylinder aus Kaptonfolie mit einer Länge von 5.3 cm und einem Durchmesser von 3 cm. Die Dicke der Kaptonfolie ist $80 \mu\text{m}$ an der Front- und Rückseite und $125 \mu\text{m}$ an der Seite. Kapton hält eine hohe Strahlenbelastung aus und besitzt eine große Strahlungslänge. Letzteres bedeutet, dass die Reaktions- und Streuwahrscheinlichkeit am Zellenmaterial gering ist und es somit auch nur wenig Untergrund von Reaktionen an der Kaptonzelle gibt.

Die Zuführung des Wasserstoffs zum Target erfolgt über ein Reservoir, der Kühlkreislauf ist vom Target getrennt und die Verflüssigung des Wasserstoffs im Target geschieht über einen Wärmetauscher. Die Targetzelle kann auch mit flüssigem Deuterium gefüllt werden.

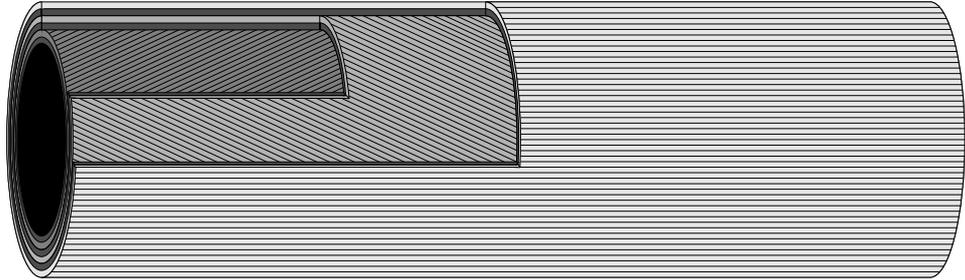


Abb. 2.4: Schema des Innendetektoraufbaus aus drei Lagen szintillierender Fasern.

2.5 Der Innendetektor LUZY

Der Innendetektor besteht aus drei Lagen mit insgesamt 513 runden, szintillierenden Fasern von 2 mm Dicke [54]. Die Fasern der äußersten Lage sind parallel zur Strahlachse angebracht, die anderen sind unter einem Winkel von $+25.7^\circ$ und -24.5° dazu gewickelt, so dass diese Fasern den Zylinder halb umrunden (s. Abb. 2.4). Diese Geometrie ermöglicht die eindeutige Rekonstruktion des Durchstoßpunktes von bis zu drei geladenen Teilchen. Die Fasern sind mit Lichtleitern verbunden und werden an der dem Beschleuniger zugewandten Seite aus dem Crystal-Barrel-Detektor herausgeführt. Die Auslese erfolgt über 16-fach-Photomultiplier, über die die Zeitinformation der Ereignisse ermittelt wird [55]. Das Signal der Photomultiplier geht in das Trigger-System ein, wobei das Ansprechen bestimmter Lagen, Kombinationen von Lagen oder bestimmter Multiplizitäten verlangt werden kann.

Da die Dicke des Detektors deutlich kleiner als eine Strahlungslänge ist, ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Photonen klein, diese werden praktisch nicht vom Innendetektor registriert. Geladene Teilchen werden hingegen mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99.9 % in mindestens einer Lage nachgewiesen. Die Winkelrekonstruktion ist — bei Annahme eines punktförmigen Targets — besser als $\pm 1^\circ$.

Die Detektionswahrscheinlichkeit in den einzelnen Lagen variiert zwischen 88 und 95 %, die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens zwei von drei Lagen ansprechen liegt bei 98.4 %, die Wahrscheinlichkeit für Ansprecher in allen drei Lagen bei 77.6 % [54, 56]. Da bei der Effizienzbestimmung neben einem Ansprecher im Innendetektor auch ein passender Treffer im Crystal-Barrel-Detektor verlangt wurde, wird dabei nicht berücksichtigt, dass Protonen sehr geringer Energie im Innendetektor gestoppt werden und teilweise nur in den beiden inneren Lagen Signale verursachen. Damit ein Proton den Innendetektor erreicht und in zwei Lagen nachweisbare Signale erzeugt, muss es einen Impuls von etwa $180 \text{ MeV}/c$ ($E_{\text{kin}} \geq 17 \text{ MeV}$) besitzen. Um einen Treffer im Kalorimeter zu erzeugen, muss der Impuls etwa $420 \text{ MeV}/c$

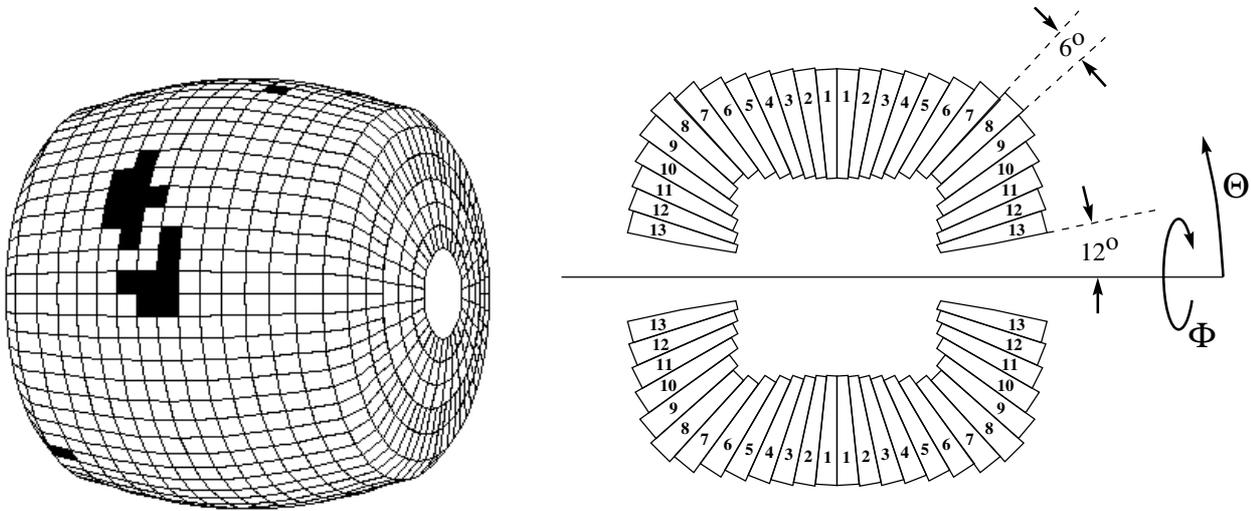


Abb. 2.5: Schema der Kalorimeter-Struktur

($E_{\text{kin}} \geq 94 \text{ MeV}$) betragen.

Die Identifizierung eines geladenen Teilchens im Crystal-Barrel-Kalorimeter erfolgt mittels der Zuordnung von Durchstoßpunkten im Innendetektor zu Schauerpositionen im Kalorimeter.

2.6 Das Crystal-Barrel-Kalorimeter

Der Crystal-Barrel-Detektor besteht aus 1380 CsI(Tl)-Kristallen in einer zylindrischen Geometrie (s. Abb. 2.5). Es deckt den Polarwinkel (θ) von 12° bis 168° und den kompletten Azimutwinkel (ϕ) ab⁶, so dass eine Raumwinkelabdeckung von $97.8\% \cdot 4\pi$ gegeben ist.

Die Kristalle sind in 26 Ringen angeordnet. In den drei strahlnächsten Ringen jeder Seite des Kalorimeters befinden sich 30 Kristalle, in den anderen Ringen jeweils 60 Kristalle; jeder Außenkristall deckt einen Winkelbereich von 12° in ϕ und 6° in θ ab, die inneren Kristalle decken 6° in ϕ und θ ab. Einige Eigenschaften der Kristalle sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst [57].

In Abbildung 2.6 ist eines der aus dem Kristall selbst und der ersten Stufe der Ausleselektronik bestehenden Kristallmodule zu sehen. Ein auf einen Kristall treffendes hochenergetisches Photon bildet einen elektromagnetischen Schauer, d. h. durch Paarbildung entstehen Elektron-Positron-

⁶Die Verallgemeinerung der Polarkoordinaten auf den dreidimensionalen Raum ist nicht eindeutig. In dieser Arbeit wird der Winkel zur z -Achse als Polarwinkel θ bezeichnet und der Winkel zur x -Achse in der $x - y$ -Ebene als Azimutwinkel ϕ .

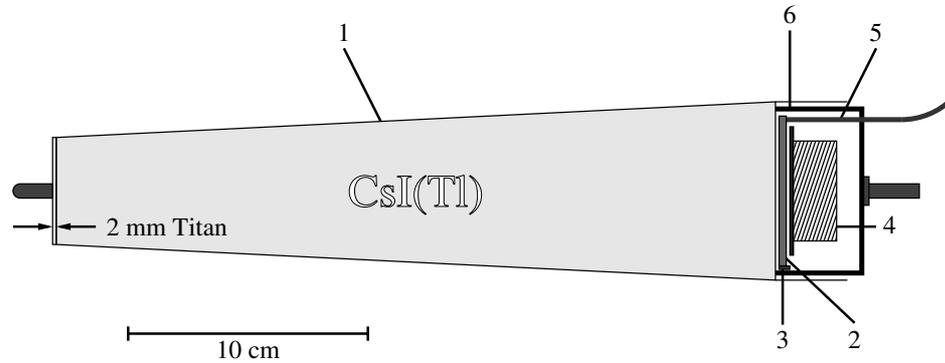


Abb. 2.6: Der Aufbau eines Kristallmoduls: Titanfassung (1), Wellenlängenschieber (2), Photodiode (3), Vorverstärker (4), optische Faser (5), Gehäusedeckel (6).

Paare, die Bremsstrahlungsphotonen abstrahlen, welche wiederum e^+e^- -Paare erzeugen. Nach einer Strahlungslänge hat sich im Mittel die Zahl der Schauerteilchen verdoppelt und die Energie der einzelnen Teilchen halbiert. Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird dabei durch den Molière-Radius R_M beschrieben.

Mit einer Kristalllänge von 30 cm, die 16.1 Strahlungslängen entspricht, ist gewährleistet, dass der größte Teil der Schauerenergie eines 2 GeV-Photons in den Kristallen deponiert wird. Dabei werden 99% der Energie in einem Radius von $3R_M$ deponiert. Somit wird die Energie eines elektromagnetischen Schauers in mehreren benachbarten Kristallen, einem so genannten *Cluster*, deponiert. Die Ausbreitung des Schauers auf mehrere Kristalle ermöglicht die Rekonstruktion des Auftreffortes mit einer Auflösung, die besser als die Größe eines Kristalls ist. Die typische Ortsauflösung ist 25 mrad ($\approx 1.4^\circ$) in θ und ϕ [57].

Wenn die Energie des Schauers so weit aufgeteilt ist, dass die Teilchenenergie kleiner als die kritische Energie ist, dominieren Stoßprozesse die Energieabgabe, d. h. es kommt zu Comptonstreuung, Ionisation und Anregung der Atome des Kristalls. Beim Übergang in den Grundzustand der

Dichte	4.53 g/cm ³
Strahlungslänge L_0	1.86 cm
Molière Radius	3.8 cm
Maximale Emission bei	550 nm
Länge	30 cm $\approx 16 \cdot L_0$

Tab. 2.1: Eigenschaften der CsI(Tl) Kristalle

Atome wird Licht der Wellenlänge 550 nm abgestrahlt, welches im Wellenlängenschieber zum Infrarotbereich verschoben wird.

Da der Crystal-Barrel-Detektor am LEAR in einem Magnetfeld eingesetzt wurde, war eine Auslese der Kristalle mittels normaler Photomultiplier nicht möglich. Stattdessen werden Photodioden eingesetzt, die im Vergleich mit Photomultipliern eine etwas schlechtere Energieauflösung besitzen. Der Wellenlängenschieber ist so gewählt, dass die Wellenlänge des emittierten Lichts im Bereich der größten Empfindlichkeit der Photodiode liegt. Der Wellenlängenschieber emittiert das Licht diffus, an einer Seite ist die Photodiode angebracht, die anderen Seiten sind mit reflektierendem Lack bestrichen, um den Lichtverlust möglichst gering zu halten.

Für Referenzmessungen wird Licht bekannter Intensität über eine optische Faser in den Wellenlängenschieber eingespeist. Dieses Licht, mit einem dem Kristallsignal entsprechenden Spektrum, wird von einem Lichtpulser-system erzeugt [58]. In der weiteren Auslese wird nicht unterschieden, ob das Signal von einem Kristall oder vom Lichtpulser stammt.

Ein Vorverstärker integriert und verstärkt das Signal der Photodiode, anschließend wird es über ein 50 m langes Kabel in einen Shaper geführt, welcher die Signallänge auf 6 μ s reduziert.

Über Potentiometer lässt sich an den Shaper-Modulen für jeden Kanal ein Gleichstrom-Offset und somit ein ähnlicher Pedestalwert für alle Kristalle einstellen. Von den Shapern gehen die Signale zu den ADCs. Das Pedestal ist dabei der Wert, den ein ADC ohne Signal misst; es ist die Integration über das elektronische Rauschen aller vorgeschalteten Komponenten und des ADCs selbst.

Die Energieauflösung des Kalorimeters [57] beträgt

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E_\gamma} = \frac{2.8\%}{\sqrt[4]{E[\text{GeV}]}}. \quad (2.3)$$

Da das Signal des Kalorimeters im Vergleich zu den Tagger-, Flugzeitwand- und Innendetektorsignalen sehr spät verfügbar ist, geht es nicht in die erste Trigger-Stufe ein. Stattdessen wird in der zweiten Stufe der Triggerlogik geprüft, wieviele Ansprechere im Crystal-Barrel vorhanden sind. Hierzu wurde ein **Fast Cluster Encoder** (FACE) entwickelt, welcher die Zahl der Cluster im Kalorimeter bestimmt [59]. Dieser fasst Kristalle mit Energieeinträgen über einer Schwelle von 13 – 15 MeV zu einem Cluster zusammen. Diese Schwelle erlaubt es, auch nahe beieinander liegende elektromagnetische Schauer zu trennen und die korrekte Teilchenzahl zu ermitteln.

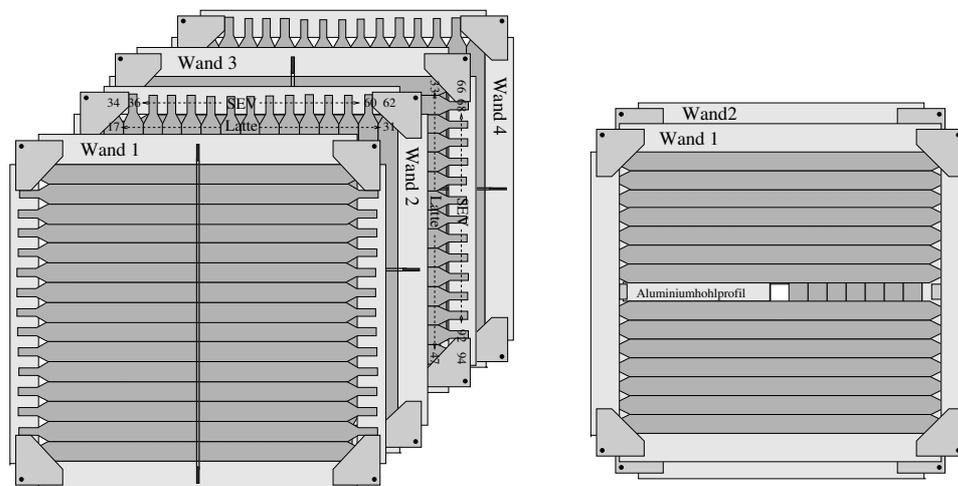


Abb. 2.7: Die Flugzeitwand, bestehend aus vier Wänden mit zueinander gekreuzten Latten, links vor, rechts nach der Modifikation für das CB-ELSA-Experiment.

2.7 Die Flugzeitwand

Das Flugzeit- oder TOF⁷-Spektrometer besteht aus vier Wänden mit je 15 Szintillatorlatten, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden (s. Abb. 2.7). Die Latten haben eine Länge von 3 m, eine Breite von 20 cm und eine Dicke von 5 cm. Das Spektrometer deckt eine Fläche von 9 m² ab. Die Latten in den verschiedenen Wänden sind abwechselnd horizontal und vertikal angebracht.

Aus der Zeitinformation und der Energiedeposition in den Latten und aus dem Vergleich der Auslese an den beiden Seiten einer Latte, kann der Durchstoßpunkt und die Flugzeit eines Teilchens bestimmt werden [60]. Genau wie der Nachweis eines geladenen Teilchens im Innendetektor, geht auch der Nachweis eines Teilchens in der Flugzeitwand in den Trigger ein.

Aus der Flugzeit erhält man die Geschwindigkeit des Teilchens, zusammen mit der Energieabgabe in den Latten lässt sich eine Teilchenidentifikation durchführen. Insbesondere ist eine klare Unterscheidung zwischen „langsamen“ Teilchen und solchen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, möglich.

Wie in Abbildung 2.2 zu erkennen ist, deckt die TOF-Wand genau den Öffnungswinkel des Crystal-Barrels ab. Die Abdeckung eines möglichst großen Vorwärtswinkels ist insbesondere bei der Photoproduktion von Mesonen an der Produktionsschwelle wichtig, da hierbei die Rückstoßprotonen unter

⁷Time-Of-Flight

kleinen Winkeln im Laborsystem und mit geringem Transversalimpuls emittiert werden.

2.8 Der Gamma-Veto-Detektor

Hinter der Flugzeitwand befindet sich ein Gamma-Veto-Detektor, der zum Nachweis getaggtter Photonen dient, die keine Reaktion im Target ausgelöst haben. Der Nachweis eines Teilchens geht in den Trigger ein und kann als *Vetosignal* verwendet werden. Außerdem dient der Gamma-Veto-Detektor zusammen mit dem Tagging-System zur Photonenflussbestimmung.

Der bei der Durchführung des Experiments verwendete Gamma-Veto-Detektor besteht aus drei zylindrischen Modulen von je 10 cm Länge und 15 cm Durchmesser. Jedes Modul besteht wiederum aus zehn im Abstand von 9 mm montierten Bleilamellen. In den Zwischenräumen befindet sich Mineralöl, in dem ein Wellenlängenschieber gelöst ist. Ein eintreffendes Photon löst einen elektromagnetischen Schauer aus, dessen Partikel im Mineralöl Cherenkov-Licht abgeben, welches mittels Photomultipliern nachgewiesen wird.

2.9 Das Trigger-System

Das CB-ELSA-Experiment verfügt über eine zweistufige Triggerlogik. In der ersten Stufe wird verlangt, dass zum einen der Tagger und zum anderen der Innendetektor oder die Flugzeitwand ein Teilchen detektiert haben. In der zweiten Stufe wird mittels der Informationen des Fast Cluster Encoders überprüft, ob im Crystal-Barrel-Kalorimeter eine bestimmte Teilchenzahl nachgewiesen wurde.

Die genaue Konfiguration des Trigger-Systems kann per Software geändert werden, so dass während der Strahlzeiten ohne Verzögerung auf erprobte Sätze von Triggerbedingungen zurückgegriffen werden kann.

In dieser Arbeit wurden Daten verwendet, die mit den folgenden Triggerbedingungen aufgenommen wurden:

- **t12_s21_ta_f2.sts**: Ansprecher in den vorderen beiden Wänden der Flugzeitspektrometers (**t12**) oder Ansprecher in mindestens zwei der drei Lagen des Innendetektors (**s21**), dazu mindestens ein Ansprecher im Tagger (**ta**) und zwei im Kalorimeter (**f2**).
- **t12_f2_s21_f3_ta.sts**: Ansprecher in den vorderen beiden Wänden der Flugzeitspektrometers (**t12**) zusammen mit mindestens zwei Ansprechern im Kalorimeter (**f2**) und einem Ansprecher im Tagger (**ta**) oder Ansprecher in mindestens zwei der drei Lagen des Innendetektors (**s21**) zusammen mit mindestens drei Ansprechern im Kalorimeter (**f3**) und einem Ansprecher im Tagger (**ta**).

Die erste Variante sollte Ereignisse mit einem Proton, das in Flugzeitspektrometer oder Innendetektor nachgewiesen wurde, und mindestens zwei Photonen im Endzustand selektieren. Die zweite Variante sollte die gleiche Kinematik mit verbesserter Untergrundunterdrückung selektieren. Die Annahme war, dass ein im Innendetektor nachgewiesenes Proton auch einen Ansprechere im Kalorimeter auslöst und somit ein Ansprechere mehr im Kalorimeter verlangt werden könnte. Später stellte sich heraus, dass niederenergetische Protonen zum Teil nur ein Signal im Innendetektor auslösen und in der Haltestruktur des Innendetektors oder des Kalorimeters stecken bleiben. Insbesondere die Analyse der Endzustände $p\pi^0$ und $p\eta$ war von diesem Problem betroffen [3].

Neben den oben geschilderten Triggerbedingungen wurden auch Daten mit ausschließlichem Trigger auf das Tagging-System genommen. Diese *Tagger-Or-Runs* dienten u. a. zur Flussbestimmung.

2.10 Die 3.2 GeV-Strahlzeiten

Die Messzeit des CB-ELSA-Experiments teilte sich in mehrere Strahlzeiten in den Jahren 2000 und 2001 auf. Zwischen März und August 2000 wurden Teststrahlzeiten zur Prüfung der Detektoren und der Datenauslese und zur Kalibration des Crystal-Barrel-Detektors durchgeführt. Von August 2000 an wurde bei einer Elektronenstrahlenergie von 2.6 GeV gemessen, im Februar 2001 wurde eine Energie von 1.4 GeV gewählt. Auf Grund der hohen Schwelle für die $\omega\pi^0$ -Erzeugung ($E_{\pi^0\omega}^{\text{thr}} \approx 1365$ MeV) wurden diese Strahlzeiten im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Verwendet wurden die in zwei Strahlzeiten bei einer nominellen Elektronenstrahlenergie von 3.2 GeV gewonnenen Daten. Die Energie des Elektronenstrahls wurde dabei nicht genau auf die nominelle Energie eingestellt. Sie wurde mit einer relativen Genauigkeit von besser als 10^{-3} zu $E_e = 3.175$ GeV bestimmt [61].

Die erste der verwendeten Strahlzeiten dauerte vom 13.03. bis zum 02.04. 2001. Während dieser Zeit wurden die Runs mit den Nummern 4578 bis 5365 aufgenommen. Die zweite Strahlzeit begann am 05.04. und endete am 20.04.2001 und umfasst die Runs 5366 bis 5945. Die Daten wurden auf insgesamt 11 Datenbändern abgelegt (CB0055 bis CB0065). Auf zweien dieser Bänder wurden Leertargetmessungen aufgezeichnet (CB0059 und CB0064), ein Band (CB0057) wurde auf Grund von Problemen bei der Handhabung der Datenakquisition nur mit zwei defekten Runs beschrieben und wird nicht in dieser Analyse verwendet.

Diese Daten dienen nun zur Bestimmung der differentiellen und des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$.

Kapitel 3

Die Rekonstruktion

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion der einzelnen Subdetektoren beschrieben. Diese ist zunächst einmal nicht spezifisch für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$, sondern liefert allgemein zu einem Ereignis einen Satz Vierervektoren, die Tagger-Energie und einige weitere Zusatzinformationen. Die Vierervektoren werden in einem weiteren Schritt durch eine kinematische Anpassung auf die Erfüllung von Energie- und Impulserhaltung und eventuelle Nebenbedingungen überprüft.

Für die Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ werden diejenigen Ereignisse verwendet, bei denen ein Proton eindeutig identifiziert wurde und zwei neutrale Pionen sowie ein Photon rekonstruiert wurden. Außerdem wird ein eindeutiger Ansprechere im Tagging-System verlangt.

3.1 Die Rekonstruktion des Taggers

Mittels des Tagging-Systems wird die Anfangsenergie eines Ereignisses bestimmt. Dazu werden aus den Signalen der beiden Taggerkammern und der 14 Taggerlatten eindeutige Treffer ermittelt.

In den Trigger gingen nur die Signale der Taggerlatten ein, dabei wurde verlangt, dass es mindestens einen Ansprechere gab. Ein Ausschlusskriterium bei zu hohen Multiplizitäten wurde nicht angewandt.

In der Rekonstruktion werden Ansprechere in benachbarten Drähten der Kammern zu einem Cluster zusammengefasst. Sind zwei Cluster nur durch einen Draht getrennt, werden auch sie zusammengefasst. Defekte und rauschende Drähte werden dabei ignoriert. Dem Cluster wird die Fasernummer seines Schwerpunkts zugeordnet; wenn dieser genau zwischen zwei Drähten liegt, wird dem Cluster die Nummer des Drahtes zugeordnet, der der niedrigeren Energie entspricht. Es wird außerdem geprüft, ob die zum Drahtcluster passende Taggerlatte bzw. -latten angesprochen haben.

In dieser Analyse werden nur Ereignisse verwendet, in denen es nur einen solchen Ansprechere im Tagger gab, da Mehrdeutigkeiten bei der Energiebe-

stimmung im Nachhinein nur zum Teil aufgelöst werden können. Die Eindeutigkeit wurde auch bei der Photonenflussbestimmung verlangt, so dass diese mit der Taggerrekonstruktion konsistent ist. Die Tagger-Rekonstruktion und die Energiekalibration wurden ausführlich in einer CB-Note dokumentiert [62].

3.2 Der Photonenfluss

Wesentlich für die Bestimmung von Photoproduktionswirkungsquerschnitten ist die genaue Kenntnis des Photonenflusses. Für die hier betrachteten Daten wird seine Ermittlung in einer CB-Note [63] beschrieben.

Der Fluss wurde für jeden Draht der Taggerkammern bestimmt, wobei über die Runs aufsummiert wurde, die auch in die Analyse der physikalischen Reaktionen eingingen. In den verwendeten Strahlzeiten aufgenommene Tagger-Or-Runs, Leertargetmessungen und fehlerhafte Runs wurden bei der Integration ignoriert. Die Rekonstruktion von Treffern im Tagger erfolgt, wie im Kapitel 3.1 beschrieben wurde. Die Effizienz des Taggers wurde aus den Tagger-Or-Runs gewonnen.

Der so gewonnene Fluss wurde mit den Resultaten einer Anpassung der gemessenen differentiellen Winkelverteilungen der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ an die SAID-Datenbank¹ verglichen. Dabei stellte sich heraus, dass eine Skalierung des Flusses erforderlich ist. Für die Daten, die bei einer ELSA-Energie von 1400 MeV aufgenommen wurden, war diese energieabhängig. Für die hier relevanten Messungen bei einer ELSA-Energie von 3.2 GeV wurde die Skalierung mit einem von der Energie unabhängigen Faktor von 0.75 durchgeführt.

Der Grund für die notwendige Skalierung des Flusses wird zur Zeit noch untersucht. Die Vermutung ist, dass nicht der Fluss fehlerhaft ist, sondern in einem Teil der rekonstruierten Ereignisse die Multiplizität durch Untergrund aus dem Strahlvernichter verfälscht wird. Da dieser Effekt dazu führt, dass ein Teil der *guten* Ereignisse nicht rekonstruiert werden kann, entspricht dies einem reduzierten *effektiven* Photonenfluss. Der verursachende Effekt ist unabhängig von der Energie des getaggten Photon und somit ist auch der Skalierungsfaktor energieunabhängig.

Der hiermit in Verbindung gebrachte Untergrund liegt im Crystal-Barrel-Kalorimeter dominant bei $\phi \approx 270^\circ$ und ist gekennzeichnet durch Cluster, die eine asymmetrische Kristallverteilung aufweisen. In z -Richtung sind sie sehr ausgedehnt, während sie nur wenige Kristalle breit sind. Dies zeigt, dass der Ursprung des Teilchens, das die Energie deponiert hat, nicht im Target sondern im Strahlvernichter liegt [52]. Untersucht wurde dies mit Daten aus dem Jahr 2003. Da am hier relevanten Teil des Experimentaufbaus nichts geändert wurde, und der erhöhte Untergrund bei $\phi \approx 270^\circ$ auch

¹Scattering Analysis Interactive Dial-In (SAID) program [64]

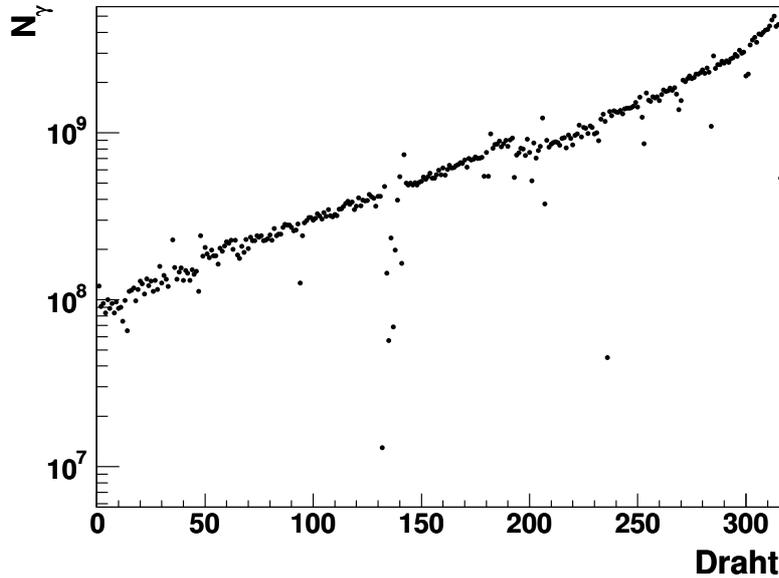


Abb. 3.1: Der über die verwendeten Strahlzeiten integrierte Fluss pro Taggedraht, skaliert mit dem Faktor 0.75. Nur die Drähte jenseits der Schwelle für $\pi^0\omega$ -Produktion am Proton werden gezeigt. Niedrige Drahtnummern entsprechen hohen Photonenergien.

in den 2001er Strahlzeiten beobachtet wurde, sind die Resultate auf diese Strahlzeiten übertragbar.

Der relevante Bereich des so gewonnenen, skalierten Flusses ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Es sind einzelne ineffiziente Drähte zu erkennen. Da diese Ineffizienzen auch die rekonstruierten Ereignisse betreffen, beeinflussen sie nicht die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts.

Der Energieabstand der Drähte variiert stark, wie in Abbildung 3.2 zu erkennen ist. Die Schwelle für die $\pi^0\omega$ -Photoproduktion von 1365 MeV liegt bei Draht 320.

3.3 Die Rekonstruktion des Innendetektors

Die Rekonstruktion des Innendetektors erfolgt zunächst faser- und anschließend lagenweise. Ähnlich wie bei den Taggerkammern werden getroffene Fasern in einer Lage zu einem Cluster zusammengefasst, wobei Lücken von einer Faser akzeptiert werden. Auf Triggerebene wurde verlangt, dass es in mindestens zwei der drei Lagen des Detektors einen Ansprechere gab. In der Rekonstruktion wird verlangt, dass sich aus den Ansprechern ein bis drei Durchstoßpunkte rekonstruieren lassen (s. Abb. 3.3).

Da in der Rekonstruktion ein eindeutig identifiziertes Proton verlangt

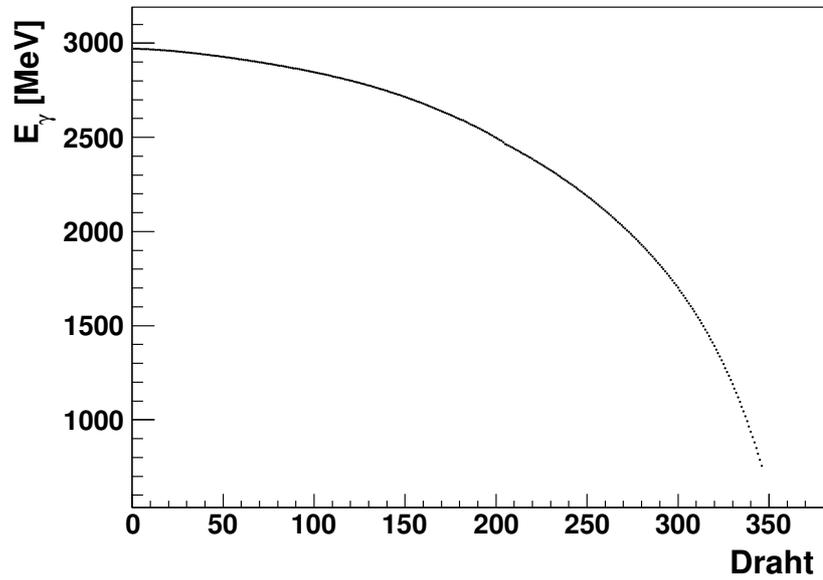


Abb. 3.2: Die Photonenergie in Abhängigkeit vom getroffenen Taggerdraht.

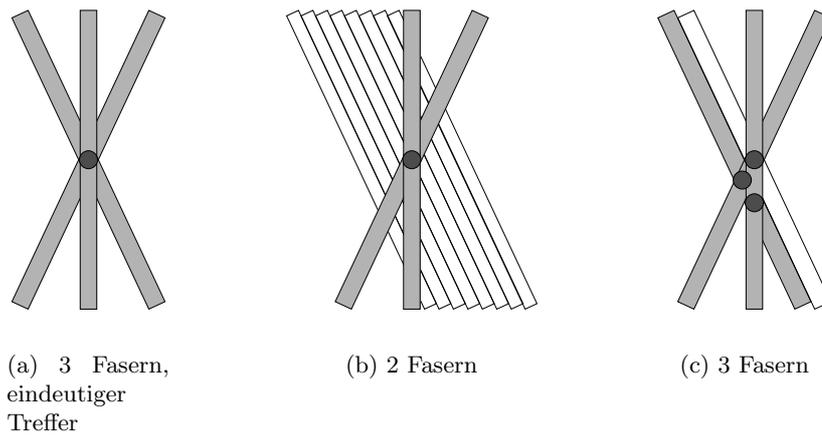


Abb. 3.3: Mögliche Struktur der Durchstoßpunkte im Innendetektor.

wird, werden Ereignisse verworfen, bei denen der Innendetektor keinen Durchstoßpunkt findet. Bei mehr als drei möglichen Durchstoßpunkten wurde das Ereignis ebenfalls verworfen. Da Daten, bei denen das Proton in der Flugzeitwand nachgewiesen wurde, nicht in diese Analyse eingingen, wurden Ereignisse ohne rekonstruierten Durchstoßpunkt im Innendetektor verworfen.

Ein im Innendetektor nachgewiesenes Proton lässt sich jedoch nicht immer im Crystal-Barrel-Kalorimeter nachweisen. Im kinematischen Bereich mit niedrigen Protonimpulsen erzeugt das Proton einen Durchstoßpunkt im Innendetektor, besitzt jedoch nicht genügend Energie, um im Kalorimeter rekonstruiert zu werden. Um diesen Fall zu berücksichtigen, gehen auch Ereignisse mit fünf Ansprechern im Crystal-Barrel in die Analyse ein und werden mit der Hypothese eines fehlenden Protons einer kinematischen Anpassung unterzogen. Falls diese erfolgreich ist, wird überprüft, ob die Richtung des so erhaltenen Protons mit einem Ansprecher im Innendetektor übereinstimmt.

3.4 Die Rekonstruktion des Crystal-Barrel-Kalorimeters

Eine ausführliche Beschreibung der Rekonstruktion und Kalibration des Crystal-Barrel-Detektors findet sich in [65]. Für die in einem Kristall deponierte Energie erhält man bei der Auslese einen ADC-Wert, dessen Zuordnung zur richtigen Energie nach erfolgter Pedestalbestimmung, π^0 -Kalibration und Lichtpulserreichung bekannt ist. Einträge im Bereich des Rauschpeaks werden bereits bei der Auslese der ADCs unterdrückt.

Die ADCs besitzen zwei Energiebereiche, einen bis etwa 120 MeV und einen weiteren mit geringerer Auflösung, der bis etwa 1000 MeV reicht. Um den Übergang zwischen den beiden Energiebereichen der ADCs zu bestimmen, werden Kalibrationswerte mittels eines Lichtpulsersystems bestimmt, bei dem das Verhältnis von Einträgen bekannter relativer Intensität im Nieder- und Hochenergiebereich der ADCs zur Anpassung benutzt wird [58].

Bei der Rekonstruktion werden die ermittelten Kristallenergien, falls sie über der Einzelkristallschwelle von typischerweise 1 MeV liegen, für benachbarte Kristalle zu einer Clusterenergie aufsummiert. Dabei wird geprüft, ob ein oder mehrere lokale Maxima vorliegen und ob diese über einer Schwelle von 20 MeV liegen. Sind mehrere lokale Maxima über dieser Schwelle vorhanden, wird das Cluster in mehrere PEDs² aufgeteilt, bei nur einem wird es als ein PED behandelt. Liegt kein Maximum oberhalb der Schwelle vor, wird es verworfen.

Die angegebenen Schwellen beziehen sich auf elektromagnetische Schauer. Damit ein Proton in einem Kristallcluster die entsprechende Energie deponiert, muss es bei der Reaktion im Target einen Impuls von mindestens

²Particle Energy Deposit

420 MeV/c bzw. eine kinetische Energie von ~ 94 MeV erhalten haben. Es verliert einen Teil seiner Energie bereits im Target, im Innendetektor und in der Haltestruktur, außerdem geschieht die Energiedeposition durch andere Mechanismen, so dass die effektive Schwelle höher liegt.

Aus der räumlichen Energieverteilung innerhalb eines PEDs werden der Polar- und Azimutwinkel bestimmt, dabei wird die Energie logarithmisch gewichtet. Für Photonen liefert dies eine Winkelrekonstruktion mit Genauigkeiten in θ und ϕ von $1 - 1.5^\circ$. Tabelle 3.1 enthält einige Beispiele für die Winkelauflösung bei verschiedenen Energien und Winkeln.

Mittels eines Vergleichs von PEDs im Crystal-Barrel-Kalorimeter mit Durchstoßpunkten im Innendetektor werden Protonen identifiziert, die einen Ansprechere im Kalorimeter ausgelöst haben. Dabei wird verlangt, dass die Differenzen der Polar- und Azimutwinkel jeweils kleiner als 20° sind. Wenn mehrere Treffer in diesem Bereich liegen, wird der Ansprechere mit der geringsten Winkeldifferenz zum Durchstoßpunkt als Proton gekennzeichnet.

Da die Triggerschwelle für Cluster im Kalorimeter unter der in der Rekonstruktion angewandten Schwelle von 20 MeV liegt, gehen durch sie keine Ereignisse verloren, die normalerweise rekonstruiert werden könnten. Problematisch kann nur eine unterschiedliche Multiplizität auf Grund von Clustern sein, die in der Rekonstruktion aufgelöst werden können, nicht jedoch vom Fast Cluster Encoder.

Da die in dieser Analyse verwendeten Ereignisse eine Kalorimeter-Multiplizität von mindestens fünf aufweisen, die verwendeten Trigger jedoch nur zwei bzw. drei Ansprechere im FACE verlangten, tritt dieses Problem in dieser Analyse nicht auf. Bei Endzuständen niedrigerer Multiplizität oder bei komplizierteren Triggerbedingungen ist eine Berücksichtigung notwendig. Aus diesem Grund wurde eine Trigger-Simulation entwickelt, die bei dieser Analyse jedoch nicht eingesetzt wurde [66].

3.5 Die Rekonstruktion der Flugzeitwand

Der Innendetektor dient zum Nachweis geladener Teilchen unter Winkeln zur Strahlachse größer als 12° . Für kleinere Winkel erfolgt der Nachweis in der Flugzeitwand. Da zum Zeitpunkt dieser Arbeit deren Akzeptanz noch nicht zuverlässig bekannt ist, werden die mit ihr gewonnenen Daten in dieser Analyse nicht berücksichtigt. Dies heißt insbesondere, dass Ereignisse, bei denen nur die Flugzeitwand und nicht der Innendetektor in der Triggerlogik angesprochen hat, verworfen werden.

3.6 Die kinematische Anpassung

Eine ausführliche Beschreibung einer kinematischen Anpassung von physikalischen Reaktionen ist in [3, 67] und [68] zu finden. Im Folgenden werden

die zu Grunde liegenden Abläufe und die für diese Analyse spezifischen Besonderheiten kurz geschildert.

Nachdem die Vierervektoren der Photonen rekonstruiert und eventuell ein Proton identifiziert wurde, wird das rekonstruierte Ereignis einer kinematischen Anpassung unterzogen. Dabei wird überprüft, ob es im Rahmen seiner Fehler mit der Energie- und Impulserhaltung verträglich ist und ob es gegebenenfalls weitere Nebenbedingungen erfüllt. Durch die Energie- und Impulserhaltung werden vier Nebenbedingungen (oder *Constraints*) eingeführt. Vorgegebene invariante Massen erhöhen die Zahl der Nebenbedingungen, nicht gemessene Größen reduzieren sie. Wenn die Energie des einlaufenden Photons unbekannt ist, reduziert sich die Zahl der Nebenbedingungen um eins; falls das Proton nicht gemessen wurde, reduziert sich die Zahl um drei.

Die kinematische Anpassung benutzt die Messgrößen \sqrt{E} , θ , ϕ der Teilchen und die vorgegebenen invarianten Massen, um π^0 - und η -Mesonen zu identifizieren, die Vierervektoren zu korrigieren und fehlende Größen zu bestimmen. Die erlaubte Veränderung der Messwerte wird durch ihre Fehler vorgegeben ($\sigma_{\sqrt{E}}$, σ_θ , σ_ϕ).

Die Fehler werden für im Crystal-Barrel-Detektor nachgewiesene Teilchen nach den Formeln (3.2), (3.3) und (3.4) berechnet. In der Analyse des Experiments wird als Einheit der Energie MeV verwendet. Die Formeln zur Bestimmung der Fehler waren ursprünglich auf GeV normiert, daher stammt der Umrechnungsfaktor 1000. Um eine einfache Schreibweise zu erreichen, ist in diesen Formeln MeV gleich eins gesetzt. Für den Fehler der Energie wird gemäß Formel (2.3)

$$\sigma_E = c_1 \cdot \sqrt[4]{(1000 \cdot E)^3} \quad \text{mit} \quad c_1 = 0.028 \quad (3.1)$$

angesetzt. In der Anpassung wird jedoch nicht σ_E , sondern

$$\sigma_{\sqrt{E}} = \frac{c_1}{2} \sqrt[4]{1000 \cdot E} \quad (3.2)$$

verwendet. Für die Fehler der Winkel wird die folgende Parametrisierung gewählt

$$\sigma_\theta = r_0 \ln E + r_1 \sqrt{E} + \frac{r_2}{1000}, \quad (3.3)$$

$$\sigma_\phi = s_0 \ln E + s_1 \sqrt{E} + \frac{s_2}{1000}. \quad (3.4)$$

Beim Fehler der Energie wird nur die Abhängigkeit von dieser selbst berücksichtigt, bei den Fehlern der Winkel wird die Energieabhängigkeit berücksichtigt und danach unterschieden, ob in dem rekonstruierten Cluster *ein* oder *mehrere* Teilchen (PEDs) nachgewiesen wurden. Dazu werden die Koeffizienten r_i bzw. s_i verwendet. Die drei äußeren Kristallringe jeder Seite

Messwerte			Berechnete Fehler			Anmerkungen
E	θ	ϕ	σ_E	σ_θ	σ_ϕ	
100 MeV	35°	0°	5.0 MeV	1.35°	1.50°	
200 MeV	60°	0°	8.4 MeV	1.18°	1.39°	
500 MeV	120°	0°	16.6 MeV	0.92°	1.19°	
200 MeV	160°	0°	8.4 MeV	1.60°	3.04°	1 PED, große Kristalle
200 MeV	120°	0°	8.4 MeV	1.23°	1.44°	2 PEDs
200 MeV	160°	0°	8.4 MeV	1.63°	3.08°	2 PEDs, große Kristalle

Tab. 3.1: Einige Beispiele für die berechneten Fehler von Photonen, die im Kalorimeter detektiert werden.

($12^\circ < \theta < 30^\circ$ und $150^\circ < \theta < 168^\circ$) besitzen eine 30fache Segmentierung, alle anderen sind 60fach segmentiert, dieser Unterschied wird ebenfalls über die Koeffizienten berücksichtigt. Tabelle 3.1 enthält einige Beispiele für die mit diesen Formeln berechneten Fehler.

Um eine Erfüllung der Energie-Impuls-Erhaltung und weiterer Nebenbedingungen zu erreichen, werden die Messwerte im Rahmen ihrer Fehler variiert. Das Verhältnis zwischen der Variation eines Wertes und seinem Fehler wird als *Pull* bezeichnet. Die Fehler werden in einem iterativen Prozess skaliert, um eine Verteilung der Pulls zu erreichen, die im Idealfall einer unnormierten Normalverteilung um den Wert 0 entspricht. Genau dann besitzen die skalierten berechneten Fehler exakt die Größe der *wahren* Fehler. In Abhängigkeit von der Größe der Pulls erhält man für jedes Ereignis ein *Konfidenzniveau* (Confidence Level (CL)) zwischen 0 und 1. Für *gute* Ereignisse, d. h. solche bei denen die Hypothese und die tatsächliche Reaktion übereinstimmen, sollte das Konfidenzniveau nach Einstellung der Pulls flach verteilt sein. Ereignisse, die nur zufällig die Hypothese erfüllen, besitzen ein niedriges Konfidenzniveau. Aus diesem Grund wird auf das Konfidenzniveau geschnitten, um das Signal vom Untergrund zu trennen. Hierbei ist wichtig, dass der verlorene Anteil *guter* Ereignisse in Messdaten und Monte-Carlo-Daten etwa gleich groß ist.

Eine Unterscheidung zwischen elektromagnetischen Schauern und Hadronen findet bei der verwendeten kinematischen Anpassung nicht statt. Stattdessen erfolgt eine Anpassung der Fehler über separate Skalierungsfaktoren für Protonen und Photonen. Andere langlebige Teilchen, wie geladene Pionen, Neutronen oder Kaonen, werden nicht gesondert berücksichtigt.

In dieser Analyse wird neben der Energie- und Impulserhaltung verlangt, dass zwei neutrale Pionen im Endzustand vorhanden sind. Dies gibt insgesamt sechs Nebenbedingungen. Das Proton wird in der Anpassung als fehlendes Teilchen behandelt, so dass sich die Nebenbedingungen um drei reduzieren. Die durchgeführte Anpassung besitzt somit drei Nebenbedingungen, man spricht auch von einem *3C-Fit*. Falls ein im Crystal-Barrel nachgewie-

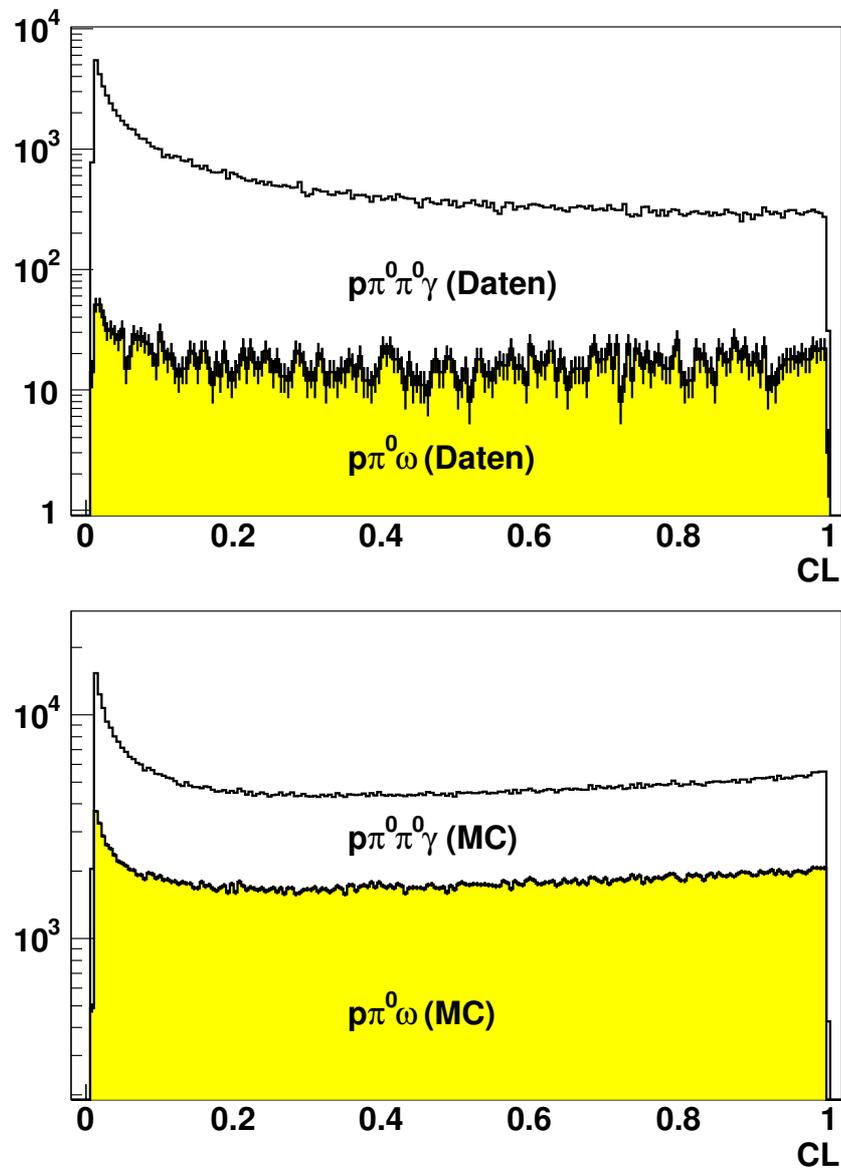


Abb. 3.4: Konfidenzniveau der Hypothese $\gamma p \rightarrow \rho\pi^0\pi^0\gamma$ für Daten (oben) und Monte-Carlo-Ereignisse (unten). Das Konfidenzniveau ist zum einen für alle Ereignisse, die die Hypothese erfüllen, zum anderen für Ereignisse, die eine $\pi^0\gamma$ -Kombination im ω -Massenbereich enthalten, dargestellt. Die Anpassung erfolgte unter der Annahme eines fehlenden Protons im rekonstruierten Endzustand.

CL Schnitt	Daten				Monte-Carlo	
	$N_{p\pi^0\omega}$	N_{bg}	$\frac{S}{\sqrt{S+N}}$	$\frac{S^2}{N}$	$N_{p\pi^0\omega}$	N_{bg}
0	2011 ± 45	4400 ± 66	25.1	919	356874 ± 597	36138 ± 190
1 %	1850 ± 43	1563 ± 40	31.7	2196	331934 ± 576	26137 ± 162
2 %	1831 ± 43	1472 ± 38	31.9	2277	325716 ± 571	25247 ± 159
5 %	1772 ± 42	1345 ± 37	31.7	2335	312549 ± 559	23596 ± 154
10 %	1692 ± 41	1197 ± 35	31.5	2391	294970 ± 543	21799 ± 148

Tab. 3.2: Verhältnis von Signal (S) zu Untergrund (N) bei verschiedenen Konfidenzniveau-Schnitten. Die systematischen Fehler der Werte liegen bei etwa 1 % mit Ausnahme der Werte für die Datenereignisse mit $CL \geq 0$. Wegen des deutlich höheren Untergrundes ist in diesem Fall die Ermittlung der Anzahl der Ereignisse erschwert und der systematische Fehler wird auf 5 % geschätzt.

senes Teilchen als Proton identifiziert wird, wird es von der kinematischem Anpassung ignoriert.

In Abbildung 3.4 wird das für diese Hypothese ($\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\gamma$) erhaltene Konfidenzniveau für rekonstruierte Daten und für Monte-Carlo-Ereignisse gezeigt. In dieser Analyse wird ein Konfidenzniveau von mindestens 2 % verlangt. Im Kapitel 4 wird untersucht, welche Reaktionen außer $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ diesen Endzustand bevölkern.

3.7 Der Konfidenzniveau-Schnitt

Zur Überprüfung des gewählten Konfidenzniveau-Schnitts wurde die Zahl der ω -Mesonen im gewählten Massenintervall mit dem Untergrund in diesem Bereich verglichen (s. Tab. 3.2).

Das Verhältnis S^2/N steigt mit dem gewählten Konfidenzniveau-Schnitt an. Je höher der Schnitt angesetzt wird, desto stärker werden die Pull-Verteilungen beschnitten. Der ermittelte Wert kann auch von der Dynamik der Reaktion abhängen, so dass ein zu hoher Schnitt bestimmte kinematische Bereiche stärker betrifft.

Bei einem Schnitt auf ein Konfidenzniveau von 2 % bleiben 91.05 % der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse in den Daten und 91.27 % in der Monte-Carlo-Simulation erhalten. Dieser Schnitt wird gewählt, um die vorhandene Statistik möglichst gut auszunutzen und eine gute Übereinstimmung zwischen der Rekonstruktion der Daten und der Monte-Carlo-Ereignisse zu erhalten. Abbildung 3.4 zeigt, dass die Einstellung der Pulls sowohl bei den Daten, als auch bei den Monte-Carlo-Ereignissen gut gelungen ist.

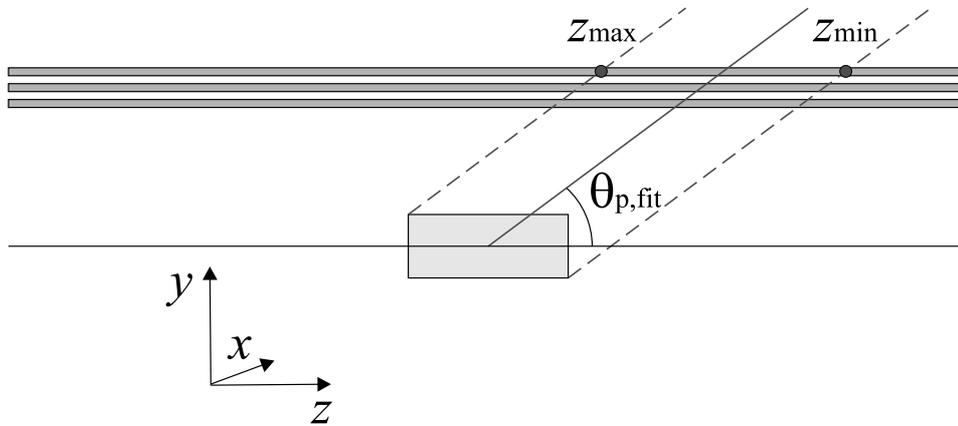


Abb. 3.5: Anhand des aus der kinematischen Anpassung erhaltenen Protonenvektors wird überprüft, ob dieser mit einem Ansprechereim Innendetektor kompatibel ist. Dabei wird die Ausdehnung des Targets berücksichtigt.

3.8 Das Innendetektor-Kalorimeter-Matching

Nachdem die kinematische Anpassung durchgeführt wurde, wird geprüft, ob das aus der Kinematik bestimmte Proton mit einem Ansprechereim Innendetektor übereinstimmt. Dabei wird verlangt, dass die ϕ -Winkel sich maximal um 20° unterscheiden. Außerdem wird ein Schnitt auf den maximal und minimal möglichen Wert der z -Koordinate im Innendetektor durchgeführt (s. Abb. 3.5). Ausführliche Informationen zu diesem Schnitt findet man in [67].

Nach diesen Rekonstruktionsschritten stehen Ereignisse zur Verfügung, die im Endzustand ein identifiziertes Proton, zwei neutrale Pionen und ein zusätzliches Photon besitzen. Die Vierervektoren sind kinematisch angepasst und besitzen ein Konfidenzniveau von mindestens 2%. Zusätzlich wird verlangt, dass die Energie des getaggtten Photons entweder über der Schwelle für die $\pi^0\omega$ -Produktion oder höchstens 50 MeV darunter liegt.

3.9 Die Targetflächendichte

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist es erforderlich, die Zahl der möglichen Reaktionspartner zu kennen. Die Reaktionsrate an einem Wasserstofftarget ist proportional zur Zahl der Wasserstoffkerne pro Fläche und damit zur Dichte des Wasserstoffs und zur Länge des vom Photonenstrahl durchquerten Targets. Aus den Maßen und der Dicke der Targetzelle (Abschnitt 2.4) erhält man die Länge des durchquerten Wasserstoffs $L = 5.284$ cm. Die Dichte des flüssigen Wasserstoffs ist $\rho = 0.0708$ g/cm³,

die molare Masse $M_{\text{mol}} = 2.01588 \text{ g/mol}$. Mit der Avogadro-Zahl $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ und unter Berücksichtigung des Faktors zwei, da ein Wasserstoffmolekül aus zwei Atomen besteht, ergibt sich die Targetflächendichte

$$\rho_t = 2 \frac{\rho(\text{H}_2) N_A L}{M_{\text{mol}}(\text{H}_2)}. \quad (3.5)$$

Die Targetflächendichte ist in diesem Experiment $\rho_t = 2.235 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} = 2.235 \cdot 10^{-7} \mu\text{b}^{-1}$.

3.10 Die Eigenschaften der Endzustandsmesonen

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ wird im CB-ELSA-Experiment durch Detektion eines Protons und von fünf Photonen nachgewiesen. Der Zerfall des Pions in $e^+e^-\gamma$, bei dem zwei zusätzliche Ansprechere im Innendetektor und drei elektromagnetische Schauer im Crystal-Barrel-Kalorimeter detektiert würden, wird aufgrund seines kleinen Verzweigungsverhältnisses nicht berücksichtigt (s. Tab. 3.4). Der ω -Zerfall erfolgt dominant in $\pi^+\pi^-\pi^0$ und mit ca. 9% in $\pi^0\gamma$. In dieser Arbeit wird nur letzterer ω -Zerfall berücksichtigt. Prinzipiell sind in diesem Experiment auch die Zerfälle $\omega \rightarrow \eta\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ und $\omega \rightarrow e^+e^-$ nachweisbar, jedoch sind die Verzweigungsverhältnisse kleiner als 10^{-3} , so dass ein ω -Signal nur schwer aus dem Untergrund zu extrahieren wäre. Man erhielte nur einige Dutzend zusätzliche $p\pi^0\omega$ -Ereignisse bei einer deutlich schwierigeren Untergrundabtrennung.

Da die Breite des Pions um etwa sechs Größenordnungen kleiner als die Detektorauflösung ist, wird die Form des rekonstruierten Signals allein durch die Auflösung bestimmt. Daher kann man diese aus der Rekonstruktion des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfalls ermitteln. Dahingegen muss beim ω -Signal berücksichtigt werden, dass Breite und Detektorauflösung in derselben Größenordnung liegen und die Form des Signals durch eine Gaußkurve nicht gut beschrieben wird. Stattdessen wird eine Gaußkurve zur Beschreibung der Detektorauflösung mit einer Breit-Wigner-Funktion für die natürliche Breite des ω -Mesons

$I^G(J^{PC})$	$0^-(1^{--})$
Masse m_ω	$782.59 \pm 0.11 \text{ MeV}$
Breite Γ_ω	$8.49 \pm 0.08 \text{ MeV}$
Zerfallsmodi	
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$89.1 \pm 0.7 \%$
$\pi^0\gamma$	$8.92_{-0.24}^{+0.28} \%$
$\pi^+\pi^-$	$1.70 \pm 0.27 \%$
andere	$< 2 \%$

Tab. 3.3: Eigenschaften des ω -Mesons [9].

gefaltet. Die resultierende Funktion heißt *Voigtfunktion*

$$K(x, y) = \frac{y}{x} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \frac{e^{-t^2}}{y^2 + (x - t)^2} \quad (3.6)$$

mit

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m - m_0}{\sigma} \quad (3.7)$$

und

$$y = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\Gamma}{\sigma}. \quad (3.8)$$

Hierbei werden die Detektoraufösung σ und die Peak-Position m_0 als Parameter verwendet. Da die gleichzeitige Variation von σ und der natürlichen Breite Γ des ω -Mesons Abhängigkeiten zeigt, die zur Minimierung eines der Parameter zu Lasten des anderen führen, wurde Γ auf den in Tabelle 3.3 angegebenen Wert fixiert. So gelingt eine bessere Beschreibung des ω -Signals.

Die Voigtfunktion ist normiert. Zur Anpassung an die Spektren wird sie mit dem freien Parameter N_ω , der Anzahl der Ereignisse im Peak, multipliziert. Zur Beschreibung des Untergrundes wird ein Polynom zweiten Grades verwendet. Abbildung 4.1 zeigt ein Beispiel für die Anpassung des ω -Signals mit dieser Funktion.

Da das ω -Meson $J^{PC} = 1^{--}$ besitzt, das π^0 -Meson $J^{PC} = 0^{-+}$ und das Photon $J^{PC} = 1^{--}$, kann die Parität im Zerfall nur erhalten bleiben, wenn das $\pi^0\gamma$ -System den Drehimpuls $L = 1$ besitzt. D. h. das ω -Meson zerfällt in eine P -Welle. Im Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ist es möglich, die Helizitätserhaltung im s -Kanal und im t -Kanal zu überprüfen. Da dazu die Kenntnis der ω -Zerfallsebene erforderlich ist, ist diese Observable in der Analyse des $\pi^0\gamma$ -Zerfalls nicht zugänglich.

$I^G(J^{PC})$		$1^-(0^{-+})$
Masse m_{π^0}		$134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV}$
Breite Γ_{π^0}		$7.5 \pm 0.4 \text{ eV}$
Lebensdauer τ_{π^0}		$(8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17} \text{ s}$
$c\tau$		25.1 nm
Zerfallsmodi	$\gamma\gamma$	$98.798 \pm 0.032 \%$
	$e^+e^-\gamma$	$1.198 \pm 0.032 \%$
	andere	$< 0.01 \%$

Tab. 3.4: Eigenschaften des π^0 [9].

Kapitel 4

Die Untersuchung des Untergrundes

Wenn das invariante Massenspektrum von $\pi^0\gamma$ betrachtet wird (Abb. 4.1), erkennt man, dass auf 2000 $p\pi^0\omega$ Ereignisse etwa ebenso viele Untergrundergebnisse kommen. In diesem Kapitel wird versucht, die Zusammensetzung dieses Untergrundes zu verstehen und zu prüfen, ob eine Seitenbandsubtraktion möglich ist. Bei der Untersuchung der Untergrundbeiträge wird verlangt, dass die kinematische Anpassung ein Konfidenzniveau von mindestens 1 % liefert. Für die Seitenbandsubtraktion und die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird ein höheres Konfidenzniveau von 2 % verlangt. Dieser Unterschied führt zu einem kleinen systematischen Fehler in dieser Analyse, der mit 0.5 % abgeschätzt wird.

Im untersuchten Energiebereich von 1350 bis 3000 MeV gibt es eine Vielzahl von möglichen Endzuständen hoher Multiplizität. In dieser Analyse wird verlangt, dass genau ein geladenes Teilchen und fünf Photonen im Endzustand rekonstruiert werden, sowie dass die Energie-Impuls-Erhaltung näherungsweise erfüllt ist und sich aus vier der fünf Photonen zwei Pionen rekonstruieren lassen.

Sollte eine Ladungsaustausch-Reaktion der Art $\gamma p \rightarrow n\pi^+X$ stattfinden, würde das geladene Pion zunächst als Proton betrachtet, das Ereignis würde jedoch durch diese Fehlidentifizierung deutlich von der Energie-Impuls-Erhaltung abweichen und verworfen werden. Durch die geforderte Energie-Impuls-Erhaltung werden auch Reaktionen mit mehr als einem nicht detektiertem Teilchen im Endzustand aussortiert. Der Verlust eines einzelnen niederenergetischen Photons führt hingegen nicht unbedingt zum Ausschluss eines Ereignisses.

Eine andere Fehlerquelle sind Ereignisse, bei denen durch Schauerfluktuation die Energiedeposition eines Teilchens als zwei elektromagnetische Schauer rekonstruiert wird. Auf diese Weise rekonstruierte, überzählige Photonen werden als *Split-Offs* bezeichnet. Mögliche Quellen für Untergrunder-

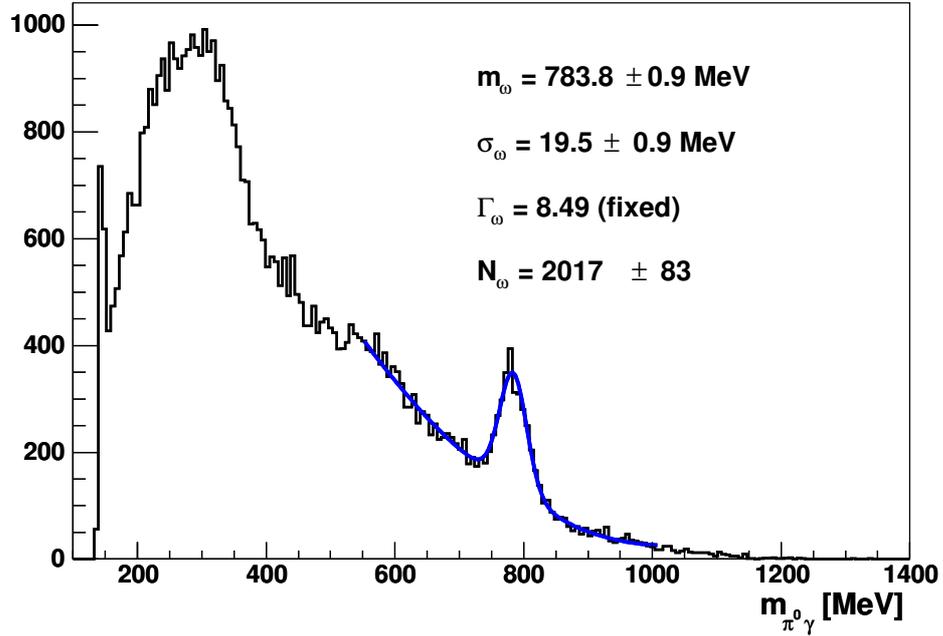


Abb. 4.1: ω -Signal in der invarianten Masse von $\pi^0\gamma$ in $p\pi^0\pi^0\gamma$ -Ereignissen.

eignisse sind somit Reaktionen mit einem Proton und vier, fünf oder sechs Photonen im Endzustand.

Die wichtigsten Reaktionen mit vier Photonen im Endzustand sind $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$. Im relevanten Energiebereich mit Schwerpunktsenergien zwischen 1850 und 2550 MeV besitzen sie einen Wirkungsquerschnitt von einigen μb [4, 5] (s. Abb. 4.2 und 4.4).

Die mit $p\pi^0\omega$ konkurrierenden Endzustände mit fünf Photonen besitzen alle sehr geringe Verzweigungsverhältnisse. Möglich wären $p\rho^0\pi^0$ und $p\pi^0\phi$, jedoch haben die Zerfälle $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ und $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ Verzweigungsverhältnisse von nur $(6.0 \pm 1.3) \cdot 10^{-4}$ und $(1.23 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$, so dass sie in dieser Analyse ignoriert werden können.

Im Endzustand $p6\gamma$ treten $p\pi^0\pi^0\pi^0$ und $p\pi^0\pi^0\eta$ auf, sowie $p\eta$ und $p\eta'$, die in diese Zwischenzustände zerfallen. Bekannt sind nur die Photoproduktionswirkungsquerschnitte von $p\eta$ und $p\eta'$, zu $p\pi^0\pi^0\pi^0$ und $p\pi^0\pi^0\eta$ wurden bisher keine Daten veröffentlicht.

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ besitzt einen Wirkungsquerschnitt von $2.7 \mu\text{b}$ an der Schwelle für die $\omega\pi^0$ -Photoproduktion bei $E_\gamma = 1.35 \text{ GeV}$ und fällt auf etwa $0.6 \mu\text{b}$ bei 3 GeV ab (s. Abb. 4.9). Die invariante Masse von Zerfallsprodukten des η -Mesons kann nicht größer als die η -Masse sein. Daher kann diese Reaktion keinen Beitrag zum Untergrund der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ liefern. Die Anzahl von η -Mesonen in der invarianten Masse von $\pi^0\pi^0\pi^0$

erlaubt jedoch zusammen mit dem bekannten $p\eta$ -Wirkungsquerschnitt eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$ (s. Kap. 4.4).

Der Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p\eta'$ hat ein Maximum von etwa $1.5 \mu\text{b}$ bei $E_\gamma = 2 \text{ GeV}$ und fällt auf einen Wert von $\sim 0.5 \mu\text{b}$ bei 3 GeV ab [3]. Das Verzweigungsverhältnis in den Endzustand mit sechs Photonen beträgt 8%. Damit ein Ereignis als $p\pi^0\pi^0\gamma$ rekonstruiert und die Energie-Impuls-Erhaltung erfüllt wird, darf nur ein niederenergetisches Photon verloren gehen. Wenn ein Photon aus einem Pion-Zerfall verloren geht, muss das Ereignis trotzdem noch mit der Hypothese $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\gamma$ kompatibel sein. Alternativ kann ein Photon aus dem η -Zerfall verloren gehen. Damit die Energie-Impuls-Erhaltung erfüllt wird, muss es allerdings niederenergetisch sein. Zusammen mit dem kleinen Wirkungsquerschnitt und dem geringen Verzweigungsverhältnis in den Endzustand mit sechs Photonen ergibt sich, dass dieser Kanal nur einen kleinen Anteil am Untergrund haben kann und nicht gesondert berücksichtigt werden muss.

Der Zerfall $\pi^0\pi^0\eta \rightarrow 6\gamma$ besitzt ein Verzweigungsverhältnis von 38.5%. Einer Fehlidentifizierung als $\pi^0\omega$ stehen die gleichen Einschränkungen, die beim $p\eta'$ -Endzustand gelten, entgegen. Da außerdem der Wirkungsquerschnitt unbekannt ist, wird zunächst versucht, den Untergrund ohne die Berücksichtigung dieses Kanals zu verstehen.

Zum Verständnis des Untergrundes in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ wird somit die Annahme gemacht, dass besonders die Endzustände $p\pi^0\pi^0$, $p\pi^0\eta$ und $p\pi^0\pi^0\pi^0$ relevant sind. Diese werden in den folgenden Kapiteln untersucht.

4.1 Untergrundbeitrag der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$

Zur Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ wurden $1.75 \cdot 10^6$ simulierte Ereignisse verwendet, die von M. Fuchs im Rahmen seiner Dissertation über diese Reaktion erzeugt wurden [4]. Die Energieverteilung der Ereignisse ist proportional zu $1/E_\gamma$ von 800 bis 3000 MeV. Im hier relevanten Energiebereich mit Energien über 1350 MeV befinden sich $7.8 \cdot 10^5$ Ereignisse. Von diesen sind etwa 89000 mit der Hypothese eines $\pi^0\pi^0\gamma$ -Endzustandes verträglich, wenn ein Konfidenzniveau von mindestens 1% verlangt wird.

In Abbildung 4.2 ist für diese Ereignisse die invariante Masse beider möglichen Kombinationen von Pion und Photon eingetragen. Dominiert wird das Spektrum von einem Peak knapp über der π^0 -Masse, der von der Kombination eines Pions mit einem *Split-Off* verursacht wird. Beachtenswert ist, dass das Massenspektrum ab 300 MeV exponentiell abfällt ohne Strukturen aufzuweisen.

Im Bereich der ω -Masse liegen etwa 300 der ursprünglich $7.8 \cdot 10^5$ Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation eines $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisses als $p\pi^0\omega$ -Ereignis liegt im Mittel bei 1 zu 2600. Bei höheren Energien liegt

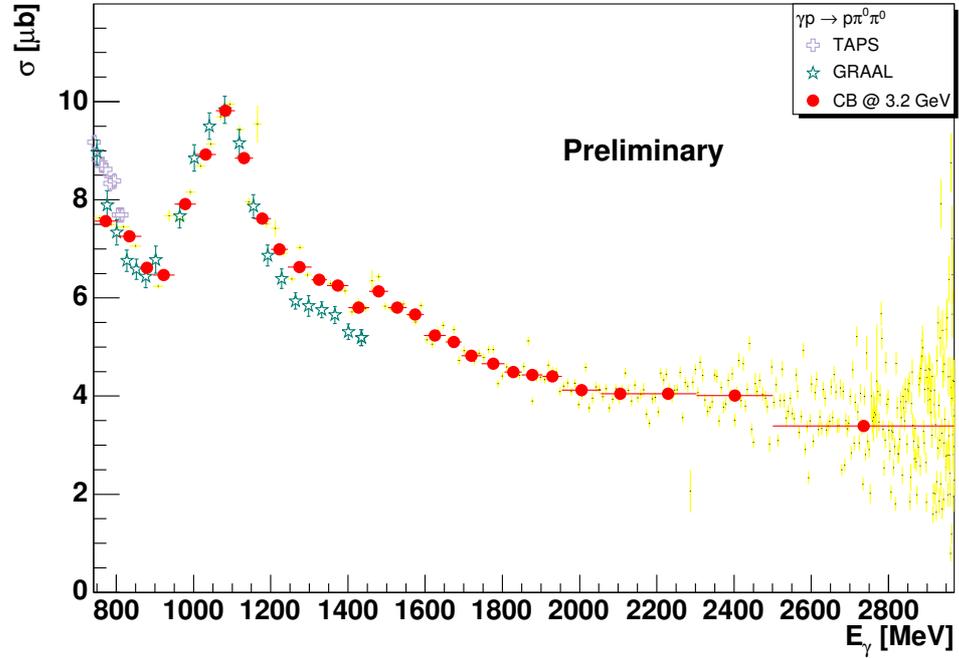


Abb. 4.2: Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0$ [4, 69, 70]. Der als Untergrund in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ relevante Bereich beginnt bei einer Energie von 1350 MeV.

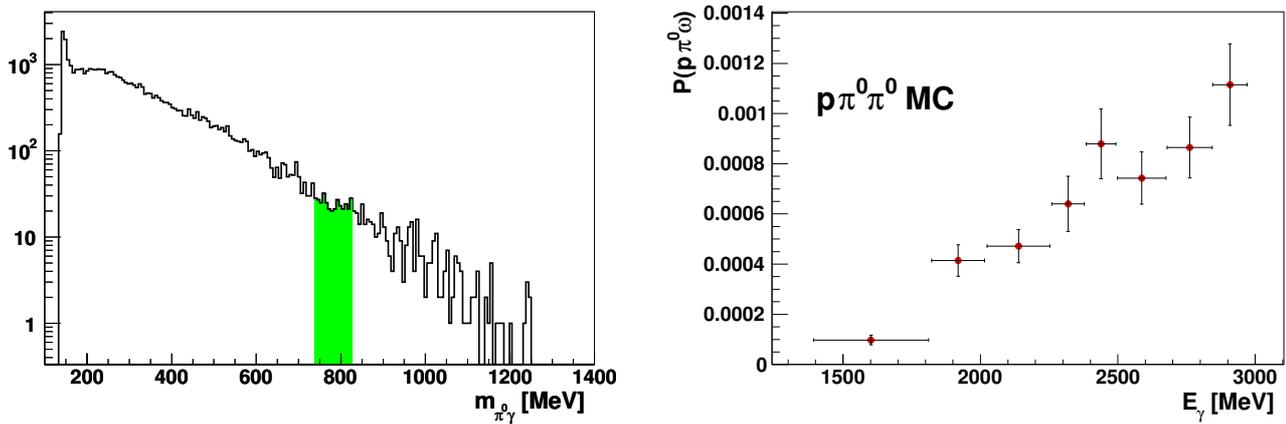


Abb. 4.3: *Links*: Die invariante $\pi^0 \gamma$ -Masse von als $p \pi^0 \pi^0 \gamma$ rekonstruierten $p \pi^0 \pi^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen. Der markierte Bereich entspricht dem ω -Massenschnitt. *Rechts*: Die Energieabhängigkeit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit P dieses Kanals.

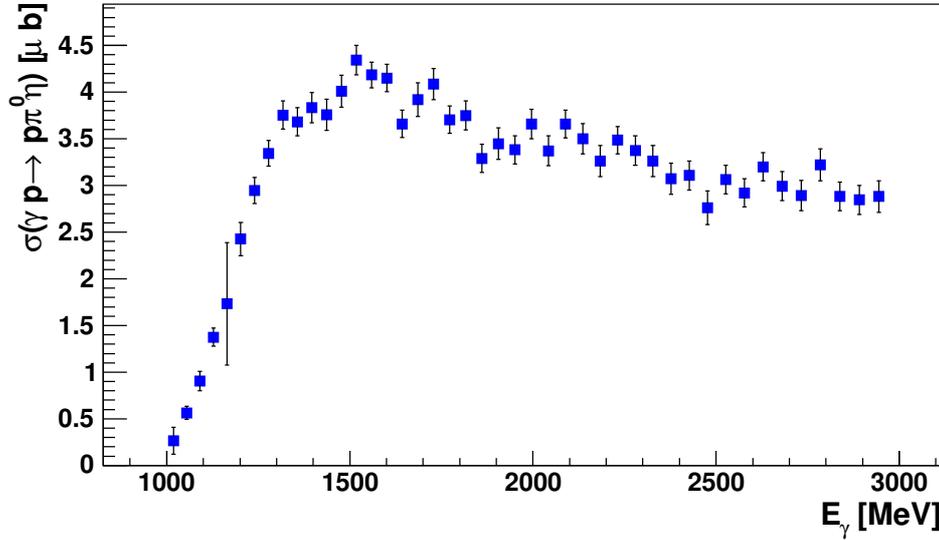


Abb. 4.4: Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ ermittelt mit einer PWA gestützten Extrapolation der gemessenen Daten [5]. Der als Untergrund in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ relevante Bereich beginnt bei einer Energie von 1350 MeV.

sie bei etwa 1 zu 1000 (s. Abb. 4.2 (rechts)). Diese geringe Fehlidentifikationsrate liegt an der erforderlichen hohen Energie des „zusätzlichen“ Photons. *Split-Offs* besitzen typischerweise nur geringe Energien, so dass das Erreichen des ω -Massenbereichs stark unterdrückt ist.

4.2 Untergrundbeitrag der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$

Zur Untersuchung dieser Reaktion wurden $9 \cdot 10^5$ Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, wobei das gewählte Energiespektrum an der Schwelle für die $\pi^0\omega$ -Produktion beginnt und proportional zu $1/E_\gamma$ bis zu einer Energie von 3000 MeV verläuft. Die erzeugten η -Mesonen zerfallen in dieser Simulation ausschließlich in zwei Photonen. Von den $p\pi^0\eta$ -Ereignissen waren 28000 mit der Hypothese $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\gamma$ verträglich ($CL > 1\%$).

In Abbildung 4.5 sind für diese Ereignisse die invarianten Massen bei der $\pi^0\gamma$ -Kombinationen eingetragen. Man erkennt eine dominante Struktur bei $m_{\pi^0\gamma} \approx 580$ MeV. Diese entsteht durch ein falsch identifiziertes Pion. Dieses entstammt der Kombination eines Photons aus dem η -Zerfall mit einem *Split-Off*. Wenn dieses „Pion“ mit dem verbliebenen Photon aus dem η -Zerfall kombiniert wird, erhält man wiederum die η -Masse plus einen Massenbeitrag des *Split-Offs*.

Ab etwa 700 MeV weist das Spektrum keine Strukturen mehr auf und

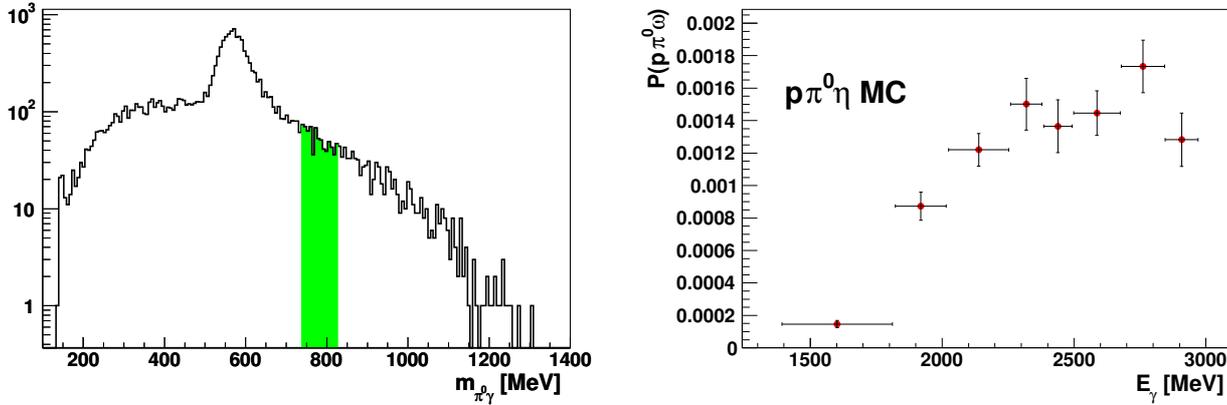


Abb. 4.5: *Links*: Die invariante $\pi^0\gamma$ -Masse von als $p\pi^0\pi^0\gamma$ rekonstruier-
ten $p\pi^0\eta$ -Monte-Carlo-Ereignissen. Der markierte Bereich entspricht
dem ω -Massenschnitt. *Rechts*: Die Energieabhängigkeit der Fehliden-
tifikationswahrscheinlichkeit P dieses Kanals.

fällt exponentiell ab. Von den $9 \cdot 10^5$ Ereignissen liegen 640 im ω -Massenbereich, so dass die mittlere Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit bei etwa 1 zu 1400 liegt. Bei den Energien oberhalb von 2200 MeV steigt sie auf etwa 1 zu 650 an (Abb. 4.5 (rechts)).

4.3 Untergrundbeitrag der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$ wurde zunächst ebenfalls mit $9 \cdot 10^5$ simulierten Ereignissen untersucht. Das erzeugte Energiespektrum wurde wiederum entsprechend des für $p\pi^0\omega$ zugänglichen Energiebereichs gewählt. Von den $9 \cdot 10^5$ Ereignissen erfüllten $1.33 \cdot 10^5$ die Hypothese $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\gamma$ mit einem Konfidenzniveau von mindestens einem Prozent.

Von diesen Ereignissen besitzen etwa 6000 eine $\pi^0\gamma$ -Kombination im ω -Massenbereich. Die mittlere Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ist mit 1 zu 150 sehr hoch. Hinzu kommt, dass der Zerfall $p3\pi^0 \rightarrow p6\gamma$ ein Verzweigungsverhältnis von 96.5% besitzt. Der Wirkungsquerschnitt der $3\pi^0$ -Erzeugung ist nicht bekannt, was eine Abschätzung dieses Untergrundanteils an den rekonstruierten $p\pi^0\pi^0\gamma$ -Ereignissen erschwert.

Ein mögliches Unterscheidungsmerkmal zwischen $p\pi^0\omega$ - und Untergrundeignissen ist die Energie des Photons aus dem ω -Zerfall respektive die Energie des Photons, das nicht einem π^0 zugeordnet wurde. Abbildung 4.6 zeigt, dass die rekonstruierten Photonenergien bei beiden Ereignisklassen einen sehr großen Energiebereich abdecken. In beiden Fällen liegt die Schwelle bei 100 MeV und die Verteilung besitzt Ausläufer bis zu Energien über 1400 MeV. Als Unterscheidungskriterium eignet sich diese Größe somit

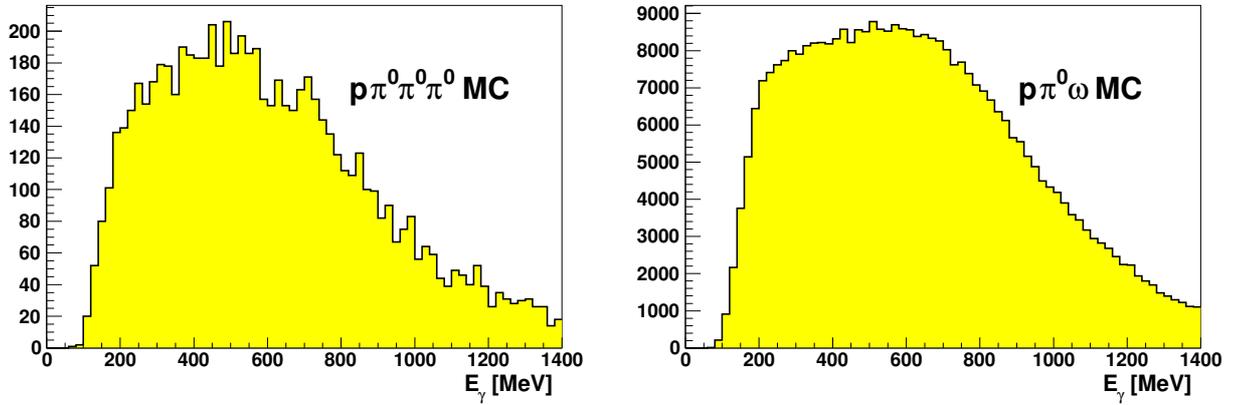


Abb. 4.6: Die Energie des Photons, das in rekonstruierten $p\pi^0\omega$ -Ereignissen keinem π^0 -Zerfall zugeordnet wurde. Links wird die Verteilung für $p\pi^0\pi^0\pi^0$ -Monte-Carlo-Ereignisse gezeigt, rechts für simulierte $p\pi^0\omega$ -Ereignisse.

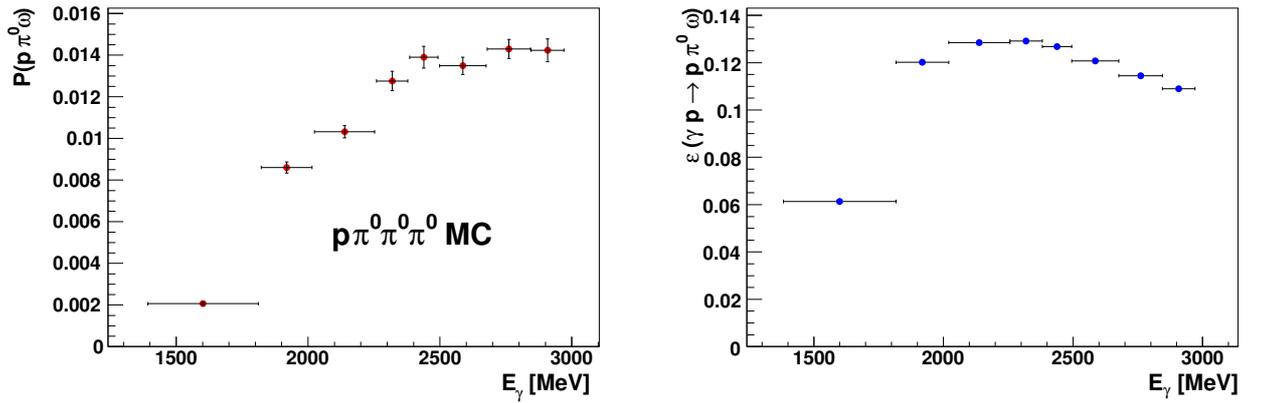


Abb. 4.7: Vergleich der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit P der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$ (links) mit der Akzeptanz von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ (rechts). In den Monte-Carlo-Simulationen wurden ausschließlich die Zerfälle $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\omega \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ verwendet.

nicht.

In Abbildung 4.7 wird die Akzeptanz der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega \rightarrow p5\gamma$ mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$ verglichen. Oberhalb einer Photonenergie von 2000 MeV liegt die Akzeptanz bei 10 bis 12 % und die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit bei 1.5 %. Das Verzweungsverhältnis in den Endzustand mit fünf Photonen ist für

$\pi^0\omega$ (8.71 ± 0.25) % (Formel (5.3)). Drei neutrale Pionen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von 96.5 % in sechs Photonen.

Falls der $p\ 3\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt in der gleichen Größenordnung wie der $p\pi^0\omega$ -Wirkungsquerschnitt liegt, erwarten wir einen starken Beitrag zum Untergrund. Um diesen Beitrag besser zu verstehen wird der Wirkungsquerschnitt im folgenden Abschnitt anhand des bekannten Photoproduktionswirkungsquerschnitts von $p\eta$ abgeschätzt.

4.4 Abschätzung des $3\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts

In der Dissertation von O. Bartholomy wurde der $\gamma p \rightarrow p\eta$ -Wirkungsquerschnitt bestimmt, wobei sowohl der η -Zerfall in zwei Photonen als auch der Zerfall in drei ungeladene Pionen berücksichtigt wurde [3]. Die dabei verwendeten invarianten Massenverteilungen von $\pi^0\pi^0\pi^0$ wurden freundlicherweise zur Verfügung gestellt und dienen nun zur Abschätzung des $3\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts.

Die $3\pi^0$ -Massenverteilungen erlauben die Bestimmung des Verhältnisses von Ereignissen mit η -Meson zu Ereignissen mit drei π^0 -Mesonen. Im Rahmen dieser Arbeit ist nur der Teil des Spektrums relevant für den gilt:

$$m(3\pi^0) \gtrsim m(\pi^0) + m(\omega) = 918 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

Es wird vereinfachend angenommen, dass bei gleicher Energie die Akzeptanz von $p\pi^0\pi^0\pi^0$ gleich der von $p\eta \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$ ist. Dann gilt:

$$\sigma(p\ 3\pi^0) \approx \frac{N(p\ 3\pi^0)}{N(p\eta \rightarrow p\ 3\pi^0)} \cdot BR(\eta \rightarrow 3\pi^0) \cdot \sigma(p\eta) \quad (4.2)$$

Abhängig davon, ob $N(p\ 3\pi^0)$ über den gesamten Massenbereich oder ab einer Schwelle bestimmt wird, erhält man eine Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts oder den Anteil eines Massenintervalls. Abbildung 4.8 zeigt die Variation des Verhältnisses $N(p\ 3\pi^0)/N(p\eta \rightarrow p\ 3\pi^0)$ mit der Energie.

Die in Abbildung 4.8 gezeigten Verhältnisse erlauben zusammen mit dem η -Wirkungsquerschnitt aus [2] (Abb. 4.9) eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts. In Abbildung 4.10 werden der komplette Wirkungsquerschnitt, der Wirkungsquerschnitt ohne den $\eta \rightarrow 3\pi^0$ Anteil und der Wirkungsquerschnitt für invariante Massen oberhalb der Masse von $\pi^0\omega$ gezeigt.

Der Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$ wird unterhalb einer Energie von 1200 MeV vom $\eta \rightarrow 3\pi^0$ -Beitrag dominiert. Der *reine* $3\pi^0$ -Anteil in diesem Bereich besitzt einen Wirkungsquerschnitt von $\sim 0.4 \mu\text{b}$. Ab diesem Bereich ist der reine $3\pi^0$ -Anteil stärker als der η -Anteil und der Wirkungsquerschnitt steigt langsam an bis er bei etwa 2000 MeV ein Plateau erreicht ($\sigma \approx 2.4 \mu\text{b}$). Der starke $3\pi^0$ -Anteil deutet auf die Produktion von Nukleon- und Δ -Resonanzen hin, die über Pion-Kaskaden zerfallen.

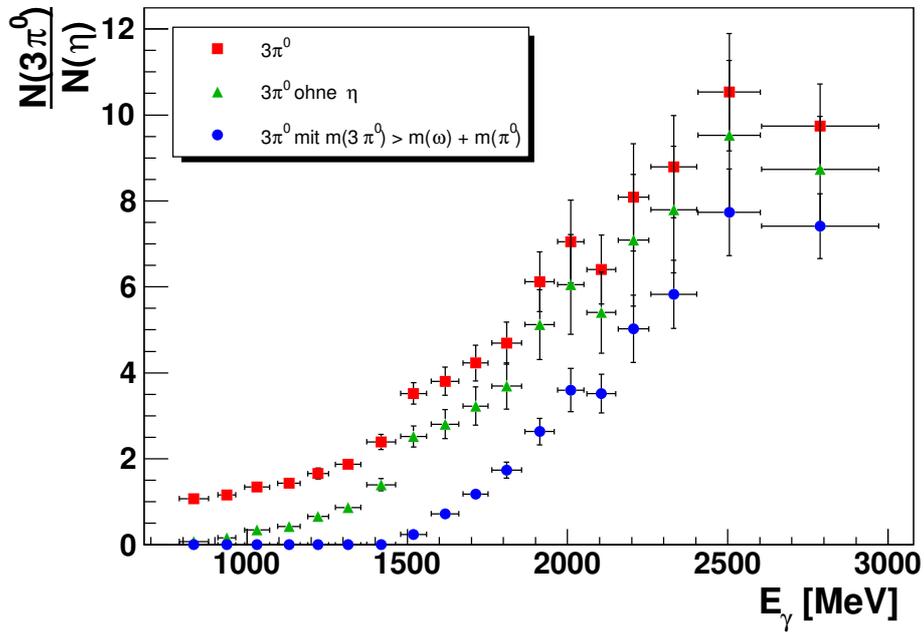


Abb. 4.8: Das Verhältnis von $3\pi^0$ - und η -Erzeugung in $p3\pi^0$ -Massenverteilungen. Gezeigt wird das Verhältnis für alle Pionen, für Pionen, die nicht aus dem η -Zerfall stammen und für solche, die eine invariante Masse über der Mindestmasse einer $\pi^0\omega$ -Kombination besitzen.

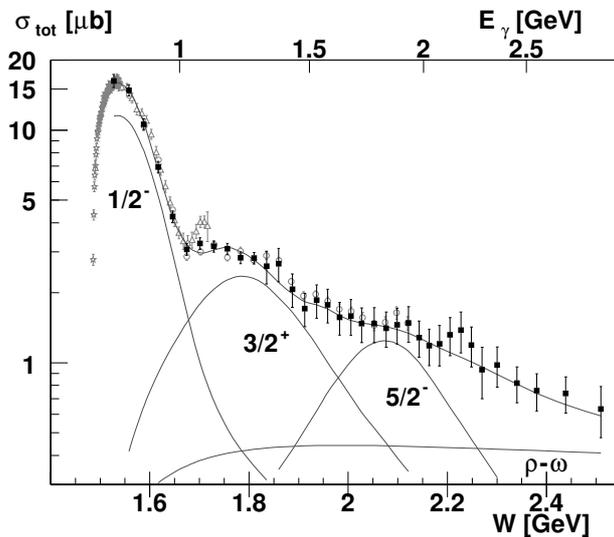


Abb. 4.9: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ mit Darstellung der dominanten Partialwellen und von nicht-resonanten Beiträgen (dominant $\rho - \omega$ -Austausch) [2].

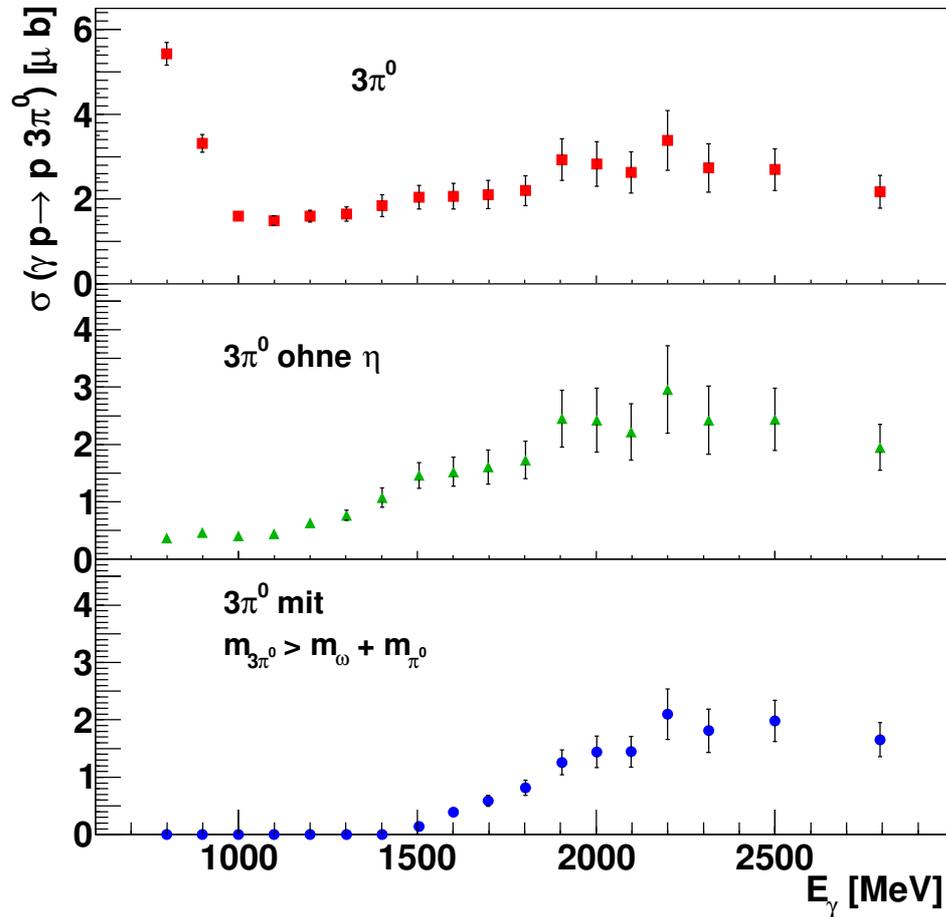


Abb. 4.10: Abschätzung des Wirkungsquerschnitts von $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0$. Das oberste Bild zeigt den gesamten Wirkungsquerschnitt, das mittlere den Wirkungsquerschnitt ohne den vom $\eta \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfall stammenden Anteil und das untere Bild den Teil, bei dem die invariante Masse der drei Pionen über der minimalen Masse einer $\omega\pi^0$ -Kombination liegt. Nur dieser Teil des Wirkungsquerschnitts liefert einen Beitrag zum Untergrund in $p\pi^0\omega$. Es werden nur die statistischen Fehler gezeigt und es wird vereinfachend angenommen, dass die Akzeptanz unabhängig von der $3\pi^0$ invarianten Masse und überall gleich der Akzeptanz bei der η -Masse ist.

Da die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit P mit Phasenraum verteilten $p3\pi^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt wurde, d. h. ohne einen η -Beitrag und ohne Schnitt auf die invariante Masse von $\pi^0\pi^0\pi^0$, muss für die Abschätzung des Untergrundanteils in rekonstruierten $p\pi^0\omega$ -Ereignissen der in Abbildung 4.10 (Mitte) gezeigte $3\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt ohne η -Anteil verwendet werden. Dieser wird zur Bestimmung der Zahl der Untergrundeignisse folgendermaßen parametrisiert:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0) = \begin{cases} 0.4 \mu\text{b} & E_\gamma < 1100 \text{ MeV} \\ 0.4 \mu\text{b} + \frac{2\mu\text{b}}{900 \text{ MeV}} \cdot (E_\gamma - 1100 \text{ MeV}) & 1100 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 2000 \text{ MeV} \\ 2.4 \mu\text{b} & E_\gamma > 2000 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4.3)$$

Aus Formel (5.5) folgt die erwartete Zahl an $p3\pi^0$ Ereignissen, die als $p\pi^0\pi^0\gamma$ identifiziert werden und deren $\pi^0\gamma$ -Kombination im ω -Massenbereich liegt

$$N(p3\pi^0|_{p\pi^0\pi^0\gamma}) \approx \sigma(p3\pi^0 | \text{ ohne } \eta) \cdot (BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))^3 \cdot N_\gamma \rho_t \cdot P(E). \quad (4.4)$$

Hierbei ersetzt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit $P(E)$ die Akzeptanz.

Aus dem Wirkungsquerschnitt und der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit wird die Zahl der erwarteten $p3\pi^0$ -Ereignisse unter dem ω -Peak mit Formel (4.4) abgeschätzt. Die $\pi^0\gamma$ -Massenverteilung der als $p\pi^0\pi^0\gamma$ rekonstruierten $p3\pi^0$ -Ereignisse wird so skaliert, dass die Zahl der Ereignisse unter dem Peak genau der Zahl der erwarteten Einträge im ω -Massenbereich entspricht. Die Resultate sind zusammen mit den aus den Daten gewonnenen $\pi^0\gamma$ -Massenverteilungen in Abbildung 4.12 zu sehen.

Es zeigt sich, dass der Untergrund im Bereich der ω -Masse zum größten Teil von $p\pi^0\pi^0\pi^0$ -Ereignissen mit einem nicht detektierten Photon stammt.

4.5 Kombinatorischer Untergrund

In den rekonstruierten $p\pi^0\omega$ -Ereignissen gibt es auf Grund der zwei möglichen $\pi^0\gamma$ -Kombinationen neben dem Untergrund aus anderen Reaktionen auch einen kombinatorischen Untergrund. In Abbildung 4.11 ist zu erkennen, dass es Ereignisse gibt, bei denen beide $\pi^0\gamma$ -Kombinationen im Bereich der ω -Masse liegen. Der kombinatorische Untergrund kann mittels simulierter $p\pi^0\omega$ -Ereignisse abgeschätzt werden. Im Bereich um die ω -Masse liegt er bei 5 – 10 % der Ereigniszahl im ω -Peak. Zum kombinatorischen Untergrund tragen dabei nur echte $p\pi^0\omega$ -Ereignisse bei, dementsprechend wird die Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse auf die Zahl der rekonstruierten $p\pi^0\omega$ -Ereignisse

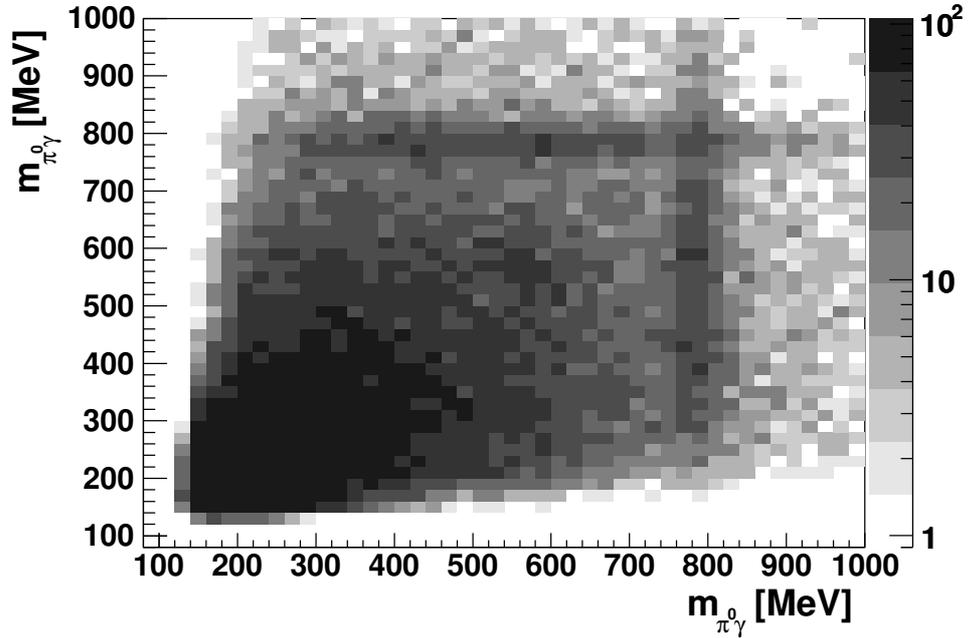


Abb. 4.11: Kombinatorischer Untergrund auf Grund der beiden möglichen $\pi^0\gamma$ -Kombinationen in $p\pi^0\pi^0\gamma$. Die beiden Bänder mit dem ω -Signal und ihr Überlappbereich sind deutlich zu erkennen.

in den Daten normiert,

$$N_{\text{Komb}} \approx N_{\text{bg}}^{\text{MC}} \cdot \frac{N_{\text{Daten}}^{\text{p}\pi^0\omega}}{N_{\text{p}\pi^0\omega}^{\text{MC}}}. \quad (4.5)$$

Die so gewonnene Verteilung des kombinatorischen Untergrundes wird zusammen mit dem $p3\pi^0$ -Untergrund in Abbildung 4.12 gezeigt.

4.6 Zusammenfassung der Untergrundanalyse

Anhand von Abbildung 4.12 erkennt man, dass der Untergrund im Bereich des ω -Mesons qualitativ und quantitativ verstanden ist. Bei Energien unterhalb von $E_\gamma = 2500 \text{ MeV}$ gibt es weitere Untergrundbeiträge, die bei invarianten Massen unterhalb von 700 MeV liegen. Diese stammen vermutlich von den Reaktionen $p\pi^0\pi^0$ und $p\pi^0\eta$. Anhand der Abbildungen 4.2 und 4.5 ist zu erkennen, dass diese Anteile mit der invarianten Masse von $\pi^0\gamma$ exponentiell abnehmen.

Abbildung 4.12 zeigt auch, dass der kombinatorische und der $3\pi^0$ -Untergrund keine Strukturen aufweisen und somit gut durch ein Polynom beschrieben werden können. Die Zusammensetzung des Untergrundes variiert

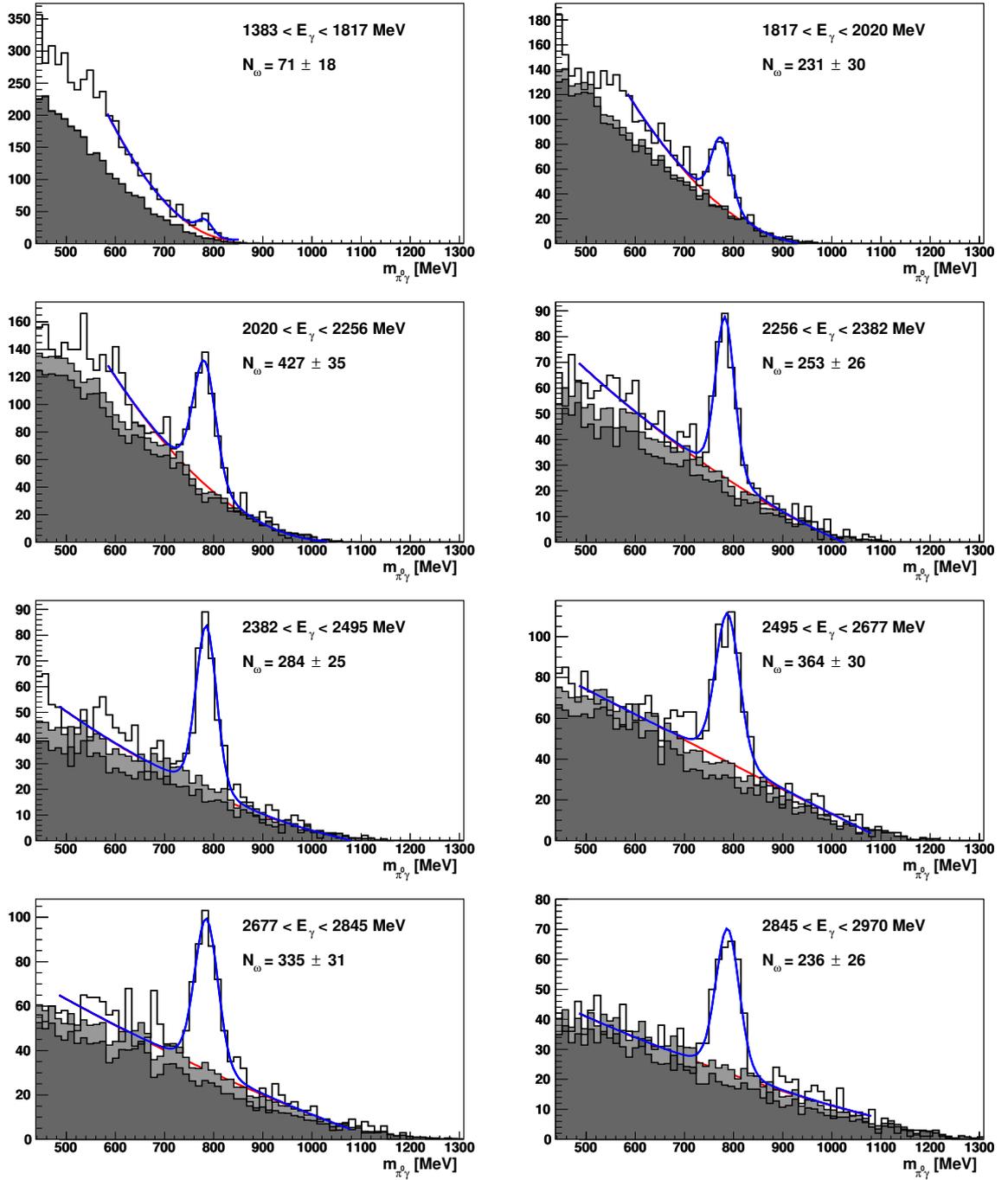


Abb. 4.12: $\pi^0\gamma$ -Massenspektren für die rekonstruierten Daten, die die $p\pi^0\pi^0\gamma$ -Hypothese erfüllen und für $p3\pi^0$ -Monte-Carlo-Ereignisse (dunkelgrau), die dieselbe Hypothese erfüllen. Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden skaliert, so dass sich im Bereich unter dem ω -Peak die nach Formel (4.4) erwartete Ereigniszahl befindet. Zusätzlich wird der kombinatorische Untergrund (hellgrau) gezeigt.

im Bereich um die ω -Masse nur langsam und auch seine Dynamik sollte nur leicht variieren, so dass eine Seitenbandsubtraktion gute Resultate liefern sollte.

Eine Simulation der *wahren* Dynamik von $p3\pi^0$, d. h. inklusive der beitragenden Partialwellen, ist bisher nicht möglich. Zu erwarten sind Zerfallskaskaden, die teilweise das $\Delta(1232)$ enthalten. Dies wird in der Simulation nicht berücksichtigt, so dass ein Abzug von simulierten Ereignissen einen zu starken Δ -Beitrag in $p\pi^0\omega$ vortäuschen würde. Stattdessen werden Ereignisse aus den Seitenbändern zum Untergrundabzug verwendet.

4.7 Seitenbandsubtraktion

Zur Seitenbandsubtraktion werden identische Spektren für Ereignisse aus dem Signalband (ω -Bereich: $m_\omega \pm 40$ MeV) und aus den Seitenbändern gefüllt. Tabelle 4.1 listet die Grenzen dieser Bereiche auf, außerdem sind sie in Abbildung 4.13 farbig hervorgehoben. Die Seitenbänder werden so gewählt, dass sie zusammen die gleiche Breite wie das Signalband besitzen. Auf Grund der Auflösung des Detektorsystems und der Breite des ω -Mesons gibt es auch gute Ereignisse außerhalb des Signalbandes. Die Anpassung des Signals mit einer Voigtfunktion (Formel 3.6) zeigt, dass sich 87.5% der Ereignisse mit einem ω -Meson im Signalband befinden. Um den Anteil von $p\pi^0\omega$ -Ereignissen in den Seitenbändern gering zu halten, wurde ein Abstand von 16 MeV zum Signalband gewählt.

Die Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen, dass der Untergrund um die ω -Masse durch ein Polynom zweiten Grades gut beschrieben wird. Um die korrekte Anzahl von Untergrundereignissen unter dem ω -Signal zu erhalten ($N_{\text{bg}}^{\text{Signalband}}$), wird dieses Polynom über den Signalbereich integriert. Die Zahl der Ereignisse in den Seitenbändern ($N_{\text{bg}}^{\text{Seitenband 1,2}}$) wird abgezählt. Diese Werte werden für jedes Energieintervall separat ermittelt. Für die Seitenbandsubtraktion werden die Seitenbandhistogramme mit dem Verhältnis

$$R = \frac{N_{\text{bg}}^{\text{Signalband}}}{(N_{\text{bg}}^{\text{Seitenband 1}} + N_{\text{bg}}^{\text{Seitenband 2}})} \quad (4.6)$$

skaliert. Im niedrigsten Energieintervall ist der Skalierungsfaktor $R = 0.57$, in den anderen Intervallen liegt er zwischen 0.77 und 1, wobei er mit wach-

	untere Grenze	obere Grenze
Signalband	$m_\omega - 40$ MeV	$m_\omega + 40$ MeV
Seitenband 1	$m_\omega - 96$ MeV	$m_\omega - 56$ MeV
Seitenband 2	$m_\omega + 56$ MeV	$m_\omega + 96$ MeV

Tab. 4.1: Die gewählten Grenzen des Signalbandes und der Seitenbänder.

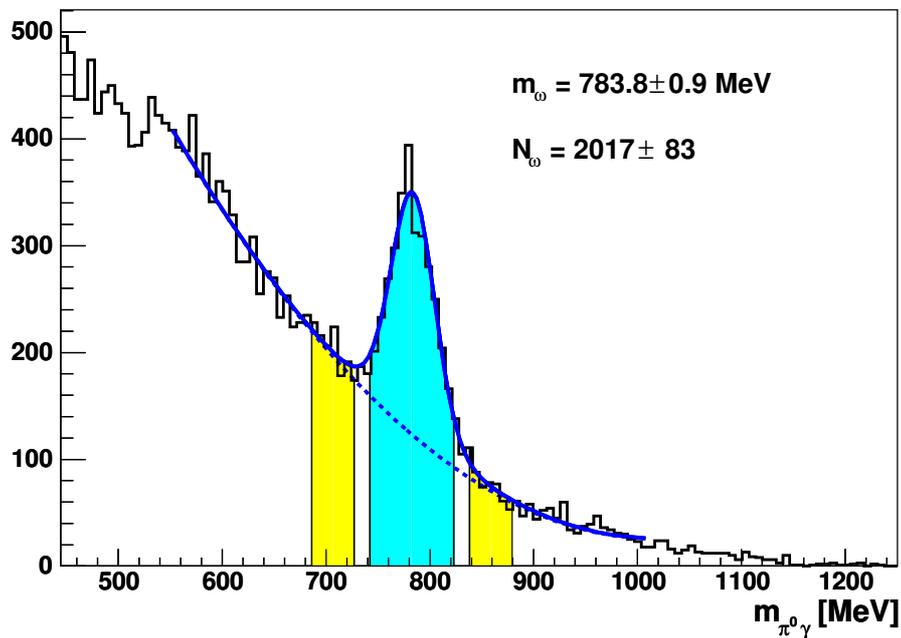


Abb. 4.13: Das ω -Signal mit den zur Untergrundsubtraktion benutzten Seitenbändern.

sender Energie gegen 1 geht.

Nach der Skalierung werden die Seitenbandhistogramme von den entsprechenden Signalbandhistogrammen abgezogen. Die verbleibende Anzahl der Einträge im Histogramm entspricht nun genau der Anzahl der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse. Abbildung 4.14 zeigt ein Beispiel für die Seitenbandsubtraktion.

Nachdem nun die Zusammensetzung des Untergrundes verstanden wurde und eine saubere Trennung von Signal und Untergrund gelungen ist, widmet sich das nächste Kapitel der Ermittlung der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte.

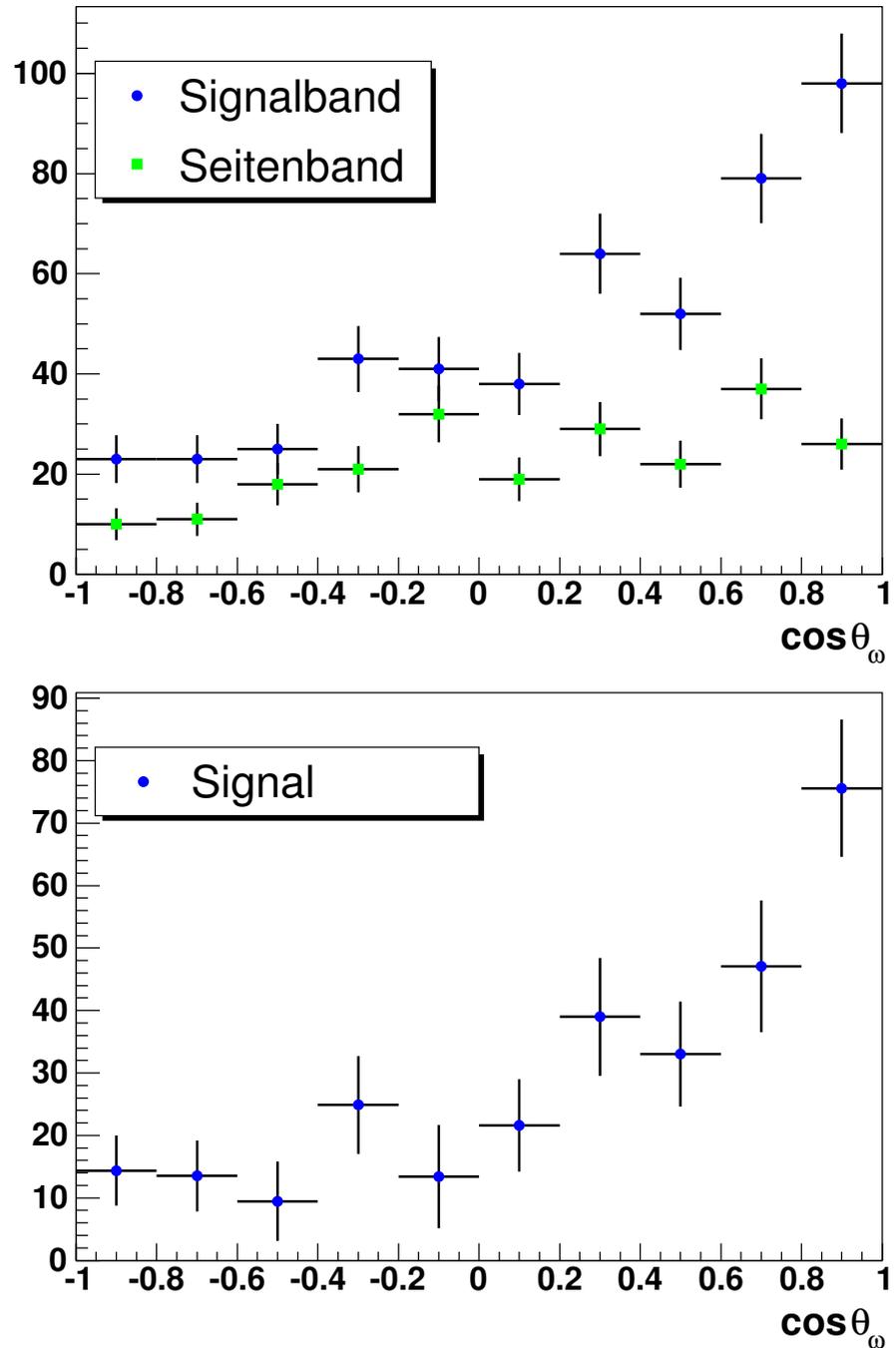


Abb. 4.14: Beispiel einer Seitenbandsubtraktion. Für Ereignisse mit Energien zwischen 2677 und 2845 MeV wird hier die Verteilung von $\cos\theta_\omega$ gezeigt. Das obere Diagramm enthält alle Ereignisse bei denen eine $\pi^0\gamma$ -Kombination im ω -Schnitt liegt, sowie die entsprechende Verteilung für Ereignisse in den Seitenbändern. Das untere Diagramm enthält die Differenz der beiden Verteilungen, wobei die Seitenbandverteilung so skaliert wurde, dass sie genau die Zahl der Ereignisse enthält, die im Untergrund unter dem ω -Peak vorhanden sind.

Kapitel 5

Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

5.1 Die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten

Der Wirkungsquerschnitt σ gibt an, wie groß die *effektive* Fläche eines Streuzentrums für eine bestimmte Reaktion ist. Um die erwartete Anzahl der produzierten Ereignisse eines bestimmten Endzustands zu erhalten, wird der Wirkungsquerschnitt mit der Targetflächendichte ρ_t , die die Zahl der Streuzentren pro Fläche angibt, und der Zahl der einlaufenden Teilchen N_γ multipliziert. Für die hier betrachtete Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ erhält man

$$N_{p\pi^0\omega}(E) = \sigma_{\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega}(E) \cdot N_\gamma(E) \cdot \rho_t. \quad (5.1)$$

Von den produzierten Ereignissen einer Reaktion wird nur ein Teil rekonstruiert. Zum einen besitzt ein Detektorsystem eine begrenzte Akzeptanz, zum anderen wird im Normalfall ein bestimmter von mehreren möglichen Endzuständen untersucht. Bei einer gegebenen Anzahl produzierter Ereignisse erhält man, unter Berücksichtigung der Akzeptanz ε des Detektorsystems und des Verzweungsverhältnisses (oder *Branching Ratios*) BR in den detektierten Endzustand, die Anzahl der rekonstruierten Reaktionen:

$$N_{p\pi^0\omega}^{\text{rek}}(E) = N_{p\pi^0\omega}(E) \cdot \varepsilon(E) \cdot BR(p\pi^0\omega \rightarrow p 5\gamma) \quad (5.2)$$

Das Verzweungsverhältnis von $p\pi^0\omega$ über $p\pi^0\pi^0\gamma$ nach $p 5\gamma$ ist durch

$$BR(p\pi^0\omega \rightarrow p 5\gamma) = BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \cdot BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \quad (5.3)$$

gegeben. Mit den Werten aus den Tabellen 3.3 und 3.4 erhält man

$$BR(p\pi^0\omega \rightarrow p 5\gamma) = (8.71 \pm 0.25) \%. \quad (5.4)$$

Für die Targetflächendichte wurde in Kapitel 3.9 der Wert $\rho_t = 2.235 \cdot 10^{-7} \mu\text{b}^{-1}$ ermittelt. Die Ermittlung des über die Strahlzeiten integrierten,

energieabhängigen Photonенflusses $N_\gamma(E)$ wurde in Kapitel 3.2 beschrieben. Auf die Bestimmung der Akzeptanz ε wird im folgenden Kapitel eingegangen.

Durch die Messung von N^{rek} und des Photonенflusses, sowie mit der Kenntnis der Akzeptanz, der Targetflächendichte und des Verzweungsverhältnisses kann man den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion bestimmen:

$$\sigma(E) = N^{\text{rek}}(E) \cdot \frac{1}{\varepsilon(E)} \cdot \frac{1}{\rho_t N_\gamma(E)} \cdot \frac{1}{BR} \quad (5.5)$$

Der Wirkungsquerschnitt weist üblicherweise Abhängigkeiten von verschiedenen Variablen auf. Diese werden in den differentiellen Wirkungsquerschnitten betrachtet. Häufig wird die Abhängigkeit vom Winkel eines der Reaktionsprodukte zur Strahlachse untersucht. In diesem Fall verwendet man

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \cos\theta_X) = N^{\text{rek}}(E, \cos\theta_X) \cdot \frac{1}{\Delta\Omega} \cdot \frac{1}{\varepsilon(E, \cos\theta_X)} \cdot \frac{1}{\rho_t N_\gamma(E)} \cdot \frac{1}{BR} \quad (5.6)$$

Hierbei ist $\Delta\Omega = 2\pi \Delta \cos\theta$ mit dem Polarwinkel θ im Schwerpunktsystem.

Eine weitere interessante Größe ist das Quadrat des Viererimpulsübertrags t auf eines der Mesonen. Üblicherweise wird dieser Wert auf den minimal erlaubten Wert t_{\min} korrigiert und $|t - t_{\min}|$ aufgetragen. Anhand dieser Größe können diffraktive Anteile des Wirkungsquerschnitts identifiziert werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird bestimmt durch

$$\frac{d\sigma}{dt}(E, |t_X - t_{\min}|) = N^{\text{rek}}(E, |t_X - t_{\min}|) \cdot \frac{1}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\varepsilon(E, |t_X - t_{\min}|)} \cdot \frac{1}{\rho_t N_\gamma(E)} \cdot \frac{1}{BR} \quad (5.7)$$

Zur Untersuchung von resonanten Beiträgen bietet sich eine Auftragung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von den invarianten Massen an. Man erhält ihn gemäß

$$\frac{d\sigma}{dM}(E, M_X) = N^{\text{rek}}(E, M_X) \cdot \frac{1}{\Delta M_X} \cdot \frac{1}{\varepsilon(E, M_X)} \cdot \frac{1}{\rho_t N_\gamma(E)} \cdot \frac{1}{BR}, \quad (5.8)$$

wobei X für die Kombinationen $p\pi^0$, $p\omega$ und $\pi^0\omega$ steht.

5.2 Die Akzeptanzbestimmung

Um aus der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse einer bestimmten Reaktion die Anzahl der produzierten Ereignisse zu ermitteln, ist neben der Kenntnis des Verzweungsverhältnisses die Kenntnis der Akzeptanz des Detektorsystems erforderlich. Die Akzeptanz wird für das CB-ELSA-Experiment mit Monte-Carlo-Simulationen bestimmt, für die das Softwarepaket

CBGEANT verwendet wird [71]. Dieses basiert auf dem am CERN entwickelten Paket GEANT 3.21 [72].

Aus der Monte-Carlo-Simulation und der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse erhält man die Verteilung der generierten N^{prod} und der rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse N^{rek} . Die Akzeptanz ist im einfachsten Fall

$$\varepsilon = \frac{N^{\text{rek}}}{N^{\text{prod}}}. \quad (5.9)$$

Generell sind die Größen N^{rek} , N^{prod} und damit auch ε abhängig von der Gesamtenergie, den invarianten Massen der Teilchenkombinationen und den Flugrichtungen. Im Fall der Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton gibt es fünf unabhängige Variablen. Eine mögliche Auswahl der Variablen lautet:

E_γ , die Energie des einlaufenden Photons,

$\cos\theta$ und

ϕ , die Winkel des Normalenvektors \vec{n} der Zerfallsebene im Massenschwerpunktsystem,

$m_{p\pi^0}$, die invariante Masse von Proton und Pion und

$m_{p\omega}$, die invariante Masse von Proton und ω -Meson.

In diesem Fall wäre $\varepsilon = \varepsilon(E_\gamma, \cos\theta, \phi, m_{p\pi^0}, m_{p\omega})$. Eine einfache Abschätzung zeigt, dass eine komplette Berücksichtigung dieser Variablen nur möglich ist, wenn eine sehr große Anzahl rekonstruierter Daten im Endzustand vorhanden ist.¹ Im Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, der genau wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ ein Drei-Körper-Zustand ist und mit den selben Daten untersucht wird, stehen 250000 rekonstruierte Ereignisse zur Verfügung, davon 130000 aus Strahlzeiten mit einer Beschleunigerenergie von 3.2 GeV. Der Ansatz einer fünfdimensionalen Akzeptanzkorrektur wurde für diese Reaktion eingehend untersucht, aber zu Gunsten einer auf eine Partialwellenanalyse gestützte Akzeptanzbestimmung verworfen [4].

Eine Untersuchung der Akzeptanz in diesen Variablen erlaubt jedoch eine Bestimmung der Akzeptanzlücken. Dazu werden die oben angeführten Variablen θ und ϕ verwendet. Der Winkel θ liegt zwischen dem Normalenvektor der Zerfallsebene und der Flugrichtung des einlaufenden Protons, wobei letztere in dieser Analyse mit der z -Achse identisch ist und gegen die Strahlrichtung zeigt. Aus dem Kreuzprodukt des Normalenvektors mit dem einlaufenden Proton erhält man einen Vektor \vec{n}_2 , der in der Zerfallsebene liegt. Der Winkel zwischen diesem und dem gestreuten Proton wird als ϕ -Winkel verwendet.

¹Wenn jede Größe zehnfach unterteilt werden soll und in jedem Akzeptanzbereich im Mittel nur 30 Ereignisse liegen sollen, müssen $10^5 \cdot 30 = 3 \cdot 10^6$ rekonstruierte Ereignisse vorhanden sein.

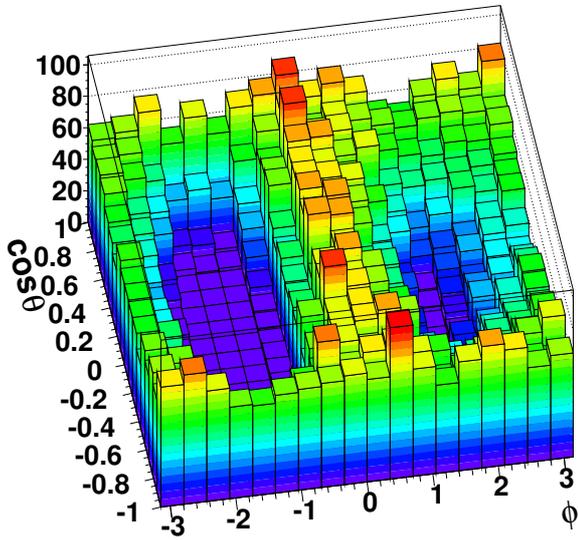
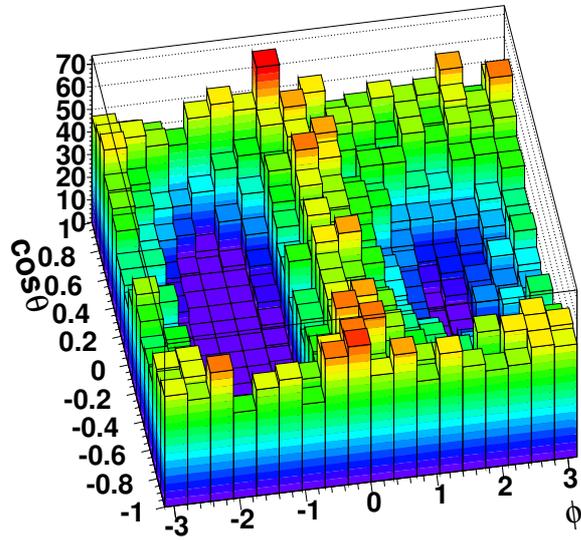
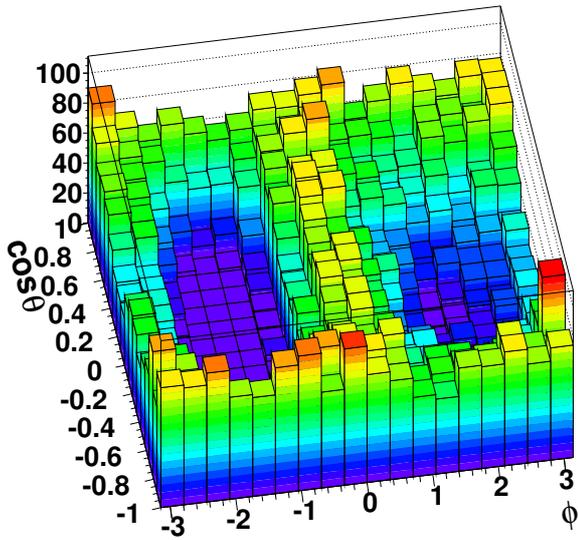
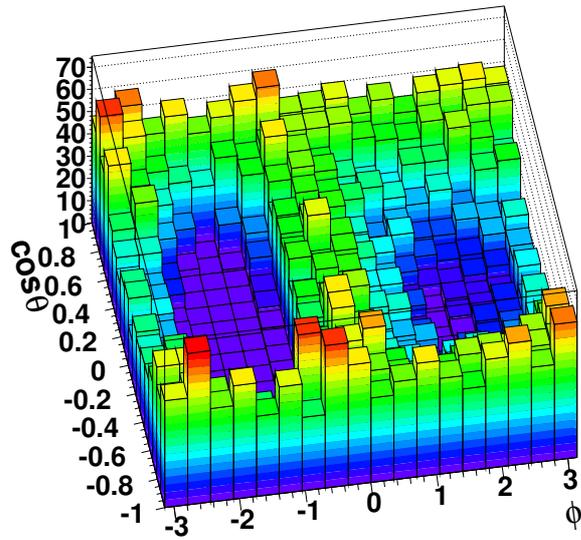
(a) $1817 \text{ MeV} < E_\gamma < 2020 \text{ MeV}$ (b) $2256 \text{ MeV} < E_\gamma < 2382 \text{ MeV}$ (c) $2495 \text{ MeV} < E_\gamma < 2677 \text{ MeV}$ (d) $2845 \text{ MeV} < E_\gamma < 2970 \text{ MeV}$

Abb. 5.1: In der Auftragung der Winkel der Zerfallsebene von $p\pi^0\omega$ werden die Bereiche mit verschwindender Akzeptanz besonders deutlich. Dargestellt ist die Verteilung rekonstruierter Monte-Carlo-Ereignisse.

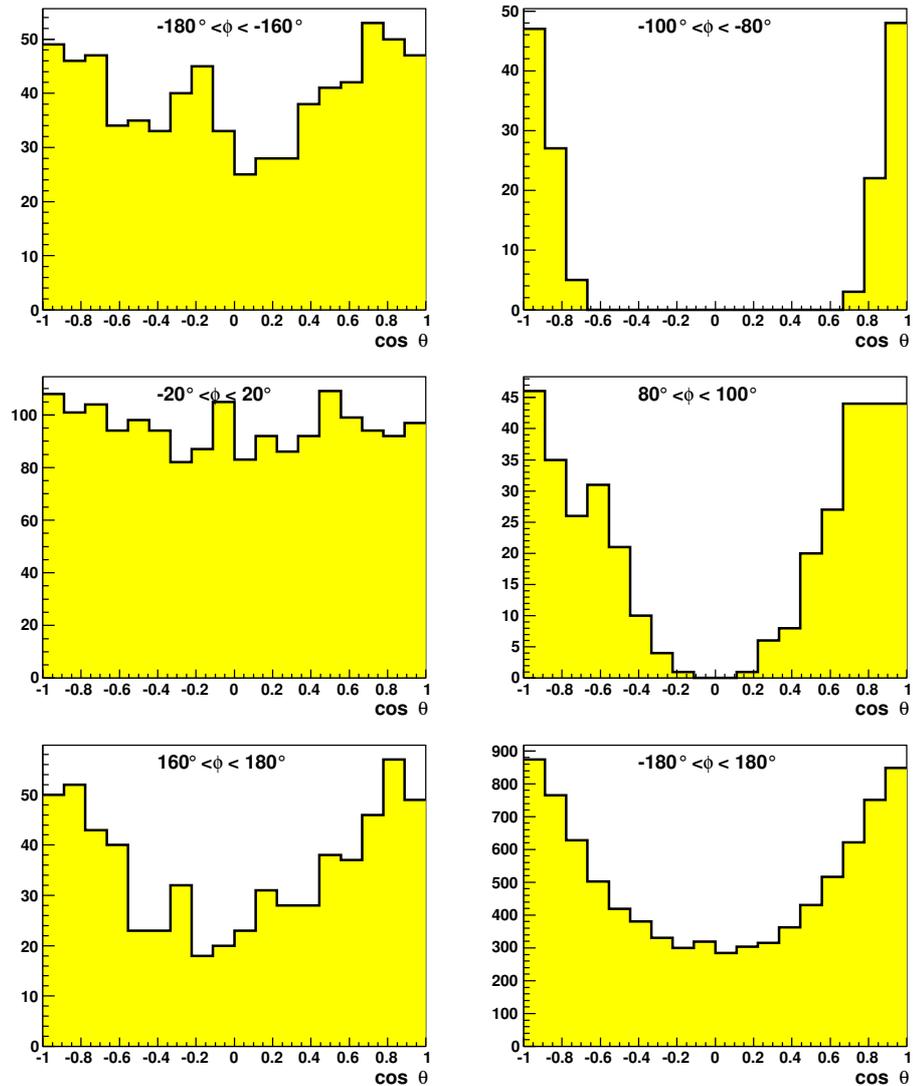


Abb. 5.2: Projektionen der in Abbildung 5.1(b) gezeigten Zerfallsebene für das Energieintervall von 2256 bis 2382 MeV. In einigen kinematischen Bereichen werden keine Ereignisse rekonstruiert.

In Abbildung 5.1 ist für rekonstruierte Monte-Carlo-Ereignisse in verschiedenen Energieintervallen die Verteilung von $\cos\theta$ gegen ϕ zu sehen, in Abbildung 5.2 werden die Projektionen für ein Energieintervall gezeigt. Im Fall von $\cos\theta = 0$ liegt die Zerfallsebene in der $x-z$ -Ebene des Koordinatensystems, $\phi \approx \pm\pi/2$ entspricht dann einem Proton, das im CMS in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung fliegt und nur einen kleinen Transversalimpuls besitzt. Im Laborsystem fliegt es durch die Vorwärtsöffnung des Crystal-Barrel-Detektors und entkommt der Detektion. Bei $\cos\theta = \pm 1$ ist die Zerfallsebene mit der $x-y$ -Ebene identisch, in diesem Fall ist die Akzeptanz recht hoch.

Eine Alternative zur fünfdimensionalen Akzeptanzbestimmung ist die Berücksichtigung der gesamten Dynamik der Reaktion mitsamt der beitragenden Resonanzen. Dazu werden Ansätze für eine Partialwellenanalyse (PWA) mit verschiedenen Beiträgen aufgestellt und überprüft, wie gut die Daten dadurch beschrieben werden. Die Ansätze werden iterativ verbessert, um eine möglichst gute und im Idealfall auch eindeutige Lösung der Partialwellenanalyse zu erhalten. Diese Methode erlaubt eine Extrapolation in kinematische Bereiche in denen die Akzeptanz sehr klein oder nicht vorhanden ist. Allerdings ist eine PWA mit brauchbaren Ergebnissen bei einer Statistik von etwa 2000 Ereignissen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ nicht zu erwarten.

Aus diesen Gründen wird von der Annahme ausgegangen, dass die Akzeptanz als Funktion zweier Größen betrachtet werden kann. Dadurch wird über die anderen Größen integriert, wobei diese als Phasenraum verteilt behandelt werden und davon ausgegangen wird, dass ihre Verteilung im Rahmen der Monte-Carlo-Simulation korrekt wiedergegeben wird. In dieser Arbeit werden die verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie und einer anderen Größe betrachtet.

Diese Annahme bringt gewisse Schwierigkeiten mit sich, da das invariante Massenspektrum von $p\pi^0$ (vgl. Abb. 5.3) ein deutliches Δ -Signal zeigt und zu erkennen ist, dass ein Teil der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ stammt und somit *nicht* Phasenraum verteilt ist.

Die Unterschiede zwischen dieser Akzeptanz und der mit simulierten $p\pi^0\omega$ - und $\Delta\omega$ -Ereignissen bestimmten Akzeptanz erlauben eine Abschätzung des systematischen Fehlers der Akzeptanzbestimmung.

5.3 Die differentiellen Wirkungsquerschnitte

Anhand von Abbildung 5.4 wird nun die Bestimmung eines differentiellen Wirkungsquerschnitts erläutert, wobei Seitenband subtrahierte Histogramme verwendet werden (vgl. Kap. 4.7). Für dieses Beispiel wird erneut der Energiebereich von 2677 bis 2845 MeV gewählt und die Verteilung von $\cos\theta_\omega$ im Schwerpunktsystem betrachtet.

Die Anzahl der produzierten Monte-Carlo-Ereignisse wird so gewählt,

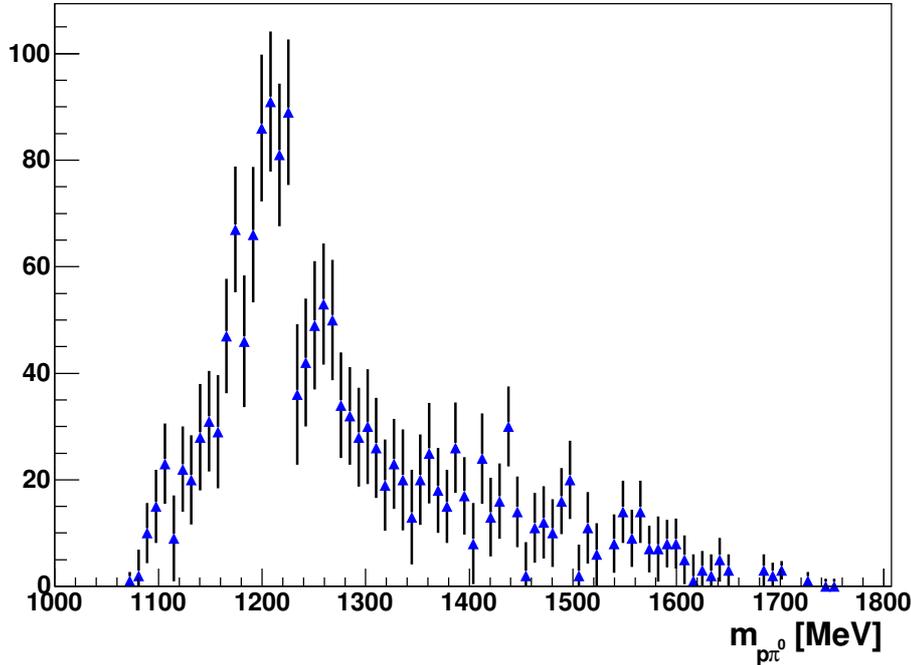


Abb. 5.3: Invariante Masse von $p\pi^0$ in $p\pi^0\omega$ -Ereignissen. Das Spektrum wurde per Seitenbandsubtraktion vom Untergrund befreit.

dass der statistische Fehler der Verteilung der rekonstruierten Ereignisse – und damit auch der Akzeptanz – kleiner als 2 % ist. Durch die Verwendung einer höheren Statistik ließe sich dieser Fehler weiter reduzieren; der statistische Fehler der rekonstruierten Daten ist jedoch deutlich größer, so dass insgesamt keine Verbesserung zu erreichen wäre.

In den Abbildungen 5.4(a) und (b) werden die rekonstruierte und die ursprünglich generierte Monte-Carlo-Verteilung gezeigt. Aus ihrer Division erhält man nach Formel (5.9) die Akzeptanz ε , in diesem Fall für den gegebenen Energiebereich als Funktion von $\cos\theta_\omega$ (Abb. 5.4(c)).

Die Untergrund bereinigte Verteilung der Daten ist in Abbildung 5.4(d) zu sehen. Diese wird durch die Akzeptanzverteilung dividiert und man erhält eine Akzeptanz korrigierte Winkelverteilung (Abb. 5.4(e)). Diese unterscheidet sich nur noch durch einen Faktor vom differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten wird die Winkelverteilung gemäß Formel (5.6) durch den Raumwinkelbereich $\Delta\Omega$, die Targetflächendichte ρ_t , den integrierten Photonfluss N_γ und durch das Verzweigungsverhältnis BR dividiert. Der resultierende differentielle Wirkungsquerschnitt wird in Abbildung 5.4(f) zusammen mit einer Anpassung an die Daten gezeigt.

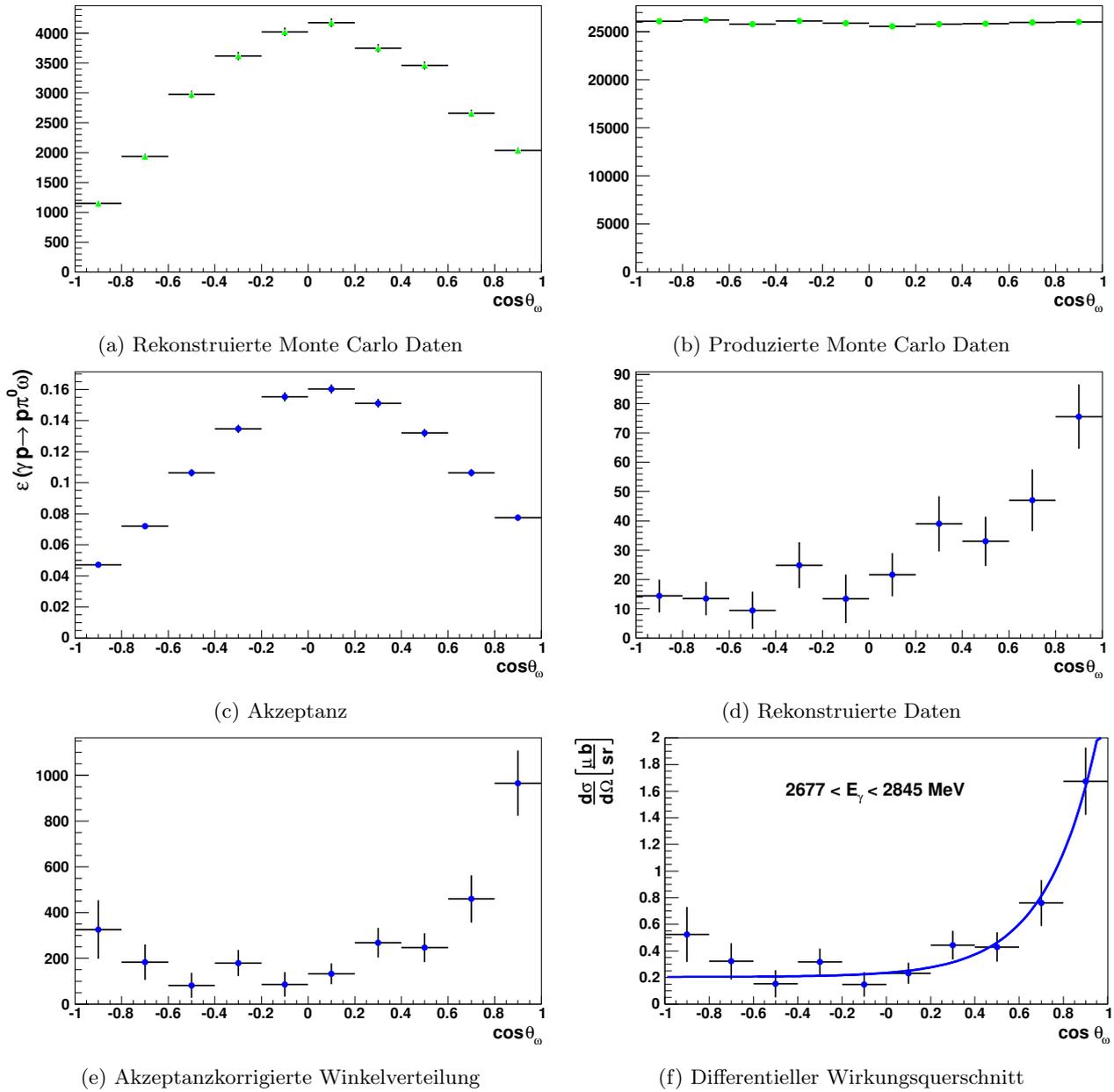


Abb. 5.4: Ermittlung des Wirkungsquerschnitts: Zunächst wird die Verteilung der rekonstruierten (a) durch die der produzierten Monte-Carlo-Ereignisse (b) geteilt, um die Akzeptanz zu ermitteln (c). Anschließend wird die Verteilung der rekonstruierten, Seitenband subtrahierten Daten (d) durch diese geteilt, um eine Akzeptanz korrigierte Winkelverteilung zu erhalten (e). Entsprechend Formel (5.6) wird diese durch den Fluss, die Targetflächendichte, das Verzweungsverhältnis und den Raumwinkel geteilt, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen (f).

Analog hierzu geschieht die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ und $d\sigma/dm$. Das Raumwinkelelement $d\Omega$ wird in diesen Fällen durch Δt bzw. ΔM ersetzt.

5.4 Der totale Wirkungsquerschnitt

Zur Ermittlung des totalen Wirkungsquerschnitts aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten werden zwei Ansätze kombiniert, die Summation der Datenpunkte und die Integration über eine Anpassung der Daten. Dies wird im Folgenden für die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta)$ erläutert. Die entsprechenden Formeln für $d\sigma/dt$ und $d\sigma/dm$ erhält man durch eine passende Wahl der Integrationsgrenzen, bzw. das Weglassen des Faktors 2π bei der Summation.

Bei der Summation werden die Datenpunkte unter Berücksichtigung der Binbreite w summiert und mit dem Faktor 2π multipliziert, um die Integration über den Azimutwinkel zu berücksichtigen:

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi \sum_i w_i \cdot x_i \quad \text{mit} \quad x_i = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta_i) \quad (5.10)$$

Den Fehler des totalen Wirkungsquerschnitts erhält man gemäß

$$\Delta\sigma = \sqrt{\sum_i (2\pi w_i \cdot \Delta x_i)^2}. \quad (5.11)$$

Der alternative Ansatz nutzt die Anpassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit einer Funktion. In dieser Arbeit wurde sowohl für $d\sigma/d\Omega$ als auch für $d\sigma/dt$ der Ansatz

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(x) = a_0 + a_1 \cdot e^{a_2 x} \quad \text{mit} \quad x = \cos\theta \quad (5.12)$$

verwendet. Eine Verallgemeinerung auf Polynome höheren Grades ist problemlos möglich. Ein Beispiel für eine Anpassung mit der angegebenen Funktion ist in Abbildung 5.4(f) zu sehen.

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration über den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta) d\Omega \quad (5.13)$$

Bei ϕ -symmetrischen Verteilungen gilt

$$d\Omega = 2\pi d\cos\theta, \quad (5.14)$$

somit kann Formel (5.13) zu

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi \int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta) d\cos\theta \quad (5.15)$$

vereinfacht werden.

Wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt durch Formel (5.12) beschrieben wird, gilt mit $x = \cos\theta$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= 2\pi \int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{d\Omega}(x) dx \\ &= 2\pi \int_{-1}^1 a_0 + a_1 \cdot e^{a_2 x} dx \\ &= 2\pi \cdot \left(a_0 x + \frac{a_1}{a_2} e^{a_2 x} \right) \Big|_{-1}^1 \\ &= 2\pi \left(2a_0 + \frac{a_1}{a_2} \cdot (e^{a_2} - e^{-a_2}) \right) \\ &= 4\pi \left(a_0 + \frac{a_1}{a_2} \cdot \sinh(a_2) \right). \end{aligned} \quad (5.16)$$

Zur Berechnung des Fehlers der so bestimmten Wirkungsquerschnitte werden die partiellen Ableitungen nach den Parametern der Anpassung benötigt. Die ermittelten Fehler der Parameter berücksichtigen, bei geeignet gewählter Anpassungsmethode, die statistischen Fehler der einzelnen Datenpunkte. Die partiellen Ableitungen lauten

$$\frac{\partial\sigma_{\text{tot}}}{\partial a_0} = 4\pi, \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial\sigma_{\text{tot}}}{\partial a_1} = 4\pi \cdot \frac{1}{a_2} \sinh(a_2), \quad (5.18)$$

$$\frac{\partial\sigma_{\text{tot}}}{\partial a_2} = 4\pi \cdot \left(-\frac{a_1}{(a_2)^2} \sinh(a_2) + \frac{a_1}{a_2} \cosh(a_2) \right). \quad (5.19)$$

Der Fehler des aus der Integration erhaltenen Wirkungsquerschnitts wird nun gemäß des Fehlerfortpflanzungsgesetzes berechnet

$$\Delta\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial\sigma}{\partial a_0}\right)^2 (\Delta a_0)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial a_1}\right)^2 (\Delta a_1)^2 + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial a_2}\right)^2 (\Delta a_2)^2}. \quad (5.20)$$

Bei der Betrachtung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erweisen sich beide Ansätze in gewissen Bereichen als unzureichend. Bei der Summation wird das Resultat durch Datenpunkte in Bereichen mit großer statistischer Unsicherheit verschlechtert oder verfälscht. Bei der Integration wird

durch den einfachen Ansatz für die Anpassung ein Teil der statistischen Fluktuation der Datenpunkte bewusst und gewollt ignoriert. Dadurch wird jedoch auch ein Teil der physikalischen Variation der Datenpunkte nicht komplett berücksichtigt. Zudem ist nicht bekannt, wie gut der Ansatz eines exponentiellen Verlaufs der wahren Verteilung entspricht. Um eine möglichst gute Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts zu erreichen, werden die Datenpunkte in Bereichen geringer Unsicherheit gemäß Formel (5.10) summiert. Diese Bereiche werden auch zur Anpassung der Funktion (5.12) herangezogen. Über den restlichen Bereich wird diese Funktion gemäß Formel (5.15) integriert. Den Fehler des Wirkungsquerschnitts erhält man durch die quadratische Addition der entsprechend der Formeln (5.11) und (5.20) für den jeweiligen Bereich bestimmten Fehler.

Aus dem Vergleich der allein durch Summation und Integration erhaltenen Werte mit den Werten aus der kombinierten Methode, erhält man eine Abschätzung des systematischen Fehlers.

Kapitel 6

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Bestimmung der differentiellen und des totalen Wirkungsquerschnitts erläutert wurde, folgt in diesem Kapitel die Darstellung der so ermittelten Wirkungsquerschnitte.¹ Zunächst werden die Verteilungen für das ω -Meson in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ betrachtet.

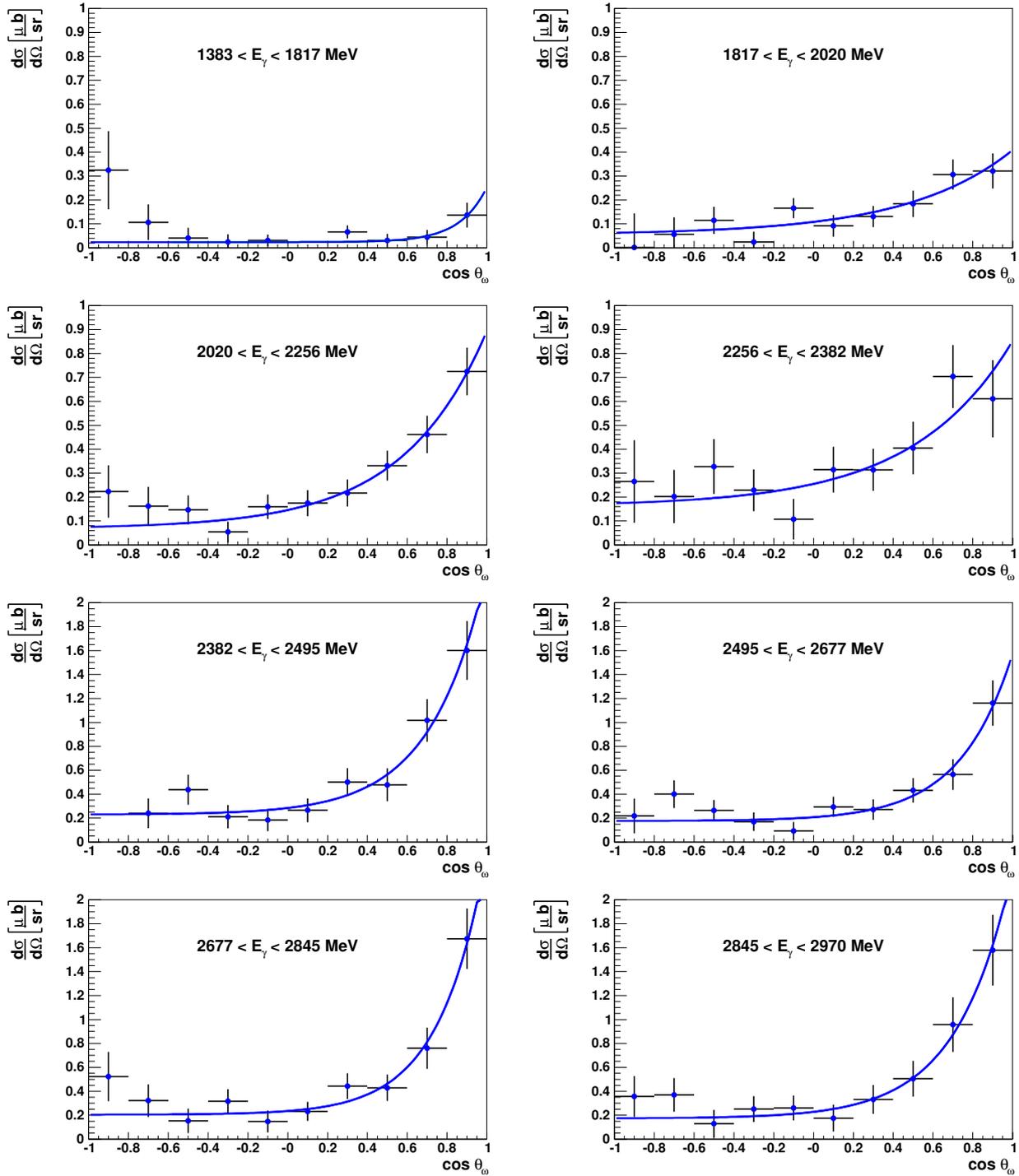
6.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_\omega)$

In Abbildung 6.1 werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_\omega)$ für die gewählten Energieintervalle gezeigt. Die Verteilungen weisen einen näherungsweise konstanten Teil für $\cos\theta < 0$ und einen Anstieg für $\cos\theta > 0$ auf. Ab etwa $E_\gamma = 2100$ MeV besitzt der konstante Anteil des Wirkungsquerschnitts eine Größe von $\sim 0.2 \mu\text{b/sr}$. Der Anstieg ist oberhalb von $E_\gamma = 2400$ MeV besonders stark ausgeprägt, dies ist ein Anzeichen für t -Kanal-Austausch und lässt eine deutliche Struktur im differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ des ω -Mesons erwarten.

Zur Anpassung der Datenpunkte wird die Funktion (5.12) verwendet, die aus einem konstanten und einem exponentiellen Term besteht. Eine Beschreibung der Daten mit einem linearen oder quadratischen Term an Stelle des konstanten Terms liefert keine signifikant bessere Anpassung. Daher wird in dieser Analyse der Ansatz mit weniger freien Parametern bevorzugt.

Die Daten scheinen einen leichten Anstieg in Rückwärtsrichtung aufzuweisen. Dies ist gleichzeitig der Winkelbereich mit der geringsten Akzeptanz (s. Abb. 6.2) und der größten statistischen Unsicherheit. Um die Anpassung hierdurch nicht zu verfälschen, wird diese auf den Bereich von $-0.6 < \cos\theta < 1$ beschränkt. Die Nicht-Berücksichtigung des möglichen

¹Die Aufistung der Datenpunkte findet sich im Anhang A.

Abb. 6.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_\omega)$.

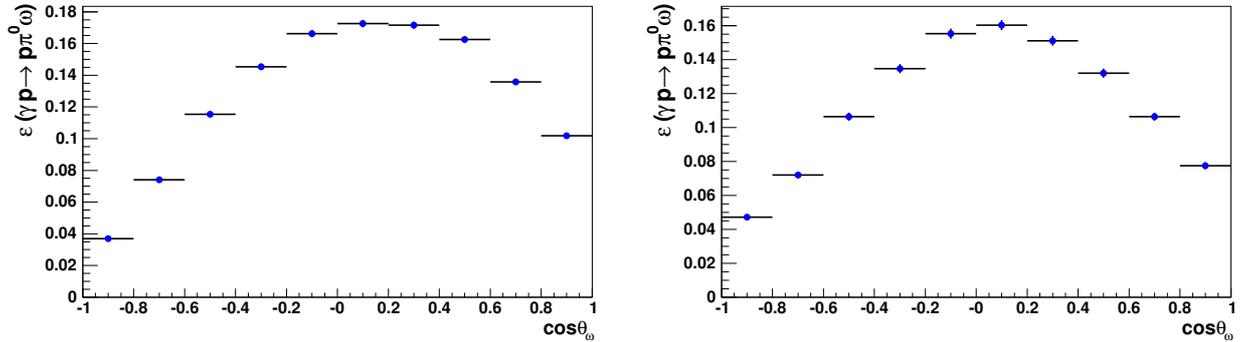


Abb. 6.2: Akzeptanz der ω -Winkelverteilung in den Energieintervallen um 2100 MeV (links) und um 2750 MeV (rechts).

Anstiegs in dieser Region führt zu einer potentiellen Unterschätzung des Wirkungsquerschnitts.

Abgesehen vom angesprochenen Bereich gelingt die Beschreibung der Datenpunkte mit der Funktion (5.12) gut. Allerdings ist mit der gegebenen Unterteilung in Winkelbereiche nicht zu entscheiden, ob der differentielle Wirkungsquerschnitt tatsächlich bis $\cos\theta = 1$ exponentiell ansteigt. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte von $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ weisen ebenfalls einen starken Anstieg für $\cos\theta_{\pi^0,\eta} > 0.5$ auf, der im Bereich von 0.85 bis 0.95 ein Maximum erreicht [2, 1]. Wenn dies auch in der Verteilung von $\cos\theta_\omega$ die bessere Beschreibung wäre, würde die verwendete Anpassung den Wirkungsquerschnitt überschätzen.

Für den Bereich $\cos\theta < -0.6$ wird angenommen, dass durch die Extrapolation von Funktion (5.12) eine bessere Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts gelingt als durch die ermittelten Datenpunkte. Aus diesem Grund wird für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts diese Funktion von $\cos\theta = -1$ bis -0.6 integriert, im Bereich von -0.6 bis 1 werden die Datenpunkte aufsummiert (vgl. Kap. 5.4). Der so ermittelte Wirkungsquerschnitt wird in Abbildung 6.3 mit den Werten verglichen, die man durch die reine Integration der Anpassung und durch eine ausschließliche Summation der Datenpunkte erhält.

Aus den Abweichungen der Resultate der drei Methoden erhält man den systematischen Fehler der Werte. Im niedrigsten Energieintervall um $E_\gamma = 1600$ MeV ist die Abweichung sehr groß und der systematische Fehler wird mit 20 % abgeschätzt. Im Bereich oberhalb von 1800 MeV sind die Abweichungen geringer, tendenziell liefert die Summation höhere Werte, während die Integration und die kombinierte Methode nur geringe Abweichungen voneinander aufweisen. Die kombinierte Methode greift nur in 20 % des Raumwinkels auf die Integration zurück und ist im restlichen Bereich mit der

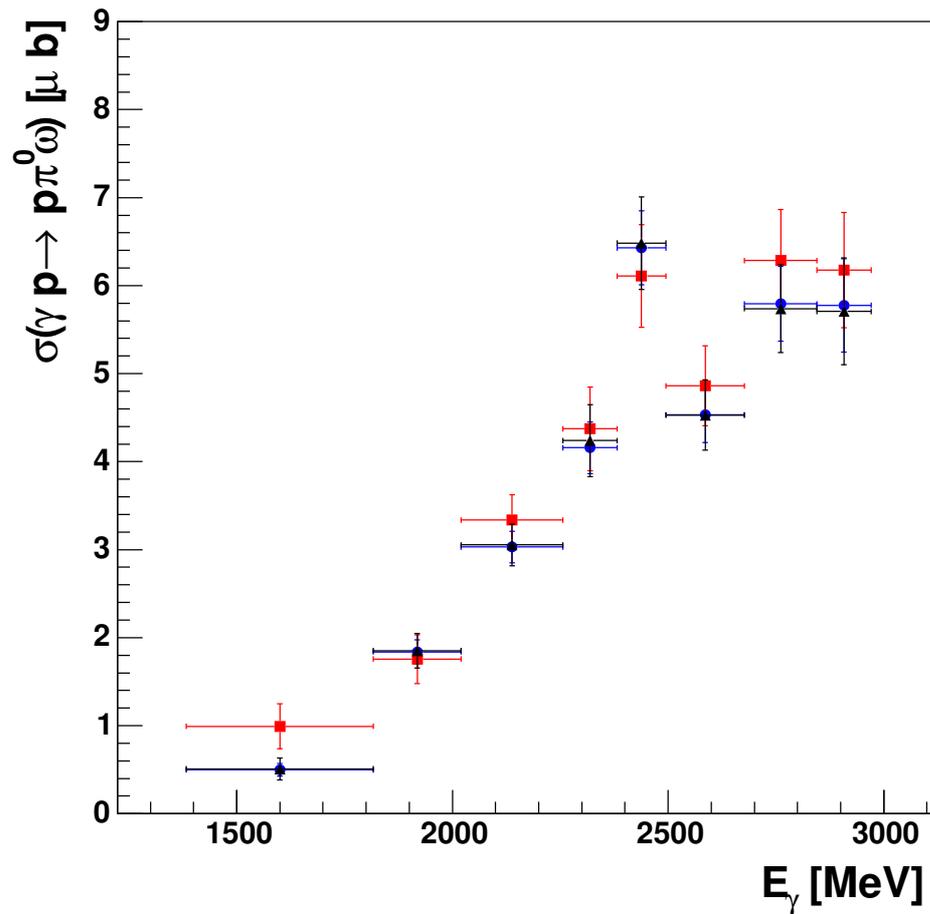
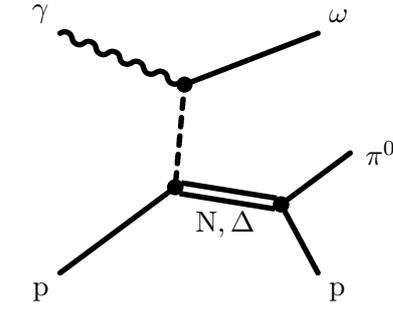


Abb. 6.3: Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega)$ (▲), verglichen mit den durch die Integration (●) des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \theta_\omega)$ und durch die Summation (■) der Datenpunkte erhaltenen Werten.

Abb. 6.4: t -Kanal-Austausch

Summation identisch ist. Die Unterschiede zur Summation stammen daher nur aus dem Winkelbereich $-1 < \cos \theta < -0.6$, in dem die Datenpunkte die größte Unsicherheit aufweisen. Ein tatsächlicher Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts in diesem Bereich kann nicht ausgeschlossen werden, daher wird diese Abweichung als möglicher systematischer Fehler berücksichtigt. Die relativen Abweichungen der Werte voneinander liegen bei 2 bis 5 %, in dieser Analyse werden 5 % als obere Abschätzung verwendet

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{syst}}}{\sigma} = 5\%. \quad (6.1)$$

6.2 t -Kanal-Austausch mit ω -Produktion

In der t -Kanal-Darstellung wird der Impulsübertrag auf ein Teilchen untersucht. Das Diagramm 6.4 zeigt als Beispiel die Produktion eines ω -Mesons im t -Kanal. Der quadratische Impulsübertrag t auf das Meson ist in diesem Fall gegeben durch

$$t = q^2 = (p_\gamma - (p_{\pi^0} + p_p))^2. \quad (6.2)$$

Hierbei sind p_γ , p_{π^0} und p_p die Viererimpulse des einlaufenden Photons, des produzierten Pions und des gestreuten Protons.

In Abbildung 6.5 wird der quadratische Viererimpulsübertrag auf das ω -Meson gezeigt. Der erlaubte Bereich des Viererimpulsübertrages variiert stark mit der Energie; um eine gute Auflösung zu erreichen, wird der dargestellte Bereich jeweils vom minimalen Wert t_{min} bis zum maximalen t_{max} gewählt. Außerdem werden die Messwerte auf den minimalen Wert t_{min} korrigiert, so dass die Verteilungen bei 0 beginnen.

Der auf Grund des starken Anstiegs des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_\omega)$ für $\cos \theta_\omega \rightarrow 1$ (Abb. 6.1) zu erwartende exponentielle Abfall in der Verteilung des Quadrats des Viererimpulsübertrages dominiert die Verteilungen. Zur Anpassung der Daten wird die zur Funkti-

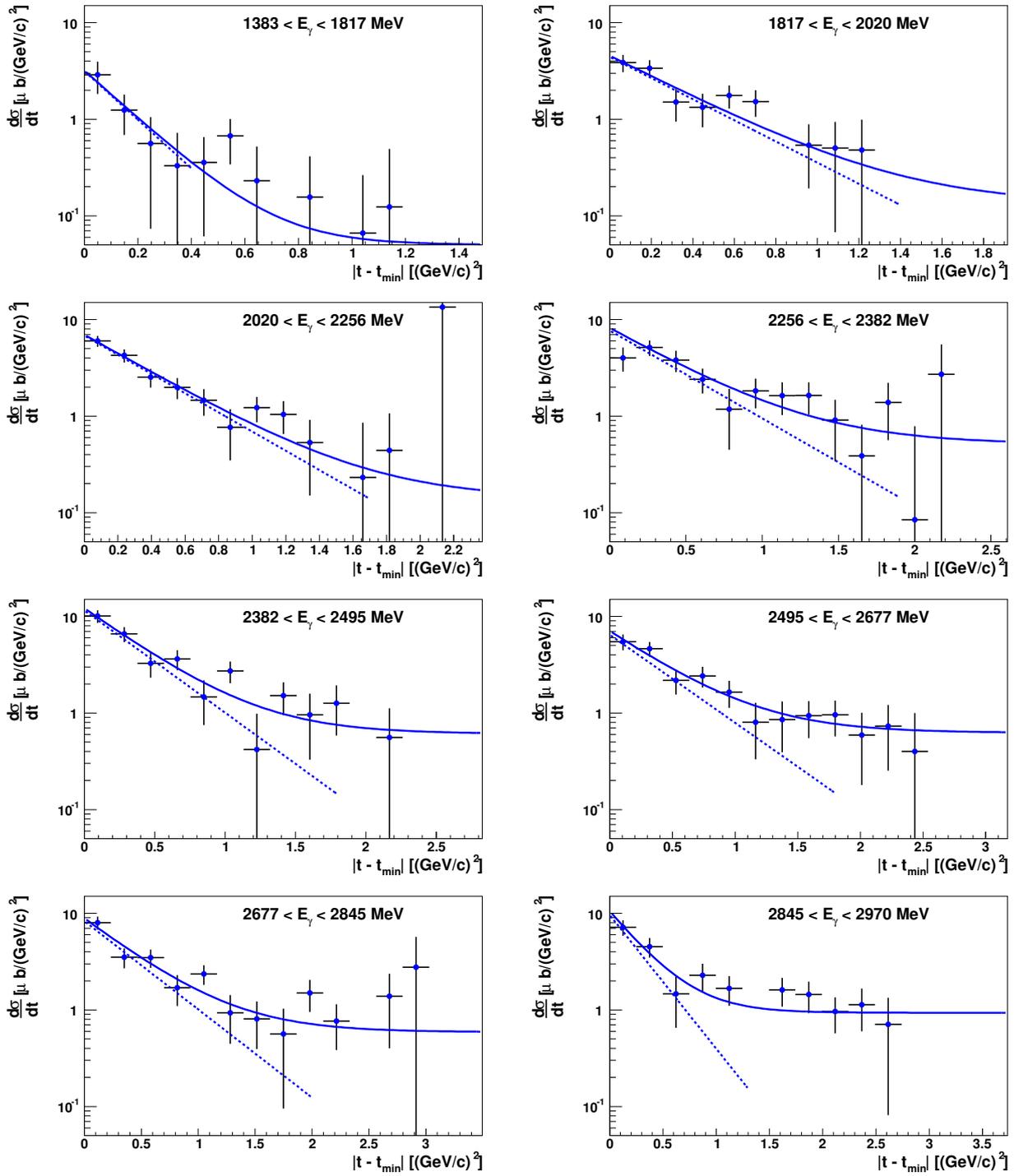


Abb. 6.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(|t - t_{\min}|)$. Dargestellt ist das Quadrat des Vierimpulsübertrages auf das ω -Meson.

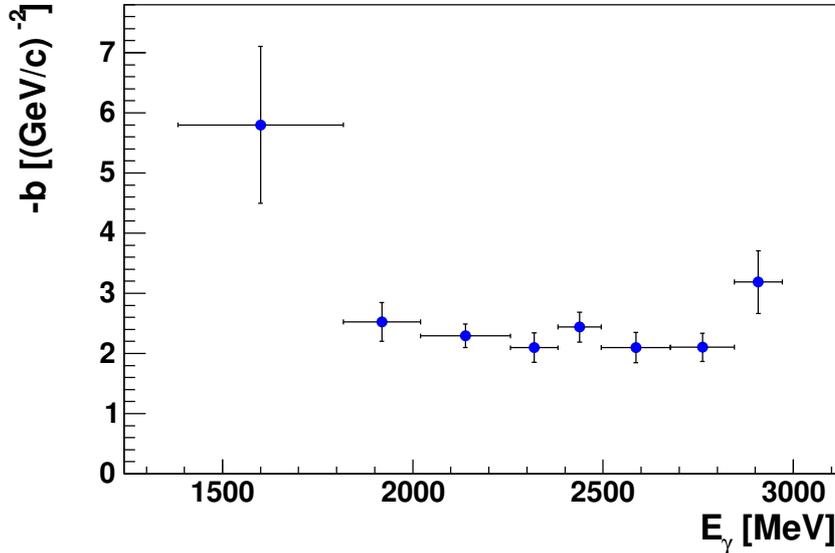


Abb. 6.6: Slope-Parameter für das Quadrat des Viererimpulsübertrags auf das ω -Meson.

on (5.12) äquivalente Formel

$$\frac{d\sigma}{dt}(|t - t_{\min}|) = e^{a+b|t-t_{\min}|} + c \quad (6.3)$$

verwendet. Als obere Grenze der Anpassung wird jeweils $0.8 \cdot |t_{\max} - t_{\min}|$ gewählt. Als untere Grenze der Anpassung wird $t = t_{\min}$ gewählt mit Ausnahme des Bereiches um $E_\gamma = 2300$ MeV, in dem der erste Datenpunkt bei der Anpassung nicht berücksichtigt wird.

Bei einer ω -Produktion mit t -Kanal-Austausch sollte die Steigung in der logarithmischen Darstellung nur eine geringe Energieabhängigkeit aufweisen. Diese Steigung, der so genannte *Slope-Parameter* b , ist in Abbildung 6.6 gegen die Energie aufgetragen.

Die Werte des Slope-Parameters sind oberhalb von $E_\gamma = 1800$ MeV im Rahmen der Messfehler konstant, dies deutet auf eine diffraktive ω -Produktion hin. Üblicherweise spricht man von diffraktiver Produktion, wenn ein Vektormeson unter t -Kanal-Austausch an einem Nukleon oder Kern erzeugt wird. Im hier untersuchten Fall wird das ω -Meson diffraktiv am Pion-Proton-System produziert. Da das ω -Meson eine große Kopplung an $\pi^0\gamma$ besitzt, überrascht es nicht, dass dieser Produktionsprozess eine bedeutende Rolle bei der Photoproduktion von $\pi^0\omega$ einnimmt.

Die zur Anpassung der Datenpunkte verwendete Funktion (6.3) wird im Bereich von 0 bis $|t_{\max} - t_{\min}|$ integriert, um den totalen Wirkungsquer-

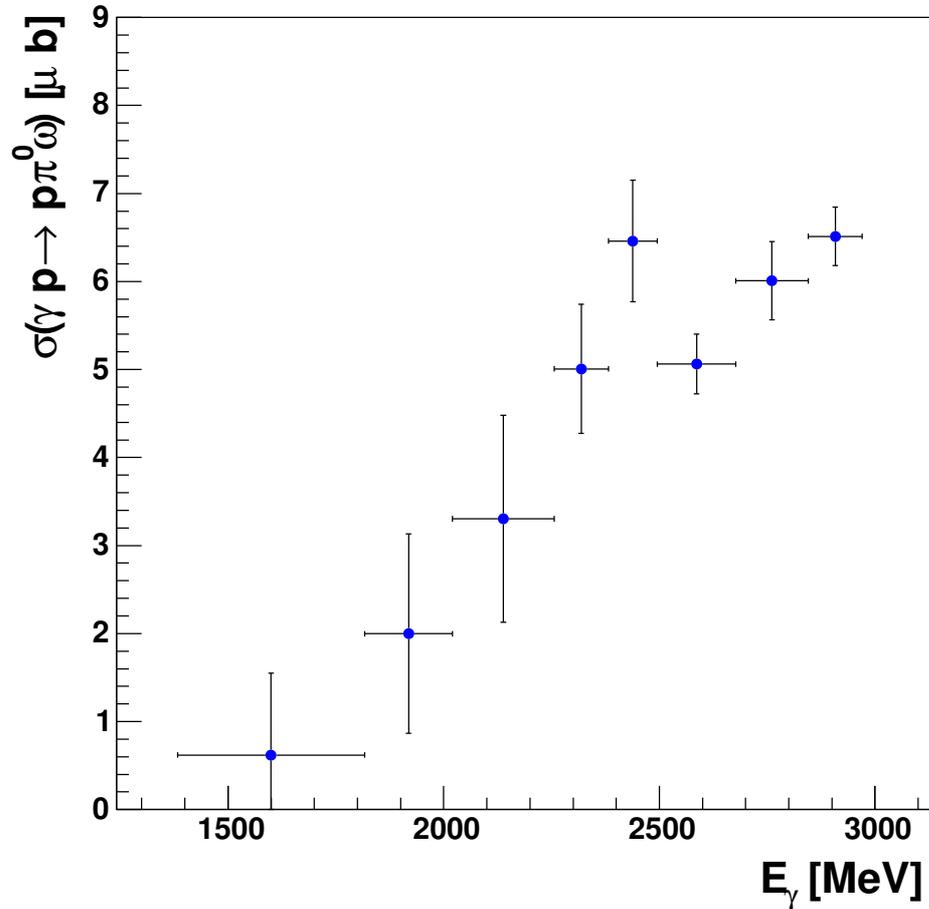


Abb. 6.7: Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega)$, der durch die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt(|t - t_{\min}|)$ des ω -Mesons bestimmt wird.

schnitt zu bestimmen. Die Resultate werden in Abbildung 6.7 gezeigt. Die Abweichung zum Wirkungsquerschnitt, der aus den $\cos\theta$ -Verteilungen des ω -Mesons gewonnen wurde, liegt zwischen 5 und 10 %.

Die Fehler der Werte wurden unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung aus den ermittelten Standardabweichungen der Anpassungsparameter bestimmt. Letztere berücksichtigen bereits den statistischen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte.

6.3 Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_{\pi^0})$

Nachdem im letzten Kapitel die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Kinematik des ω -Mesons betrachtet wurden, wird nun die Abhängigkeit

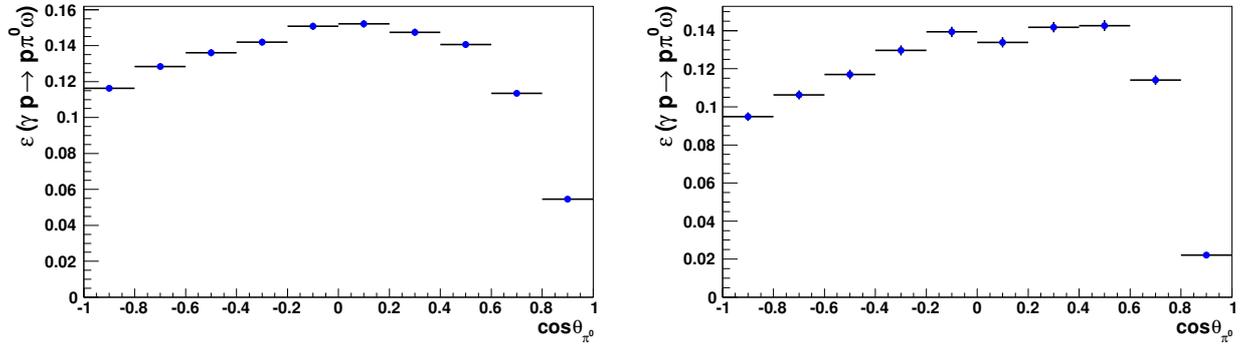


Abb. 6.8: Die Akzeptanz der π^0 -Winkelverteilung in den Energieintervallen um 2100 MeV (links) und um 2750 MeV (rechts).

von der Pion-Kinematik untersucht. Auch in diesem Fall wird durch die Integration über $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_{\pi^0})$ der totale Wirkungsquerschnitt ermittelt.

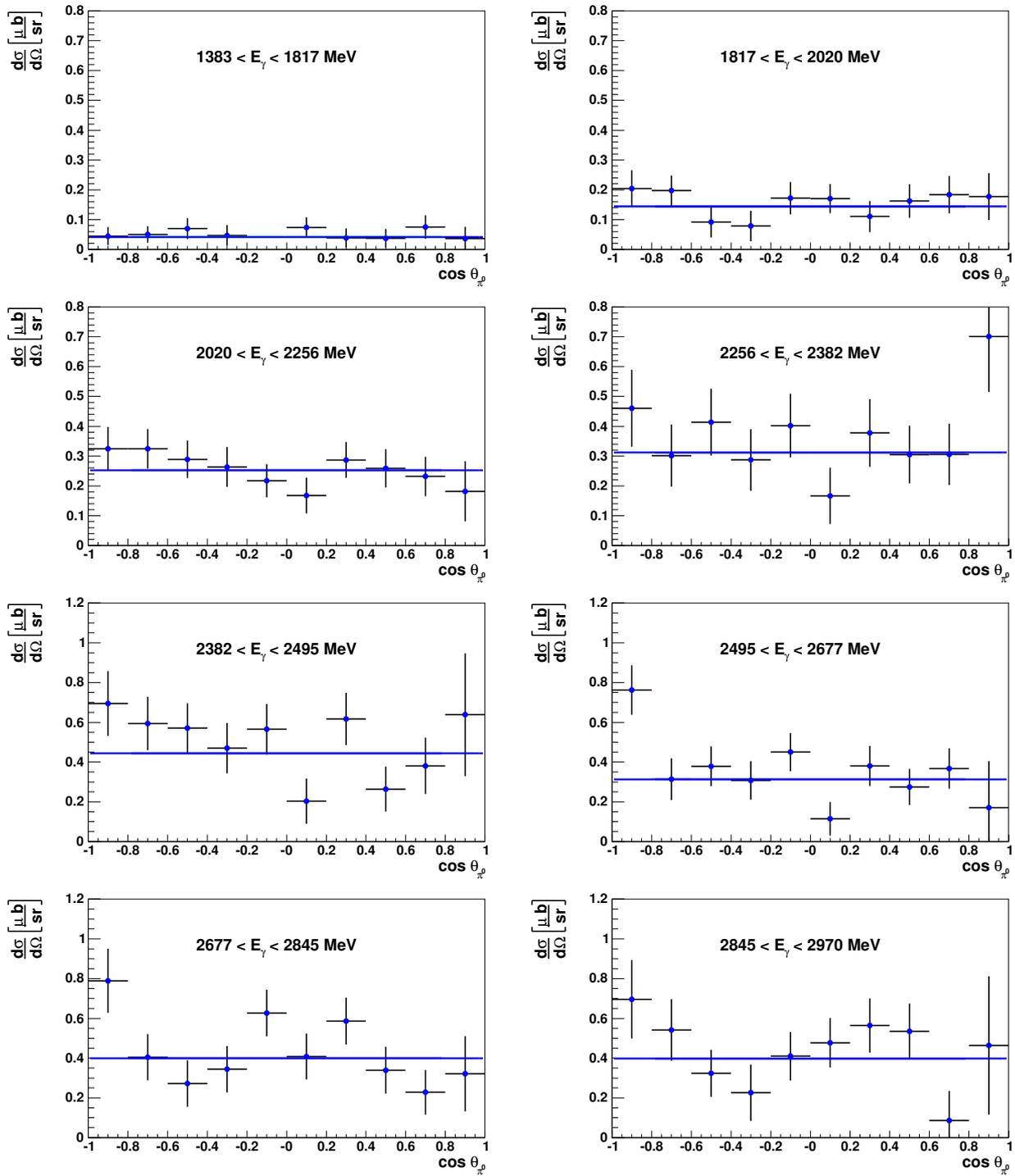
Der in Abbildung 6.9 gezeigte differentielle Wirkungsquerschnitt des Pions weist deutlich weniger Strukturen auf als derjenige des ω -Mesons. Eine gute Beschreibung der Datenpunkte lässt sich bereits durch eine Anpassung mit einer Konstanten erreichen. Die Abweichungen von dieser Konstanten scheinen nicht korreliert zu sein, d. h. die Betrachtung eines festen Winkelbereiches bei verschiedenen Energien zeigt keine systematischen Abweichungen. Eine Ausnahme ist der Bereich um $\cos\theta = -0.9$, in dem der differentielle Wirkungsquerschnitt durchgehend höher als die Anpassung liegt.

In Vorwärtsrichtung ist der Fehler der Datenpunkte besonders groß, da in diesem Bereich die Akzeptanz stark abnimmt. Sie fällt von etwa 10% bei $\cos\theta = 0.7$ auf weniger als die Hälfte bei $\cos\theta = 0.9$ ab (s. Abb. 6.8). Kleine Variationen der Zahl der rekonstruierten Ereignisse beeinflussen in diesem Bereich den ermittelten Wirkungsquerschnitt stark.

Bei der Anpassung der Konstanten wird der Bereich um $\cos\theta = 0.9$ wegen dieser großen Unsicherheit nicht berücksichtigt. Der Bereich um $\cos\theta = -0.9$ wird ebenfalls aus der Anpassung herausgelassen, da er eine signifikante Abweichung aufweist. Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, werden die Datenpunkte von -1 bis 0.8 summiert und es wird mittels der gefundenen Konstanten in den restlichen Bereich extrapoliert.

Der so ermittelte Wirkungsquerschnitt wird zusammen mit den nur aus Integration bzw. Summation erhaltenen Werten in Abbildung 6.10 gezeigt. Die Integration liefert tendenziell zu kleine Werte, da der Anstieg bei $\cos\theta \rightarrow -1$ nicht berücksichtigt wird. Die Werte der reinen Summation werden durch die starke Variation der Datenpunkte bei $\cos\theta \approx 0.9$ verfälscht.

Der systematische Fehler der Wirkungsquerschnittsbestimmung kann mittels der Abweichung der Werte abgeschätzt werden. Im Energiebereich un-

Abb. 6.9: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_{\pi^0})$.

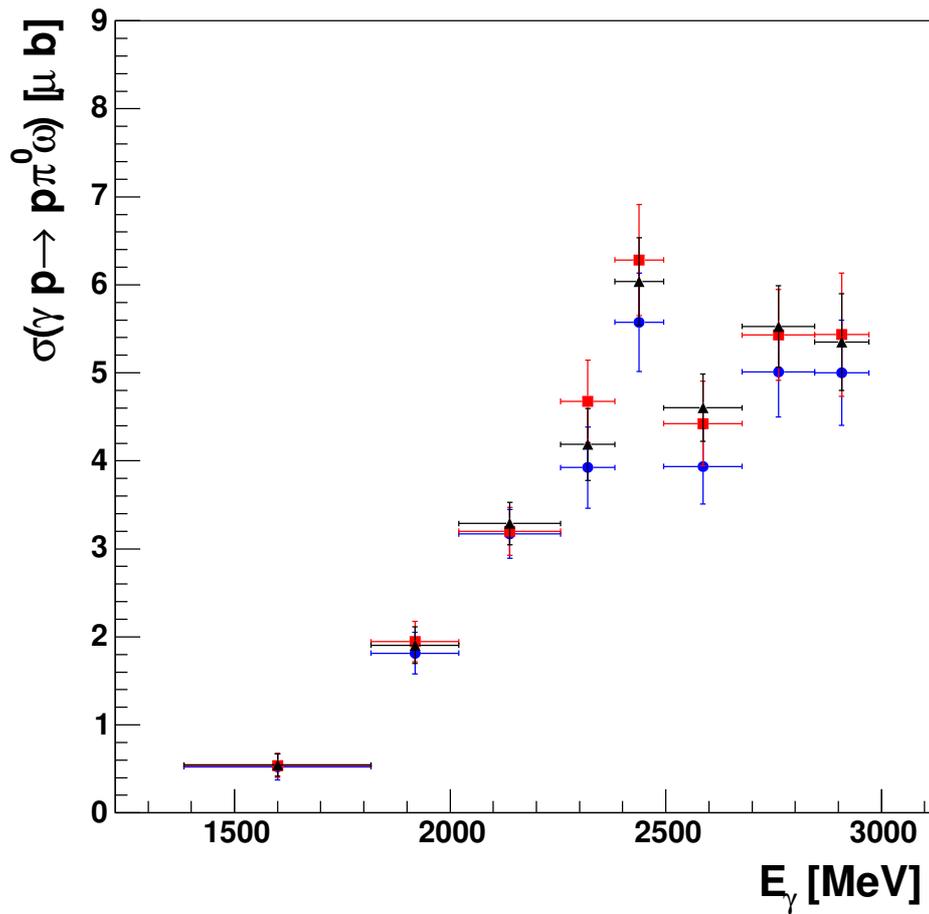


Abb. 6.10: Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega)$ (\blacktriangle), verglichen mit den durch die Integration (\bullet) des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta_{\pi^0})$ und durch die Summation (\blacksquare) der Datenpunkte ermittelten Werten.

terhalb von 2400 MeV beträgt er etwa 5%. Bei höheren Energien ist die Abweichung größer und der systematische Fehler wird auf 10% geschätzt.

6.4 t -Kanal-Produktion des Pions

Auf die gleiche Weise wie für das ω -Meson wird auch für das Pion der t -Kanal-Austausch untersucht. Das entsprechende Feynman-Diagramm ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Da das ω -Meson ein Isoskalar ist, können in diesem Kanal nur Nukleon-Resonanzen erzeugt werden.

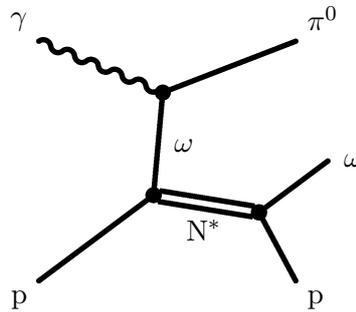


Abb. 6.11: t -Kanal-Austausch mit diffraktiv erzeugtem Pion.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte (Abb. 6.12) weisen keine Anzeichen für eine Produktion des Pions im t -Kanal auf. Im Bereich sehr kleiner Viererimpulsüberträge ($|t - t_{\min}| < 0.2 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$) ist der Fehler der Datenpunkte groß, jedoch weisen die Verteilungen auch unter Auslassung dieses Bereiches keinen Hinweis auf einen exponentiellen Verlauf auf. Die π^0 -Produktion im t -Kanal besitzt somit nur einen geringen oder gar keinen Anteil am $p\pi^0\omega$ -Wirkungsquerschnitt.

6.5 Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_p)$

In diesem Abschnitt werden die Winkelverteilungen des gestreuten Protons behandelt, die in Abbildung 6.13 zu sehen sind. In Vorwärtsrichtung weisen die Datenpunkte große Fehler auf und im Bereich $\cos\theta > 0.8$ kann kein Wirkungsquerschnitt angegeben werden. In Abbildung 6.14 sieht man, dass die Akzeptanz im Bereich um $\cos\theta = 0.6$ stark abfällt und für $\cos\theta > 0.8$ komplett verschwindet. Die Ursache hierfür ist, dass die Flugzeitwand, die dem Nachweis von geladenen Teilchen unter Polarwinkeln zwischen 2° und 15° im Laborsystem dient, in dieser Analyse nicht berücksichtigt wird.

Im Bereich $\cos\theta_p > 0$ scheint der differentielle Wirkungsquerschnitt nahezu konstant zu sein. In Rückwärtsrichtung zeigt sich dagegen ein starker Anstieg der Datenpunkte. Dieser wird zumindest teilweise durch die starke ω -Produktion im t -Kanal und damit unter kleinen Winkeln verursacht.

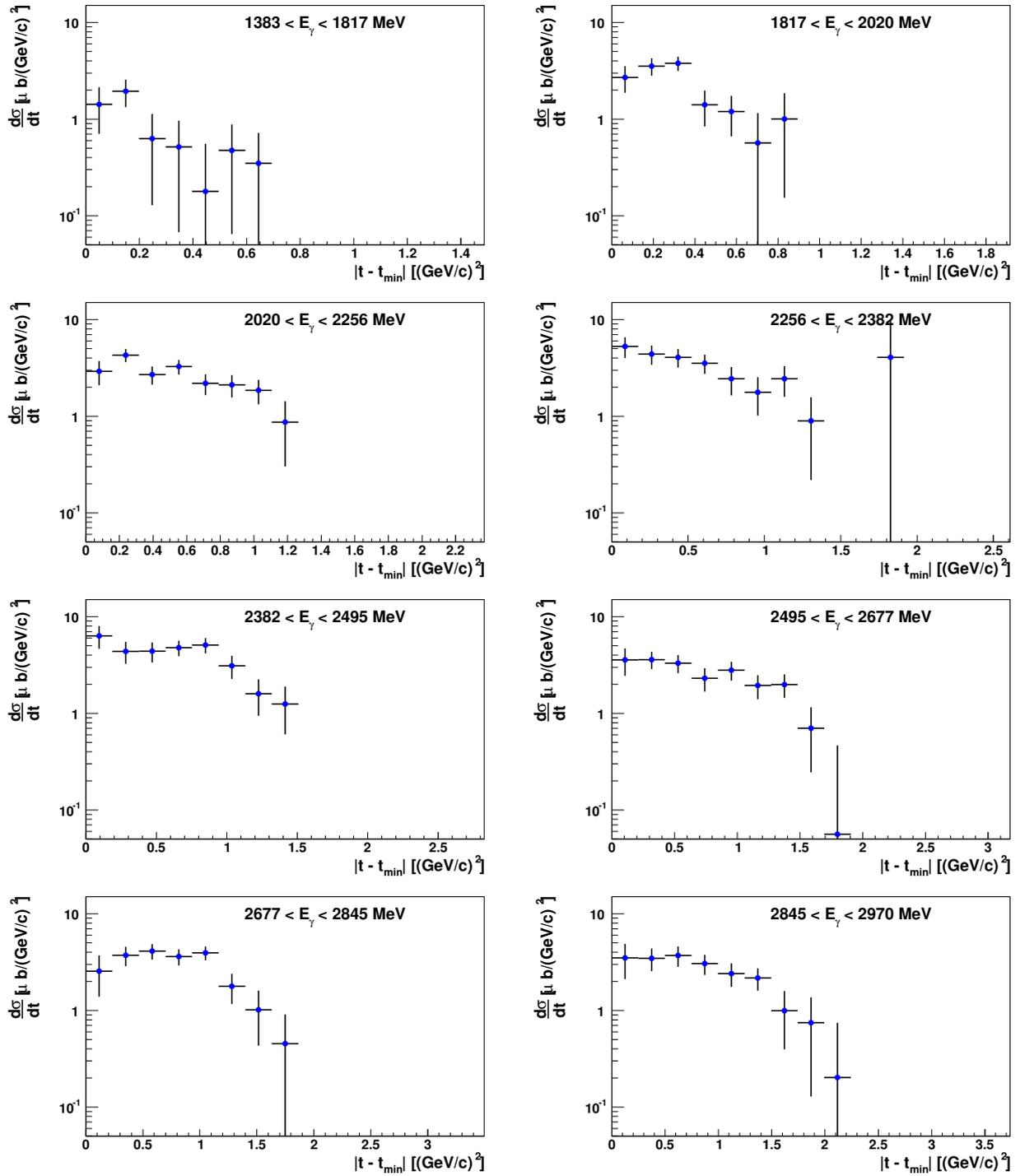
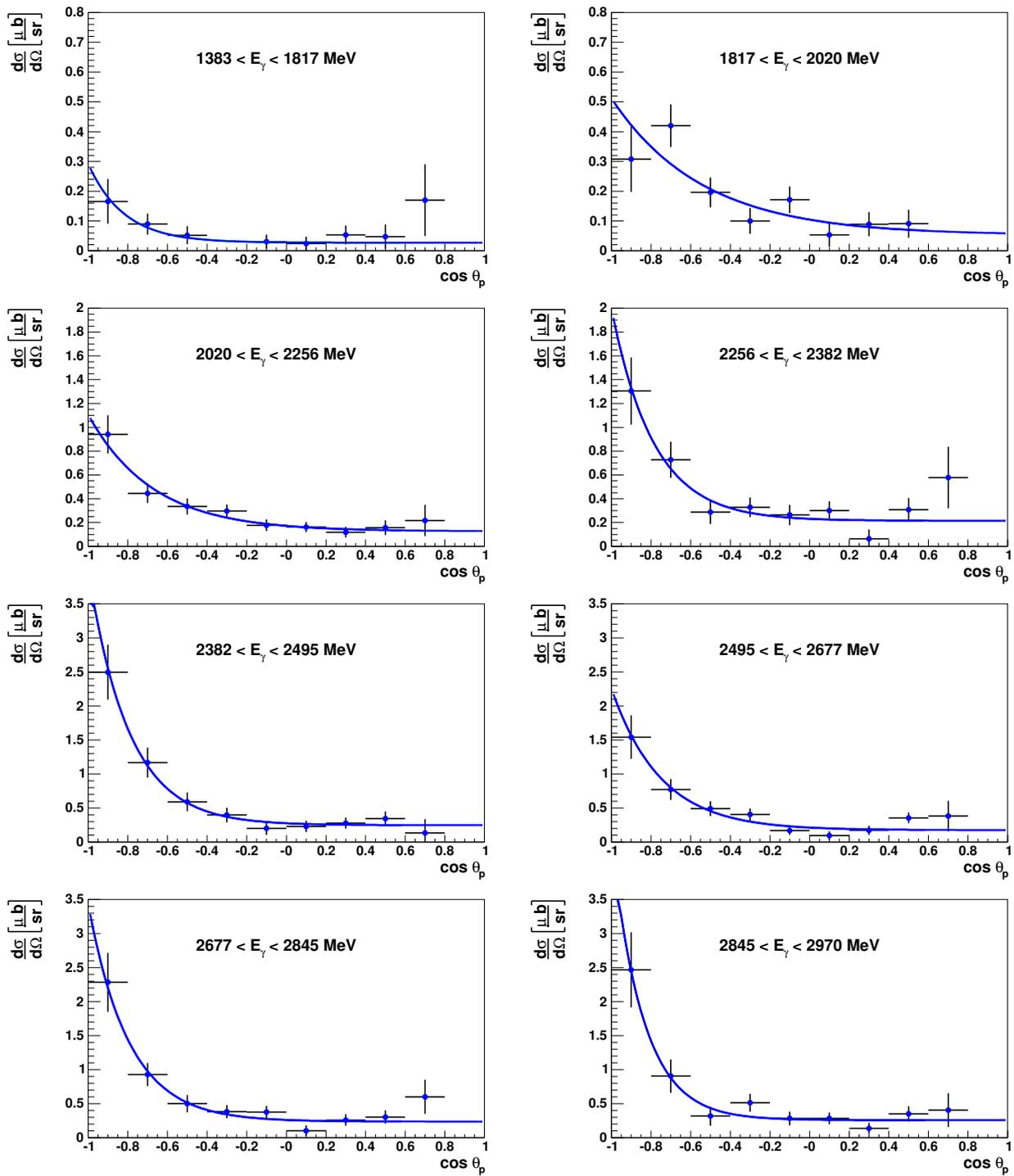


Abb. 6.12: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ ($|t - t_{\min}|$). Dargestellt ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Pion.

Abb. 6.13: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_p)$.

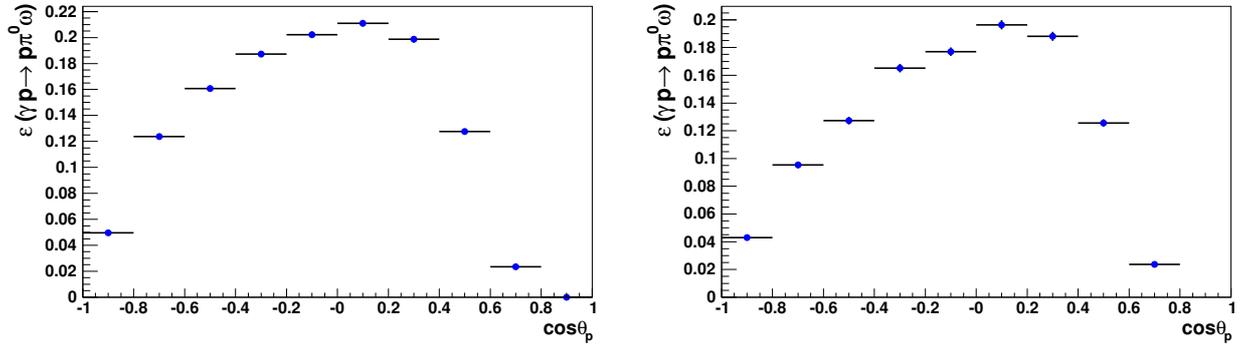


Abb. 6.14: Die Akzeptanz der Proton-Winkelverteilung in den Energieintervallen um 2100 MeV (links) und um 2750 MeV (rechts).

Im Schwerpunktsystem ist dadurch die Kinematik des Pion-Proton-Systems festgelegt und somit auch die Kinematik des Protons eingeschränkt.

Während es Winkelbereiche ohne Akzeptanz für den Protonnachweis gibt (Abb. 6.14), weisen die entsprechenden Verteilungen des ω -Mesons (Abb. 6.2) und des Pions (Abb. 6.8) nur Bereiche mit verringerter Akzeptanz auf. Da der Endzustand $p\pi^0\omega \rightarrow p5\gamma$ eine hohe Multiplizität besitzt, führt ein Akzeptanzloch in der Proton-Verteilung zu einer Reduktion der rekonstruierten Ereignisse in den π^0 - und ω -Verteilungen, jedoch betrifft dies nicht nur einen bestimmten Winkelbereich.

Falls die gestreuten Protonen Phasenraum verteilt sind, wird die verringerte Akzeptanz durch die Monte-Carlo-Simulation richtig beschrieben. In diesem Fall können die differentiellen Wirkungsquerschnitte korrekt bestimmt werden. Je größer die Abweichung von einer Phasenraumverteilung ist, um so größer ist dabei der systematische Fehler der ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte. Sowohl die Anzeichen für $\Delta\omega$ -Beiträge, als auch die starke diffraktive ω -Produktion zeigen, dass die Annahme einer Phasenraumverteilung nur eine grobe Annäherung an die tatsächliche Dynamik darstellen kann.

Für die Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird erneut Funktion (5.12) verwendet, die aus einem konstanten Term und einem exponentiellen Anstieg besteht. Der Bereich der Anpassung wird auf $-1 \leq \cos\theta < 0.6$ eingeschränkt. Zur Ermittlung des totalen Wirkungsquerschnitts werden die Datenpunkte im Bereich von $-1 \leq \cos\theta < 0.6$ aufsummiert, über den restlichen Bereich wird mittels der Anpassung extrapoliert. Abbildung 6.15 zeigt den so erhaltenen Wirkungsquerschnitt zusammen mit den Werten, die aus einer reinen Integration bzw. Summation erhalten werden.

Die Abweichungen der mit den verschiedenen Methoden erhaltenen Werte zeigen, dass der systematische Fehler der Wirkungsquerschnittsbestim-

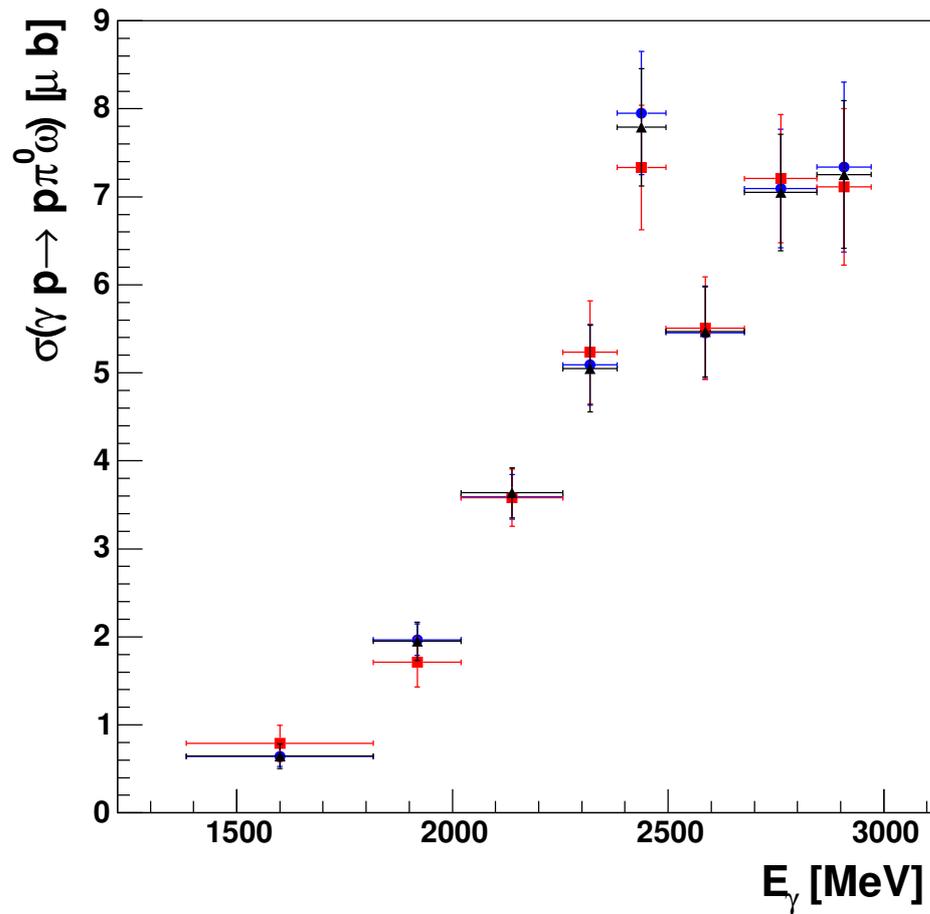


Abb. 6.15: Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega)$ (▲), verglichen mit den durch die Integration (●) des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_p)$ und durch die Summation (■) der Datenpunkte erhaltenen Werten.

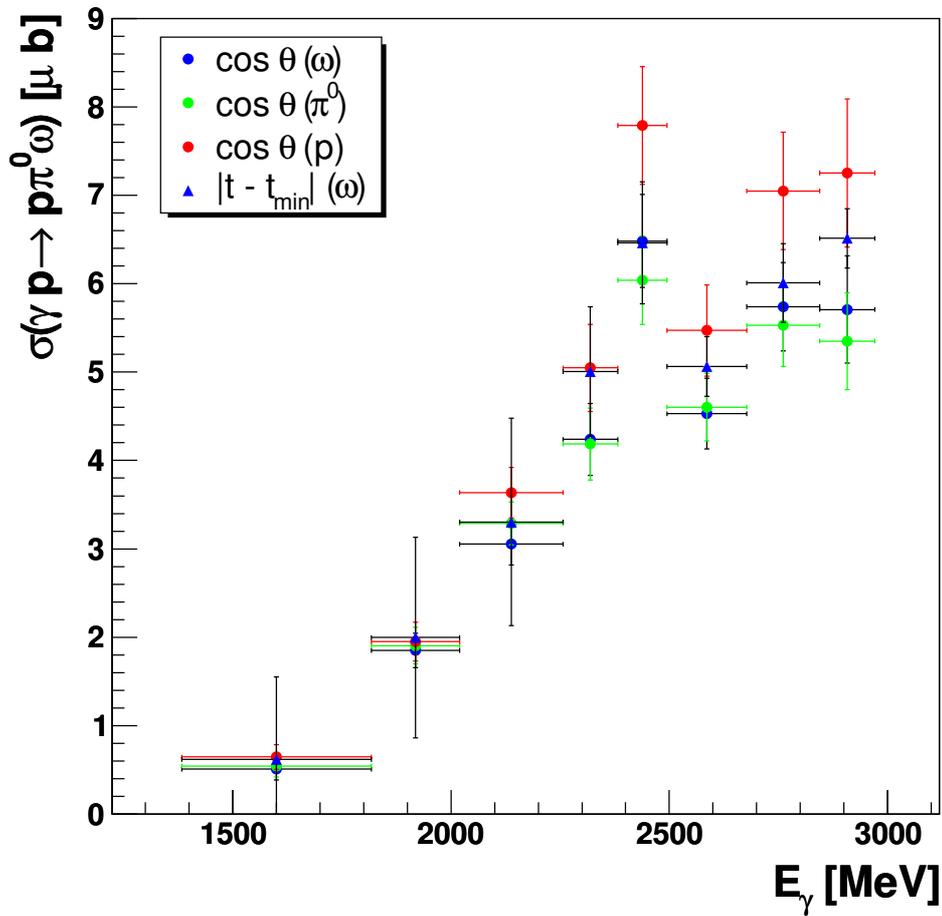


Abb. 6.16: Die aus den verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ gewonnenen Werte für den totalen Wirkungsquerschnitt.

mung im Energiebereich unterhalb von 1800 MeV mit 10% und oberhalb davon mit 5% abgeschätzt werden kann.

6.6 Der totale Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$

In den vorangegangenen Kapiteln wurde aus verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitten der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ gewonnen. In Abbildung 6.16 werden diese Werte des totalen Wirkungsquerschnitts miteinander verglichen.

Die aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega(\cos\theta)$ des Protons gewonnenen Werte liegen systematisch über den anderen Werten, die aus den Pion-Verteilungen gewonnenen Werte scheinen systematisch niedri-

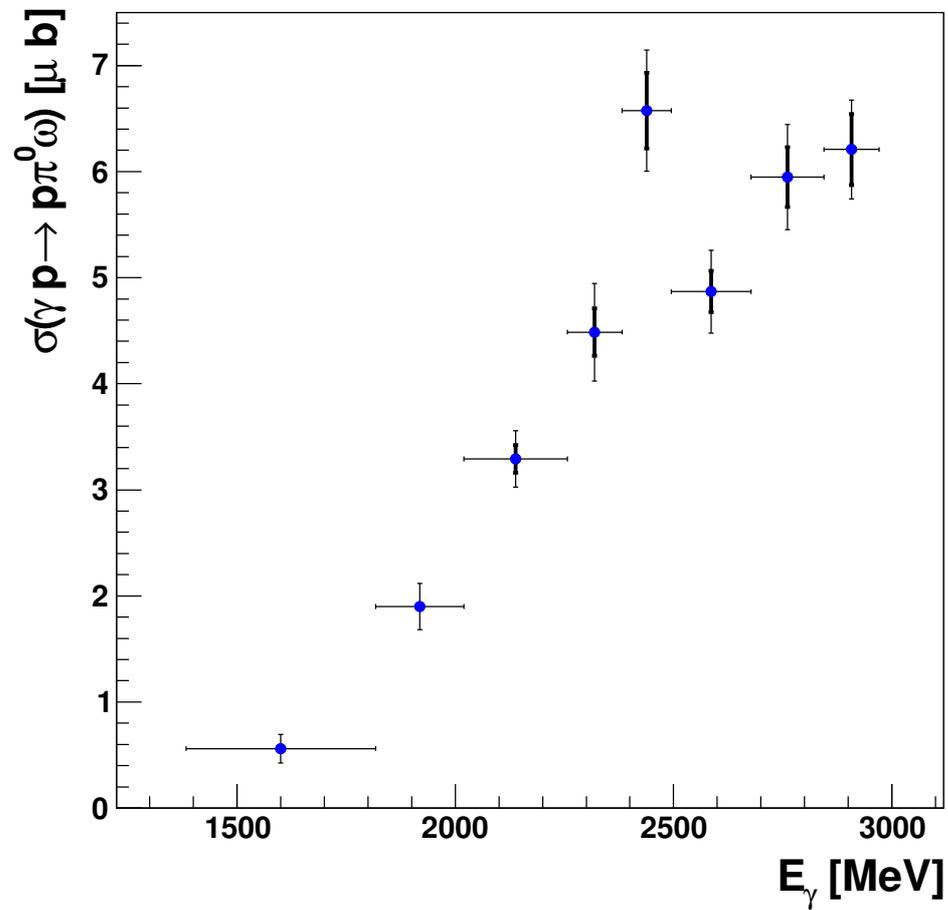


Abb. 6.17: Der gewichtet gemittelte Wirkungsquerschnitt. Die Fehlerbalken zeigen den systematischen (dick) und den statistischen Fehler (dünn) an.

ger zu liegen.

Aus den vorliegenden Daten lässt sich nicht schließen, dass einer der Datensätze den *echten* Wirkungsquerschnitt besser als die anderen wiedergibt. Jede der zu Grunde liegenden Verteilungen besitzt Bereiche mit geringer Statistik und stark variierender Akzeptanz, die die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts erschweren. Um die Einzelfehler möglichst gut auszugleichen, wird aus den auf verschiedene Weisen bestimmten Werten der gewichtete Mittelwert bestimmt. Dieser wird in Abbildung 6.17 gezeigt.

Es werden zwei Arten von Fehlern angegeben. Zum einen wird der systematische Fehler angegeben, den wir mit der Standardabweichung der ein-

zelenen Werte vom Mittelwert gleichsetzen

$$\Delta\sigma_{\text{syst}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \frac{\sum_i \frac{(\sigma_i - \bar{\sigma})^2}{(\Delta\sigma_i)^2}}{\sum_i \frac{1}{(\Delta\sigma_i)^2}}}. \quad (6.4)$$

Dieser systematische Fehler berücksichtigt nicht die Unsicherheit der Monte-Carlo-Simulation und des Photonenflusses.

Zum anderen wird der statistische Fehler eingetragen. Da die einzelnen Werte nicht unabhängig voneinander ermittelt wurden, werden hier die gewichtet gemittelten Fehler der Einzelwerte verwendet. Beide Fehler sind in Abbildung 6.17 zu sehen.

Der gemittelte totale Wirkungsquerschnitt weist den gleichen Verlauf wie die einzeln bestimmten Wirkungsquerschnitte auf. Er steigt im Bereich von $E_\gamma = 1500$ MeV bis 2400 MeV langsam an. Der Datenpunkt um 2450 MeV liegt deutlich höher als die benachbarten Punkte. Dieser Bereich wird in Kapitel 6.8 genauer untersucht, sowohl im Hinblick auf mögliche Probleme bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, als auch im Hinblick auf statistische Effekte und physikalische Prozesse.

Mit einem Wert von $6 \mu\text{b}$ oberhalb von $E_\gamma = 2700$ MeV ist der Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich deutlich größer als derjenige der Photo-Produktion von η -Mesonen und etwa anderthalb mal so groß wie die Wirkungsquerschnitte von $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta$ und $\gamma p \rightarrow p \omega$ (vgl. Abb. 4.2, 4.4, 4.9 und 6.18).

6.7 Differentielle Wirkungsquerschnitte der invarianten Massen

In den Kapiteln 6.2 und 6.4 wurde gezeigt, dass ein Teil der ω -Mesonen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ diffraktiv erzeugt wird und dass Pion-Produktion im t -Kanal keinen oder nur einen kleinen Anteil am Wirkungsquerschnitt besitzt.

Bei diffraktiver ω -Produktion können im Zwischenzustand Nukleon- und Δ -Resonanzen auftreten (s. Abb. 6.4). Eine *resonante* $\pi^0 \omega$ -Produktion mit $\Delta\omega$ -Zwischenzustand kann nur bei Anregung von Δ -Resonanzen erfolgen (s. Abb. 6.19), da das ω -Meson ein Isoskalar ist und somit der erzeugte Zustand durch den Isospin des Δ festgelegt ist. Die Stärke des $\Delta\omega$ -Anteils sollte sich in den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$ zeigen.

Eine $N\omega$ -Resonanz muss aus den selben Gründen den Isospin 1/2 besitzen. Eine resonante Erzeugung ist dabei sowohl über die Produktion von Nukleon- als auch über die von Δ -Resonanzen möglich (Abb. 6.20). Anzeichen für $N\omega$ -Zwischenzustände sollten sich in den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dm$ von $p\omega$ zeigen.

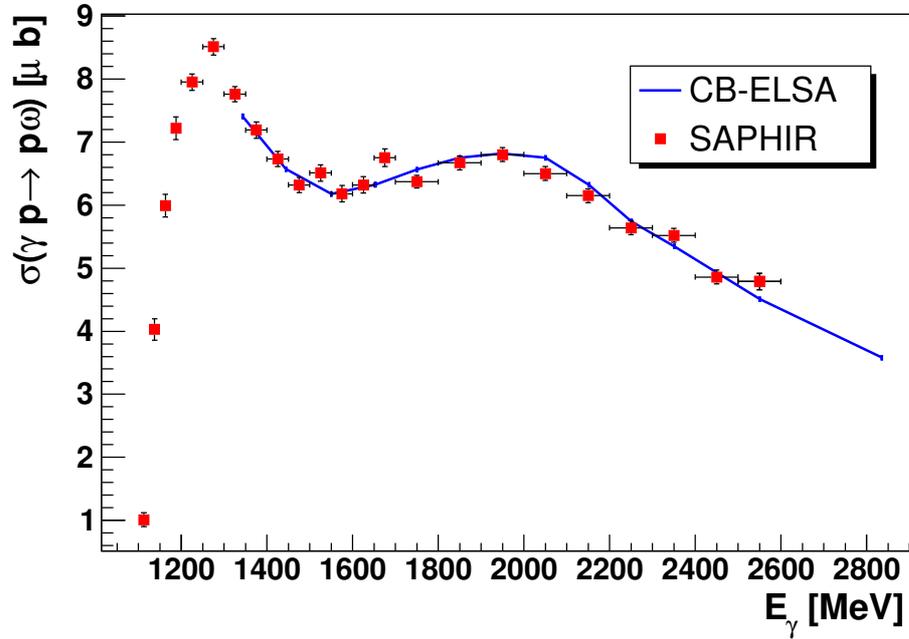


Abb. 6.18: Der Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow p\omega$. Für das CB-ELSA-Experiment wird die Extrapolation über die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mittels einer Partialwellenanalyse angegeben [73]. Diese wird mit den SAPHIR-Daten [50] verglichen und weist eine gute Übereinstimmung auf.

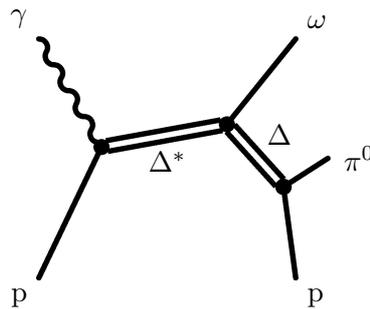
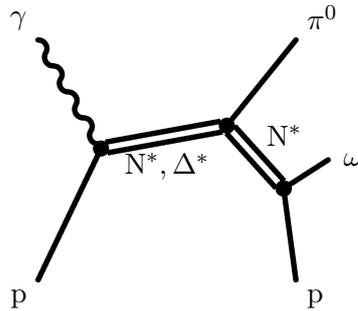
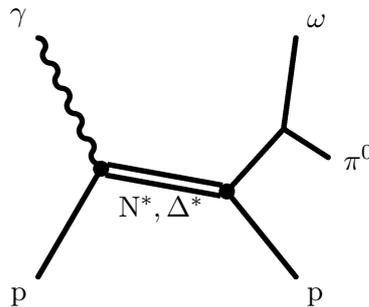


Abb. 6.19: s -Kanal-Produktion von $\Delta\omega$. Dieser Zwischenzustand kann bei resonanter Erzeugung nur aus einer Δ -Resonanz stammen.

Abb. 6.20: s -Kanal-Produktion von $N^*\pi^0$ mit $N^* \rightarrow p\omega$.Abb. 6.21: s -Kanal-Produktion von pX mit $X \rightarrow \pi^0\omega$.

Auch die Anregung von Mesonresonanzen ist möglich. Das $b_1(1235)$ zerfällt dominant in $\pi\omega$ und könnte sich in den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dm$ von $\pi^0\omega$ zeigen (Abb. 6.21).

6.7.1 Die invariante Masse von Proton und Pion

Die in Abbildung 6.22 gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$ weisen deutliche Δ -Signale auf. Eine Abtrennung von nicht-resonanten Anteilen erfordert eine Bestimmung des resonanten Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung der Phasenraumabhängigkeit des Resonanzverlaufs. Die Bestimmung des Δ -Anteils und die dadurch mögliche Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$ wird in Kapitel 6.9 beschrieben. Neben dem Δ -Anteil gibt es eine breite Verteilung, die keine deutlichen Strukturen aufweist.

6.7.2 Die invariante Masse von Proton und ω -Meson

Im differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ von $p\omega$ (Abb. 6.23) zeigt sich eine Erhöhung, deren Maximum sich mit zunehmender Energie zu höheren Massen verschiebt. Das Maximum liegt jeweils 100 bis 200 MeV unter der maximal erlaubten invarianten Masse. Es handelt sich hierbei *nicht* um eine oder mehrere Resonanzen, sondern um einen kinematischen Effekt. Wenn die

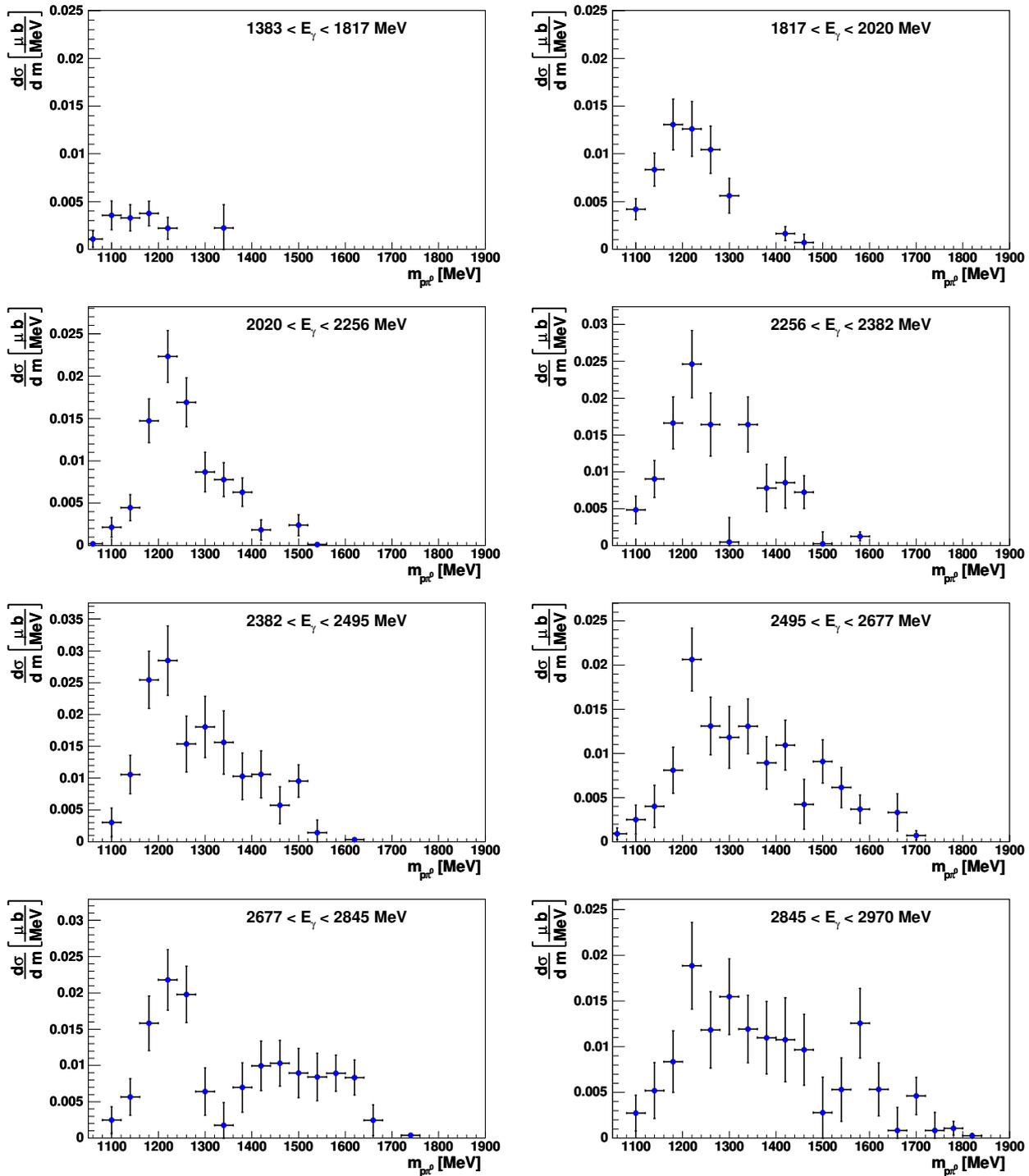


Abb. 6.22: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(p\pi^0)$ für die verschiedenen Energieintervalle.

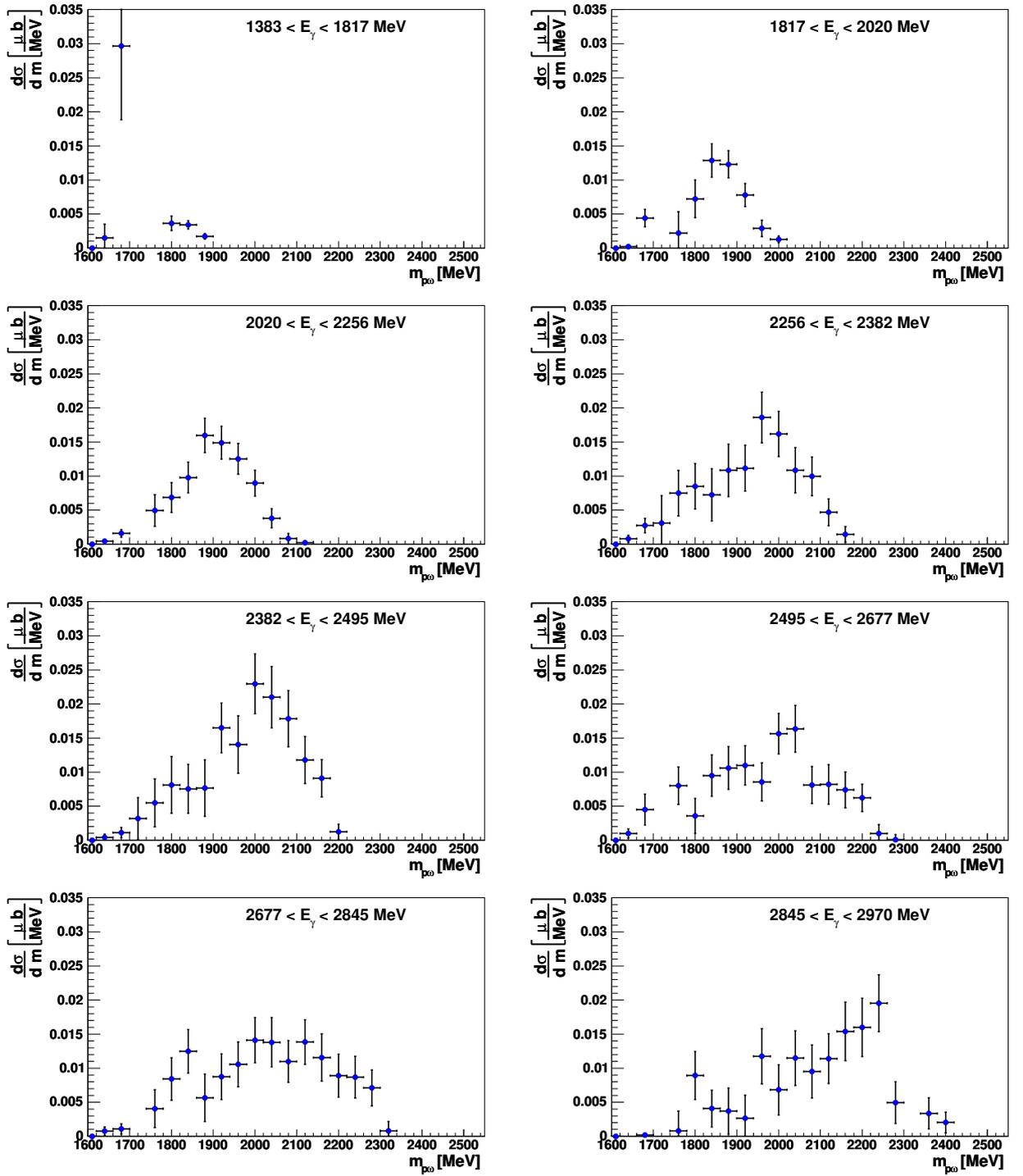


Abb. 6.23: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(\rho\omega)$ für die verschiedenen Energieintervalle.

$p\pi^0$ -Kombination im $p\pi^0\omega$ -Zustand in der Δ -Resonanz erzeugt wird, ist der verfügbare Phasenraum für das $\Delta\omega$ -System nur wenig eingeschränkt. Der relative Impuls zwischen dem Proton und dem ω -Meson ist im Mittel höher als bei einer Reaktion ohne einen $\Delta\omega$ -Zwischenzustand. Durch diesen Effekt wird der Wirkungsquerschnitt im Bereich hoher $p\omega$ -Massen angereichert, ohne dass dies auf $N\omega$ -Resonanzen zurückzuführen ist.

Dieser kinematische Effekt beeinflusst die Verteilungen stark und dominiert sie im Bereich höherer Massen. Andere Strukturen sind nicht zu erkennen.

6.7.3 Die invariante Masse von Pion und ω -Meson

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm$ von $\pi^0\omega$ (Abb. 6.24) scheinen einen ähnlichen, auf die kinematische Reflexion des Δ zurückzuführenden Effekt aufzuweisen wie die Verteilungen von $p\omega$.

Eine besonders ausgeprägte Struktur ist im Energieintervall um 2450 MeV zu sehen, ihr Maximum liegt bei etwa 1210 MeV. Eventuell gibt es in diesem Bereich neben den auf den Kanal $\Delta\omega$ zurückzuführenden kinematischen Effekten auch eine Produktion des $b_1(1235)$ -Mesons.

6.8 Das Energieintervall um $E_\gamma = 2450$ MeV

Der totale Wirkungsquerschnitt liegt im Energieintervall zwischen $E_\gamma = 2382$ und 2495 MeV deutlich höher als die Werte in den benachbarten Energieintervallen (s. Abb. 6.16). Er hat einen Wert von $6.57 \pm 0.57_{\text{stat}} \pm 0.35_{\text{syst}} \mu\text{b}$. Von den anderen Datenpunkten ausgehend, würde man einen 1 bis $1.5 \mu\text{b}$ niedriger liegenden Wert erwarten. Auf Grund der angegebenen Fehler ist diese Abweichung durchaus mit einer statistischen Fluktuation der Daten verträglich, trotzdem soll dieser Bereich an dieser Stelle genauer unter die Lupe genommen werden.

Zunächst ist festzustellen, dass der Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich unabhängig von der Art seiner Bestimmung höher als der in den Nachbarbereichen ist. Umgekehrt gilt auch, dass der Bereich zwischen $E_\gamma = 2495$ und 2677 MeV konsistent niedriger als die Nachbarbereiche liegt (vgl. Abb. 6.3, 6.7, 6.10 und 6.15). Die entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen, dass die Erhöhung alle Winkelbereiche betrifft (Abb. 6.1, 6.9 und 6.13). Es handelt sich somit nicht um ein Artefakt der Rekonstruktion, das nur eine bestimmte Verteilung oder einen eingeschränkten Winkelbereich betrifft.

Von den Größen, die in die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts eingehen, sind die Akzeptanz, der Photonenfluss und die rekonstruierte Ereigniszahl energieabhängig (vgl. Formel (5.5)). Abbildung 6.25 zeigt die Zahl der rekonstruierten $p\pi^0\omega$ -Ereignisse gegen den getroffenen Draht des Tagging-Systems. Bereich 5 entspricht dem Energieintervall um 2450 MeV und

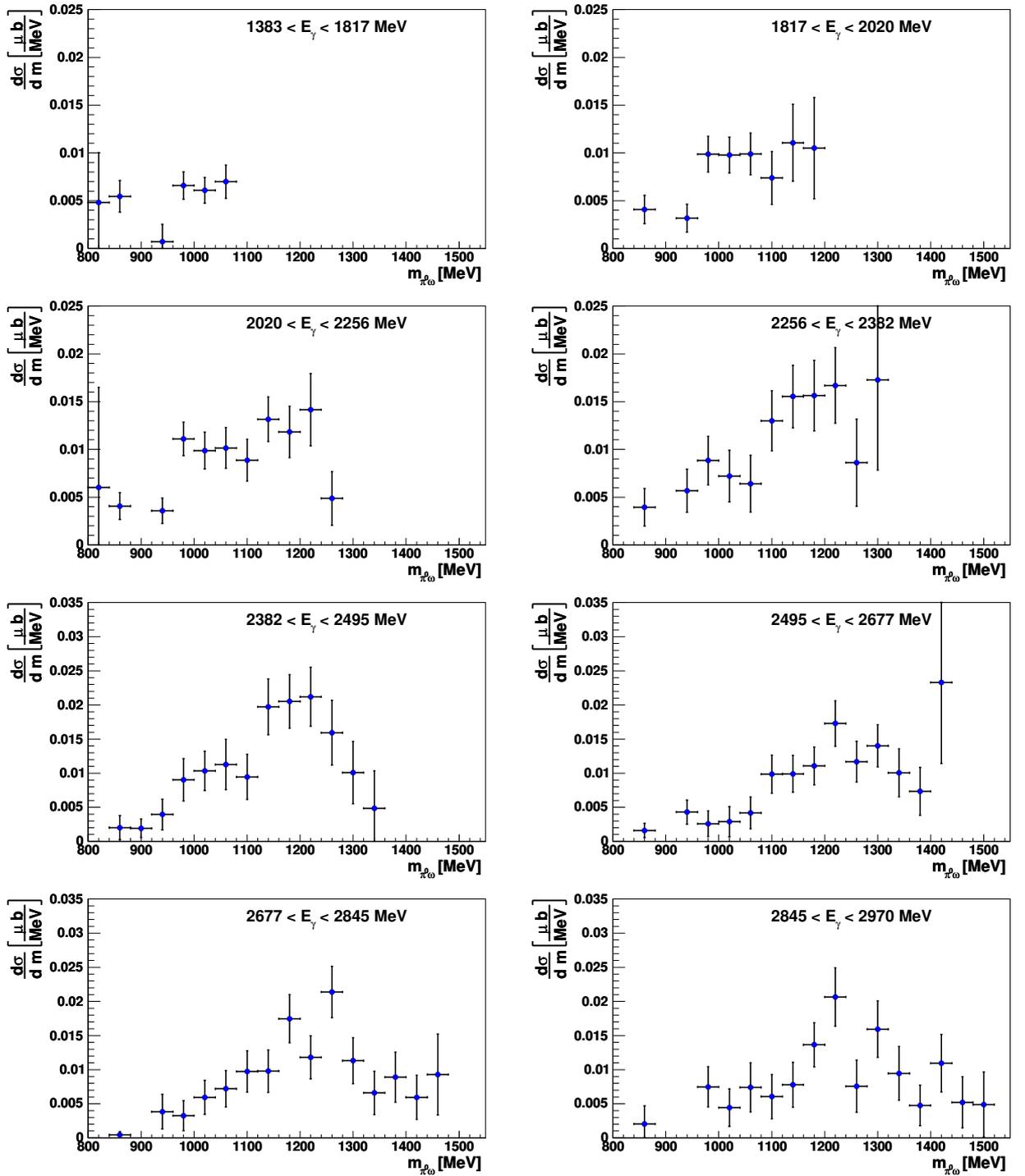


Abb. 6.24: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(\pi^0\omega)$ für die verschiedenen Energieintervalle.

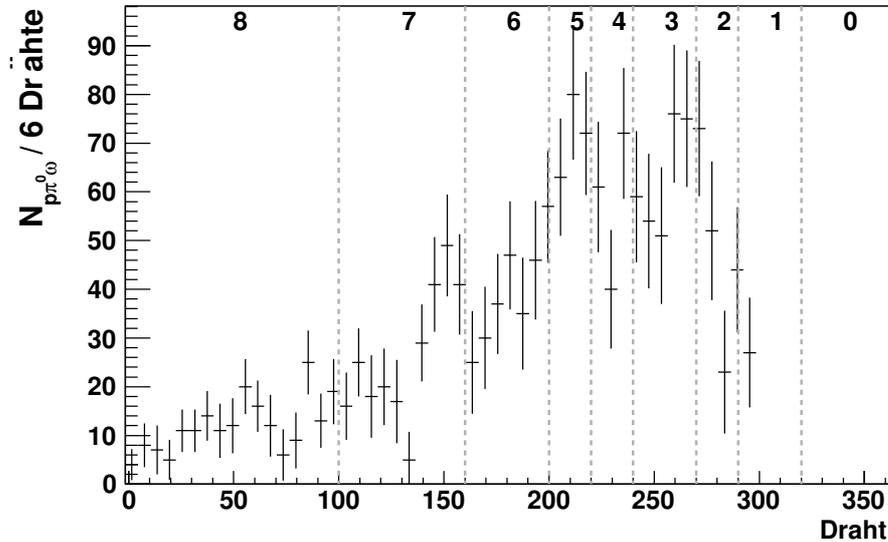


Abb. 6.25: Die Verteilung der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse über die Taggerdrähte. Niedrige Drahtnummern entsprechen hohen Photonenergien. Der Bereich 5 entspricht dem Energiebereich um $E_\gamma = 2450$ MeV.

weist eine Erhöhung der Ereigniszahl im Vergleich zu den Nachbarbereichen auf. In Abbildung 6.26 wird die auf den Photonenfluss normierte Anzahl der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse gezeigt. Auch in dieser Auftragung zeigt sich eine Erhöhung im fünften Intervall.

Die gezeigten Spektren lassen den Schluss zu, dass die Abweichungen mit einer statistischen Fluktuation kompatibel sind. Die Möglichkeit von physikalischen Ursachen soll nun untersucht werden, auch wenn ausgeschlossen werden kann, dass mit der derzeit vorhandenen Statistik eindeutige Ergebnisse erzielt werden können.

Das Energieintervall um 2450 MeV entspricht in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ einer Schwerpunktennergie \sqrt{s} von 2350 MeV; Abbildung 6.27 zeigt die invariante Masse des Gesamtsystems. Wie auf Grund des erhöhten Wirkungsquerschnitts zu erwarten war, ist eine Erhöhung bei einer Masse von 2350 MeV zu erkennen.

Im differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$ zeigt sich in diesem Bereich ein besonders ausgeprägtes Δ -Signal (Abb. 6.22). Auch der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ von $\pi^0\omega$ weist in diesem Energieintervall eine Struktur auf (Abb. 6.24). Möglicherweise handelt es sich dabei um eine kinematische Reflexion des Δ , vielleicht auch um die Produktion eines $b_1(1235)$ -Mesons. Eine konstruktive Interferenz der Kanäle $\Delta\omega$ und $Nb_1(1235)$ könnte zu dem erhöhten Wirkungsquerschnitt führen.

Würde es sich bei der Struktur um $\sqrt{s} = 2350$ MeV um eine Δ -Reso-

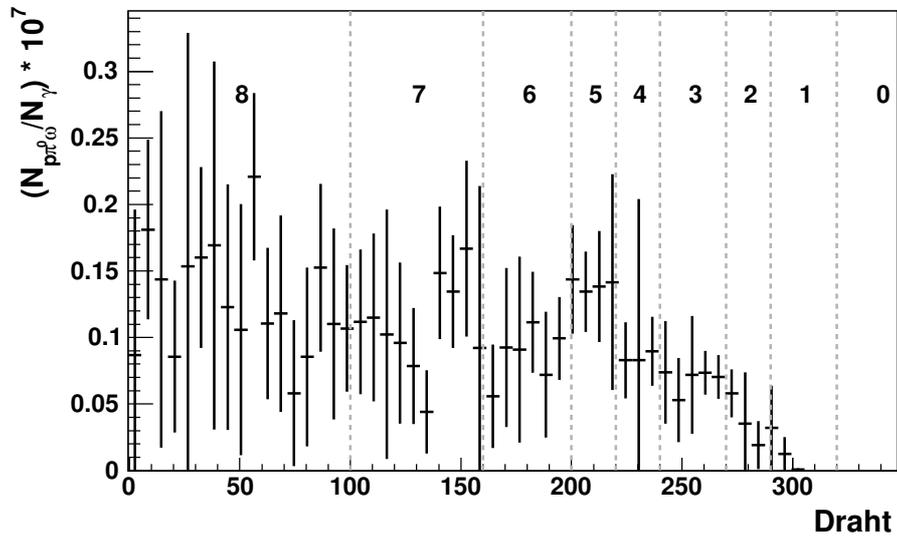


Abb. 6.26: Auf den Photonenfluss normiertes Spektrum der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse. Nach der Normierung wurde über jeweils sechs Drähte gemittelt.

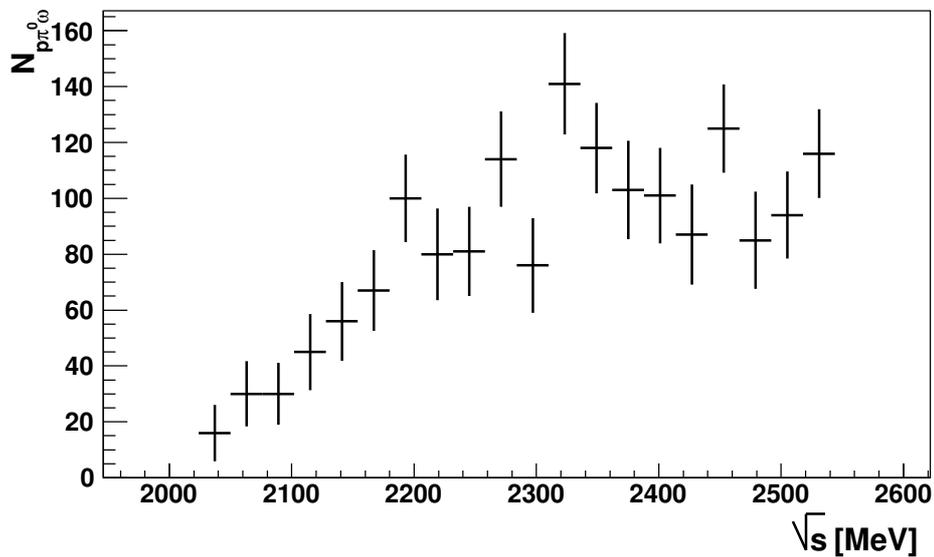


Abb. 6.27: Die invariante Masse des Gesamtsystems.

nanz handeln, wäre ihre Breite mit etwa 100 MeV sehr klein. Bekannte Δ -Resonanzen in diesem Massenbereich besitzen Breiten von 300 bis 400 MeV (z. B. $\Delta(2350)D_{35}$ und $\Delta(2400)G_{39}$). Dies spricht deutlich gegen die Hypothese. Sollte es sich jedoch um eine breite Resonanz handeln, die in diesem Bereich besonders deutlich hervortritt, könnte es sich um die $\Delta(2400)G_{39}$ handeln. Der Zerfallskanal $N\pi$ besitzt bei ihr nur eine untergeordnete Bedeutung ($\Gamma_{N\pi}/\Gamma_{\text{tot}} = 0.05 - 0.10$), der Zerfall in ΣK wurde mit einem noch kleineren Anteil nachgewiesen, andere Zerfallsmoden sind noch nicht bekannt [9]. Dahingegen ist dies die Resonanz, für die die größte Kopplung an $\Delta\omega$ vorhergesagt wird [6] (s. Tab. 1.1).

Auf der Grundlage der vorhandenen Statistik sind nur Spekulationen über mögliche resonante Beiträge in $\Delta\omega$ oder $\pi^0\omega$ möglich. Eine Untersuchung mit höherer Statistik sollte Klarheit darüber schaffen können, ob in diesem Massenbereich mehr zu finden ist als statistische Fluktuationen.

6.9 Die Untersuchung von $\Delta\omega$

Zur Bestimmung des $\Delta\omega$ -Anteils am $p\pi^0\omega$ -Wirkungsquerschnitt wird erneut der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$ betrachtet (Abb. 6.22). Ein Δ -Signal ist in den Spektren deutlich zu erkennen, allerdings ist auf Grund der Breite der Δ -Resonanz und des sich in diesem Bereich öffnenden $p\pi^0$ -Phasenraums eine Separation von resonanten und nicht-resonanten Anteilen schwierig.

Um eine gute Trennung zu erreichen, werden die Verteilungen mit einer den Phasenraum berücksichtigenden Breit-Wigner-Funktion $d\sigma_{\Delta}$ und mit Phasenraum verteilten $p\pi^0\omega$ -Monte-Carlo-Ereignissen beschrieben ($d\sigma_{p\pi^0}$). Für die Anpassung des nicht-resonanten Anteils des $p\pi^0$ -Spektrums wurden einige weitere Ansätze verfolgt, die jedoch trotz einer größeren Zahl von Parametern keine ähnlich gute Beschreibung erlauben. Da in den differentiellen Wirkungsquerschnitte die Akzeptanz bereits eingeht, wird zur Anpassung das Spektrum der produzierten und nicht das der rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse verwendet. Diese wurden mit einer flachen Energieverteilung generiert.

Für die Beschreibung der Resonanz wird der in [74] vorgestellte Ansatz verwendet. Dort werden die Formeln für eine Resonanz, die in ein Baryon der Masse m_B und ein Meson der Masse m_{μ} zerfällt, aufgestellt. Die Resonanz, in diesem Fall die Δ -Resonanz, wird durch

$$d\sigma_{\Delta} = \frac{\rho(s)}{16\pi(s - m_B^2)} \cdot |A|^2 \quad (6.5)$$

beschrieben, wobei $\rho(s)$ der Phasenraum im $p\pi^0$ -System und A die relativistische Breit-Wigner-Amplitude ist. Die Amplitude ist gegeben durch

$$A = \frac{g_{\gamma N} g_{\pi N}}{M^2 - s - iM\tilde{\Gamma}_{\text{tot}}(s)}. \quad (6.6)$$

Die Breite der Resonanz ist dabei abhängig vom verfügbaren Phasenraum, was durch

$$\tilde{\Gamma}_{\text{tot}}(s) = \Gamma_{\text{tot}} \frac{\rho_{\pi\text{N}}(s) k_{\pi\text{N}}^{2L}(s) F(r, k_{\pi\text{N}}(M^2), L)}{\rho_{\pi\text{N}}(M^2) k_{\pi\text{N}}^{2L}(M^2) F(r, k_{\pi\text{N}}(s), L)} \quad (6.7)$$

berücksichtigt wird. Der relative Impuls im Zerfall der Resonanz ist durch

$$k^2(s) = \frac{(s - (m_\mu + m_B)^2)(s - (m_\mu - m_B)^2)}{4s} \quad (6.8)$$

gegeben.

Für eine Resonanz, die in zwei Teilchen der Massen m_μ und m_B zerfällt ist der Phasenraum

$$\rho(s) = \frac{\sqrt{(s - (m_\mu + m_B)^2)(s - (m_\mu - m_B)^2)}}{s}. \quad (6.9)$$

M und Γ_{tot} sind hierbei die Breit-Wigner-Masse und Breite der Resonanz.

Die bei der Berechnung des Breite benutzten Funktionen $F(r, k^2, L)$ sind die Blatt-Weisskopf-Formfaktoren. Die einfachsten besitzen die Form:

$$\begin{aligned} F(r, k^2, 0) &= 1 \\ F(r, k^2, 1) &= \frac{\sqrt{k^2 r^2 + 1}}{r} \\ F(r, k^2, 2) &= \frac{\sqrt{k^4 r^4 + 3k^2 r^2 + 9}}{r^2} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Im Zerfall $\Delta \rightarrow \text{N}\pi$ ist der Drehimpuls $L = 1$. Für den Radius wird hier $r = 0.8 \text{ fm}$ eingesetzt, außerdem wird die Umrechnung $r(\text{GeV}^{-1}) = r(\text{fm})/(0.1973 \text{ fmGeV})$ verwendet.

Die Kombination der Phasenraumverteilung von $p\pi^0$ und der Funktion (6.5) wird an die differentiellen Wirkungsquerschnitte angepasst. Dabei werden M und Γ_{tot} bei Energien unterhalb von 2500 MeV auf die Breit-Wigner-Masse und Breite der Δ -Resonanz gesetzt. Die drei Spektren oberhalb von 2500 MeV werden mit einer um 13 MeV höheren Masse angepasst. Als freie Parameter werden zwei Vorfaktoren a_0 und a_1 verwendet

$$d\sigma = a_0 \cdot d\sigma_\Delta + a_1 \cdot d\sigma_{p\pi^0}. \quad (6.11)$$

Die mit dieser Anpassung erhaltenen Resultate werden in Abbildung 6.28 gezeigt. Es wird eine sehr gute Beschreibung der nicht-resonanten Anteile erreicht. Eine gute Anpassung des Δ -Signals gelingt in den höheren Energieintervallen nur mit einer leicht erhöhten Masse.

Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, wird die angepasste Funktion (6.11) integriert (s. Abb. 6.29). Der Wirkungsquerschnitt stimmt bis auf eine Abweichung von weniger als 10% in allen Energieintervallen mit

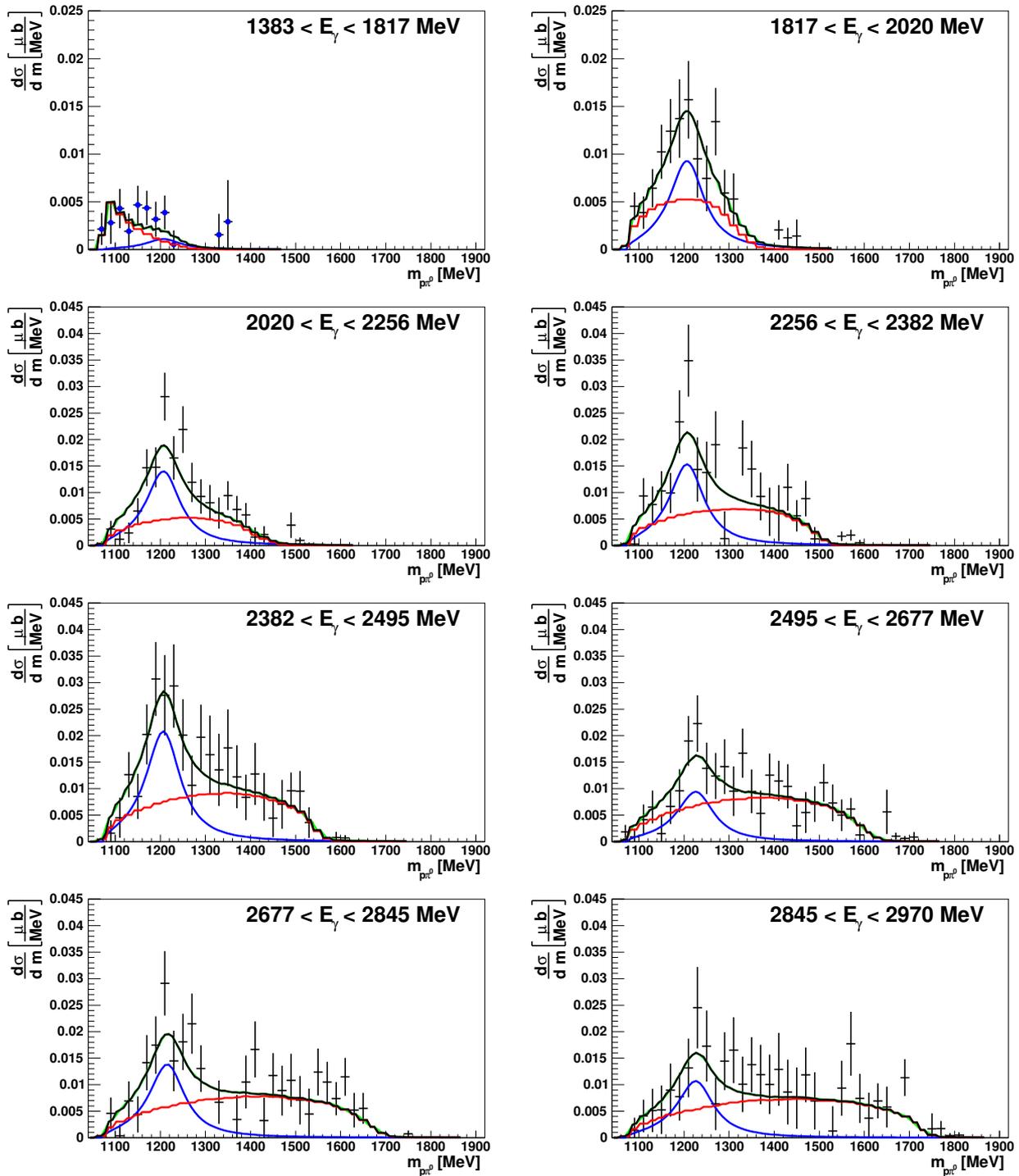


Abb. 6.28: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$. Es wird die Verteilung mit einer Anpassung durch eine Breit-Wigner-Resonanz und Phasenraum verteilte $p\pi^0\omega$ Ereignisse gezeigt.

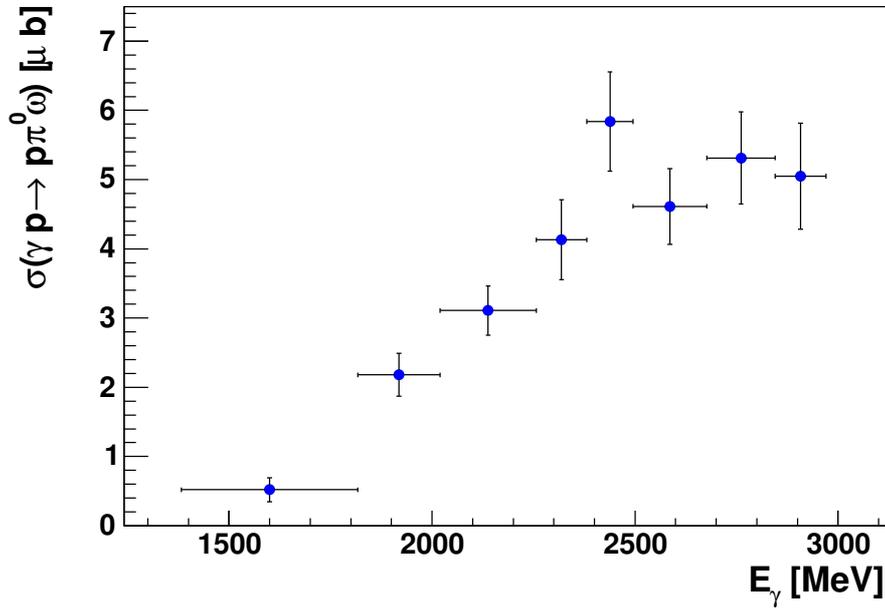


Abb. 6.29: Der aus der Anpassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(p\pi^0)$ mit Funktion (6.11) ermittelte totale Wirkungsquerschnitt.

dem gemittelten Wirkungsquerschnitt (Abb. 6.17), der in Kapitel 6.6 bestimmt wurde, überein. Die Abweichung besitzt die selbe Größenordnung, wie die Variation der in den gemittelten Wirkungsquerschnitt eingehenden Werte. Die Werte sind somit konsistent mit denjenigen, die aus den anderen differentiellen Wirkungsquerschnitten bestimmt wurden. Dies bestätigt, dass die Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$ gelungen ist.

Um die Anteile zu separieren, werden die Funktionen zur Beschreibung des resonanten und des Phasenraumanteils integriert. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$, wird der gemittelte Wirkungsquerschnitt mit dem $\Delta\omega$ -Anteil am differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$ skaliert. Außerdem wird das Verzweungsverhältnis von $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$ über den entsprechenden *Clebsch-Gordan-Koeffizienten*

$$CG(\Delta^+ \rightarrow p\pi^0) = \frac{2}{3} \quad (6.12)$$

berücksichtigt. Der erhaltene Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 6.30 zu sehen.

Der Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ ohne $\Delta\omega$ -Zwischenzustand wird in Abbildung 6.31 gezeigt. Während sich in diesem Wirkungsquer-

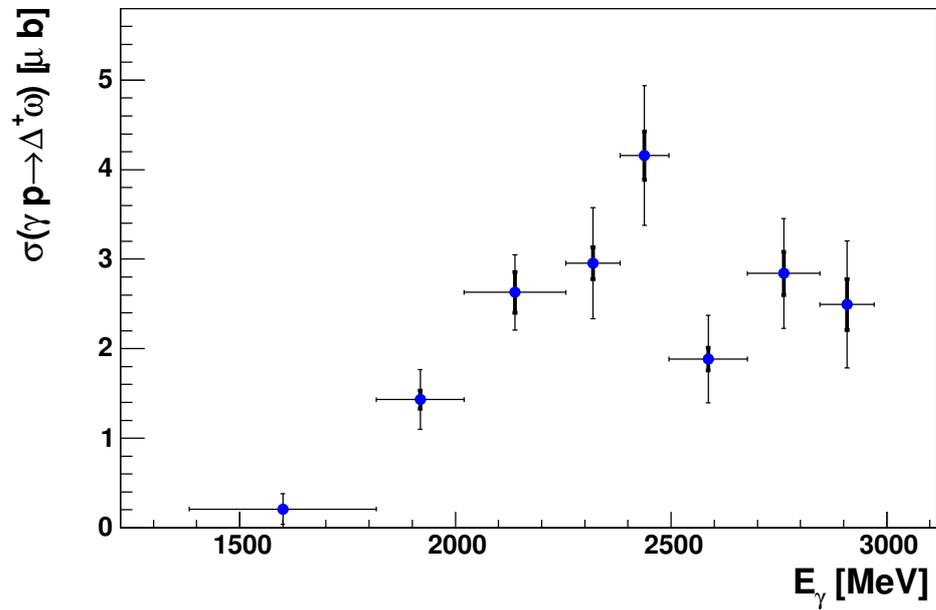


Abb. 6.30: Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ mit statistischen (dünn) und systematischen (dick) Fehlern. Die systematischen Fehler berücksichtigen den Fehler der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts von $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ und die Unsicherheit bei der Abtrennung des $\Delta^+ \omega$ -Anteils.

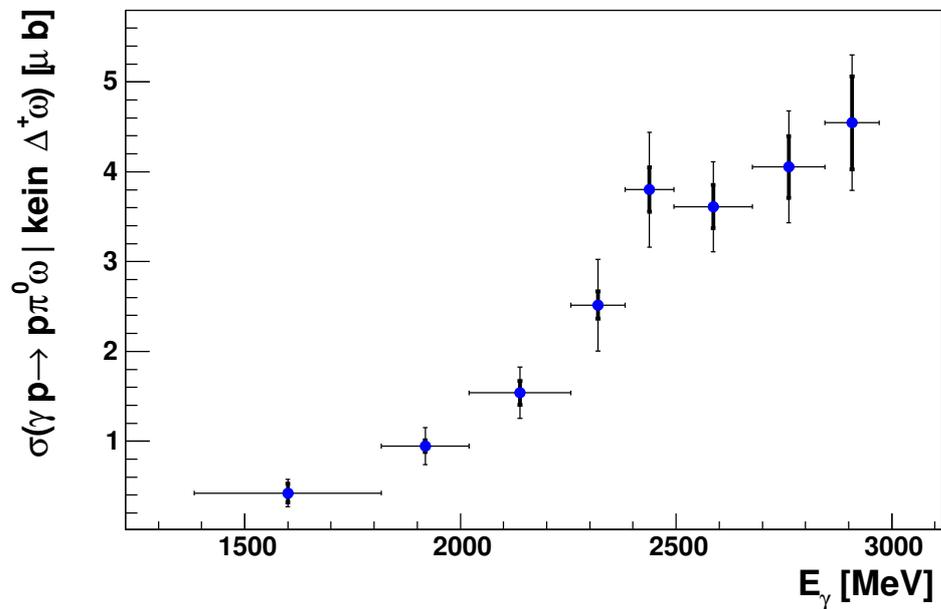


Abb. 6.31: Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ ohne den Anteil des $\Delta^+ \omega$ -Kanals (Fehlerbalken entsprechend Abb. 6.30).

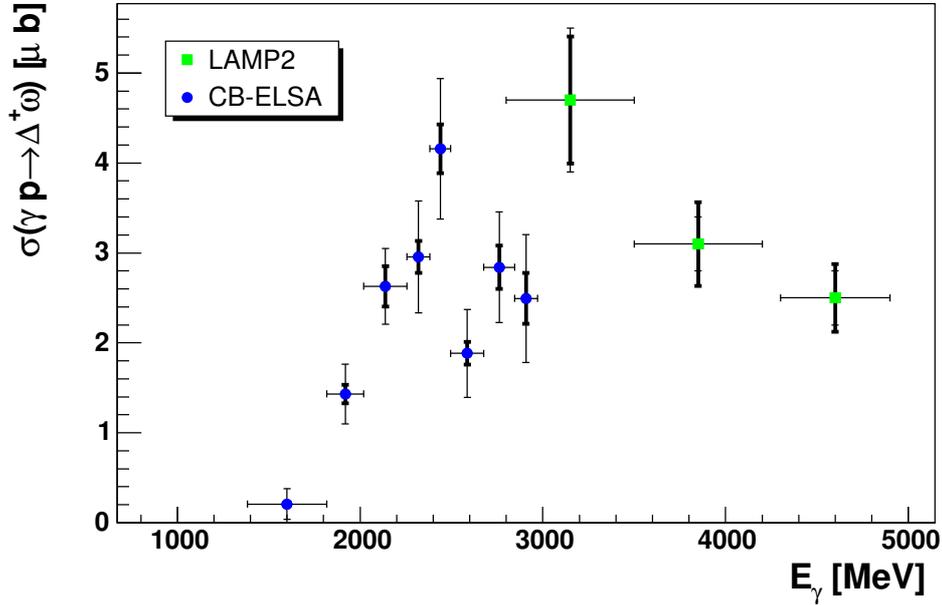


Abb. 6.32: Der in dieser Analyse bestimmte Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$, verglichen mit den Daten des LAMP2-Experiments [44] (Fehlerbalken entsprechend Abb. 6.30).

schnitt nur eine leichte Erhöhung im Energiebereich um 2450 MeV zeigt, springt diese im $\Delta^+\omega$ -Wirkungsquerschnitt deutlich hervor. Dies zeigt eine besonders starke Δ -Produktion in diesem Energiebereich.

Der $\Delta\omega$ -Anteil am $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ -Wirkungsquerschnitt liegt zwischen 30 und 40%. Die Bestimmung der Akzeptanz mit simulierten $\Delta\omega$ -Ereignissen an Stelle von $p\pi^0\omega$ -Ereignissen verursacht im totalen Wirkungsquerschnitt Unterschiede von etwa 10%. Diese sind in erster Linie auf eine unterschiedliche Akzeptanz für $\cos\theta \rightarrow \pm 1$ und im t -Kanal im Bereich kleiner Viererimpulsüberträge zurückzuführen, die zu einer Überschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in diesen Bereichen führt.

Bei der Abschätzung des systematischen Fehlers durch die alleinige Verwendung von $p\pi^0\omega$ -Monte-Carlo-Ereignissen muss berücksichtigt werden, dass nur 30 bis 40% der rekonstruierten Ereignisse aus dem $\Delta\omega$ -Kanal stammen. Somit ergibt sich eine obere Abschätzung des systematischen Fehlers von 5%.

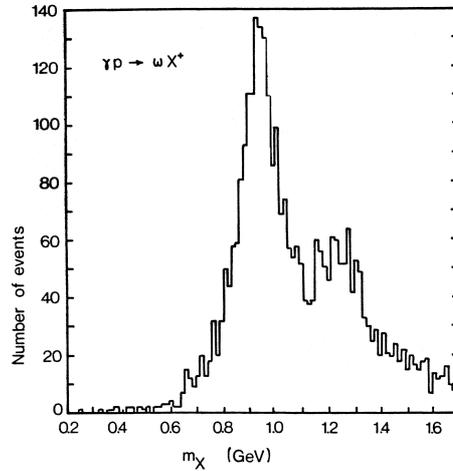


Abb. 6.33: Missing Mass Verteilung des LAMP2-Experiments [44].

6.10 Vergleich des Wirkungsquerschnitts $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ mit den LAMP2-Daten

Im Gegensatz zu den differentiellen und dem totalen Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ gibt es zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ einen Datensatz, mit dem die Ergebnisse dieser Analyse verglichen werden können (s. Kap. 1.5). Diese Daten stammen vom LAMP2-Experiment, sie werden in Abbildung 6.30 zusammen mit den Daten des CB-ELSA-Experiments gezeigt. Für die LAMP2-Daten wird der systematische Fehler mit 15% abgeschätzt, dieser bezieht sich auf der Unsicherheit der Anzahl der Ereignisse in den Ausläufern der Δ -Resonanz und der nicht-resonanten $p \pi^0$ -Ereignisse im Bereich des Δ -Signals [44]. Außerdem wird eine Unsicherheit der Flussnormalisierung von 5% angegeben.

Ignoriert man die drei Datenpunkte im Bereich von 2500 bis 3000 MeV, scheinen die Daten gut zusammen zu passen. Einem Anstieg des Wirkungsquerschnitts von der Schwelle bis 2500 MeV würde von 3000 MeV an ein langsamer Abfall folgen. Nicht dazu passend sind dagegen die Datenpunkte bei 2600, 2750 und 2950 MeV, die sowohl niedriger als die benachbarten Datenpunkte dieser Analyse als auch niedriger als der benachbarte Datenpunkt des LAMP2-Experiments liegen.

Es ist angebracht, noch einmal die Gemeinsamkeiten und Unterschiede der beiden Experimente zu rekapitulieren. Beim CB-ELSA-Experiment werden das ω -Meson und das Pion gemessen und es wird der Nachweis eines Protons verlangt. Der gesamte Winkelbereich wird abgedeckt, die Akzeptanz ist am geringsten für $\cos \theta \rightarrow \pm 1$.

Beim LAMP2-Experiment wird nur das ω -Meson in seinem $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zerfall gemessen. Die Unterscheidung von $p\omega$ und $\Delta^+\omega$ -Ereignissen erfolgt über die *Missing Mass* des Ereignisses (s. Abb. 6.33). Die Akzeptanz ist auf den Vorwärtsbereich beschränkt und steigt mit $\cos\theta \rightarrow 1$ an.

Während das CB-ELSA-Experiment den gesamten Bereich des Quadrats des Viererimpulsübertrags auf das ω -Meson abdeckt (s. Abb. 6.5), zeigt Abbildung 1.17, dass vom LAMP2-Experiment nur der Bereich mit kleinem Viererimpulsübertrag abgedeckt wurde, dafür aber mit einer hervorragenden Auflösung.

Die Analyse der CB-ELSA-Daten hat gezeigt, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega(\cos\theta)$ des ω -Mesons auf Grund des starken diffraktiven Anteils in Vorwärtsrichtung deutlich höher als in Rückwärtsrichtung ist (Abb. 6.1). Eine Nicht-Berücksichtigung dieses Abfalls würde zu einer Überschätzung des Wirkungsquerschnitts führen.

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurden in [44] die Anteile von Proton und Δ -Resonanz anhand der *Missing Mass* separiert. Abbildung 6.28 lässt erkennen, dass es zusätzlich starke nicht-resonante Anteile gibt, die auch im Bereich der Δ -Resonanz einen erheblichen Anteil am differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ des $p\pi^0$ -Systems besitzen. Die Analyse des CB-ELSA-Experiments weist systematische Unsicherheiten durch die Separation des $\Delta\omega$ -Anteils des Wirkungsquerschnitts auf. Es ist zu vermuten, dass eine korrekte Trennung der Anteile in den Daten des LAMP2-Experiments noch schwieriger war, da zusätzlich eine Abtrennung des $p\omega$ -Anteils erforderlich war.

Auf Grund der großen Unsicherheiten ist es nicht überraschend, dass es eine Abweichungen zwischen den angegebenen Wirkungsquerschnitten gibt. Diese besitzen die selbe Größenordnung wie die systematischen und statistischen Fehler der Datenpunkte.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

An dieser Stelle werden die Resultate dieser Arbeit zusammengefasst und es wird ein Ausblick darauf gegeben, welche zukünftigen Untersuchungen besonders erfolgversprechend erscheinen.

7.1 Zusammenfassung

Mit dem CB-ELSA-Experiment wurden in zwei Strahlzeiten im Jahr 2001 Photoproduktionsdaten bei einer Beschleunigerenergie von 3.2 GeV aufgenommen. Diese Daten wurden im Hinblick auf die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ untersucht und 2000 derartige Ereignisse wurden identifiziert. Mittels dieser Ereignisse wurden erstmals die differentiellen und der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ bestimmt.

Das ω -Meson wurde über seinen $\pi^0 \gamma$ -Zerfall nachgewiesen. Es stellte sich dabei heraus, dass die $\pi^0 \gamma$ -Spektren große Untergrundbeiträge aufweisen. Durch Studien mit simulierten Ereignissen wurde nachgewiesen, dass der Untergrund im Bereich der ω -Masse dominant aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0$ stammt.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0$ ist derzeit noch unbekannt, es gelang jedoch eine Abschätzung dieses Wirkungsquerschnitts. Dazu wurden die $3\pi^0$ invarianten Massenspektren verwendet, die zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von $\gamma p \rightarrow p \eta$ gedient hatten. Die Anzahl der η -Mesonen und der Anteil der nicht aus dem η -Zerfall stammenden Pionen wurden bestimmt. Zusammen mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p \eta$ gelang eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0$.

Simulierte $p 3\pi^0$ Ereignisse wurden auf diesen Wirkungsquerschnitt normiert und derselben Rekonstruktion unterzogen, die zur Identifikation von $p \pi^0 \omega$ -Ereignissen diente. Dabei zeigte sich, dass dieser Anteil den Großteil

des Untergrundes im Bereich des ω -Peaks ausmacht.

Auf Grund der Rekonstruktion von $p\pi^0\omega$ Ereignissen über den Zwischenzustand $\pi^0\pi^0\gamma$ sind zwei $\pi^0\gamma$ -Kombinationen möglich. Dies war der Ursprung für den größten Teil des restlichen Untergrundes.

Nachdem die Zusammensetzung des Untergrunds in einem großen Bereich um die ω -Position herum verstanden war und festgestellt wurde, dass die Anteile nur langsam variierten, waren die Grundlagen für eine Seitenbandsubtraktion geschaffen. Diese wurde durchgeführt und lieferte Untergrund bereinigte Spektren. Diese Spektren wurden mit der Akzeptanz korrigiert und auf das Verzweigungsverhältnis, den Photonfluss und die Targetflächendichte normiert, um die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu ermitteln.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_\omega)$ zeigt einen starken Anstieg in Vorwärtsrichtung und weist außerdem einen über einen großen Energiebereich konstanten Anteil auf. Letzterer kann Anzeichen für Resonanzen enthalten, auf Grund der geringen Statistik und der dadurch bedingten geringen Auflösung war eine genauere Untersuchung nicht möglich. Der Anstieg in Vorwärtsrichtung deutet auf eine diffraktive ω -Produktion hin, wie anhand des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt(|t - t_{\min}|)$ des ω -Mesons bestätigt werden konnte. Dort zeigt sich der charakteristische exponentielle Abfall des Wirkungsquerschnitts. Der ermittelte Slope-Parameter ist im Rahmen der Fehler konstant, was ein weiteres Anzeichen für eine diffraktive Produktion des ω -Mesons darstellt.

Des Weiteren wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ und $d\sigma/dt$ für das Pion bestimmt. Diese weisen keine signifikanten Strukturen auf, dies zeigt, dass es keine oder nur eine geringe t -Kanal Pion-Produktion in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ gibt. Auch der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ des Protons wurde bestimmt. Er weist einen Anstieg in Rückwärtsrichtung auf, welcher auf die starke diffraktive Produktion des ω -Mesons und die dadurch eingeschränkte Kinematik für das $p\pi^0$ -System zurückgeführt werden konnte.

Ausgehend von den genannten differentiellen Wirkungsquerschnitten wurde der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ bestimmt. Dazu wurde eine Anpassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte durchgeführt und integriert, außerdem wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte aufsummiert. Je nach der vorhandenen Statistik und Akzeptanz im betrachteten Intervall wurde zwischen diesen Methoden gewählt, um den totalen Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Den systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts erhielt man durch den Vergleich der Werte, die mit den verschiedenen Methoden bestimmt wurden. Ausgehend von den drei differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/d\Omega$ des ω -Mesons, des Pions und des Protons und von $d\sigma/dt$ des ω -Mesons wurde der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt. Die aus den einzelnen differentiellen Wirkungsquerschnitten bestimmten Werte wurden gewichtet gemittelt, um eine möglichst gute Annä-

herung an den wahren Wert des Wirkungsquerschnitts zu erhalten.

Der totale Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ steigt von der Schwelle bis zu einer Energie von 2400 MeV langsam an. Im Maximum hat er einen Wert von $6.57 \pm 0.57_{\text{stat}} \pm 0.35_{\text{syst}} \mu\text{b}$. Von 2500 MeV bis 3000 MeV scheint der Wirkungsquerschnitt nicht stark zu variieren.

Zur Untersuchung der resonanten Anteile des Wirkungsquerschnitts, wurden die invarianten Massen betrachtet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dm$ des Proton-Pion-Systems weist einen starken Δ -Anteil auf. Dieser Anteil beeinflusst auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm$ des $p\omega$ - und des $\pi^0\omega$ -Systems. Sie werden durch die kinematische Reflexion der Δ -Resonanz dominiert, mögliche weitere Strukturen werden dadurch überdeckt und können mit der vorhandenen Statistik nicht aufgelöst werden.

Durch die Anpassung der $d\sigma/dm$ -Spektren des Proton-Pion-Systems gelang die Separation des totalen Wirkungsquerschnitts in einen $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ -Anteil ohne $\Delta\omega$ -Zwischenzustand und in den $\Delta\omega$ -Anteil. Aus letzterem konnte der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ bestimmt werden. Dieser wurde mit den bekannten Daten des LAMP2-Experiments verglichen, wobei sich Abweichungen zeigten, die im Rahmen der großen systematischen Unsicherheiten liegen.

Die begrenzte Zahl der zu Grunde liegenden $p\pi^0\omega$ -Ereignisse, zusammen mit der statistischen Unsicherheit auf Grund der Seitenbandsabstraktion und der Abtrennung des $\Delta\omega$ -Anteils, erlaubte nicht, resonante Beiträge in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ zu extrahieren. Dies ist eine Untersuchung, die mit der höheren Statistik des CBELSA/TAPS-Experiments gelingen sollte.

Sowohl die Analyse der schon vorhandenen Daten als auch die zukünftigen Daten versprechen das Verständnis der Anregungen des Baryons zu verbessern.

7.2 Ausblick

Die Abschätzung des $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts bei der Untersuchung des Untergrundes hat gezeigt, dass die Daten des CB-ELSA-Experiment die Option bieten, diesen Wirkungsquerschnitt erstmals zu bestimmen. Auf Grund der hohen Anzahl derartiger Ereignisse im Untergrund des ω -Signals werden mindestens 15000 rekonstruierte $p 3\pi^0$ -Ereignisse im Energiebereich oberhalb von 1300 MeV erwartet. Durch den in den $3\pi^0$ -Massenspektren enthaltenen η -Peak eröffnet sich eine einfache Möglichkeit zur Kontrolle des bestimmten Wirkungsquerschnitts. Der Kanal $p 3\pi^0$ würde den Zugang zu Zerfallskaskaden von Δ - und Nukleon-Resonanzen erlauben.

Des Weiteren könnte in ähnlicher Weise erstmalig der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0 \eta$ bestimmt werden. In diesem Fall kann der bekannte Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p \eta'$ zur Kontrolle der Wirkungsquerschnittsbestimmung dienen. Auch in diesem Wirkungsquerschnitt

erhielte man Zugang zu den Zerfallskaskaden der Baryonresonanzen.

Unklar ist, ob bei der vermuteten Anzahl an rekonstruierbaren Ereignissen eine eindeutige Bestimmung der beitragenden Resonanzen über eine Partialwellenanalyse möglich ist. Die Analyse der Daten des CBELSA/TAPS-Experiments sollte dies dagegen sicher erlauben.

Nach dem Ende der CB-ELSA Strahlzeiten in 2001 wurde das Experiment um den TAPS-Detektor ergänzt. Dieser deckte den Raumwinkelbereich in Vorwärtsrichtung nahezu vollständig und mit hoher Granularität ab. Außerdem erlaubt er die Unterscheidung von geladenen Teilchen und Photonenschauern. Mit diesem Aufbau wurde 2002 und 2003 im Rahmen des CBELSA/TAPS-Experiments die Photoproduktion am Proton, an Deuterium und an verschiedenen schwereren Elementen wie Kohlenstoff, Niob und Blei untersucht. Dabei wurde ein Teil der Messungen mit linear polarisierten Photonen durchgeführt. In der Photoproduktion am Proton mit einer Beschleunigerenergie von 3.2 GeV wurden etwa zehnmal so viele Daten aufgenommen wie mit dem CB-ELSA-Experiment. Hinzu kommt, dass die Akzeptanz mit diesem Aufbau deutlich höher gewesen ist.

Mit diesen Daten ist eine erneute Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ wünschenswert, die auch eine Partialwellenanalyse zur Bestimmung der beitragenden Resonanzen beinhalten sollte. Insbesondere mögliche Δ -Resonanzen im $\Delta\omega$ -Kanal sind vielversprechend in Hinblick auf die Suche nach den fehlenden Resonanzen. Die Polarisationsinformation in einem Teil der Daten kann dazu dienen, Ambiguitäten bei der Bestimmung der beitragenden Resonanzen aufzulösen.

In 2005 wird das CB-ELSA-Experiment mit einem erneut modifizierten Aufbau messen. Die vordersten drei Kristallringe des Crystal-Barrel-Kalorimeters werden mit Detektoren für geladene Teilchen ergänzt und ihre Auslese wird über Photomultiplier erfolgen, so dass diese Kristalle ein schnelles Triggersignal liefern können. In Vorwärtsrichtung wird das Experiment mit einer kleineren Variante des TAPS-Detektors ergänzt; andere zusätzliche oder alternative Vorwärtsdetektoren sind ebenfalls in Vorbereitung.

Eine entscheidende Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten wird durch die Verwendung eines polarisierten Targets erreicht. Zusammen mit der bereits möglichen Produktion von linear oder zirkular polarisierten Photonen sind Doppelpolarisationsmessungen möglich. Diese erlauben den Zugang zu zahlreichen neuen Observablen der Photoproduktion von Baryonresonanzen.

Es ist zu erwarten, dass die Resultate des CB-Experiments weiterhin spannende Einblicke in das Anregungsspektrum der Baryonen liefern werden.

Anhang A

Die Wirkungsquerschnitte

Auf den folgenden Seiten sind die ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ mitsamt den statistischen Fehlern aufgeführt. Hinzu kommen folgende systematische Unsicherheiten:

Die Unsicherheit der Flussnormierung von 15 %. Die Abweichung vom *wahren* Wert kann dabei energieabhängig sein. Bei gegebener Energie sind die anderen Größen (Winkel, Viererimpulsübertrag, Massen) gleichermaßen betroffen.

Durch die Verwendung von Phasenraum verteilten Monte-Carlo-Ereignissen bei der Akzeptanzbestimmung ergibt sich eine Unsicherheit von 5 %.

Bei den in Tabelle A.10 angegebenen Werten für den totalen Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ wird der systematische Fehler durch die Bestimmung aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten angegeben. Beim angegebenen systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitten $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ und $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ ohne $\Delta^+ \omega$ -Anteil (Tab. A.11 u. A.12) wird zusätzlich die Unsicherheit durch die Abtrennung der beiden Anteile berücksichtigt. Die Unsicherheiten auf Grund der Flussnormierung und der Annahme einer Phasenraumverteilung bei der Akzeptanzbestimmung kommen hinzu.

$\cos \theta_\omega$		$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
E_γ [MeV]		1383 – 1817		1817 – 2020		2020 – 2256	
-1.0	-0.8	0.325	0.163	0.001	0.142	0.223	0.109
-0.8	-0.6	0.107	0.075	0.057	0.071	0.162	0.080
-0.6	-0.4	0.041	0.043	0.115	0.057	0.146	0.061
-0.4	-0.2	0.025	0.032	0.025	0.042	0.054	0.044
-0.2	0.0	0.031	0.025	0.166	0.042	0.160	0.051
0.0	0.2	-0.017	0.024	0.092	0.046	0.175	0.055
0.2	0.4	0.066	0.027	0.131	0.044	0.217	0.057
0.4	0.6	0.030	0.028	0.184	0.055	0.331	0.063
0.6	0.8	0.044	0.030	0.307	0.063	0.462	0.078
0.8	1.0	0.137	0.052	0.321	0.073	0.725	0.099
E_γ [MeV]		2256 – 2382		2382 – 2495		2495 – 2677	
-1.0	-0.8	0.266	0.172	-0.073	0.177	0.218	0.145
-0.8	-0.6	0.203	0.111	0.240	0.124	0.401	0.116
-0.6	-0.4	0.328	0.114	0.437	0.126	0.264	0.088
-0.4	-0.2	0.228	0.087	0.212	0.097	0.170	0.077
-0.2	0.0	0.107	0.085	0.183	0.092	0.093	0.074
0.0	0.2	0.315	0.096	0.265	0.099	0.294	0.084
0.2	0.4	0.314	0.088	0.501	0.117	0.271	0.086
0.4	0.6	0.405	0.110	0.478	0.138	0.432	0.102
0.6	0.8	0.704	0.132	1.017	0.178	0.565	0.129
0.8	1.0	0.611	0.162	1.601	0.246	1.161	0.189
E_γ [MeV]		2677 – 2845		2845 – 2970			
-1.0	-0.8	0.524	0.206	0.357	0.170		
-0.8	-0.6	0.322	0.136	0.370	0.140		
-0.6	-0.4	0.153	0.103	0.129	0.114		
-0.4	-0.2	0.317	0.100	0.251	0.108		
-0.2	0.0	0.148	0.092	0.260	0.103		
0.0	0.2	0.231	0.079	0.175	0.112		
0.2	0.4	0.443	0.108	0.332	0.120		
0.4	0.6	0.429	0.111	0.505	0.150		
0.6	0.8	0.759	0.172	0.958	0.228		
0.8	1.0	1.675	0.252	1.579	0.296		

Tab. A.1: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_\omega)$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$.

$\cos \theta_{\pi^0}$		$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
E_γ [MeV]		1383 – 1817		1817 – 2020		2020 – 2256	
-1.0	-0.8	0.045	0.030	0.204	0.061	0.324	0.073
-0.8	-0.6	0.050	0.028	0.198	0.050	0.324	0.067
-0.6	-0.4	0.070	0.035	0.092	0.052	0.289	0.063
-0.4	-0.2	0.047	0.035	0.079	0.051	0.264	0.067
-0.2	0.0	-0.044	0.033	0.172	0.054	0.217	0.056
0.0	0.2	0.073	0.035	0.171	0.049	0.168	0.060
0.2	0.4	0.039	0.032	0.110	0.052	0.287	0.060
0.4	0.6	0.037	0.031	0.162	0.057	0.259	0.064
0.6	0.8	0.075	0.039	0.184	0.063	0.232	0.066
0.8	1.0	0.036	0.039	0.177	0.079	0.182	0.101
E_γ [MeV]		2256 – 2382		2382 – 2495		2495 – 2677	
-1.0	-0.8	0.460	0.129	0.695	0.163	0.762	0.124
-0.8	-0.6	0.301	0.104	0.594	0.135	0.314	0.105
-0.6	-0.4	0.414	0.112	0.571	0.125	0.379	0.101
-0.4	-0.2	0.287	0.103	0.470	0.127	0.308	0.097
-0.2	0.0	0.402	0.107	0.565	0.127	0.450	0.096
0.0	0.2	0.166	0.095	0.204	0.114	0.114	0.084
0.2	0.4	0.378	0.113	0.617	0.131	0.381	0.100
0.4	0.6	0.305	0.097	0.264	0.113	0.275	0.091
0.6	0.8	0.306	0.103	0.381	0.142	0.367	0.101
0.8	1.0	0.701	0.186	0.638	0.310	0.170	0.235
E_γ [MeV]		2677 – 2845		2845 – 2970			
-1.0	-0.8	0.789	0.161	0.696	0.197		
-0.8	-0.6	0.405	0.116	0.542	0.155		
-0.6	-0.4	0.272	0.117	0.323	0.119		
-0.4	-0.2	0.344	0.116	0.226	0.142		
-0.2	0.0	0.627	0.117	0.410	0.122		
0.0	0.2	0.408	0.116	0.477	0.124		
0.2	0.4	0.586	0.118	0.564	0.137		
0.4	0.6	0.340	0.117	0.535	0.140		
0.6	0.8	0.228	0.112	0.086	0.149		
0.8	1.0	0.322	0.189	0.464	0.348		

Tab. A.2: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_{\pi^0})$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$.

$\cos \theta_p$		$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta(d\sigma/d\Omega)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
E_γ [MeV]		1383 – 1817		1817 – 2020		2020 – 2256	
-1.0	-0.8	0.166	0.075	0.307	0.110	0.940	0.160
-0.8	-0.6	0.089	0.035	0.420	0.072	0.445	0.081
-0.6	-0.4	0.052	0.030	0.196	0.050	0.336	0.068
-0.4	-0.2	-0.001	0.026	0.100	0.043	0.297	0.055
-0.2	0.0	0.030	0.023	0.171	0.045	0.177	0.049
0.0	0.2	0.024	0.023	0.053	0.040	0.162	0.041
0.2	0.4	0.053	0.032	0.089	0.040	0.119	0.045
0.4	0.6	0.047	0.041	0.091	0.047	0.157	0.062
0.6	0.8	0.170	0.120	-0.066	0.143	0.216	0.132
0.8	1.0						
E_γ [MeV]		2256 – 2382		2382 – 2495		2495 – 2677	
-1.0	-0.8	1.305	0.282	2.497	0.404	1.542	0.321
-0.8	-0.6	0.728	0.152	1.168	0.220	0.773	0.152
-0.6	-0.4	0.288	0.101	0.589	0.137	0.492	0.108
-0.4	-0.2	0.328	0.083	0.398	0.107	0.404	0.091
-0.2	0.0	0.264	0.085	0.200	0.094	0.168	0.064
0.0	0.2	0.301	0.077	0.230	0.083	0.095	0.065
0.2	0.4	0.064	0.078	0.278	0.083	0.172	0.067
0.4	0.6	0.308	0.099	0.345	0.106	0.355	0.078
0.6	0.8	0.578	0.260	0.133	0.203	0.381	0.225
0.8	1.0						
E_γ [MeV]		2677 – 2845		2845 – 2970			
-1.0	-0.8	2.284	0.433	2.468	0.552		
-0.8	-0.6	0.930	0.169	0.905	0.244		
-0.6	-0.4	0.501	0.128	0.318	0.142		
-0.4	-0.2	0.382	0.096	0.514	0.132		
-0.2	0.0	0.375	0.091	0.283	0.100		
0.0	0.2	0.102	0.079	0.283	0.086		
0.2	0.4	0.259	0.084	0.136	0.083		
0.4	0.6	0.303	0.097	0.350	0.113		
0.6	0.8	0.600	0.250	0.404	0.249		
0.8	1.0						

Tab. A.3: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos \theta_p)$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$.

$ t - t_{\min} $ [GeV ²]		$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	$\Delta(d\sigma/dt)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	$ t - t_{\min} $ [GeV ²]		$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	$\Delta(d\sigma/dt)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]
E_γ [MeV]		1383 – 1817				1817 – 2020	
0.000	0.099	2.887	1.061	0.000	0.128	3.856	0.778
0.099	0.198	1.242	0.556	0.128	0.255	3.384	0.717
0.198	0.297	0.562	0.488	0.255	0.383	1.505	0.560
0.297	0.397	0.330	0.395	0.383	0.511	1.332	0.507
0.397	0.496	0.356	0.295	0.511	0.639	1.763	0.471
0.496	0.595	0.674	0.333	0.639	0.766	1.527	0.467
0.595	0.694	0.230	0.292	0.766	0.894	-0.163	0.419
0.694	0.793	-0.164	0.289	0.894	1.022	0.539	0.347
0.793	0.892	0.156	0.256	1.022	1.150	0.503	0.436
0.892	0.991	-0.018	0.162	1.150	1.277	0.480	0.508
0.991	1.091	0.066	0.197	1.277	1.405	-0.190	0.574
1.091	1.190	0.124	0.370	1.405	1.533	-0.865	0.702
E_γ [MeV]		2020 – 2256				2256 – 2382	
0.000	0.158	6.003	0.788	0.000	0.174	4.015	1.129
0.158	0.316	4.256	0.656	0.174	0.348	5.137	0.931
0.316	0.474	2.539	0.559	0.348	0.522	3.804	0.944
0.474	0.632	1.990	0.489	0.522	0.696	2.410	0.694
0.632	0.790	1.460	0.449	0.696	0.870	1.180	0.732
0.790	0.948	0.765	0.418	0.870	1.044	1.823	0.619
0.948	1.106	1.222	0.358	1.044	1.218	1.633	0.606
1.106	1.264	1.043	0.389	1.218	1.392	1.637	0.599
1.264	1.422	0.532	0.382	1.392	1.566	0.909	0.567
1.422	1.580	-0.352	0.417	1.566	1.740	0.389	0.429
1.580	1.738	0.231	0.622	1.740	1.914	1.388	0.824
1.738	1.896	0.442	0.625	1.914	2.088	0.084	0.702
E_γ [MeV]		2382 – 2495				2495 – 2677	
0.000	0.188	10.096	1.515	0.000	0.212	5.483	1.015
0.188	0.377	6.602	1.173	0.212	0.423	4.628	0.808
0.377	0.565	3.264	0.947	0.423	0.635	2.178	0.624
0.565	0.754	3.623	0.857	0.635	0.847	2.421	0.583
0.754	0.942	1.468	0.715	0.847	1.058	1.645	0.510
0.942	1.131	2.728	0.687	1.058	1.270	0.803	0.471
1.131	1.319	0.420	0.564	1.270	1.482	0.854	0.463
1.319	1.508	1.515	0.567	1.482	1.693	0.941	0.392
1.508	1.696	0.957	0.628	1.693	1.905	0.958	0.385
1.696	1.885	1.260	0.675	1.905	2.117	0.591	0.411
1.885	2.073	-0.282	0.751	2.117	2.329	0.733	0.480
2.073	2.262	0.558	0.561	2.329	2.540	0.400	0.599
E_γ [MeV]		2677 – 2845				2845 – 2970	
0.000	0.233	8.020	1.237	0.000	0.249	7.166	1.315
0.233	0.466	3.519	0.815	0.249	0.498	4.522	1.033
0.466	0.699	3.475	0.749	0.498	0.747	1.472	0.819
0.699	0.932	1.698	0.603	0.747	0.996	2.280	0.729
0.932	1.165	2.358	0.543	0.996	1.245	1.670	0.567
1.165	1.398	0.935	0.489	1.245	1.495	-0.246	0.454
1.398	1.632	0.809	0.414	1.495	1.744	1.612	0.534
1.632	1.865	0.564	0.469	1.744	1.993	1.447	0.523
1.865	2.098	1.500	0.545	1.993	2.242	0.961	0.388
2.098	2.331	0.765	0.382	2.242	2.491	1.133	0.533
2.331	2.564	-0.060	0.554	2.491	2.740	0.710	0.629
2.564	2.797	1.384	0.983	2.740	2.989		

Tab. A.4: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(|t - t_{\min}|)$ des Quadrats des Viererimpulsübertrags auf das ω -Meson in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$.

$ t - t_{\min} $ [GeV ²]		$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	$\Delta(d\sigma/dt)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	$ t - t_{\min} $ [GeV ²]		$d\sigma/dt$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]	$\Delta(d\sigma/dt)_{\text{stat}}$ [$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]
E_γ [MeV]		1383 – 1817				1817 – 2020	
0.000	0.099	1.424	0.719	0.000	0.128	2.665	0.819
0.099	0.198	1.911	0.603	0.128	0.255	3.564	0.725
0.198	0.297	0.628	0.499	0.255	0.383	3.855	0.642
0.297	0.397	0.510	0.443	0.383	0.511	1.426	0.572
0.397	0.496	0.175	0.369	0.511	0.639	1.159	0.520
0.496	0.595	0.488	0.422	0.639	0.766	0.572	0.597
0.595	0.694	0.349	0.370	0.766	0.894	0.976	0.827
0.694	0.793	-0.559	0.775	0.894	1.022	-0.146	1.131
0.793	0.892	-2.855	5.350	1.022	1.150	0.947	5.643
E_γ [MeV]		2020 – 2256				2256 – 2382	
0.000	0.158	2.951	0.827	0.000	0.174	5.403	1.307
0.158	0.316	4.316	0.671	0.174	0.348	4.557	1.023
0.316	0.474	2.677	0.570	0.348	0.522	4.041	0.875
0.474	0.632	3.285	0.568	0.522	0.696	3.622	0.813
0.632	0.790	2.169	0.527	0.696	0.870	2.361	0.766
0.790	0.948	2.017	0.529	0.870	1.044	1.774	0.758
0.948	1.106	1.943	0.551	1.044	1.218	2.456	0.859
1.106	1.264	0.972	0.633	1.218	1.392	0.919	0.695
1.264	1.422	-0.749	0.977	1.392	1.566	-1.306	0.836
E_γ [MeV]		2382 – 2495				2495 – 2677	
0.000	0.188	6.481	1.717	0.000	0.212	3.610	1.144
0.188	0.377	4.358	1.121	0.212	0.423	3.597	0.724
0.377	0.565	4.476	1.046	0.423	0.635	3.398	0.721
0.565	0.754	4.768	0.878	0.635	0.847	2.273	0.618
0.754	0.942	5.172	0.935	0.847	1.058	2.733	0.598
0.942	1.131	3.137	0.846	1.058	1.270	1.840	0.512
1.131	1.319	1.524	0.624	1.270	1.482	1.865	0.509
1.319	1.508	1.247	0.641	1.482	1.693	0.719	0.467
1.508	1.696	-0.169	0.894	1.693	1.905	0.060	0.440
E_γ [MeV]		2677 – 2845				2845 – 2970	
0.000	0.233	2.611	1.190	0.000	0.249	3.524	1.399
0.233	0.466	3.715	0.845	0.249	0.498	3.541	0.940
0.466	0.699	4.136	0.759	0.498	0.747	3.768	0.893
0.699	0.932	3.557	0.676	0.747	0.996	3.013	0.714
0.932	1.165	3.931	0.644	0.996	1.245	2.411	0.663
1.165	1.398	1.774	0.610	1.245	1.495	2.243	0.584
1.398	1.632	0.929	0.534	1.495	1.744	0.975	0.586
1.632	1.865	0.447	0.453	1.744	1.993	0.686	0.568
1.865	2.098	-0.117	0.427	1.993	2.242	0.249	0.662
2.098	2.331			2.242	2.491	-0.521	0.526

Tab. A.5: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(|t - t_{\min}|)$ des Quadrats des Viererimpulsübertrags auf das Pion in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$.

$m_{p\pi^0}$ [MeV]		$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]	$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]	$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]
E_γ [MeV]		1383 – 1817		1817 – 2020		2020 – 2256	
1040	1080	1.07	0.84	-0.06	0.38	0.19	0.19
1080	1120	3.55	1.51	4.20	1.11	2.15	1.17
1120	1160	3.28	1.38	8.34	1.73	4.46	1.54
1160	1200	3.75	1.29	13.07	2.66	14.73	2.57
1200	1240	2.20	1.15	12.59	2.87	22.32	3.05
1240	1280	-0.50	0.83	10.43	2.47	16.91	2.89
1280	1320	-12.22	21.51	5.61	1.82	8.67	2.34
1320	1360	2.24	2.43	-2.41	1.44	7.78	2.01
1360	1400			26.98	110.88	6.30	1.69
1400	1440			1.64	0.73	1.83	1.20
1440	1480			0.71	0.87	-1.64	1.04
1480	1520					2.40	1.23
1520	1560					0.14	0.15
E_γ [MeV]		2256 – 2382		2382 – 2495		2495 – 2677	
1040	1080			-0.50	0.57	0.91	0.66
1080	1120	4.83	1.88	3.04	2.25	2.52	1.64
1120	1160	9.03	2.52	10.58	3.02	4.02	2.40
1160	1200	16.63	3.52	25.44	4.49	8.10	2.62
1200	1240	24.62	4.56	28.48	5.46	20.64	3.56
1240	1280	16.41	4.29	15.37	4.39	13.11	3.26
1280	1320	0.46	3.35	18.05	4.81	11.83	3.49
1320	1360	16.43	3.73	15.62	4.97	13.09	3.10
1360	1400	7.80	3.21	10.30	3.66	8.93	2.97
1400	1440	8.54	3.46	10.61	3.70	10.94	2.82
1440	1480	7.24	2.23	5.74	2.92	4.24	2.82
1480	1520	0.22	1.64	9.55	2.56	9.10	2.45
1520	1560	-0.94	1.28	1.44	1.98	6.15	2.29
1560	1600	1.24	0.60	-0.52	1.24	3.69	1.60
1600	1640			0.34	0.27	-2.36	1.65
1640	1680					3.32	2.12
1680	1720					0.72	0.54
E_γ [MeV]		2677 – 2845		2845 – 2970			
1080	1120	2.48	1.85	2.74	1.95		
1120	1160	5.66	2.51	5.20	3.06		
1160	1200	15.82	3.76	8.36	3.36		
1200	1240	21.81	4.17	18.84	4.73		
1240	1280	19.79	3.89	11.83	4.18		
1280	1320	6.41	3.26	15.48	4.14		
1320	1360	1.76	3.13	11.92	3.68		
1360	1400	6.98	3.40	10.98	3.96		
1400	1440	9.95	3.42	10.75	4.60		
1440	1480	10.31	3.15	9.65	3.88		
1480	1520	8.95	3.39	2.79	3.86		
1520	1560	8.42	3.27	5.31	3.49		
1560	1600	8.93	2.48	12.57	3.80		
1600	1640	8.34	2.42	5.32	2.91		
1640	1680	2.46	2.13	0.83	2.53		
1680	1720	-15.20	27.87	4.61	2.04		
1720	1760	0.37	0.29	0.83	1.98		
1760	1800			1.07	0.75		
1800	1840			0.25	0.26		

Tab. A.6: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm$ von $p\pi^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$.

$m_{p\pi^0}$ [MeV]		$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]	$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]	$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]
E_γ [MeV]		1383 – 1817		1817 – 2020		2020 – 2256	
1620	1660	1.49	2.03	0.23	0.27	0.44	0.26
1660	1700	29.66	10.83	4.40	1.28	1.58	0.55
1700	1740	-64.52	21.03	-5.37	3.58	-3.19	5.39
1740	1780	-0.85	3.28	2.19	3.12	4.95	2.33
1780	1820	3.63	1.05	7.22	2.76	6.85	2.19
1820	1860	3.41	0.62	12.86	2.45	9.78	2.24
1860	1900	1.73	0.41	12.30	1.98	15.95	2.53
1900	1940	-0.10	0.15	7.79	1.69	14.88	2.42
1940	1980			2.88	1.19	12.52	2.25
1980	2020			1.29	0.49	8.95	1.89
2020	2060					3.79	1.41
2060	2100					0.82	0.75
2100	2140					0.20	0.21
E_γ [MeV]		2256 – 2382		2382 – 2495		2495 – 2677	
1620	1660	0.78	0.53	0.41	0.47	0.98	0.67
1660	1700	2.73	1.07	1.11	0.76	4.50	2.28
1700	1740	3.09	4.03	3.20	3.06	-2.64	2.67
1740	1780	7.49	3.34	5.48	3.51	8.01	2.76
1780	1820	8.50	3.33	8.11	4.17	3.58	2.55
1820	1860	7.24	3.82	7.54	3.58	9.48	3.04
1860	1900	10.84	3.85	7.66	4.15	10.60	3.14
1900	1940	11.15	3.37	16.48	3.65	10.99	2.87
1940	1980	18.59	3.72	14.03	4.22	8.56	2.80
1980	2020	16.18	3.31	22.96	4.40	15.63	2.96
2020	2060	10.85	3.31	21.01	4.50	16.35	3.42
2060	2100	9.95	2.85	17.85	4.12	8.10	2.71
2100	2140	4.67	1.97	11.78	3.44	8.20	2.91
2140	2180	1.43	1.15	9.09	2.75	7.38	2.63
2180	2220			1.25	1.11	6.22	2.00
2220	2260					0.97	1.31
2260	2300					0.10	0.72
E_γ [MeV]		2677 – 2845		2845 – 2970			
1620	1660	0.75	0.62				
1660	1700	1.08	0.75	0.18	0.18		
1700	1740	-2.84	1.81	-3.10	2.33		
1740	1780	4.05	2.78	0.78	2.91		
1780	1820	8.41	3.11	8.92	3.54		
1820	1860	12.48	3.19	4.07	2.70		
1860	1900	5.63	3.48	3.70	3.39		
1900	1940	8.74	3.36	2.65	3.38		
1940	1980	10.56	3.28	11.74	4.05		
1980	2020	14.10	3.33	6.81	3.69		
2020	2060	13.80	3.63	11.47	4.00		
2060	2100	10.98	3.08	9.51	3.88		
2100	2140	13.83	3.28	11.40	3.66		
2140	2180	11.56	3.46	15.39	4.30		
2180	2220	8.90	3.15	15.99	4.27		
2220	2260	8.67	3.06	19.53	4.19		
2260	2300	7.10	2.64	4.95	3.06		
2300	2340	0.80	1.37	-0.04	2.30		
2340	2380			3.36	2.29		
2380	2420			2.03	1.51		

Tab. A.7: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm$ von $p\omega$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$.

$m_{p\pi^0}$ [MeV]		$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]	$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]	$d\sigma/dm$ [nb/MeV]	$\Delta(d\sigma/dm)_{\text{stat}}$ [nb/MeV]
E_γ [MeV]		1383 – 1817		1817 – 2020		2020 – 2256	
800	840	4.80	5.21			6.02	10.48
840	880	5.45	1.65	4.08	1.48	4.07	1.39
880	920	-2.94	0.97	-1.76	0.82	-2.56	1.43
920	960	0.70	1.83	3.16	1.46	3.58	1.32
960	1000	6.58	1.44	9.87	1.87	11.09	1.76
1000	1040	6.08	1.34	9.78	1.87	9.88	1.93
1040	1080	6.99	1.75	9.89	2.19	10.15	2.14
1080	1120	89.79	127.02	7.38	2.77	8.87	2.19
1120	1160			11.06	4.03	13.16	2.34
1160	1200			10.50	5.30	11.82	2.69
1200	1240					14.15	3.78
1240	1280					4.87	2.82
E_γ [MeV]		2256 – 2382		2382 – 2495		2495 – 2677	
840	880	3.94	1.96	2.02	1.78	1.60	1.03
880	920	-0.87	1.32	1.92	1.36	57.35	403.52
920	960	5.68	2.26	3.94	2.25	4.29	1.78
960	1000	8.83	2.55	9.03	3.10	2.58	1.89
1000	1040	7.21	2.71	10.34	2.86	2.88	2.22
1040	1080	6.41	2.97	11.27	3.69	4.19	2.33
1080	1120	12.99	3.15	9.45	3.31	9.84	2.80
1120	1160	15.53	3.26	19.71	4.08	9.90	2.69
1160	1200	15.63	3.70	20.52	3.94	11.07	2.76
1200	1240	16.69	3.96	21.19	4.32	17.28	3.33
1240	1280	8.62	4.56	15.93	4.74	11.68	2.98
1280	1320	17.28	9.44	10.08	4.56	14.01	3.10
1320	1360			4.85	5.48	10.04	3.51
1360	1400					7.34	3.50
1400	1440					23.29	11.88
E_γ [MeV]		2677 – 2845		2845 – 2970			
840	880	0.44	0.49	2.03	2.67		
880	920	-5.19	3.61	-25.66	424.47		
920	960	3.84	2.54	-3.80	2.31		
960	1000	3.25	2.20	7.47	2.95		
1000	1040	5.93	2.48	4.42	2.75		
1040	1080	7.19	2.67	7.40	3.61		
1080	1120	9.72	3.04	6.05	3.23		
1120	1160	9.78	3.12	7.78	3.29		
1160	1200	17.46	3.53	13.64	3.25		
1200	1240	11.80	3.17	20.64	4.28		
1240	1280	21.38	3.77	7.57	3.82		
1280	1320	11.31	3.36	15.93	4.13		
1320	1360	6.59	3.18	9.46	3.94		
1360	1400	8.89	3.67	4.75	2.98		
1400	1440	5.95	3.23	10.94	4.22		
1440	1480	9.29	5.93	5.20	3.75		
1480	1520			4.89	4.76		

Tab. A.8: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm$ von $\pi^0\omega$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$.

E_γ [MeV]		$-b$ [GeV ⁻²]	Δb_{stat} [GeV ⁻²]
1383	1817	5.80	1.31
1817	2020	2.52	0.32
2020	2256	2.29	0.20
2256	2382	2.09	0.24
2382	2495	2.44	0.25
2495	2677	2.10	0.25
2677	2845	2.10	0.23
2845	2970	3.19	0.52

Tab. A.9: Der Slope-Parameter des Quadrats des Viererimpulsübertrags auf das ω -Meson in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$. Die systematische Unsicherheit ist identisch mit derjenigen der differentiellen Wirkungsquerschnitte.

E_γ [MeV]		$\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega)$ [μb]	$\Delta\sigma_{\text{stat}}$ [μb]	$\Delta\sigma_{\text{syst}}$ [μb]
1383	1817	0.56	0.13	0.03
1817	2020	1.90	0.22	0.02
2020	2256	3.29	0.27	0.13
2256	2382	4.49	0.46	0.22
2382	2495	6.57	0.57	0.36
2495	2677	4.87	0.39	0.19
2677	2845	5.95	0.50	0.28
2845	2970	6.21	0.47	0.33

Tab. A.10: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$. Der angegebene systematische Fehler schätzt die Unsicherheit der Wirkungsquerschnittsbestimmung aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten ab. Hinzu kommen der Fehler der Akzeptanzbestimmung und der Flussnormierung.

E_γ [MeV]		$\sigma(\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega)$ [μb]	$\Delta\sigma_{\text{stat}}$ [μb]	$\Delta\sigma_{\text{syst}}$ [μb]
1383	1817	0.21	0.17	0.05
1817	2020	1.43	0.33	0.10
2020	2256	2.63	0.42	0.23
2256	2382	2.96	0.62	0.18
2382	2495	4.16	0.78	0.27
2495	2677	1.88	0.49	0.13
2677	2845	2.84	0.61	0.24
2845	2970	2.49	0.71	0.28

Tab. A.11: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$. Der angegebene systematische Fehler beinhaltet die Unsicherheit der Wirkungsquerschnittsbestimmung aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten und die Unsicherheit der Abtrennung des $\Delta^+ \omega$ vom $p\pi^0\omega$ -Anteil in den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dm$ des $p\pi^0$ -Systems. Hinzu kommen die Fehler der Akzeptanzbestimmung und der Flussnormierung.

E_γ [MeV]		$\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega)$ [μb]	$\Delta\sigma_{\text{stat}}$ [μb]	$\Delta\sigma_{\text{syst}}$ [μb]
1383	1817	0.42	0.15	0.10
1817	2020	0.95	0.21	0.07
2020	2256	1.54	0.28	0.13
2256	2382	2.52	0.51	0.15
2382	2495	3.80	0.64	0.25
2495	2677	3.61	0.50	0.24
2677	2845	4.05	0.62	0.34
2845	2970	4.55	0.75	0.52

Tab. A.12: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ ohne $\Delta^+ \omega$ -Beiträge. Der angegebene systematische Fehler beinhaltet die Unsicherheit der Wirkungsquerschnittsbestimmung aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten und die Unsicherheit der Abtrennung des $\Delta^+ \omega$ vom $p\pi^0\omega$ -Anteil in den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dm$ des $p\pi^0$ -Systems. Hinzu kommen die Fehler der Akzeptanzbestimmung und der Flussnormierung.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Antidekuplett	8
1.2	Das Θ^+ -Signal des SAPHIR-Experiments	9
1.3	Die Quarkstruktur des Antidekupletts im Diquark-Bild	11
1.4	Massen und πN -Zerfallsamplituden von Nukleon-Resonanzen	14
1.5	Massen und πN -Zerfallsamplituden von Δ -Resonanzen	15
1.6	Δ -Massenvorhersagen mit $N\gamma$ - und $\Delta\omega$ -Amplituden	16
1.7	Spektrum der Δ -Resonanzen im Bonn-Modell	19
1.9	Starker Baryonenzerfall niedrigster Ordnung	20
1.8	Spektrum der Nukleon-Resonanzen im Bonn-Modell	22
1.10	Regge-Trajektorie der Δ - und Nukleon-Resonanzen	24
1.11	Massenabstände zwischen Baryonen und radialen Anregungen	25
1.12	Lage der Spin-1/2-Baryonen zur Regge-Trajektorie	27
1.13	Δ - und Nukleon-Resonanzen nach einer Massenformel	28
1.14	Vergleich des Δ -Spektrums mit den Vorhersagen	31
1.15	Der Aufbau des LAMP2 Experiments	34
1.16	Der totale Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$ (LAMP2)	34
1.17	Der differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ (LAMP2)	35
1.18	Vorhersage des ω -Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts	37
2.1	Der ELSA-Beschleunigerkomplex	40
2.2	Der Aufbau des CB-ELSA-Experiments	41
2.3	Das Tagging-System	42
2.4	Der Innendetektor	44
2.5	Schema der Kalorimeter-Struktur	45
2.6	Der Aufbau eines Kristallmoduls	46
2.7	Die Flugzeitwand	48
3.1	Der integrierte Photonenfluss	53
3.2	Die Photonenenergie und der Taggerdraht	54
3.3	Durchstoßpunkte im Innendetektor	54
3.4	Konfidenzniveau der Hypothese $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0\gamma$	59
3.5	Schnitt auf Durchstoßpunkte im Innendetektor	61
4.1	ω -Signal in $p\pi^0\pi^0\gamma$ -Ereignissen	66

4.2	Der Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	68
4.3	$p\pi^0\pi^0$ -Untergrund in $p\pi^0\omega$	68
4.4	Der Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$	69
4.5	$p\pi^0\eta$ -Untergrund in $p\pi^0\omega$	70
4.6	Die Energie des Photons aus dem ω -Zerfall	71
4.7	Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit und Akzeptanz	71
4.8	$3\pi^0$ - und η -Erzeugung	73
4.9	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$	73
4.10	Abschätzung des Wirkungsquerschnitts von $\gamma p \rightarrow p3\pi^0$	74
4.11	Kombinatorischer Untergrund	76
4.12	$\pi^0\gamma$ -Massenspektren mit Untergrundbeiträgen	77
4.13	ω -Signal mit Seitenbändern	79
4.14	Beispiel einer Seitenbandsubtraktion	80
5.1	Die Akzeptanzlücken	84
5.2	Projektion der Zerfallsebene	85
5.3	Invariante Masse von $p\pi^0$ in $p\pi^0\omega$ -Ereignissen	87
5.4	Ermittlung des Wirkungsquerschnitts	88
6.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_\omega)$	94
6.2	Die Akzeptanz der ω -Winkelverteilungen	95
6.3	Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega)$ aus den ω - Verteilungen	96
6.4	t -Kanal-Austausch	97
6.5	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(t - t_{\min})$	98
6.6	Slope-Parameter für das ω -Meson	99
6.7	Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega)$ aus dem t - Kanal	100
6.8	Die Akzeptanz der π^0 -Winkelverteilungen	101
6.9	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_{\pi^0})$	102
6.10	Der totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega)$ aus den π^0 - Verteilungen	103
6.11	t -Kanal-Austausch mit diffraktiv erzeugtem Pion	104
6.12	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(t - t_{\min})$ des Pions	105
6.13	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_p)$	106
6.14	Die Akzeptanz der Proton-Winkelverteilungen	107
6.15	Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega)$ aus den Pro- ton-Verteilungen	108
6.16	Der Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte	109
6.17	Der gemittelte Wirkungsquerschnitt	110
6.18	Der Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow p\omega$	112
6.19	s -Kanal-Produktion von $\Delta\omega$	112
6.20	s -Kanal-Produktion von $N^*\pi^0$	113
6.21	s -Kanal-Produktion von pX	113

6.22	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(p\pi^0)$	114
6.23	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(p\omega)$	115
6.24	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(\pi^0\omega)$	117
6.25	Die Verteilung der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse	118
6.26	Photonenfluss normiertes Spektrum der $p\pi^0\omega$ -Ereignisse . . .	119
6.27	Die invariante Masse des Gesamtsystems	119
6.28	Der Δ -Anteil von $d\sigma/dm(p\pi^0)$	122
6.29	Der totale Wirkungsquerschnitt aus $d\sigma/dm(p\pi^0)$	123
6.30	Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$	124
6.31	Der Wirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\omega$ ohne $\Delta\omega$ -Anteil . .	124
6.32	Vergleich der Wirkungsquerschnitte von $\gamma p \rightarrow \Delta^+\omega$	125
6.33	Die Missing Mass Verteilung des LAMP2-Experiments	126

Tabellenverzeichnis

1.1	Vorhersagen für $\Delta\omega$ -Partialbreiten	17
1.2	Δ -Resonanzen im dritten Anregungsband (Bonn-Modell) . . .	21
1.3	$N\pi$ und $\Delta\pi$ -Partialbreiten (Experimentell und Modelle) . . .	23
1.4	Der antisymmetrische Anteil der Spin-Flavor-Wellenfunktion . . .	26
1.5	Δ -Resonanzen: Vergleich der Modelle mit der Massenformel . .	32
1.6	Zerfallskanäle der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$	33
2.1	Eigenschaften der CsI(Tl) Kristalle	46
3.1	Berechnete Fehler im Kalorimeter	58
3.2	Vergleich von CL-Schnitten	60
3.3	Eigenschaften des ω -Mesons	62
3.4	Eigenschaften des neutralen Pions	63
4.1	Grenzen des Signalbandes und der Seitenbänder	78
A.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_\omega)$	134
A.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_{\pi^0})$	135
A.3	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\cos\theta_p)$	136
A.4	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(t-t_{\min})(\omega)$. . .	137
A.5	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt(t-t_{\min})(\pi^0)$. . .	138
A.6	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(p\pi^0)$	139
A.7	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(p\omega)$	140
A.8	Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dm(\pi^0\omega)$	141
A.9	Der Slope-Parameter des Viererimpulsübertrags auf das ω - Meson	142
A.10	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$. .	142
A.11	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \omega$. .	143
A.12	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \omega$ ohne $\Delta^+ \omega$	143

Literaturverzeichnis

- [1] Bartholomy, O. et al.: *Neutral pion photoproduction off protons in the energy range $0.3 \text{ GeV} < E(\gamma) < 3 \text{ GeV}$* . Phys. Rev. Lett., 94:012003, 2005.
- [2] Crede, V. et al.: *Photoproduction of η mesons off protons for $0.75 \text{ GeV} < E(\gamma) < 3 \text{ GeV}$* . Phys. Rev. Lett., 94:012004, 2005.
- [3] Bartholomy, O.: *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, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2004.
- [4] Fuchs, M. Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.
- [5] Horn, I.: *The decay of the γp system into the $p\pi^0\eta$ final state*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2004.
- [6] Capstick, S. und W. Roberts: *New baryons in the $\Delta\eta$ and $\Delta\omega$ channels*. Phys. Rev., D57:4301–4309, 1998.
- [7] Gell-Mann, M.: *A Schematic model of baryons and mesons*. Phys. Lett., 8:214–215, 1964.
- [8] Greenberg, O. W.: *Spin and unitary spin independence in a paraquark model of baryons and mesons*. Phys. Rev. Lett., 13:598–602, 1964.
- [9] Eidelman, S. et al.: *Review of particle physics*. Phys. Lett., B592:1, 2004.
- [10] Klempt, E.: *Glueballs, hybrids, pentaquarks: Introduction to hadron spectroscopy and review of selected topics*. 2004. hep-ph/0404270.
- [11] Diakonov, D., V. Petrov und M. V. Polyakov: *Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons*. Z. Phys., A359:305–314, 1997.
- [12] Diakonov, D. und V. Petrov: *Where are the missing members of the baryon antidecuplet?*. Phys. Rev., D69:094011, 2004.

- [13] Nakano, T. et al.: *Observation of $S = +1$ baryon resonance in photoproduction from neutron*. Phys. Rev. Lett., 91:012002, 2003.
- [14] Barmin, V. V. et al.: *Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K^+ collisions with Xe nuclei*. Phys. Atom. Nucl., 66:1715–1718, 2003.
- [15] Barth, J. et al.: *Evidence for the positive-strangeness pentaquark Θ^+ in photoproduction with the SAPHIR detector at ELSA*. Phys. Lett., B572:127–132, 2003.
- [16] Stepanyan, S. et al.: *Observation of an exotic $S = +1$ baryon in exclusive photoproduction from the deuteron*. Phys. Rev. Lett., 91:252001, 2003.
- [17] Hyodo, T. <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~hyodo/research/Thetapub.html>. Liste von experimentellen und theoretischen Artikeln über Pentaquarks.
- [18] Vita, R. de: *Search for Pentaquarks at CLAS in Photoproduction from Protons*. Talk given at 2005 APS April Meeting, 2005.
- [19] Dzierba, A. R. et al.: *The evidence for a pentaquark signal and kinematic reflections*. Phys. Rev., D69:051901, 2004.
- [20] Kahana, D. E. und S. H. Kahana: *Pentaquark as kaon nucleon resonance*. Phys. Rev., D69:117502, 2004.
- [21] Close, F. E.: *The end of the constituent quark model?*. AIP Conf. Proc., 717:919–936, 2004.
- [22] Capstick, S., P. R. Page und W. Roberts: *Interpretation of the Θ^+ as an isotensor resonance with weakly decaying partners*. Phys. Lett., B570:185–190, 2003.
- [23] Alt, C. et al.: *Observation of an exotic $S = -2$, $Q = -2$ baryon resonance in proton proton collisions at the CERN SPS*. Phys. Rev. Lett., 92:042003, 2004.
- [24] Abt, I. et al.: *Limits for the central production of Θ^+ and Ξ^{--} pentaquarks in 920-GeV pA collisions*. Phys. Rev. Lett., 93:212003, 2004.
- [25] Adamovich, M. et al.: *Search for the exotic $\Xi^{--}(1860)$ Resonance in 340 GeV/c Σ^- -Nucleus interactions*. Phys. Rev., C72:022201, 2004.
- [26] Lichtenberg, D. B.: *Baryon supermultiplets of $SU(6) \times O(3)$ in a quark - diquark model*. Phys. Rev., 178:2197–2200, 1969.
- [27] Anselmino, M. et al.: *Diquarks*. Rev. Mod. Phys., 65:1199–1234, 1993.

-
- [28] Jaffe, R. L. und F. Wilczek: *Diquarks and exotic spectroscopy*. Phys. Rev. Lett., 91:232003, 2003.
- [29] Nanova, M., 2004. Persönliche Mitteilung.
- [30] Pee, H. van, 2004. Persönliche Mitteilung.
- [31] Isgur, N. und G. Karl: *Ground state baryons in a quark model with hyperfine interactions*. Phys. Rev., D20:1191–1194, 1979.
- [32] Capstick, S. und W. Roberts: *Quark models of baryon masses and decays*. Prog. Part. Nucl. Phys., 45:S241–S331, 2000.
- [33] Capstick, S. und N. Isgur: *Baryons in a relativized quark model with chromodynamics*. Phys. Rev., D34:2809–2835, 1986.
- [34] Capstick, S. und W. Roberts: *$N\pi$ decays of baryons in a relativized model*. Phys. Rev., D47:1994–2010, 1993.
- [35] Caso, C. et al.: *Review of particle physics*. Eur. Phys. J., C3:1–794, 1998.
- [36] Capstick, S. und W. Roberts: *Quasi-two-body decays of nonstrange baryons*. Phys. Rev., D49:4570–4586, 1994.
- [37] Löring, U. et al.: *Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces*. Eur. Phys. J., A10:309–346, 2001.
- [38] Löring, U., B. C. Metsch und H. R. Petry: *The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces: The non-strange baryon spectrum and ground-states*. Eur. Phys. J., A10:395–446, 2001.
- [39] Metsch, B. et al.: *The spectrum and strong decays of baryons in a relativistic quark model*. Eur. Phys. J., A18:189–192, 2003.
- [40] Metsch, B., 2004. Persönliche Mitteilung.
- [41] Groom, D. E. et al.: *Review of particle physics*. Eur. Phys. J., C15:1–878, 2000.
- [42] Klempt, E.: *A mass formula for baryon resonances*. Phys. Rev., C66:058201, 2002.
- [43] Klempt, E.: *Do parity doublets in the baryon spectrum reflect restoration of chiral symmetry?*. Phys. Lett., B559:144–152, 2003.
- [44] Barber, D. P. et al.: *A study of the reactions $\gamma p \rightarrow \omega p$ and $\gamma p \rightarrow \omega\Delta^+$. LAMP2 group*. Z. Phys., C26:343–351, 1984.

-
- [45] Nelson Jr., C. A. et al.: *Inelastic photoproduction of ω and ρ^+ -mesons*. Phys. Rev., D17:647, 1978.
- [46] Nelson Jr., C. A. et al. <http://durpdg.dur.ac.uk/cgi-hepdata/hepreac/155349>.
- [47] Beaufays, J. et al.: *Study of reactions $\pi^+ p \rightarrow (\rho^0, \omega) \Delta^{++} (1236)$ at $10.3 \text{ GeV}/c$* . Phys. Rev., D18:27, 1978.
- [48] Mühlich, P., T. Falter und U. Mosel: *Inclusive ω photoproduction off nuclei*. Eur. Phys. J., A20:499–508, 2004.
- [49] Trnka, D. et al.: *Observation of in-medium modifications of the ω meson*. Phys. Rev. Lett., 94:192303, 2005.
- [50] Barth, J. et al.: *Low-energy photoproduction of ω -mesons*. Eur. Phys. J., A18:117–127, 2003.
- [51] Link, J.: *Aufbau und Test der Proportionaldrahtkammern für das neue Tagging-System an SAPHIR*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1994.
- [52] Essig, K., 2004. Persönliche Mitteilung.
- [53] Kopf, B.: *Untersuchung der photoinduzierten Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0$ und $\gamma p \rightarrow \pi^0 \eta$ an einem Flüssig-Wasserstoff-Target*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 2002.
- [54] Suft, G. et al.: *A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*. Nucl. Instrum. Meth., A538:416–424, 2005.
- [55] Fösel, A.: *Entwicklung und Bau eines Innendetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA/Bonn*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, 2000.
- [56] Bogendörfer, R.: *Effizienzbestimmung für den Innendetektor des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2001.
- [57] Aker, E. et al.: *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR*. Nuclear Instruments and methods in Physics Research, A321:69–108, 1992.
- [58] Bartholomy, O.: *Test und Modifikation des Lichtpulsersystems für den CB-ELSA-Detektor*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [59] Flemming, H.: *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2000.

- [60] Höffgen, S.: *Einbindung eines großflächigen Flugzeitspektrometers als Vorwärtsdetektor für Experimente mit CB-ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [61] Hillert, W., 2002. Persönliche Mitteilung.
- [62] Credé, V. und I. Fabry: *Documentation of class Tagger and calibration of the tagging system*. CB-Note 006, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2001.
- [63] Bartholomy, O. et al.: *Flux Determination*. CB-Note, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, in Vorbereitung.
- [64] Arndt, R. A. et al.: *SAID*. <http://gwdac.phys.gwu.edu>.
- [65] Junkersfeld, J.: *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* . Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [66] Junkersfeld, J. und E. Gutz: *Simulation of the Trigger of the CBELSA/TAPS experiment*. CBELSA/TAPS-Note 2, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2004.
- [67] Pee, H. van: *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, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2003.
- [68] Brandt, S.: *Datenanalyse*. Spektrum Akademischer Verlag, 4. Aufl., 1999.
- [69] Assafiri, Y. et al.: *Double π^0 photoproduction on the proton at GRAAL*. Phys. Rev. Lett., 90:222001, 2003.
- [70] Kotulla, M., 2003. Persönliche Mitteilung.
- [71] Credé, V.: *Crystal Barrel at ELSA, CBGEANT 1.08*. CB-Note 002, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2001.
- [72] Brun, R., F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson und P. Zancarini: *GEANT3*. 1987. CERN-DD/EE/84-1.
- [73] Lotz, J.: *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, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2005.
- [74] Anisovich, A. et al.: *Photoproduction of Baryons decaying into $N\pi$ and $N\eta$* . Eingereicht bei Eur. Phys. J. A.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die mir während meiner Doktorarbeit mit Rat, Geduld und Verständnis zur Seite gestanden haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt Eberhard Klempt für die Betreuung meiner Arbeit und viele interessante und hilfreiche Diskussionen.

Olivia Bartholomy, Ulrike Thoma und Reinhard Beck haben durch die gründlichen Diskussionen der Zwischen- und Endergebnisse sehr zum Werden und Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Für die Prüfung auf inhaltliche und grammatikalische Logik bin ich Eric Gutz und Elke Junkersfeld sehr dankbar.

Bei allen Kollegen möchte ich mich für die angenehme und anregende Atmosphäre in unserer Arbeitsgruppe bedanken.

Allen Mitgliedern der CB-ELSA und CBELSA/TAPS-Kollaboration gilt mein Dank für die gute und angenehme Zusammenarbeit.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat durch die Förderung des CB-ELSA-Experiments diese Arbeit erst ermöglicht.

Vielen Dank!